Untersuchung der unelastischen Ψ'-Produktion am H1-Detektor bei HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

Marcus Seeck

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg,
September 1996

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Im Ringbeschleuniger HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg werden Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktsenergie des Elektron–Proton–Systems beträgt $\sqrt{s} \approx 300$ GeV und liegt damit um mehr als eine Größenordnung über der Schwerpunktsenergie von früheren Elektron–Proton–Experimenten, bei denen nur die Elektronen beschleunigt wurden. Die Lepton–Nukleon–Streuung ermöglicht Messungen sowohl von Ereignissen der tiefunelastischen Streuung mit hohen Impulsüberträgen, als auch von Ereignissen der Photoproduktion, bei der das Elektron ein quasireelles Photon abstrahlt, welches mit dem Proton wechselwirkt. Die Photoproduktion ist bei HERA die Hauptquelle für die Erzeugung schwerer Vektormesonen.

Das bei HERA bisher am intensivsten untersuchte Vektormeson ist der Charmonium(1S)–Zustand, auch J/Ψ genannt. Das J/Ψ hat eine Masse von 3.0969 GeV [PDG94] und zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 6% in zwei Myonen, die gut mit dem H1–Detektor nachweisbar sind. Ebenfalls aus zwei Charmquarks besteht das Ψ', das sich vom J/Ψ lediglich durch die radiale Quantenzahl und seine Masse unterscheidet und deshalb auch als $\Psi(2S)$ bezeichnet wird. Mit einer Masse von 3.686 GeV ist das Ψ' leichter als zwei D–Mesonen und kann daher nicht in zwei charmante Mesonen zerfallen. Da es zu weniger als 1% in zwei Myonen zefällt, braucht man entweder eine sehr hohe Ereigniszahl oder einen anderen Zerfallskanal für die Ψ'–Analyse, der gut zu identifizieren ist und eine ausreichend hohe Wahrscheinlichkeit hat. Es bietet sich der Zerfall in ein J/Ψ und zwei geladene Pionen an, wobei das J/Ψ über den Zerfall in zwei Myonen rekonstruiert wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Ψ' über diese Kette zerfällt, beträgt ungefähr 2%.

Die Identifikation von Ψ'–Ereignissen ist unproblematisch, solange man nur die Zerfallsteilchen des Vektormesons im Detektor sieht. Solche Ereignisse nennt man *quasielastisch*. Der Nachweis elastischer Ψ'–Produktion ist bei H1 erstmals mit den Daten des Jahres 1994 gelungen [Hil96]. Die Identifikation unelastischer Ψ'–Ereignisse ist schwieriger, da man neben den Zerfallprodukten des Ψ' eine große Anzahl anderer Teilchen im Detektor sieht. Solche Teilchen stammen in dem Fall, daß das Photon *unelastisch* am Proton streut, vor allem aus der Hadronisation des Protonrestes. Von den Zerfallsprodukten des Ψ' sind lediglich die Myonen identifizierbar, die Pionen unterscheiden sich vordergründig nicht von den Teilchen aus der Photon–Gluon–Fusion. Ziel dieser Arbeit ist es, nach Eigenschaften der Pionen aus dem Ψ'–Zerfall zu suchen, die es ermöglichen, den Untergrund, den man durch Kombination der Myonen aus dem J/Ψ–Zerfall mit Pionen, die nicht aus dem Ψ'–Zerfall stammen, zu reduzieren und ein Signal auch bei unelastischen Ereignissen zu erkennen.

Nach einer kurzen Beschreibung des Speicherrings HERA und der für die Ψ'–Analyse benötigten Komponenten des H1–Detektors in Kapitel 2 wird eine Einführung in die Theorie der Ψ'–Erzeugung in Photoproduktion gegeben (Kapitel 3). Außerdem werden die für die Ereignisbestimmung benötigten kinematischen Variablen eingeführt. In Kapitel 4 wird anhand theoretisch gewonnener Erkenntnisse mit Hilfe von Monte–Carlo–Generatoren nach Größen gesucht, mit deren Hilfe man den Untergrund im Verhältnis zum Ψ'–Signal reduzieren kann. Die gefundenen Schnitte müssen auf Daten angewendet werden, um zu überprüfen, ob die Monte–Carlo–Simulation die Daten sinnvoll beschreibt. Es wird deshalb auf der Basis der Daten des Jahres 1994 in Kapitel 5 zunächst eine Selektion von Ψ'–Kandidaten vorgenommen. Anschließend werden in Kapitel 6 einige wichtige kinematische Variablen daraufhin überprüft, ob sie sich durch die Simulation beschreiben lassen und ob es möglich ist, die in Kapitel 4 aus den theoretischen Verteilungen gefundenen Schnittgrößen auch auf die Daten anzuwenden. Die Anwendung der Schnitte erfolgt in Kapitel 7.

Das theoretische Modell der unelastischen Vektormeson–Produktion sagt ein bestimmtes Verhältnis zwischen den Wirkungsquerschnitten der J/Ψ– und der Ψ'–Erezeugung vorher. Da der Wirkungsquerschnitt für die unelastische J/Ψ–Produktion mit den '94er Daten bereits gemessen wurde, wird am Ende von Kapitel 7 der Wirkungsquerschnitt für die unelastische Ψ'–Erzeugung berechnet. Das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte wird mit dem theoretisch vorhergesagtem Verhältnis verglichen.

Kapitel 2

HERA und der H1–Detektor

In diesem Kapitel wird kurz beschrieben, wie bei HERA Teilchen zur Kollision gebracht werden. Außerdem wird der Detektor H1 mit seinen für diese Arbeit wesentlichen Komponenten beschrieben.

2.1 Der Speicherring HERA

Im Speicherring HERA (**H**adron–**E**lektron–**R**ing**a**nlage) werden Elektronen bzw. Positronen mit Protonen zur Kollision gebracht. Der Betrieb ist Ende 1990 aufgenommen worden, erste Hochenergiemessungen konnten im Jahr 1992 durchgeführt werden. Im

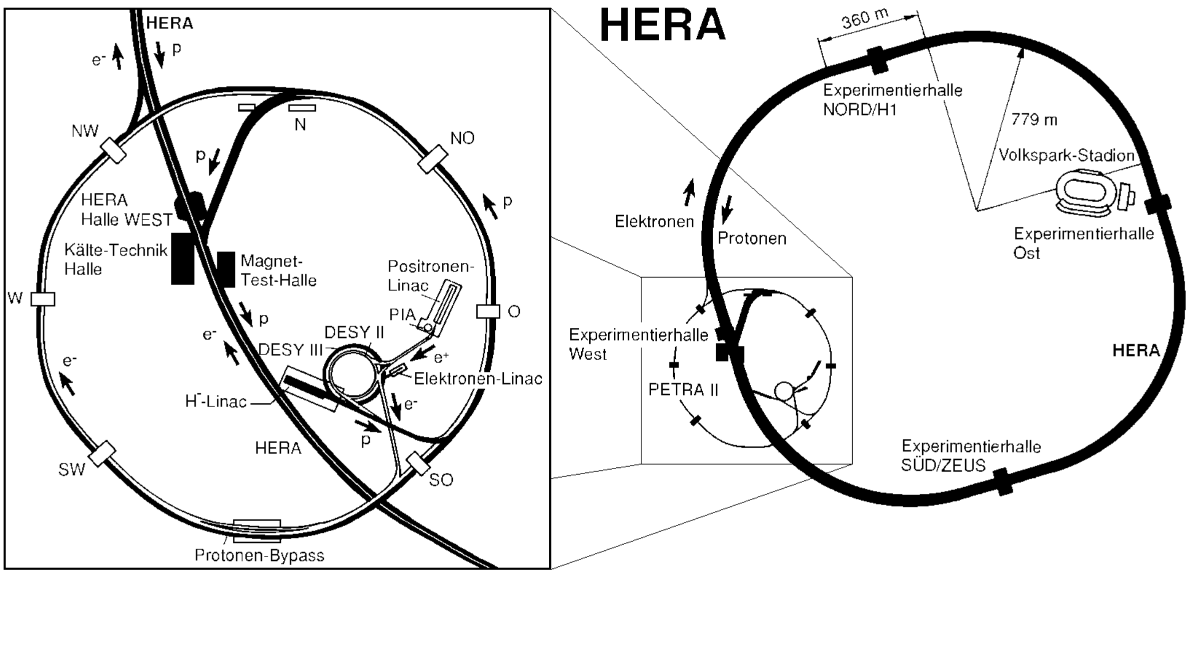


Abbildung 2.1: *Die Speicherringanlage HERA mit ihren Vorbeschleunigern.*

6.3 km langen HERA-Tunnel werden sowohl die Elektronen als auch die Protonen beschleunigt (s. Abbildung 2.1). Die Elektronen sollen eine Energie von 30 GeV und die Protonen eine Energie 820 GeV erhalten. Die Sollenergie für Protonen konnte erreicht werden bei einer Lebensdauer des Protonstrahls von über hundert Stunden. Die geplante Strahlstromstärke von 160 mA konnte jedoch nicht erreicht werden, der Strahl hatte im Mittel eine Stromstärke von 41 mA. Der Elektronstrahl erreichte 1994 eine Energie von 27.6 GeV bei einem mittleren Strahlstrom von 17 mA und einer typischen Lebensdauer von etwa 6 Stunden. Um die Lebensdauer des Leptonstrahls zu erhöhen, wurden ab der Jahresmitte Positronen statt Elektronen verwendet. Im folgenden wird der Begriff „Elektron", sofern nicht explizit unterschieden wird, sowohl für Elektronen als auch für Positronen verwendet.

Da bei HERA nicht nur die Elektronen, sondern auch die Protonen beschleunigt werden, können sehr viel höhere Schwerpunktsenergien erreicht werden als bei früheren Fixed–Target–Experimenten, bei denen nur die Elektronen beschleunigt werden, die Protonen aber ruhen. Bei HERA kann eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx 300$ GeV erreicht werden. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton geschieht üblicherweise über den Austausch eines virtuellen Photons. Abhängig vom Viererimpulsquadrat $Q^2 = -q^2$ des Photons unterscheidet man zwischen Ereignissen der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$ GeV^2) und Ereignissen der tiefunelastischen Streuung. Andere Möglichkeiten der Wechselwirkung sind der schwache neutrale Strom, bei dem Elektron und Proton ein Z^0–Boson austauschen, und der schwache geladene Strom über den Austausch eines W–Bosons, bei dem kein gestreutes Elektron im Endzustand vorhanden ist. An zwei Stellen des HERA–Ringes werden die Elektronen mit den Protonen zur Kollision gebracht. An der einen Stelle steht der H1–Detektor, an der anderen der ZEUS–Detektor.

2.2 Der H1–Detektor

Der H1–Detektor soll einen möglichst großen Teil des Endzustandes einer Wechselwirkung nachweisen, um den Typ und die Kinematik des Ereignisses bestimmen zu können. Dafür überdeckt er einen Raumwinkelbereich von annähernd 4π und besteht aus einer Vielzahl von Komponenten, die zum Teilchennachweis, zur Impulsmessung geladener Teilchen oder zur Myonidentifikation verwendet werden. Daneben werden noch viele andere Ereignisdaten aufgenommen und verarbeitet. Zu dem Detektor gehört auch die Ausleseelektronik. Sie liest nicht nur die Detektorinformationen aus, sondern fällt auch eine Entscheidung darüber, ob ein physikalisch interessantes Ereignis stattgefunden hat und auf Band geschrieben werden soll (*Triggerung*, siehe Abschnitt 2.3). Der H1–Detektor wird im Detail in [H1Det] beschrieben. Hier werden nur die Detektorkomponenten beschrieben, die in der folgenden Analyse verwendet werden.

Der komplette Detektor mit seinen Komponenten ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Das Koordinatensystem von H1 wird so gewählt, daß die positive z–Richtung mit der Richtung des Protonstrahls übereinstimmt, die y–Achse nach oben zeigt und die x–Achse mit den beiden anderen ein rechtshändiges Koordinatensystem bildet. Der nominelle Wechselwirkungspunkt und damit der Nullpunkt des Koordinatensystems liegt nicht in der Mitte

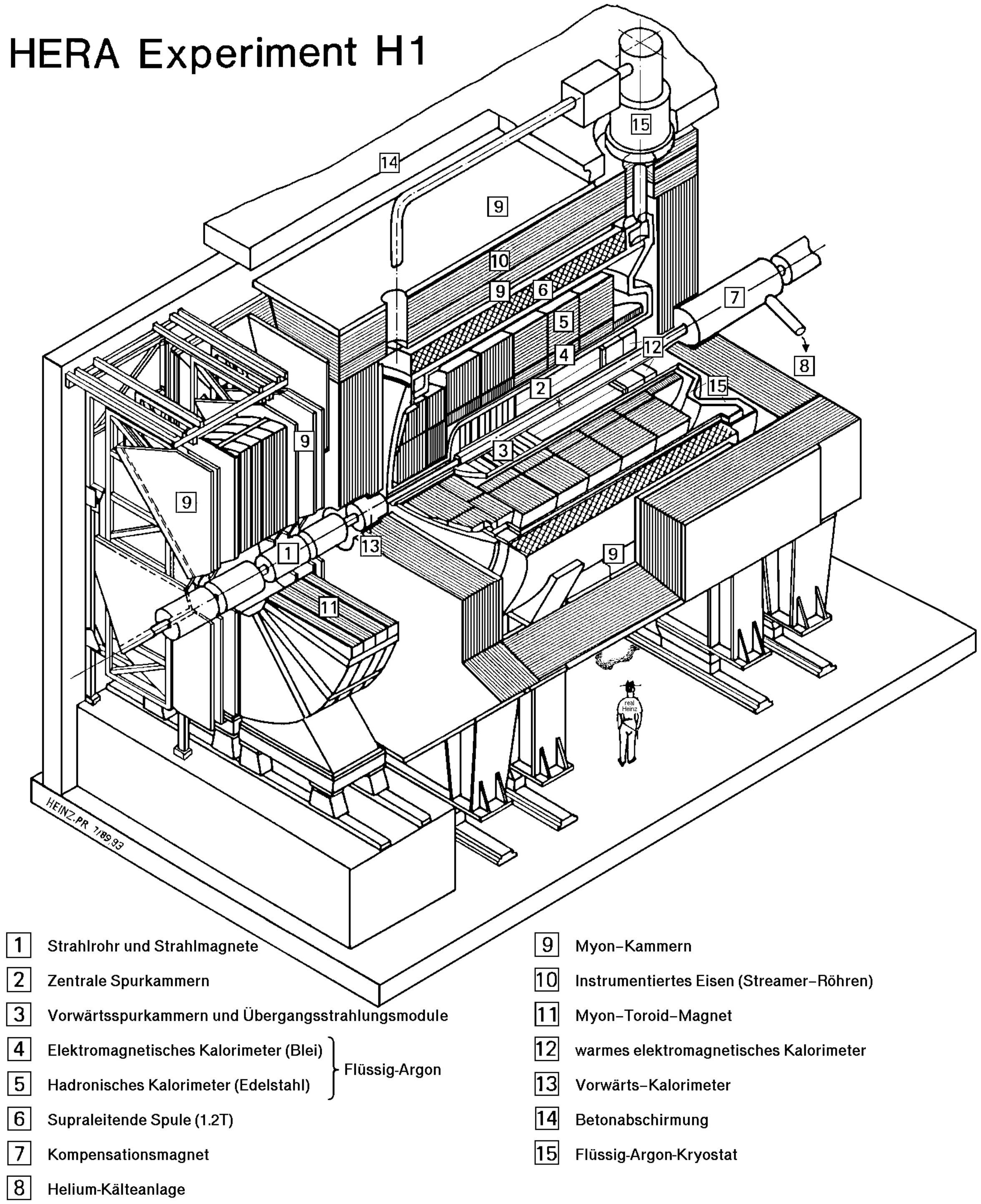


Abbildung 2.2: *Der H1–Detektor.*

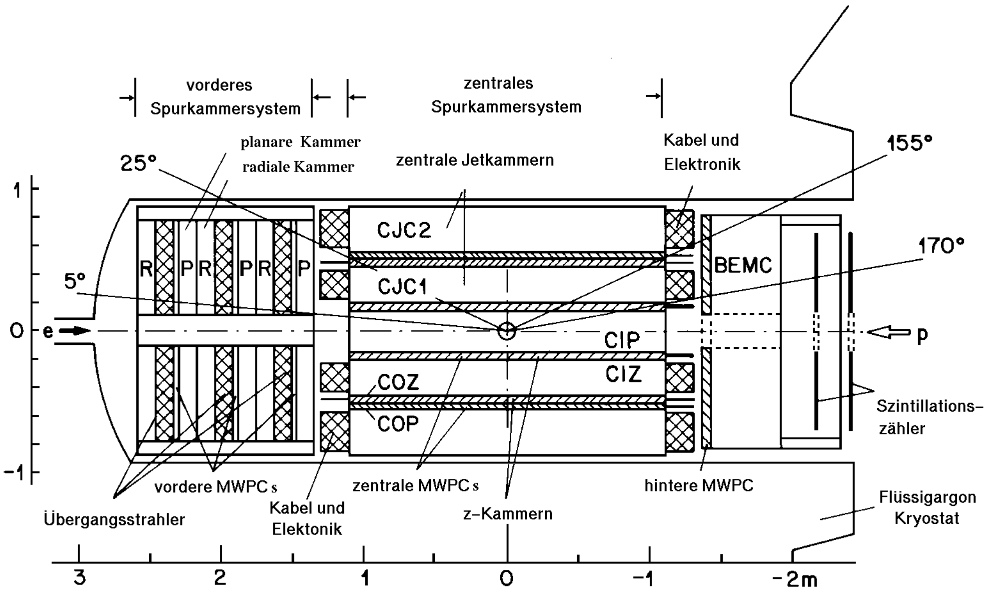


Abbildung 2.3: *Längsschnitt durch das innere Spurkammersystem von H1. Abgebildet sind (v.l.n.r.): das Vorwärtsspurkammersystem mit drei Supermodulen bestehend aus einer radialen (R) und einer planarer (P) Driftkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul und einer Proportionalkammer (FPC); das zentrale Spurkammersystem mit zwei Jetkammern (CJC1 und CJC2), zwei z-Kammern (CIZ und COZ) und zwei Proportionalkammern (CIP und COP); die hintere Proportionalkammer (BPC); das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC).*

des Detektors, sondern weiter hinten in der Mitte der zentralen Spurkammer (*Central Jet Chamber, CJC*). Der Bereich in positiver z–Richtung wird *Vorwärtsbereich*, in negativer z–Richtung *Rückwärtsbereich* genannt.
Die H1–Detektorkomponenten sind das zentrale Spurkammersystem und das Vorwärtsspurkammersystem (Abbildung 2.3), das Flüssigargon(LAr)–Kalorimeter (Abbildung 2.4), das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (*BEMC*), das Plug–Kalorimeter in unmittelbarer Nähe des Strahlrohrs in Vorwärtsrichtung, das instrumentierte Eisenjoch zur Myonerkennung und das Vorwärtsmyon–System. Zur Erzeugung eines Magnetfeldes in den Spurkammern verfügt der H1–Detektor außerdem über eine supraleitende Spule, die das LAr–Kalorimeter umgibt. Für die Suche nach unelastischen Ψ'–Ereignissen wurden die Spurkammern, das LAr–Kalorimeter und das instrumentierte Eisen benutzt.

2.2.1 Die inneren Spurkammern

Das zentrale Spurkammersystem

Das zentrale Spurkammersystem umschließt den nominellen Wechselwirkungspunkt symmetrisch und überdeckt einen Polarwinkel von ca. 20° bis 160°. Es dient der Impulsmessung von geladenen Teilchen in diesem Bereich. Teilchen mit einem Winkel knapp unterhalb bzw. oberhalb dieser Grenzen erzeugen zwar noch eine Spur in den zentralen Spurkammern, jedoch ist diese für eine gute Impulsbestimmung i.a. nicht lang genug.

Das zentrale Spurkammersystem besteht aus zwei Jetkammern (*CJC1* und *CJC2*), den z-Kammern (*CIZ* und *COZ*) sowie den beiden Porportionalkammern *CIP* und *COP*.

- Die innere (äußere) Jetkammer besteht aus 30 (60) Zellen mit je einer Signaldrahtebene aus 24 (32) parallel zur Strahlachse gespannten Drähten. Die Ebenen sind gegen die radiale Richtung um ca. 30° geneigt, so daß Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, mindestens eine Drahtebene kreuzen. Die Ortsbestimmung in den Jetkammern geschieht über die Driftzeitmessung und beträgt in der $r\phi$–Ebene $\sigma_{r\phi} = 145\ \mu$m. Die Drähte werden an beiden Enden ausgelesen. Durch Ladungsteilung kann man so die z–Komponente von Treffern auf den Drähten mit einer Genauigkeit von $\sigma_z = 2.2$ cm bestimmen. Zehn der 56 radialen Drahtlagen der beiden Jetkammern werden zur Ereignistriggerung benutzt.
- Die z–Kammern zwischen dem Strahlrohr und der CJC1 bzw. zwischen den Jetkammern bestehen aus dünnen Driftkammern mit tangential gespannten Signaldrähten. Erzeugt ein Teilchen beim Durchgang einen Treffer auf einem der Drähte, läßt sich die Ortsauflösung in z–Richtung auf ca. 260 μm verbessern.
- Die CIP befindet sich zwischen der CIZ und dem Strahlrohr, die COP zwischen der COZ und der CJC2. Die Ortsauflösung der Proportionalkammern ist nicht besonders gut, sie sind aber sehr schnell und werden zu Triggerzwecken benutzt.

Zur Impulsbestimmung werden die Teilchenbahnen durch ein in z–Richtung verlaufendes Magnetfeld gekrümmt. Die Feldstärke beträgt ungefähr 1.2 T. Man erreicht in den Jetkammern eine Impulsauflösung von $\Delta p_t/p_t^2 \approx 0.01$. Im Bereich kleiner Impulse wird die Genauigkeit der Impulsmessung durch Vielfachstreuung an den Spurkammerwänden verschlechtert.

Das Vorwärtsspurkammersystem

Mit dem Vorwärtsspurkammersystem können Teilchen nachgewiesen werden, die in einem Winkel zwischen 5° und 25° vom Wechselwirkungspunkt kommen. Es besteht aus drei hintereinanderliegenden identischen „Supermodulen“. Jedes Supermodul besteht aus drei planaren Driftkammern, einer radialen Driftkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor und einer Proportionalkammer.

- Jede der planaren Driftkammern besteht aus 32 Zellen mit je 4 Signaldrähten, die alle parallel angeordnet sind. Die einzelnen Driftkammern sind gegeneinander um jeweils 60° verdreht. Mit den planaren Modulen kann man in der xy–Ebene eine Ortsauflösung von 150 – 170 μm erreichen.
- Die radialen Driftkammern bestehen aus 48 Segmenten mit jeweils 12 radial angeordneten Signaldrähten. Die Drähte eines jeden Segments sind mit denen eines gegenüberliegenden Segments verbunden und werden auf beiden Seiten ausgelesen. Mit den radialen Segmenten erreicht man eine Ortsauflösung von ca. 180 μm.
- Die Proportionalkammern dienen wie beim zentralen Spurkammersystem der Ereignistriggerung.
- Die Übergangsstrahlungsmodule sollen zur Unterscheidung von hochenergetischen Elektronen und Pionen in Vorwärtsrichtung benutzt werden.

Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion in den inneren Spurkammern geschieht in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird versucht, mit Hilfe von Helix–Parametrisierungen Spuren durch die Treffer in einer Zelle zu legen. Spuren benachbarter Zellen werden verbunden, wenn die Parameter ähnlich sind. Anschließend werden Spuren in der CJC1 und CJC2 sowie Spuren in den Supermodulen des Vorwärtsspurkammersystems miteinander verbunden. Die so gefundenen Spuren sind an keinen Vertex angepaßt; sie werden als $DTNV$–Spuren bezeichnet.

Im zweiten Schritt werden die $DTNV$–Spuren an einen oder mehrere Vertizes angepaßt. Auf diese Weise wird die Position des primären Ereignisvertex bestimmt. Sekundäre Vertizes werden bestimmt, indem Paare unterschiedlich geladener Teilchen gefunden werden, von dem man annehmen kann, daß sie aus dem Zerfall eines neutralen Teilchens stammen. Der rekonstruierte Impuls dieses neutralen Teilchens muß auf den Primärvertex zeigen, und die Transversalimpulse der gemessenen Teilchen relativ zu der Flugbahn des neutralen Teilchens müssen sich balancieren. Vertexangepaßte Spuren werden als $DTRA$–Spuren bezeichnet. Vorwärtsspuren und Zentralspuren werden bei der Vertexanpassung getrennt behandelt. Gibt es Spurpaare in der Vorwärts– und in der zentralen Spurkammer, die ähnliche Spurparameter haben und gemeinsam auf einen Vertex zeigen, wird vom Spurrekonstruktionsprogramm zusätzlich zur Vorwärtsspur und zur Zentralspur auch eine kombinierte $DTRA$–Spur erzeugt.

2.2.2 Das Flüssigargon–Kalorimeter

Das Flüssigargon(LAr)–Kalorimeter (Abbildung 2.4) dient bei H1 der Energiemessung von Teilchen. Anders als bei den Spurkammern können hier auch ungeladene Teilchen nachgewiesen werden. Das fein segmentierte Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Teil und einem hadronischen Teil und überdeckt einen Winkelbereich von 4° bis 153° (siehe Abbildung 2.4). In z–Richtung ist das Kalorimeter in acht Module unterteilt, die ringförmig um die Spurkammern liegen. Jedes Modul ist in acht Sektoren unterteilt. Jeder Sektor besteht aus mehreren Lagen, wobei sich Absorbermaterial und Nachweismaterial abwechseln. Durchquert ein Teilchen eine Absorberlage, kommt es zur Schauerbildung, die Schauerteilchen werden im Nachweismaterial registriert. Die Absorberplatten des elektromagnetischen Kalorimeters bestehen aus Blei, die des hadronischen Kalorimeters aus Stahl, das flüssige Argon dient sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Teil des Kalorimeters als Nachweismaterial. Das gesamte Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten. Die Dicke des LAr–Kalorimeters beträgt in Vorwärtsrichtung bis zu sieben hadronische Wechselwirkungslängen, im Zentralbereich etwa fünf und im rückwärtigen Modul, welches keinen hadronischen Teil hat, nur eine Wechselwirkungslänge. Die Energieauflösung im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters beträgt $\sigma(E)/E = 0.10/\sqrt{E}$, im hadronischen Teil beträgt sie $\sigma(E)/E = 0.55/\sqrt{E}$.

Das LAr–Kalorimeter kann neben der Energiemessung auch zur Identifizierung von Myonen verwendet werden. Die genaue Vorgehensweise hierfür wird in [GSc94] beschrieben.

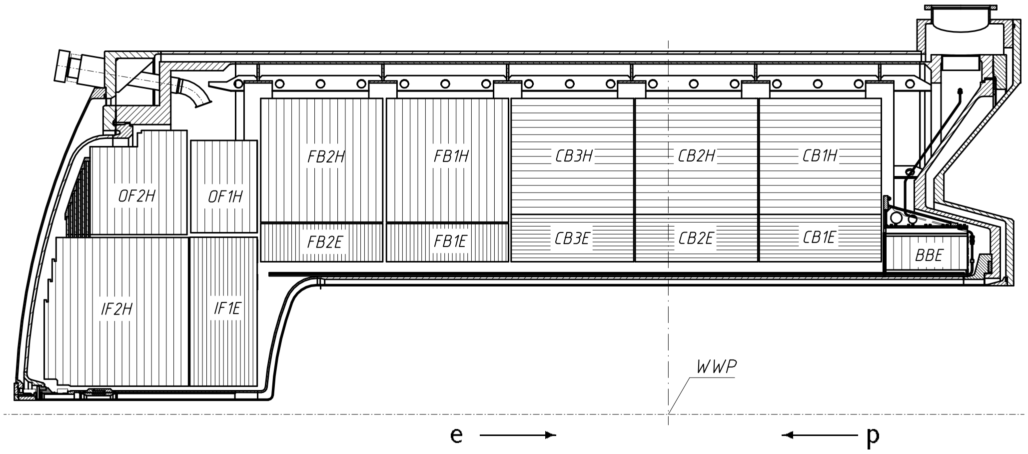


Abbildung 2.4: *Schnitt durch das LAr–Kalorimeter bei H1. Gut zu erkennen ist die Unterteilung in acht Segmente entlang der Strahlachse sowie die Trennung in elektromagnetischen Teil (Endung „E") und hadronischen Teil (Endung „H"). Das gesamte Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten.*

Als minimalionisierende Teilchen können Myonen ab einem Impuls von etwa 0.8 GeV große Teile des Kalorimeters durchqueren und dabei Energie deponieren. Da es dabei nicht zur Schauerbildung kommt, zeichnet sich die Topologie der Energiedeponierung durch ihre geringe laterale Größe aus. Hadronen hingegen erzeugen Schauer und erzeugen deshalb für gewöhnlich eine kürzere und breitere Signatur als Myonen. Zur Myonidentifikation werden deshalb Schnitte auf die Anzahl der getroffenen Kalorimeterlagen und auf die Energieverteilung im Kalorimeter gemacht. Zur Impulsbestimmung der Myonen benötigt man eine Spur im inneren Spurkammersystem, die in das Kalorimeter extrapoliert wird. Um die extrapolierte Spur herum werden zwei konzentrische Schläuche mit den Radien $r_a = 15$ cm und $r_b = 30$ cm gelegt. Innerhalb dieser Schläuche darf die Energie im elektromagnetischen Teil und im hadronischen Teil gewisse Maximalwerte nicht übersteigen, außerdem darf im äußeren Schlauch höchstens doppelt soviel Energie deponiert werden wie im inneren Schlauch. Da sich das Volumen vervierfacht, wird auf diese Weise gleichförmiges Rauschen in den Kalorimeterzellen unterdrückt.

Die Werte für die Schnittgrößen hängen vom Winkel und Impuls der betrachteten Spur ab. Will man soviele Myonen wie möglich erkennen oder ein möglichst reines Myonsignal erhalten, können die Schnittbedingungen gelockert bzw. verschärft werden. Man erhält auf diese Weise drei Myonqualitäten: „schwache", „normale" und „gute" Myonen (Myonqualität 1, 2 und 3).

2.2.3 Das instrumentierte Eisen

Das instrumentierte Eisen dient zum einen als Joch, um den durch die Spule erzeugten magnetischen Fluß zurückzuführen, und zum anderen als Myondetektor. Während nur sehr hochenergetische Hadronen das LAr–Kalorimeter durchqueren können, verlieren Myonen bis zum Eisenjoch nur wenig Energie und können ab einem Impuls von ca. 1 bis 2 GeV das instrumentierte Eisen erreichen und dort eine Signatur erzeugen. Das Eisenjoch besteht aus zehn 7.5 cm dicken Eisenplatten, zwischen denen sich insgesamt zehn Lagen mit Streamerrohren befinden (der Spalt zwischen der vierten und fünften Platte ist doppelt belegt). Weitere drei Lagen Streamerrohre befinden sich in sogenannten „Myonboxen“ jeweils innerhalb und außerhalb des Eisenjochs, so daß insgesamt 16 Lagen für die Myonerkennung zur Verfügung stehen.

Das Eisen ist unterteilt in den Zentralbereich (*Barrel*), die vordere Endkappe (*Forward Endcap*) und die hintere Endkappe (*Backward Endcap*):

- Der Zentralbereich ist unterteilt in acht Oktanten, die in ϕ–Richtung in je zwei Segmente unterteilt sind, so daß sich 16 Module ergeben. Die Streamerrohre verlaufen in z–Richtung. Jeweils zwei Lagen der Myonboxen und eine Lage im Eisen ist mit Streifen–Elektroden bestückt, die quer zur Strahlachse liegen und zur Messung der z–Koordinate dienen. Die Streamerrohre werden digital ausgelesen, so daß die Ortsauf/lösung durch den Rohrquerschnitt (1 cm) bestimmt wird.
- Beide Endkappen sind in vertikaler Richtung in acht horizontale Segmente unterteilt, die in der Mitte noch einmal geteilt sind, so daß sie aus jeweils sechzehn horizontalen Segmenten bestehen. Die Streamerrohre sind in x–Richtung angeordnet, ansonsten ist der Aufbau der Endkappensegmente mit den Segmenten des Barrels identisch.

Die Drahtlagen Nummer 3, 4, 5, 8 und 12 werden zur Ereignistriggerung benutzt.

Damit ein Myon das instrumentierte Eisen erreicht, muß es einen gewissen Minimalimpuls tragen. In Vorwärtsrichtung ($\theta < 20°$) beträgt dieser etwa 2 GeV, im Zentralbereich 1.8 GeV und in Rückwärtsrichtung ($\theta > 130°$), wo die Myonen nicht das hadronische Kalorimeter durchqueren müssen, nur etwa 0.8 GeV. Zur Myonerkennung wird eine Spur aus den inneren Spurkammern in das instrumentierte Eisen extrapoliert und über einen χ^2–Fit eine Verbindung zu einer Eisenspur gesucht. Die Vorgehensweise für diese Spurverbindung wird detailliert in [SSc93] beschrieben.

2.2.4 Der Kleinwinkel–Elektron–Detektor

Eine Detektorkomponente, die für diese Arbeit nur indirekt verwendet wurde, ist der Kleinwinkel–Elektron–Detektor (*Elektron–Tagger*). Er steht bei $z = -33.4$ m in Elektronrichtung hinter dem H1–Detektor und soll in Photoproduktionsereignissen das gestreute Elektron nachweisen. Dies ist nur möglich, wenn das Quadrat des Photonviererimpulses $Q^2 < 0.01$ GeV^2 ist und das Verhältnis von Photonenergie zur Elektronenergie $y = E_\gamma/E_e$ im Bereich $0.2 < y < 0.8$ liegt. Der Nachweis eines gestreuten Elektrons im Elektron–Tagger dient als Ereignistrigger.

Die übrigen Detektorkomponenten werden in dieser Arbeit nicht verwendet und sollen deshalb an dieser Stelle nicht besprochen werden. Eine genaue Beschreibung des kompletten H1–Detektors findet sich in [H1Det].

2.3 Triggerung

Bei HERA treffen an den Wechselwirkungspunkten alle 96 ns Teilchenpakete aus dem Elektron– und dem Protonstrahl aufeinander, die mögliche Ereignisrate beträgt also bis zu 10 MHz, während Ereignisse nur mit einer Rate von 5 – 10 Hz auf Magnetband geschrieben werden können. Außerdem kommt es nicht jedesmal, wenn sich die Teilchenpakete treffen, zu einem physikalisch interessanten Ereignis. Es wird daher in mehreren Stufen eine Entscheidung gefällt, ob die auflaufenden Daten gespeichert oder verworfen werden sollen.

In der ersten Stufe (*L1*) werden die Informationen aus den Triggerelementen der einzelnen Detektorkomponenten ausgelesen und zu logischen Informationen verknüpft, den sogenannten Subtriggern. Diese sollen eine erste Entscheidung über den Ereignistyp fällen und auf diese Weise den Untergrund reduzieren. Während der Bearbeitung der Triggersignale eines Ereignisses werden die folgenden Signale in eine *Pipeline* geschrieben, so daß die L1–Triggerstufe totzeitfrei ist. Auf L1–Ebene soll die anfallende Ereignisrate auf höchstens 1 kHz reduziert werden. Bei einer positiven Entscheidung eines Subtriggers wird die Pipeline gestoppt und die Detektorauslese gestartet. Damit beginnt die Detektortotzeit.

Die zweite Triggerstufe (*L2*) soll mit Hilfe neuronaler Netze und topologischer Korrelationen die Entscheidungen von L1 verifizieren und die Ereignisrate weiter zu reduzieren. Sie hat dafür mehr Informationen und vor allem mehr Zeit ($\approx 20\ \mu$s) zur Verfügung. Zeitaufwendige Operationen der Detektorauslese sollen erst nach einer positiven Entscheidung des L2–Triggers gestartet werden. Mit Hilfe von L2 soll die Ereignisrate auf 200 Hz gesenkt werden. Während der Datennahmeperiode '94 befand sich die L2–Triggerstufe noch in der Testphase und hat deshalb keine Ereignisse verworfen.

Die dritte Triggerstufe (*L3*) ist ein Softwaretrigger. Sie soll weitere Analysen der Triggerdaten und Detektorkomponenten durchführen und die Ereignisrate auf 50 Hz senken. Dafür benötigt sie etwa 100 μs. L3 kann die Detektorauslese vorzeitigt beenden. Nach dieser Triggerstufe ist die Detektorauslese beendet, und die Pipeline wird neu gestartet. Die L3–Triggertufe befand sich 1994 ebenfalls nicht in Betrieb, so daß L1 allein die Datenrate auf 30 – 50 Hz verringern mußte.

Nachdem der gesamte Detektor ausgelesen und die Pipline neu gestartet wurde, wird auf der Triggerstufe *L4* die Triggerentscheidung von L1 unter Zuhilfenahme der vollen Detektorinformation noch einmal überprüft. Dazu dient die sogenannte Filterfarm, in der pro Ereignis eine Prozessoreinheit arbeitet. Die Filterfarm soll die Ereignisrate auf höchstens 5 Hz reduzieren. Es werden zur Überprüfung der L4–Triggerstufe auch etwa 1% aller Ereignisse gespeichert, die die Filterfarm verworfen hat.

Nachdem die Rohdaten auf Magnetband gespeichert sind, kann die zeitaufwendige Rekonstruktion beginnen. Da sie unabhängig von der Datennahme läuft, wird sie auch als *Offline–Rekonstruktion* bezeichnet. Die Rekonstruktion trifft eine Entscheidung über die Ereignisklassifizierung. Ereignisse, die keiner definierten physikalischen Klasse zugeordnet werden können, werden nicht weiter verwendet. Die Klassifizierung wird deshalb auch als L5–Triggerstufe bezeichnet. Für die Untersuchung der Produktion von schweren

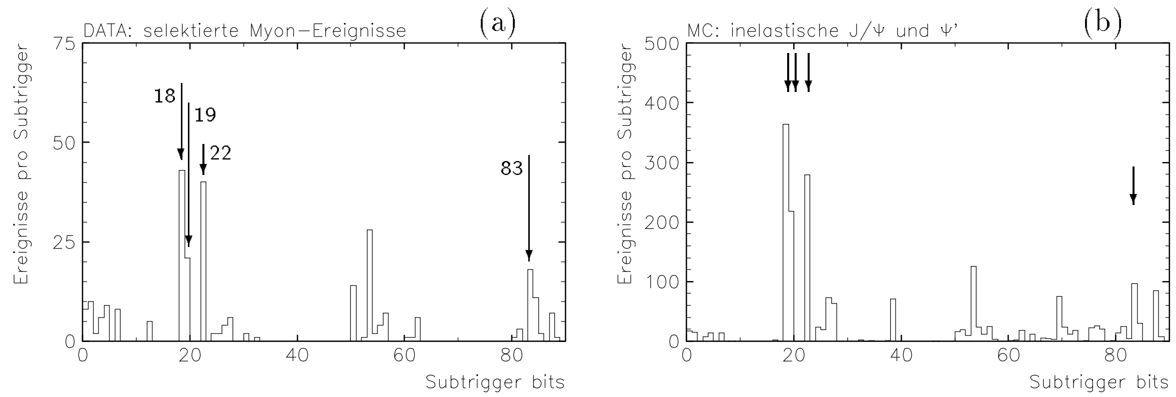


Abbildung 2.5: *Angesprochene Subtrigger bei Daten und Monte–Carlo–Ereignissen: (a) für Ereignisse, die die Datenselektion passieren (siehe Kapitel 5) und (b) für inelastische Ψ'– und J/Ψ–Monte–Carlos im Mischungsverhältnis entsprechend der generierten Wirkungsquerschnitte. Die für die Ψ'–Analyse verwendbaren Subtrigger sind mit Pfeilen markiert. Die Verteilung für die Monte–Carlo–Ereignisse wurde mit den Prescale–Faktoren für die Datennahmeperiode 1994 gewichtet.*

Vektormesonen wird die Klasse 24 verwendet, der Ereignisse zugeordnet werden, wenn mindestens ein Lepton im Detektor identifiziert wurde.

Subtrigger

Während der L1–Triggerstufe werden Informationen aus den Triggerelementen des H1–Detektors zu sogenannten Subtriggern verknüpft. Ziel der Subtrigger ist es, so früh wie möglich physikalische interessante Ereignisse zu erkennen. Aufgrund der Vielzahl interessanter Prozesse gibt es auch viele Subtrigger, wobei jeder darauf spezialisiert ist, einen bestimmten Ereignistyp zu erkennen. So gibt es z.B. Subtrigger, die ansprechen, wenn in einem bestimmten Winkelbereich des Detektors ein oder mehrere Myonen erkannt wurden. Für die Datenanalyse muß man einen oder mehrere Subtrigger auswählen, die für die untersuchte physikalische Klasse konzipiert sind und bei möglichst vielen Signalereignissen ansprechen.

In Abbildung 2.5 sind die angesprochenen Subtrigger für Ereignisse, die die Selektion für unelastische Ψ'–Kandidaten (siehe Kapitel 5) passieren, dargestellt. Abb. 2.5a zeigt die Verteilung für Daten des Jahres 1994, Abb. 2.5b zeigt die Subtrigger in unelastischen J/Ψ– und Ψ'–Monte–Carlo–Ereignissen, die der Detektorsimulation untzogen wurden. Dafür mußten die angesprochenen Subtrigger in der Simulation mit *Prescale–Faktoren* (s.u.) gewichtet werden. Die Subtrigger 18,19, 22 und 83 können für die Ψ'–Analyse verwendet werden. Die Trigger 18–22 sprechen an, wenn Myonen im Detektor erkannt wurden, der Trigger 83 spricht an, wenn das gestreute Elektron im Elektron–Tagger nachgewiesen wurde. Dies ist bei Ereignissen der Photoproduktion möglich.

Die benutzten Subtrigger verknüpfen Informationen verschiedener Triggerelemente. Die Triggerbedingungen bedeuten im einzelnen:

Subtrigger	Bedingung	Prescale	Ereignisse
18	Mu_ECQ&DCRPh_Ta	1.087	43
19	Mu_Bar&DCRPh_Ta	1.141	21
22	Mu_BEC	1.119	40
83	eTAG&DCRPh_TNeg	1.003	18

Tabelle 2.1: *Verwendbare Subtrigger für die Ψ'–Selektion mit ihren Prescale–Faktoren und der Anzahl der Ereignisse, bei denen sie angesprochen haben. Eine Erklärung der Triggerbedingungen findet sich im Text.*

Mu_ECQ Es muß mindestens ein Myon in der vorderen oder hinteren Endkappe des instrumentierten Eisens erkannt worden sein.

DCRPh_Ta Es muß mindestens eine Spur mit einem Transversalimpuls $p_t > 450$ MeV im zentralen Spurkammersystem erkannt worden sein.

Mu_Bar Es muß mindestens ein Myon im Zentralbereich des instrumentierten Eisens erkannt worden sein.

Mu_BEC Es muß ein Myon in der hinteren Endkappe erkannt worden sein.

eTAG Das gestreute Elektron muß im Elektron–Tagger, der bei $z = -33$ m hinter dem H1–Detektor steht, erkannt worden sein.

DCRPh_TNeg Wie DCRPh_Ta, zusätzlich muß die Spur zu einem Teilchen mit negativer Ladung gehören.

Einige der Subtrigger sprachen während der Datennahme so oft an, daß nicht alle getriggerten Ereignisse auch bearbeitet werden konnten, es wäre sonst zu einer erhöhten Totzeit des Detektors gekommen. Um Abhilfe zu schaffen, wird jeder Subtrigger mit einem sogenannten *Prescale–Faktor* versehen. Der Kehrwert des Prescale–Faktors entspricht dem Anteil der getriggerten Ereignisse, die von der folgenden Elektronik bearbeitet wurden. Bei der Simulation gibt es diesen Zeitdruck nicht, so daß auch kein *Prescaling* stattfindet. Will man die Subtriggerinformationen von Daten und Simulation miteinander vergleichen, muß bei simulierten Ereignissen die Triggerinformation deshalb nachträglich mit den entsprechenden Prescale–Faktoren gewichtet werden. Die Prescale–Faktoren wurden für das Triggerhistogramm in Abbildung 2.5b berücksichtigt.

Monte–Carlo–Ereignisse können zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten von Subtriggern benutzt werden, wenn die verwendeten Triggerelemente gut verstanden sind. Das Ziel dieser Arbeit ist nicht die genaue Bestimmung eines Ψ'–Wirkungsquerschnitts, sondern die Suche nach Möglichkeiten, ein unelastischen Signal zu isolieren. Deshalb wurde der Einfachheit halber davon ausgegangen, daß die Subtrigger richtig simuliert sind und auf eine Effizienzbestimmung der Triggerelemente verzichtet. Die hier verwendeten Subtrigger wurden für von der H1–Kollaboration publizitierte Messungen verwendet (Myon–Trigger in [JPsi96], eTag–Trigger in [DStar96]) und hinsichtlich der Übereinstimmung der Simulation mit den Daten überprüft.

Kapitel 3

Theorie der Ψ'–Produktion

Das Ψ' ist der erste angeregte Zustand des aus einem Charm-Anticharm-Quarkpaar bestehenden Vektormesons J/Ψ mit denselben Quantenzahlen $I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$. Es wird deshalb auch als $\Psi(2S)$ bezeichnet. Seine Masse beträgt 3686 ± 0.09 MeV und liegt damit unterhalb der Masse von 3738.8 MeV für zwei D-Mesonen, was die Zerfallsmöglichkeiten des Ψ' stark einschränkt. Seine totale Zerfallsbreite beträgt $\Gamma = 277 \pm 31$ keV, wobei etwa 50% der Ψ' in ein J/Ψ und weitere Hadronen zerfallen. Da das Ψ' und das J/Ψ gleiche Quantenzahlen haben, sind die Produktionsmechanismen für beide Teilchen identisch, lediglich das Übergangsmatrixelement und der Phasenraumfaktor unterscheiden sich.

3.1 Kinematische Variablen

Die Vektormeson–Erzeugung in der Elektron–Proton–Streuung kann auf den Prozeß der Photon–Proton–Wechselwirkung zurückgeführt werden, bei dem das Elektron ein Photon

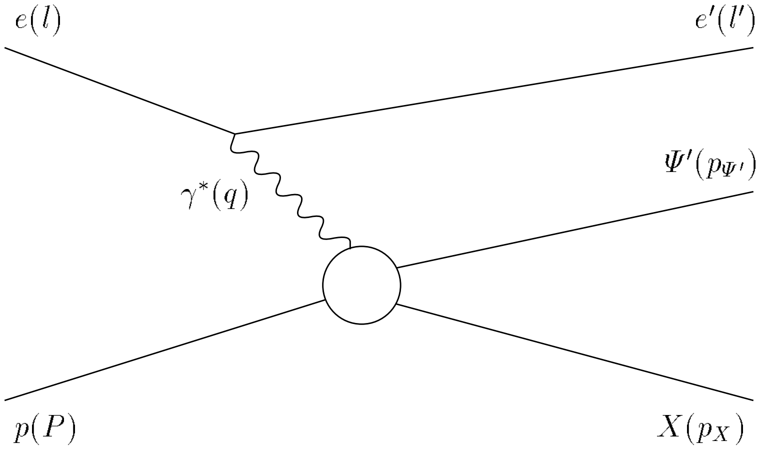


Abbildung 3.1: *Grundprozeß der Ψ'–Erzeugung in ep–Streuung. Die Variablen in Klammern bedeuten die Viererimpulse der jeweiligen Teilchen.*

abstrahlt, welches mit dem Proton wechselwirkt. Abhängig von der Virtualität Q^2 des Photons unterscheidet man Ereignisse der tiefunelastischen Streuung (*Deep Inelastic Scattering, DIS*) mit $Q^2 \gg 0$ GeV^2 und Ereignisse der Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$ GeV^2. Die Grenze, ab wann ein Ereignis der Photoproduktion zugerechnet wird, hängt vom Experiment ab. Bei H1 ist es Konvention, daß bei Ereignissen der Photoproduktion das gestreute Elektron nicht im Hauptdetektor nachgewiesen werden kann. Aufgrund der Geometrie des rückwärtigen Kalorimeters BEMC ist dies der Fall, wenn $Q^2 < 4$ GeV^2. Schwere Vektormesonen wie das Ψ' werden hauptsächlich über die Photoproduktion erzeugt.

Zur Beschreibung von Photoproduktionsereignissen benötigt man die Variablen s, Q^2 und y. s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron–Proton–Systems, Q^2 ist das negative Quadrat des Viererimpulses des Photons, und y beschreibt den Energieübertrag vom Elektron auf das Photon. Sind P, l und q die Viererimpulse des Protons, des Elektrons und des Photons, so gilt bei Vernachlässigung der Ruhemassen des Protons und des Elektrons:

$$
\begin{aligned}
s &:= (P+l)^2 \simeq 2lP \simeq 90\,000 \text{ GeV}^2 \text{ bei HERA} && (3.1)\\
y &:= \frac{q\cdot P}{l\cdot P} = \frac{2}{s}\,q\cdot P && (3.2)\\
Q^2 &:= -q^2 = -(l-l')^2 && (3.3)
\end{aligned}
$$

wobei l' der Viererimpuls des gestreuten Elektrons ist. Eine charakteristische Größe in Ereignissen der Ψ'–Erzeugung ist auch der Energieübertrag vom Photon auf das Ψ', der durch die *Inelastizität* z beschrieben wird. Die Definition der Inelastizität ist analog zu der von y:

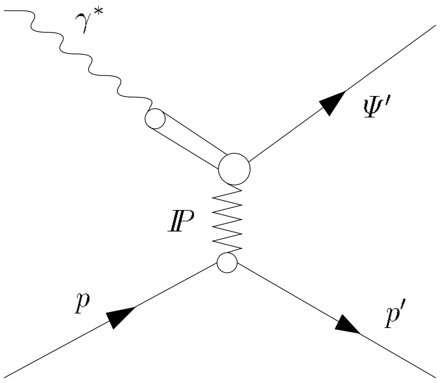
$$z := \frac{p_{\Psi'}\cdot P}{q\cdot P} = \frac{2}{ys}\,p_{\Psi'}\cdot P\,. \tag{3.4}$$

Bei unelastischen Ereignissen mit $z < 1$ geht nicht die gesamte Photonenergie auf Ψ' über, ein Teil geht auf das Proton bzw. den Protonrest plus vom Quarkpaar abgestrahlte Gluonen über, so daß die Aktivität im Detektor ein Maß für die Inelastizität z (siehe auch Abschnitt 6.1) ist. Hierbei muß man die Zerfallsteilchen des Vektormesons von den Teilchen aus der Fragmentation des Protons bzw. der Hadronisation des Protonrestes unterscheiden. Dies ist bei unelastischer Ψ'–Produktion nicht immer möglich. Im folgenden soll z der gut bestimmbaren Inelastizität bei J/Ψ–Ereignissen vorbehalten sein, die Inelastizität bei Ψ'–Ereignissen soll mit z' bezeichnet werden.

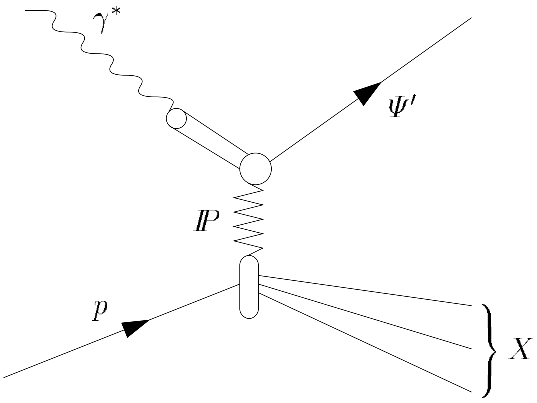
Bei unelastischen Ereignissen wechselwirkt das Photon nur mit einem Teil des Protons. Für die Bestimmung der Kinematik ist in diesem Fall der Impulsanteil x des wechselwirkenden Partons am Protonimpulses nötig. Die Bestimmung von x setzt ebenfalls die Identifikation der Zerfallsteilchen des Ψ' voraus.

3.2 Klassifizierung der Ψ'–Produktion

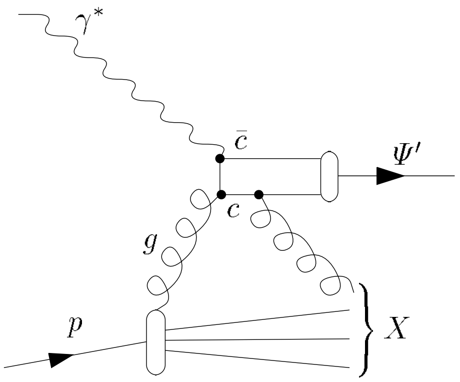
Jedes Kollisionsereignis läßt sich nach [Jung93] in eine von vier phänomenologischen Klassen einteilen, abhängig davon, ob eines der einlaufenden Teilchen erhalten bleibt. Bei der



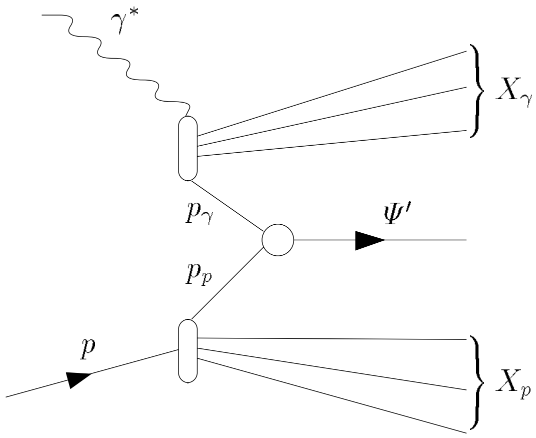
(a) diffraktiv elastisch



(b) diffraktiv mit Protondissoziation



(c) Photon–Gluon–Fusion



(d) *Resolved–Photon*–Wechselwirkung

Abbildung 3.2: *Einige wichtige Produktionsmechanismen der Ψ'–Produktion in der Photon–Proton–Streuung. Der für diese Arbeit wichtige Prozeß ist die Photon–Gluon–Fusion (PGF, c). Die elastische Erzeugung (a) ist wegen der geringen Aktivität im Detektor gut von der PGF zu unterscheiden, die anderen beiden Prozesse können jedoch wie die PGF Ereignisse mit hoher Spurmultiplizität erzeugen.*

Photon–Proton-Streuung wird das Photon als Strahlteilchen (*Beam*) und das Proton als Zielteilchen (*Target*) bezeichnet, eine Festlegung, die noch aus der Zeit der Experimente mit festem Protontarget stammt. Bleibt das Strahlteilchen erhalten, wird das Ereignis als Strahl–elastisch (*Beam Elastic, BE*) bezeichnet, andernfalls als Strahl–unelastisch (*Beam Inelastic, BI*). Gleichermaßen kann ein Ereignis Ziel–elastisch (*Target Elastic, TE*) oder Ziel–unelastisch sein (*Target Inelastic, TI*). Die Kombination dieser Möglichkeiten ergibt folgende Klassen:

BE+TE Hier bleiben Beam– und Target–Teilchen erhalten. Man nimmt an, daß das Photon in ein virtuelles Vektormeson fluktuiert, welches am Proton streut und dadurch auf die Massenschale gehoben wird. Die Fluktuation in ein Vektormeson wird durch das **V**ektormeson–**D**ominanz–**M**odell (*VMD*) beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit, zum Zeitpunkt der Streuung ein Ψ' vorzufinden, wird durch dessen Masse und Lebensdauer bestimmt. Das Ψ' übernimmt den gesamten Impuls des Photons, und das Proton bleibt erhalten, für die Inelastizität gilt $z' = 1$. Das Proton verschwindet im Strahlrohr, so daß nur die Zerfallsteilchen des Ψ' im Detektor nachgewiesen werden können. Der Feynman–Graph zu diesem Prozeß ist in Abb. 3.2a gezeigt.Die Wechselwirkung mit dem Proton läßt sich nicht mit störungstheoretischen Mitteln beschreiben. Bewährt hat sich die phänomenologische Beschreibung mit Hilfe des Regge–Formalismus über den Austausch eines *Pomerons* $I\!P$, das zwar Impuls übertragen kann, ansonsten aber die Quantenzahlen des Vakuums besitzt. Der Prozeß wird auch als *diffraktiv–elastisch* bezeichnet.

BE+TI Die Ψ'–Erzeugung entspricht der elastischen Streuung, jedoch geht ein Teil der Photonenergie auf das Proton über, das daraufhin seinen Zusammenhalt verliert und fragmentiert, siehe Abb. 3.2b. Diesen Vorgang nennt man *diffraktive Dissoziation.* Der Energieübertrag auf das Proton ist gering, es gilt $z' \gtrsim 0.95$ (s. Abb. 3.3b). Diffraktive Ereignisse zeichnen sich außerdem dadurch aus, daß die Zerfallsprodukte des Ψ' von den Teilchen aus der Protonfragmentation räumlich getrennt sind; dies wird als Rapiditätslücke (*rapidity gap*) bezeichnet. Liegt z' sehr nahe bei eins, kann es passieren, daß alle Teilchen aus der Protondissoziation im Strahlrohr verschwinden. Solche Ereignisse kann man nicht von elastischen Ereignissen unterscheiden, sie werden deshalb mit diesen zu *quasielastischen* Ereignissen zusammengefaßt.

BI+TE So wie das Proton bei der Wechselwirkung dissozieren kann, während das Vektormeson erhalten bleibt, ist es auch umgekehrt möglich, daß das Vektormeson fragmentiert und das Proton erhalten bleibt. Der Prozeß hat jedoch einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt und ist für diese Arbeit bedeutungslos.

BI+TI Die rein unelastische Streuung wird in mehrere Prozesse unterteilt. Während die *doppelt diffraktive Streuung* (sowohl das Proton als auch das Ψ' dissoziieren) keinen signifikanten Beitrag liefert, spielen die *Photon–Gluon–Fusion* (Abb. 3.2c) und die *Resolved–Photon*–Streuung (Abb. 3.2d) eine wichtige Rolle.

Bei der Resolved–Photon–Streuung fluktuiert das Photon in einen hadronischen Zwischenzustand, von dem dann ein Teil (ein Quark oder ein Gluon) mit einem Parton des Protons wechselwirkt. Da nur ein geringer Teil des Photons mit dem

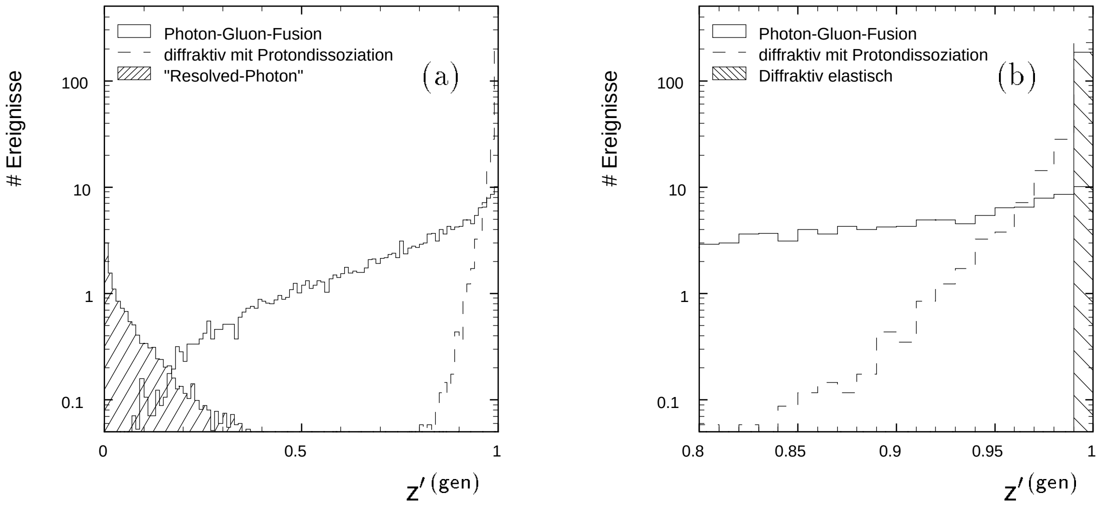


Abbildung 3.3: *Inelastizität $z'^{(gen)}$ für verschiedene Möglichkeiten der Ψ'–Erzeugung. Die Verteilung für die unelastische Produktion und die für Prozesse mit einem „Resolved Photon" wurden mit EPJPSI 3.3 [Jung94] generiert, die Verteilungen für die diffraktiven Prozesse mit DIFFVM 1.0 [BL93]. Alle Verteilungen wurden mit Hilfe der generierten ep–Wirkungsquerschnitte auf eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 2.7\,pb^{-1}$ normiert. Die rechte Abbildung ist eine Vergrößerung des Bereichs $z'^{(gen)} > 0.8$.*

Proton wechselwirkt, sind diese Prozesse durch $z' \ll 1$ charakterisiert. Außerdem gibt es neben den Hadronen aus der Hadronisation des Protonrestes in Vorwärtsrichtung auch einen Jet in Rückwärtsrichtung, der von dem Photonrest herrührt. (Es ist jedoch möglich, daß dieser Jet bei H1 nicht nachgewiesen wird, wenn alle Teilchen des Photonjets durch das rückwärtige Strahlrohr verschwinden oder wenn sie wegen der schlechten Energieauflösung des BEMC dort nicht erkannt werden.)

Der für diese Arbeit interessante Prozeß ist die Photon–Gluon–Fusion (*PGF*), die auch den Hauptanteil der unelastischen Ψ'–Erzeugung liefert. Eine genauere Beschreibung der PGF folgt in Abschnitt 3.3. Da das Gluon Farbladung trägt, besteht zwischen dem $c\bar{c}$–Paar und dem Protonrest eine Farbverbindung, so daß die Zerfallsprodukte des Ψ' nicht von den übrigen Teilchen räumlich getrennt sind. PGF–Ereignisse zeichnen sich durch $z' < 1$ aus, wobei Ereignisse mit $z < 0.3$ eher selten sind (s. Abb. 3.3a). Man kann durch einen Schnitt an dieser Stelle deshalb *Resolved–Photon*–Ereignisse verwerfen. Um PGF–Ereignisse von diffraktiven Ereignissen zu trennen, muß man auch eine obere Grenze für z' ansetzen, obwohl die Verteilung für PGF mit $z' \to 1$ ansteigt und man durch eine obere Grenze viele Ereignisse verliert. Es hat sich als notwendig erwiesen, den Schnitt bei $z'_{cut} = 0.9$ anzusetzen.

3.3 Photon–Gluon–Fusion

Das Modell der Photon–Gluon–Fusion bietet die Möglichkeit, die unelastische Photon–Proton–Streuung mit störungstheoretischen Mitteln zu berechnen. Das Photon wechselwirkt mit einem vom Proton abgestrahlten Gluon. Es entsteht zwischen ihnen ein $q\bar{q}$–Paar, im Falle der Ψ–Erzeugung ein $c\bar{c}$–Paar. Da das Gluon eine Farbladung trägt, muß neben dem Vektormeson noch mindestens ein weiteres Gluon erzeugt werden, das zusammen mit dem Protonrest hadronisiert. Für die Beschreibung des Prozesses $\gamma g \rightarrow \Psi' g$ hat sich das *Colour–Singlet–Modell* [Ber81] bewährt, bei dem davon ausgegangen wird, daß genau ein hartes Gluon abgestrahlt wird, um ein farbneutrales Vektormeson zu erzeugen. Das Colour–Singlet-Modell ist in der Lage, die Photon–Proton–Streuung mit störungstheoretischen Methoden zu beschreiben.

Das Colour–Singlet–Modell

Das Colour–Singlet–Modell [Ber81] wurde als einfache Beschreibung der J/Ψ–Produktion entwickelt. Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $\gamma g \rightarrow J/\Psi\, g$ hängt ab von den Kopplungskonstanten α_{em} und α_s der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung sowie von der Masse $m_{J/\Psi}$ und der leptonischen Zerfallsbreite $\Gamma_{\ell\bar{\ell}}$ des J/Ψ und enthält einen Normierungsfaktor

$$N = \frac{8}{3\alpha_{em}}(4\pi\alpha_s)^2 m^3_{J/\Psi}\Gamma_{\ell\bar{\ell}} \qquad (3.5)$$

mit

$$\Gamma_{\ell\bar{\ell}} = 16\pi\alpha^2_{em} e^2_c \frac{|\psi(0)|^2}{m^2_{J/\Psi}} . \qquad (3.6)$$

Hierbei ist e_c die Ladung des Charmquarks und $\psi(0)$ die Wellenfunktion des Charmonium–Zustandes an seinem Ursprung. Anschaulich ist $\Gamma_{\ell\bar{\ell}}$ ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß die beiden Charmquarks aus der Photon–Gluon–Fusion einen gebundenen Zustand bilden. Alle Größen im Normierungsfaktor können experimentell bestimmt werden, so daß das Colour–Singlet–Modell eine Vorhersage über den Absolutwert des Wirkungsquerschnitts macht.

Das Colour–Singlet–Modell kann die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die J/Ψ–Produktion im Bereich von Inelatizitäten $z < 0.8$ beschreiben, allerdings sind die Vorhersagen für den absoluten Wert des Wirkungsquerschnitts um einen Faktor ≈ 2 zu niedrig. Ursache hierfür sind QCD–Korrekturen höherer Ordnung, die wegen der starken Kopplung einen signifikanten Beitrag liefern und bisher nicht berücksichtigt wurden. Die Hinzunahme radiativer QCD–Korrekturen höherer Ordnung für den Zerfall des J/Ψ in zwei Leptonen [KeMu83] bringt eine deutliche Verbesserung für die Vorhersage des Absolutwertes. Die Korrekturen führen zu einer effektiven Verdopplung der Zerfallsbreite aus Gl. 3.6, die fortan als $\Gamma^{(0)}_{\ell\bar{\ell}}$ bezeichnet werden soll:

$$\Gamma_{\ell\bar{\ell}} = \Gamma^{(0)}_{\ell\bar{\ell}}(1 - \frac{16}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}) . \qquad (3.7)$$

Im Bereich $z > 0.8$ versagt dieses Colour–Singlet–Modell in der hier beschriebenen Form. Die Beschreibung kann jedoch verbessert werden, wenn man relativistische Effekte, die aus einer Relativbewegung der Quarks zueinander resultieren, berücksichtigt.

Relativistische Korrekturen zum Colour–Singlet–Modell

Das Colour–Singlet–Modell basiert in seiner einfachsten Form auf der Annahme, daß sich beide Quarks im J/Ψ–Ruhesystem in Ruhe befinden und damit $m_c = 1/2 m_{J/\Psi}$ gilt. Um die J/Ψ– Produktion auch im Bereich großer z zu beschreiben und das Colour–Singlet–Modell auf die Beschreibung der Ψ'–Produktion auszudehnen, muß man relativistische Korrekturen einführen, die es den Quarks erlauben, sich relativ zu einander zu bewegen. Die Masse des Ψ (J/Ψ oder Ψ') entspricht dann nicht mehr der zweifachen Charmquark–Masse, sondern es kommt ein Term ϵ hinzu, den man als Bindungsenergie des Vektormesons auffassen kann. Die Größe der relativistischen Korrekturen hängt von ϵ/m_c ab, wobei m_c die Masse des Charm–Quarks ist, und ist in [KeMu83] in erster Ordnung von ϵ/m_c berechnet worden. Die Normierung des Wirkungsquerschnitts bleibt die gleiche, die Korrekturen gehen nur in das Übergangsmatrixelement ein, welches die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts beschreibt. Auf die genaue Form des Matrixelements soll hier nicht eingegangen werden, da der differentielle Wirkungsquerschnitt für diese Arbeit nicht von Bedeutung ist.

Mit den relativistischen Korrekturen kann das Colour-Singlet–Modell nicht nur die unelastische Produktion des J/Ψ, sondern auch die des Ψ' beschreiben. Setzt man in das Matrixelement die Masse des J/Ψ bzw. des Ψ' und die entsprechende leptonische Zerfallsbreite ein und integriert den differentiellen Wirkungsquerschnitt über den kinematisch möglichen Bereich, so erhält man eine Vorhersage für das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte für die Ψ'– und die J/Ψ–Erzeugung. Da die unelastische Vektormesonproduktion in dem Monte–Carlo–Generator *EPJPSI 3.3* über die Photon–Gluon–Fusion mit dem relativistisch korrigierten Colour–Singlet–Modell realisiert ist, kann dieses Verhältnis aus den dort generierten ep–Wirkungsquerschnitten berechnet werden. Das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte ist

$$\frac{\sigma(ep \to \Psi' X)}{\sigma(ep \to J/\Psi X)} = \frac{3.140 \text{ nb}}{14.764 \text{ nb}} = 0.214 \,. \tag{3.8}$$

Die relative Breite für den Zerfall $\Psi' \to J/\Psi \, \pi^+\pi^-$ beträgt $(32.4 \pm 2.6)\%$ [PDG94], wobei das J/Ψ mit einer Wahrscheinlichkeit von $(5.97 \pm 0.25)\%$ in zwei Myonen zerfällt (sic). Es gibt daher bei $(1.93 \pm 0.18)\%$ aller Ψ'–Zerfälle zwei Myonen und zwei geladene Pionen im Endzustand, so daß der Untergrund durch unelastische J/Ψ–Erzeugung bis zu 14.2mal so groß ist wie das Signal durch unelastische Ψ'–Produktion. Durch die Art der Selektion — es müssen mindestens vier Teilchen im Detektor nachgewiesen werden — wird der z–Bereich für J/Ψ–Ereignisse stärker eingeschränkt als für Ψ'–Ereignisse, so daß in der Analyse mit einem besseren Verhältnis von Signal zu Untergrund gerechnet werden kann.

Der Wirkungsquerschnitt für die unelastische J/Ψ–Erzeugung ist bei H1 in den 1994er Daten gemessen worden [JPsi96]. Ziel einer Ψ'–Analyse wird es daher sein, durch eine Messung in demselben kinematischen Bereich, in dem auch die J/Ψ–Analyse durchgeführt wurde, das Verhältnis aus Gl. 3.8 zu bestimmen.

Kapitel 4

Monte–Carlo–Simulation

Für theoretische Betrachtungen werden in der statistischen Datenauswertung Monte–Carlo–Generatoren verwendet, welche auf der Basis von Wahrscheinlichkeitsverteilungen mit Hilfe von Zufallszahlen Ereignisse simulieren, deren Verteilungen auf Viervektorebene den theoretischen Vorhersagen entsprechen, und die nach der Detektorsimulation im Mittel die Eigenschaften gemessener Ereignisse haben. Dadurch läßt sich einerseits der Anteil der gesuchten Ereignisse, die durch die Datenanalyse erkannt werden (*Nachweiswahrscheinlichkeit*), andererseits auch das Verhältnis von Signal zu Untergrund (*Reinheit*) bestimmen. In dieser Arbeit wurden Monte–Carlo–Simulationen außerdem dazu benutzt, nach Eigenschaften von Ψ'–Ereignissen zu suchen, die diese von anderen Prozessen unterscheiden.

Die Eigenschaften der simulierten Daten hängen von dem theoretischen Modell des zugrundeliegenden Prozesses ab. Erst nach der Detektorsimulation sollten sie die gleichen Eigenschaften wie gemessene Ereignisse besitzen. Durch einen Vergleich von Daten mit den Vorhersagen simulierter Ereignisse kann man so eine Aussage über die Qualität des Modells treffen.

4.1 Generatoren

Für die Untersuchung unelastischer Prozesse wurde der Generator *EPJPSI 3.3* [Jung94] benutzt. Der Generator wurde für die Simulation von J/Ψ–Mesonen in ep–Kollisionen entwickelt, daher wurde für diese Arbeit der Quellcode modifiziert, um die Erzeugung von Ψ'–Ereignissen zu ermöglichen. Die vorgenommenen Modifikationen werden im Anhang A vorgestellt. *EPJPSI 3.3* enthält für die unelastische Ψ'–Produktion den Prozeß mit Photon–Gluon–Fusion und den Resolved–Photon–Prozeß. Letzterer wurde für diese Arbeit nicht berücksichtigt, da Resolved–Photon–Ereignisse mit einem Schnitt auf die Inelastizität unterdrückt werden können (siehe Abschnitt 3.2). Bei der Simulation der Photon–Gluon–Fusion benutzt *EPJPSI 3.3* das Colour–Singlet–Modell. Die Gluondichte $xg(x, Q^2)$ wird aus einer Parametrisierung der Partondichten im Proton berechnet; für die Simulation unelastischer Ψ'– und J/Ψ–Eeignisse mit *EPJPSI 3.3* wurde die Parametrisierung MRSD-$'$ [MRS93] verwendet. Bei dieser Parametrisierung handelt es sich um eine Berechnung in erster höherer Ordnung (*Next to Leading Order, NLO*). Aufgrund der starken Kopplung α_s können auch höhere Ordnungen einen signifikanten Beitrag liefern, so daß die ermittelte Gluondichte prinzipiell fehlerbehaftet ist.

Der Monte–Carlo–Generator *DIFFVM 1.0* [BL93] simuliert diffraktive Ereignisse mit Vektormeson–Produktion. Der Generator wurde in dieser Arbeit dazu benutzt, den Untergrund insbesondere durch diffraktive Streuung mit anschließender Dissoziation des Protons („dissoziative Ereignisse“) zu bestimmen. Diese können, vor allem im Vorwärtsbereich, neben den Teilchen aus dem Ψ'–Zerfall auch andere Teilchen aufweisen. Die Ereigniserzeugung geschieht über das phänomenologische Modell der *Photon–Pomeron–Streuung*. Der Proton–Pomeron–Vertex ist in Fixed–Target–Experimenten gut vermessen worden; Unsicherheiten gibt es für den Photon–Pomeron–Vertex; er wird über das *Vektormeson–Dominanz–Modell* beschrieben. Der Fehler des generierten Wirkungsquerschnitts liegt für *DIFFVM 1.0* deshalb bei etwa 20% [BL96].

Will man von einem Monte–Carlo–Generator generierte Ereignisse mit den Daten vergleichen, muß man die Detektoreffekte berücksichtigen, die die generierten, d.h. theoretischen, Verteilungen verschmieren. Dafür wird bei H1 das Simulationsprogramm *GEANT* verwendet, dem detaillierte Informationen über den Detektoraufbau vorliegen, und das so berechnen kann, wie die erzeugten Teilchen mit der Materie des Detektors wechselwirken. Anschließend wird die in den Detektorkomponenten deponierte Energie zu Treffern digitalisiert, so daß das Ereignisrekonstruktionsprogramm *H1REC* die simulierten Ereignisse genauso wie Daten bearbeiten kann. Diese drei Schritte werden bei H1 in dem Programm *H1SIM* zusammengefaßt.

4.2 Eigenschaften von Ψ'–Ereignissen

Zur Bestimmung der Eigenschaften von Ψ'–Ereignissen wurden die von den Generatoren erzeugten Vierervektoren verwendet. Weitere Informationen betreffen die Ladung der Teilchen, aus welchen Teilchen sie entstanden und wie sie zerfallen sind. Außerdem sind globale Informationen über die Kinematik der generierten Ereignisse gespeichert, die zur Charakterisierung der Ereignisse dienen. Die Verwendung dieser Daten entspricht der Messung mit einem idealen Detektor. Schnitte, die die Eigenschaften des H1–Detektors berücksichtigen, werden in Kapitel 5 eingeführt. Hier soll untersucht werden, welcher Anteil der Ψ'–Ereignisse überhaupt von H1 gemessen werden kann („geometrische Akzeptanz“).

Der Hauptuntergrundprozeß für die unelastische Produktion von Ψ'–Mesonen mit dem anschließendem Zerfall in ein J/Ψ und zwei geladene Pionen ist die unelastische Produktion von J/Ψ–Mesonen. Aufgrund des höheren Wirkungsquerschnitts für die J/Ψ–Produktion dominiert der Untergrund über das Signal. Es wird deshalb im folgenden überprüft, wo sich Unterscheidungsmöglichkeiten zu J/Ψ–Ereignissen ergeben. Folgende Eigenschaften wurden untersucht:

- die Winkel– und Impulsverteilung der Myonen aus dem J/Ψ–Zerfall,
- die mittlere Multiplizität aller geladenen Teilchen mit Ausnahme der Myonen[1],
- die Winkel– und Impulsverteilung von Pionen aus dem Ψ'–Zerfall („Ψ'–Pionen"),
- die Winkelverteilung dieser Pionen im γp–Schwerpunktsystem,
- die invariante Masse des Pionpaares aus dem Ψ'–Zerfall,
- dieselben Verteilungen wie für die Ψ'–Pionen für alle geladenen Teilchen mit Ausnahme der Myonen.

4.2.1 Spurmultiplizitäten bei Ψ'– und J/Ψ–Produktion

In Abb. 4.1 sind die Spurmultiplizitäten für unelastische Ereignisse mit $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ bzw. $\Psi' \rightarrow X\, \mu^+\mu^-$ vor der Detektorsimulation dargestellt. In der Abbildung wurden solche Teilchen nicht berücksichtigt, die das Strahlrohr nicht verlassen. Außerdem wurde davon ausgegangen, daß alle Myonen auch als solche erkannt werden; sie wurden ebenfalls nicht mitgezählt. Aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit sind in der Abbildung Ereignisse weggelassen worden, die keine Pionen im Detektorbereich aufweisen ($n_{Spuren} = 0$). Die mittleren Multpizitäten sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Für jeden Prozeß ist außerdem der vom jeweiligen Monte–Carlo–Generator erzeugte Wirkungsquerschnitt mit dem entsprechenden Verzweigungsverhältnis multipliziert worden und ebenfalls in Tabelle 4.1 eingetragen worden.

Die mittlere Multiplizität und die Anzahl der erwarteten Ereignisse bei einer integrierten Luminosität $\mathcal{L} = 2.7$ pb^{-1} ist zum einen für Ereignisse berechnet worden, bei denen irgendein Teilchen im Detektorbereich liegt ($5° < \theta_\pi < 175°$). Zum anderen wurde berücksichtigt, daß nur ein Teil der Ereignisse als Ψ'–Ereignisse selektiert werden kann. Die Voraussetzungen hierfür sind, daß zwei Myonen gefunden werden können ($20° < \theta_\mu < 160°$ und $p_\mu > 0.8$ GeV). Es sollen nur solche Pionen für die Analyse verwendet werden, die in einem gewissen Winkelbereich liegen ($20° < \theta_\pi < 165°$) und einen gewissen Mindestimpuls ($p_{\pi,min} > 0.1$ GeV) tragen. Die obere Grenze für den Winkelbereich und die untere Grenze für den Impuls wird insbesondere durch die Detektorakzeptanz bestimmt. Teilchen, die die Anforderungen an θ_π und $p_{\pi,min}$ erfüllen, tragen zu den Multiplizitäten in Abbildung 4.1b bei.

Die Ψ'–Ereignisse in Abbildung 4.1 wurden sowohl unelastisch als auch diffraktiv mit anschließender Protondissoziation generiert. Die unelastischen Ψ'–Ereignisse wurden aufgeteilt in solche mit dem „richtigen" Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi\ \pi^+\pi^-$ („interessante Ereignisse", aufsteigend schraffiertes Histogramm) und solche mit anderen Zerfällen. Die Summe aus beiden ergibt die gestrichelte Linie. Die Verteilung für Ereignisse mit Protondissoziation

[1] Hierbei wird angenommen, daß alle Myonen auch als solche erkannt werden können. Inwieweit dies tatsächlich möglich ist, wird in [SSc93] und [GSc94] beschrieben.

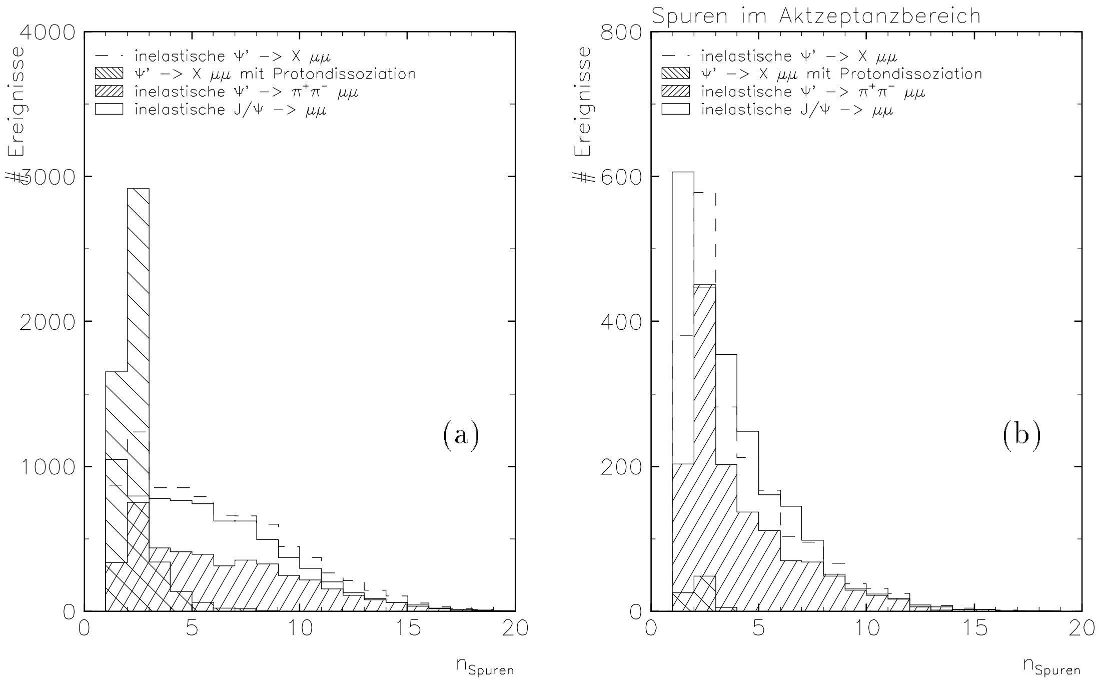


Abbildung 4.1: *Spurmultiplizitäten in Monte–Carlo–Ereignissen für J/Ψ– bzw. der Ψ'–Produktion für jeweils 10 000 Ereignisse. Es wurden geladene Teilchen im Endzustand mit Ausnahme der Myonen gezählt. Der Aktzeptanzbereich in Figur (b) bezeichnet Teilchen und Ereignisse, die die Selektion in Abschnitt 5.2.1 passieren würden.*

Prozeß	$\sigma_{ep} \cdot BR$ [pb]	$5° < \theta_\pi < 175°$		$20° < \theta_\pi < 165°$	
		$\langle n_\pi \rangle$	n_{event}	$\langle n_\pi \rangle$	n_{event}
$\Psi' \to \mathrm{X}\mu\mu$ mit Protondiss.	107.9	1.878	150.2	1.736	2.3
unelastische $\Psi' \to \pi^+\pi^-\mu\mu$	61.94	5.748	152.3	3.677	51.8
unelastische Ψ' $\Psi' \to X\ \mu^+\mu-$	71.15	5.538	158.4	3.572	24.26
unelastische $J/\Psi \to \mu\mu$	881.4	5.244	1689.3	3.301	522.9

Tabelle 4.1: *Mittlere Spurmultiplizitäten für die verschiedenen Prozesse der Ψ'– und J/Ψ–Erzeugung in Monte–Carlo–Ereignissen vor der Detektorsimulation. Der Einfachheit halber wurden alle geladenen Teilchen mit Ausnahme der Myonen als Pionen gezählt. Die Anzahl der Ereignisse n_{event} ist eine Abschätzung für die in der Datennahmeperiode 1994 gewonnenen Daten in den jeweiligen Zerfallskanälen mit einer Luminosität $\mathcal{L} \approx 2.7\ pb^{-1}$.*

ist als abfallend schraffiertes Histogramm dargestellt. Den Hauptuntergrund erwartet man durch unelastische J/Ψ–Ereignisse, deren Verteilung der durchgezogenen Linie entspricht.

Unelastische J/Ψ– und Ψ'–Ereignisse weisen ähnliche Multiplizitäten auf, während sie bei den dissoziativen Ereignissen deutlich geringer ist. Die beiden Ψ'–Pionen sorgen für eine etwas höhere Multiplizität bei den interessanten Ereignissen. Etwa ein Drittel der J/Ψ–Ereignisse und der Ψ'–Ereignisse mit dem Zerfall in ein J/Ψ und zwei geladene Pionen haben Spuren im Zentralbereich ($\theta > 20°$). Es wurde bei den Ψ'–Ereignissen nicht gefordert, daß beide Pionen aus dem Ψ'–Zerfall im Detektor bzw. im Zentralbereich zu finden sind. Die Betrachtung der Multiplizität entspricht daher einer Vorselektion von Vierspurereignissen, in denen anschließend nach einem Ψ'–Signal gesucht wird.

4.2.2 Die Myonen aus dem J/Ψ–Zerfall

Zur Erkennung von Ereignissen mit einem J/Ψ wird der leptonische Zerfallskanal des J/Ψ in zwei Myonen benutzt, da Myonen im Detektor eine gut identifizierbare Signatur hinterlassen. Die Winkel– und Impulsverteilungen der Myonen im Laborsystem sind in Abb. 4.2 für simulierte Ψ'– und J/Ψ–Ereignisse dargestellt. Ereignisse, bei denen eines der Myonen unter einem Winkel $\theta_\mu < 5°$ oder $\theta_\mu > 175°$ generiert wurde, wurden noch vor der Detektorsimulation verworfen, da solche Ereignisse ohnehin nicht als J/Ψ–Kandidat erkannt werden können, denn unter so kleinen Winkeln erreichen Teilchen vom Primärvertex nicht die inneren Spurkammern des H1-Detektors. Alle generierten Ψ'–Ereignisse enthielten den Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi\ \pi^+\pi^-$.

Die Winkel– und Impulsverteilungen sind für Ψ'– und J/Ψ–Produktion sehr ähnlich, leichte Unterschiede in der Winkelverteilung lassen sich damit begründen, daß die Kinematik in beiden Fällen zwar die gleiche ist, die Myonen bei der Ψ'–Erzeugung aber nur

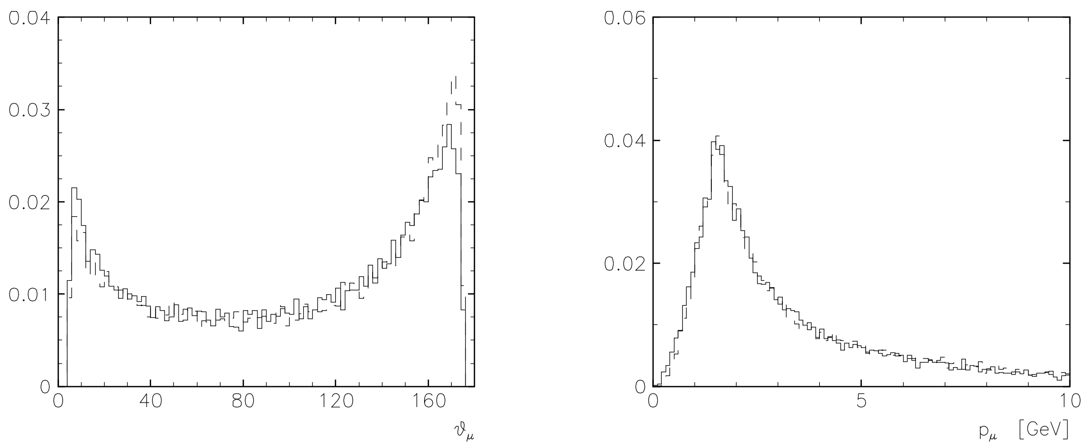


Abbildung 4.2: *Winkel– und Impulsverteilung der Myonen für simulierte Ψ'– (durchgezogene Linien) bzw. J/Ψ–Ereignisse (gestrichelte Linien). Die Verteilungen wurden auf eins normiert. Für die Simulation wurde der Generator EPJSI 3.3 benutzt.*

einen Teil des Impulses des Vektormesons tragen. Dieses wird im γp-Schwerpunktsystem (*CMS*) unter kleinem Winkel zur Richtung des einlaufenden Photons erzeugt. Die Myonen aus der Ψ'–Produktion haben deshalb eine ähnliche Transversalimpulsverteilung wie die aus den Prozessen mit J/Ψ–Erzeugung, aber im Mittel einen geringeren Impuls in Photonrichtung (Longitudinalimpuls). Die Transformation in das Laborsystem bedeutet einen Lorentzboost entgegengesetzt zur Photonrichtung, so daß die geringere longitudinale Impulskomponente zu einer größeren Abweichung von der Photonrichtung im Laborsystem führt.

Aufgrund der Detektorgeometrie von H1 können Spuren im Rückwärtsbereich oberhalb von 160° schlecht und oberhalb von 170° gar nicht erkannt werden. Im Vorwärtsbereich unterhalb von 20° ist vermehrt mit Untergrund durch andere Teilchen zu rechnen, außerdem sinkt die Impulsauflösung mit kleiner werdenden Polarwinkeln. Deshalb wurden bei der Datenanalyse in dieser Arbeit nur Myonen im Zentralbereich berücksichtigt (siehe Kapitel 5.2.1). Dies sind ca. 55% aller erzeugten Myonen. In diesem Bereich sind die Winkelverteilungen der Myonen bei Ψ'–Produktion und bei J/Ψ–Produktion identisch, so daß beide Prozesse bei der Erkennung gleich behandelt werden können. Anhand der Impulsverteilung der Myonen erkennt man, daß etwa 5% der Myonen einen Impuls $p_\mu < 0.8$ GeV haben und deshalb im Detektor nicht als solche erkannt werden (siehe Kapitel 5). Sie finden sich fast ausschließlich im Zentralbereich, so daß sich die Zahl der detektierbaren Myonen auf ca. 53% reduziert.

4.2.3 Die Winkelverteilung der Pionen aus dem Ψ'–Zerfall

Die im allgemeinen hohe Spurmultiplizität in unelastischen Ereignissen macht es notwendig, Eigenschaften der Pionen aus dem Ψ'–Zerfall („Ψ'–Pionen") zu finden, die sie von anderen Teilchen im Detektor unterscheiden. Wenn die Zerfallsteilchen des Ψ' im γp–Schwerpunktsystem (*CMS*) dicht beieinander liegen und die Teilchen aus der Hadronisation von diesen weit entfernt sind (Abb. 4.4), ist es möglich, den Untergrund durch eine Auswahl der Teilchen, die dicht am J/Ψ im CMS liegen, zu reduzieren. In den Abbildungen 4.3a–4.3f sind Winkel und Impuls der Ψ'–Pionen (schraffiert) und der Teilchen aus der Hadronisation des Protonrestes (durchgezogene Linien) für unelastische Ereignisse mit dem Prozeß $\gamma p \rightarrow (\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+\pi^-)\, X$ aufgetragen. Zum Vergleich sind außerdem dieselben Verteilungen für geladene Teilchen bei unelastischer J/Ψ–Produktion dargestellt (gestrichelte Linien). Erwartungsgemäß haben sie dieselbe Form wie für Untergrundteilchen bei Ψ'–Ereignissen, so daß man sich bei späteren Untersuchungen des Untergrundes auf J/Ψ–Ereignisse beschränken kann.

Die Winkelverteilung für die Ψ'–Pionen im Laborsystem (Abbildung 4.3a) ähnelt der der Myonen aus dem J/Ψ–Zerfall (Abbildung 4.2). Dies läßt bereits darauf schließen, daß die Pionen im CMS in räumlicher Nähe zum J/Ψ erzeugt werden. Die Lorentztransformation in das CMS bestätigt diese Vermutung, wenn man als z*-Achse die Flugrichtung des J/Ψ wählt (Abb. 4.3c). Die meisten Pionen aus dem Ψ'–Zerfall werden mit einem Winkel $\theta^*_\pi < 20°$ zum J/Ψ erzeugt. Im Laborsystem liegen sie hauptsächlich im Zentralbereich $\theta_\pi > 20°$, ein Schnitt auf diese Größe unterdrückt Pionen, die im CMS weit vom J/Ψ entfernt erzeugt werden (vgl. die schraffierten Flächen in Abb. 4.3c und 4.3e).

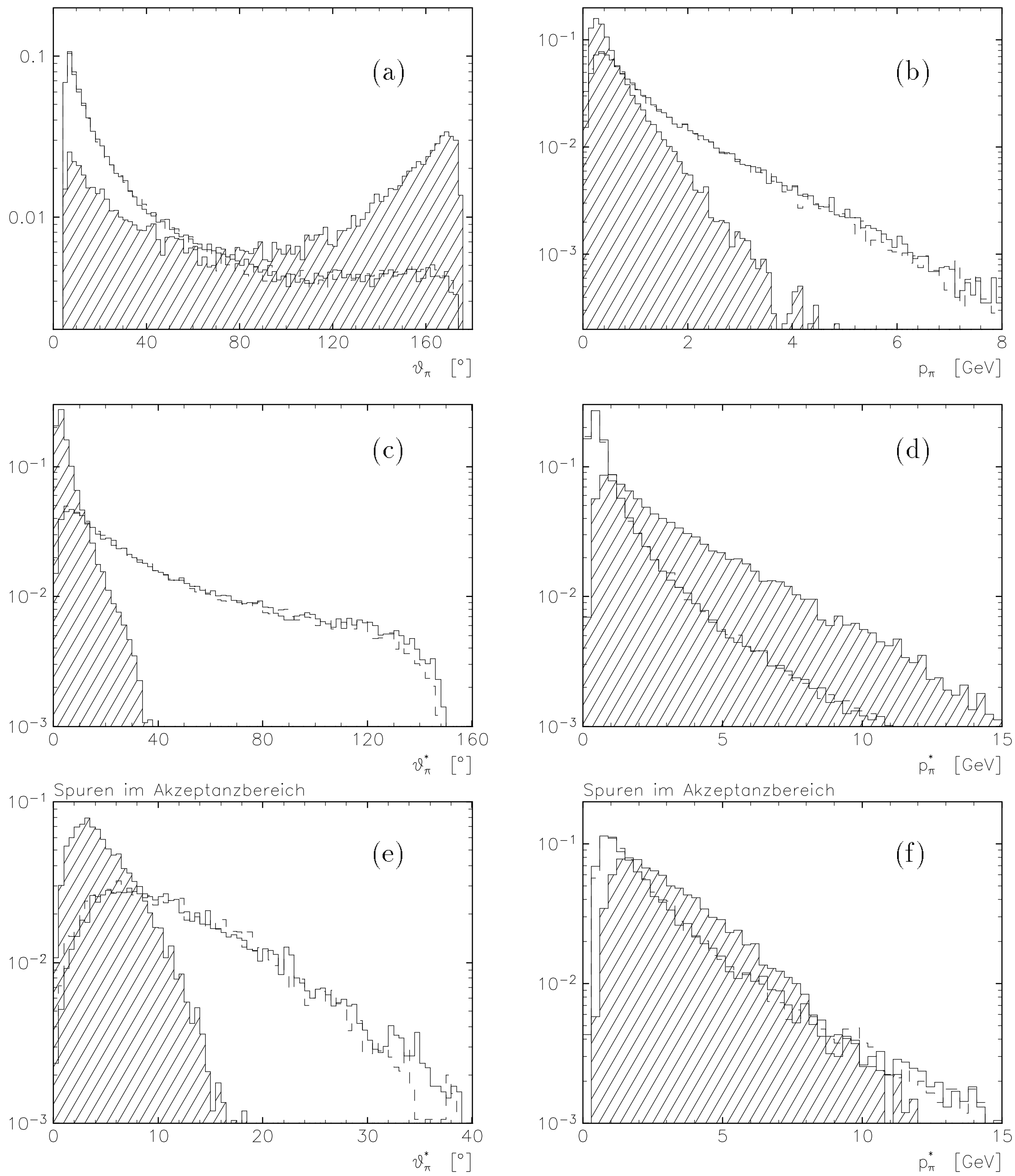


Abbildung 4.3: *Wahrscheinlichkeitsverteilungen für wichtige Eigenschaften von Pionen bei Ψ'–Produktion über die Photon–Gluon–Fusion. Die Ereignisse wurden von EPJPSI 3.3 erzeugt. Die Verteilungen für Pionen aus dem Ψ'–Zerfall sind schraffiert, die der anderen Pionen aus Ψ'–Ereignissen als durchgezogene Linie dargestellt. Zum Vergleich sind außerdem die Verteilungen für Pionen bei J/Ψ–Produktion gezeigt (gestrichelte Verteilungen). Mit * versehene Größen beziehen sich auf das γp–Schwerpunktsystem, wobei als z^*–Richtung die Flugrichtung des J/Ψ in diesem System gewählt wurde. Spuren liegen im „Akzeptanzbereich", wenn sie sich im Bereich der zentralen Spurkammern befinden; außerdem müssen beide Myonen im Winkelbereich $20° < \theta_\mu < 160°$ liegen.*

Dasselbe gilt allerdings auch für Teilchen aus der Hadronisation des Protonrestes. Etwa 50% dieser Untergrundteilchen liegen im Zentralbereich mit einem Winkel $\theta > 20°$, während 85% der Ψ'–Pionen diese Bedingung erfüllen. Im CMS erwartet man eine Verteilung um $\theta^* \gtrsim 90°$, da die Teilchen den Impuls des Ψ' balancieren müssen. Dies ist in Abb. 4.3c nicht der Fall, da wie zuvor bei den Myonen nur solche Teilchen einen Eintrag in die Histogramme bewirken, die bei H1 außerhalb des Strahlrohres erzeugt werden. Dadurch liegen die meisten Teilchen im CMS in der Hemisphäre des J/Ψ . Dennoch ergibt sich ein signifikanter Unterschied in der Winkelverteilung zu den Ψ'–Pionen, so daß es möglich ist, durch einen Schnitt auf den Öffnungswinkel zwischen Pion und J/Ψ im γp–Schwerpunktsystem das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern.

Die Impulsverteilungen in Abb. 4.3b, 4.3d und 4.3f zeigen geringe Unterschiede zwischen Pionen aus dem Ψ'–Zerfall und den anderen Teilchen. Die meisten Teilchen werden mit einem Impuls $p < 1$ GeV erzeugt, wobei solche aus der Hadronisation des Protonsrestes im Laborsystem in Vorwärtsrichtung auch größere Impulse erhalten. Im CMS haben die Ψ'–Pionen im Mittel den größeren Impuls. Dies liegt daran, daß sie als Produkte eines bewegten, schweren Teilchens zusätzlich zu der Energie aus dem Ψ'–Zerfall auch noch einen Teil dessen Impulses erhalten. Durch Forderungen an den Zerfallswinkel, an die invariante Masse des Pionpaares (Abschnitt 4.2.4) oder an die invariante Masse der beiden Pionen plus der beiden Myonen, die grob die Masse des Ψ' ergeben muß, werden Unterschiede in den Impulsverteilungen nivelliert, so daß ein Schnitt auf den Pionimpuls weder im Laborsystem noch im CMS von Vorteil ist.

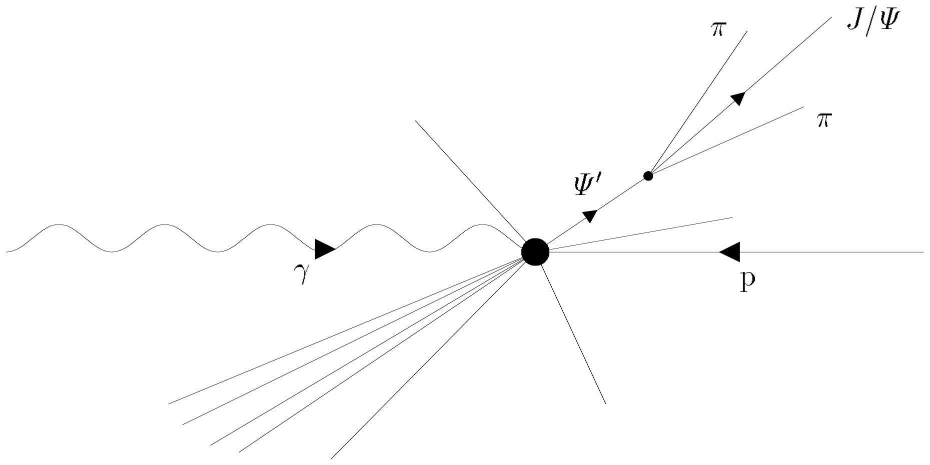
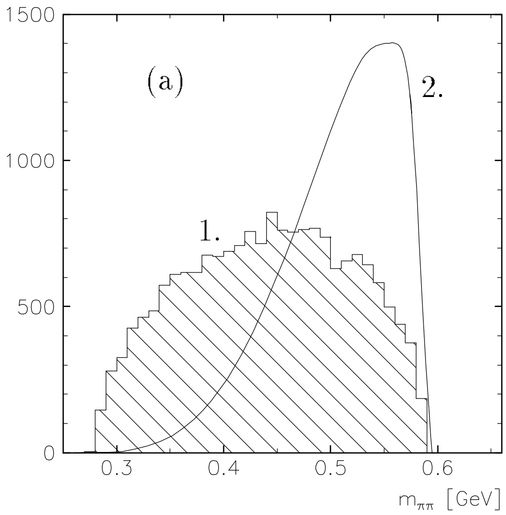


Abbildung 4.4: *Stark vereinfachte Darstellung der unelastischen Ψ'–Erzeugung im γp–Schwerpunktsystem. Die Winkel sind nicht maßstabsgerecht skizziert. Auch die Zerfallslänge des Ψ' ist übertrieben lang dargestellt. In Wirklichkeit kann der Sekundärvertex vom H1–Detektor nicht aufgelöst werden.*

4.2.4 Die invariante Masse des Pionpaares

Die Produktion und der Zerfall von Ψ'–Mesonen ist z.B. vom Mark–III–Experiment am SPEAR–Speicherring in e^+e^-–Kollisionen gemessen worden [Coff92]. Durch Einstellen der Schwerpunktsenergie auf die Ψ'–Masse können diese in e^+e^-–Experimenten mit hoher Rate entstehen, außerdem gibt es keine Probleme durch kombinatorischen Untergrund, da außer dem Vektormeson keine weiteren Teilchen erzeugt werden. Auf diese Weise konnten Aussagen über die Winkelverteilung der Pionen aus dem Ψ'–Zerfall im Ruhesystem des Ψ' sowie über die Verteilung der invarianten Masse des Pionpaares gemacht werden.

Sowohl das Ψ' als auch das J/Ψ sind Mesonen mit den Spin und Parität $J^P = 1^-$. Das Pionpaar kann sich deshalb in einem relativen S– oder D–Bahndrehimpulszustand befinden ($J_{\pi\pi} = 0,\ 2$). Die Winkelverteilung der Pionen im Ψ'–Ruhesystem für den S–Zustand ist flach und enthält für den D–Zustand einen Term $\propto \cos^2\theta$. Für den S–Zustand ist das Übergangsmatrixelement konstant, die invariante Masse des Pionpaares hängt nur vom Phasenraumfaktor ab (schraffierte Fläche in Abb. 4.5a), während man für den D–Zustand einen Anstieg zu großen invarianten Massen erwartet. Gemessen wurde eine flache Winkelverteilung, aber eine Massenverteilung mit einem steilen Anstieg zu Massen im oberen kinematisch möglichen Bereich. Dieses Verhalten läßt sich weder durch einen reinen S– oder D– Zustand, noch durch eine Mischung aus beiden zufriedenstellend beschreiben. Es wird deshalb in [Pham76] das S–Matrixelement durch einen vom Quadrat der Pionpaarmasse $s = m_{\pi\pi}^2$ abhängigen Formfaktor $\tilde{f}(s)$ und eine Nullstelle s_0 unterhalb der unteren kinematischen Schwelle erweitert:



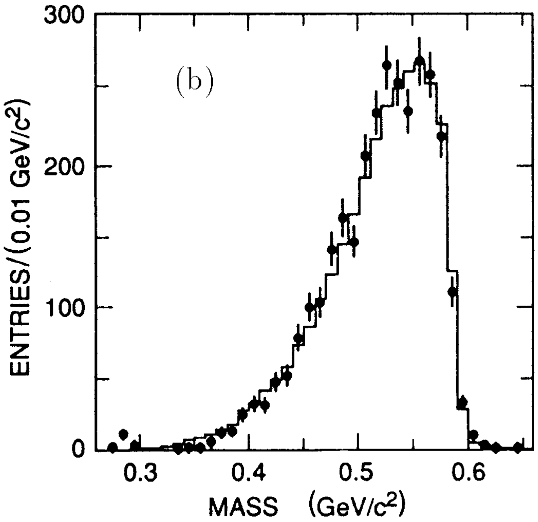


Abbildung 4.5: *Verteilung der invarianten Masse von Pionpaaren. (a): 1. Von den Monte–Carlo–Generatoren erzeugte Verteilung für Pionen aus dem Ψ'–Zerfall; 2. Verteilung aus 1., entsprechend der in e^+e^-–Kollisionen gemessenen Verteilung gewichtet. (b): Mit dem Mark–III–Detektor [Coff92] am Speicherring SPEAR gemessene Verteilung der invarianten Masse des Pionpaares (Punkte). Das Histogramm ist die Verteilung für ein entsprechend generiertes Monte–Carlo.*

$$\mathcal{M} = (\epsilon' \cdot \epsilon)\tilde{f}(s)(s - s_0) \tag{4.1}$$

wobei

$$\tilde{f}(s) = \tilde{f}_0 \exp\frac{s - 4m_\pi^2}{\pi} \int\limits_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{\delta_0(s')\, ds'}{(s' - 4m_\pi^2)(s' - s - \mathrm{i}\epsilon)}. \tag{4.2}$$

Dabei bedeuten ϵ', ϵ die Polarisation des Ψ' und des J/Ψ, $\tilde{f}_0$ eine von s unabhängige Konstante, und δ_0 beschreibt die Wechselwirkung der beiden Pionen im Endzustand, wenn sich diese in einem reinen S–Zustand mit Isospin 0 befinden würden.

Die Verteilung der invarianten Masse des Pionpaares, wie sie vom Mark–III–Detektor gemessen wurde, ist in Abbildung 4.5b dargestellt. Um die Daten mit Hilfe eines Monte–Carlo–Generators beschreiben zu können, wurde die Massenverteilung mit einer Funktion $\propto (s - 4m_\pi^2)^2 \times$ (Phasenraumverteilung) generiert. Dadurch wurde eine gute Übereinstimmung von Simulation und Daten erzielt.

Stammen die Pionen nicht aus dem Ψ'–Zerfall, steigt die Verteilung der invarianten Masse ab dem unteren kinematischen Limit $m_{\pi\pi} = 2m_\pi$ stark an, um dann ab 0.4 GeV wieder abzufallen. Es ist deshalb möglich, durch die Forderung nach einer unteren Grenze für die invariante Masse des Pionpaares den Untergrund im Verhältnis zum Signal zu reduzieren.

Das Verhalten der invarianten Masse des Pionpaares ist weder in *EPJPSI 3.3* noch in *DIFFVM 1.0* implementiert, statt dessen wird die Verteilung entsprechend einem konstanten Matrixelement erzeugt. Es ist deshalb nötig, die generierten Ereignisse über die Pionpaarmasse mit dem Faktor $\propto (s - 4m_\pi^2)^2$ zu gewichten, um die von Mark III gemessene Verteilung widerzuspiegeln und um die Nachweiswahrscheinlichkeit für einen Schnitt auf die Masse mit Hilfe von Monte–Carlo–Simulationen bestimmen zu können. Die Kurve (2.) in Abb. 4.5a wurde aus dem schraffierten Histogramm (1.) durch Umwichten erzeugt.

4.2.5 Die Δm–Verteilung

Die invariante Masse der beiden Myonen und der ausgewählten Pionen muß die Ψ'–Masse ergeben. Während die Breite des Massensignals bei Verwendung der Vierervektoren nur von der natürlichen (generierten) Zerfallsbreite des Ψ' abhängt, wird sie in den Daten durch die Detektorauflösung bestimmt. Für unelastische J/Ψ–Erzeugung ist das Signal bei einer Masse $m = (3.10 \pm 0.01)$ GeV mit einer Breite von 60 MeV bestimmt worden. Für diese Arbeit wurde nach Ψ'–Ereignissen gesucht, in denen das Ψ' in ein J/Ψ und zwei Pionen zerfällt. Die Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\mu\pi\pi}$ der beiden Myonen und der beiden Pionen kann man darstellen als Faltung der Verteilungen der Myonpaarmasse $m_{\mu\mu}$ und der Differenz

$$\Delta m = m_{\mu\mu\pi\pi} - m_{\mu\mu}\,. \tag{4.3}$$

Da die Myonimpulse typischerweise im Bereich von 1–2 GeV (siehe Abb. 4.2) liegen, läßt sich die invariante Masse des Myonpaares gut bestimmen, so daß der Fehler bei der

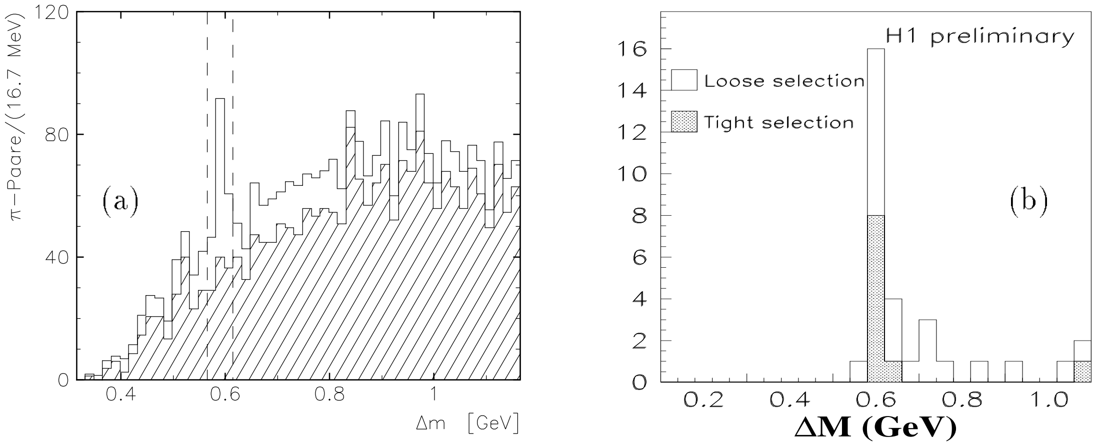


Abbildung 4.6: *Δm–Verteilung (a) für ein unelastisches Monte–Carlo nach der Selektion von Kapitel 5 und (b) für das quasielastische Ψ'–Signal in den 1994er Daten [Hil96]. Die simulierte Luminosität beträgt 11.345 pb^{-1}. Das schraffierte Histogramm in (a) zeigt den Anteil von J/Ψ–Ereignissen an der simulierten Verteilung. Die senkrechten Linien bezeichen den Δm–Signalbereich, in dem nach einem unelastischen Signal gesucht wird.*

Δm–Bestimmung in etwa dem Fehler bei der Bestimmung von $m_{\mu\mu\pi\pi}$ entspricht. Das Δm–Signal eignet sich daher wegen seiner deutlich geringeren Breite besser für die Ψ'–Analyse als das $m_{\mu\mu\pi\pi}$–Signal.

In Abbildung 4.6a ist die simulierte Δm–Verteilung für unelastische Ψ'–Ereignisse (durchgezogene Linie) über einem Untergrund aus unelastischen J/Ψ–Ereignissen (schraffiertes Histogramm) dargestellt. Die Monte–Carlo–Ereignisse wurden der Detektorsimulation unterzogen und passieren die Selektion für Ψ'–Kandidaten aus Kapitel 5. Die Anzahl der Ereignisse entspricht einer integrierten Luminosität von 11.345 pb^{-1}. Innerhalb der gestrichelten Linien zwischen 0.565 GeV und 0.615 GeV (Δm–*Signalbereich*) erwartet man, alle Kombinationen der richtigen Pionpaare mit den Myonen zu finden.
In Abbildung 4.6b ist zum Vergleich die Δm–Verteilung für Ereignisse aus H1–Daten des Jahres 1994, die die Selektion für *quasielastische* Ψ'–Kandidaten passieren, dargestellt [Hil96]. Dort konnte ein untergrundfreies Signal im Bereich um $\Delta m = 0.6$ GeV erreicht werden („tight selection“, getöntes Histogramm).

4.3 Bestimmung von Schnittparametern

Es wurde im vorhergehenden Abschnitt gezeigt, daß sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund bei unelastischer Ψ'–Produktion verbessern läßt, wenn man auf den Polarwinkel θ_π der Pionen im Laborsystem, auf den Zerfallswinkel θ^*_π der Pionen im γp–System oder auf die invariante Masse des Pionpaares schneidet. Es ist nicht möglich, aus den Generatordaten die Parameter für die Schnitte zu bestimmen, da die Schnittgrößen im Experiment u.a. durch die Detektorauflösung verschmiert sind. Statt dessen werden die Schnittparameter bei der Datenauswertung variiert, bis sich ein deutliches Signal ergibt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit und Reinheit für diese Schnitte wird dann mit Monte–Carlo–Ereignissen nach der Detektorsimulation und Rekonstruktion bestimmt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit und Reinheit der angewendeten Schnitte werden hier in Tabelle 4.2 vorgestellt. Eine grafische Darstellung dieser Größen findet sich in Abb. 4.7. Das Ψ'–Signal in Tabelle 4.2 besteht aus Ereignissen, bei denen die Pionen aus dem Ψ'–Zerfall die Schnitte passieren. Man muß unterscheiden zwischen Ereignissen, die im betrachteten kinematischen Bereich $z_{gen} < 0.9$, $60 < W_{\gamma p}^{gen}/\mathrm{GeV} < 200$ und im Winkelbereich $20° < \theta_\mu^{(gen)} < 160°$ liegen (Spalte „$z'_{gen} < 0.9$“) und zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlickeiten für die einzelnen Schnitte verwendet werden, und Ereignisse im gesamten kinematischen Bereich (Spalte „alle“), die zur Bestimmung des Untergrundes und damit zur Betimmung der Reinheit des Signals benutzt werden. In der Spalte „Untergrund“ stehen Ereignisse bzw. Paare, wenn

- kein Ψ' generiert wird (bei J/Ψ–Ereignissen),
- das Ψ' nicht unelastisch erzeugt wird (bei Ereignissen mit Protondissoziation),
- das Ψ' nicht richtig zerfällt oder
- das Ψ' zwar unelastisch generiert wird und richtig zerfällt, aber mindestens ein falsches Pionpaar die Schnitte passiert.

Es werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen man Pionpaare im Δm–Signalbereich findet. Es können durchaus mehrere Paare pro Ereignis im Signalbereich auftauchen, so daß beim Untergrund die Anzahl von Ereignissen und Paaren getrennt aufgeführt ist.

Im folgenden werden die Schnittparameter, die in Tabelle 4.2 und Abb. 4.7 verwendet wurden, beschrieben. Als „richtig“ wird ein Pionpaar bezeichnet, wenn beide Pionen aus dem Ψ'–Zerfall stammen:

generiert Alle Monte–Carlo–Ereignisse, die für eine Luminosität $\mathcal{L} = 11.345\ \mathrm{pb}^{-1}$ generiert wurden. Die Werte sind nicht ganzzahlig, da die einzelnen Prozesse getrennt generiert und anschließend auf die Luminosität normiert wurden.

erkennbar Die Anzahl der Ereignisse, die — auf Generatorebene — mindestens zwei Myonen im zentralen Detektorbereich $20° < \theta_\mu^{(gen)} < 160°$ aufweisen. Diese Zahl wird nur für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{anly} für die einzelnen Schnitte benötigt. Wegen der Normierung ist auch dieser Wert nicht ganzzahlig.

$z' < 0.9$ Dieser Schnitt repräsentiert die gesamte Selektion — auf Rekonstruktionsebene — bis zur Bestimmung der Inelastizität z' aus den vier selektierten Spuren. Es müssen außerdem zwei Myonen im Bereich von $20° < \theta_\mu < 160°$ und mit einem Impuls von mindestens 0.8 GeV erkannt worden sein. Die Schwerpunktsenergie des Photon–Proton–Systems sollte im betrachteten $W_{\gamma p}$–Bereich liegen. Es muß ein Pionpaar mit ungleichen Ladungsvorzeichen und mindestens eine weitere Spur im Detektor vorhanden sein. Alle weiteren Schnitte beziehen sich auf Ereignisse, die alle diese Selektionsschnitte passieren.

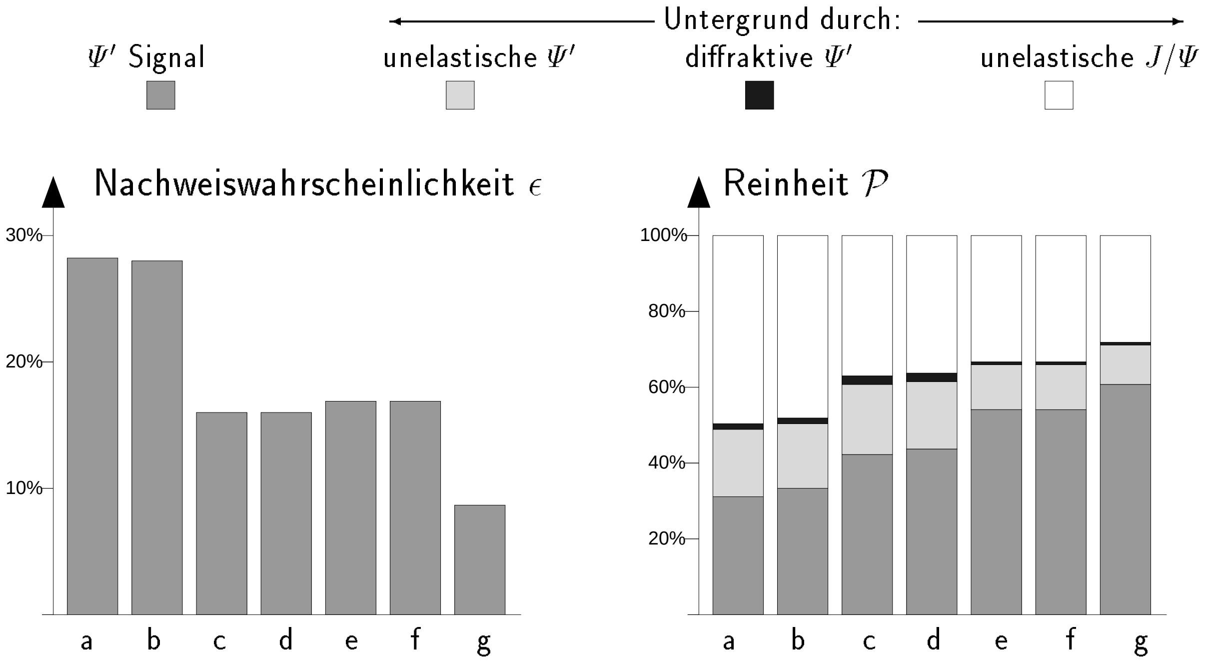


Abbildung 4.7: *Nachweiswahrscheinlichkeit und Reinheit wie in Tabelle 4.2, aufgeschlüsselt nach den einzelnen Produktionsmechanismen. Die elastische Ψ'–Produktion wurde hier vernachlässigt. Die Anzahl der Ereignisse wurde für alle Produktionstypen auf dieselbe integrierte Luminosität normiert. Die Schnitte a–g sind dieselben wie in Tabelle 4.2, die Parameter werden im Text erklärt.*

Schnitt	Ψ'–Signal (Ereig.) $z'_{gen} < 0.9$ / alle	Untergrund Ereig.	Untergrund Paare	Nachweiswahrscheinlickeit ϵ	Reinheit $\mathcal{P}$
generiert	231.1 / 850.4	12 691.5		—	—
erkennbar	194.6 / —	—		0.842 ± 0.024	—
a: $z' < 0.9$	55.06 / 61.05	96.58	135.16	0.283 ± 0.032	0.311
b: $\theta_\pi > 20°$	54.51 / 60.51	87.04	119.88	0.280 ± 0.032	0.335
c: $0.49 < \frac{m_{\pi\pi}}{\mathrm{GeV}} < 0.6$	31.07 / 35.98	42.52	49.41	0.160 ± 0.026	0.421
d: b && c	31.07 / 35.98	40.97	46.32	0.160 ± 0.026	0.437
e: $\theta^*_\pi < 7.5°$	32.71 / 35.98	27.26	30.15	0.168 ± 0.027	0.544
f: b && e	32.71 / 35.98	27.26	30.15	0.168 ± 0.027	0.544
g: c && e	16.90 / 19.62	13.08	12.54	0.087 ± 0.020	0.610

Tabelle 4.2: *Nachweiswahrscheinlichkeit und Reinheit der Schnitte bei simulierten Ereignissen. Alle Pionpaare liegen im Δm–Signalbereich. „Untergrund“ sind Ereignisse aus diffraktiver Ψ'– und unelastischer J/Ψ–Produktion sowie unelastische Ψ'–Ereignisse, bei denen das richtige Pionpaar nicht erkannt wurde. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden die Ereignisse verwendet, die im betrachteten kinematischen Bereich und mit beiden Myonen im zentralen Detektorbereich generiert wurden, für die Berechnung der Reinheit wurden alle Ereignisse verwendet. Zusätzlich zu den Schnitten* b–g *wurde immer der Schnitt* a *angewendet.*

- $\boldsymbol{\theta_\pi}$ Beide Pionen des ausgewählten Pionpaares müssen im zentralen Spurkammersystem erkannt worden sein, dh. $\theta_\pi > 20°$. Dadurch werden insbesondere solche Pionen verworfen, die aus der Hadronisation des Protonrestes stammen, während nur wenige von den richtigen Pionpaaren verworfen werden.
- $\boldsymbol{m_{\pi\pi}}$ Die invariante Masse des Pionpaares muß im Bereich 0.49 GeV $< m_{\pi\pi} <$ 0.6 GeV liegen. Wie in Abschnitt 4.2.4 gezeigt, liegen die meisten der richtigen Pionpaare in diesem Bereich.
- $\boldsymbol{\theta^*_\pi}$ Der Öffnungswinkel θ^*_π zwischen Pion und J/Ψ im γp–Schwerpunktsystem (*CMS*) darf nicht größer als 7.5° sein. Dadurch wird die Tatsache ausgenutzt, daß nur ein Teil des Protons mit dem Photon wechselwirkt und das Ψ' dadurch im CMS entgegengesetzt zur Protonrichtung mit hohem Impuls erzeugt wird.

In Abbildung 4.7 ist der Untergrund nach den einzelnen Prozeßtypen aufgeschlüsselt, so daß man einen Überblick über die Zusamensetzung des Signals erhält. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ (Tabelle 4.2, Spalte 4) ist der Anteil aller richtigen Ereignisse n_{cut}, die die Schnitte passieren, an den erkennbaren Ereignissen N_{acc} ($\epsilon_{cut} = n_{cut}/N_{acc}$) mit Beschränkung auf den kinematisch betrachteten Bereich (Spalte „$z' < 0.9$“). Für die absoluten Werte von ϵ wurden die Eigenheiten der Datennahme (Detektortotzeit, Subtriggerauswahl) noch nicht berücksichtigt, so daß die tatsächliche Nachweiswahrscheinlichkeit der Analyse um etwa den Faktor 2 niedriger ist. Die Reinheit $\mathcal{P}$ ist das Verhältnis der richtigen Ereignisse zu allen Paaren im Signalbereich ($\mathcal{P} = n_{cut}/(n_{cut} + n_{Paare})$), wobei alle generierten Ereignisse berücksichtigt wurden (Spalte „alle“).

Die Fehler für die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde nach der Formel

$$\Delta\epsilon = \frac{1}{\sqrt{N_{acc}}}\sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \tag{4.4}$$

berechnet; er wird in Kapitel 7 für die Berechnung eines Wirkungsquerschnitts verwendet. Für die Reinheit des Signals wurde kein Fehler bestimmt, da sie für die Analyse nicht verwendet wird und hier nur aufgeführt wird, um einen Überblick über die Zusammensetzung des Signals zu erhalten. Der Fehler in Gl. 4.4 enthält nur den statistischen Fehler, der bei der Bestimmung von n_{cut} und N_{acc} entsteht. Durch die Normierung über den generierten Wirkungsquerschnitt kommt die Ungenauigkeit des theoretischen Modells, das dem Produktionsprozeß zugrunde liegt, hinzu. Die Ungenauigkeit des Wirkungsquerschnitts liegt für das diffraktive Modell bei etwa 20%, für die Photon–Gluon–Fusion ist sie nur schwer zu bestimmen, da insbesondere im Bereich kleiner Impulsanteile x_g des Gluons am Protonimpuls bei der Berechnung der Gluondichte höhere Ordnungen eine Rolle spielen, in bei der hier verwendeten Parametrisierung nicht berücksichtigt wurden.

Etwa 27% (231.1/850.4) der generierten Ereignisse liegen im hier betrachteten kinematischen Bereich $z'_{gen} < 0.9$ und $60 < W_{\gamma p}/\mathrm{GeV} < 200$. Über vier fünftel dieser Ereignisse haben beide Myonen im zentralen Detektorbereich $20° < \theta^{gen}_\mu < 160°$ ($\epsilon_{acc} = 0.842$). In Abbildung 4.6a ist die Δm–Verteilung nach der Selektion für eine generierte Luminosität von 11.345 pb^{-1} aufgetragen. Man kann ein deutliches Signal an der Stelle $\Delta m \approx 0.59$ GeV erkennen, während der Meßperiode 1994 wurde aber nur ein Viertel dieser Luminosität (2.7 pb^{-1}) genommen; ein gutes Signal kann man so nicht erwarten.

Der Schnitt auf den Winkel der Pionen im Laborsystem θ_π (b) bringt allein kaum eine Verbesserung des Signals — die Reinheit steigt um wenige Prozent — geht jedoch nicht auf Kosten der richtigen Ereignisse und führt deshalb in Verbindung mit dem Schnitt auf $m_{\pi\pi}$ (c) zu besseren Resultaten (d). Dieser Schnitt bringt eine deutliche Verbesserung der Reinheit, wobei man allerdings über ein Drittel der selektierten Ereignisse verliert. Der Schnitt auf den Öffnungswinkel im CMS (e) ist dem Schnitt d in etwa gleichwertig, wobei sowohl die Nachweiswahrscheinlichkeit als auch die Reinheit des Signals etwas besser ist. Die Vorzüge dieses Schnitts werden in Kapitel 7 deutlicher. Die Kombination mit dem Schnitt auf den Pionwinkel im Laborsystem (f) bringt hier keine Verbesserung, da aufgrund der Topologie der Ereignisse der Schnitt auf den Öffnungswinkel nur solche Spuren selektiert, die im CMS in etwa entgegengesetzt zur Protonrichtung und im Detektor deshalb mit großen Winkeln erzeugt werden.

Eine Kombination der Schnitte auf $m_{\pi\pi}$ und θ^*_π (g) bringt in punkto Reinheit mit über 60% zwar die besten Resultate, die Nachweiswahrscheinlichkeit ist mit nur 8.7% jedoch recht gering. Da das Signal nicht frei von Untergrund ist, wird eine Analyse nach Anwendung beider Schnitte nur bei einer sehr großen Datenmenge möglich sein.

Kapitel 5

Datenselektion

5.1 Spurselektion

Für die Analyse in dieser Arbeit wurden nur vertexangepaßte Spuren (*DTRA–Spuren*) verwendet (siehe Abschnitt 2.2.1). Da es für eine physikalisch gemessene Spur mehrere *DTRA*–Spuren geben kann, muß vor der Ereignisselektion für jedes Teilchen, das in den Spurdetektoren eine Signatur hinterlassen hat, genau eine *DTRA*–Spur mit einer geeigneten Anpassungshypothese ausgewählt werden. Bei der hier durchgeführten Selektion wurden Spuren verworfen, die nicht auf den Primärvertex zeigen. Existieren Vorwärts– oder Zentralspuren, die sich zu einer kombinierten Spur verbinden lassen, wurde immer nur die kombinierte Spur berücksichtigt.

Auf diese Weise werden die meisten Ambiguitäten beseitigt. Im zentralen Spurkammersystem kann es vorkommen, daß ein Teilchen eine Signatur in der inneren und in der äußeren Spurkammer hinterläßt, die Teilchenspuren aber nicht verbunden wurden. In diesem Fall haben beide Spuren gleiche Ladung und einen ähnlichen Impuls (in Betrag und Richtung). Wird ein solches Spurpaar gefunden, muß eine der beiden Spuren verworfen werden. Will man wissen, ob sich die Spur zu einer Signatur im instrumentierten Eisen verbinden läßt, behält man zweckmäßigerweise das äußere Spurstück, zur Bestimmung des Impulses am Ereignisvertex nimmt man das innere Stück. Von dieser Regel wird nur abgewichen, wenn die äußere Spur dreimal so viele Treffer aufweist wie die innere, da so die Impulsbestimmung verbessert werden kann.

In Vorwärtsrichtung kann es dazu kommen, daß ein Teilchen mit der Spurkammerwand oder der Wand des Kalorimeters wechselwirkt. Dadurch können Teilchen in das Spurkammersystem zurückgestreut werden und Spuren im vorderen Segment des Vorwärtsspurkammersystems hinterlassen. Diese Spuren zeigen normalerweise nicht auf den Primärvertex. Für kleine Winkel θ ist dies jedoch durchaus möglich; die Spuren werden dann als *DTRA*-Spuren gespeichert. Da zur Impulsbestimmung der Transversalimpuls einer Spur benutzt wird, ist sie für den extremen Vorwärtsbereich stark fehlerbehaftet, so daß Spuren mit sehr kleinem θ ohnehin verworfen werden müssen. Es werden daher an die Spuren, in Abhängigkeit von dem Winkel, in dem sie gemessen werden, folgende Bedingungen gestellt:

- Alle ausgewählten Spuren müssen auf den primären Ereignisvertex zeigen.
- Spuren mit einem Winkel $\theta < 8°$ werden verworfen.
- Vorwärtsspuren müssen in mindestens zwei Segmenten des Vorwärtsspurkammersystems Treffer erzielt haben.

Zentralspuren und kombinierte Spuren müssen im Gegensatz zu den Vorwärtsspuren keine besonderen Schnitte erfüllen. Ein Schnitt auf die Anzahl der Treffer in den Spurkammern erscheint zwar sinnvoll, ist aber insbesondere für Zentralspuren nicht möglich, da die Trefferzahl durch die Simulation nicht korrekt beschrieben wird und eine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Spurerkennung nach einem Schnitt auf die Anzahl der Treffer nicht mehr möglich ist. Die Spurerkennung selbst stellt an die Qualität einer Spur in den zentralen Spurkammern gewisse Anforderungen, die für diese Arbeit ausreichend sind.

Die Beschränkung auf Spuren vom Primärvertex ist möglich, da sowohl für das Ψ' als auch das J/Ψ wegen ihrer geringen Lebensdauer im H1–Detektor kein sekundärer Vertex sichtbar ist.

5.2 Ereignisselektion

5.2.1 Vorselektion

Zur Rekonstruktion eines J/Ψ benötigt man zwei identifizierte Myonenspuren. Es wurde deshalb zunächst eine Vorselektion durchgeführt, die Ereignisse mit mindestens zwei Myonkandidaten auswählt. Die folgenden Schnitte wurden ebenfalls zur Vorselektion für die Untersuchung der J/Ψ–Produktion in [JPsi96] verwendet und für diese Arbeit übernommen. Im einzelnen wurde gefordert:

1. Es sollen mindestens zwei Myonspuren (Eisen– oder Kalorimetermyonen) erkannt werden. Um den Untergrund durch Fehlidentifizierung klein zu halten, müssen für Eisenmyonen mindestens zwei Lagen im Zentralbereich, drei in der rückwärtigen Endkappe oder sechs in der Vorwärtsendkappe angesprochen haben. Für Kalorimetermyonen werden im Zentral– und im Rückwärtsbereich normale und gute Myonen akzeptiert, im Vorwärtsbereich jedoch nur gute Myonen.
2. Beide Myonen müssen im Winkelbereich $20° < \theta_\mu < 160°$ und mit einem Impuls $p_\mu > 0.8\,\mathrm{GeV}$ zu finden sein.
3. Unter der Annahme, daß es sich um ein Ereignis der J/Ψ–Produktion handelt, kann man ein z berechnen, das bei J/Ψ–Ereignissen die Inelastizität bedeuten würde. Zu dessen Berechnung wurden alle Pionen der Hadronisation des Protonrestes zugerechnet. Um *Resolved–Photon*–Ereignisse zu verwerfen, wird hier $z > 0.3$ verlangt.

5.2.2 Ψ'–Kandidaten

Zusätzlich zu den Vorselektionsschnitten wurden nun weitere Bedingungen an die auszuwählenden Ereignisse gestellt. Diese tragen der Tatsache Rechnung, daß man zur Erkennung von Ereignissen der Ψ'–Erzeugung mit dem Zerfall $\Psi' \to (J/\Psi \to \mu^+\mu^-)\ \pi^+\pi^-$ neben den Myonen zwei weitere geladene Spuren benötigt. Außerdem muß die invariante Masse des Myonpaares die J/Ψ–Masse ergeben und die der vier Spuren die Masse des Ψ'. Die weiteren Schnitte sind:

1. Mindestens fünf DTRA–Spuren müssen die Spurselektion überstehen. Vier Spuren benötigt man zur Rekonstruktion des Ψ', die Forderung nach einer weiteren Spur soll zusammen mit einem Schnitt auf z' gewährleisten, daß man nur unelastische Ereignisse auswählt.

2. Die Myonspuren sollen entgegengesetzte Ladung haben. Zusätzlich soll gelten:

$$|m_{\mu\mu} - m_{J/\Psi}| < 0.3\,\mathrm{GeV}. \tag{5.1}$$

   Der Schnitt auf die J/Ψ–Masse wird so gewählt, daß keine J/Ψ–Ereignisse verloren gehen. Für die Datenanalyse erweist er sich aber als zu weit und muß später noch verschärft werden.

3. Das Ereignis muß im kinematischen Bereich $60\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 200\mathrm{GeV}$ liegen, wobei $W_{\gamma p} = \sqrt{ys - Q^2}$ die Schwerpunktsenergie des Photon–Proton–Systems ist (Definition von y, s und Q^2 siehe Gl. 3.1–Gl. 3.3).

4. Wenn man die Spuren, die nicht als Myon identifiziert werden, paarweise kombiniert, muß es mindestens eine Kombination geben, bei der

   (a) beide Spuren im Winkelbereich $\theta > 20°$ liegen,

   (b) die Spuren entgegengesetzte Ladung tragen,

   (c) zur Identifizierung von richtigen Paaren

$$\Delta m = (m_{\mu\mu\pi\pi} - m_{\mu\mu}) < 1.2\,\mathrm{GeV} \tag{5.2}$$

   gelten muß. Die Größe Δm wird in der Analyse als Meßgröße zur Erkennung eines Ψ'–Signals benutzt (siehe Abschnitt 4.2.5). Die Grenze $\Delta m = 1.2$ GeV ist weit genug von der erwarteten Position des Signals $\Delta m \approx 0.59$ GeV entfernt, um Aussagen über die Form des Untergrunds machen zu können.

   (d) die Inelastizität $z' < 0.9$ sein muß. Im Gegensatz zu z werden hier die beiden ausgewählten Pionen zu den Myonen und nicht zu den Teilchen aus der Hadronisation des Protonrestes gerechnet. Der Wert hängt von der Wahl des Spurpaares ab und gibt nur für das „richtige“ Paar die wirkliche Inelastizität des Ereignisses wieder.

Selektionsbedingung	Anzahl Ereignisse
erkannte Myonereignisse	ca. 500,000
Vorselektion	4385
+ > 4 Spuren	3368
+ Myonschnitte	396
+ Paarselektion	222
+ $\lvert m_{\mu\mu} - m_{J/\Psi}\rvert < 0.1$ GeV	99

Tabelle 5.1: *Anzahl der selektierten Ereignisse nach verschiedenen Stufen der Selektion. Die letzte Zeile entsprecht der Zeile „θ_π“ in Tabelle 4.2.*

Während der Meßperiode des Jahres 1994 wurden ca. eine Million Ereignisse mit Leptonkandidaten im Endzustand registriert, davon etwa die Hälfte mit Myonen. Nach der Vorselektion blieben davon 4385 Ereignisse mit zwei Myonen übrig. Die weiteren Schnitte reduzieren die Anzahl der Ereignisse auf 222; verschärft man den Schnitt in Gl. (5.1) auf einen Bereich von ± 0.1 GeV um die J/Ψ–Masse, verringert sich die Anzahl noch einmal auf 99 Ereignisse mit Ψ'–Kandidaten. In Tabelle 5.1 sind die einzelnen Selektionsschnitte mit der Anzahl der Ereignisse, die diese Schnitte überstehen, aufgeführt. Die Schnittbedingung für die letzte Zeile entspricht der Zeile „θ_π“ in Tabelle 4.2. Dort kann die Reinheit und Nachweiswahrscheinlichkeit für die Selektion abgelesen werden.

Kapitel 6

Ereignisrekonstruktion

6.1 Bestimmung der Kinematik

Für die Charakterisierung von J/Ψ–Photoproduktionsereignissen werden die kinematischen Variablen Q^2, y und z benötigt. Q^2 und y können aus dem Impuls des gestreuten Elektrons berechnet werden. Bei Ereignissen der Photoproduktion wird das gestreute Elektron i.a. nicht nachgewiesen, Q^2 kann in diesem Fall nicht bestimmt werden kann. Statt dessen setzt man näherungsweise $Q^2 = 0$ GeV^2. Der Fehler, den man dadurch macht, ist nicht sehr groß, da das BEMC das gestreute Elektron nachweisen kann, wenn $Q^2 \geq 4$ GeV^2. Wird das gestreute Elektron nicht nachgewiesen, kann man y nach der Methode von Jacquet und Blondel [JB79] aus dem hadronischen Endzustand berechnen. Wegen der guten Impulsbestimmung der Myonen und damit des J/Ψ wird dieses separat von den übrigen Teilchen behandelt. Zu diesem Zweck wird das Ereignis als J/Ψ–Ereignis aufgefaßt und über die „J/Ψ–Inelastizität“ z — wenn es sich um ein Ereignis der J/Ψ–Produktion handelte, würde z die Inelastizität sein — eine Größe $y_{J/\Psi}$ definiert:

$$y_{J/\Psi} := z\, y = (\frac{2}{ys}\, p_{J/\Psi} P)\, y = \frac{1}{2\epsilon}\,(E_{J/\Psi} - p_{z,J/\Psi}). \tag{6.1}$$

Dabei sind q, P die Viererimpulse des Photons und des einlaufenden Protons, $\sqrt{s}$ ist die Schwerpunktsenergie im ep–System, ϵ ist die Energie des einlaufenden Elektrons im Laborsystem und $E_{J/\Psi}$ und $p_{z,J/\Psi}$ Energie und Longitudinalimpuls des J/Ψ, beides ebenfalls im Laborsystem.
Wegen der Impulserhaltung gilt $q + P = p_{J/\Psi} + \sum_i p_i$ und damit:

$$\begin{aligned} y = \frac{2}{s} qP &= \frac{2}{s}(p_{J/\Psi} + \sum_i p_i - P)P & (6.2)\\ &= \frac{1}{2\epsilon}(E_{J/\Psi} - p_{z,J/\Psi}) + \frac{1}{2\epsilon}\sum_i (E_i - p_{z,i}) & \\ y &= y_{J/\Psi} + y_x. & (6.3) \end{aligned}$$

Die Summe erstreckt sich über alle Teilchen im Endzustand mit Ausnahme des gestreuten Elektrons und der beiden Myonen aus dem J/Ψ–Zerfall. Sie schließt insbesondere auch die beiden Pionen aus dem Ψ'–Zerfall ein und ist somit von der Auswahl des Pionpaares unabhängig. Für die meisten Teilchen des Endzustands gilt $p_i \gg m_i$, so daß sich y_x vereinfacht darstellen läßt:

$$y_x \simeq \frac{1}{2\epsilon} \sum_i p_i (1 - \cos\theta_i). \tag{6.4}$$

Teilchen aus der Hadronisation des Protonrestes, die im Strahlrohr bleiben und deshalb nicht gemessen werden können, tragen aufgrund ihres geringen Streuwinkels nicht zu y_x bei. Große Fehler erwartet man, wenn Teilchen mit großem Streuwinkel in Elektronrichtung im Strahlrohr verschwinden. Dies kann vermehrt bei *Resolved–Photon*–Ereignissen auftreten, bei denen das Photon noch vor der Wechselwirkung mit dem Proton in hadronische Bestandteile aufgelöst wird, und führt zu einem zu kleinen y_x.

Für die Berechnung von y_x werden das innere Spurkammersystem und das Kalorimeter verwendet. Es wird zunächst aus den Kammerspuren $y_x^{(tracks)}$ berechnet. Durch Wechselwirkungen mit den Spurkammerwänden kann es zu Spuren führen, die zu keinem vom Primärvertex oder von einem sekundären Vertex kommenden Teilchen gehören. Solche Spuren zeichnen sich durch einen geringen Impuls aus, deshalb werden Spuren unterhalb eines Minimalimpulses $p_{min} = 245$ MeV ignoriert. Die Bestimmung von p_{min} erfolgt mit

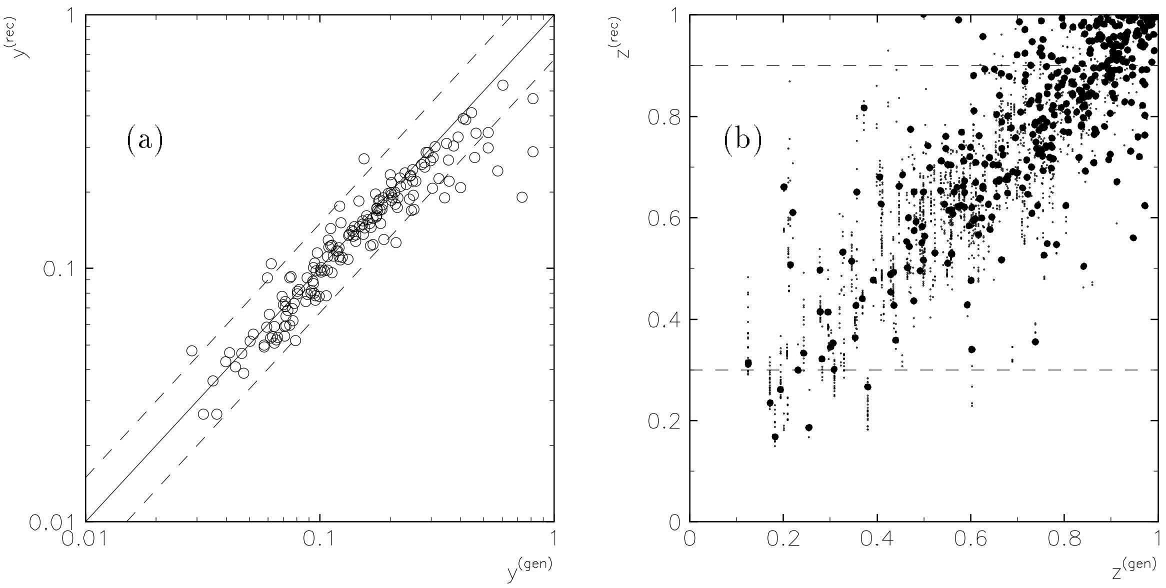


Abbildung 6.1: *Vergleich von generiertem und rekonstruiertem y (a) und z (b) für unelastische Ψ'–Monte–Carlo–Ereignisse. Alle Ereignisse sind als Ψ'–Kandidaten (siehe Kapitel 50 selektiert worden. Bei Ereignissen mit hoher Spurmultiplizität findet man mehrere Pionpaare, die alle unterschiedliche Werte für $z^{(rec)}$ haben (kleine Punkte). Die großen Punkte markieren Pionpaare, die aus dem Ψ'–Zerfall stammen. Nur im Bereich zwischen den waagerechten Linien werden unelastische Ereignisse als solche identifiziert, und auf diesen Bereich wird bei der Selektion geschnitten.*

Hilfe von Monte–Carlo–Ereignissen, so daß der Quotient $y^{(rec)}/y^{(gen)}$ von rekonstruiertem und generiertem y um eins verteilt ist. Spuren, die von den Myonen aus dem J/Ψ–Zerfall stammen, werden ausgeschlossen. Aus der Energie, die in den Zellen des Kalorimeters deponiert wird, wird $y_x^{(tracks)}$ berechnet. Zur Vermeidung der doppelten Zählung von geladenen Teilchen, die eine Spur in den Spurkammern erzeugt und Energie im Kalorimeter deponiert haben, werden Kalorimeterzellen, die hinter einer Kammerspur (extrapolierte Helix) liegen, bei der Berechnung von $y_x^{(cells)}$ nicht berücksichtigt. y_x erhält man aus der Summe von $y_x^{(tracks)}$ und $y_x^{(cells)}$.

In Abb. 6.1a sind das generierte $y^{(gen)}$ und das nach der Methode von Jacquet und Blondel rekonstruierte $y^{(rec)}$ für Ψ'–Ereignisse, die die Datenselektion passieren, gegeneinander aufgetragen. Die durchgezogene Linie entspricht exakter Übereinstimmung, die gestrichelten einer Abweichung von 50%. Für $y^{(gen)} \rightarrow 1$ ist $y^{(rec)}$ durchweg zu klein. Ursache sind Ungenauigkeiten in der Bestimmung von y_x für Ereignisse mit großem $y^{(gen)}$, bei denen Hadronen in Rückwärtsrichtung verloren gehen können.

Die Inelastizität z' (siehe Gl. 3.4 und folgende Anmerkung) bestimmt sich analog zu $z = y_{J/\Psi}/y$ (Gl. 6.1) aus y und den rekonstruierten Impulsen der Myonen und Pionen aus dem Ψ'–Zerfall. Insbesondere für Ereignisse mit geringer Spuraktivität kann es dazu kommen, daß durch ein zu geringes y die Inelastizität z' überschätzt wird:

$$z' = \frac{y_{\Psi'}}{y} = \frac{y_{\Psi'}}{y_{\Psi'} + y_{x'}} = 1 - \frac{y_{x'}}{y}. \tag{6.5}$$

Die Berechnung von $y_{x'}$ ist analog zur der von y_x, allerdings werden nicht nur die Myonen aus dem J/Ψ–Zerfall, sondern auch die selektierten Pionen ausgeschlossen. In Abbildung 6.1b sind die nach Gleichung 6.5 berechnete Inelastizität $z^{(rec)}$ und die vom Monte–Carlo–Generator erzeugten Werte $z^{(gen)}$ gegeneinander aufgetragen. Bei Ereignissen mit hoher Spurmultiplizität erhält man entsprechend der Wahl der Pionen unterschiedliche Werte für $z^{(rec)}$, die zum Teil stark von der tatsächlichen Inelastizität abweichen (kleine Punkte). Die großen Punkte bezeichnen solche Werte, bei denen beide ausgewählten Pionen aus dem Zerfall des Ψ' stammen. Die Korrelation zwischen $z^{(gen)}$ und $z^{(rec)}$ ist nicht sehr gut, auch nicht für Werte, bei denen die „richtigen“ Pionen ausgewählt wurden, um mit den Myonen ein Ψ' zu bilden. Deshalb und wegen der starken Streuung, die man für alle Paare eines Ereignisses erhält, benötigt man neben $z^{(rec)}$ noch weitere Eigenschaften, um unelastische von diffraktiven Ereignissen zu trennen. Für die Selektion wurden deshalb neben $z^{(rec)} < 0.9$ mindestens fünf gute Spuren im Detektor verlangt (siehe Abschnitte 5.1, 5.2.2).

6.2 Kinematische Größen in Daten und Simulation

In Kapitel 4 wurden die theoretischen Verteilungen für Impuls und Winkel von Myonen und Pionen bei Ψ'–Produktion gezeigt. In den Daten haben dieselben Verteilungen eine andere Form, da Effekte der Detektorauflösung und –akzeptanz eine Rolle spielen. Zum

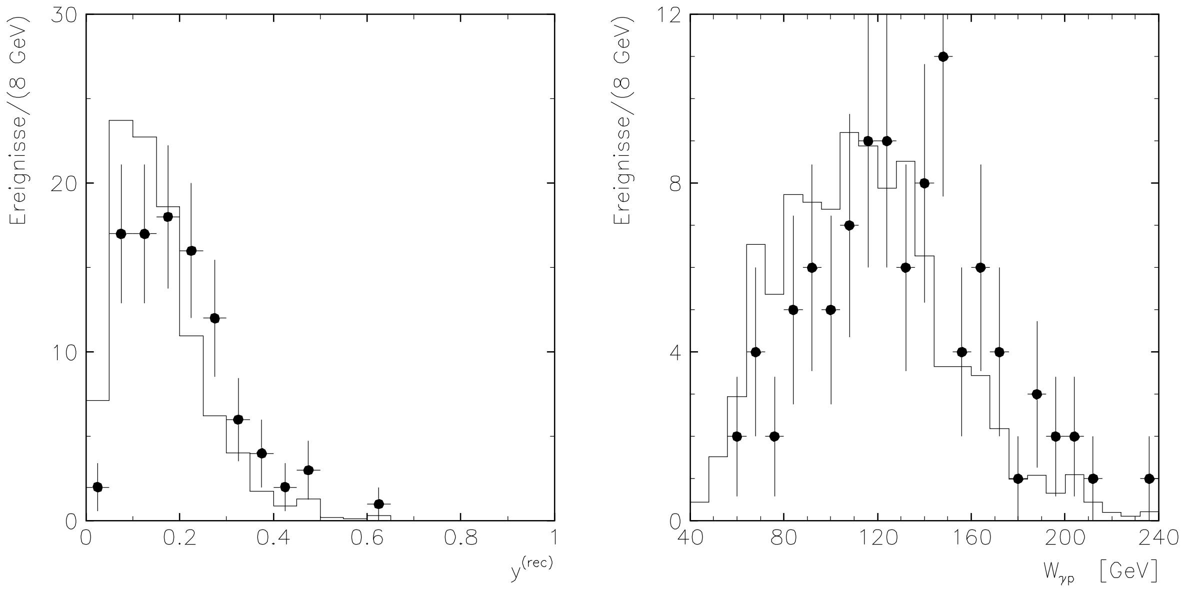


Abbildung 6.2: *Rekonstruierte y– und $W_{\gamma p}$–Verteilungen für Daten (Punkte) und Simulation (Linie). Zur Rekonstruktion von y wurde die Methode von Jaquet und Blondel benutzt. Für die Berechnung von $W_{\gamma p}$ wurde näherungsweise $Q^2 = 0$ GeV^2 gesetzt. Berücksichtigt wurden Ereignisse, die als unelastische Ψ'–Kandidaten selektiert wurden.*

Vergleich der Daten mit den Monte–Carlo–Verteilungen werden letztere deshalb der Detektorsimulation unterzogen. Bei einer korrekten theoretischen Beschreibung sollten diese mit den Daten übereinstimmen.

Eine Folge der Datenselektion mit ihren Schnitten ist die Einschränkung des kinematisch möglichen Bereichs für beobachtbare Ereignisse. Insbesondere schränkt die Begrenzung des Winkelbereichs, in dem man nach Zerfallsteilchen des Ψ' sucht, den Bereich für die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ des Photon–Proton–Systems ein; durch Wegschneiden von Ereignissen mit Myonen in Vorwärtsrichtung verliert man Ereignisse mit kleinem $W_{\gamma p}$, durch Wegschneiden von Ereignissen mit Myonen im Rückwärtsbereich des Detektors verliert man entsprechend Ereignisse mit großem $W_{\gamma p}$. Einen Einfluß auf den *meßbaren* Bereich von $W_{\gamma p}$ hat auch die Rekonstruktionsmethode von y. Da sich $W_{\gamma p}$ über die Formel $W_{\gamma p} = \sqrt{ys - Q^2}$ aus y bestimmen läßt, hat die Berechnung von y nach der Methode von Jaquet und Blondel (s. Abschnitt 6.1) zur Folge, daß für Ereignisse mit großem y auch $W_{\gamma p}^{(rec)}$ zu klein sein wird. In Abbildung 6.2 sind die rekonstruierten Verteilungen von y und $W_{\gamma p}$ für Daten und Simulation aufgetragen. Es wurden alle Ergeignisse berücksichtigt, die die Selektion für unelastische Ψ'–Kandidaten passieren, d.h. es wurden zwei Myonen und mindestens ein Pionpaar im zentralen Detektorbereich gefordert, außerdem noch mindestens eine weitere Spur im Detektor sowie $z' < 0.9$. Die $W_{\gamma p}$–Verteilung der Simulation ist gegenüber den Daten leicht zu kleineren Werten verschoben, stimmt mit diesen im Rahmen der recht geringen Statistik aber hinreichend gut überein. Wegen der Beziehung zwischen y und $W_{\gamma p}$ gelten diese Aussagen auch für die y–Verteilung.

In Abbildung 6.3a und 6.3b sind die Winkel– und Impulsverteilung der beiden Myonen aus dem J/Ψ–Zerfall für Daten (Punkte) und Simulation nach Detektorsimulation (Li-

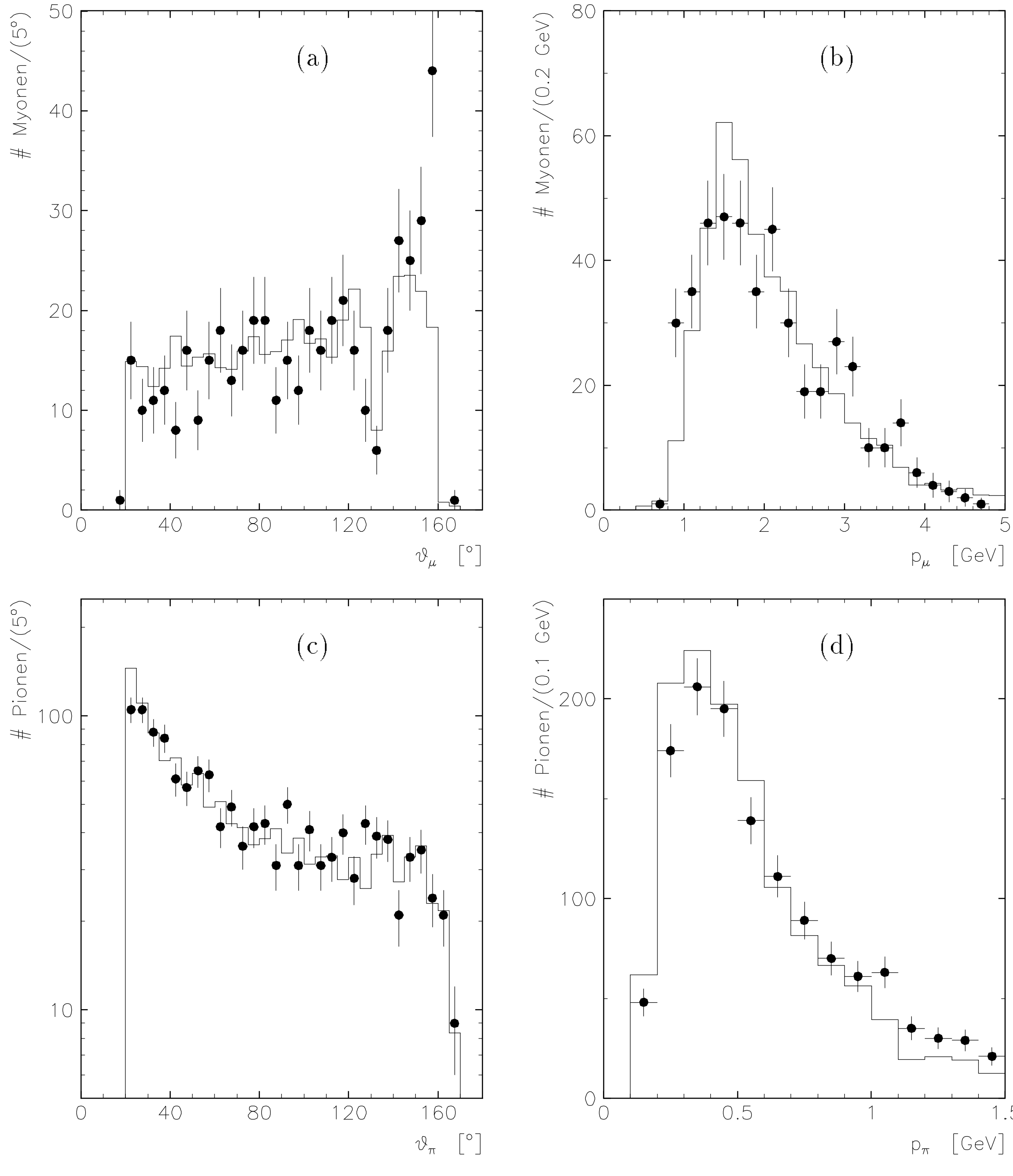


Abbildung 6.3: *Winkel– und Impulsverteilung von Myonen und Pionen für Daten (Punkte) und Simulation (Linie). Während die Myonverteilungen alle Myonen mit unelastischen J/Ψ–Kandidaten berücksichtigen, wurden für die Pionverteilungen nur solche Ereignisse benutzt, die die Selektionskriterien für Ψ'–Kandidaten (s. Kapitel 5) erfüllen. Zu erkennen sind die Winkel– und Impulsschnitte, die für die Myon– und Pionselektion benutzt wurden.*

nie) dargestellt. Simuliert wurden Ereignisse mit unelastischer J/Ψ– und Ψ'–Produktion, wobei sämtliche Zerfallskanäle des Ψ', bei dem zwei Myonen entstehen können, berücksichtigt wurden. Das Mischungsverhältnis zwischen J/Ψ– und Ψ'–Ereignissen bestimmt sich aus den generierten ep–Wirkungsquerschnitten (s. Tabelle 4.1). Die Monte–Carlo–Verteilungen wurden auf die Anzahl der in den Daten gefundenen Teilchen normiert.
Für die Myonen wurden alle Ereignisse berücksichtigt, in denen es zwei Myonen im Winkelbereich von 20° bis 160° und mit einem Mindestimpuls von 0.8 GeV gibt. Die invariante Masse des Myonpaares darf höchstens um ± 0.1 GeV von der J/Ψ–Masse abweichen (J/Ψ–Kandidaten). Um auch hier unelastische Ereignisse zu selektieren, wurde eine weitere Spur im Detektor und $z < 0.9$ verlangt. Ausgehend von den theoretischen Winkel– und Impulsverteilungen der Myonen für Ψ'– und J/Ψ–Produktion (Abbildung 4.2) erwartet man, daß die Verteilungen der J/Ψ–Kandidaten mit denen der Ψ'–Kandidaten identisch sind. Die Anzahl der Ψ'–Kandidaten in den 1994er Daten reicht jedoch nicht aus, um einen sinnvollen Vergleich mit der Simulation durchzuführen.
Für die Winkel– und die Impulsverteilung der Pionen (Abbildungen 6.3c und 6.3d) wurden nur die 99 Ψ'–Kandidaten berücksichtigt, da zum einen aufgrund der hohen Spurmultiplizität eine ausreichende Anzahl Pionen zur Verfügung steht und man zum anderen nicht von vornherein erwarten kann, daß die Pionverteilungen von Ψ'–Kandidaten mit denen von J/Ψ–Kandidaten übereinstimmen.

In den Verteilungen lassen sich die für die Selektion verwendeten Akzeptanzschnitte in θ und p erkennen. Einträge in Abb. 6.3a, die außerhalb des Bereichs $20° < \theta_\mu < 160°$ liegen, stammen von Ereignissen, in denen mehr als zwei Myonen erkannt wurden. Da keine Myonen mit $p_\mu < 0.8$ GeV als solche im Detektor erkannt werden können, tauchen in Abb. 6.3b unterhalb dieser Schwelle auch keine Einträge auf. In der Winkelverteilung der Myonen (Abb. 6.3a) läßt sich eine Akzeptanzlücke für die Myonerkennung in den Daten bei $\theta = 130°$ erkennen, die auch durch die Detektorsimulation beschrieben wird. An dieser Stelle hört der hadronische Teil des LAr–Kalorimeters auf, Myonen, die weiter im Rückwärtsbereich liegen, können nur im instrumentierten Eisen erkannt werden. Die Impulsverteilungen der Myonen stimmen für Simulation und Daten überein. In der Winkelverteilung gibt es einen starken Anstieg in der Daten zu großen Winkeln $\theta_\mu \gtrsim 160°$, der nicht durch die Simulation beschrieben wird. Ursache ist wahrscheinlich ein zusätzlicher Untergrundbeitrag, der nicht von der unelastischen J/Ψ–Produktion herrührt und daher in der Monte–Carlo–Verteilung nicht auftaucht.

Die Pionen, die zu den Verteilungen in Abb 6.3c und 6.3d beitragen, müssen einen Impuls von mindestens 100 MeV tragen und mit einem Winkel $\theta_\pi > 20°$ erzeugt worden sein. Ein Schnitt bei großen Winkeln ist nicht notwendig, da die Detektorakzeptanz für Pionen mit einem Winkel $\theta_\pi > 160°$ schnell gegen Null geht. Durch den Winkelschnitt werden vor allem Pionen aus der Hadronisation des Protonrestes verworfen. Trotzdem tragen zu den Pionverteilungen fast ausschließlich Untergrundpionen bei, da von den 99 Ψ'–Kandidaten nur wenige tatsächlich auch Ψ'–Ereignisse sind und von diesen genau zwei Pionen aus dem Zerfall des Ψ' stammen. Die beobachtete Impulsverteilung der Pionen wird durch das Monte–Carlo nach der Detektorsimulation sehr gut beschrieben. Gut zu erkennen ist in der Simulation und den Daten der Akzeptanzschnitt $p_\pi > 0.1$ GeV. In der Winkelverteilung ist der Schnitt $\theta_\pi > 20°$ zu erkennen. Auch in der Winkelverteilung gibt es eine gute Übereinstimmung der Simulation den den Daten. Die simulierte Verteilung hat einen stärkeren Anstieg für $\theta_\pi \approx 20°$ als die Verteilung der Daten; die Diskrepanz wird möglicherweise für die extreme Vorwärtsrichtung noch stärker, ist für diese Arbeit aber ohne Bedeutung.

6.3 Transformation in das γp–Schwerpunktsystem

Voraussetzung für die Anwendung des Schnitts auf den Öffnungswinkel θ^*_π im Photon–Proton–Schwerpunktsystem (*CMS*) (siehe Abschnitt 4.2.3) ist die Möglichkeit, die Lorentztransformation in das CMS mit kleinen Fehlern durchführen zu können. Für eine exakte Transformation muß der Viererimpuls q des Photons und damit wegen $q = l - l'$ der Impuls des gestreuten Elektrons bekannt sein. Da bei Photoproduktion das gestreute Elektron jedoch im allgemeinen nicht nachgewiesen wird, muß der Viererimpuls des Photons näherungsweise bestimmt werden. Dadurch wird bei der Transformation in das CMS ein Fehler gemacht, der im folgenden abgeschätzt werden soll.

Im Laborsystem kann der Viererimpuls des Photons durch Q^2, y und Energie ϵ des einlaufenden Elektrons ausgedrückt werden:

$$q = \begin{pmatrix} -\frac{Q^2}{4\epsilon} + y\epsilon \\ -\sqrt{(1-y)Q^2} \\ 0 \\ -\frac{Q^2}{4\epsilon} - y\epsilon \end{pmatrix}_{(LAB)} \tag{6.6}$$

Es wurde der Einfachheit halber angenommen, daß das gestreute Elektron einen Transversalimpuls in positiver x–Richtung und keinen in y–Richtung hat. Dies entspricht nicht dem Koordinatensystem von H1, bei dem die x–Achse immer horizontal verläuft. Mit der Annahme $Q^2 \approx 0$ GeV^2 ist dies nicht relevant; man sieht in Gl. 6.6, daß für relle Photonen ($Q^2 = 0$ GeV^2) der Impuls keine transversale Komponente hat, die Transformation in das CMS also einem Lorentzboost in z-Richtung entspricht.

Um zu untersuchen, wie groß der Fehler ist, den man bei der Transformation macht, wird der Vierervektor des Photons in der Simulation zum einen mit der oben beschriebenen Methode berechnet und zum anderen exakt aus den generierten Vierervektoren bestimmt. Man erhält so zwei Systeme $CMS^{(rec)}$ und $CMS^{(gen)}$, in die die Vierervektoren der rekonstruierten Spuren — unter der Annahme, es handele sich um Pionen — transformiert werden. Für diese beiden Transformationen sind in Abb. 6.4 die Impulse und Polarwinkel der Spuren jeweils gegeneinander aufgetragen. Liegen Punkte außerhalb der gestrichelten Linien, bedeutet dies eine Abweichung um mehr als 50%. Die Abweichung liegt für die meisten Punkte allerdings bei weniger als 20%, d.h. die hier benutzte Methode für die Rekonstruktion des Photon–Vierervektors führt im Mittel nur zu geringen Fehlern.

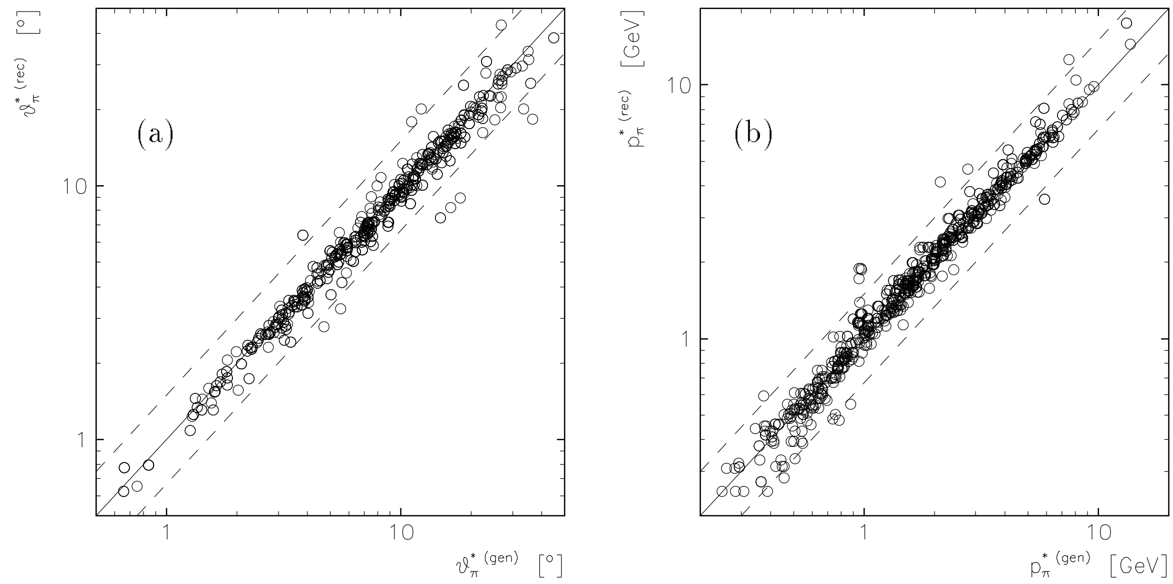


Abbildung 6.4: *Vergleich des rekonstruierten γp-Schwerpunktsystems mit dem generierten. Es sind jeweils die Polarwinkel und Impulse der rekonstruierten Spuren in diesen Systemen gegeneinander aufgetragen. Die Winkel gelten bezüglich der Flugrichtung des J/Ψ im jeweiligen System.*

6.4 J/Ψ–Signal in den selektierten Daten

Bevor man in den Daten nach einem Ψ'–Signal sucht, muß man zunächst eine ausreichende Anzahl unelastischer J/Ψ–Ereignisse aus den zur Verfügung stehenden Daten selektieren. In der Abbildung 6.5 ist die Verteilung der invarianten Masse des Myonpaares nach verschiedenen Stufen der Selektion angegeben. Man kann in den vorselektierten Ereignissen (gestrichelte Linie mit Punkten) ein deutliches J/Ψ–Signal erkennen. Da es sich bei dieser Verteilung um die invariante Masse der Myonpaare aus allen Ereignissen der Vorselektion (siehe Abschnitt 5.2.1) handelt und noch keine Schnitte auf die Anzahl der Teilchen gemacht wurde, sind in diesen Daten elastische und unelastische Ereignisse enthalten. Nur wenige sind unelastische J/Ψ–Ereignisse, die zusätzlich zu den Myonen zwei geladene Pionen im zentralen Detektorbereich ($\theta_\pi > 20°$) aufweisen, und als Ψ'–Kandidaten selektiert werden (durchgezogene Linie). Die Forderung nach mindestens zwei Pionen im Zentralbereich bedeutet einen schärferen Schnitt, als die Forderung nach Aktivität im Detektor zusätzlich zu den Myonen, so daß hier weniger unelastische J/Ψ gefunden werden als in [JPsi96]. Die Suche nach Ψ'–Kandidaten beinhaltet einen Schnitt auf die Zwei–Myon–Masse mit einer Breite von 0.3 GeV um die nominelle J/Ψ–Masse von 3.0969 GeV. Dieser Schnitt wird durch die senkrechten gepunkteten Linien verdeutlicht. Dadurch behält man praktisch alle J/Ψ–Ereignisse, jedoch auch viele Untergrundereignisse. Bei der Suche nach Ψ'–Ereignissen wird lediglich die Massendifferenz Δm aus Gl. 5.2 verwendet und nicht explizit auf die invariante Masse des Myonpaares geachtet, so daß Myonpaare, deren invariante Masse weit von der J/Ψ–Masse entfernt liegt, trotzdem zu Untergund

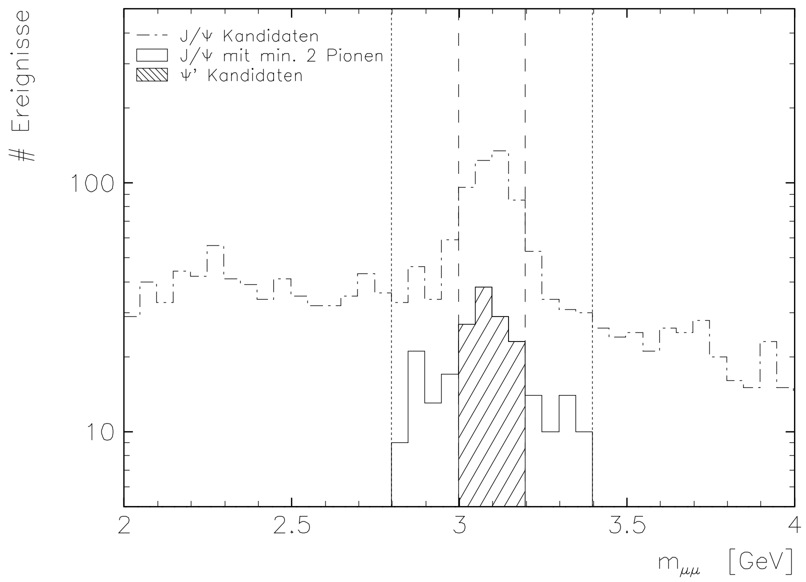


Abbildung 6.5: *Verteilung von $m_{\mu^+\mu^-}$ in den selektierten Daten. Die gestrichelte Linie mit Punkten ist die Verteilung für alle Ereignisse der Vorselektion, die durchgezogene entspricht den Ereignissen, die nach der Selektion aus Abschnitt 5.2.2 (Ψ'–Kandidaten) übrigbleiben. Die Ereignisse innerhalb der schraffierten Fläche wurden für die weitere Analyse benutzt. Die senkrechten Linien repräsentieren die Schnitte auf $m_{\mu^+\mu^-}$, die dabei verwendet wurden.*

im Signalbereich von Δm führen können. Besser ist eine Betrachtung der Beziehung zwischen Δm und $m_{\mu^+\mu^-}$ in einem zweidimensionalen Histogramm, jedoch reicht die Anzahl der Ψ'–Kandidaten nicht für eine sinnvolle Analyse dieser Art aus. Es ist deshalb nötig, das Fenster um die J/Ψ–Masse für die Suche nach Ψ'–Ereignissen zu verkleinern. Dadurch wird auch ein Teil des J/Ψ–Signals verlorengehen. Es hat sich herausgestellt, daß das Verhältnis von Signal zu Untergrund am besten ist, wenn man das Massenfenster auf einen Bereich von ± 0.1 GeV um die J/Ψ– Masse beschränkt, dargestellt durch die senkrechten gestrichelten Linien.

Kapitel 7

Ergebnisse

Während der Datennahmeperiode des Jahres 1994 wurden von H1 für die Analyse mit Myonen Daten entsprechend einer integrierten Luminosität $\mathcal{L} \approx 2.7$ pb^{-1} genommen. In diesen Daten ergab die Vorselektion, die auch in [JPsi96] verwendet wurde, 4385 Kandidaten für elastische und unelastische J/Ψ–Produktion mit mindestens zwei Myonen im Detektor. Von diesen Kandidaten passierten 99 Ereignisse die weiteren Selektionsschnitte mit der Forderung nach zwei Pionspuren im zentralen Detektorbereich, dem verschärften Schnitt auf die invariante Masse des Myonpaares ($|m_{\mu\mu} - m_{J/\Psi}| < 0.1$ GeV) und der Einschränkung auf den kinematischen Bereich $z' < 0.9$ und $60 < W_{\gamma p}/\mathrm{GeV} < 200$ (entspricht der Zeile **b** in Tabelle 4.2). In Abbildung 7.1 ist eines der selektierten Ereignisse dargestellt. Dieses Ereignis passiert mit den markierten Spuren alle Schnitte, die in Kapitel 4 vorgestellt wurden, und ist damit ein guter Ψ'–Kandidat.

7.1 Δm–Verteilungen

Nachdem gezeigt wurde, daß die Daten mit ihren kinematischen Größen sowie den Winkel– und Impulsverteilungen für die Myonen und Pionen durch die Simulation beschrieben werden können, werden nun die in Kapitel 4 vorgestellten Schnitte angewendet, um ein etwaiges Signal zu untersuchen und um zu überprüfen , ob die Monte–Carlo–Vorhersagen auch für die Größe $\Delta m = (m_{\mu\mu\pi\pi} - m_{\mu\mu})$, die für die Ψ'–Analyse interessant ist, Gültigkeit haben. Die Δm–Verteilungen für Daten und Simulation sind in den Abbildungen 7.2a–d dargestellt. Die Punkte bedeuten jeweils die in den Daten gemessenen Verteilungen. Die durchgezogene und die gepunktete Linie wurden mit Hilfe von unelastischen J/Ψ– bzw. Ψ'–Monte–Carlo–Ereignissen erstellt. Die durchgezogene Linie gibt den erwarteten Untergrund an; die gepunktete Linie zeigt an, welche Form man für die gesamte Verteilung erwartet.

Alle selektierten Ereignisse

Für alle 603 Pionpaare mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen, die sich bei den 99 ausgewählten Ereignissen im Zentralbereich befinden, wurde die Massendifferenz zwischen der

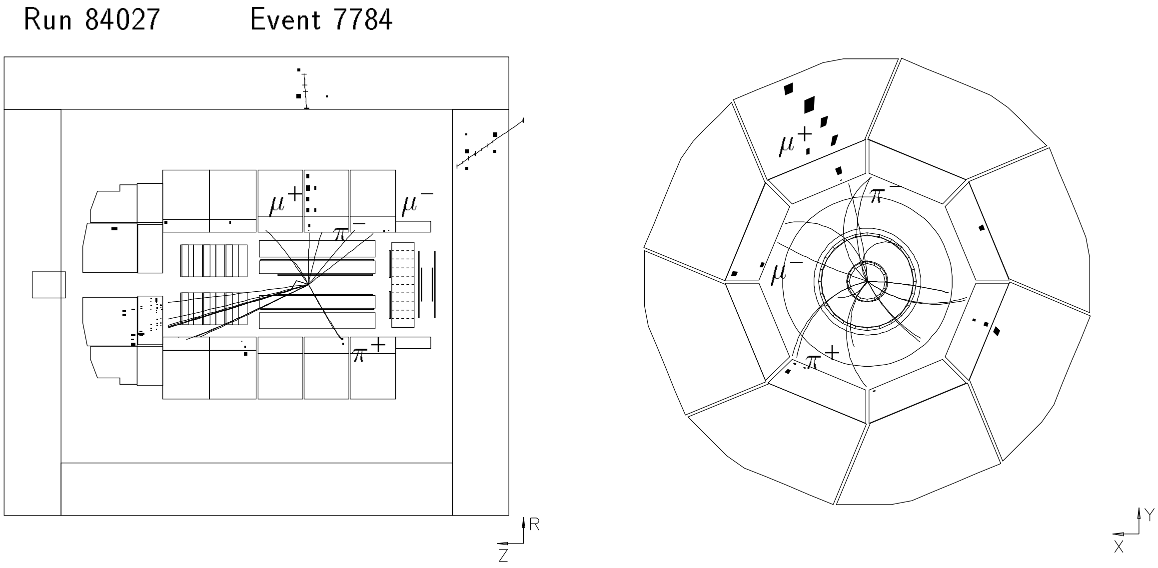


Abbildung 7.1: *Kandidat für ein unelastisches Ψ'–Ereignis. Gezeigt sind die vertexangepaßten Spuren des inneren Spurkammersystems und die im Kalorimeter deponierte Energie. In der radialen Ansicht sind die mehrfachen Anpassungshypothesen für das π^+ durch die Annahme eines sekundären Vertex zu erkennen. Beide Myonen erzeugen ein Signal im instrumentierten Eisen, das μ^+ durchdringt das LAr–Kalorimeter und hinterläßt auch hier eine deutliche Signatur. Das Ereignis erfüllt mit den markierten Spuren alle in dieser Arbeit vorgestellten Schnitte.*

invarianten Masse des Vierspursystems und der des Myonpaares, Δm (Gl. 4.3), berechnet. Dadurch erhält man die Verteilung der Datenpunkte aus Abb. 7.2a . Ein Ψ'–Signal erwartet man bei 0.59 GeV. Zur Abschätzung des Untergrundes wurde dieselbe Selektion auf Ereignisse mit unelastischer J/Ψ–Produktion angewendet; die Δm–Verteilung, die man dadurch erhält, ist ebenfalls in Abb. 7.2a gezeigt. Die Verteilung wurde so normiert, daß die Summe aller Einträge außerhalb des Signalbins ($0.565 < \Delta m/\mathrm{GeV} < 0.615$) für Daten und Simulation die gleiche ist. Der erwartete Untergrund ist dann die Anzahl der Einträge im Signalbin. Der Fehler des Untergrundes wird als $\Delta n_B = \sqrt{n_B}$ angegeben, wobei n_B der erwartete Untergrund ist. Dies bedeutet eine Überschätzung des tatsächlichen Fehlers, da die größere Anzahl der zur Verfügung stehenden Monte–Carlo–Ereignisse nicht berücksichtigt wurde.

Die beiden Verteilungen stimmen für kleine und große Werte von Δm gut überein. In allen Bins von ca. 0.5 GeV bis 0.7 GeV liegen die Daten über dem vorhergesagten Untergrund, die Abweichung liegt jedoch überall innerhalb der Fehler. Der Überschuß ist an der erwarteten Stelle um 0.59 GeV am größten, reicht jedoch nicht aus, um als Nachweis für die Existenz eines Ψ'–Signal zu dienen. Man mißt 38 ± 6.2 Einträge bei einem erwarteten Untergrund von 26.0 ± 5.1.

Um die Größe des erwarteten Signals abschätzen zu können, wurde ein simulierter Datensatz, gemischt aus unelastischer J/Ψ–Produktion sowie unelastischer und dissoziativer Ψ'–Produktion, erstellt. Alle zur Verfügung stehenden Monte–Carlo–Ereignisse wurden benutzt. Entsprechend dem generierten ep–Wirkungsquerschnitt für den jeweiligen Pro-

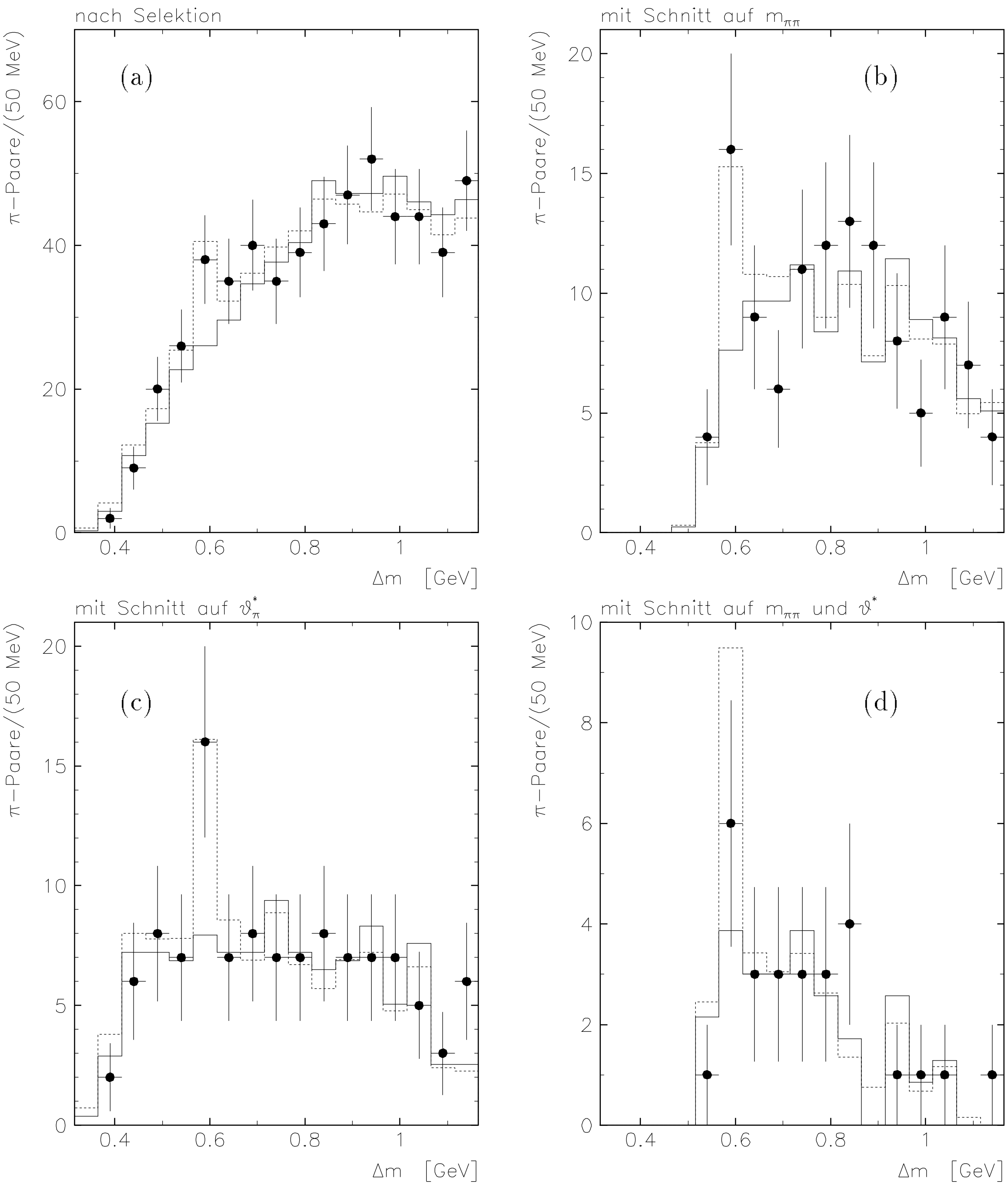


Abbildung 7.2: *Verteilung von $\Delta m = m_{\pi\pi\mu\mu} - m_{\mu\mu}$ nach verschiedenen Schnitten auf die Pionen. Die Schnitte wurden in Abschnitt 4.3 vorgestellt. Die Punkte mit den Fehlerbalken bedeuten gemessene Daten, die durchgezogene Linie den erwarteten Untergrund aus J/Ψ–Monte–Carlo–Ereignissen und die gepunktete Verteilung das erwartete Signal aus einem gemischten J/Ψ– und Ψ'–Monte–Carlo. Die simulierten Verteilungen wurden auf die Daten außerhalb des Signalbereichs normiert.*

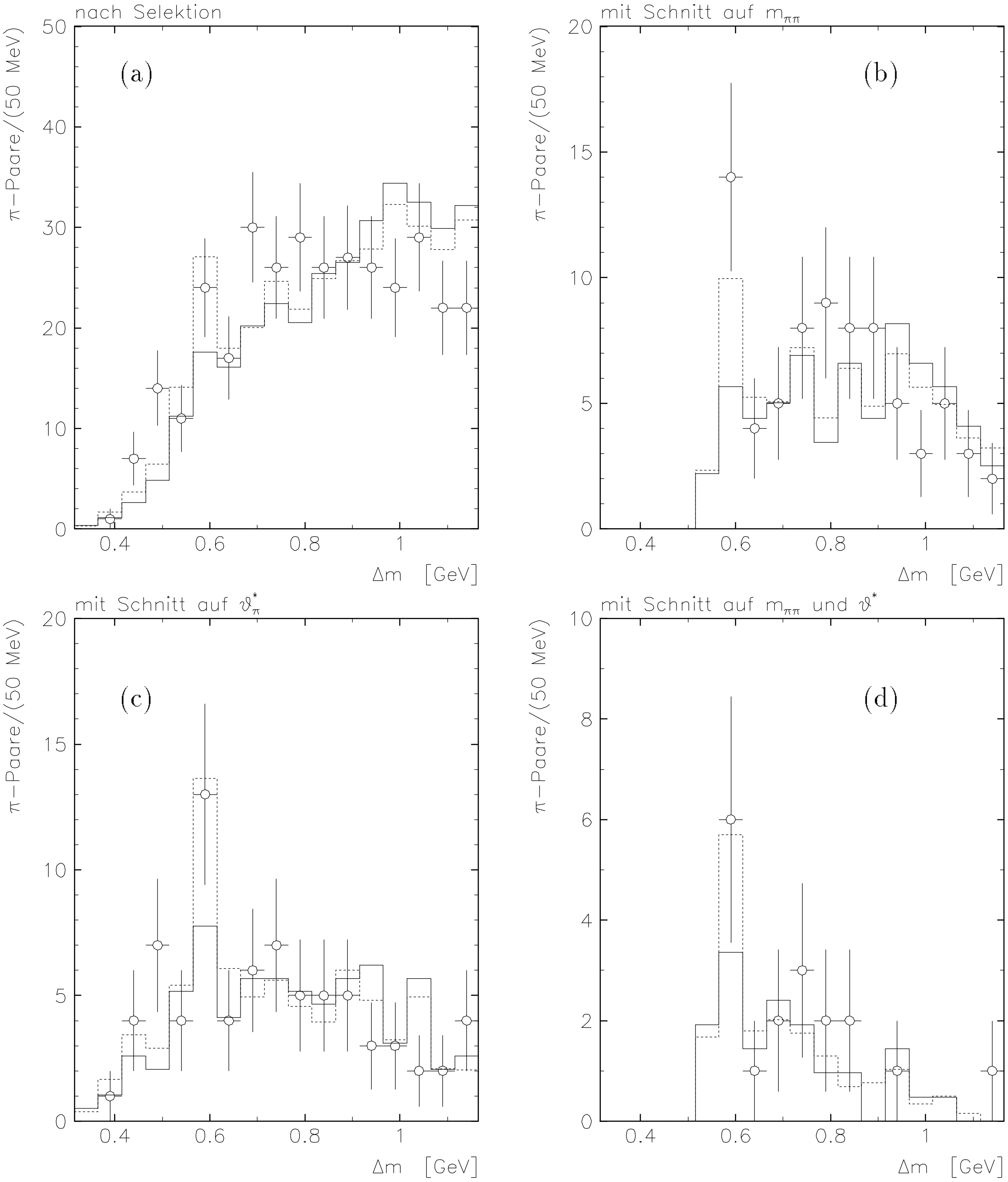


Abbildung 7.3: *Δm–Verteilung der '94er Daten bei Beschränkung der Datenauswahl auf die Subtrigger 18, 19, 22 und 83. Die durchgezogene und die gestrichelte Linie bedeuten wie in Abb. 7.2 den erwarteten Untergrund durch J/Ψ–Produktion resp. die erwartete Δm–Verteilung für Ereignisse mit Ψ'–Anteil. Die offenen Punkte bedeuten die Verteilung der Daten nach der Subtriggerausahl. Für die Monte-Carlo-Verteilungen wurden die Subtrigger mit den Prescale-Faktoren für die '94er Datennahme gewichtet.*

zeßtyp (s. Tabelle 4.1) wurde bei der Auswertung den einzelnen Ereignissen ein Gewicht zugewiesen. Diese Verteilung wurde ebenso auf die Daten normiert wie die reine J/Ψ–Verteilung. Die gemischte Verteilung wird dominiert durch den J/Ψ–Anteil, deshalb gibt es nur in dem einen Signalbin einen größeren Unterschied zur reinen J/Ψ–Verteilung. Die gemischte Verteilung unterschätzt im Bereich um das Signalbin ebenfalls leicht die Daten, gibt für das Signal selbst aber eine gute Vorhersage. Der Verlauf der gemischten Verteilung kann im gesamten Bereich die Daten im Rahmen der großen statistischen Fehler gut beschreiben. Man erwartet im Signalbin 40.6 ± 6.4 Ereignisse (Signal plus Untergrund), verglichen mit den gemessenen 38 ± 6.2 Ereignissen eine gute Übereinstimmung. Ohne weitere Schnitte erwartet man erst bei einer sehr viel größeren Datenmenge ein statistisch signifikantes Ψ'–Signal.

Schnitt auf die Pionpaarmasse

Durch einen Schnitt auf die invariante Masse des Pionpaares $0.49 < m_{\pi\pi}/\mathrm{GeV} < 0.6$ (siehe Kapitel 4) werden bei der Paarselektion solche Kombinationen unterdrückt, die eine sehr hohe bzw. niedrige Massendifferenz ergeben (Abb. 7.2b). Dadurch rückt der Signalbereich an den unteren Rand der Δm–Verteilung, der Untergrund steigt steil an, was die Suche nach einem Ψ'–Signal erschwert. Es bleiben 58 Ereignisse mit 118 Pionpaaren nach diesem Schnitt übrig. Im Signalbin erhält man eine gute Übereinstimmung von Daten und Simulation mit einer besseren Signifikanz als ohne den Schnitt. Es verbleiben 16 ± 4 Einträge, erwartet werden 15.3 ± 3.9 und ein Untergrund von 7.6 ± 2.8, das heißt man sieht 8.4 ± 4.9 Ψ'–Ereignisse. Auch außerhalb des Signalbereichs stimmt die Monte–Carlo–Verteilung mit den Daten gut überein.

Die Anzahl der Pionpaare, die den Schnitt auf $m_{\pi\pi}$ überstehen, reicht nicht aus, um die Existenz eines unelastischen Ψ'–Signals zu etablieren, der statistische Fehler des Signals beträgt mehr als 50%. Die sehr gute Übereinstimmung von Daten und Simulation läßt jedoch den Schluß zu, daß schon ab der doppelten Datenmenge (z.B. durch Hinzunahme der Daten des Jahres 1995) ein hinreichend gutes Ψ'–Signal erkennbar sein könnte, um eine sinnvolle Datenanalyse durchführen zu können.

Schnitt auf den Öffnungswinkel

Durch den Schnitt auf den Öffnungswinkel $\theta^*_\pi < 7.5°$ im γp–Schwerpunktsystem (CMS) werden insbesondere solche Pionpaare verworfen, die zusammen mit den Myonen eine große invariante Masse bilden und daher zu großen Werten von Δm führen. Paare, die zu einem kleinen Δm führen, werden durch den Schnitt kaum beeinträchtigt. Man behält nach diesem Schnitt 116 Paare in 44 Ereignissen, d.h. weniger Ereignisse als nach dem Schnitt auf $m_{\pi\pi}$, aber gleichviel Untergrund. In Abbildung 7.2c sieht man, daß sich die Einträge annähernd gleichmäßig über den Bereich $0.4 \lesssim \Delta m/\mathrm{GeV} \lesssim 1.0$ verteilen, so daß man insbesondere im Signalbereich eine flache Verteilung des Untergrunds erhält. Dadurch läßt sich nach Anwendung dieses Schnitts besonders gut das Ψ'–Signal identifizieren, obwohl seine statistische Signifikanz mit 16 ± 4 Einträgen (mit Untergrund) keinesfalls größer ist als nach dem Schnitt auf $m_{\pi\pi}$. Die Simulation kann sowohl die flache Δm–Verteilung als auch die Größe des Signals gut beschreiben; man erwartet im Signalbin 16.1 ± 4.0 Einträge bei einem Untergrund von 7.9 ± 2.8 Ereignissen. Das Ψ'–Signal beträgt damit 8.1 ± 4.9 Ereignisse, vergleichbar mit dem Signal nach dem Schnitt auf $m_{\pi\pi}$ und in guter Übereinstimmung mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten aus Tabelle 4.2.

Wegen der flachen Verteilung des Untergrundes ist nach diesem Schnitt die Breite und die genaue Position des Signals einfach zu bestimmen. Dies ist in dieser Arbeit nicht getan worden, da die Datenmenge auch nach diesem Schnitt zu gering ist, um mit Sicherheit von einem Ψ'–Signal zu sprechen. Außerdem lag das Hauptaugenmerk nicht auf der exakten Ψ'–Analyse, sondern auf der Isolierung eines Signals.

Kombination von beiden Schnitten

Wie erwartet bedeutet die Kombination des Schnittes auf $m_{\pi\pi}$ mit dem Schnitt auf θ^*_π eine extreme Reduzierung der Ereignisse und Pionpaare, die die Selektion passieren. Es bleiben nur 22 Ereignisse mit 27 Pionkombinationen übrig. Von diesen Kombinationen liegen 6 ± 2.5 Paare im Signalbereich, weniger als die erwarteten 9.5 ± 3.1 Ereignisse. Die Abweichung liegt jedoch innerhalb des 1σ–Bereichs. Die Anzahl der Ereignisse im Signalbereich ist ebenfalls konsistent mit dem erwarteten Untergrund von 3.9 ± 2.0 Paaren durch J/Ψ–Ereignisse. Eine Lockerung der Schnitte verbessert die Situation nicht. Während der Schnitt auf den Öffnungswinkel im γp–Schwerpunktsystem gar nicht gelockert werden kann, ohne das Signal deutlich zu verschlechtern, steigt durch Hinzunahme von Pionpaaren mit einer invarianten Masse schon oberhalb von 0.4 GeV die Anzahl der Einträge im Signalbin auf 10 ± 3.2 an. Die Zunahme um 66% wird jedoch begleitet von einer Erhöhung des erwarteten Untergrundes auf 6.6 ± 2.6, also ebenfalls eine Steigerung um etwa zwei Drittel, so daß sich kein besseres Verhältnis von Signal zu Untergrund ergibt. Gleichzeitig bedeutet die Lockerung des Schnitts auf die invariante Masse des Pionpaares, daß das Signal jegliche Signifikanz einbüßt, wenn man diesen Schnitt alleine anwendet.

Betrachtet man die Verteilung für die beiden Monte–Carlo–Datensätze, so erkennt man ein grundlegendes Problem bei der Analyse, wenn man die Schnitte auf $m_{\pi\pi}$ und θ^*_π gemeinsam anwendet: Sowohl für $\Delta m < 0.5$ GeV als auch für den Bereich $\Delta m > 0.8$ GeV wird die Anzahl der Einträge in die Δm–Verteilung stark reduziert. Man erhält auch dann einen leichten Anstieg im Bereich des erwarteten Signals, wenn keine Ψ'–Ereignisse vorhanden sind. Die genaue Form des Untergrundes hängt von der Wahl der Schnittparameter ab, mit den zur Verfügung stehenden Monte–Carlo–Ereignissen ist sie zudem kaum bestimmbar, da es auch in den simulierten Verteilungen erhebliche statistische Fluktuationen gibt (vgl. vor allem Abb. 7.3d). Nimmt man in der Simulation Ereignisse aus Ψ'–Produktion hinzu, verschiebt sich lediglich daß Maximum der Verteilung zu ca. 0.6 GeV hin und wird größer (in der Simulation deutlich größer). Damit sich das Ψ'–Signal deutlich vom Untergrund abhebt, muß man eine feinere Unterteilung der Δm–Verteilung vornehmen, so daß der Signalbereich in mehrere Bins aufgelöst werden kann, die sich dann von dem Anstieg des Untergrunds durch J/Ψ–Erzeugung abheben. Eine solche Unterteilung ist in den Monte–Carlo–Verteilungen möglich (siehe Abbildung 4.6a), wobei die generierte

Luminosität 11.345 pb^{-1} beträgt. Diese ist etwa viermal so groß wie die Luminosität der Meßperiode 1994, die für die Analyse von Ereignissen mit Myonen zur Vergfügung steht. Für diese Datenmenge sollte sich das Signal auch in Abb. 7.2a, also ohne den Schnitt auf $m_{\pi\pi}$ und θ^*_π, deutlich vom Untergrund abheben.

7.2 Auswirkungen der Subtriggerauswahl

Es wurde keine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verwendeten Subtrigger vorgenommen. Statt dessen wurde angenommen, daß die Subtrigger richtig simuliert werden. Das *Prescaling*, das die Detektortotzeit verringern sollte, indem nicht jedes Ereignis, bei dem ein Subtrigger angesprochen hat, auch auf Band geschrieben wurde (siehe Abschnitt 2.3), wurde für Monte–Carlo–Ereignisse während der Auswertung simuliert. Die verwendeten Subtrigger 18, 19, 22 und 83 werden in Abschnitt 2.3 genau beschrieben, sie dienen der Auswahl von Myonereignissen (18–22) und von Photoproduktionsereignissen (83). Aus der Anzahl der simulierten Ψ'–Ereignisse, die die Selektion passieren und bei denen mindestens einer der verwendeten Subtrigger angesprochen hat, läßt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Subtriggerauswahl zu $\epsilon_{trigger} \approx 0.54$ abschätzen.

Abbildung 7.3 zeigt die Δm–Verteilungen wie in Abbildung 7.2 nach der Selektion und den Schnitten auf $m_{\pi\pi}$ bzw. auf θ^*_π, aber mit der Beschränkung auf Ereignisse, bei denen mindestens einer verwendeten Subtrigger angesprochen hat. Die Anzahl der gefundenen und erwarteten Ereignisse vor und nach der Subtriggerauswahl ist für jeden Schnitt in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Die Reduktion der Ereignisse beträgt weniger als 50%, da in den Daten nur solche Ereignisse gespeichert werden, bei denen mindestens ein Subtrigger angesprochen hat, während bei Monte–Carlo–Ereignissen diese Beschränkung nicht gilt. Die Subtriggerauswahl bewirkt somit insbesondere eine relative Vergrößerung der statistischen Fluktuation in den simulierten Verteilungen.

Schnitt	alle Subtrigger				Subtrigger 18, 19, 22, 83			
	n_{ev}	n_A	$n_B^{(gen)}$	n_S	n_{ev}	n_A	$n_B^{(gen)}$	n_S
b	99	38 ± 6.2	26.0 ± 5.1	12 ± 8.0	71	24 ± 4.9	17.6 ± 4.2	6.4 ± 6.4
d	58	16 ± 4	7.6 ± 2.8	8.4 ± 4.9	38	14 ± 3.7	5.7 ± 2.4	8.3 ± 4.4
e	44	16 ± 4	7.9 ± 2.8	8.1 ± 4.9	28	13 ± 3.6	7.8 ± 2.8	5.2 ± 4.6
g	22	6 ± 2.5	3.9 ± 2.0	2.1 ± 3.1	15	6 ± 2.5	3.4 ± 1.8	2.6 ± 3.1

Tabelle 7.1: *Auswirkungen der Subtriggerauswahl auf die Δm–Verteilungen der Daten. Aufgeführt sind, jeweils vor und nach der Auswahl: die Anzahl der Ereignisse n_{ev}, die die Selektion und die angewendeten Schnitte passieren; die Anzahl der Pionpaare n_A, die man im Signalbereich erhält; den erwarteten Untergrund n_B, bestimmt aus dem J/Ψ–Monte–Carlo; die Differenz $n_S = n_A - n_B$, die dem Ψ'–Signal entspricht.*

Die Aussagen zu den Schnitten in Abschnitt 7.1 treffen im wesentlichen auch auf die Δm–Verteilungen nach der Subtriggerauswahl zu. Durch die geringere Statistik verliert das Signal nach der Selektion und nach dem Schnitt auf den Öffnungswinkel θ^*_π deutlich an Signifikanz. Ein Vergleich von Abb. 7.2b und Abb. 7.3b zeigt, daß das Signal, das man nach dem Schnitt auf die invariante Masse $m_{\pi\pi}$ erhält, durch die Subtriggerauswahl kaum reduziert wird. Das Signal wurde in Abb. 7.2b durch die Simulation sehr gut beschrieben, wegen die geringen Effekte der Subtriggerauswahl ist die Übereinstimmung in Abb. 7.3b gerade noch innerhalb der 1σ–Fehlergrenzen. Da die Subtriggerauswahl das Signal nach dem Schnitt auf $m_{\pi\pi}$ nicht beeinträchtigt, ändert sich die Übereinstimmung von Daten und Simulation auch, wenn man die Abbildungen 7.2d und 7.3d miteinander vergleicht. In beiden Fällen wird die gemessene Verteilung durch die Simulation sowohl mit als auch ohne Ψ'–Anteil beschrieben.

7.3 Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Das Ψ'–Signal kann dazu verwendet werden, einen Wirkungsquerschnitt für die unelastische Ψ'–Produktion anzugegeben. Für die Berechnung wurde das Signal verwendet, das man nach der Anwendung des Schnitts auf den Öffnungswinkel θ^*_π zwischen den Pionen und dem J/Ψ im Photon–Proton–Schwerpunktsystem erhält. Für diesen Schnitt erwartet man das beste Verhältnis von Signal zu Untergrund bei akzeptabler Nachweisrate.

Aus der für die Analyse verwendeten integrierten Luminosität und dem gemessenen Signal kann man unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeiten für die einzelnen Analyseschritte und dem Verzweigungsverhältnis des untersuchten Prozesses den ep–Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep)$ bestimmen. Zur Berechnung des γp-Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma p)$ wird zusätzlich der Photonfluß benötigt. Es gilt:

$$\sigma(ep) = \frac{n_S}{BR\epsilon_{acc}\,\epsilon_{analy}\,\epsilon_{trigger}\int L\,dt} \tag{7.1}$$

$$\sigma(\gamma p) = \frac{\sigma(ep)}{\int_{W_{min}}^{W_{max}}\int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} f_{\gamma/e}\,dQ^2\,dW} = \frac{\sigma(ep)}{\Phi_{\gamma/e}}\,, \tag{7.2}$$

wobei BR das Verzweigungsverhältnis, n_S die Anzahl der gemessenen Ereignisse, ϵ_{acc} die geometrische Akzeptanz, ϵ_{analy} die Nachweiswahrscheinlichkeit der Analyseschnitte, $\epsilon_{trigger}$ die Nachweiswahrscheinlichkeit der Subtriggerauswahl und $\int L\,dt$ die integrierte Luminosität ist. $f_{\gamma/e}$ ist der differentielle Photonfluß in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ und Q^2 und ist über den bei der Analyse zugänglichen kinematischen Bereich zu integrieren. Der integrierte Photonfluß wird mit $\Phi_{\gamma/e}$ bezeichnet.

In Tabelle 7.2 ist der ep–Wirkungsquerschnitt für die unelastische Ψ'–Produktion mit $z' < 0.9$ bei einer integrierten Luminosität $\sim 2.7\ \mathrm{pb}^{-1}$ berechnet worden. Die Werte für die Anzahl der Ereignisse und des Untergrundes wurden der Tabelle 7.1 entnommen, die Werte für die einzelnen Nachweiswahrscheinlichkeiten stammen aus Tabelle 4.2.

$\Psi' \to \pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$	
Ereignisse n_A (Daten)	13 ± 3.6
Untergrund n_B (J/Ψ–Monte–Carlo)	7.8 ± 2.8
Signal $n_S = n_A - n_B$	5.2 ± 4.6
ϵ_{acc}	0.842 ± 0.024
ϵ_{analy}	0.168 ± 0.027
$\epsilon_{trigger}$	0.536 ± 0.047
$\sigma(ep \to e\,\Psi'\,X)$ [nb]	1.3 ± 1.19
$\Phi_{\gamma/e}$	0.0936
$\sigma(\gamma p \to \Psi'\,X)$ [nb]	14.0 ± 12.7

Tabelle 7.2: *Nachweiswahrscheinlichkeiten und Wirkungsquerschnitte für die unelastische Ψ'–Produktion im kinematischen Bereich $z' < 0.9$ und für 60 GeV $< W_{\gamma p} <$ 200 GeV. $\Phi_{\gamma/e}$ ist der Photonfluß, integriert über den $W_{\gamma p}$–Bereich und 0 GeV$^2 < Q^2 <$ 4 GeV^2. Wegen der großen statistischen Fehler für das Signal (siehe Tabelle 7.1) wurde hier auf eine Angabe der systematischen Fehler verzichtet.*

Wegen der extrem großen Fehler für das Signal insbesondere nach der Subtriggerauswahl (siehe Tabelle 7.1) erschien eine Untersuchung der Fehler nicht sinnvoll. Die Forderung, daß sowohl die Myonen als auch die Pionen aus dem Ψ'–Zerfall im zentralen Detektorbereich $20° < \theta < 160°$ zu finden sein sollten, schränkt die Schwerpunktsenergie des Photon–Protonsystems auf den Bereich 60 GeV $< W_{\gamma p} <$ 200 GeV ein, d.h. $\langle W_{\gamma p}\rangle = 120$ GeV. Der Photonfluß $\Phi_{\gamma/e}$ ist integriert über den $W_{\gamma p}$–Bereich und den Q^2–Bereich für Photoproduktion, 0 GeV$^2 < Q^2 <$ 4 GeV^2 (siehe Kapitel 3), und es ist ein γp–Wirkungsquerschnitt für die unelastische Ψ'–Produktion angegeben, der mit dem für die J/Ψ–Erzeugung in [JPsi96] gemessenen γp–Wirkungsquerschnitt verglichen werden kann. Der Vergleich ist möglich,da der J/Ψ–Wirkungsquerschnitt ebenfalls im Bereich $z < 0.9$ gemessen wurde. Man erhält:

$$\sigma(ep \to e\,\Psi'\,X) = 1.3 \pm 1.19 \text{ nb}, \tag{7.3}$$
$$\sigma(\gamma p \to \Psi'\,X) = 14.0 \pm 12.7 \text{ nb} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma p}\rangle = 120 \text{ GeV}. \tag{7.4}$$

Gemessen wurde der unelastische γp–Wirkungsquerschnitt für die J/Ψ–Ezeugung in mehreren Bins von $W_{\gamma p}$. Faßt man die Bins von 90–120 GeV und von 120–150 GeV zusammen, erhält man

$$\sigma(\gamma p \to J/\Psi\,X) = 65.02 \pm 16.67 \text{ nb} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma p}\rangle = 120 \text{ GeV}. \tag{7.5}$$

Das Verhältnis von unelastischer Ψ'–Produktion zu unelastischer J/Ψ–Produktion ergibt somit:

$$\frac{\sigma(\gamma p \to \Psi'\,X)}{\sigma(\gamma p \to J/\Psi\,X)} = 0.22 \pm 0.20 \tag{7.6}$$

in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch ermittelten Verhältnis von 0.214 aus Gl. 3.8, wobei dort der kinematische Bereich nicht eingeschränkt wurde. Die gute Übereinstimmung von gemessenem und vorhergesagtem Verhältnis kann auf die sehr gute Übereinstimmung von Daten und Simulation in Abbildung 7.3c zurückgeführt werden. Hierbei wurden die generierten Ψ'– und J/Ψ–Ereignisse entsprechend dem Verhältnis aus Gl. 3.8 gemischt.

Aufgrund der sehr großen statistischen Fehler kann der hier gefundenen Übereinstimmung von vorhergesagtem und gemessenem Verhältnis keine große Bedeutung zugemessen werden. Der statistische Fehler kann eventuell durch eine bessere Bestimmung des Untergrundes reduziert werden. Der Untergrund ist hier durch die Anzahl der Einträge in der simulierten J/Ψ–Verteilung bestimmt worden, besser wäre es, wenn man eine Anpassungsfunktion findet, die man auf die Daten normiert. Der bestimmende Faktor für den großen statistischen Fehler ist aber die geringe Anzahl zur Verfügung stehender Eignisse. Eine wesentliche Verringerung des Fehlers kann nur durch eine höhere Datenmenge erreicht werden. Es sei jedoch angemerkt, daß das gemessene Verhältnis von Ψ'– zu J/Ψ–Wirkungsquerschnitt sowohl mit dem in [JPsi96] angegebenen Verhältnis für elastische Produktion als auch dem Verhältnis für elastische und inelastische Produktion, das in einem früheren Experiment gemessen wurde [EMC83] übereinstimmt.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Für diese Arbeit wurden mit Hilfe des modifizierten Generators *EPJPSI* unelastische Ψ'–Ereignisse simuliert. Es wurde das Modell der Photon–Gluon–Fusion benutzt, der Unterprozeß $\gamma g \rightarrow \Psi' g$ wurde durch das Colour–Singlet–Modell mit relativistischen Korrekturen beschrieben. Anhand der generierten Ereignisse wurde nach Methoden gesucht, Ψ'–Ereignisse mit dem Zerfall in ein J/Ψ und zwei geladene Pionen zu selektieren und dabei den Untergrund durch Pionen, die nicht aus dem Ψ'–Zerfall stammen, so gering wie möglich zu halten. Diese Untergrundteilchen stammen aus der Hadronisation des Protonrestes und treten sowohl bei unelastischen Ψ'– als auch bei unelastischen J/Ψ–Ereignissen auf.

Um den Untergrund durch diffraktive Ereignisse zu reduzieren, hat es sich als notwendig erwiesen, mindestens fünf gute Spuren im Detektor und eine Inelastizität $z' < 0.9$ zu fordern. Dadurch konnte der diffraktive Untergrund fast vollständig reduziert werden, allerdings büßte man durch den Schnitt auch einen großen Teil der unelastischen Ereignisse ein. Schnittgrößen, mit denen sich das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis verbessern läßt, sind:

- der Winkel θ_π der Pionen im Laborsystem,
- die invariante Masse $m_{\pi\pi}$ des Pionpaares und
- der Öffnungswinkel θ^*_π zwischen den Pionen und dem J/Ψ im Schwerpunktsystem des Photons und des Protons.

Das beste Ergebnis lieferte der Schnitt auf θ^*_π. Die Anwendung der Schnitte auf die Daten der Meßperiode 1994 brachte kein sicheres Ψ'–Signal, die Datenmenge reicht hierfür nicht aus. Es ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung der Daten–Verteilungen mit den Monte–Carlo–Verteilungen, deshalb wurden letztere zur Bestimmung des Untergrundes benutzt. Bei einem Schnitt von $\theta^*_\pi < 7.5°$ erhält man 16 ± 4 Ereignisse im Signalbereich bei einem erwarteten Untergrund von 7.9 ± 2.8, d.h. ein Ψ'–Signal von 8.4 ± 4.2 Ereignissen. Für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Schnitts muß man sich auf

Ereignisse beschränken, bei denen einige gut verstandene Subtrigger angesprochen haben. Die Auswahl der Subtrigger 18, 19, 22 und 83, die der Selektion von Myonereignissen und Photoproduktionsereignissen dienen, führte zu einem Verlust von drei Ereignissen im Signal bei kaum reduziertem Untergrund.

Das vebleibende Ψ'–Signal von 5.2 ± 4.6 kann trotz der großen statistischen Fehler zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die unelastische Ψ'–Produktion verwendet werden. Es ergab sich

$$\sigma(ep \to e\,\Psi'\,X) = 1.3 \pm 1.19 \text{ nb}, \tag{8.1}$$

$$\sigma(\gamma p \to \Psi'\,X) = 14.0 \pm 12.7 \text{ nb} \tag{8.2}$$

Gemessen wurde das Signal im kinematisch zugänglichen Bereich $z' < 0.9$ und $60 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 200$ GeV, d.h. $\langle W_{\gamma p} \rangle = 120$ GeV. Ein Vergleich mit dem in [JPsi96] gemessenen Wirkungsquerschnitt für die unelastische J/Ψ–Produktion ergab ein Verhältnis

$$\frac{\sigma(\gamma p \to \Psi'\,X)}{\sigma(\gamma p \to J/\Psi\,X)} = 0.22 \pm 0.20\,. \tag{8.3}$$

Dies stimmt sehr gut mit dem vom Colour–Singlet–Modell vorhergesagten Verhältnis von 0.214 überein. Die Messung des Verhältnisses deckt sich ebenfalls mit dem in [JPsi96] angegebenen Verhältnis für die elastische Produktion als auch mit dem in [EMC83] gemessenen Verhältnis für die elastische und inelastische Produktion.

Es war nicht Ziel dieser Arbeit, eine detaillierte Ψ'–Analyse durchzuführen, vielmehr sollte nach Methoden gesucht werden, um ein unelastisches Ψ'–Signal zu isolieren. Dafür ist eine Abschätzung des Untergrundes durch die simulierten J/Ψ–Ereignisse ausreichend. Es wurde auch keine Bestimmung des systematischen Fehlers vorgenommen. Dieser wird durch den großen statistischen Fehler dominiert und ist somit für diese Arbeit nicht von Bedeutung. Eine genaue Bestimmung des Untergrundes und der Fehler sowie die Bestimmung von Position und Breite des Ψ'–Signals bleibt einer späteren Untersuchung vorbehalten, wenn die 2–5fache Datenmenge für die Analyse zur Verfügung steht.

Anhang A

Modifikationen in EPJPSI 3.3

Da für diese Arbeit kein Monte–Carlo–Generator zur Verfügung stand, mit dem die Produktion unelastischer Ψ'–Ereignisse simuliert werden kann, mußte der bestehende Generator für unelastische J/Ψ–Erzeugung, *EPJPSI 3.3*, entsprechend modifiziert werden. Dies ist möglich, da sich das Ψ' und das J/Ψ lediglich in ihrer Masse und in ihrer Zerfallsbreite sowie den möglichen Zerfallskanälen unterscheiden, ihre Quantenzahlen jedoch gleich sind. Es wird zunächst eine Einführung in die Funktionsweise von *EPJPSI 3.3* gegeben, anschließend werden die Modifikationen vorgestellt.

Eine komplette Beschreibung der Funktionsweise von *EPJPSI 3.3* mit Angabe aller benutzbaren Prozesse und ihren Matrixelementen sowie eine Liste der Komponenten und Steuerparameter von *EPJPSI 3.3* bietet [Jung94]. Im folgenden werden nur die Eigenschaften besprochen, die direkt oder indirekt durch die Modifikationen, die die Simulation der Ψ'–Erzeugung ermöglichen sollen, betroffen sind.

A.1 Funktionsweise von EPJPSI 3.3

In *EPJSPI 3.3* kann man über einen Steuerparameter für die Erzeugung von J/Ψ–Vektormesonen aus mehreren möglichen Produktionsprozessen der ep–Streuung den gewünschten Prozeß auswählen. Ausgehend von einem Elektron und einem Proton als einfallende Teilchen simuliert *EPJPSI* entsprechend der ausgewählten Produktionsart alle Subprozesse bis zur Erzeugung eines reellen J/Ψ. Alle bis dahin an der Reaktion beteiligten Teilchen werden in eine Ereignisliste (*Event Record*) eingetragen. Der Event Record liegt in einer Form vor, die an das Monte–Carlo–Paket *JETSET* [Sjö93] der Lund–Gruppe angepaßt ist. *JETSET* wurde entwickelt, um den Zerfall instabiler Teilchen und die Fragmentation hadronischer Zustände (Gluonen, Quarks und Diquarks) zu simulieren. Die Fragmentation solcher Zustände erfolgt über das Modell der *String–Fragmentation*. Dabei werden alle Teichen, zwischen denen ein Farbfluß existiert, zu einem sogenannten „String“ zusammengefaßt. Der Zwischenraum zwischen diesen Teilchen wird mit Quark–Antiquark–Paaren aufgefüllt, so daß man eine Anzahl von farbneutralen Hadronen erhält.

Um den Zerfall instabiler Teilchen zu simulieren, bedient sich *JETSET* einer umfangreichen Datenbank von Teilchen und deren möglichen Zerfällen. Darin enthalten sind Informationen über die Teilchen wie z.B. Masse, Ladung und Lebensdauer, für die Zerfallskanäle sind das Verzweigungsverhältnis und die Zerfallsprodukte angegeben. Teilchen werden eindeutig über den *KF–Code* identifiziert. Einige Größen können über Steuerparameter geändert werden, so z.B. die Masse und die Verzweigungsverhältnisse. Mit Hilfe des Steuerparameters `MDME` können Zerfallskanäle, die nicht von Interesse sind, gesperrt, solche, die man untersuchen will, aktiviert werden. Als Voreinstellung sind alle beobachteten Zerfallskanäle aktiv. Teilchen, die in der Natur instabil sind, können auch als stabile Teilchen simuliert werden, zum Beispiel Myonen und geladenen Pionen, da diese aufgrund ihrer hohen Lebensdauer bei H1 nicht innerhalb des Detektors zerfallen.
Auf die meisten Größen kann das aufrufende Programm — in diesem Fall also *EPJPSI* — mittels Funktionen und Unterroutinen zugreifen. So werden die Massen der an der J/Ψ–Erzeugung beteiligten Teilchen einschließlich der J/Ψ–Masse der Teilchendatenbank von *JETSET* entnommen.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts benötigt *EPJPSI* die Masse und die leptonische Zerfallsbreite des zu erzeugenden Vektormesons. Die Form des Matrixelements hängt von der Art des ausgewählten Produktionsmechanismus' ab. Über einen Steuerparameter kann der Anwender entscheiden, ob er für die Normierung des Matrixelements die Zerfallsbreite in niedrigster Ordnung verwenden möchte, oder ob radiative QCD–Korrekturen erster Ordnung berücksichtigt werden sollen.

A.2 Die Modifikationen

Der Generator soll nach den Veränderungen in der Lage sein, die Produktion von Ψ'– und J/Ψ–Mesonen zu simulieren. Es wird deshalb ein neuer Steuerparameter `IPAR` eingeführt, in dem der Teilchencode des zu erzeugenden Vektormesons steht. Die Implementierung ist unproblematisch, da in *EPJPSI* bereits eine Variable KPSI vorhanden ist, die den Teilchencode des J/Ψ enthält. Dieser Variable wird bei der Initialisierung der Wert von IPAR zugewiesen. Auf diese Weise wird *EPJPSI* befähigt, auch andere Vektormesonen wie das ϕ oder das Υ zu generieren. Es ist jedoch nicht überprüft worden, ob die Erzeugung eines anderen Vektormesons als des J/Ψ oder des Ψ' zu sinnvollen Ergebnissen führt. Da der Event Record durch *JETSET* interpretiert werden soll und in mehreren Routinen JETSET–Funktionen benutzt werden, muß der Teilchencode in `IPAR` dem KF–Code der Lund–Gruppe entsprechen.

Die Datenbankfunktionen von H1 benutzen für Monte–Carlo–Produktion den international üblichen PDG–Standard der *Particle Data Group* für Teilchencodes. Der KF–Code weicht in einigen Punkten vom PDG–Standard ab, da dieser keinen Platz für noch nicht entdeckte Multiplettpartner läßt und daher insgesamt etwas willkürlich wirkt. Von den Abweichungen ist auch das Ψ' betroffen (PDG–Code 20443, KF–Code 30443). Vor dem Aufruf von `GENFIL`, das ein Interface zum H1–Datenbanksystem darstellt, muß der

Event Record auf den PDG–Standard gebracht werden, anschließend muß die Transformation rückgängig gemacht werden. Diese Aufgabe übernehmen die H1UTIL–Bibliotheksfunktionen `PY2PDG` bzw. `PDG2PY`.

Zur Zeit der Entwicklung von *EPJPSI 3.3* war die Version *JETSET 7.3* aktuell. Diesem Paket war das Ψ' als Teilchen nicht bekannt, so daß sein Zerfall nicht von *JETSET 7.3* simuliert werden kann. Dieses Manko ist bei der neuen Version *JETSET 7.4* behoben, so daß dessen Bibliotheksfuntionen eingebunden werden können. Aufgrund der erweiterten Teilchentabelle für *JETSET* haben sich auch die Nummern der verwendeten Zerfallskanäle geändert, so daß eine neue Liste von Steuerparametern für *JETSET 7.4* in die Steuerdatei aufgenommen werden mußte, um nicht benötigte Kanäle zu sperren.

Anders als beim J/Ψ, bei dem die Zerfallsteilchen als stabil gelten, sind die beim Zerfall des Ψ' erzeugten Teilchen im allgemeinen instabil. Da auch für die Ψ'–Erzeugung nur solche Ereignisse interessant sind, bei denen direkt oder indirekt zwei Leptonen aus dem Ψ'–Zerfall hervorgehen, müssen einige Zerfallskanäle der Tochterteilchen gesperrt werden. Dadurch ändern sich effektiv die Verzweigungsverhältnisse für die einzelnen Zerfallarten des Ψ' und müssen von Hand durch den Parameter `BRAT` in der Steuerdatei geändert werden. Um die richtigen Verzweigungsverhältnisse zu erhalten, werden die voreingestellten Werte mit den Verzweigungsverhältnissen der erlaubten Zerfallskanäle der Töchter multipliziert:

$$B^{\mathsf{neu}} = B^{\mathsf{alt}} \times \prod_i (\sum_j b_{ij}) \tag{A.1}$$

B^{alt} und B^{neu} bedeuten das voreingestellte bzw. das verwendete Verzweigungsverhältnis für den jeweiligen Ψ'–Zerfall, b_{ij} die Verzweigungsverhältnisse für die einzelnen Zerfälle der Töchter. Das Produkt erstreckt sich über alle Tochterteilchen des Ψ', die Summe über alle offenen Zerfallskanäle der Töchter. Die Formel A.1 muß für den Kaskadenzerfall $\Psi' \to \chi_{ci}\gamma \to J/\Psi\gamma\,\gamma \to \mu^+\mu^-\,\gamma\,\gamma$ iterativ angewendet werden, um zunächst das effektive Verzweigungsverhältnis für den Zerfall eines χ_{ci} in ein J/Ψ und ein Photon zu bestimmen. Eine Normierung der Verzweigungsverhältnisse auf eins ist nicht notwendig, sie wird von *JETSET* automatisch durchgeführt. Sie erweist sich jedoch als sinnvoll, wenn das simulierte Verzweigungsverhältnis klein ist und aus vielen Prozessen besteht. So gibt es z.B. beim Ψ'–Zerfall nur in 4.238% aller Fälle zwei Myonen im Endzustand, beteiligt sind acht Zerfallsprozesse.

Abhängig von der Wahl des zu generierenden Vektormesons muß die leptonische Zerfallsbreite $\Gamma_{\ell\bar{\ell}}$ eingestellt werden. Dazu wird der Variablen `WPSI` zunächst der Literturwert [PDG94] für $\Gamma_{\ell\bar{\ell}}$ des durch `KPSI` codierten Vektormesons übergeben. Dieser Wert kann noch entsprechend der radiativen QCD–Korrekturen in etwa verdoppelt werden (wenn `IWPS`=1). Es bleibt dem Anwender überlassen zu entscheiden, ob diese Korrektur sinnvoll ist. `WPSI` wird lediglich zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts verwendet und hat für die weitere Ereignisgeneration keine Bedeutung.

Die bis hier vorgestellten Änderungen reichen aus, um eine korrekte Simulation von Ψ'–Ereignissen zu gewährleisten. Zusätzlich wurden noch einige Steuerparameter eingeführt, mit denen der Anwender eine größere Kontrolle über den kinematischen Bereich erhält, in dem die Ereignisse generiert werden sollen. Bereits vorhanden war der Parameter `CTCU`, mit dem $\cos\theta_\ell$ der Leptonen eingeschränkt werden konnte, nun kann ein Bereich für θ_ℓ und $W_{\gamma p}$ mit oberer und unterer Schranke sowie ein minimaler Wert für p_ℓ festgelegt werden. Die Schnitte werden nach jeder Ereignisgeneration abgefragt. Der Wert für $W_{\gamma p}$ kann dem GENOUT–COMMON entnommen werden, um die Leptonen auf die Schnittbedingungen zu testen, muß in einer neuen Routine der Event Record durchsucht werden. Sollen Ereignisse generiert werden, in denen das Vektormeson nicht leptonisch zerfällt, dürfen die Steuerparameter THMI, THMA und PMIN nicht verwendet werden.

Am Ende des Generatorlaufs gibt *EPJPSI* Auskunft darüber, wieviele Ereignisse akzeptiert wurden und wieviele Ereignisse dafür generiert werden mußten.

A.3 Quellcode der Änderungen

Programmteile, die gändert wurden, sind die Routinen GJPINI.F, EPJPSI, GJPCHA, GJPSII und EVENT sowie der COMMON–Block PARA1. Neu hinzugekommen ist die Routine GOODL. Es sind bei den Routinen nur die Änderungen aufgeführt, die Zeilenzahl zu Anfang jeder Änderung bezieht sich auf die Zeilennummer im FORTRAN–Quellcode mit aufgelösten KEEP-Sequenzen (COMMON–Blöcke).

Die Steuerdatei STEPJPSI

Die Steuerparameter, die für die Erzeugung von Ψ'–Mesonen verwendet werden müssen, sind hier angegeben. Da die Reihenfolge innerhalb der Banken beliebig ist, entfällt die Zeilenangabe.

```
*------------------------------------------------------------------------
GJPT 0 / ! EPJPSI 3.3  PARAMETERS
     'IPAR'     1       0     30443   ! (D=443) SELECT PARTICLE
*                                     !  --- using PYTHIA KF-Code ---
*     'THMI'     1       0         5.0  ! (D=0.) theta_min in deg of deca
*     'THMA'     1       0       175.0  ! (D=180.) theta_max  -''-
*     'PMIN'     1       0         0.5  ! (D=0.) p_min in GeV of decay le
*     'WMIN'     1       0         0.0  ! (D=0.) min W_gamma_p in GeV
*     'WMAX'     1       0       350.0  ! (D=350.) min W_gamma_p in GeV
*------------------------------------------------------------------------
GJET 0 / ! JETSET 7.32 PARAMETERS
*   the following decay modes are used in JETSET 7.4:
     'MDME'   721       1          0       ! (0=OFF / 1=ON) JPSI-> ELEC.
     'MDME'   722       1          1       ! (0=OFF / 1=ON) JPSI-> MYON.
     'MDME'   723       1          0       ! (0=OFF / 1=ON) JPSI-> HADR.
     'MDME'   804       1          1       ! (0=OFF / 1=ON) CHI_0C ->JPSI
     'MDME'   805       1          0       ! (0=OFF / 1=ON) CHI_0C ->HAD.
     'MDME'   850       1          1       ! (0=OFF / 1=ON) CHI_1C ->JPSI
```

```
     'MDME'   851      1          0       ! (0=OFF / 1=ON) CHI_1C ->HAD.
     'MDME'   951      1          1       ! (0=OFF / 1=ON) CHI_2C ->JPSI
     'MDME'   952      1          0       ! (0=OFF / 1=ON) CHI_2C ->HAD.
*   decay modes for psi' (only in JETSET 7.4!):
     'MDME'   968      1          0       ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> ELEC.
     'MDME'   969      1          1       ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> MYON.
     'MDME'   970      1          0       ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> HADR.
     'MDME'   971      1          1    ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> JPSI PI+PI-
     'MDME'   972      1          1     ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> JPSI 2 PI0
     'MDME'   973      1          1       ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> JPSI ETA
     'MDME'   974      1          1       ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> JPSI PI0
     'MDME'   975      1          1       ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> CHI_0C
     'MDME'   976      1          1       ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> CHI_1C
     'MDME'   977      1          1       ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> CHI_2C
     'MDME'   978      1          0       ! (0=OFF / 1=ON) PSI'-> ETA_C
*   change branching ratios because of closed decay channels:
*   (decay channels are from JETSET 7.4)
     'BRAT'   969      0       0.1958     ! (D = 0.0083)
     'BRAT'   971      0       0.4564     ! (D = 0.3240)
     'BRAT'   972      0       0.2592     ! (D = 0.1840)
     'BRAT'   973      0       0.0380     ! (D = 0.0270)
     'BRAT'   974      0       0.0014     ! (D = 0.0010)
     'BRAT'   975      0       0.0009     ! (D = 0.0930)
     'BRAT'   976      0       0.0335     ! (D = 0.0870)
     'BRAT'   977      0       0.0148     ! (D = 0.0780)
```

Die '`MDME`'–Parameter für *JETSET 7.3* müssen dabei aus der Steuerdatei entfernt werden.

COMMON PARA1

In dem COMMON–Block wurden die neuen Schnittparameter hinzugefügt.

```
*KEEP,PARA1.
      REAL * 8 SHAT,YMAX,YMIN,Q2,Q2MAX,Q2MIN,XMAX,XMIN,Q2Q,AM,PCM
      COMMON /PARAT/AM(18),SHAT,YMAX,YMIN,Q2MAX,Q2MIN,XMAX,XMIN
      COMMON /PARAE/Q2,Q2Q,PCM(4,18)
      REAL * 8 XLOW
      COMMON /HANNES/ XLOW
      REAL * 8 YMI,QMI,QMA
      REAL * 4 THEMIN,THEMAX,PMIN,WMIN,WMAX,ctcut
      integer cenable
      COMMON/LIMIT/YMI,QMI,QMA,THEMIN,THEMAX,PMIN,WMIN,WMAX
     &             ,ctcut,cenable
```

SUBROUTINE GJPINI

Hier werden die hinzugekommenen Schnittparameter initialisiert. `KPSI` wird auf den Wert 443 ($\hat{=} J/\Psi$) initializiert. Dies wurde bereits in *EPJPSI 3.3* vorgenommen und brauchte nicht geändert zu werden.

```
      ! Zeile 104
C cuts on decay leptons
      ctcut=1.
      themin=0.
      themax=180./57.296
      pmin=0.
C cuts on W_gamma_p
      wmin=0.
      wmax=350.
c default: disable cuts
      cenable=0
```

SUBROUTINE GJPCHA

Die in `GJPINI` vorgeingestellten Werte können hier geändert werden. `KPSI` kann dabei nur der gültige KF–Code eines Vektormesons zugewiesen werden. Schnittparamter für θ_ℓ werden in Grad, für $W_{\gamma p}$ und p_{min} in GeV angegeben.

```
            ! Zeile 236
            IF (PARAM.EQ.'IPAR') THEN
              IF(INT.NE.443.AND.INT.NE.30443.AND.INT.NE.553.AND.
     &           INT.NE.113.AND.INT.NE.223.AND.INT.NE.333) THEN
                PRINT 4000,INT
                CALL H1STOP
 4000 FORMAT(' GJPCHA: IPAR: wrong particle code --- ',I5,' not a'/
     &' valid vector meson --- FATAL: STOP')
              ELSE
                IDEF = KPSI
                IF (ABS(IDEF-INT).GT.EPSMAC) THEN
                    KPSI  = INT
                    PRINT 1001, PARAM,LND,IDEF,INT
                ELSE
                    PRINT 2001, PARAM,LND,IDEF,INT
                ENDIF
              ENDIF
            ENDIF
            ! Zeile 334
            IF (PARAM.EQ.'THMI') THEN
```

```
         RDEF = themin*57.296
         IF (ABS(RDEF-REA).GT.EPSMAC) THEN
             themin = REA/57.296
             PRINT 1002, PARAM,LND,RDEF,REA
         ELSE
             PRINT 2002, PARAM,LND,RDEF,REA
         ENDIF
      ENDIF
      .
      .
      ! Zeile 410
      if(themin.gt.0.0 .or. themax.lt.180./57.296 .or. pmin.gt.0.0) then
         cenable=cenable+1
         print 3001,themin*57.296,themax*57.296,pmin
      endif
      if(wmin.gt.0.0 .or. wmax.lt.350.0) then
         cenable=cenable+2
         print 3002,wmin,wmax
      endif
```

Die Abfrage der Parameter `THMA` und `PMIN` ist äquivalent zu der des Parameters `THMI`. Die Syntax dieser Abfragen entspricht dabei der Syntax für die bereits vorhandenen Parameter.

SUBROUTINE EPJPSI

In dieser Routine wird die leptonische Zerfallsbreite $\Gamma_{\ell\bar{\ell}}$ des zu erzeugenden Vektormesons eingestellt. Diese kann für alle Mesonen mit einem Faktor $1./(1.-5.33*\alpha_s/\pi)$ multipliziert werden und wird zur Bestimmung des ep–Wirkungsquerschnitts benutzt.

```
      ! Zeile 135
C leptonic decay widths for possible particles to produce
      WPSI=5.36D-6
      WPSI2S=2.14D-6
      WUPS=1.34D-6
      WRHO=6.77D-6
      WOME=0.6D-6
      WPHI=1.37D-6
      .
      .
      ! Zeile 382
      IF(KPSI.EQ.30443) then
         WPSI = WPSI2S
         write(6,*) 'using width for psi' '
```

```
      endif
      .
      .
      ! Zeile 402
      IF(IWPSI.EQ.1) THEN
         WRITE(6,*) ' **** using radiative corrected width of ',
     &        CNAM,' ***'
         WFACT = 1./(1.-5.33*ALPHS/PI)
         WRITE(6,*) ' W_psi= ',WPSI,' correction factor = ',WFACT
         WPSI =WPSI * WFACT
      ENDIF
```

Zerfallsbreiten für die Vektormesonen J/Ψ, Υ, ρ, ω und ϕ waren bereits im Original–Quellcode angegeben, ebenso eine Einstellmöglichkeit für die zu verwendende Zerfallsbreite mit der entsprechenden Syntax wie jetzt für das Ψ'. Eine Einstellmöglichkeit von `KPSI` ist jedoch erst mit der Änderung von `GJPCHA` möglich geworden. Die Korrektur der Zerfallsbreite ist unter die Auswahl ihres Wertes geschoben worden und somit für alle Teilchen möglich.

SUBROUTINE GJPSII

In dieser Routine befindet sich die Schleife mit der Ereignisgeneration. Hier wird außerdem `GENFIL` aufgerufen, so daß die Konvertierung von KF–Code zu PDG–Code und zurück vorgenommen werden muß.

```
         ! Zeile 153
C---generate an event
         CALL EVENT
C        WRITE(6,*) ' IN EVENT LOOP ',NEVENT

C---change particle codes from PYTHIA to PDG standard
         DO I=1,N
            CALL PY2PDG(K(I,2),IPDG,IRET)
            IF(IRET.GT.0) K(I,2)=IPDG
         END DO
C---fill commons for GENOUT and create generator banks
         CALL GENFIL
         .
         .
         ! Zeile 173
C---change particle codes back to PYTHIA standard
          DO I=1,N
            CALL PDG2PY(K(I,2),IPYTH,IRET)
            IF(IRET.GT.0) K(I,2)=IPYTH
```

```
         END DO
C---event analysis for the user
         CALL GUANA
      ENDIF

C--------------------END OF EVENT GENERATION --------------------------

      IF (ENDJOB) THEN

C---change particle codes from PYTHIA to PDG standard
         DO I=1,N
            CALL PY2PDG(K(I,2),IPDG,IRET)
            IF(IRET.GT.0) K(I,2)=IPDG
         END DO
         CALL GENFIL
```

Um zu verdeutlichen, daß nur in unmittelbarer Umgebung des `GENFIL`–Aufrufs der PDG–Standard gilt, wurden hier noch einige Zeilen aus dem Original–Quellcode hinzugefügt.

SUBROUTINE EVENT

In dieser Routine wird u.a. geprüft, ob das generierte Ereignis den neu hinzugekommenen Schnittbedingungen genügt oder verworfen werden soll.

```
         ! Zeile 161
C     checking for possible cuts
         IF(BTEST(CENABLE,0)) THEN
            CALL GOODL(THEMIN,THEMAX,PMIN,IRET)
            IF(IRET.EQ.2) IEL=2
            IF(IRET.LT.0) GOTO 70
         END IF
         IF(BTEST(CENABLE,1)) THEN
            W=SNGL(SQRT(-Q2+YY*SSS))
            IF(W.GT.WMIN.AND.W.LT.WMAX) THEN
               IF(.NOT.BTEST(CENABLE,0)) IEL=2
            ELSE
               IEL=0
            END IF
         END IF
         IF(CENABLE.EQ.0) THEN
   70       DO J=1,N
```

Mit der Sprungmarke 70 beginnt die Überprüfung durch den Parameter `CTCU`, der durch die Angabe von `THMI` und `THMA` obsolet gemacht wird. Das Ereignis wird akzeptiert, wenn `IEL=2`.

SUBROUTINE GOODL

Diese neu hinzugekommene Routine überprüft, ob Leptonen aus dem Vektormesonzerfall im geforderten kinematischen Bereich liegen. Die Leptonen können sekundäre Töchter des Vektormesons sein. Der COMMON–Block `LUJETS` enthält den Event Record, `LUCO` wird wegen des Parameters `KPSI` benötigt. Die COMMON–Blöcke sind in Form von KEEP–Sequenzen dargestellt.

```
      SUBROUTINE GOODL(THMIN,THMAX,PMIN,IRET)

C     this subroutine will look for leptons coming directly or
C     indirectly from decay of KPSI particle. If no KPSI particle
C     is found, then IRET=-2. If less than two leptons are found,
C     then IRET=-1. If at least two leptons meet cut conditions,
C                   thmin < th_mu < thmax,
C                    pmin < p_mu,
C     then IRET=2
C     If only one lepton meets cut conditions, then IRET=1
C     else IRET=0

+SEQ, LUJETS.
+SEQ, LUCO.

      INTEGER PCODE,PSTAT,PDA1,PDA2,IDCYROW(10,2)
      LOGICAL ONE

      IRET=-2
      NROW=N
      IROW=1
      KPSIROW=0
C     looking for KPSI particle with status=decayed in LUJETS common
      DO WHILE(IROW.LE.NROW.AND.KPSIROW.EQ.0)
         PCODE=K(IROW,2)
         PSTAT=K(IROW,1)
         IF(PCODE.EQ.KPSI.AND.PSTAT.EQ.11) KPSIROW=IROW
         IROW=IROW+1
      END DO
      IF(KPSIROW.EQ.0) GOTO 99

      ONE=.FALSE.
      IMU=0
      IRET=-1
      NDCY=0                     ! number of decayed daughters
      IDCY=0                     ! actual decayed daughter
      I=KPSIROW
```

```
      PDA1=K(I,4)
      PDA2=K(I,5)

C     exchange rows of daughters if wrong order (PDA2 is last, PDA1 is
C     first daughter)
 10   IF(PDA1.GT.PDA2) THEN
         IDA=PDA1
         PDA1=PDA2
         PDA2=IDA
      END IF

      IROW=PDA1
      DO WHILE(IROW.LE.PDA2)
         PCODE=K(IROW,2)
         PSTAT=K(IROW,1)
         IF((ABS(PCODE).EQ.13.OR.ABS(PCODE).EQ.11).AND.
     &        PSTAT.EQ.1) THEN
            IL=IL+1
            PL=SQRT(SP(IROW,1)**2+SP(IROW,2)**2+SP(IROW,3)**2)
            PTL=SQRT(SP(IROW,1)**2+SP(IROW,2)**2)
            TH=ATAN2(PTL,SP(IROW,3))
C     apply cuts
            IF(PL.GT.PMIN.AND.TH.GT.THMIN.AND.TH.LT.THMAX) THEN
               IF(ONE) THEN
C     this means we have found second good lepton
                  IRET=2
                  GOTO 99
               ELSE
C     this means we have found first good lepton
                  ONE=.TRUE.
                  IRET=1
               END IF
            END IF
         ELSE IF(PSTAT.EQ.11) THEN
C     found decayed daughter, get its daughters
            NDCY=NDCY+1
            IDCYROW(NDCY,1)=K(IROW,4)
            IDCYROW(NDCY,2)=K(IROW,5)
         END IF
         IROW=IROW+1
      END DO
C     now processing decayed daughters
      IF(IDCY.LT.NDCY) THEN
         IDCY=IDCY+1
         PDA1=IDCYROW(IDCY,1)
```

```
         PDA2=IDCYROW(IDCY,2)
         GOTO 10
      END IF
C     if we get this far, not enough good leptons are found
      IF(IL.GE.2.AND.IRET.NE.1) IRET=0

 99   RETURN
      END
```

Literaturverzeichnis

[Bar81] R. Barbieri, R. Gatto, E. Remiddi
QCD Radiative Corrections to Hyperfine Splitting in Quarkonia
Physics Letters **106B, No. 6** S. 497–500 (1981)

[Ber81] E.L. Berger, D. Jones
Inelastic Photoproduction of J/Ψ *and* Υ *by Gluons*
Phys. Rev. **D23** S. 1521 (1981)

[BL93] Benno List
Diplomarbeit
Techn. Universität Berlin (1993)

[BL96] Benno List, *persönliche Mitteilung*

[Coff92] D. Coffman et al. (Mark III Collaboration)
Direct Measurement of the J/Ψ *Leptonic Branching Fraction*
Phys. Rev. Letters **Volume 68, No.3** S. 282–285 (1992)

[DStar96] S. Aid et al. (H1–Collaboration)
Photoproduction of $D^{*\pm}$ *Mesons in Electron–Proton Collisions at HERA*
DESY 96–055/Nuclear Physics **B472**(1996)32

[EMC83] J.J. Aubert et al. (The European Muon Collaboration)
Production of Charmonium in 250 GeV μ^+*–Iron Interactions*
Nuclear Physics **B213**(1983)1–30

[GSc94] Guido Schmidt
Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter
Diplomarbeit (1994); H1–02/94–341

[H1Det] I. Abt et al. (H1–Collaboration)
The H1 Detector at HERA
Internal Report; DESY H1–96–01 (1996)

[Hil96] C. Hilton
Photo-production of Psi(2S) mesons at HERA
contributed paper pa02-086 to the 28th International Conference on High Energy Physics in Warsaw, July 1996.

[JB79] A. Blondel and F. Jacquet
Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, Editor: U. Amaldi
DESY 79–48 (1979)

[JPsi96] S. Aid et al. (H1–Collaboration)
Elastic and Inelastic Photoproduktion of J/Ψ Mesons at HERA
DESY 96–037/Nuclear Physics **B472**(1996)3

[Jung93] H. Jung, D. Krücker, C. Greub, D. Wyler
Relativistic Corrections to Photoproduction of J/Ψ
DESY 93–072, ZU–TH 12/93 (1993)

[Jung94] Hannes Jung
EPJPSI 3.3 – Monte–Carlo–Generator EPJPSI for J/Ψ–Mesons
DESY 1994

[KeMu83] W.-Y. Keung und I.J. Muzinich
Beyond the Static Limit for Quarkonium Decays
Phys. Rev. **D27**, S. 1518 (11983)

[MRS93] A.D. Martin, R.G. Roberts and W.J. Stirling
Parton Distributions Updated
Physics Letters **306B** (1993) 145 und Erratum **309B** (1993) 492

[PDG94] Particle Data Group
Summary Tables of Particle Properties
Phys. Rev. **D50, No.3, Part I** S. 1191–1232 (1994)

[Pham76] T.N. Pham et al.
Two–Pion Spectrum and Angular Distribution in $\Psi' \rightarrow \Psi + 2\pi$ Decays
Physics Letters **Volume 61B, No.2** S. 183–186 (1976)

[Sjö93] Torbjörn Sjöstrand
PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and Manual
CERN–TH.7112/93 (1993)

[SSc93] Stephan Schiek
Untersuchung zur Verbindung rekonstruierter Spuren aus dem H1-Myon-System und den inneren Spurkammern
Diplomarbeit (1993); H1–01/94–339