Untersuchung zur inelastischen Produktion von χ_c-Mesonen am H1-Detektor bei HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

Johannes Kückens

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
August 2001

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

In der Hochenergiephysik untersucht man die elementaren Bausteine der Materie, sowie deren fundamentale Wechselwirkungen. Da sich diese Bausteine aufgrund ihrer winzigen Ausdehnung der direkten Beobachtung entziehen, werden mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern bestimmte, stabile Teilchensorten auf hohe Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht. Das System von Teilchen, dass durch die Kollision entsteht, wird mit Nachweisgeräten (Detektoren) analysiert und rekonstruiert. Dadurch gelingt ein indirekter Zugriff auf die entstandenen Teilchen und die Prozesse, die bei der Kollision und danach stattgefunden haben.

Der HERA-Speicherring des Deutschen Elektronen Synchrotons (DESY) ist ein solcher Teilchenbeschleuniger. Bei HERA treffen Positronen und Protonen mit einer Energie von 27,5 GeV bzw. 920 GeV an zwei Wechselwirkungspunkten aufeinander. An einem der beiden Kollisionspunkte steht der Detektor H1, dessen Messungen und gesammelte Daten dieser Arbeit zugrunde liegen.

Ein wichtiger Forschungsschwerpunkt des H1-Experimentes ist die Erzeugung schwerer Quarks, genauer gesagt die Erzeugung von *Charm*- und *Bottom*-Quarks (c- bzw. b-Quarks). Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von b-Quarks ist aufgrund der größeren Masse wesentlich geringer als der von c-Quarks.

Das χ_c-Meson, das Gegenstand dieser Arbeit ist, wird als gebundener Zustand eines *Charm*- und eines *Anticharm*-Quarks interpretiert, bei dem zwischen den beiden Quarks ein Bahndrehimpuls herrscht. Die χ_c-Mesonen können sich in ihrem Gesamtdrehimpuls unterscheiden und werden χ_{c0}, χ_{c1} und χ_{c2} genannt. Die χ_c-Mesonen können in ein J/ψ-Meson und ein Photon zerfallen. Das J/ψ-Meson ist ein weiteres $c\bar{c}$-Meson, das bei H1 über den Zerfall in zwei Leptonen nachgewiesen wird. Der Nachweis von J/ψ-Mesonen bei H1 war bereits das Thema vieler Arbeiten, so dass in dieser Arbeit die Methoden für den J/ψ-Nachweis übernommen werden und der Schwerpunkt auf dem Nachweis des Photons liegt. Die Schwierigkeit des Nachweises besteht in der relativ geringen Energie der Photonen von etwa 500 MeV.

Untersuchungen zur inelastischen χ_c-Produktion sind bei H1 bisher nicht durchgeführt worden. Die wichtigsten Prozesse zur Beschreibung der Bildung eines χ_c-Mesons sind die Photon-Gluon-Fusion und die Gluon-Gluon-Fusion. Bei der Photon-Gluon-Fusion fusioniert ein Gluon aus dem Proton über die Bildung eines $c\bar{c}$-Paares mit dem Photon, das vom Positron abgestrahlt wurde. Die Gluon-Gluon-Fusion beschreibt einen Prozess, in dem das Photon vor der Wechselwirkung in einen hadronischen Zustand fluktuiert, von dem ein Gluon abgestrahlt wird, das mit einem Gluon aus dem Proton ein $c\bar{c}$-Paar erzeugt. Die Bildung der χ_c-Mesonen aus dem Photon und dem Gluon kann im *Farb-*

Singlett-Modell oder im *Farb-Oktett-Modell* beschrieben werden. Im Farb-Singlett-Modell ist die Erzeugung von χ_c-Mesonen in Photon-Gluon-Fusion stark unterdrückt. Man erwartet, dass χ_c-Mesonen in Gluon-Gluon-Fusion produziert werden. Im Farb-Oktett-Modell ist die Produktion von χ_c-Mesonen auch in direkter Photon-Gluon-Fusion möglich. Mit der Untersuchung des zugrundeliegenden Produktionsprozesses für χ_c-Mesonen kann die Gültigkeit der beiden Modelle geprüft werden.

In Kapitel 1 werden der Speicherring HERA und der Detektor des H1-Experimentes vorgestellt. Den Schwerpunkt bilden dabei die Komponenten, die zum Nachweis der Zerfallsleptonen des J/ψ-Mesons und des Photons aus dem χ_c-Zerfall verwendet werden. Kapitel 2 gibt einen Überblick über die Kinematik der Positron-Proton-Streuung bei HERA. Weiter werden die verschiedenen Modelle zur Erzeugung von χ_c-Mesonen und eine Simulation der χ_c-Produktion vorgestellt.

Die Selektion von inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen, die die Grundlage dieser Arbeit bildet, wird in Kapitel 3 erläutert. Kapitel 4 befasst sich mit der Selektion und Rekonstruktion der Photonen. Dabei werden zwei verschiedene Ansätze zur Rekonstruktion verfolgt.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der χ_c-Selektion formuliert und bewertet. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

Kapitel 1

HERA und das H1 Experiment

Am **Deutschen Elektronen Synchroton (DESY)** werden in der **Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA)** Protonen und Elektronen bzw. Positronen beschleunigt und bei den Detektoren H1 und ZEUS zur Kollision gebracht. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über HERA und das H1-Experiment, das die Grundlage für diese Arbeit darstellt.

1.1 HERA

Im Speicherring HERA (Abb.1.1) werden seit 1992 Protonen und Elektronen bzw. Positronen, nachdem sie ein System von Vorbeschleunigern (u.a. die Speicherringe DESY und PETRA) passiert haben, beschleunigt und gespeichert. HERA hat einen Umfang von etwa 6,3 km. Die Protonen und die Positronen[1] sind in jeweils 210 Paketen in zwei getrennten Strahlrohren über den ganzen Umfang des Ringes verteilt. An den Standorten der Experimente ZEUS (Experimentierhalle Süd) und H1 (Halle Nord) werden die Protonen- und die Elektronenpakete im Abstand von 96 ns zur Kollision gebracht; das entspricht einer Frequenz von ca. 10 MHz.
Die Protonen wurden im Jahr 2000 auf eine Energie von 920 GeV, die Positronen auf eine Energie von 27,5 GeV beschleunigt. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ des ep-Systems[2] beträgt damit 318 GeV.
Weitere Experimente bei HERA sind die sogenannten „fixed target"-Experimente HERMES (Halle West) und HERA B (Halle Ost). HERMES nutzt nur den Elektronenstrahl und untersucht die Spinstruktur der Nukleonen. HERA B untersucht schwere Mesonen, die bei dem Beschuss von Drähten mit dem Protonstrahl erzeugt werden.

1.2 Der H1-Detektor

In diesem Abschnitt wird der Aufbau des H1-Detektors beschrieben und die für diese Analyse wichtigen Komponenten des Detektors näher erläutert. Abb.1.2 zeigt schema-

[1]Diese Arbeit verwendet nur Daten von 2000. In 2000 wurden nur Positronen verwendet.
[2]ep steht für Positron-Proton.

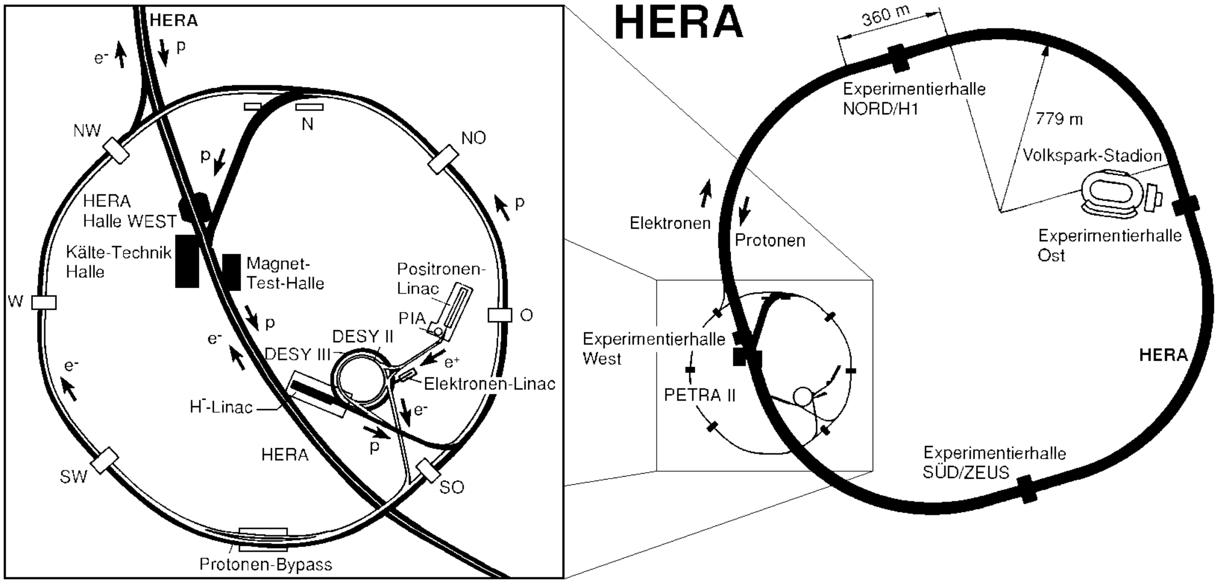

Abbildung 1.1: *Der HERA-Speichering und seine Vorbeschleuniger*

tisch den Aufbau des Detektors. Ebenfalls eingezeichnet sind die Richtungen aus denen die Positronen und die Protonen in den Detektor eintreten und ein Koordinatensystem, das die Koordinaten x, y, z, den Polarwinkel θ und den Azimutalwinkel ϕ festlegt. Der Bereich kleiner Polarwinkel θ wird „Vorwärtsbereich", der Bereich großer θ „Rückwärtsbereich" genannt.
Der hadronische Endzustand der ep-Streuung befindet sich häufig im Vorwärtsbereich des Detektors, da die Protonen einen viel größeren Impuls als die Positronen haben. Daher rührt die asymmetrische Konstruktion des Detektors, der von innen nach außen wie folgt aufgebaut ist: direkt am Stahlrohr $\boxed{1}$ nahe der Wechselwirkungszone befindet sich das Spurkammersystem $\boxed{2}$,$\boxed{3}$. Anschließend folgt das Flüssig-Argon Kalorimeter $\boxed{4}$,$\boxed{5}$, das wiederum von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umgeben ist. Das ganze ist umgeben von dem instrumentierten Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses. Im Vorwärtsbereich befindet sich noch das Vorwärtsmyonsystem und im Rückwärtsbereich befindet sich das SPACAL (SPAghetti CAlorimeter).

1.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem dient zur Spurrekonstruktion und zur Impuls- und Winkelmessung geladener Teilchen. Weiterhin kann auch der Energieverlust dE/dx eines Teilchens bestimmt werden, wodurch eine Teilchenidentifikation möglich ist.
Abb.1.3 zeigt den Aufbau des Spurkammersystems. Direkt am Strahlrohr befinden sich die Vertex-Detektoren: der Zentrale Silizium Spurdetektor (CST) und der Rückwärtige Silizium Spurdetektor (BST).
Die weiteren Komponenten teilen sich auf in das vordere und das zentrale Spurkammersystem. Der zentrale Spurdetektor ist zylinderförmig um das Strahlrohr angeordnet und

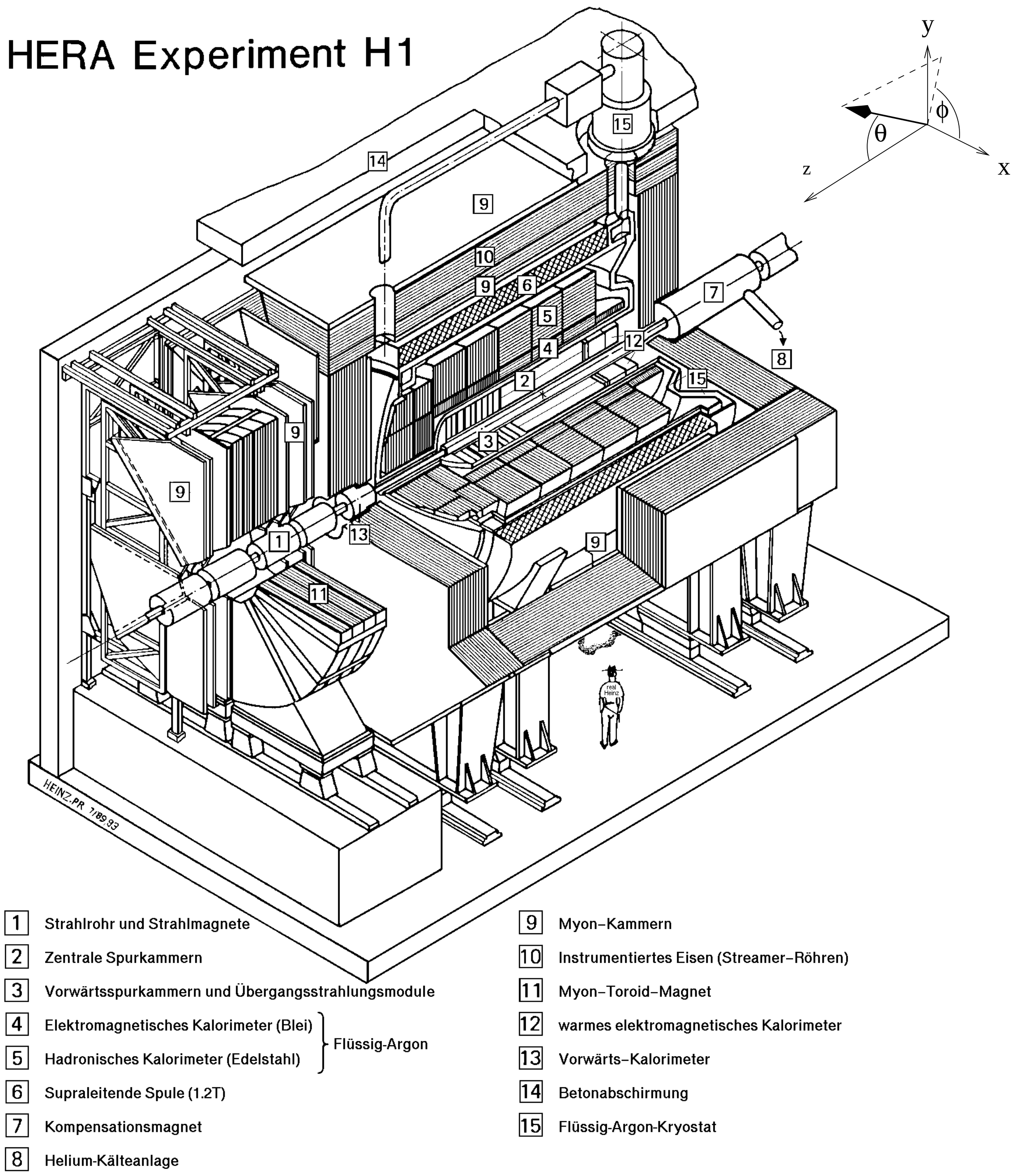

Abbildung 1.2: *Der H1-Detektor*

deckt einen Winkelbereich von $15° \lesssim \theta \lesssim 165°$ ab. Er besteht aus zwei großen Driftkammern CJC1 und CJC2, den Driftkammern CIZ und COZ und den Proportionalkammern CIP und COP. Die CJC1 und die CJC2 mit ihren parallel zur Strahlachse verlaufenden Drähten dienen im wesentlichen zur Spurrekonstruktion in der rϕ-Ebene (Auflösung in $r\phi$ ≈ 170 μm, in $z \approx 2{,}2$ cm). Um in z eine bessere Auflösung zu erhalten, sind die CIZ und die COZ an der Innen- bzw. Aussenseite der CJC1 angebracht. Mit Hilfe der azimutal ausgerichteten Signaldrähte gelingt so eine Auflösung in z von ca. 300 μm. Die Proportionalkammern CIP und COP werden zu Triggerzwecken verwendet.
Die genaue geometrische Struktur des zentralen Spurkammersystem ist bei dieser Arbeit von besonderer Bedeutung, da Photonen über Paarbildungsprozesse in ein Elektron-Positron Paar im Spurkammersystem nachgewiesen werden sollen. Für den Prozess der Paarbildung ist zusätzlich der Austausch eines virtuellen Photons mit z.B. einem Atomkern eines Materials im Detektor nötig. Paarbildung wird daher nur in Bereichen des Spurkammersystems erwartet, in denen Material vorhanden ist. Abb.1.4 zeigt eine Sicht auf die $r\phi$-Ebene. Es sind deutlich die Bereiche in r zu erkennen, in denen viel Material vorhanden ist. Insbesondere vor der CJC1 und zwischen der CJC1 und der CJC2 ist demnach Paarbildung zu erwarten.

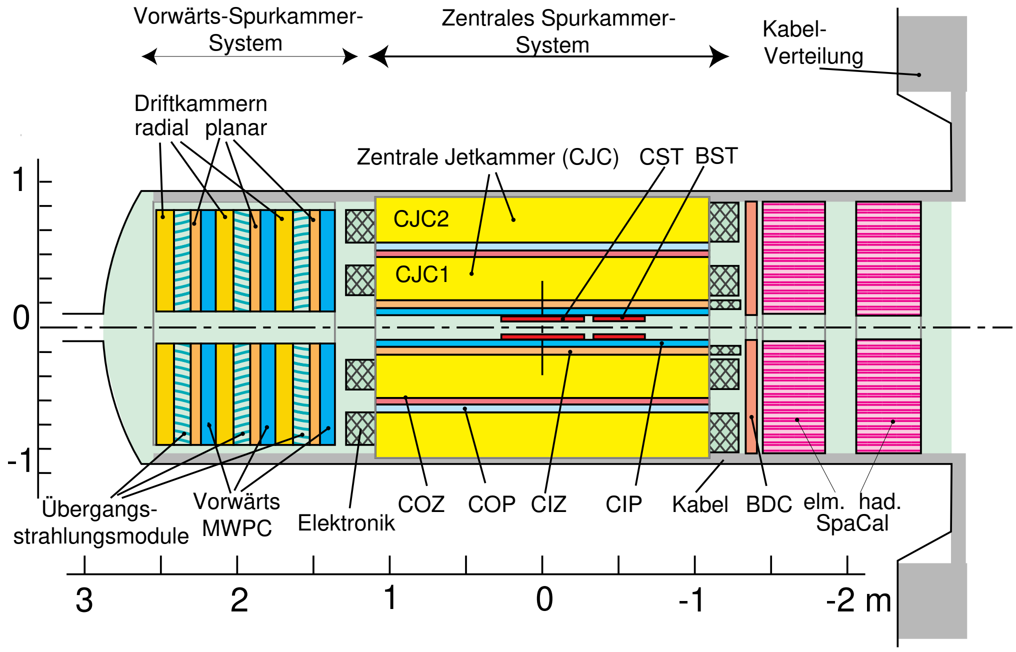

Abbildung 1.3: *Das Spurkammersystem*

Das vordere Spurkammersystem mißt Spuren in einem Winkelbereich von $5° \lesssim \theta \lesssim 25°$. Es besteht aus drei baugleichen Modulen, die in z-Richtung hintereinander aufgebaut sind. Jedes Modul enthält eine planare und eine radiale Driftkammer und eine Propor-

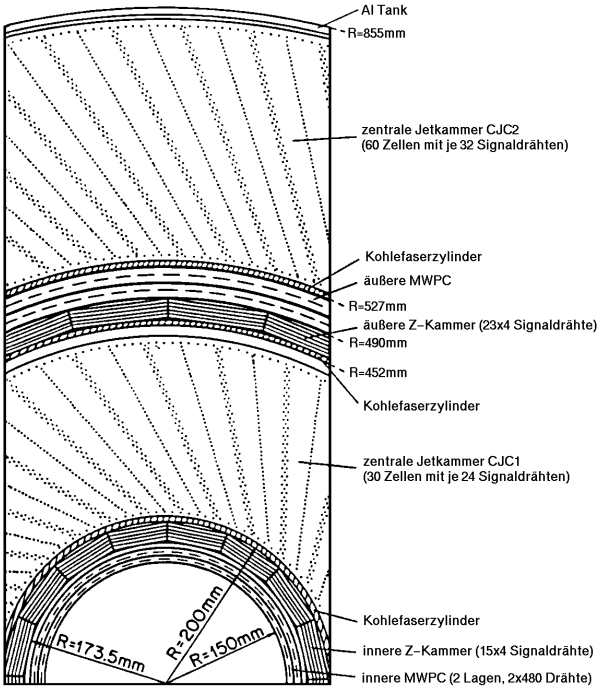

Abbildung 1.4: *Zentrales Spurkammersystem dargestellt in der $r\phi$-Ebene.*

tionalkammer. Die Driftkammern dienen auch hier zur Spurrekonstruktion und die Proportionalkammern zur Erzeugung von Triggersignalen. Die Bestimmung des Impulses mit Hilfe des Krümmungsradius einer Spur gestaltet sich für Spuren im vorderen Spurkammersystem schwieriger als für zentrale Spuren, da das axiale Magnetfeld diese Spuren nur sehr schwach ablenkt.
Komplettiert wird das Spurkammersystem mit dem Rückwärtsspurdetektor BDC. Hierbei handelt es sich um Driftkammerlagen, die hauptsächlich zur Rekonstruktion der Spur des gesteuten Elektrons dienen. Der Rückwärtsspurdetektor deckt einen Winkelbereich von $154^\circ \lesssim \theta \lesssim 177^\circ$ ab.

1.2.2 Das Kalorimeter-System

Das H1-Kalorimeter besteht aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter (LAr-Kalorimeter), das direkt an das vordere und zentrale Spurkammersystem anschließt, und aus dem SPACAL (SPaghetti-CALorimeter), das sich im Rückwärtsbereich des Detektos befindet. Das Kalorimeter wird u.a. zur Energiemessung von Teilchen und Jets und zur Identifizierung von Myonen und Elektronen verwendet.

Flüssig-Argon Kalorimeter

Das Flüssig-Argon Kalorimeter erfasst den Polarwinkelbereich von $4^\circ \lesssim \theta \lesssim 153^\circ$. Als Ionisationsmedium wird flüssiges Argon verwendet. Abb.1.5 zeigt eine Ansicht des Kalorimeters in der yz-Ebene. Es ist in acht Segmente entlang der z-Achse aufgeteilt, wobei

sechs davon aus je einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil bestehen. Die Dicke des Kalorimeters entspricht 5 bis 8 hadronischen Wechselwirkungslängen und die des elektromagnetischen Teils 20 bis 30 Strahlungslängen. Schaut man in der $r\phi$-Ebene auf das Kalorimeter (Abb.1.6), so erkennt man, dass es in acht gleiche Abschnitte um die Strahlachse herum aufgeteilt ist. Im elektromagnetischen Teil treffen jeweils zwei Abschnitte in 45°-Schritten beginnen mit $\phi = 0°$ aufeinander.
Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt für Elektronen und Photonen $\sigma(E)/E \approx 12\%/\sqrt{E[GeV]}$.

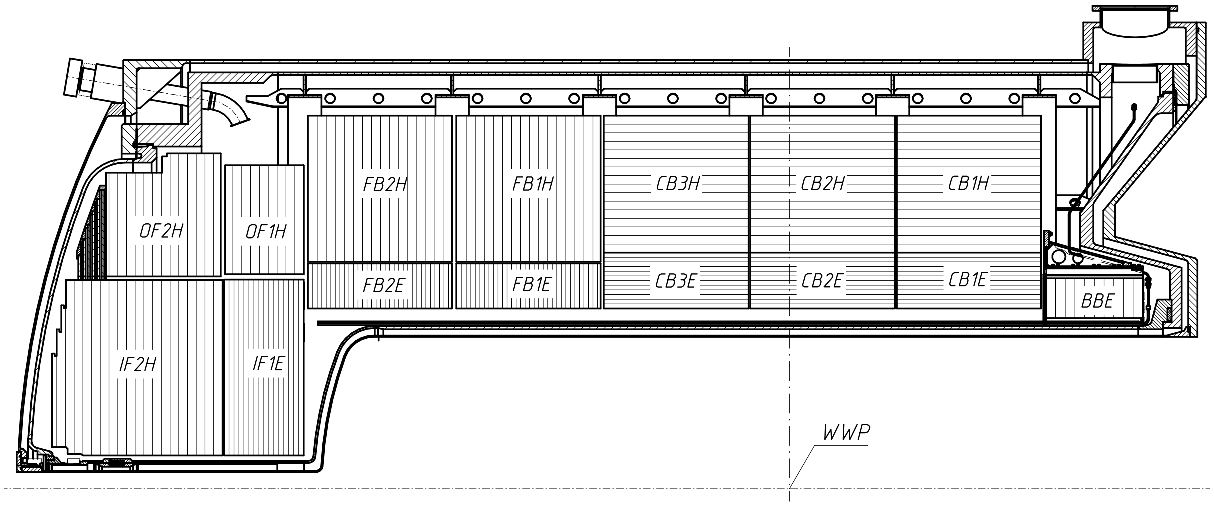

Abbildung 1.5: *Seitenansicht des Flüssig-Argon Kalorimeters. Eng schraffiert ist der eletromagnetische Teil, weiter schraffiert der hadronische Teil. Die Richtung der Schraffierung zeigt die Orientierung der Absorberplatten an, die im elektromagnetischen Teil aus Blei und im hadronischen Teil aus Edelstahl bestehen.*

SPACAL

Das SPACAL ist ein Blei-Szintillationskalorimeter. Es deckt den Rückwärtsbereich ($153° \lesssim \theta \lesssim 178°$) des Detektors ab und setzt sich ebenfalls aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil zusammen. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils entspricht etwa 28 Stahlungslängen, die des ganzen SPACAL etwa 4 hadronischen Wechselwirkungslängen.
Verwendung findet das SPACAL vorwiegend zum Nachweis des gestreuten Elektrons bei ep-Streuung mit Viererimpulsüberträgen im Bereich 1 GeV$^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100$ GeV^2.

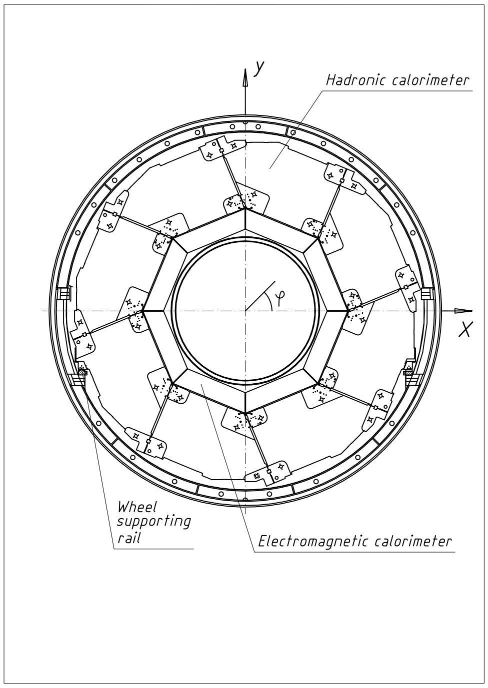

Abbildung 1.6: *Frontansicht des Flüssig-Argon Kalorimeters.*

1.2.3 Das Myonsystem

Das Myonsystem setzt sich aus dem Vorwärts-Myon-Spektrometer FMD und dem zentralen Myondetektor („instrumentiertes Eisen") zusammen. Das FMD weist Spuren mit einem Polarwinkel von $3° \lesssim \theta \lesssim 17°$ nach. Bei der Identifizierung und Rekonstruktion von Myonen in dieser Arbeit findet das Vorwärts-Myon-Spektrometer keine Anwendung. Der zentrale Myondetektor besteht aus einem Eisenjoch, das mit Streamerrohrkammern instrumentiert ist. Das Eisenjoch dient zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule (Abb.1.2, $\boxed{6}$). Durch die Instrumentierung des Jochs können hochenergetische Myonen ($E \geq 1{,}5$ GeV) nachgewiesen werden. Insgesamt 16 Streamerrohrkammern sind zwischen, vor und hinter den 10 Eisenplatten des Eisenjochs eingebaut, so dass ein Myon insgesamt 16 Kammerlagen durchqueren kann. Das instrumentierte Eisen ist in drei Bereiche und insgesamt 64 Module (siehe Abb.1.7) unterteilt: Die vordere Endkappe deckt den Bereich von $5° \lesssim \theta \lesssim 35°$ ab, der Zentralbereich (barrel) den Bereich von $35° \lesssim \theta \lesssim 130°$ und die hintere Endkappe den Bereich von $130° \lesssim \theta \lesssim 175°$.

1.2.4 Das Luminositätssystem

Mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses ($e + p \longrightarrow e + p + \gamma$) wird die Luminosität $\mathcal{L}$ bei H1 bestimmt [1]. Dieser Prozess hat einen großen Wirkungsquerschnitt und kann präzise mit Hilfe der Quantenelektrodynamik berechnet werden. Zur Rekonstruktion der Bethe-Heitler-Prozesse wird das Positron und das Photon nachgewiesen. Dazu stehen bei z =

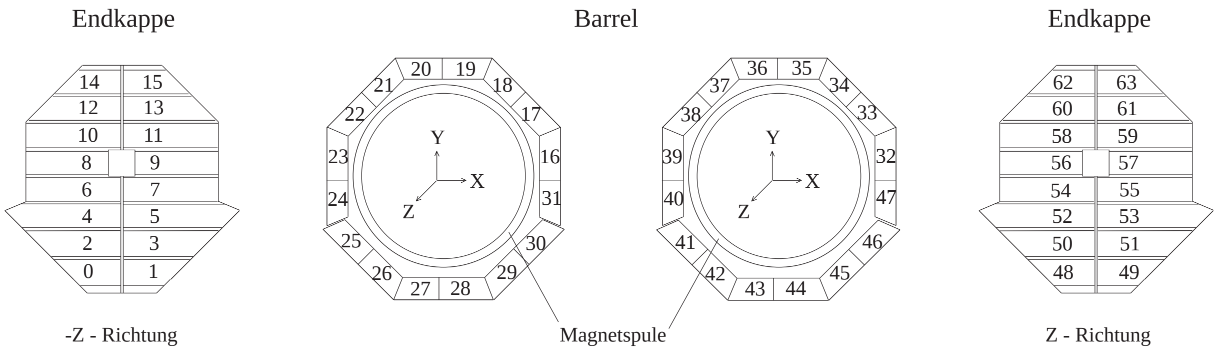

Abbildung 1.7: *Die 64 Module des instrumentierten Eisens.*

-33,4 m ein Eletron-Detektor (ET) und bei z = 102,9 m ein Photondetektor. Bei beiden Detektoren handelt es sich um Cerenkov-Zähler.

1.2.5 Das Triggersystem

Alle 96 ns trifft ein Elektron- und ein Protonpaket im Detektor aufeinander; das entspricht einer Strahlkreuzung mit einer Frequenz von etwa 10 MHz. Von dieser großen Anzahl an möglichen Reaktionen sind nur ein kleiner Teil von physikalischem Interesse. Ein Großteil der vom Detektor registrierten Reaktionen sind Untergrundreaktionen. Dazu gehören Reaktionen von vornehmlich Strahlprotonen mit Restgasmolekülen im Strahlrohr und mit Teilen des Strahlrohrs. Auch die kosmische Stahlung trägt zum Untergrund bei: kosmische Myonen durchqueren den Detektor. Das Triggersystem von H1 hat dabei die Aufgabe, Untergrundereignisse und physikalisch uninteressante Ereignisse der ep-Streuung herauszufiltern, um letztendlich Ereignisse mit einer Rate von 10 Hz auf Magnetbändern aufzeichnen zu können. Mit den drei Triggerstufen (L1,L2,L4) wir die Reduktion der Ereignisse durchgeführt. Die Ereignisse, die alle drei Triggerstufen überleben, werden in sogenannten Runs zusammengefasst, die etwa zwei Stunden lang sind.

Triggerstufe L1

Der Hardwaretrigger L1 [2] senkt die Ereignissrate auf ca. 1 kHz. Dazu stehen 256 Triggerelemete zur Verfügung, die von verschiedenen Detektorelementen geliefert werden. Die Triggerelemente werden zu 128 Subtriggern (s_0-s_{127}) zusammengefasst. Innerhalb von 2,3 μs muss L1 ein Ereignis verwerfen oder akzeptieren. Damit der Detektor in dieser Zeit weiter Ereignisse registrieren kann, also totzeitfrei arbeitet, werden die Triggerdaten in Schieberegistern zwischengespeichert. Ist die Bedingung eines Subtriggers erfüllt, wird das ,,L1keep" Signal gesendet. Zu diesem Zeitpunkt beginnt die Totzeit des Detektors; die Auslese der Detektorkomponenten wird vorbereitet und die zweite Triggerstufe beginnt mit der Auswertung. Es kommt vor, dass einige Subtrigger zu häufig das ,,L1keep"

Signal senden. Diese Subtrigger erhalten Skalierungsfaktoren d_i, so dass nur eines von d_i Ereignissen, die die Bedingung des Subtriggers s_i erfüllen, akzeptiert wird.

Triggerstufe L2

Die Triggerstufe L2 [3] reduziert die von L1 akzeptierten Ereignisse weiter auf eine Rate von ca. 50 Hz. Es handelt sich ebenfalls um einen Hardwaretrigger, der aus zwei verschiedenen Systemen besteht: dem neuronalen Netzwerktrigger (L2NN) [4] und der topologischen Triggerstufe (L2TT) [5]. L2 stehen 20 μs zur Verfügung um eine Entscheidung zu treffen. Dabei werden die Raten der einzelnen L1-Subtrigger gezielt reduziert.

Triggerstufe L4

Der dritten Triggerstufe L4 stehen bereits alle Detektorinformationen zur Verfügung. Mit Hilfe eines Systems von Mikroprozessoren wird anhand der Detektorinformationen bereits eine vollständige Rekonstruktion der von L2 akzeptierten Ereignisse durchgeführt. Weiterhin findet eine Ereignisklassifikation statt und es werden verschiedene Schnitte gegen Untergrund (Kosmische Strahlung, Reaktionen mit Restgasmolekülen) durchgeführt. Die Rekonstruktion der Ereignisse wird dann mit dem Offline-Trigger L5 wiederholt, wobei die gewonnen Daten angepasst werden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst die allgemeine Kinematik der Positron-Proton-Streuung bei HERA beschrieben. Es folgt eine Betrachtung der verschiedenen Produktionsmechanismen von $c\bar{c}$-Zuständen. Abschließend wird der Monte Carlo Generator EPJPSI erläutert, der die inelastische Produktion von χ_c- und J/ψ-Mesonen simuliert.

2.1 Kinematik der *ep*-Streuung bei HERA

Die Wechselwirkung zwischen einem Positron und einem Proton bei HERA kann durch den Austausch virtueller Eichbosonen beschrieben werden. Es kann ein Photon, ein Z^0-Boson oder ein W^+-Boson ausgetauscht werden. Bei Ereignissen mit geladenem Strom (Austausch eines W^+-Bosons) bleibt das Positron nicht erhalten, sondern geht in ein Neutrino über. Bei Prozessen mit kleinen Impulsüberträgen $Q^2 \ll M_{Z,W}^2$ vom Positron auf das Eichboson ist der Austausch der Z- und W-Bosonen aufgrund ihrer großen Masse ($M_{Z,W} \approx 80$ GeV/c^2) stark unterdrückt. Im folgenden wird daher nur der Photonaustausch betrachtet.
In Abb.2.1 ist der Feynman-Graph dieser Wechselwirkung dargestellt. Die Größen k und P bezeichenen den Viererimpuls des einlaufenden Positrons bzw. Protons, k' den des auslaufenden Positrons.
Die *Schwerpunktsenergie* des *ep*-Systems beträgt bei HERA (im Jahr 2000):

$$\sqrt{s} = \sqrt{(k+P)^2} \approx 318\,\text{GeV}. \tag{2.1}$$

Die Ereignisse der *ep*-Streuung lassen sich anhand des Quadrates des Vierimpulsübertrags q klassifizieren.

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

Das negative Quadrat von q heisst *Virtualität* des Photons:

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

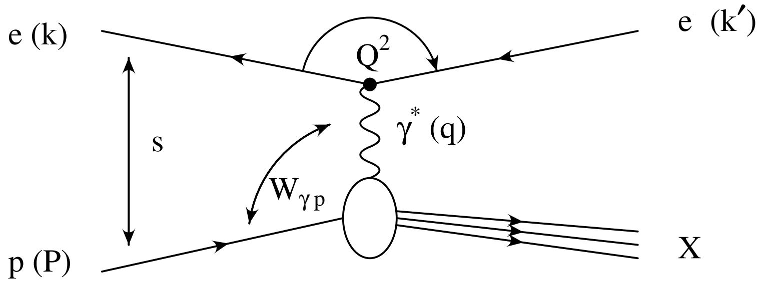

Abbildung 2.1: *Feynman-Graph der Positron-Proton-Streuung in erster Ordnung. e bezeichnet das einlaufende bzw. auslaufende Positron; p bezeichnet das einlaufende Proton, X steht für das hadronische System nach der Wechselwirkung. Das Proton kann entweder fragmentieren oder erhalten bleiben. Das Oval deutet die γp-Wechselwirkung an, die in Abschnitt 2.4 genauer betrachtet wird.*

Q^2 hängt direkt mit dem Streuwinkel θ'_e des Positrons zusammen. Man unterscheidet bei HERA zwei kinematische Bereiche:

- **Tiefinelastische Streuung**: $Q^2 \gg m_p^2$ (m_p: Protonmasse). Der Streuwinkel θ'_e des Positrons ist so groß, dass es im Detektor nachgewiesen werden kann. Q^2 lässt sich damit rekonstruieren.
- **Photoproduktion**: $Q^2 \lesssim 1$ GeV^2. Bei Ereignissen mit kleinem θ'_e wird das Positron nicht in den Akzeptanzbereich des zentralen Detektors gestreut und verlässt den Detektorbereich durch das Strahlrohr. In diesem Falle ist $Q^2 \approx 0$ eine gute Näherung.

Zur Beschreibung der ep-Streuung werden neben der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ auch die Skalenvariable y, die das Verhältnis zwischen Photon- und Positronenergie im Protonruhesystem angibt, und die Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems $W_{\gamma p}$ verwendet:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \tag{2.4}$$

$$W_{\gamma p}^2 = (P + q)^2 = 2q \cdot P + m_p^2 - Q^2. \tag{2.5}$$

Vernachlässigt man die Ruhemassen des Protons und des Positrons, so gilt in Photoproduktion ($Q^2 \to 0$) für $W_{\gamma p}$:

$$W_{\gamma p}^2 \approx y \cdot s. \tag{2.6}$$

Das Austauschphoton wechselwirkt in der Regel nicht mit dem Proton als Ganzem, sondern mit einem seiner Konstituenten (Partonen), also einem Quark oder einem Gluon.

Der Bruchteil, den das wechselwirkende Parton vom Gesamtimpuls des Protons trägt, wird mit x bezeichet. Für den Parton-Impuls p gilt:

$$p = x \cdot P. \tag{2.7}$$

Die Elastizität z

Diese Analyse beschäftigt sich mit der Produktion von $c\bar{c}$-Mesonen in ep-Streuung (siehe Kap.2.4). Dabei ist eine weitere kinematische Variable von großer Bedeutung: die Elastizität z.

$$z = \frac{P_{c\bar{c}} \cdot P}{q \cdot P}. \tag{2.8}$$

$P_{c\bar{c}}$ ist hierbei der Viererimpuls des produzierten $c\bar{c}$-Mesons. Im Ruhesystem des Protons gibt z das Verhältnis des Anteils der Energie des $c\bar{c}$-Mesons an der Energie des Photons an. z kann damit Werte zwischen 0 und 1 annehmen. In verschiedenen Bereichen von z dominieren verschiedene Produktionsmechanismen die Erzeugung der $c\bar{c}$-Mesonen. Die Mechanismen werden im Abschnitt 2.4 näher erläutert.

2.2 Rekonstruktion der Kinematik

Bei Photoproduktionsereignissen ($Q^2 \approx 0$) kann das gestreute Positron nicht im Zentraldetektor nachgewiesen werden. Die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ wird in diesem Fall anhand der Information des hadronischen Endzustandes rekonstruiert. Dazu wird die Methode von Jacquet und Blondel verwendet [6]. Unter Vernachlässigung der Teilchenmassen erhält man für die Skalenvariable y:

$$y = \frac{2q \cdot P}{s}. \tag{2.9}$$

Aufgrund der Impulserhaltung am Photon-Proton-Vertex gilt:

$$q + P = \sum_i p_i. \tag{2.10}$$

Die Summe läuft dabei über alle Teilchen des Enzustandes mit Ausnahme des gestreuten Positrons. Unter weiterer Vernachlässigung der Protonmasse erhält man:

$$y = \frac{2}{s} \sum_i p_i \cdot P. \tag{2.11}$$

Mit

$$p_i \cdot P \approx E_P(E_i - p_{z,i}) \tag{2.12}$$

und

$$\frac{2}{s} \approx \frac{1}{2E_e E_P} \tag{2.13}$$

kommt man zur Gleichung für y nach Jacquet und Blondel:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{z,i})}{2E_e} \tag{2.14}$$

E und p_z bezeichnen die Energie und die z-Komponente des Impulses eines Teilchens des hadronischen Endzustandes. Im Gegensatz zu $\sum p_i$ ist $\sum (E_i - p_{z,i})$ unempfindlich auf Verluste in Vorwärtsrichtung. Diese werden durch Teilchen, die das Stahlrohr in Vorwärtsrichtung verlassen, verursacht. Andererseits ist es sehr wichtig, dass alle Teilchen in Rückwärtsrichtung mit in die Summe $\sum (E_i - p_{z,i})$ einbezogen werden, da in diesem Fall $p_{z,i} \approx -E_i$ gilt.
Hat man y nach 2.14 aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert folgt aus Gleichung 2.6 die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$.

2.3 Der *ep*-Wirkungsquerschnitt

Im Falle der Photoproduktion lässt sich der Prozess der ep-Streuung nach der Weizsäcker-Williams-Approximation [7, 8] in zwei unabhängige Prozesse faktorisieren: die Emission von Photonen durch das Positron und die Wechselwirkung der Photonen mit einem Parton des Protons werden getrennt betrachtet. Der Positron-Proton-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} läßt sich als Produkt aus dem Photonfluss $f_{\gamma/e}(Q^2, y)$ und dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}(Q^2, y)$ darstellen:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(Q^2, y)}{dydQ^2} = f_{\gamma/e}(Q^2, y) \cdot \sigma_{\gamma p}(Q^2, y). \tag{2.15}$$

2.4 Charmonium Produktion bei HERA

2.4.1 Die Charmonium-Familie

Der Begriff des *Charmonium* bezeichnet die Familie der Mesonen, die aus einem gebundenen $c\bar{c}$-Zustand hervorgehen. Abb.2.2 gibt einen Überblick über einen Teil der Charmonium-Familie.

Die verschiedenen Charmonium-Zustände unterscheiden sich anhand ihrer Quantenzahlen. In Tabelle 2.1 sind die Quantenzahlen und Ruhemassen einiger Vertreter aufgeführt. In dem Satz Quantenzahlen $n^{2s+1}L_J$ bezeichnet n die radiale Quantenzahl, s den Spin, L den Bahndrehimpuls und J den Gesamtdrehimpuls. In J^{PC} bezeichnet P die Parität und C die Ladungskonjugation des Mesons.

Beim H1-Experiment wurden bereits viele Analysen [10, 11, 12] zur J/ψ-Produktion bei HERA durchgeführt. Der Nachweis der J/ψ-Mesonen wurde dabei über den leptonischen Zerfall der Teilchen geführt. Das J/ψ zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von je 5,9 %

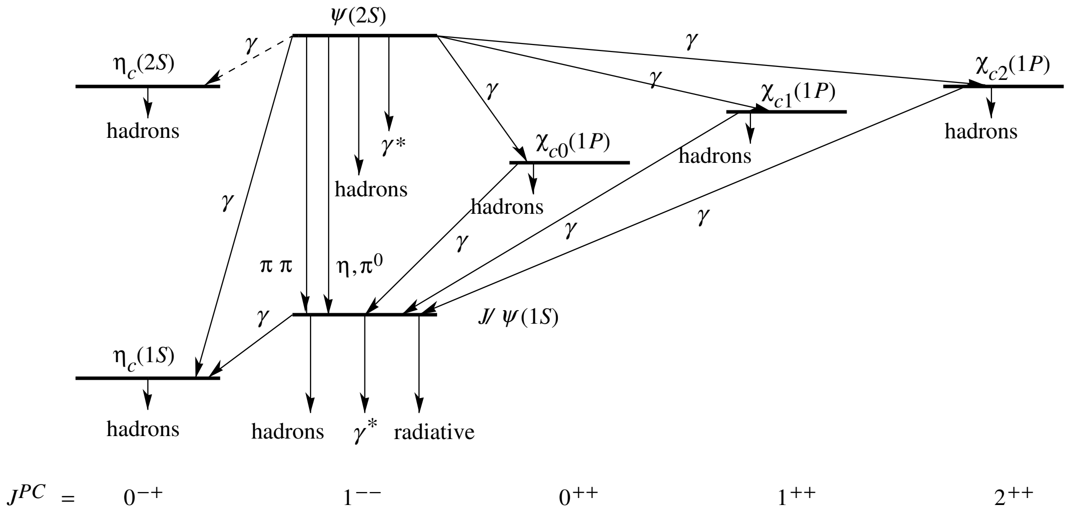

Abbildung 2.2: *Überblick über einige Charmonium-Zustände.*

in ein e^+e^-- bzw. ein $\mu^+\mu^-$-Paar.
In dieser Analyse soll die Produktion der P-Zustände des Charmoniums (χ_c) untersucht werden, also der Zustände, in denen die beiden Quarks einen Bahndrehimpuls haben. Um χ_c-Mesonen im H1-Detektor nachzuweisen, wird der radiative Zerfallskanal dieser Teilchen ausgenutzt. χ_{c0}, χ_{c1} und χ_{c2} können alle über die Abstrahlung eines Photons in ein J/ψ-Meson zerfallen. Es gilt also, das J/ψ über seinen leptonischen Zerfall nachzuweisen und zusätzlich ein Photon im Detektor zu rekonstruieren. Die radiativen Zerfallswahrscheinlichkeiten der χ_c-Mesonen in $J/\psi + \gamma$ und weiter in zwei Leptonen (l^+l^-) und ein Photon betragen [9]:

$$
\begin{array}{lcccccl}
\chi_{c0} & \stackrel{0{,}7\%}{\longrightarrow} & J/\psi + \gamma & \stackrel{11{,}8\%}{\longrightarrow} & l^+l^- + \gamma & : & (0{,}08 \pm 0{,}02)\ \% \\
\chi_{c1} & \stackrel{27{,}3\%}{\longrightarrow} & J/\psi + \gamma & \stackrel{11{,}8\%}{\longrightarrow} & l^+l^- + \gamma & : & (3{,}2 \pm 0{,}2)\ \% \\
\chi_{c2} & \stackrel{13{,}5\%}{\longrightarrow} & J/\psi + \gamma & \stackrel{11{,}8\%}{\longrightarrow} & l^+l^- + \gamma & : & (1{,}6 \pm 0{,}1)\ \%
\end{array}
$$

Um ein Teilchen aus der Charmonium-Familie bei HERA zu produzieren, muss ein Charm-Anticharm-Paar erzeugt werden, das sich zunächst in einem ungebundenen Zustand befindet. Bei der Produktion des $c\bar{c}$-Paares dominieren drei verschiedene Prozesse, die in den folgenden Abschnitten erläutert werden.

$c\bar{c}$-Meson	η_c	J/ψ	χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}	ψ'
$n^{2s+1}L_J$	1^1S_0	1^3S_1	1^3P_0	1^3P_1	1^3P_2	2^3S_1
J^{PC}	0^{-+}	1^{--}	0^{++}	1^{++}	2^{++}	1^{--}
$m_{c\bar{c}}$ [MeV/c^2]	2980	3097	3415	3510	3555	3685

Tabelle 2.1: *Quantenzahlen und Ruhemassen einiger Charmonium-Zustände.*

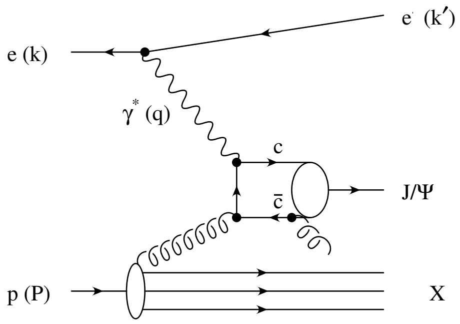

Abbildung 2.3: *Erzeugung eines $c\bar{c}$-Mesons (J/ψ) durch Photon-Gluon-Fusion.*

2.4.2 Photon-Gluon-Fusion

Bei der Photon-Gluon-Fusion (Abb.2.3) wird vom Proton ein Gluon abgestrahlt, das mit dem Photon über die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares fusioniert. Bei diesem Prozess kann es u.a. auch zur Bildung eines Charm-Anticharm-Paares kommen. Um einen farbneutralen Zustand zu erhalten, ist die Abstrahlung eines weiteren Gluons nötig.
Bei Ereignissen der $c\bar{c}$-Produktion mit einer Elastizität z im Bereich $0{,}3 < z < 0{,}9$ dominert die Photon-Gluon-Fusion die $c\bar{c}$-Produktion. Aber auch außerhalb dieses z-Intervalls ist dieser Prozess möglich.

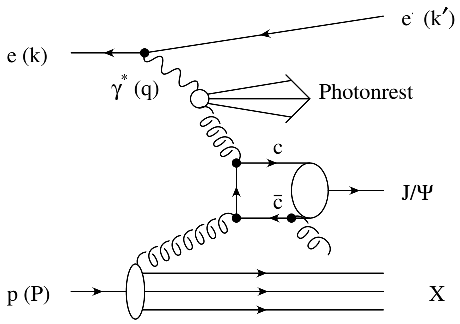

Abbildung 2.4: *Erzeugung eines $c\bar{c}$-Mesons (J/ψ) mit aufgelöstem Photon.*

2.4.3 Gluon-Gluon-Fusion / Aufgelöste Photonen

Bei Prozessen mit aufgelöstem Photon (Abb.2.4) fluktuiert das Photon vor der Wechselwirkung in einen hadronischen Zustand. Gluonen aus dem Photon und dem Proton können dann ein $c\bar{c}$-Paar erzeugen. Im Unterschied zur Photon-Gluon-Fusion entsteht ein weiterer hadronischer Zustand in Flugrichtung des Positrons, der Photonrest. Dies ist auch der Grund, weshalb man bei Prozessen mit aufgelöstem Photon i.a. sehr kleine Werte für die Elastizität (typischerweise $z < 0{,}2$) erwartet.

2.4.4 Diffraktion

Bei diffraktiven Prozessen geht man davon aus, dass das Photon vor der Wechselwirkung mit dem Proton in ein Vektormeson (z.B. ein J/ψ) fluktuiert (Vektormeson-Dominanz-Modell VDM). Die Streuung des Vektormesons am Proton wird durch den Austausch eines farbneutralen Objektes, dem Pomeron, beschrieben.
Man unterscheidet Proton-dissoziative (Proton bleibt nicht erhalten) und elastische (Proton bleibt erhalten) Produktion. Für die elastische Produktion gilt für die Elastizität: z = 1. Bei Ereignissen mir Proton-Dissoziation gilt i.a. $z > 0{,}95$.
Diese Analyse beschäftigt sich nicht mit der diffraktiven Produktion von $c\bar{c}$-Mesonen. Es wird nur der Bereich der Elastizität z < 0,9 betrachtet. In der folgenden Beschreibung der theoretischen Modelle der $c\bar{c}$-Produktion findet die Diffraktion daher keine weitere Beachtung.

2.5 Inelastische Charmonium-Produktion

Nach der Enstehung des $c\bar{c}$-Paares durch den Prozess der Photon-Gluon- oder der Gluon-Gluon-Fusion kann es in einen gebundenen Zustand aus der Charmonium-Familie, z.B. in ein J/ψ, übergehen. Dabei muss das i.a. nicht farbneutrale Quark-Antiquark-Paar in einen farbneutralen Zustand wechseln. Es gibt verschiedene Modelle, die diesen Übergang beschreiben. Zwei wichtige Modelle sind das **Farb-Singlett-Modell** (Colour-Singlet-Model, CSM) und das **Farb-Oktett-Modell** (Colour-Octet-Model, COM), die im folgenden erläutert werden sollen.

2.5.1 Farb-Singlett-Modell

Im Farb-Singlett-Modell [13] wird der Übergang vom $c\bar{c}$-Paar in ein farbneutrales $c\bar{c}$-Meson durch die Abstrahlung harter Gluonen erklärt. In niedrigster Ordnung wird der Farb-Singlett-Zustand durch Abstrahlung eines Gluons erreicht. Dieses Gluon muss so beschaffen sein, dass nach seiner Abstrahlung die Quantenzahlen des $c\bar{c}$-Paares denen des zu erzeugenden Charmoniums entsprechen. Abb.2.3 zeigt diesen Prozess in niedrigster Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_{em}, \alpha_s^2)$. Für Vorhersagen nächsthöherer Ordnung α_s, müssen alle Prozesse mit der Beteiligung eines weiteren Gluons, sowie Interferenzen zwischen diesen Prozessen berücksichtigt werden. In den Monte Carlo-Generatoren sind diese Prozesse in nächsthöherer Ordnung nicht berücksichtigt. Am Beispiel der Produktion des J/ψ-Mesons lässt sich der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $\gamma + p \to J/\psi + X$ folgendermaßen schreiben:

$$d\sigma = d\hat{\sigma}(\gamma + p \to c\bar{c}(1,^3 S_1) + X) \cdot |R_\psi(0)|^2. \tag{2.16}$$

$|R_\psi(0)|$ bezeichnet die Wellenfunktion des J/ψ-Mesons am Ursprung. Der kurzreichweitige Anteil $d\hat{\sigma}$, der die Bildung des $c\bar{c}$-Paares beschreibt, kann in störungstheoretischer (perturbativer) Quantenchromodynamik berechnet werden. Die Bildung des Mesons erfolgt wesentlich später. Für den langreichweitigen Übergang vom $c\bar{c}$-Paar zum J/ψ-Meson gilt folgender Zusammenhang mit der leptonischen Zerfallsbreite Γ_{ee}:

$$|R_\psi(0)|^2 = \frac{9m_c^2\Gamma_{ee,0}}{4\alpha^2} = \frac{9m_c^2\Gamma_{ee}}{4\alpha^2}\left(1-\frac{16\alpha_s}{3\pi}\right)^{-1}. \tag{2.17}$$

$\Gamma_{ee,0}$ ist die Zerfallsbreite ohne Korrekturen durch höhere Ordnung QCD.

2.5.2 Farb-Oktett-Modell

Im Farb-Oktett-Modell [14] werden auch Prozesse berücksichtigt, in denen das $c\bar{c}$-Paar Farbladung trägt und durch Abstrahlung ,,weicher" Gluonen in einen Charmonium-Zustand übergeht. Dargestellt wird der Wirkungsquerschnitt für die Charmonium-Produktion als Summe der Wirkungsquerschnitte über alle möglichen Zustände n des $c\bar{c}$-Paares:

$$\sigma(e+p \to e+Charmonium+X) = \sum_n c_n(e+p \to e+c\bar{c}(n)+X)\cdot\langle\mathcal{O}^{Charmonium}(n)\rangle. \tag{2.18}$$

Der jeweilige Zustand n setzt sich dabei aus den Quantenzahlen für Spin S, Bahndrehimpuls L, Gesamtdrehimpuls J und Farbe col zusammen: $n = (col,^{2S+1}L_J)$. col kann die Werte 1 oder 8 annehmen, $col = 1$ entspricht den Farb-Singlett-Zuständen, $col = 8$ den Farb-Oktett-Zuständen. Die Summe wird in Ordnungen von α_s und v^2, der Relativgeschwindigkeit der Quarks im Charmonium, entwickelt, wobei sich in niedrigster Ordnung v^2 das Farb-Singlett-Modell ergibt. Die einzelnen Summanden des Wirkungsquerschnitts wurden wieder faktorisiert. Der erste Faktor beschreibt die Bildung des $c\bar{c}$-Paares und kann störungstheoretisch in QCD berechnet werden. Der zweite Faktor beschreibt die Formierung des farbneutralen $c\bar{c}$-Mesons. Dabei wird die Farbladung von weichen Gluonen weggetragen. Das Matrixelement $\langle\mathcal{O}^{Charmonium}(n)\rangle$ des Übergangs vom farbgeladenen $c\bar{c}$-Paar zum farbneutralen Charmonium-Zustand ist nicht mit der pQCD berechenbar und muss experimentell bestimmt werden. Es soll jedoch universell gültig sein.

2.5.3 Produktion von χ_c-Mesonen

Die Produktion von χ_c-Mesonen in inelastischer Photoproduktion kann mit den beiden vorgestellten Modellen (CSM, COM) beschrieben werden [15]. Der direkte Prozess der Photon-Gluon-Fusion im Farb-Singlett-Modell $\gamma + g \to c\bar{c}[1,^3P_J] + g$, ist dabei jedoch in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_{em},\alpha_s^2)$ verboten, da er die Erhaltungsätze der Quantenzahlen und die Invarianz bezüglich der Ladungskonjugation verletzt. In Prozessen mit aufgelöstem Photon ist die χ_c-Produktion in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ möglich.
Im Farb-Oktett-Modell ist die Produktion von χ_c-Mesonen auch in direkter Photon-Gluon-Fusion möglich. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die direkte χ_c- und J/ψ-Produktion $\sigma(\chi_c)/\sigma(J/\psi)$ ist damit stark abhängig von dem Prozess den man der Erzeugung der Mesonen zugrunde legt. Nach dem CSM-Modell erwartet man χ_c-Mesonen

fast ausschließlich bei kleinen Elastizitäten z, während nach dem COM-Modell auch Ereignisse mit großem z zu finden sein müssten. Die Messung des Wirkungsquerschnittes oder einer oberen Grenze für die χ_c-Produktion kann damit Hinweise über Gültigkeit der vorgestellten Modelle liefern.

χ_c-Mesonen können auch über den Zerfall von ψ'-Mesonen (Abb.2.2) entstehen. Es gilt daher, die Anzahl der erwarteten χ_c-Mesonen aus diesem Kaskadenzerfall abzuschätzen. Das ψ'-Mesonen zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 55 $\pm$ 5 % in ein J/ψ und einen Rest. Von allen möglichen Prozessen der Art $\psi' \to J/\psi + X$ erhält man folgende Wahrscheinlichkeiten dafür, dass der Kasakadenzerfall des ψ' über ein χ_c läuft:

$$\begin{array}{lcl}
\psi' \to J/\psi + X & : & 100\% \\
\psi' \to \chi_{c0} + \gamma \to J/\psi + \gamma + \gamma & : & 0{,}11\% \\
\psi' \to \chi_{c1} + \gamma \to J/\psi + \gamma + \gamma & : & 4{,}3\% \\
\psi' \to \chi_{c2} + \gamma \to J/\psi + \gamma + \gamma & : & 1{,}9\%
\end{array}$$

In [19] wurde das Verhältnis der J/ψ-Mesonen, die über den Kaskadenzerfall $\psi' \to J/\psi +$ X produziert wurden, und der direkt erzeugten J/ψ-Mesonen (in inelastischer Photoproduktion) bei H1 bestimmt. Die Analyse erstreckte sich über den Bereich der Elastizität z von $0{,}3 < z < 0{,}9$ und den Bereich der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ von $60 < W_{\gamma p} < 180$ GeV. In guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen [13], die das Verhältnis $J/\psi_{Kaskade}/J/\psi_{direkt}$ mit etwa 15% angeben, wurde folgender Wert für das Verhältnis ermittelt:

$$\frac{J/\psi_{Kaskade}}{J/\psi_{direkt}} = 0,14 \pm 0,05 \tag{2.19}$$

Damit erwartet man in allen J/ψ-Ereignissen ($J/\psi_{Kaskade} + J/\psi_{direkt} = J/\psi_{alle}$) folgenden Anteil an χ_c-Ereignissen aus dem Kaskadenzerfall des ψ' ($J/\psi_{\chi_{c1},Kaskade}$):

$$\frac{J/\psi_{\chi_{c1},Kaskade}}{J/\psi_{alle}} \approx 0,5\% \tag{2.20}$$

$$\frac{J/\psi_{\chi_{c2},Kaskade}}{J/\psi_{alle}} \approx 0,2\% \tag{2.21}$$

Damit ist der erwartete χ_c-Untergrund aus den Kaskadenzerfällen abgeschätzt.

2.6 Der Monte Carlo-Generator EPJPSI

Der Monte Carlo-Generatior EPJPSI [16] simuliert die Erzeugung von J/ψ-Mesonen in verschiedenen Streuprozessen wie z.B. in ep, γp, pp. Dabei sind u.a. die Produktionsmechanismen der Photon-Gluon-Fusion und der Gluon-Gluon-Fusion (aufgelöstes Photon) berücksichtigt. Diese Prozesse werden mit Hilfe des Farb-Singlett-Modells in führender Ordnung berechnet und simuliert. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton

wird in EPJPSI mit der Weizsäcker-Williams-Approximation beschrieben.
J/ψ-Mesonen können auch aus dem Zerfall von χ_c-Mesonen entstehen. Die Produktion von χ_c-Mesonen in Gluon-Gluon Fusion (Kap.2.4.3) und der Zerfall in ein J/ψ und ein Photon wird ebenfalls mit EPJPSI simuliert. Dabei wird allerdings nicht korrekt zwischen den drei unterschiedlichen χ_c-Mesonen unterschieden; alle drei Mesonen werden mit gleicher Masse generiert. Für die Suche nach χ_c-Mesonen im H1-Detektor ist es notwendig die Produktion dieser Mesonen und den Zerfall zu simulieren, um Schnitte für die J/ψ- und die Photon-Selektion zu ermitteln und zu testen.
Für diese Analyse wurde ein Signal-Monte Carlo erstellt, das nur Ereignisse enthält, in denen χ_{c1} Mesonen produziert wurden, die in zwei Myonen und ein Photon zerfallen. χ_{c1} hat die größte Wahrscheinlichkeit von allen drei χ_c-Mesonen, auf diese Art zu zerfallen.
EPJPSI generiert dazu die Vierervektoren der an der Reaktion beteiligten Teilchen gemäß den erwarteten Verteilungen. Die Fragmentation des Endzustandes wird nach dem Lund-String-Modell mit dem Programm JETSET [18] simuliert. Anschließend wird mit dem Programmpaket H1SIM [17] der Zerfall der Teilchen und die Wechselwirkung mit der Materie des Detektors simuliert. Letztendlich werden mit H1REC, wie bei den realen Daten, die Ereignisse rekonstruiert.

Insgesamt wurden 46310 Prozesse der Produktion von χ_{c1}-Mesonen in ep-Streuung generiert. Im folgenden werden einige Größen der generierten χ_{c1}-Mesonen (Abb.2.5) und deren Zerfallsteilchen, der J/ψ-Mesonen (Abb.2.6) und Photonen (Abb.2.7), dargestellt. EPSPSI erzeugt nur χ_c-Mesonen mit einem Transversalimpuls $p_{t,\chi_{c1}} > 1$ GeV.
Eingezeichnet sind auch die Verteilungen, die man nach den Akzeptanzschnitten zur J/ψ-Selektion (Kap.3) und zur Photonselektion (Kap.4) erhält. Man erkennt deutlich, dass nach den Akzeptanzschnitten die hochenergetischen χ_{c1}-Mesonen, J/ψ-Mesonen und Photonen nicht mehr enthalten sind. Diese Ereignisse verlassen den Detektor zum großen Teil durch das Strahlrohr und können im zentralen Detektor nicht nachgewiesen werden.

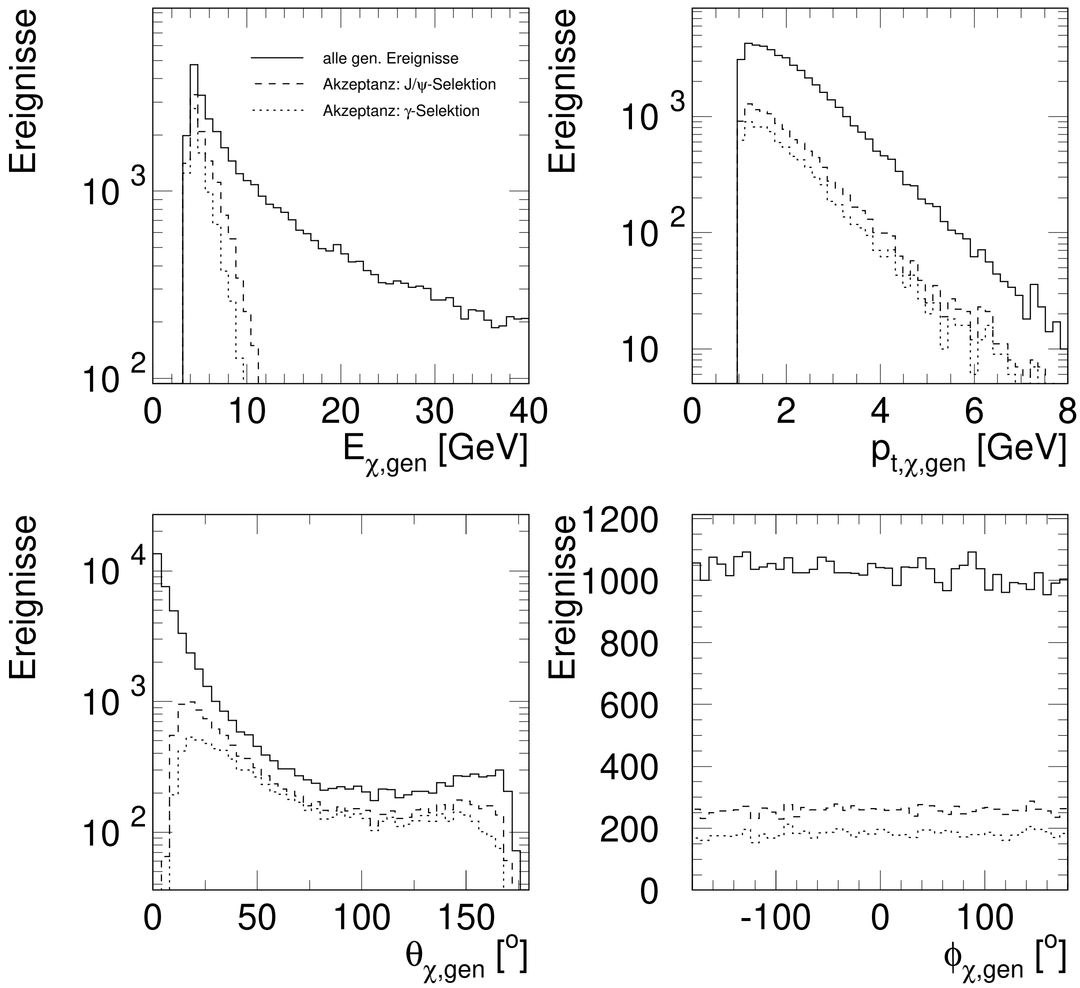

Abbildung 2.5: Verteilungen der von EPJPSI generierten χ_{c1}-Mesonen. *Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilungen für alle 46310 generierten Teilchen. Die lang gestrichelten Linien zeigen die Verteilungen nach den Akzeptanzschnitten zur J/ψ-Selektion auf den Polarwinkelbereich und den Transversalimpuls beider Zerfallsmyonen ($20° \leq \theta_\mu \leq 160°$, $p_{t,\mu} > 0,8$ GeV). Die kurz gestrichelten Linien zeigen die Verteilungen nach den Akzeptanzschnitten zur J/ψ-Selektion und zur Photonselektion ($30° \leq \theta_\gamma \leq 150°$, $E_\gamma > 0,2$ GeV) (s. Kap.3 und 4).*

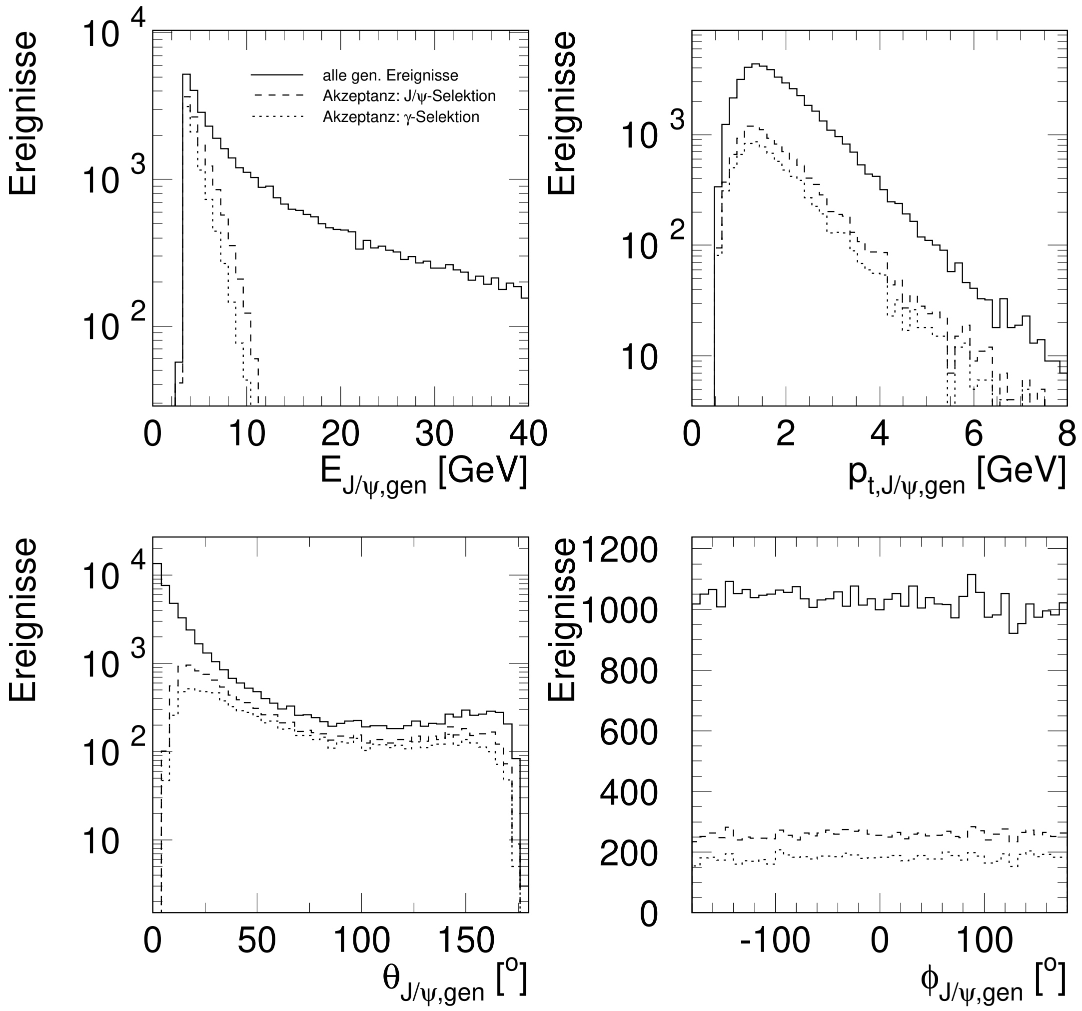

Abbildung 2.6: Verteilungen der generierten J/ψ-Mesonen aus dem χ_{c1}-Zerfall. *Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilungen für alle 46310 generierten Teilchen. Die lang gestrichelten Linien zeigen die Verteilungen nach den Akzeptanzschnitten zur J/ψ-Selektion auf den Polarwinkelbereich und den Transversalimpuls beider Zerfallsmyonen ($20° \leq \theta_\mu \leq 160°$, $p_{t,\mu} > 0,8$ GeV). Die kurz gestrichelten Linien zeigen die Verteilungen nach den Akzeptanzschnitten zur J/ψ-Selektion und zur Photonselektion ($30° \leq \theta_\gamma \leq 150°$, $E_\gamma > 0,2$ GeV) (s. Kap.3 und 4).*

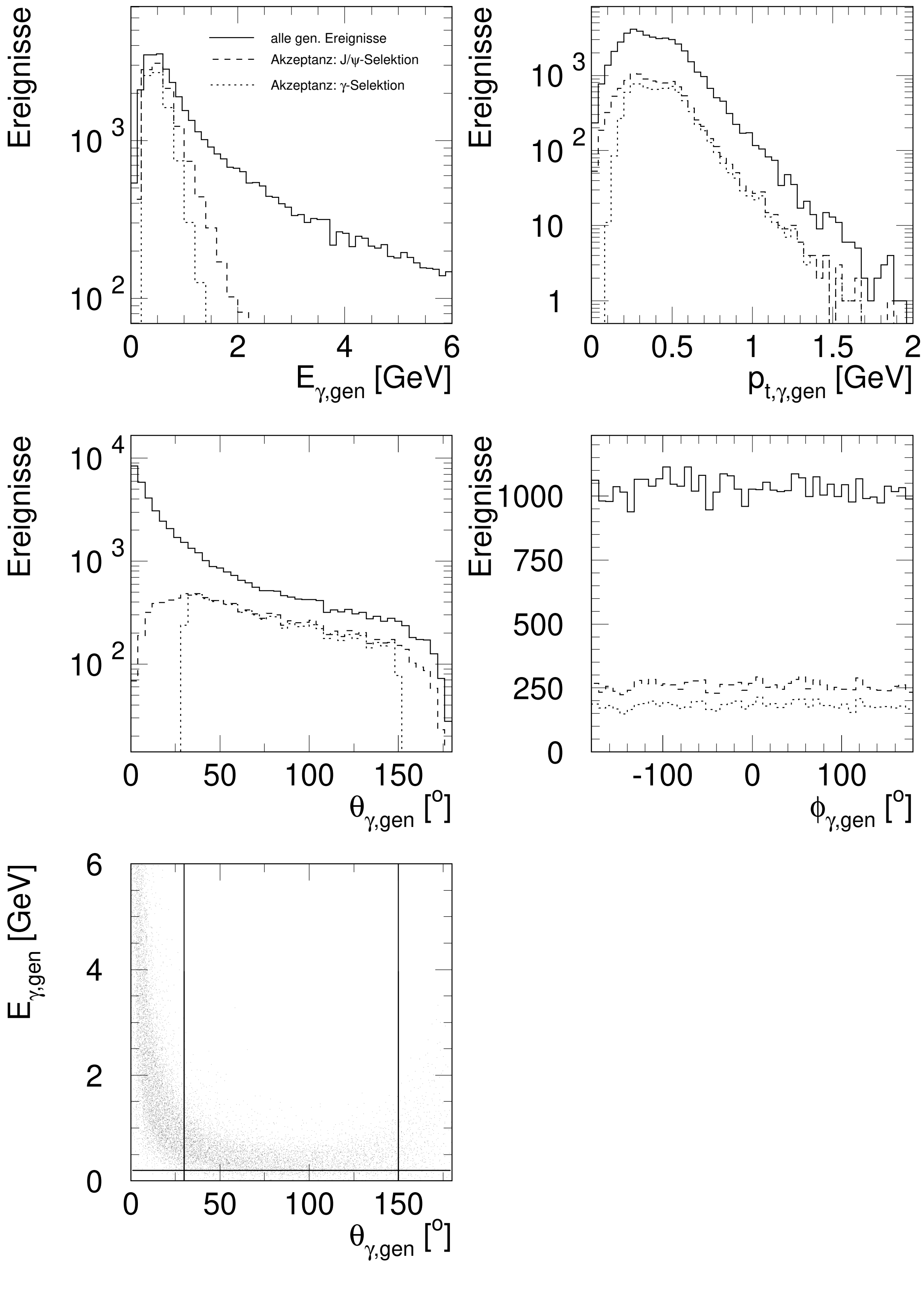

Abbildung 2.7: Verteilungen der generierten Photonen aus dem χ_{c1}-Zerfall. *Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilungen für alle 46310 generierten Teilchen. Die lang gestrichelten Linien zeigen die Verteilungen nach den Akzeptanzschnitten zur J/ψ-Selektion auf den Polarwinkelbereich und den Transversalimpuls beider Zerfallsmyonen ($20° \leq \theta_\mu \leq 160°$, $p_{t,\mu} > 0,8$ GeV). Die kurz gestrichelten Linien zeigen die Verteilungen nach den Akzeptanzschnitten zur J/ψ-Selektion und zur Photonselektion ($30° \leq \theta_\gamma \leq 150°$, $E_\gamma > 0,2$ GeV) (s. Kap.3 und 4). Die Abbildung unten links zeigt die Photonenergie in Abhängigkeit des Polarwinkels θ_γ. Die eingezeichneten Linien zeigen die Akzeptanzschnitte zur Photonselektion.*

Kapitel 3

J/ψ - Selektion

Um χ_c-Mesonen bei HERA über den radiativen Zerfall nachzuweisen, wird zunächst ein Datensatz mit J/ψ-Ereignissen erstellt. In diesem Kapitel wird die Spurselektion und die Leptonerkennung beschrieben. Nur J/ψ-Mesonen, die über den leptonischen Zefallskanal in e^+e^- oder $\mu^+\mu^-$ zerfallen sind, werden selektiert. Die Zerfallswahrscheinlichkeit des J/ψ in zwei Leptonen beträgt jeweils 5,9%.
Da die Identifikation der Elektronen und Positronen und der Myonen unterschiedlich ist, muss die Selektion der Leptonspuren für beide Leptonarten getrennt betrachtet werden.

3.1 Runselektion

In dieser Arbeit werden die H1-Daten des Jahres 2000 genutzt. Um zu aussagekräftigen Ergebnissen zu gelangen, muss sichergestellt sein, dass für alle Ereignisse, die in die Analyse eingehen, die entscheidenden Detektorkomponenten funktionsfähig waren. Für folgende Komponenten wird die Funktionsfähigkeit verlangt:

- zentrale Spurkammern (CJC1 und CJC2)
- zentrale Proportionalkammern (CIP und COP)
- radiale vordere Spurkammern (FTD)
- Flüssig-Argon-Kalorimeter
- Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal)
- Instrumentiertes Eisen
- Flugzeitdetektor
- Luminositätssystem

Nach dem Ausschluss einiger Runs, die diese Bedingungen nicht erfüllen, ergibt sich für das Jahr 2000 eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} \approx 48\ \text{pb}^{-1}$.

3.2 Spurselektion

Geladene Teilchen, die den Detektor durchqueren, hinterlassen eine Spur in den zentralen Spurkammern CJC1/CJC2 und/oder im Vorwärtsdetektor. Die Auswahl „guter" Spuren wird mit der standardisierten Lee-West-Spurselektion [20] vorgenommen. Das Selektionsprogramm wählt nach bestimmten Kriterien die Spuren aus, die eine hohe Wahrscheinlichkeit haben, aus dem primären Vertex der ep-Streuung zu stammen. Durchquert ein Teilchen sowohl die CJC als auch den Vorwärtsdetektor, so werden beide Spuren zu einer kombinierten Spur zusammengefasst.
Einige wichtige Spurschnitte sind hier aufgezählt:

Transversalimpuls	> 0.15 GeV
Kleinster Abstand zw. Spur und Vertex (d_{ca})	≤ 2 cm
Mindestlänge der Spur (CJC-Spur)	≥ 10 cm
Radius des 1. Hits (CJC-Spur)	≤ 50 cm
Polarwinkel (CJC)	$20° \leq \theta \leq 160°$
Polarwinkel (Vorwärtsdetektor)	$6° \leq \theta \leq 25°$

Tabelle 3.1: *Wichtige Schnitte zur Selektion „guter" Spuren.*

3.3 J/ψ-Selektion

3.3.1 Selektion inelastischer Ereignisse

Um die inelastisch produzierten Charmonium-Ereignisse von diffraktiven Ereignissen zu trennen, sind Schnitte auf die Anzahl der guten Spuren (nach Lee-West-Selektion) und die Elastizität z erforderlich.
Man erwartet bei inelastischen Ereignissen neben den Zerfallsteilchen des J/ψ bzw. χ_c weitere Aktivität im Detektor. Dieser Bedingung wird man mit der Forderung nach mindestens 3 guten Spuren gerecht. Die Elastizität z ist ein Maß für den Anteil der Energie des Charmoniums an der Energie des Austauschphotons der ep-Streuung. Für $z > 0.9$ erwartet man, dass die Diffraktion dominiert. Die Forderung nach $z < 0.9$ und nach mindestens 3 guten Spuren sind stark korreliert. Um eine große Anzahl von Ereignissen auszuschließen, die keine Hinweise auf den Zerfall eines J/ψ in zwei Leptonen liefern, müssen mindestens zwei der mindestens drei Spuren Kandidaten für Leptonenspuren sein, und in einem Polarwinkelbereich von $20° < \theta < 160°$ liegen. Zusammenfassend wird gefordert:

Anzahl guter Spuren	≥ 3
Elastizität z	$z < 0.9$
Anzahl Leptonspuren	≥ 2
Polarwinkel zweier Leptonspuren	$20° < \theta < 160°$

Tabelle 3.2: *Schnitte zur Selektion inelastischer Ereignisse.*

3.3.2 Zerfallsmyonen

Myonen können mit zwei unabhängigen Komponenten des H1-Detektors nachgewiesen werden: mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und mit dem Myonsystem.

Nachweis von Myonen im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Myonen sprechen sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Teil des Kalorimeters an. Allerdings sind die Energiedepositionen von Myonen als minimalionisierende Teilchen sehr gering. Diese Eigenschaft der Myonen wird ausgenutzt, um sie von anderen Teilchen im Kalorimeter zu unterscheiden, insbesondere von Elektronen und Pionen. Dazu weist die H1-Rekonstruktionssoftware den rekonstruierten Spuren eine Kalorimeter-Myonqualität zu. In die Kalorimeter-Myonqualität geht sowohl die Wahrscheinlichkeit dafür ein, dass es sich um eine von einem Myon erzeugte Energiedeposition handelt, als auch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine in das Kalorimeter extrapolierte Spur aus den Spurkammern zu der Energiedeposition passt.

$Q_{kalo_\mu} = 0$: kein Myon
$Q_{kalo_\mu} = 1$: schlechtes Myon
$Q_{kalo_\mu} = 2$: mittleres Myon - ca. 5% falsch identifizierte Teilchen
$Q_{kalo_\mu} = 3$: gutes Myon - (1-2)% falsch identifizierte Teilchen

Nachweis mit dem Myonsystem

Hochenergetische Myonen (E $\gtrsim$ 1.5 GeV), die das Kalorimeter durchdringen, können mit dem Myonsystem nachgewiesen werden. Spuren in den inneren Spurkammern werden in das instrumentierte Eisenjoch extrapoliert und mit Spuren im Myonsystem verknüpft. Dafür wird für jede mögliche Kombination eine Wahrscheinlichkeit berechnet. Die wahrscheinlichste Kombination wird ermittelt und einige Qualitätsschnitte werden angewendet (z.B. Schnitt auf die Mindestanzahl der angesprochenen Lagen im Myonsystem). Kombinationen, die alle Qualitätskriterien erfüllen, werden als im Eisen identifizierte Myonen, kurz: „Eisenmyonen”, bezeichnet.

In dieser Analyse werden alle Spuren berücksichtigt, die mindestens eine Kalorimeter-Myonqualität von $Q_{kalo_\mu} = 2$ zugewiesen bekommen haben oder im Myonsystem nachgewiesen wurden. Damit lässt sich die folgende allgemeine Myonqualität konstruieren:

$$\begin{array}{ll} Q_\mu = 0: & Q_{kalo_\mu} \leq 1, \text{ kein Nachweis im Myonsystem} \\ Q_\mu = 1: & Q_{kalo_\mu} \geq 2, \text{ kein Nachweis im Myonsystem} \\ Q_\mu = 10: & Q_{kalo_\mu} \leq 1, \text{ Nachweis im Myonsystem} \\ Q_\mu = 11: & Q_{kalo_\mu} \geq 2, \text{ Nachweis im Myonsystem} \end{array}$$

Es werden in der Analyse nur Myonen mit $Q_\mu \geq 1$ berücksichtigt.

3.3.3 Zerfallselektronen

Auch Elektronen (bzw. Positronen) können auf zwei verschiedene Arten identifiziert werden: durch einen Nachweis im Kalorimeter und durch den charakteristischen Energieverlust der Elektronen in den Spurkammern. In dieser Analyse werden nur im Kalorimeter nachgewiesene Elektronen/Positronen verwendet.

Nachweis von Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Elektronen deponieren ihre Energie fast vollständig im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters. Diese Eigenschaft wird ausgenutzt, um Fehlidentifikationen von Hadronen als Elektronen zu minimieren. Wie bei den Myonen stellen auch hier die Pionen den größten Anteil an hadronischem Untergrund. Die zweite große Quelle für Fehlidentifikationen sind Photonen, die im Kalorimeter von Elektronen nicht zu unterscheiden sind, da der gleiche Mechanismus, nämlich die Paarbildung/Bremsstrahlung, zum Nachweis ausgenutzt wird. Jedoch lassen sich Photonen nicht in den Spurkammern nachweisen. Wenn sich eine Spur mit genügend hoher Wahrscheinlichkeit mit dem Cluster im Kalorimeter verknüpfen lässt, scheiden Photonen als Ursache des Clusters aus.
Auch für die Elektronen lässt sich eine Qualität konstruieren, die sich im wesentlichen aus der Verknüpfungs-Wahrscheinlichkeit Spur/Cluster und der Wahrscheinlichkeit für ein elektromagnetischen Cluster zusammensetzt:

$$\begin{array}{ll} Q_e = 0: & \text{kein Elektron} \\ Q_e = 1: & \text{schlechtes Elektron - ca. 10\% falsch identifizierte Teilchen} \\ Q_e = 2: & \text{mittleres Elektron - ca. 5\% falsch identifizierte Teilchen} \\ Q_e = 3: & \text{gutes Elektron - (1-2)\% falsch identifizierte Teilchen} \end{array}$$

In dieser Analyse werden nur Spuren mit $Q_e \geq 2$ berücksichtigt.

3.3.4 Der J/ψ-Datensatz

Nachdem alle Spuren ausgeschlossen wurden, die mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht von Leptonen stammen, werden alle verbliebenen Spuren in einem Ereignis (mit Ausnahme des primären Elektrons) miteinander kombiniert (jeweils zwei Myonen oder ein Elektron und ein Positron) und die invariante Masse des Paares rekonstruiert. An dieser Stelle wird ein Massenschnitt 2 GeV/c^2 $\leq m_{l^+l^-} \leq$ 5 GeV/c^2 durchgeführt. Damit reduziert man den kombinatorischen und nichtresonanten Untergrund. Der Massenschnitt wird zunächst nicht weiter eingeschränkt, um den Untergrund besser abschätzen und beim Nachweis von χ_c-Ereignissen auf die „Seitenbänder" (siehe Kap.5) zurückgreifen zu können.
Weiter wird entgegengesetzte Ladung der beiden Leptonen gefordert und der Polarwinkel auf den für den Lepton-Typ effizienten Bereich eingeschränkt.
Der Transversalimpuls muss für beide Leptonspuren $p_t > 0.8$ GeV betragen und für den Transversalimpuls des J/ψ-Kandidaten wird $p_t > 1.0$ GeV gefordert. Mit den Schnitten auf die Transversalimpulse wird der Untergrund weiter reduziert.
Für die Elastizität z jedes Ereignisses wird $z > 0.1$ gefordert, da im Bereich kleiner Elastizität z der Untergrund besonders hoch ist und bei $z < 0{,}1$ kein J/ψ-Signal mehr zu erkennen ist.

Insgesamt werden folgende Bedingungen für die Aufnahme eines Ereignisses in den J/ψ-Datensatz verlangt:

Anzahl guter Spuren	≥ 3
Anzahl Leptonspuren	≥ 2
Elastizität z	$0.1 < z < 0.9$
inv. Masse $m_{l^+l^-}$	2 GeV/c^2 $< m_{l^+l^-} <$ 5 GeV/c^2
Transversalimpuls beider Spuren	$p_{t,l} > 0.8$ GeV
Ladungsprodukt des Leptonpaares	$q_{l1} * q_{l2} = -1$
Polarwinkel der Spuren ($\mu^+\mu^-$)	$20° \leq \theta \leq 160°$
Polarwinkel der Spuren (e^+e^-)	$30° \leq \theta \leq 150°$
Transversalimpuls J/ψ-Kandidat	$p_{t,J/\psi} > 1.0$ GeV

Tabelle 3.3: *Schnitte zur J/ψ-Selektion.*

Mit den obigen Schnitten erhält man einen Datensatz mit 48736 J/ψ-Kandidaten. In Abb.3.1 sind die Verteilungen der invarianten Masse für alle Leptonpaare und einzelnd für e^+e^-- und $\mu^+\mu^-$-Paare dargestellt. Man erkennt deutlich den nichtresonanten Untergrund, der sich über den gesamten Massenbereich von 2 bis 5 GeV/c^2 erstreckt. Außerdem sind die z-Verteilungen im Signalbereich (3,0 GeV/c^2 $< m_{l^+l^-} <$ 3,2 GeV/c^2) des J/ψ gezeigt.

Der Untergrund in der Massenverteilung für die J/ψ-Kandidaten aus einem e^+e^--Paar ist wesentlich größer als bei den J/ψ-Kandidaten aus zwei Myonen, da mehr fehlidentifizierte Elektronen als Myonen in den Daten enthalten sind.
Deutlich unterscheiden sich auch die z-Verteilungen. Der starke Anstieg bei kleinen z in der Verteilung für J/ψ-Kandidaten aus e^+e^- ist wieder auf sehr großen Untergrund zurückzuführen. Die z-Verteilung für J/ψ-Kandidaten aus zwei Myonen zeigt nicht so einen dramatischen Anstieg.

Um den Großteil des Untergrundes zu unterdrücken, muss der Massenschnitt verschärft werden. Die invariante Masse des J/ψ beträgt 3,097 GeV/c^2 [9]. Als Massenbereich wird daher für die Myonenpaare 3.0 bis 3.2 GeV/c^2 zugelassen. Das J/ψ-Signal aus dem Zerfall in e^+e^- weist einen Schwanz zu kleineren Massen als 3.0 GeV/c^2 auf, da die Elektronen durch Bremsstrahlung vor Erreichen des Kalorimeters Energie verlieren können und dann mit zu niedriger kinetischer Energie rekonstruiert werden. Der erlaubte Massenbereich für e^+e^--Paare soll sich jedoch aufgrund des schlechten Signal/Untergrund-Verhältnisses unterhalb von 3.0 GeV/c^2 ebenfalls von 3,0 GeV/c^2 bis 3,2 GeV/c^2 erstrecken.

Der J/ψ-Datensatz, der mit den Schnitten aus Tab.3.3 erstellt wurde, enthält im Massenbereich 3.0 GeV/c^2 $< m_{l^+l^-} <$ 3.2 GeV/c^2 die in Tab.3.4 aufgeführte Anzahl an J/ψ-Kandidaten und J/ψ-Ereignissen nach Abzug des Untergrundes.

J/ψ-Kandidaten insgesamt	6199 ± 78
J/ψ-Ereignisse (nach Abzug des Untergrundes)	2398 ± 78
J/ψ-Kandidaten in $\mu^+\mu^-$	3050 ± 55
J/ψ-Ereignisse in $\mu^+\mu^-$	1690 ± 55
J/ψ-Kandidaten in e^+e^-	3128 ± 56
J/ψ-Ereignisse in e^+e^-	708 ± 56

Tabelle 3.4: *Anzahl aller J/ψ-Kandidaten und aller J/ψ-Ereignisse (nach Abzug des Untergrundes) im Massenbereich 3.0 GeV/c^2 $< m_{l^+l^-} <$ 3.2 GeV/c^2 nach den Schnitten aus Tab.3.3 (Vgl. Abb.3.1).*

In der folgenden Selektion von Ereignissen mit einem zusätzlichen nachgewiesenen Photon wird sich herausstellen, dass für Photonen, die im Kalorimeter gefunden werden, die Energieauflösung besonders schlecht ist. Ein möglichst untergrundfreier J/ψ-Datensatz ist daher erforderlich, um die Selektion nicht durch einen großen Anteil falsch identifizierter J/ψ zu erschweren. Verschärft man den z-Schnitt, so reduziert sich der Untergrund deutlich. Da χ_cs in aufgelöster Produktion erwartet werden, darf der Schnitt auf der anderen Seite nicht zu hoch angesetzt werden. Für Ereignisse mit Kalorimeter-Photon wird daher Elastizität $z >$ 0,25 verlangt. Abb.3.2 zeigt die Verteilungen für diesen Datensatz. Man erkennt im Vergleich zu Abb.3.1, dass der nicht-resonante Untergrund deutlich reduziert ist, insbesondere bei den J/ψ-Kandidaten aus e^+e^-. Mit diesem zusatzlichen z-Schnitt erhält man den in Tab.3.5 dargestellten J/ψ-Datensatz.

J/ψ-Kandidaten insgesamt	3360 ± 58
J/ψ-Ereignisse (nach Abzug des Untergrundes)	2132 ± 58
J/ψ-Kandidaten in $\mu^+\mu^-$	2115 ± 46
J/ψ-Ereignisse in $\mu^+\mu^-$	1571 ± 46
J/ψ-Kandidaten in e^+e^-	1245 ± 35
J/ψ-Ereignisse in e^+e^-	561 ± 35

Tabelle 3.5: *Anzahl aller J/ψ-Kandidaten und aller J/ψ-Ereignisse (nach Abzug des Untergrundes) im Massenbereich 3.0 GeV/c^2 < $m_{l^+l^-}$ < 3.2 GeV/c^2 nach den Schnitten aus Tab.3.3 mit zusätzlichem z-Schnitt $z > 0{,}25$ (Vgl. Abb.3.2).*

Für Photonen, die in ein e^+e^--Paar konvertieren, lässt sich die Energie wesentlich genauer bestimmen. Da nur ein kleiner Anteil der Photonen Paarbildung macht, ist eine große Anzahl an Ereignissen erforderlich. Aus diesen Gründen bleibt es bei einem Elastizitäts-Schnitt von $z > 0{,}1$.

Abb.3.3 zeigt nocheinmal die Massenverteilungen nach den Schnitten aus Tab.3.3. Es werden dabei zwei verschiedene z-Intervalle dargestellt. Hier wird ganz deutlich, das fast aller Untergrund bei kleinen Elastizitäten ($0{,}1 < z < 0{,}45$) zu finden ist. Der Großteil des J/ψ-Signals liegt bei $0{,}45 < z < 9$.

Im Laufe der Analyse wird ein weiterer J/ψ-Datensatz benötigt. In diesem Datensatz werden die gleichen Schnitte wie für den Datensatz in Tab.3.4 gemacht. Es wird zusätzlich ein oberer Schnitt auf die Elastizität gemacht: $z < 0{,}45$. In Tab.3.6 ist die Anzahl aller enthaltener J/ψ-Kandidaten im Massenbereich 3.0 GeV/c^2 < $m_{l^+l^-}$ < 3.2 GeV/c^2 aufgeführt.

J/ψ-Kandidaten insgesamt	4127 ± 64
J/ψ-Ereignisse (nach Abzug des Untergrundes)	504 ± 64

Tabelle 3.6: *Anzahl aller J/ψ-Kandidaten und aller J/ψ-Ereignisse (nach Abzug des Untergrundes) im Massenbereich 3.0 GeV/c^2 < $m_{l^+l^-}$ < 3.2 GeV/c^2 nach den Schnitten aus Tab.3.3 mit zusätzlichem z-Schnitt $z < 0{,}45$ (Vgl. Abb.3.3) c).*

Abb.3.4 zeigt die gleichen Verteilungen wie Abb.3.1; jedoch sind hier die rekonstruierten J/ψ-Kandidaten aus der χ_{c1}-Monte Carlo Simulation dargestellt. Da nur der Zerfall des J/ψ in Myonen simuliert wurde, fehlen die Verteilungen für den Zerfall in e^+e^-. Von 46310 generierten J/ψ-Ereignissen konnten nach den Schnitten in Tab.3.3 3876 J/ψ-Ereignisse rekonstruiert werden. Deutlich zu erkennen ist, dass die alle Ereignisse bei kleinen Werten der Elastizität z zu finden sind. Da nur die Produktion von χ_{c1}-Mesonen in Gluon-Gluon-Fusion simuliert wurde, ist dieser Verlauf von z zu erwarten.

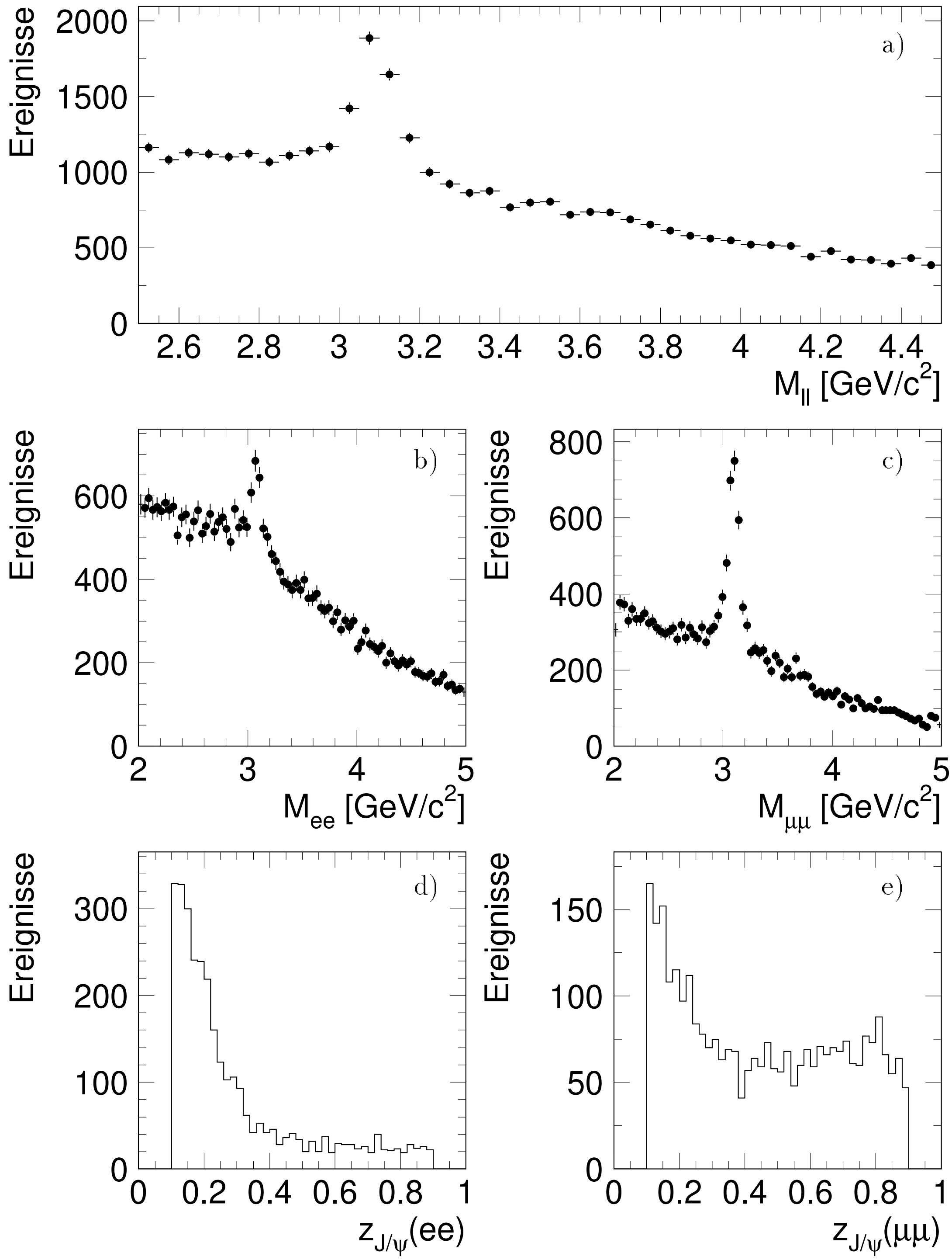

Abbildung 3.1: *Massenverteilungen aller J/ψ-Kandidaten nach allen Selektionsschnitten. b) stellt die Verteilung für J/ψ in e^+e^- dar, c) die Verteilung für J/ψ in $\mu^+\mu^-$. In a) sind beide Verteilungen zusammengefasst. d) und e) zeigen die z-Verteilungen der J/ψ-Kandidaten im Signalbereich (3,0 GeV/c^2 bis 3,2 GeV/c^2) an.*

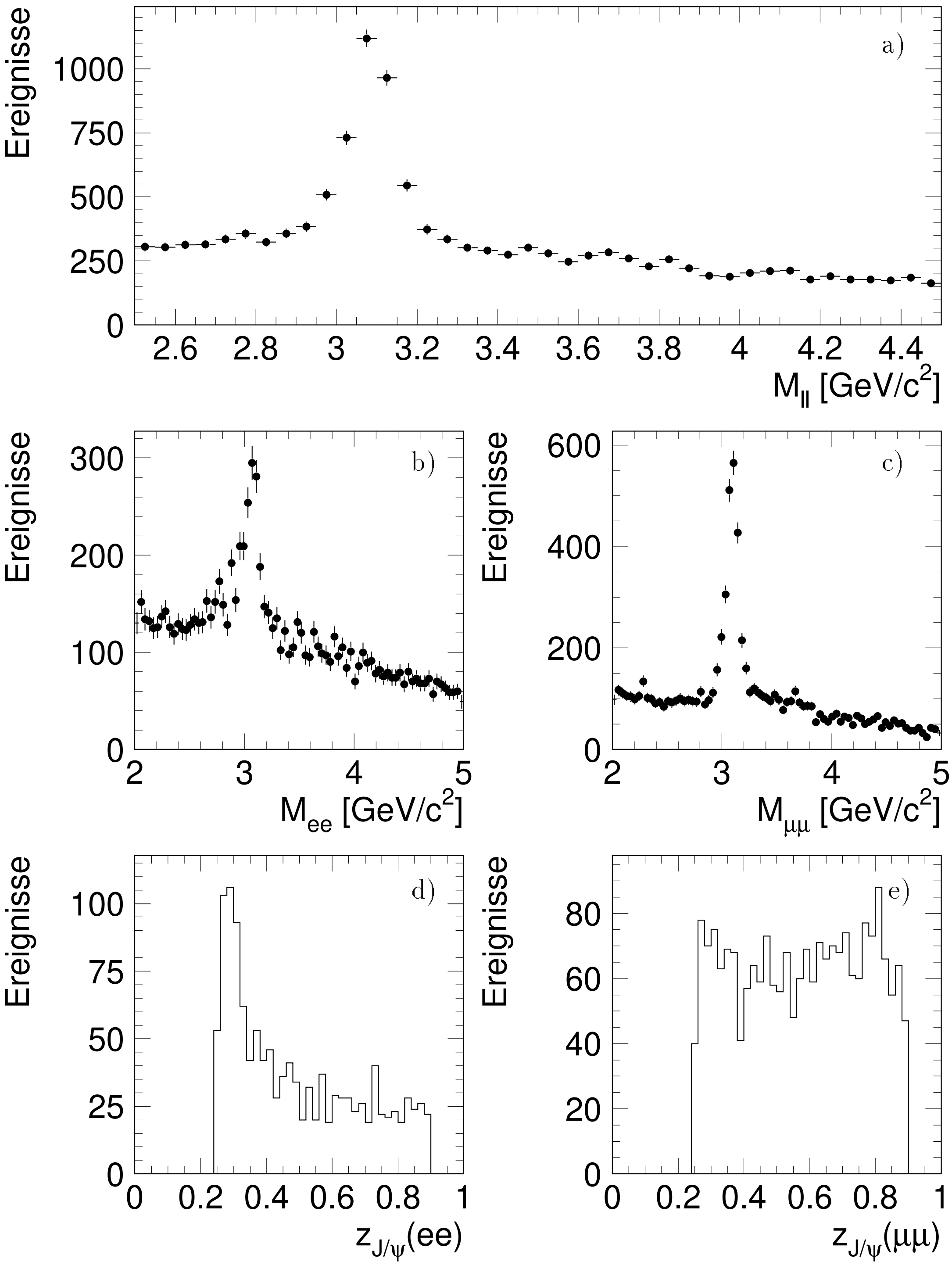

Abbildung 3.2: *Massenverteilungen aller J/ψ-Kandidaten nach allen Selektionsschnitten. Zusätzlich wurde der Schnitt auf die Elastizität z verschärft: $z > 0{,}25$. b) stellt die Verteilung für J/ψ in e^+e^- dar, c) die Verteilung für J/ψ in $\mu^+\mu^-$. In a) sind beide Verteilungen zusammengefasst. d) und e) zeigen die z-Verteilungen der J/ψ-Kandidaten im Signalbereich ($3{,}0$ GeV/c^2 bis $3{,}2$ GeV/c^2) an.*

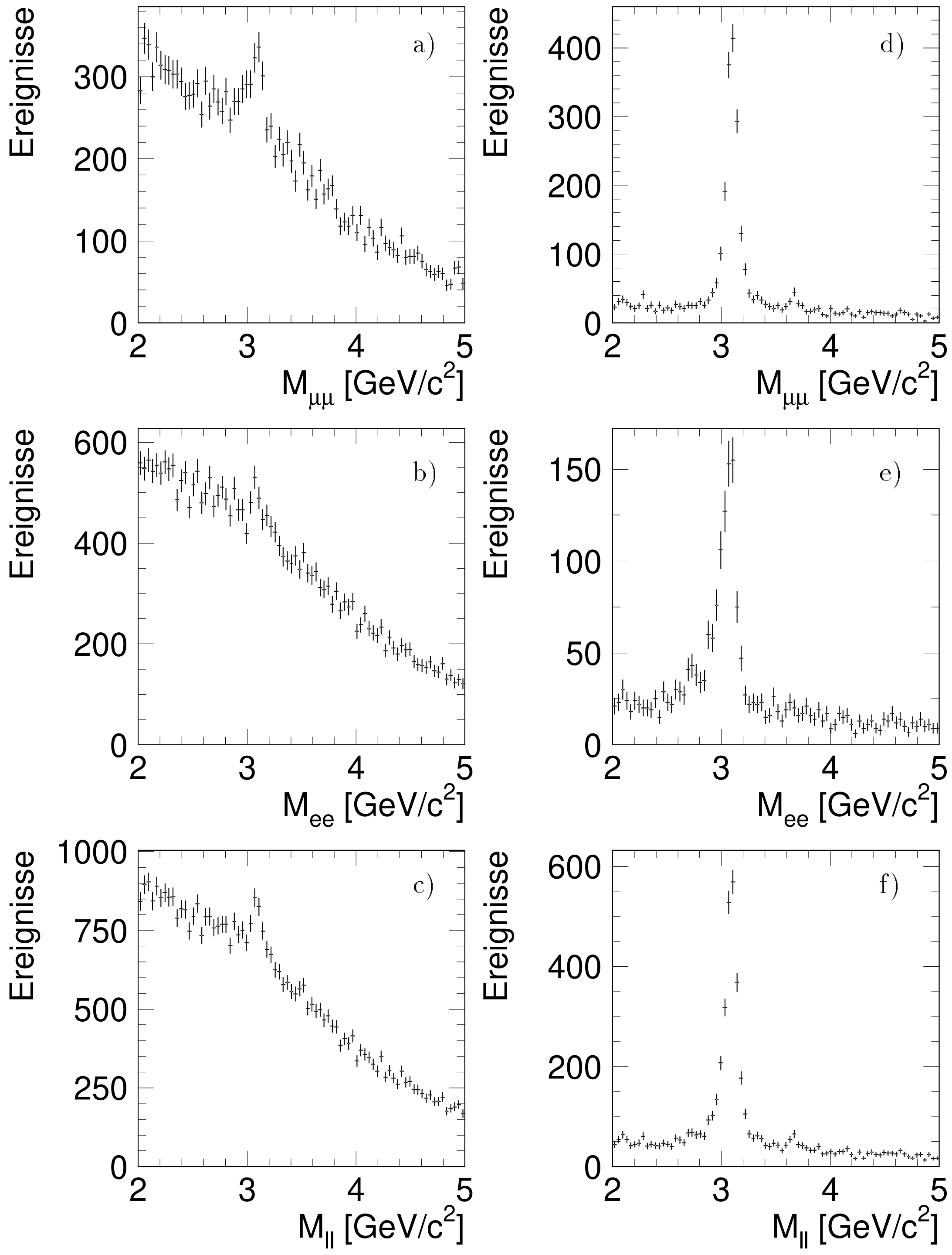

Abbildung 3.3: *Massenverteilungen aller J/ψ-Kandidaten in zwei verschieden Bereichen von z. a), b) und c) zeigen die Verteilung der invarianten Masse im z-Intervall $0.1 < z \leq 0.45$; d) e) und f) zeigen sie im z-Intervall $0.45 < z < 0.9$. Dabei sind die Verteilungen jeweils getrennt für J/ψ in Myonen (erste Zeile), J/ψ in e^+e^- (zweite Zeile) und für alle Ereignisse zusammengenommen (letzte Zeile) dargestellt.*

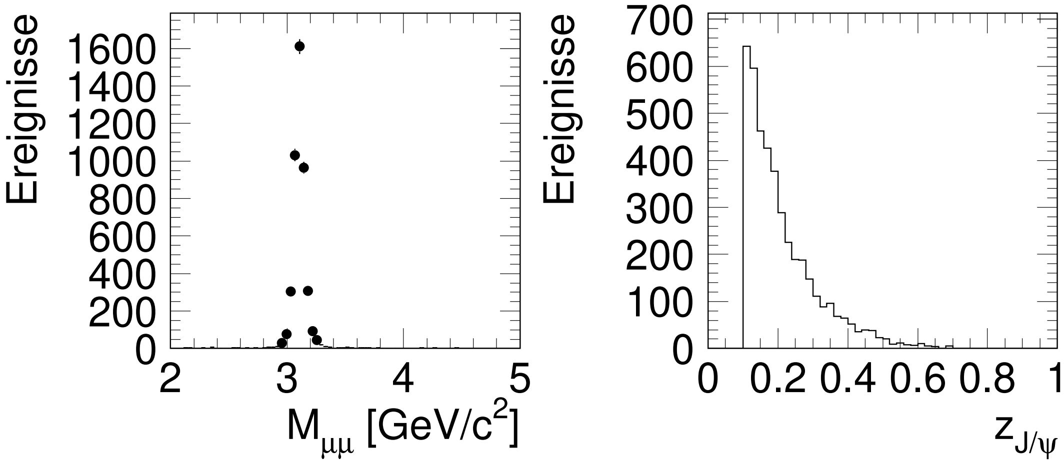

Abbildung 3.4: *Massenverteilung und z-Verteilung aller J/ψ-Kandidaten, die in der χ_{c1}-Monte Carlo Simulation rekonstruiert wurden. Es sind die gleichen Schnitte wie in Abb.3.1 gemacht worden.*

Kapitel 4

Photonselektion

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Suche nach Photonen in den im vorangegangenen Abschnitt selektierten J/ψ-Datensätzen und in den mit EPJPSI simulierten Ereignissen. Es wurden insgesamt 46310 χ_{c1}-Zerfälle generiert. Davon werden 3876 J/ψ-Mesonen rekonstruiert, wenn genau die Selektions-Schnitte zur J/ψ-Selektion aus Kapitel 3 gemacht werden (Tab.3.3). Nur diese simulierten Ereignisse werden im folgenden analysiert.
Es wird auf zwei verschiedene Arten nach Photonen gesucht. Der erste Teil des Kapitels beschäftigt sich mit der Suche nach Energiedepositionen von Photonen im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Im zweiten Teil wird ausgenutzt, dass Photonen in ein e^+e^--Paar übergehen können (Paarbildung), wenn sie mit Materie im Detektor wechselwirken. In diesem Fall sucht man nach den Spuren eines e^+e^--Paares, die von einem sekundären Vertex kommen müssen.
Für die Simulation der Selektion von Photonen in Kalorimeter (Kap.4.1) wird zusätzlich ein Schnitt auf die Elastizität der J/ψ-Mesonen $z > 0{,}25$ gemacht. Damit stehen für die Photonrekonstruktion mit dem Kalorimeter **1032** simulierte χ_{c1}-Ereignisse zur Verfügung.
Für die Simulation des Photonennachweises durch Paarproduktion (4.2) wird kein zusätzlicher z-Schnitt verlangt. Damit stehen für den Photonennachweises durch Paarproduktion alle **3876** simulierten χ_{c1}-Ereignisse zur Verfügung.

4.1 Selektion von Photonen in Kalorimeter

Photonen werden über den gleichen Prozess (elektromagnetische Schauerbildung) wie Elektronen/Positronen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters nachgewiesen. Zur Unterscheidung sind Spurinformationen aus den Spurkammern erforderlich. Für ein Photon als neutrales Teilchen erwartet man keine Spur.
Für weiteren Untergrund im Kalorimeter sorgen Hadronen (insbesondere Pionen und im Bereich kleiner Polarwinkel der Protonrest) und Myonen. Um den hadronischen Untergrund zu minimieren verlangt man, dass ein Großteil der Energie des Teilchens im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters deponiert ist.
Man erwartet also als Signatur der Photonen einen Cluster im elektromagnetischen Teil

des LAr-Kalorimeters, zu dem keine geladene Spur im Spurkammersystem rekonstruiert werden kann.
Die Energie der Photonen aus dem χ_c-Zerfall ist verhältnismäßig gering (typischerweise um 500 MeV). Hier liegt auch die größte Schwierigkeit bei der Selektion: die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters ist proportional zu $1/\sqrt{E}$. Außerdem tragen die einzelnen Zellen eines niederenergetischen Photon-Clusters teilweise nur eine Energie, die in der Größenordnung des Rauschens liegt. Daher müssen Ereignisse, in denen nur eine Zelle des elektromagnetischen Kalorimeters angesprochen hat, aussortiert werden. Durch die Rauschunterdrückung im elektromagnetischen Kalorimeter werden auch viele Photonen mit sehr niedrigen Energien nicht nachgewiesen.
Die Polarwinkelverteilung (Abb.2.7) zeigt in der Monte Carlo Simulation einen klaren Verlauf: die meisten Photonen werden bei kleinen Winkeln θ erwartet. In dieser Region ist aber auch am meisten Untergrund. Bei $\theta > 150°$ sind dagegen kaum Photonen anzutreffen. Es ist allerdings nicht klar, ob die Topologie der Ereignisse in der Simulation richtig beschrieben wird.

4.1.1 Die Estimatoren

Der Algorithmus zum Auffinden von Photonen beginnt mit der Rekonstruktion aller Cluster im Kalorimeter. Die Cluster bestehen aus einer oder mehrerern zusammenliegenden Zellen, die vom Rekonstruktionsalgorithmus H1REC als zusammengehörig erkannt werden. Für jeden Cluster werden dann verschiedene Estimatoren (siehe auch Abb.4.4) berechnet, die helfen sollen, von Photonen stammende Cluster zu selektieren.
Folgende Estimatoren werden für diese Analyse berechnet:

$\mathbf{f_{em}}$ (Elektromagnetischer Anteil des Clusters)
f_{em} beschreibt den Anteil an der Gesamtenergie eines Clusters, den ein Teilchen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert hat:

$$f_{em} = \frac{\sum_i E_{em_i}}{\sum_j E_{tot_j}} \tag{4.1}$$

$\sum_i E_{em_i}$:	Summe der Energie aller Zellen des Clusters im elektromagnetischen Kalorimeter mit $E_{em_i} > 0$
$\sum_j E_{tot_j}$:	Summe der Energie aller Zellen des Clusters (auch Zellen negativer Energie: $E_{tot_j} < 0$)

Für Photonen erwartet man einen Wert für f_{em} von eins oder knapp darunter. f_{em} kann allerdings bei Photonen auch Werte über eins annehmen, da die Summe $\sum_i E_{em_i}$ nur Zellen positiver Energie beinhaltet, bei der Summe $\sum_j E_{tot_j}$ aber alle Zellen des Clusters addiert werden, also auch Zellen negativer Energie. Die Ursache für Zellen, in denen negative Energie gemessen wird, ist im Rauschen der Zellen zu finden; das Rauschen kann sowohl zu einer positiven als auch einer negativen Energiemessung in der Zelle führen. f_{em} dient zur Trennung der elektromagnetischen Cluster von hadronischen Clustern. Für Hadronen erwartet man kleine Werte für f_{em}: $f_{em} \ll 1$

$\mathbf{N_{cell}}$ (Anzahl der Zellen)
N_{cell} ist die Anzahl der Zellen, auf die die gesamte Energie des Clusters verteilt ist.

Durch einen Schnitt auf die Mindestanzahl der Zellen soll das Rauschen des elektromagnetischen Kalorimeters unterdrückt werden.

$\mathbf{f_{hot}}$ („Hotcore Fraction")
f_{hot} ist der Quotient aus der Gesamtenergie der energiereichsten Zellen des Clusters ($E_{hot(n)}$) und f_{em}.

$$f_{hot} = \frac{E_{hot(n)}}{f_{em}}. \tag{4.2}$$

Die Anzahl der Zellen des Clusters, die zu den energiereichsten Zellen gezählt werden, hängt von der Kalorimeterregion ab, in dem das Zentrum des Clusters liegt. n bezeichnet die Anzahl der Zellen, die zu den energiereichsten gezählt werden. Es gilt:

$n = 12$	für die Kalorimeterregion	IF1/IF2 (siehe Abb.1.5)
$n = 8$	für die Kalorimeterregion	FB2,FB1,CB3
$n = 4$	für die Kalorimeterregion	CB2,CB1,BBE

Ist $n > N_{cell}$, so wird $n = N_{cell}$ gesetzt.

Auch f_{hot} dient zur Unterscheidung von hadronischen und elektromagnetischen Clustern. f_{hot} gibt den Anteil des Zentrums des Clusters („Hotcore Fraction") im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters an. Für Photonen erwartet man größere Werte (nahe bei eins) als für Hadronen.

$\mathbf{d_{tc}}$ (Abstand zwischen Spur und Cluster)
Die in den Spurkammern rekonstruierten Spuren geladener Teilchen werden bis zur inneren Wand des Kalorimeters extrapoliert. d_{tc} beschreibt den Abstand des Clusterzentrums zum Auftreffpunkt der nächstgelegenen Teilchenspur an der Innenwand des Kalorimeters. Ist der Abstand größer als 100 cm, so wird d_{tc} auf 100 cm gesetzt.

Da für Photonen keine geladene Spur erwartet wird, dient ein Schnitt auf ein genügend großes d_{tc} dem Aussortieren von geladenen Teilchen, insbesondere von Elektronen/Positronen.

4.1.2 Effizienz und Akzeptanz

Um die Effizienzen und Akzeptanzen des Algorithmus zum Auffinden von Photonen und deren Abhängigkeiten von bestimmten kinematischen Größen der Photonen zu ermitteln, wird die χ_{c1}-Signal Monte Carlo Simulation (Kap.2.6) benutzt. Es werden verschiedene Verteilungen aller generierten Photonen mit den Verteilungen generierter Photonen, deren Nachweis im Kalorimeter mit Hilfe des Algorithmus gelingt, verglichen.
Im folgenden steht der Index *gen* für die von EPJPSI generierten Größen der Photonen und der Index *rek* für die mit dem Algorithmus rekonstruierten Größen der Photonen. Generierte und zugehörige rekonstruierte Photonen werden in dieser Analyse identifiziert, indem genügend gute Übereinstimmung des generierten und des rekonstruierten Photons im Polarwinkel θ und im Azimutalwinkel ϕ gefordert wird ($\Delta\theta < 1,5°$, $\Delta\phi < 3°$). Im Bereich kleiner Polarwinkel ($\theta < 40°$) ist der Untergrund im Detektor sehr groß, sodass viele Photon-Kandidaten gefunden werden, die in ihrem Winkelbereich mit dem generierten Photon übereinstimmen. Daher wird dieser Bereich von vorne herein aus der Analyse ausgeschlossen. Für $\theta_{gen} > 150°$ kommt man in einen Bereich, in dem kaum noch Photonen aus dem χ_c-Zerfall erwartet werden. Das LAr-Kalorimeter ist ab $\theta_{gen} > 150°$ auch nicht mehr in der Lage, Photonen nachzuweisen. Das SPACAL findet in dieser Analyse keine Verwendung. Insgesamt wird die Effizienz des Algorithmus zur Photonselektion nur im Bereich $40° < \theta_{gen} < 150°$ betrachtet. Abb.2.7 zeigt u.a. die generierte θ-Verteilung vor dem Akzeptanz-Schnitt auf den Polarwinkel.

Abb.4.2 gibt einen Vergleich zwischen den Verteilungen aller generierten Photonen und der generierten + nachgewiesenen Photonen (Index gen, rek). In der rechten Spalte lassen sich direkt die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Photonen ablesen.
Im Durchschnitt werden 80% aller generierten Photonen mit $40° < \theta_{gen} < 150°$ im Kalorimeter nachgewiesen. Die fehlenden Photonen haben entweder das Kalorimeter gar nicht erreicht (z.B. Paarbildung) oder sind aus anderen Gründen nicht gefunden worden (z.B. Schnitte gegen Rauschen). Bei sehr niederenergetischen Photonen (E < 0.5 GeV) liegen die Energiedepositionen in den Zellen in der Größenordnung des Rauschens. Deutlich zu erkennen ist die Energieabhängigkeit der Effizienz. Für Photonenergien unterhalb 0.3 GeV sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit unter 75%. Beim Transversalimpuls, der mit der Energie stark korreliert ist, ist erwartungsgemäß ein ähnliches Verhalten zu erkennen: hier sinkt bei $p_t < 0.25$ GeV die Effizienz unter 75%.
Die ϕ-Verteilung zeigt einen konstanten Verlauf. Jedoch ist in den Winkelbereichen, in denen je zwei der acht Abschnitte des elektromagentischen Teils des Kalorimeters zusammentreffen (ϕ=−180°, −135°, ... in 45°-Schritten), die Effizienz sehr gering. Die Ursache dafür sind die Zwischenräume im aktiven Detektormaterial (s. Abb.1.6).

Das Energieauflösungsvermögen des Kalorimeters bei Clustern, die von relativ niederenergetischen Photonen stammen, ist das größte Problem bei der Rekonstruktion der Photonen aus dem χ_c-Zerfall.
In Abb.4.1 ist die Verteilung des relativen Fehlers der Energierekonstruktion $(E_{rek} - E_{gen})/E_{gen}$ aufgetragen. Man erkennt eine maximale Abweichungen der rekonstruierten Energie von der tatsächlichen von mehr als 100%. Weiterhin ist der Mittelwert der Energieauflösung in Abhängigkeit von E_{rek} in Schritten von 0,35 GeV aufgetragen. Im ersten

Intervall ist die Energieauflösung mit über 35% besonders schlecht. In den beiden nächsten Intervallen (0,35 GeV - 1,05 GeV), in denen die meisten Photonen liegen, beträgt die Auflösung 22,5%.

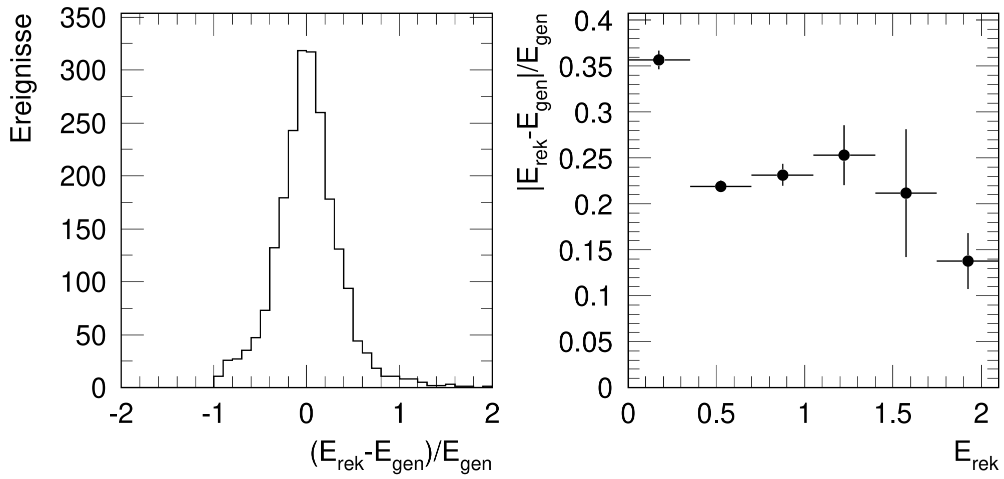

Abbildung 4.1: *a) relativer Fehler der rekonstruierten Photon-Energie, b) Energieauflösung in Abhängigkeit von der rekonstruierten Energie für Photonen im Kalorimeter.*

Abb.4.3 zeigt den Quotienten aus rekonstruierter und generierter Energie der Photonen in Abhängigkeit verschiedener rekonstruierter Größen der Photon-Cluster, um Abhängigkeiten der Energierekonstruktion von diesen Größen deutlich zu machen. Es ist eine deutliche Abhängigkeit der Rekonstruktionsgenauigkeit der Energie von dem Transversalimpuls $p_{t,rek}$ und der Energie selbst zu sehen. Für $p_{t,rek} < 0.25$ GeV und $E_{rek} < 0.35$ GeV erkennt man, dass die gemessene Energie meist deutlich niedriger ist als die generierte Teilchenenergie.
Abhängigkeiten vom Polarwinkel sind nicht zu erkennen (Abb.4.3 c). Man sieht die Grenzbereiche zwischen den acht Abschnitten des elektromagnetischen Kalorimeters in der ϕ-Verteilung (Abb.4.3 d). In diesen Bereichen wird die Energie der Photonen erwartungsgemäß zu niedrig rekonstruiert.

Aufgrund der Erkenntnisse über die Effizienzen und die Energieauflösung, werden die in Tab.4.1 aufgelisteten Akzeptanz-Schnitte bei der Selektion von Photonen im J/ψ-Datensatz durchgeführt.

Wendet man die Akzeptanzschnitte aus Tab.4.1 auf die generierten Photonen aus dem χ_{c1}-Zerfall an, so reduziert sich die Anzahl dieser um 50,6% von 1032 auf 510 Photonen. Für Photonen, die im Akzeptanzbereich liegen, beträgt die Effizienz des Algorithmus zur Photonsuche 85,2%. Man kann also nach der Monte Carlo Simulation erwarten, dass insgesamt 42,1 % aller 1032 Photonen aus dem χ_{c1}-Zerfall im Akzeptanzbereich liegen

Clusterenergie	$E_{rek} > 0.35$ GeV
Transversalimpuls	$p_{t,rek} > 0.25$ GeV
Polarwinkel	$40° \leq \theta_{rek} \leq 150°$

Tabelle 4.1: *Akzeptanzschnitte zur Photonselektion.*

und rekonstruiert werden. Die Energieauflösung $\sigma(E)/E = |E_{rek} - E_{gen}|/E_{gen}$ für diese Photonen beträgt 22,5%.

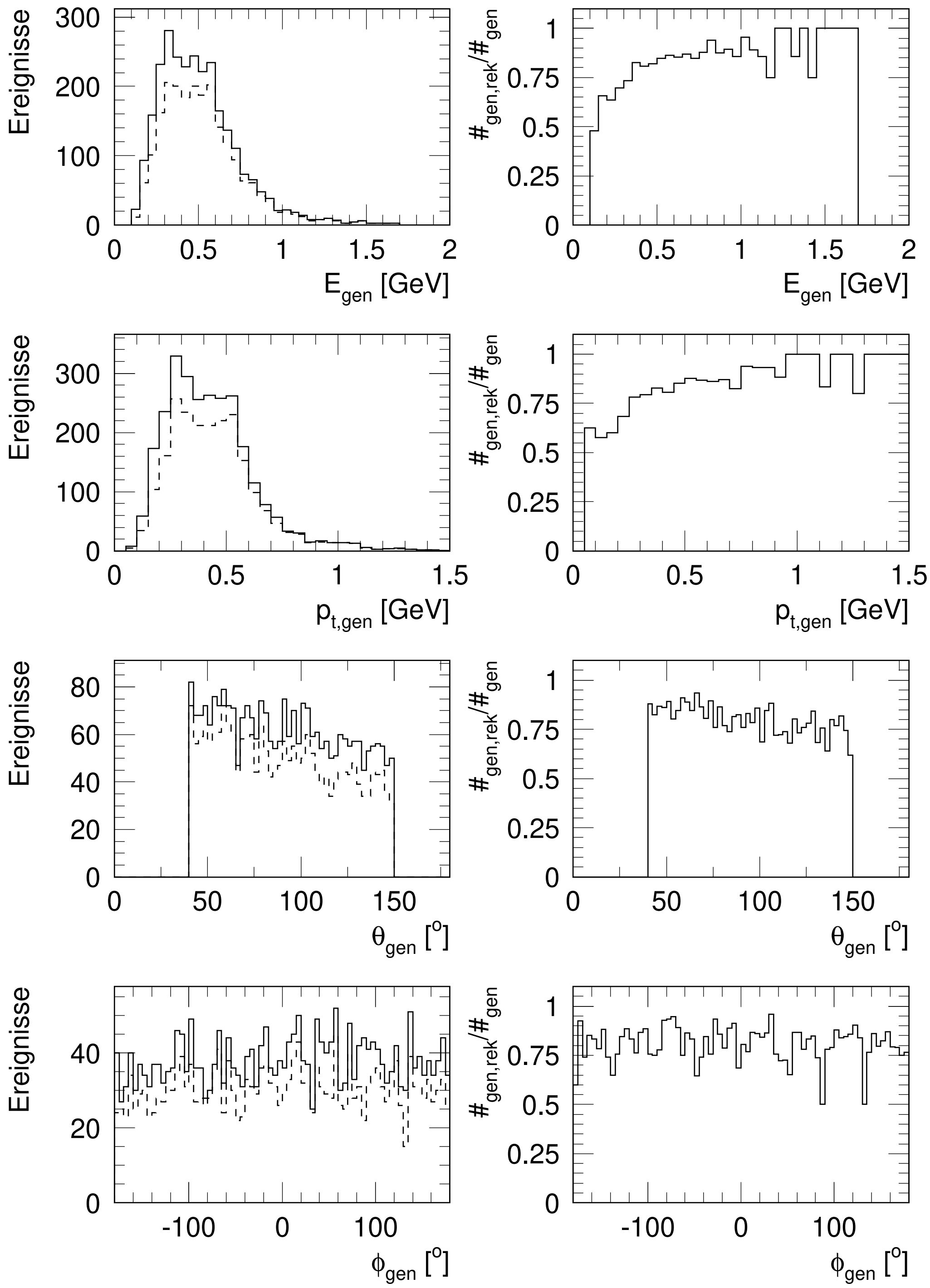

Abbildung 4.2: Verteilungen aller generierten Photonen aus dem χ_{c1}-Zerfall mit 40° < θ_{gen} < 150°. *Die linke Spalte zeigt die Verteilungen für alle generierten Photonen mit 40° < θ_{gen} < 150°. Die gestrichelte Linie stellt dabei den Anteil der Photonen dar, bei denen der Nachweis im Kalorimeter gelang. Die rechte Spalte zeigt die Effizienz der Photonrekonstruktion, also den Quotienten aus den nachgewiesenen und allen Photonen.*

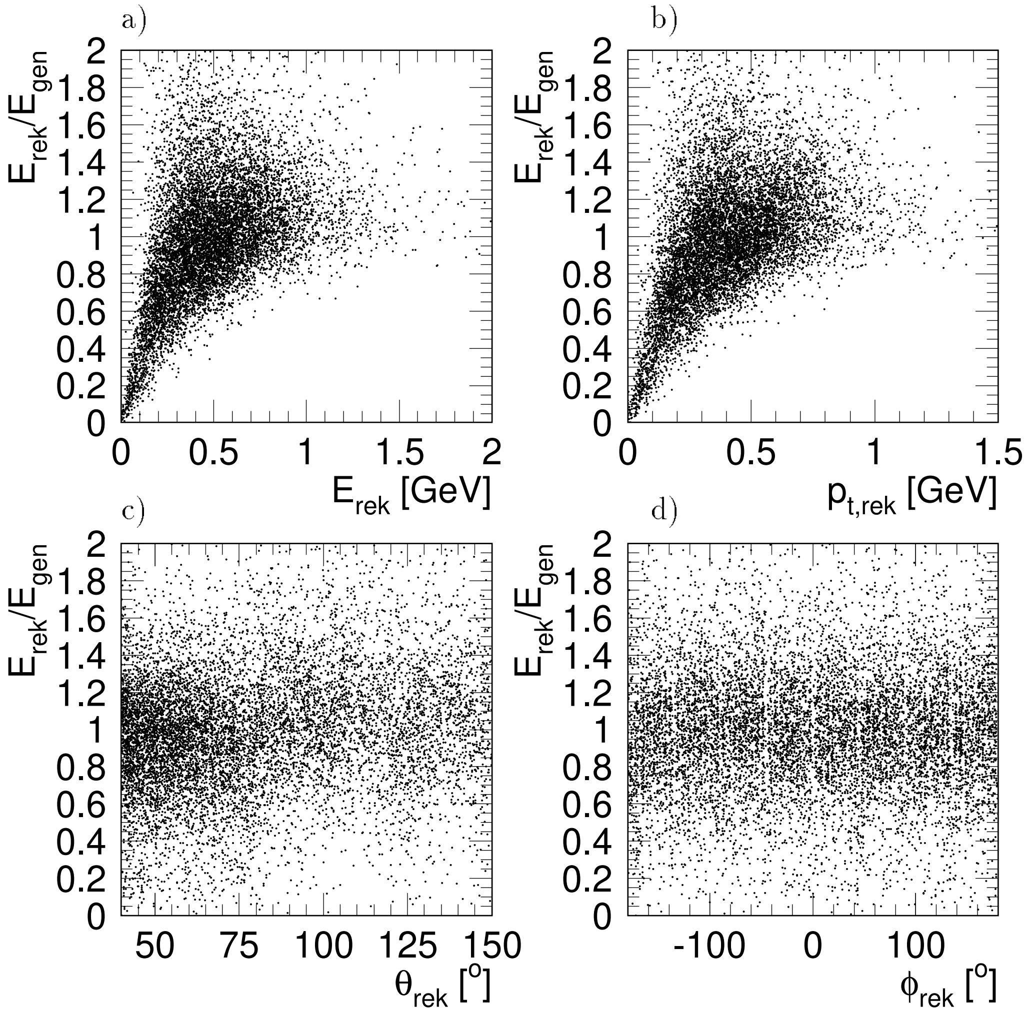

Abbildung 4.3: Abweichung der rekonstruierten Energie von der generierten Energie E_{rek}/E_{gen} der simulierten Photonen aus dem χ_{c1}-Zerfall mit $40° < \theta_{gen} < 150°$. *a) in Abhängigkeit von der rekonstruierten Enegie, b) des rek. Transversalimpulses, c) des rek. Polarwinkels und d) des rek. Azimutalwinkels.*

4.1.3 Reduzierung des Untergrundes

Die Reduzierung des Untergrundes ist aufgrund der schlechten Energieauflösung des Kalorimeters von besonderer Bedeutung. Durch die Einschränkung des Akzeptanzbereiches ist bereits ein großer Teil des Untergrundes, insbesondere in Vorwärtsrichtung, ausgeblendet. Mit Hilfe der Estimatoren soll nun im Akzeptanzbereich das Signal/Untergrund-Verhältnis verbessert werden. Die Estimatoren ermöglichen das Aussortieren von Clustern, die nicht von Photonen stammen.

Abb.4.4 zeigt die Verteilungen der in Kap.4.1.1 vorgestellten Estimatoren. Dabei sind die Verteilungen für alle rekonstruierten Photonen (auch Photonen, die nicht aus dem χ_{c1}-Zerfall stammen) und die Verteilungen für alle Cluster, denen kein generiertes Photon zugewiesen werden konnte, dargestellt. Die letzte Spalte zeigt den Quotienten aus Photon-Clustern und allen Clustern. Damit lässt sich abschätzen, für welche Werte der Estimatoren das Signal/Untergrund-Verhältnis besonders gut ausfällt.
Für $N_{cell} = 1$ und $N_{cell} \geq 10$ fällt das Signal/Untergrund-Verhältnis sehr ungünstig aus. Betrachtet man den Verlauf des Signal/Untergrund-Verhältnisses für d_{tc}, wird die deutliche Verbesserung des Verhältnisses für zunehmenden Abstand vom Cluster zur nächsten geladenen Spur deutlich.
Die Verteilungen von f_{em} mögen zunächst erstaunen, da f_{em} häufig weit über den Wert 1 hinausgeht. Das wird plausibel, wenn man bedenkt, dass zur Berechnung der Energie des Clusters, die im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert ist, nur Zellen positiver Energie einbezogen werden. Bei der Berechnung der Gesamtenergie tragen auch Zellen negativer Energie zur Summe bei. Erst für Werte von f_{em} knapp unter eins bis etwa 1,7 wird ein vergleichsweise gutes Signal/Untergrund-Verhältnis erreicht.
Auch die Verteilungen von f_{hot} zeigen für Photonen und Untergrund ein deutlich verschiedenes Verhalten. Für $f_{hot} \geq 0.8$ ist das Verhältnis Signal/Untergrund relativ gut.

Die Abb.4.5 zeigt die Verteilungen von f_{em} und f_{hot} in Abhängigkeit vom Polarwinkel. Es wird deutlich, dass für große und kleine Polarwinkel der Wert für f_{em} des nicht-photonischen Untergrunds häufig sehr nahe unter eins liegt. Es ist daher angebracht, den Schnitt auf f_{em} mit einer θ-Abhängigkeit zu versehen. Eine θ-Abhängigkeit von f_{hot} ist nicht zu erkennen.

Mit Hilfe der durchgeführten Estimator-Studien für die Monte Carlo Simulation lassen sich die in Tab.4.2 aufgeführten Schnitte zur Photon-Selektion motivieren.

Anzahl der Zellen	$N_{cell} \geq 2$
Abstand zw. Spur und Cluster	$d_{tc} > 25$ cm
Elektromagn. Anteil des Clusters	$f_{em} > (0,94 + 0,05 \cdot \cos(2\theta))$
'Hotcore Fraction'	$f_{hot} > 0,8$

Tabelle 4.2: *Estimatorschnitte zur Photonselektion.*

Im Bereich der Akzeptanz verliert man durch die Schnitte auf die Estimatoren etwa 34% aller rekonstruierten Photonen. Der nicht-photonische Untergrund reduziert sich jedoch um etwa 92%.

4.1.4 Rekonstruktion von χ_{c1}-Mesonen in der Simulation

Nachdem die Unterdrückung des Untergrundes in der Monte Carlo Simulation maximiert worden ist, kann man die invariante Masse des χ_{c1} aus dem Photon und den beiden Zerfallsleptonen des J/ψ rekonstruieren. Durch die Einschränkung des Akzeptanzbereiches und die Estimatorschnitte müssen die in Tab.4.3 aufgelisteten Verluste am Signal berücksichtigt werden:

Ursache für Signal-Verlust	Anzahl Photonen	in Prozent
alle simulierten Photonen (mit J/ψ-Rekonstruktion)	1032	100%
Schnitte auf den Akzeptanzbereich (Tab.4.1)	510	49,4%
Photon-Rekonstruktion im Akzeptanzb.	434	42,1%
Estimator-Schnitte (Tab.4.2)	348	33,7%
Rekonstruktionswahrscheinlichkeit	348	33,7%

Tabelle 4.3: *Auflistung aller Ursachen, die zum Signalverlust in der Monte Carlo Simulation führen. In der zweiten Spalte ist die Anzahl der Photonen eingetragen, die nach allen Schnitten, die bis zur entsprechenden Position in der Tabelle durchgeführt wurden, noch übrig sind. Die dritte Spalte gibt die Anzahl der Photonen in Prozent an.*

Die invariante Masse der χ_{c1}-Mesonen wird aus den rekonstruierten Vierervektoren der J/ψ- und Photon-Kandidaten folgendermaßen berechnet:

$$M_{ll\gamma} = M_{ll\gamma,rek} - M_{ll,rek} + M_{J/\psi}. \tag{4.3}$$

Dabei ist $M_{J/\psi} = 3,097$ GeV/c^2 die exakte Masse des J/ψ-Mesons [9]. $M_{ll\gamma,rek}$ und $M_{ll,rek}$ sind ausschließlich aus den rekonstruierten Vierervektoren der beiden Zerfallsleptonen und des Photons berechnet worden:

$$M^2_{ll,rek} = (E_{l^+} + E_{l^-})^2 - (\vec{p}_{l_+} + \vec{p}_{l_-})^2. \tag{4.4}$$

$$M^2_{ll\gamma,rek} = (E_{ll,rek} + E_\gamma)^2 - (\vec{p}_{ll,rek} + \vec{p}_\gamma)^2. \tag{4.5}$$

Es wird also zunächst die Differenz aus der rekonstruierten invarianten Masse des χ_{c1}-Mesons $M_{ll\gamma,rek}$ und des J/ψ-Mesons $M_{ll,rek}$ gebildet. Diese wird mit der exakten Masse des J/ψ addiert. In allen folgenden Verteilungen von invarianten Massen der χ_c-Mesonen, ist die invariante Masse auf diese Art berechnet worden.

Abb.4.6 zeigt den Einfluss der Akzeptanz- und Estimator-Schnitte auf die Verteilung der invarianten Masse berechnet nach Gl.4.3. Die Entwicklung des Signal/Untergrund-Verhältnisses durch die Schnitte zur Photon-Selektion wird deutlich. Es werden auch hier wieder nur Ereignisse verwendet, bei denen das generierte Photon aus dem χ_{c1}-Zerfall in dem Polarwinkelbereich $40° < \theta_{gen} < 150°$ ausgesendet wird. Mit zusätzlichen Akzeptanzschnitten sind also nur die Schnitte auf die Energie und den Transversalimpuls des Photons gemeint. Erst nach den Akzeptanz- und Estimator-Schnitten ist in der Simulation ein χ_{c1}-Signal in der Darstellung der invarianten Masse aus zwei Leptonen und einem Photon zu erkennen.

Tab.4.4 zeigt die Verbesserung des Signal/Untergrund-Verhältnisses duch die Akzeptanz- und Estimator-Schnitte im gesamten Massenbereich von $M_{ll\gamma}$.

Schnitte auf Cluster	Anteil Signal	Anteil Untergrund
Keine Schnitte	1,4%	98,6%
Nur Akzeptanz-Schnitte	10,9%	89,1%
Nur Estimator-Schnitte	7,5%	92,5%
Akzeptanz- und Estimator-Schnitte	31,2%	68,8%

Tabelle 4.4: *Signal/Untergrund-Verhältnis im gesamten Massenbereich von $M_{ll\gamma}$.*

Durch die Akzeptanz- und Estimator-Schnitte reduziert sich der gesamte Untergrund um 98,1%. Der Verlust an Signal beträgt dagegen nur 41,1%.
Nach allen Selektionsschnitten teilen sich die selektierten Cluster (Photon-Kandidaten) im gesamten Massenbereich von $M_{ll\gamma}$ wie folgt auf:

Signal	31,2%
photonischer Untergrund	52,8%
nicht-photonischer Untergrund	16,0%

Der größte Anteil des Untergrundes stammt nun von Photonen. Dieser läßt sich durch ein Verschärfen der Estimator-Schnitte nicht reduzieren.
Abb.4.7 zeigt die Auswirkungen der Akzeptanz- und Estimator-Schnitte auf das simulierte χ_{c1}-Signal. Es ist deutlich zu erkennen, dass aufgrund der Akzeptanz-Schnitte in der linken Flanke der Verteilung besonders viele Ereignisse verlorengegangen sind. Durch den Schnitt auf die Energie der Cluster ist diese leichte Verfälschung des Signals unvermeidbar. Der Mittelwert der invarianten Masse des χ_{c1} beträgt in der Simulation ohne Selektions-Schnitte $M_{\chi_{c1}} = 3{,}51$ GeV und entspricht damit dem exakten Wert der χ_{c1}-Masse. Nach allen Schnitten verschiebt sich der Mittelwert durch die Forderung nach einer Mindestenergie des Photons zu $M_{\chi_{c1}} = 3{,}55$ GeV. Die Breite der Massenverteilung beträgt etwa 175 MeV und wird von der schlechten Energieauflösung des Kalorimeters dominiert.

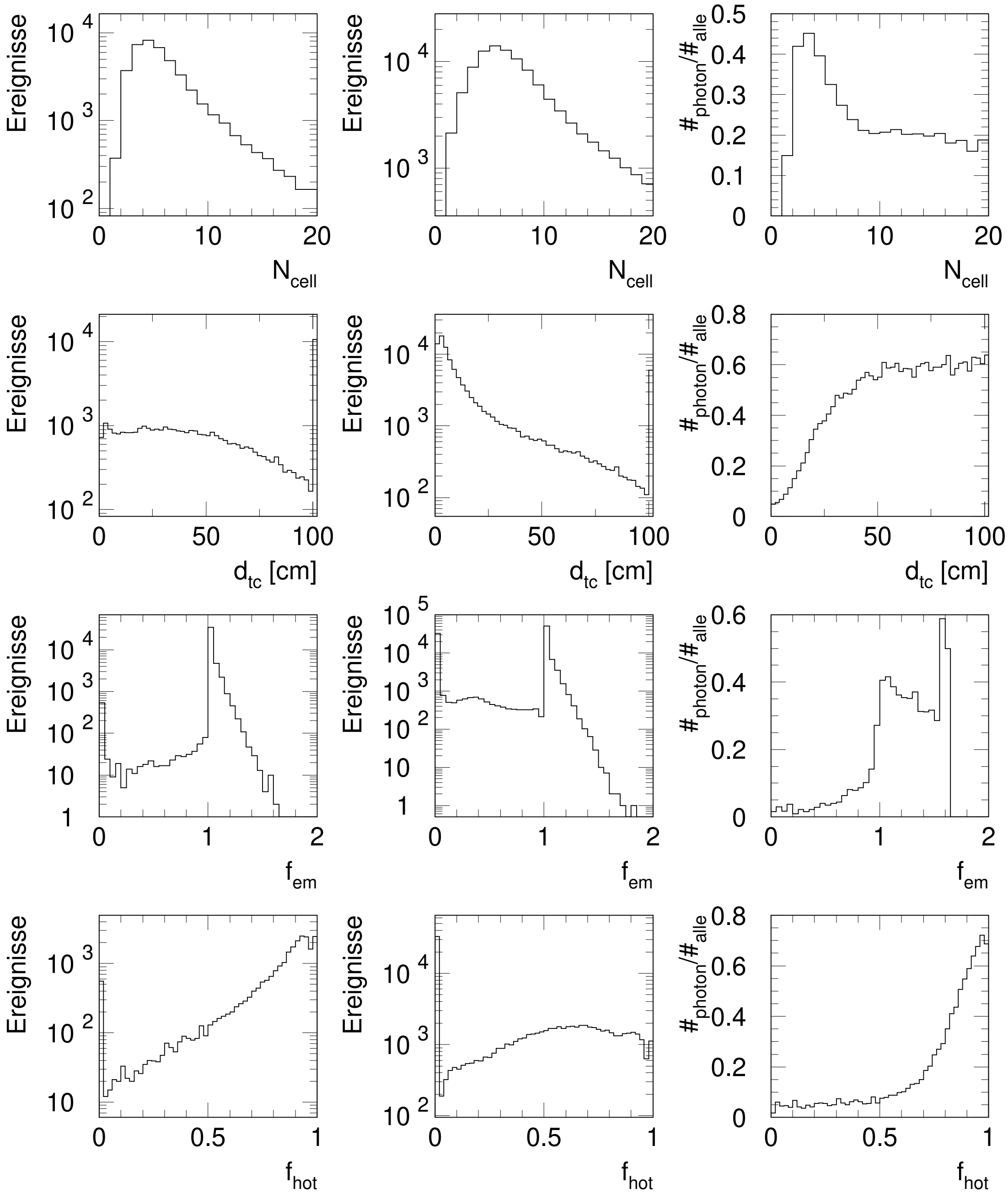

Abbildung 4.4: Verteilungen der Estimatoren aller in der Simulation gefundenen Cluster. *Die linke Spalte stellt die Verteilungen der Estimatoren aller Photon-Cluster dar, also auch von Photonen, die nicht aus dem* χ_{c1}*-Zerfall stammen. Die mittlere Spalte zeigt alle anderen rekonstruierten Cluster (hadronisch und elektromagnetisch). In der rechten Spalte wurde jeweils das Verhältnis aus der Anzahl der Photon-Cluster und der Anzahl aller Cluster (linke + mittlere Spalte) gebildet.*

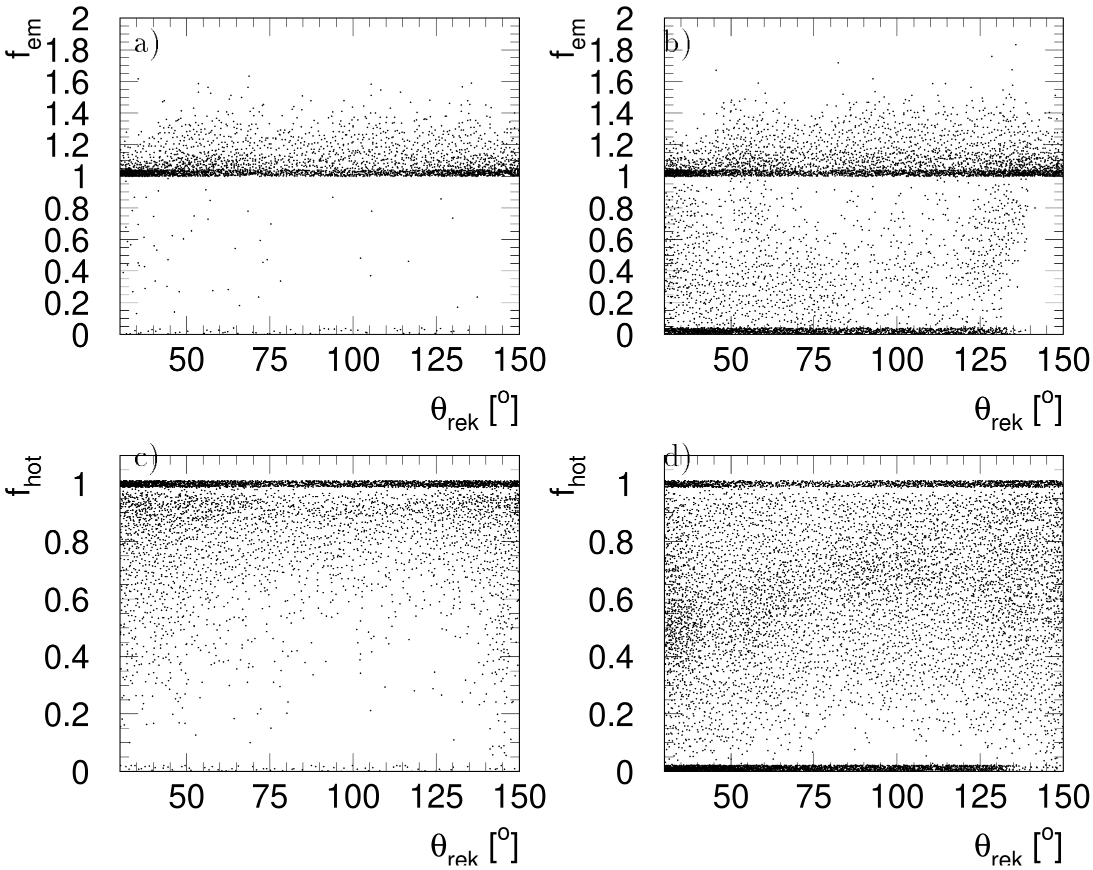

Abbildung 4.5: Die Estimatoren f_{hot} und f_{em} in Abhängigkeit des Polarwinkels θ in der χ_{c1}-Simulation. *a) und c) zeigen die Verteilungen für Photon-Cluster, b) und d) zeigen die Verteilungen für den elektromagnetischen + hadronischen Untergrund.*

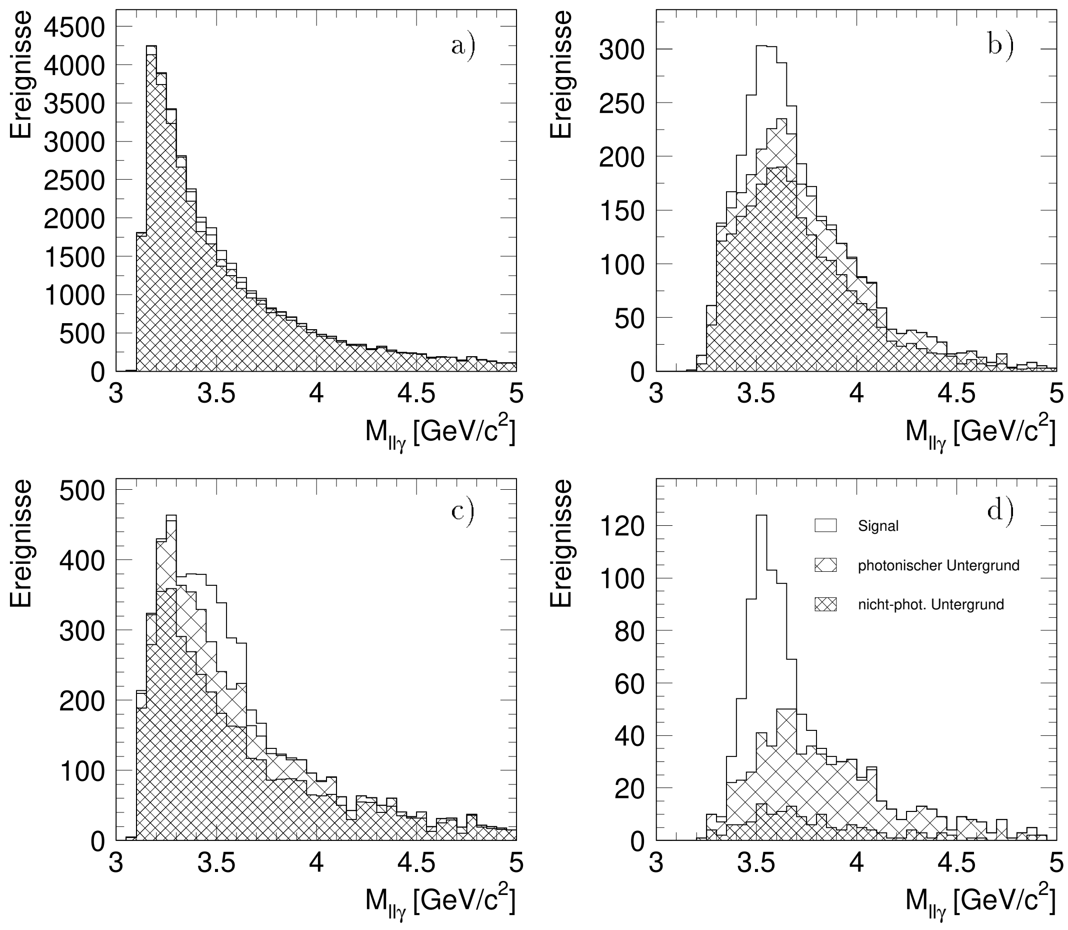

Abbildung 4.6: Invariante Masse für alle möglichen Kombinationen aus 2 Leptonen und einem Kalorimeter-Cluster in der Monte Carlo Simulation. *Jeweils abgebildet ist das Signal, der photonische Untergrund (grobe Schraffur) und der nicht-photonische Untergrund (enge Schraffur). a) keine Schnitte auf Cluster, b) Akzeptanzschnitte (siehe Tab.4.1), c) Estimator-Schnitte (siehe Tab.4.2), d) Akzeptanz- und Estimator-Schnitte*

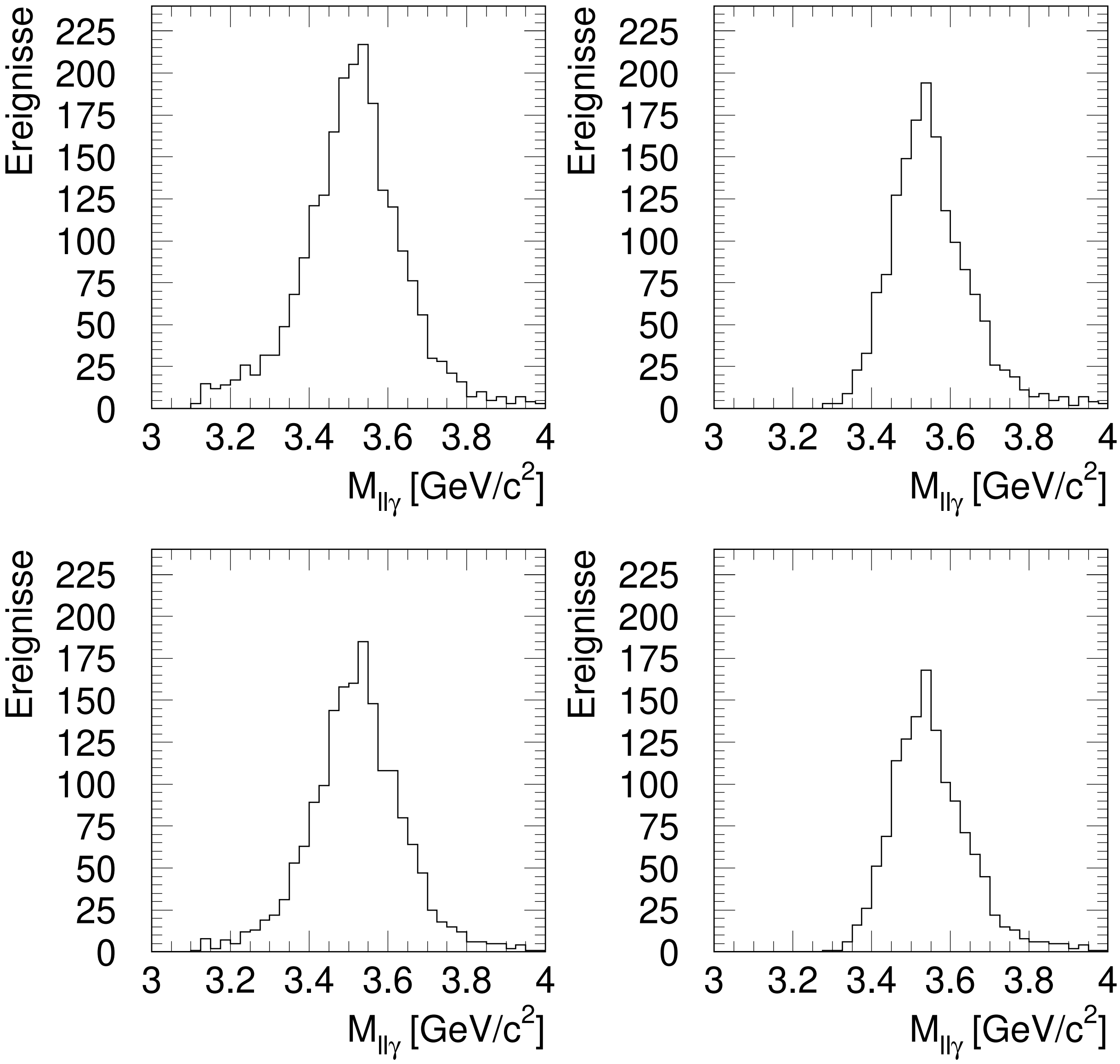

Abbildung 4.7: χ_{c1}-Signal in der Simulation. *Abgebildet ist die invariante Masse aus zwei Leptonen und dem rekonstruierten Photon aus dem χ_{c1}-Zefall: a) keine Schnitte auf Cluster, b) Akzeptanzschnitte (siehe Tab.4.1), c) Estimator-Schnitte (siehe Tab.4.2), d) Akzeptanz- und Estimator-Schnitte. Die Abbildungen entsprechen den nicht-schraffierten Bereichen in Abb.4.6.*

4.1.5 Daten

Mit Hilfe der Monte Carlo Simulation wurden im vorangehenden Abschnitt Schnitte für die Selektion von Photonen im Kalorimeter entwickelt. Diese sind nun auf den in Kap.3.3.4 erstellten J/ψ-Datensatz (Tab.3.5 und Abb.3.2) anzuwenden. Da in den Daten nur ein kleiner Bruchteil von χ_c-Ereignissen erwartet wird, ist ein wesentlich größerer Untergrund als in der Simulation wahrscheinlich.

Abb.4.8 zeigt die Verteilungen aller im J/ψ-Datensatz gefundenen Photon-Kandidaten nach allen Schnitten zur J/ψ- und Photon-Selektion. Insgesamt wurden 2187 Photon-Kandidaten in den Ereignissen des J/ψ-Datensatzes (Tab.3.5) gefunden, die alle Schnitte zur Photon-Selektion erfüllen. Dabei ist in 891 J/ψ-Ereignissen genau ein Photon-Kandidat gefunden worden und in 529 J/ψ-Ereignissen sind zwei oder mehr Photon-Kandidaten gefunden worden. Ausserdem sind die Verteilungen aus der Simulation eingezeichnet. Es wurden die gleichen Schnitte angewendet. Die Simulation wurde im zentralen Bereich des Polarwinkels ($75° < \theta_{gen} < 125°$) auf die Daten normiert. Im Bereich kleiner Polarwinkel erkennt man einen Überschuss in den Daten, der auf den großen Untergrund im vorderen Detektorbereich zurückzuführen ist. Im Bereich großer Polarwinkel ist es genau umgekehrt; hier liegt die Simulation über den Daten. Insgesamt ist eine überraschend gute Übereinstimmung zu erkennen.

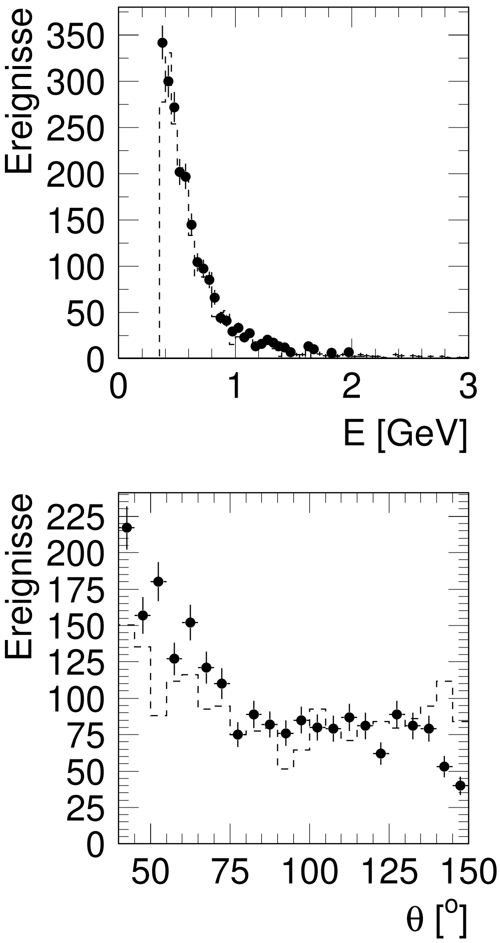

Abbildung 4.8: Verteilungen in den Daten. *Die Größen E, p_t, θ und ϕ aller in den Daten im Kalorimeter gefundenen Photon-Kandidaten nach allen Schnitten zur J/ψ- und Photon-Selektion. Die gestrichelte Linie stellt die Verteilungen in der Simulation dar; dabei wurde die Simulation im zentralen Bereich des Polarwinkels ($75° < \theta < 125°$) auf die Daten normiert.*

4.2 Photonennachweis durch Paarproduktion

Ein Teil der Photonen aus dem χ_c-Zefall gelangt nicht bis zum Kalorimeter, da diese Photonen mit dem Material des Detektors, genauer mit dem Material vor oder im Spurkammersystem (Kap.1.2.1) in Wechselwirkung treten und in ein e^+e^--Paar übergehen. Photonen, die Paarbildung gemacht haben, lassen sich indirekt über die Rekonstruktion der Elektronen und Positronen mit dem H1-Detektor nachweisen. Es werden Teilchenpaare mit entgegengesetzter Ladung in den Spurkammern gesucht, die von einem gemeinsamen sekundären Vertex ausgehen. Die Teilchenpaare bilden häufig ein ,,V" und werden daher auch V_0-Teilchen genannt. Es gibt auch einige langlebige neutrale Hadronen, die als V_0-Teilchen nachgewiesen werden. Dazu gehören folgende Teilchen mit ihren Zerfällen:

$$
\begin{aligned}
K_s^0 &\longrightarrow \pi^+\pi^- \\
\Lambda &\longrightarrow p\pi^- \\
\bar{\Lambda} &\longrightarrow \bar{p}\pi^+
\end{aligned}
$$

Um das Signal der Photonen zu erkennen, gilt es den Anteil der Untergrund-Ereignisse, die aus den Zerfällen der neutralen Hadronen stammen, zu minimieren. Dabei kann man sich zunutze machen, dass die Photonen vorwiegend in Regionen des Detektors V_0-Teilchen bilden, in denen sich auch Material befindet. Die rekonstruierte invariante Masse der V_0s muss für Photonen bei Null liegen, für Hadronen muss die entsprechende Ruhemasse rekonstruierbar sein unter der Annahme, dass den Teilchenspuren die richtigen Ruhemassen zugewiesen werden.
Desweiteren tragen auch fehlidentifizierte V_0s zum Untergrund bei, also Spurpaare, die tatsächlich gar nicht aus einem sekundären Vertex stammen.
Zunächst wird kurz der in dieser Analyse verwendete Standard-Algorithmus CJDECA für die V_0-Selektion von Volker Blobel erläutert [21]. Im folgenden wird mit Hilfe der Signal-Monte Carlo Simulation die Effizienz für den Nachweis der konvertierten Photonen ermittelt und einige Schnitte zur Unterdrückung des Untergrundes erläutert.

4.2.1 V_0-Selektion

Aus allen Paaren von positiven und negativen Spuren werden die Kandidaten für V_0-Teilchen herausgesucht. Die Spur eines geladenen Teilchens beschreibt im homogenen Magnetfeld eine Helix mit der Achse parallel zum Magnetfeld. Schaut man in der $r\phi$-Ebene auf die Spur, so erhält man einen Kreis. Mit folgenden Spurparametern lässt sich die Helix beschreiben:

$\boldsymbol{\kappa}$: inverser Krümmungsradius der Spur.
κ hat ein negatives Vorzeichen für eine rechtsgekrümmte Spur
und ein positives für eine linksgekrümmte Spur

$\boldsymbol{d_{ca}}$: kleinster Abstand des Kreises vom Ursprung (Primärer Vertex)
Blickt man auf die xy-Ebene, so ist d_{ca} negativ,
wenn der Ursprung rechts von der Spur liegt
und positiv, wenn er links von der Spur liegt (Abb.4.9)

$\boldsymbol{\phi}$: Azimutalwinkel
ϕ ist der Winkel zwischen der x-Achse und der Tangente am Spurkreis
in der $r\phi$-Ebene im Punkt d_{ca} (Abb.4.9)

$\boldsymbol{\theta}$: Polarwinkel
θ ist der Winkel zwischen der z-Achse und der Tangente am Spurkreis
im Punkt d_{ca}

$\boldsymbol{z_0}$: z-Koordinate im d_{ca}-Punkt

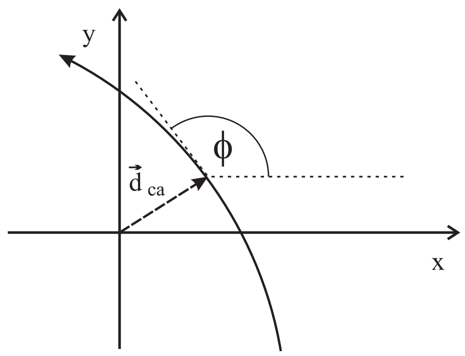

Abbildung 4.9: *Abstand d_{ca} und Azimutalwinkel ϕ*

Mit diesen Spurparametern lassen sich die Koordinaten der Spur in Abhängigkeit der Spurlänge angeben [22].
Die Parameter der Spuren sind in der CSKR-Bank gespeichert, die alle in der CJC1/2 gemessen Spuren vor der Anpassung an den primären Ereignis-Vertex enthält.

Bei der Suche nach V_0-Teilchen in der Spurdatenbank werden mit **zwei** unterschiedlichen **Methoden** mögliche V_0-Kandidaten rekonstruiert. Es werden nur Spurkreise in der

$r\phi$-Ebene betrachtet. Zwei Kreise, die von einem V_0-Teilchen stammen, können sich entweder in zwei Schnittpunkten schneiden, oder sie sind vollständig voneinander getrennt.

Mit der **ersten Methode** werden von allen selektierten Spurpaaren die Paare verworfen, die folgende Eigenschaften haben:

- Die Differenz der Anfangspunkte (Radius des ersten Treffers in der CJC) ist größer als 16 cm, oder der Abstand der d_{ca}-Punkte ist kleiner als 0,5 mm.

Der d_{ca}-Schnitt verwirft somit Spuren vom primären Vertex.
Schneiden sich beide Kreise, so werden zunächst beide Schnittpunke als mögliche sekundäre Vertizes festgehalten. Schneiden sich die Kreise nicht, so werden sie verworfen, wenn der Abstand der Kreise $> 0{,}5$ cm ist.
Ansonsten wird der Mittelpunkt des Abstandes zwischen beiden Kreisen als Sekundärvertex angenommen. Nun werden alle V_0-Kandidaten verworfen,

- deren Abstand des Sekundärvertex von der z-Achse < 2 cm oder größer als der Radius des Detektors ist, oder
- deren Abstand des V_0-Vertex von der z-Achse mehr als 2 cm größer ist als der Abstand des ersten Hits von der z-Achse einer der beiden Spuren.

Damit wird ausgeschlossen, dass die Spuren schon vor dem V_0-Vertex beginnen dürfen. Zuletzt werden noch Paare mit negativer Zerfallslänge aussortiert.

In einer **zweiten Methode** werden besonders die V_0-Teilchen selektiert, die mit einem kleinen Öffnungswinkel zerfallen, also bevorzugt Photonen.
Es wird für jede Spur, bei der der Primärvertex des Ereignisses nicht innerhalb des Spurkreises liegt, die Tangente am Spurkreis durch den Primärvertex berechnet. Der Berührungspunkt der Tangente mit dem Kreis wird als Sekundärvertex angenommen (Tangentialpunkt).
Folgende Schnitte werden gemacht:

- für jede einzelne Spur:
  - Radius(Sekundärvertex) > 3 cm
  - Radius(Sekundärvertex) $<$ Radius(Detektor)
  - Radius(Sekundärvertex) - Radius(erster Hit) < 2 cm
- für verbleibende Spurpaare:
  - $|$Radius(erster Hit, Spur 1) - Radius(erster Hit, Spur 2)$| < 16$ cm
  - $|\vec{d_{ca_1}} - \vec{d_{ca_2}}| > 0{,}5$ mm
  - Radius (Tangentialpunkt, Spur 1) - Radius (Tangentialpunkt, Spur 2) < 10 cm

Wird ein Paar nur mit der zweiten Methode gefunden, wird es zu den Kandidaten, die mit der ersten Methode gefunden wurden, hinzugefügt.

Es wird für alle Spurpaare, die als V_0-Kandidaten in Frage kommen, eine Anpassung der Spurparameter [22] in der $r\phi$-Ebene (κ, ϕ, d_{ca}) durchgeführt. Anschließend werden die Parameter θ und z_0 angepasst. Die Größe χ^2 als ein Maß für die Güte der Anpassung der Spurparameter wird berechnet, und alle Kandidaten mit einer schlechten Spuranpassung werden verworfen. Sollte es am Ende für ein Spurpaar zwei mögliche Sekundärvertices geben, muss einer der beiden verworfen werden. Es wird das Spurpaar mit der schlechteren Spuranpassung verworfen, also das mit dem größeren Wert für χ^2.

4.2.2 Effizienz der Photon-Rekonstruktion

Mit Hilfe der Signal-Monte Carlo Simulation (Kap.2.6) der χ_{c1}-Produktion kann die Wahrscheinlichkeit ermittelt werden, mit der ein Photon Paarbildung macht und als V_0 rekonstruiert wird. Es ist relativ kompliziert, den Anteil der Photonen, die in e^+e^- übergehen, und die Rekonstruktions-Wahrscheinlichkeit der V_0-Rekonstruktion unabhängig voneinander zu bestimmen. Dazu muss man auf die STR Bank zugreifen, in der die von H1SIM simulierten Konversionen von Photonen in e^+e^- gespeichert sind. Das ist im Rahmen dieser Analyse nicht gemacht worden. Das Produkt dieser beiden Wahrscheinlichkeiten ist jedoch einfacher zu ermitteln, indem man für jedes generierte Photon ein rekonstruiertes V_0 sucht, das in seinen kinematischen Größen nur geringfügig von denen des generierten Photons abweicht ($\Delta\theta < 4°$, $\Delta\phi < 2°$). Die Akzeptanz wird auf den Polarwinkelbereich $30° < \theta_{gen} < 150°$ beschränkt. Außerdem wird eine Mindestenergie der Photonen von 200 MeV verlangt.

Abb.4.10 zeigt in der ersten Spalte die Verteilungen der Energie, des Transversalimpulses, des Polarwinkels θ und des Azimutalwinkels ϕ für alle generierten Photonen aus dem χ_{c1}-Zerfall. Die zweite Spalte stellt die Verteilungen für alle generierten Photonen dar, die Paarbildung im Detektor gemacht haben und als V_0s rekonstruiert wurden. In der letzten Spalte kann man das Produkt aus Konversions- und Rekonstruktions-Wahrscheinlichkeit, im folgenden Effizienz genannt, ablesen. Es wurden alle generierten Ereignisse verwendet, also nicht nur die Ereignisse, in denen das J/ψ rekonstruiert wurde und alle J/ψ-Schnitte gemacht wurden, um eine größere Anzahl an rekonstruierten Photonen zur Verfügung zu haben. Zur genauen Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz im Akzeptanzbereich wurden aber alle J/ψ-Schnitte verlangt.

Im Akzeptanzbereich werden 1,84% der Photonen in der Monte Carlo Simulation als V_0-Teilchen rekonstruiert. Man erkennt deutliche Abhängigkeiten der Effizienz von der Energie und dem Transversalimpuls. Auch eine θ-Abhängigkeit ist deutlich sichtbar. Maximale Effizienz ist für besonders große und kleine Winkel vorhanden. Bei $\theta \approx 90°$ ist die Effizienz besonders klein. Dieses θ-abhängige Verhalten lässt sich darauf zurückführen, dass die Photonen eine umso längere Strecke im Spurkammersystem zurücklegen, je flacher der Winkel θ der Photonbahn ist. Damit durchquert das Photon mehr Materie im Spurkammersystem und die Wahrscheinlichkeit für die Paarbildung wächst.

Mit Hilfe der Identifizierung von rekonstruierten V_0s mit den generierten Photonen kann auch der Fehler an der Messung der Energie bestimmt werden. Abb.4.11 zeigt den relativen Fehler der rekonstruierten Energie an der generierten Energie und den Mittelwert der Energieauflösung in Abhängigkeit von E_{rek}. Man bemerkt sofort die wesentlich bessere Auflösung gegenüber der für die Photonen im Kalorimeter. Auch fehlen hier deutliche Abhängigkeiten der Auflösung von E_{rek}. über den ganzen Energiebereich beträgt die Auflösung etwa 2,5%. Es ist eine leichte Tendenz zu zu niedrig rekonstruierten Energien erkennbar.

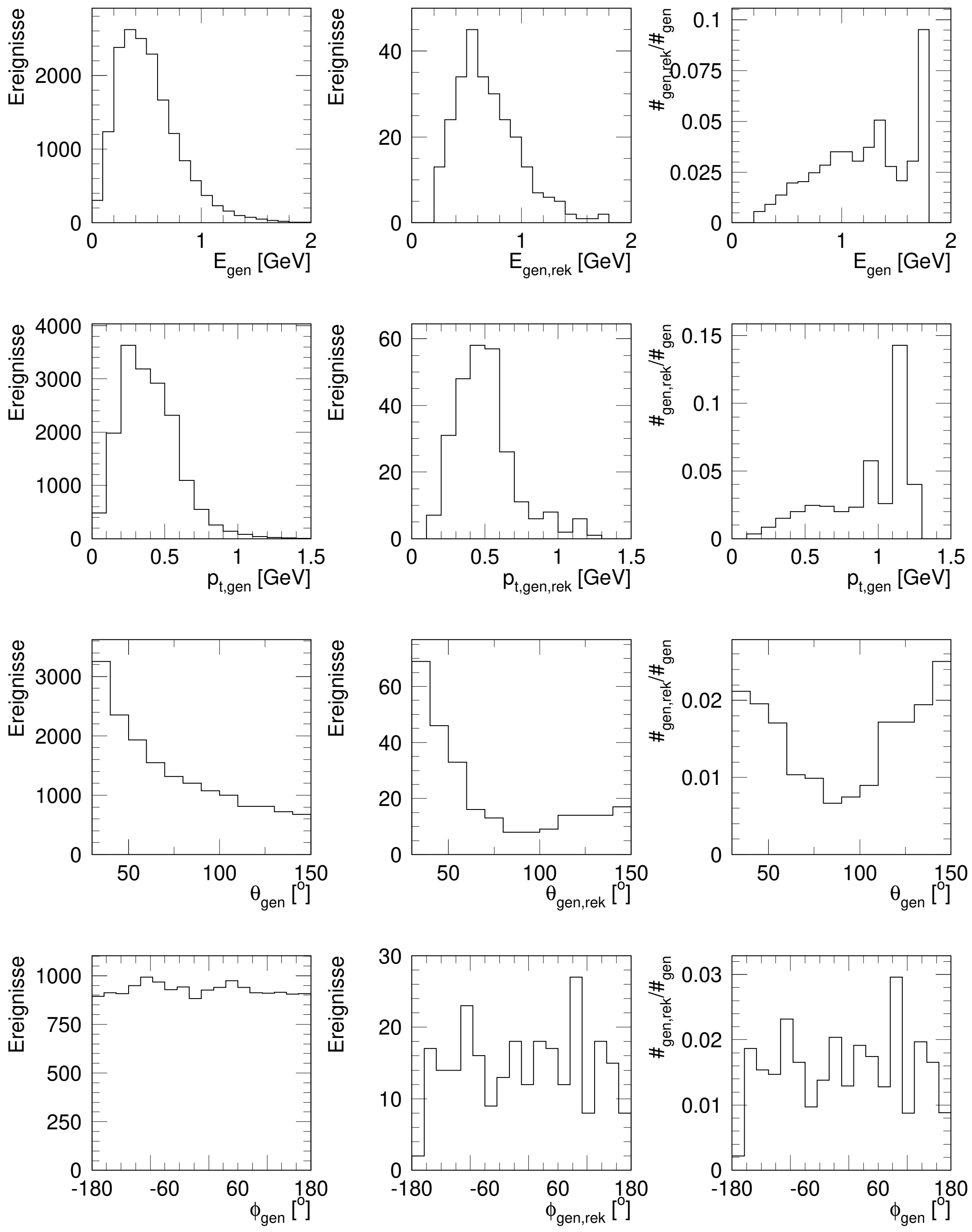

Abbildung 4.10: Verteilungen für alle generierten Photonen aus dem simulierten χ_{c1}-Zerfall. *Die erste Spalte zeigt die Verteilungen für alle generierten Photonen im Akzeptanzbereich, in der zweiten Spalte sind alle generierten Photonen eingetragen, die als V_0-Teilchen rekonstruiert werden konnten. Die rechte Spalte zeigt die Effizienz der V_0-Rekonstruktion.*

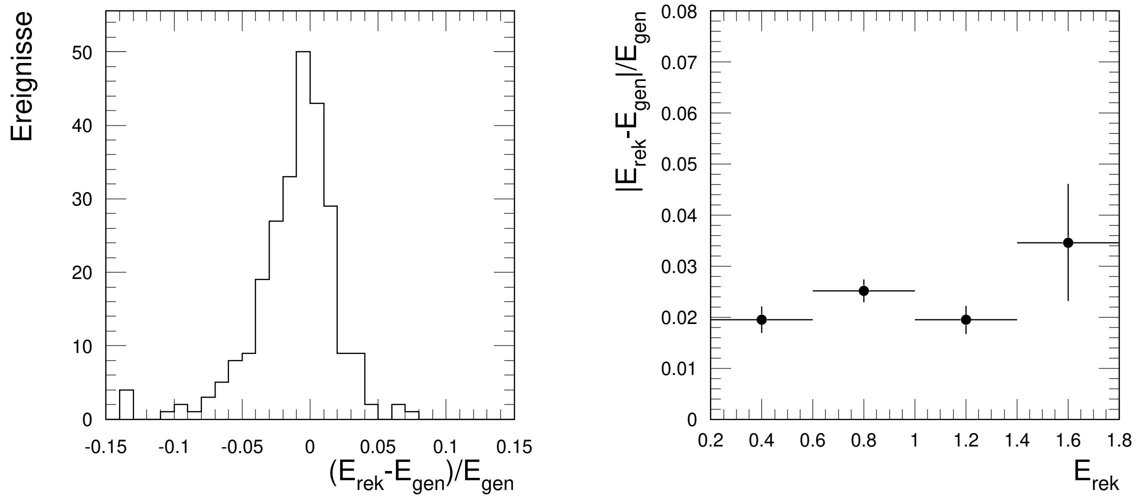

Abbildung 4.11: *Relativer Fehler der rekonstruierten Energie der Photonen (a) und Energieauflösung in Abhängigkeit von der rekonstruierten Energie (b) für Photonen mit Paarbildung.*

4.2.3 Reduzierung des Untergrundes

Der V_0-Algorithmus stellt für die selektierten V_0-Ereignisse wichtige **Estimatoren** zur Verfügung. In dieser Analyse finden folgende Größen Verwendung:

χ^2	:	Anpassungs-Wahrscheinlichkeit
r_{konv}	:	Radius des sekundären Vertex in der $r\phi$-Ebene
m_{V_0}	:	invariante Masse des V_0

Abb.4.12 zeigt die Estimatoren für alle Photonen aus der Monte Carlo Simulation, die Paarbildung gemacht haben und rekonstruiert werden konnten. Es sind also nicht nur die Photonen aus dem χ_{c1} Zerfall berücksichtigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass fast ausschließlich vor der CJC1 und zwischen der CJC1 und der CJC2 die Photonen in e^+e^--Paare konvertieren. Dies ist auch zu erwarten, da gerade in diesen Regionen des Spurkammersystems die meiste Materie vorhanden ist (siehe Abb.1.4) und somit dort die Paarbildung am wahrscheinlichsten ist. Oberhalb einer rekonstruierten Masse des Teilchen-Paares von 100 MeV/c^2 und oberhalb einer Fit-Wahrscheinlichkeit von $\chi^2 = 6$ sind kaum noch Photonen vorhanden.
In Abb.4.13 sind die Estimatoren der Photonen (erste Spalte) und die aller anderen rekonstruierten, nicht von Photonen stammenden, V_0-Teilchen (zweite Spalte) dargestellt. Die letzte Spalte zeigt den Quotienten aus der Anzahl der Photonen und allen rekonstruierten V_0-Teilchen (Photonen und andere).
Schaut man sich die Verteilung der invarianten Masse m_{V_0} an, so erkennt man in der Verteilung für die V_0-Teilchen, die nicht von Photonen stammen, ein deutliches Signal bei etwa 400 MeV. Dieses Signal stammt aus dem Zerfall $K_s^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$. Nimmt man als Masse der beiden Zerfallsteilchen die Ruhemasse der Pionen statt der Elektronen für die Berechnung von m_{V_0}, so verschiebt sich das Signal hin zur Ruhemasse des K_s^0 von 498 MeV.
Die letzten Spalte aus Abb.4.13 motiviert nocheinmal die in Abb.4.12 markierten Schnitte auf die Estimatoren. Der Schnitt auf $r_{konv} > 6$ cm ist nötig, weil größer Untergrund nahe am Strahlrohr erwartet wird.

Mit Hilfe der durchgeführten Studien mit der Monte Carlo Simulation lassen sich die in Tab.4.5 und Tab.4.5 aufgelisteten Schnitte zur Photon-Selektion motivieren:

Energie des V_0	$E_{V_0} > 0.2$ GeV
Polarwinkel	$30° \leq \theta_{V_0} \leq 150°$

Tabelle 4.5: *Akzeptanz-Schitte zur Selektion von Photonen in Paarbildung.*

Durch die Akzeptanz-Schnitte (Tab.4.5) verliert man 21,3% der Photonen aus dem χ_{c1}-Zerfall. Im Akzeptanzbereich werden 1,84% der Photonen aus dem χ_{c1}-Zerfall als V_0-Teilchen rekonstruiert. Die Estimator-Schnitten (Tab.4.6) reduzieren das Signal nocheinmal um 57,1%. Tab.4.7 enthält die Wahrscheinlichkeiten für die Rekonstruktion von Photonen aus dem χ_c-Zerfall nach den verschiedenen Schnitten.

Masse des V_0-Teilchens	$m_{V_0} < 0.03$ GeV
Radius des V^0 in der $r\phi$-Ebene	6,0 cm $< r_{konv} <$ 22,5 cm
oder	42,5 cm $< r_{konv} <$ 55,0 cm
Fit-Wahrscheinlichkeit	$\chi^2 < 6$

Tabelle 4.6: *Estimator-Schitte zur Selektion von Photonen in Paarbildung.*

Wahrscheinlichkeit: Photon im Akzeptanzbereich	78,7%
Wahrscheinlichkeit: Rekonstruktion des Photons als V_0	1,84%
Wahrscheinlichkeit: Photon erfüllt Estimator-Schnitte	57,1%
Gesamtwahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion	0,83%

Tabelle 4.7: *Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion eines Photons aus dem χ_{c1}-Zerfall als V_0-Teilchen. Die Wahrscheinlichkeiten beziehen sich immer auf die absoluten Zahlen der Photonen, die nach den Bedingungen in den darüberliegenden Zeilen noch übrig sind. Es sind nur die 3876 Photonen berücksichtigt, bei denen die Rekonstruktion des zugehörigen J/ψ-Teilchens gelang (siehe Anfang Kapitel 4).*

Analog zum Abschnitt, in dem die Photonenerkennung im Kalorimeter behandelt wurde, soll nun die invariante Masse des χ_{c1} aus dem Photon-Kandidaten und den beiden Zerfallsleptonen des J/ψ rekonstruiert werden. Nach allen Schnitten werden 32 der 3876 χ_{c1}-Teilchen über V_0-Teilchen rekonstruiert.

Die invariante Masse des χ_{c1} $M_{ll\gamma}$ wird wieder nach Gleichung 4.3 berechnet, es wird also die Differenz der rekonstruierten χ_{c1}-Masse und der rekonstruierten J/ψ-Masse gebildet; anschließend wird die exakte J/ψ-Masse addiert.

Abb.4.14 zeigt den Einfluss der Akzeptanz- und Estimator-Schnitte auf die Verteilung der invarianten Masse gebildet aus V_0-Teilchen und J/ψ-Kandidat. Bereits ohne Estimator-Schnitte ist ein Signal zu erkennen (vgl. Abb.4.6). Dies ist der hervorragenden Energieauflösung für die V_0-Teilchen und der Art der Berechnung der invarianten Masse des χ_{c1} zu verdanken. Durch die Bildung der Differenz aus rekonstruierter χ_{c1}-Masse und J/ψ-Masse, geht die Ungenauigkeit der rekonstruierten J/ψ-Masse nicht in die Breite des χ_{c1}-Signals ein. Durch die weiteren Schnitte wird das Signal noch wesentlich deutlicher. Tab.4.8 zeigt den Anteil an Signal und Untergrund in allen selektierten V_0-Teilchen vor und nach den Estimatorschnitten (im gesamten Massenbereich von $M_{ll\gamma}$).

Durch die Estimator-Schnitte reduziert sich der gesamte Untergrund um 93,2%. Der Verlust an Signal beträgt 42,9%.
Nach allen Selektionsschnitten (Tab.4.5 und 4.6) teilen sich die selektierten V_0-Teilchen wie in Tab.4.9 aufgeführt auf.

Schnitte auf V_0-Teilchen	Anteil Signal	Anteil Untergrund
Nur Akzeptanz-Schnitte	3,9%	96,1%
Akzeptanz- und Estimator-Schnitte	25,0%	75,0%

Tabelle 4.8: *Signal/Untergrund-Verhältnis aller selektierter V_0-Photonkandidaten nach Akzeptanz- und Estimatorschnitten*

Signal	25,0%
photonischer Untergrund	7,0%
nicht-photonischer Untergrund	68,0%

Tabelle 4.9: *Signal und Untergrund aller selektierter V_0-Photonkandidaten nach Akzeptanz- und Estimatorschnitten.*

Abb.4.15 zeigt die Verteilung des χ_{c1}-Signals ohne den Untergrund in Abb.4.14 einmal ohne und einmal mit Estimatorschnitten. Es ist kein großer Unterschied in der Form der Verteilungen zu erkennen. Ausserdem ist mit gestrichelter Linie ein zweites Mal die Massenverteilung des χ_{c1} eingezeichnet, jedoch um 45 MeV verschoben. Damit soll ein χ_{c2}-Signal simuliert werden, um ermitteln zu können, ob eine Trennung der beiden Signale möglich ist. Es ist festzustellen, dass laut Simulation die Massenverteilungen beider χ_c-Mesonen schmal genug sind, um diese eindeutig zu unterscheiden.

Der Mittelwert der invarianten Masse des χ_{c1} beträgt in der Simulation $M_{\chi_{c1}} = 3{,}51$ GeV und entspricht damit exakt dem Wert der χ_{c1}-Masse. Die Breite der Massenverteilung beträgt etwa 20 MeV und ist damit eine Größenordnung besser als bei der Rekonstruktion mit Kalorimeter-Photonen. Gleichzeitig ist allerdings die Nachweiswahrscheinlichkeit von Photonen als V_0-Teilchen mit 0,83% wesentlich geringer als die Nachweiswahrscheinlichkeit von Photonen im Kalorimeter, die mit 33,7% um einen Faktor 40 größer ist.

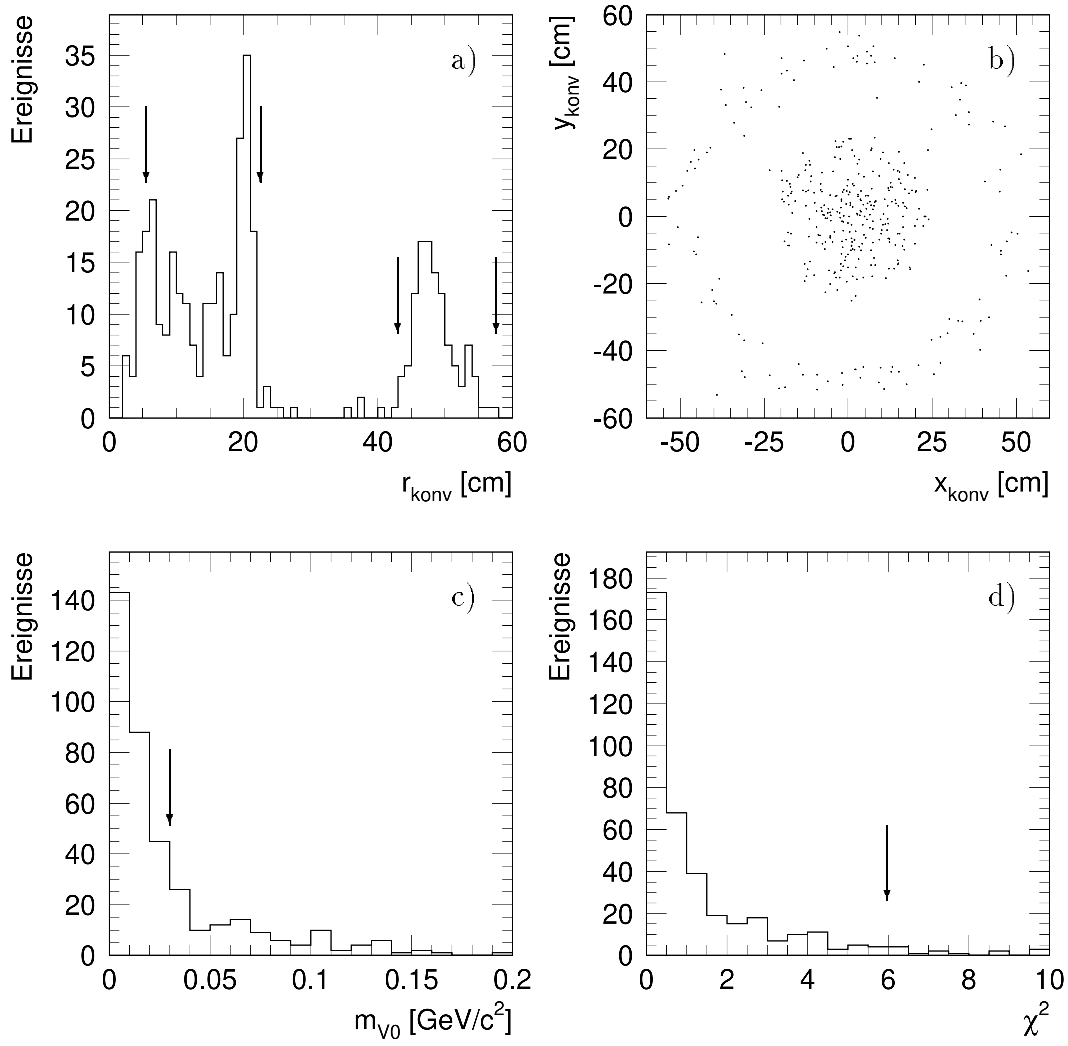

Abbildung 4.12: Verteilungen der Estimatoren aller simulierten Photonen, *die als V_0- Teilchen rekonstruiert worden sind (auch Photonen, die nicht aus dem χ_{c1}-Zerfall stammen). a) zeigt den Konversionsradius, b) zeigt die Vertizes der V_0-Teilchen in der xy-Ebene des H1-Detektors, c) zeigt die rekonstruierte Masse und d) die Anpassungswahrscheinlichkeit. Die Pfeile kennzeichnen die Schnitte, die später zur Photonselektion gemacht werden (s. Tab.4.6.).*

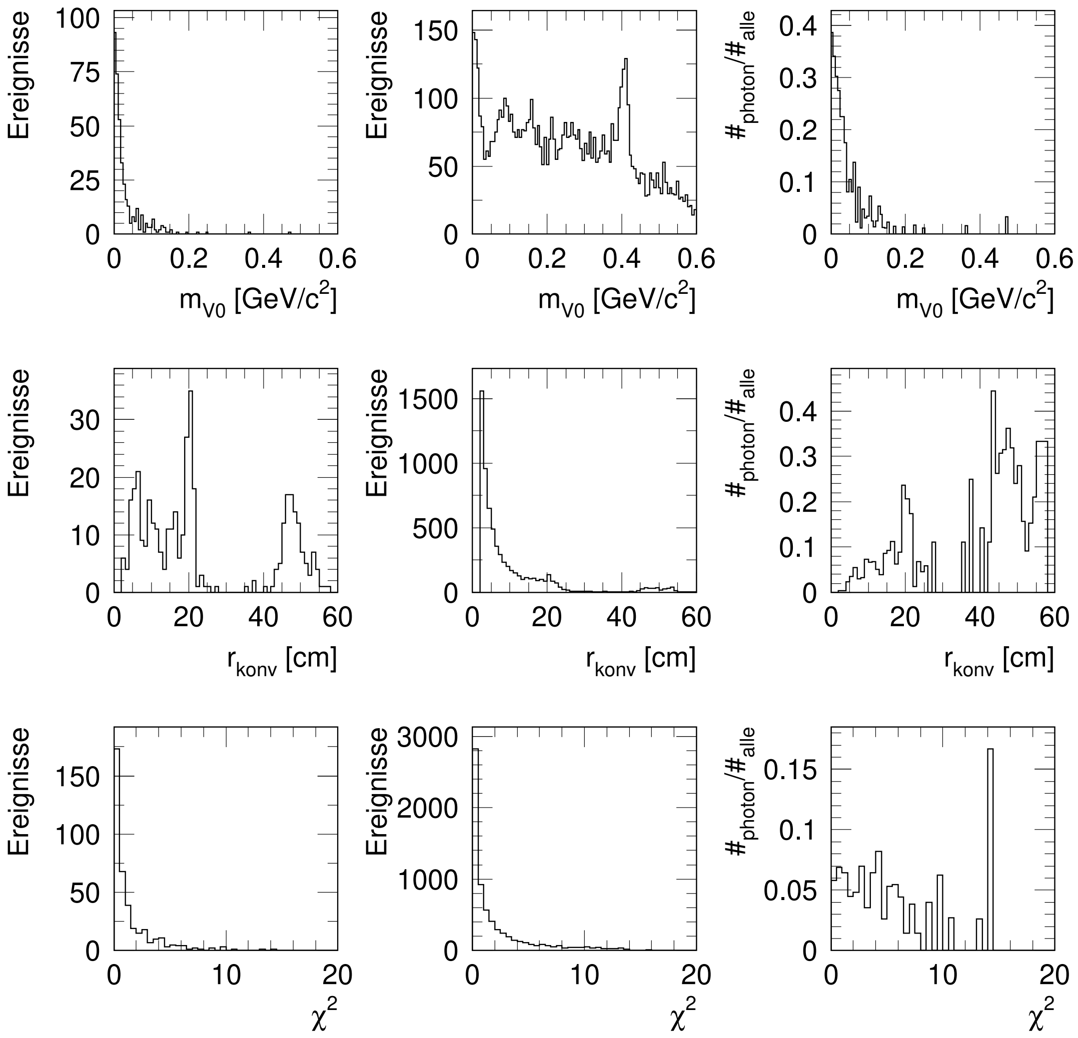

Abbildung 4.13: Verteilungen der Estimatoren von V_0-Teilchen in der Simulation. *Die linke Spalte zeigt die Verteilungen der Estimatoren aller V_0-Teilchen die von Photonen stammen. Die mittlere Spalte zeigt alle anderen rekonstruierten V_0-Teilchen. In der rechten Spalte wurde jeweils das Verhältnis aus der Anzahl der Photonen und der Anzahl aller V_0-Teilchen gebildet.*

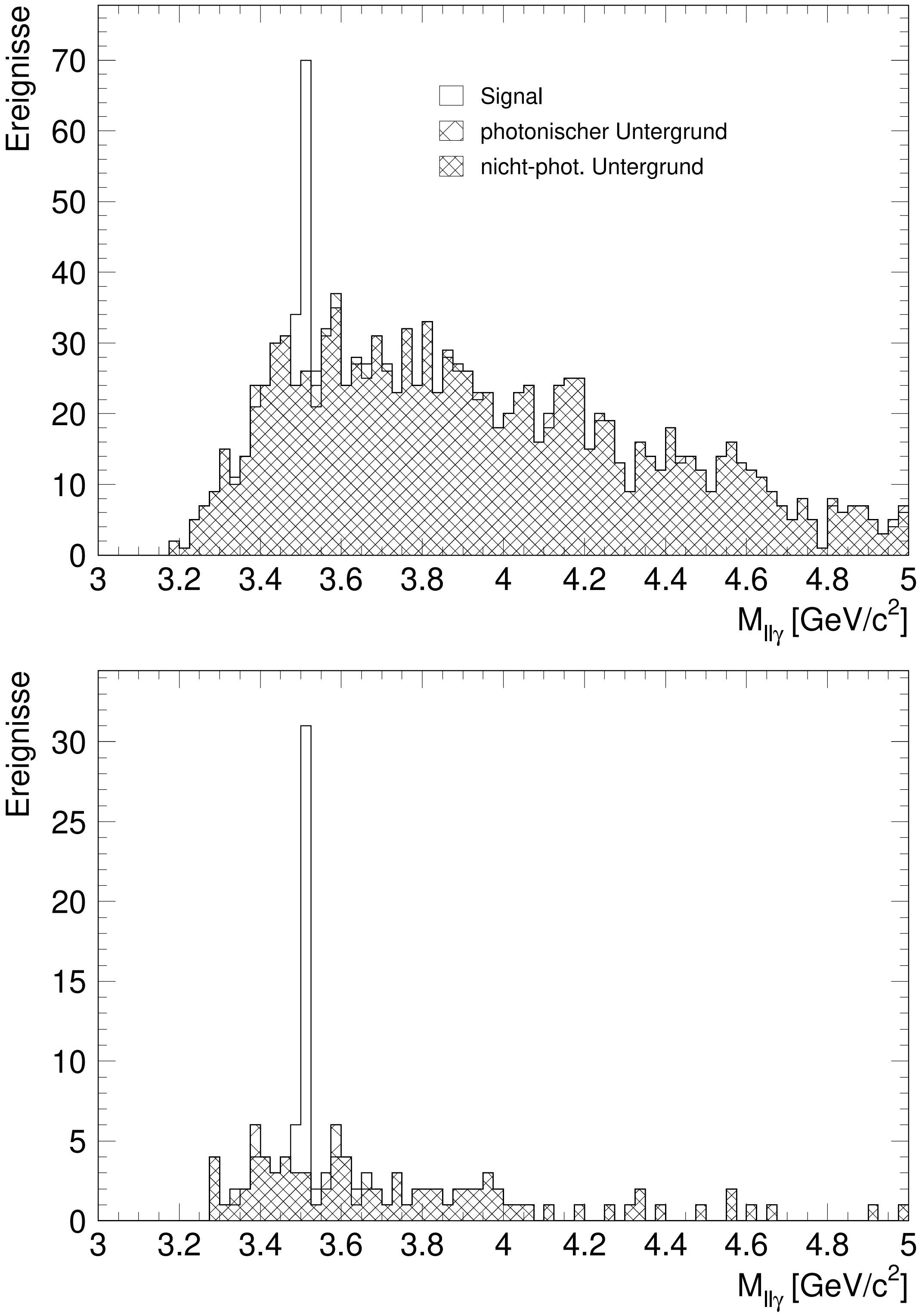

Abbildung 4.14: Verteilungen der invarianten Masse aus J/ψ-Kandidat und Photonkandidat (V^0) in der Simulation *nach J/ψ- und Photon-Akzeptanzschnitten; oben ohne Estimator-Schnitte, b) unten mit Estimator-Schnitten. Gekennzeichnet sind jeweils die Anteile von Photonen des χ_{c1}-Zerfalls (weiß), von anderen Photonen (grobe Schraffur) und von V_0-Teilchen die nicht von Photonen (feine Schraffur) stammen.*

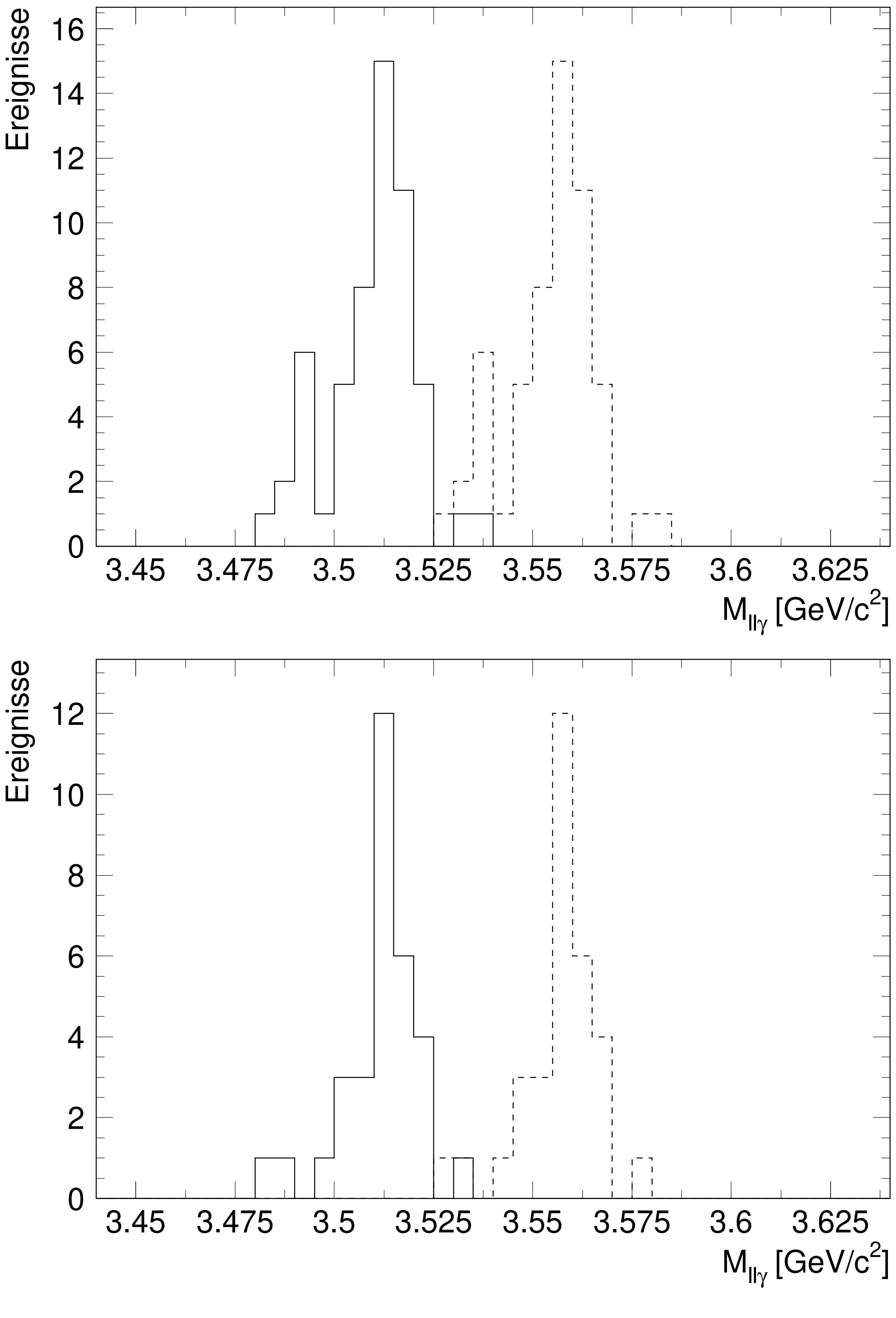

Abbildung 4.15: Verteilungen der invarianten Masse der rekonstruierten χ_{c1}-Mesonen in der Simulation *nach J/ψ- und Photon-Akzeptanzschnitten; oben: keine Estimator-Schnitte, unten: mit Estimator-Schnitten. Die Abbildungen mit durchgezogener Linie entsprechen den nicht-schraffierten Bereichen in Abb.4.14. Mit gestrichelter Linie ist die gleiche Abbildung um 45 MeV verschoben eingezeichnet, um ein χ_{c2}-Signal anzudeuten.*

4.2.4 Daten

Mit Hilfe der Monte Carlo Simulation wurden im vorangehenden Abschnitt Schnitte für die Rekonstruktion und Selektion von Photonen, die in e^+e^--Paare konvertiert sind, getestet. Diese sind nun auf den in Kap.3.3.4 erstellten J/ψ-Datensatz (Tab.3.4 und Abb.3.1) anzuwenden.

Abb.4.16 zeigt die Verteilungen aller im J/ψ-Datensatz durch V_0-Rekonstruktion gefundenen Photon-Kandidaten. Insgesamt wurden 263 Photon-Kandidaten in den 2398 Ereignissen (Tab.3.4) gefunden, die alle Schnitte zur Photon-Selektion erfüllen. Dabei ist in 255 J/ψ-Ereignissen genau ein Photon-Kandidat gefunden worden und in vier J/ψ-Ereignissen sind zwei Photon-Kandidaten gefunden worden. In diesen vier Ereignissen wurde jeweils der Photon-Kandidat verworfen, der eine schlechtere Anpassungs-Wahrscheinlichkeit bei der Rekonstruktion als V^0 aufwies. Die gestrichelte Linie in Abb.4.16 zeigt die Verteilungen in der χ_{c1}-Simulation, die auf die Daten normiert wurde. In der Polarwinkelverteilung gibt es analog zur Photonsuche im Kalorimeter (Abb.4.8) Abweichungen der Daten von der Simulation. Die anderen Verteilungen stimmen gut überein.
Abb.4.17 zeigt die Estimatoren aller im J/ψ-Datensatz durch V_0-Rekonstruktion gefundenen Photon-Kandidaten. Die simulierten Daten sind wieder mit gestrichelter Linie dargestellt. Auch in diesen Verteilungen herrscht recht gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Allerdings sind in der rekonstruierten Masse m_{V_0} deutliche Unterschiede sichtbar.

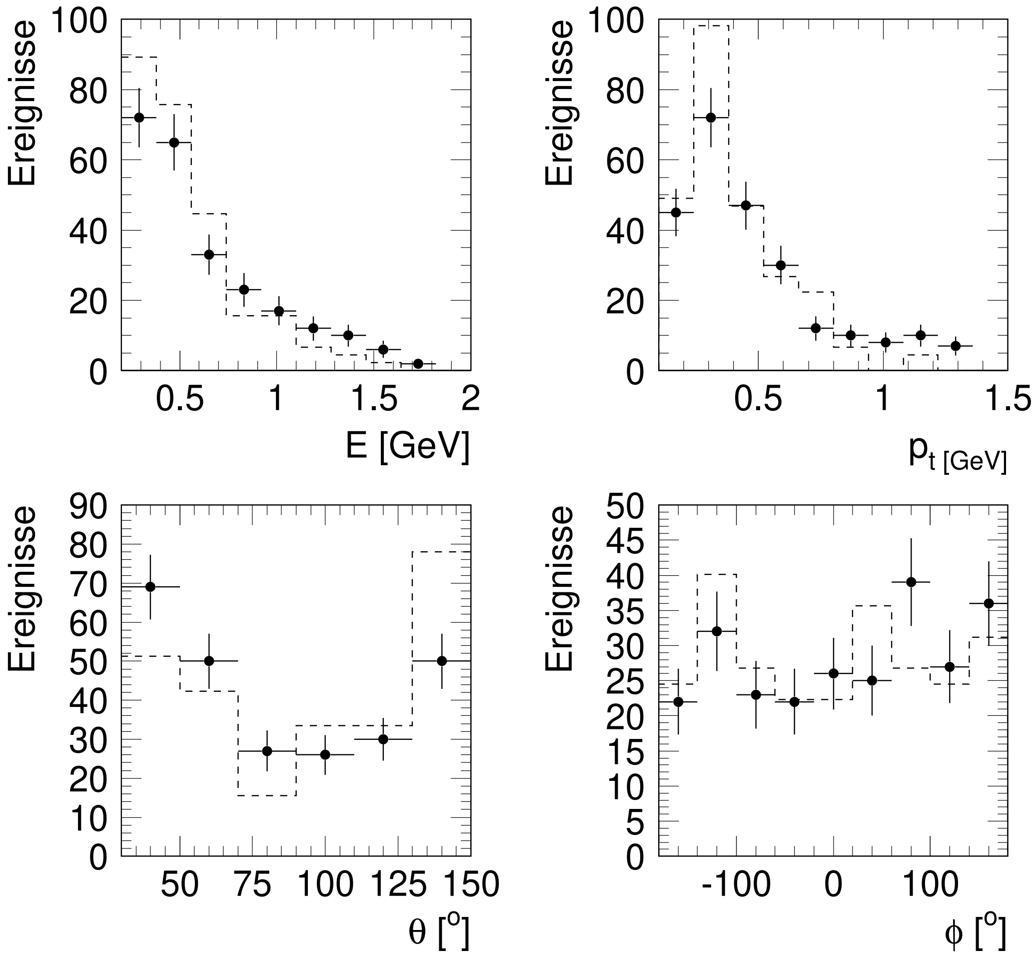

Abbildung 4.16: Größen aller in den Daten gefundenen Photon-Kandidaten im J/ψ-Datensatz *(Abb.3.1) nach allen Akzeptanzschnitten und allen Schnitten zur Photonselektion für Photonen, die in ein e^+e^--Paar konvertiert sind. Die gestrichelte Linie zeigt die Verteilungen in der χ_{c1}-Simulation, die auf die Daten normiert wurde.*

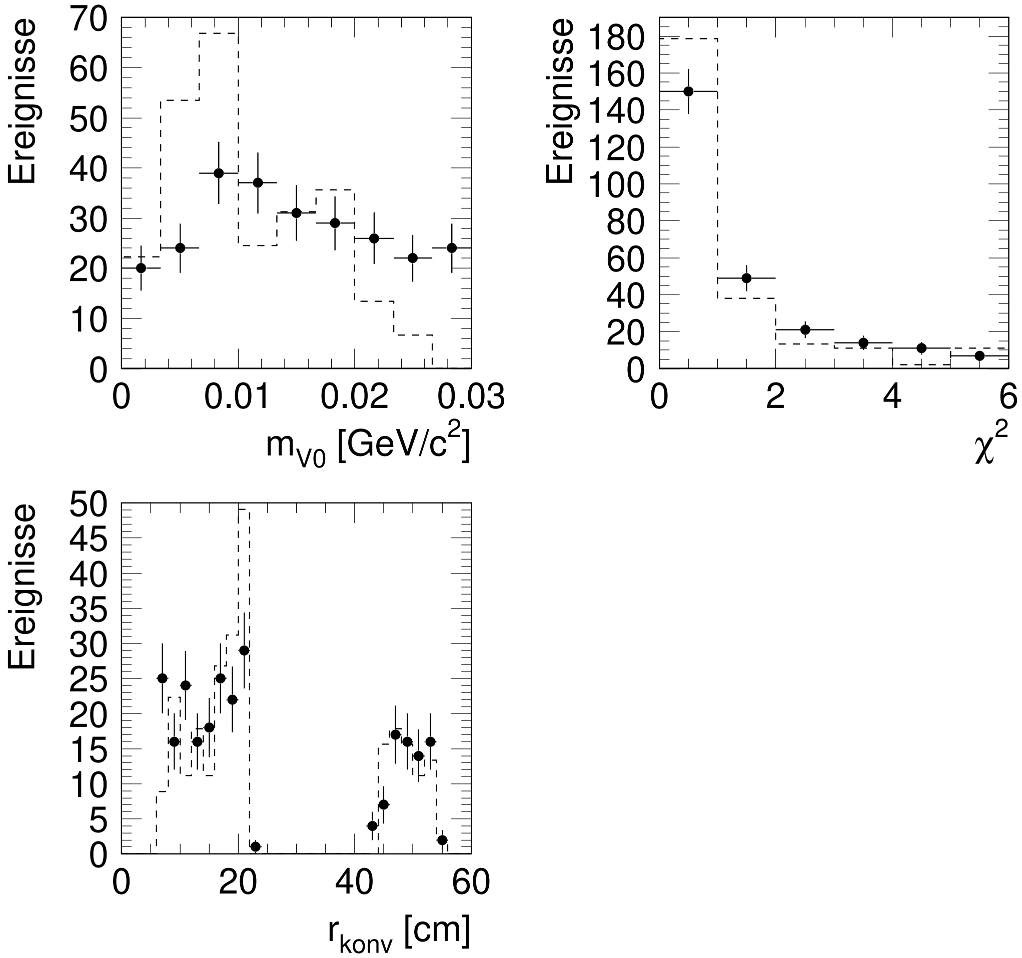

Abbildung 4.17: Estimatoren aller in den Daten gefundenen Photon-Kandidaten aus dem J/ψ-Datensatz *(Abb.3.1) nach allen Akzeptanzschnitten und allen Schnitten zur Photonselektion für Photonen, die in ein e^+e^--Paar konvertiert sind. Die gestrichelte Linie zeigt die Verteilungen in der χ_{c1}-Simulation, die auf die Daten normiert wurde.*

Kapitel 5

Ergebnisse

In diesem Kapitel wird versucht, mit Hilfe der selektierten J/ψ- und Photon-Kandidaten χ_c-Ereignisse zu rekonstruieren. Dies wird getrennt durchgeführt für Photonen, die im Kalorimeter nachgewiesen wurden, und für Photonen, die über Paarbildungsprozesse gefunden wurden.
Die Selektion der J/ψ-Kandidaten wurde bereits in Kapitel 3 beschrieben (siehe auch Tab.3.4 und 3.5). Die Photonkandidaten wurden mit Hilfe der durch die Simulationsstudien ermittelten Schnitte (Kapitel 4) selektiert. Für die Simulationsstudien stand nur eine χ_{c1}-Signal-Simulation zur Verfügung: es wurden also nur Ereignisse simuliert, bei denen tatsächlich ein χ_{c1} erzeugt wurde. In den Daten werden die meisten Ereignisse keine χ_c-Ereignisse sein; es ist also mit einem großen, zusätzlichen Untergrund zu rechnen. Um diesen Untergrund trotz fehlender Simulation abschätzen zu können, werden die sogenannten Seitenbänder in den J/ψ-Datensätzen herangezogen. Die Seitenbänder sind Bereiche des J/ψ-Datensatzes, bei denen die invariante Masse aus den beiden Leptonen nicht im Bereich der J/ψ-Masse liegt. Genauer gesagt gelten als Seitenband und als Signalbereich (Massenbereich der J/ψ-Ereignisse) folgende Intervalle der invarianten Masse zweier Lepton-Kandidaten:

Signalbereich	3,0 - 3,2 GeV
linkes Seitenband	2,7 - 2,9 GeV
rechtes Seitenband	3,3 - 3,5 GeV

Die Lücke zwischen dem Signalbereich und dem Seitenband soll verhindern, dass eine größere Anzahl von J/ψ-Ereignissen in den Seitenbändern enthalten ist. Ein χ_c-Signal in der Verteilung der invarianten Masse aus J/ψ-Kandidat und Photonkandidat sollte folglich nur in den Histogrammen, in denen der J/ψ-Signalbereich des Datensatzes verwendet wurde, sichtbar sein. Außerdem wird hier die Annahme gemacht, dass die Untergrundereignisse in den Seitenbändern ähnliche Verteilungen der invarianten Masse aus Photon-Kandidat und J/ψ-Kandidat aufweisen, wie der Untergrund im J/ψ-Signalbereich.

Die invariante Masse der χ_c-Kandidaten wird aus den rekonstruierten Vierervektoren der J/ψ- und Photon-Kandidaten folgendermaßen berechnet:

$$M_{ll\gamma} = M_{ll\gamma,rek} - M_{ll,rek} + M_{J/\psi}. \tag{5.1}$$

Dabei ist $M_{J/\psi} = 3,097$ GeV/c^2 die exakte Masse des J/ψ-Mesons [9]. $M_{ll\gamma,rek}$ und $M_{ll,rek}$ sind ausschließlich aus den rekonstruierten Vierervektoren der beiden Zerfallsleptonen und des Photons berechnet worden:

$$M^2_{ll,rek} = (E_{l^+} + E_{l^-})^2 - (\vec{p}_{l_+} + \vec{p}_{l_-})^2. \tag{5.2}$$

$$M^2_{ll\gamma,rek} = (E_{ll,rek} + E_\gamma)^2 - (\vec{p}_{ll,rek} + \vec{p}_\gamma)^2. \tag{5.3}$$

Es wird also zunächst die Differenz aus der rekonstruierten invarianten Masse des χ_c-Kandidaten $M_{ll\gamma,rek}$ und des J/ψ-Kandidaten $M_{ll,rek}$ gebildet. Diese wird mit der exakten Masse des J/ψ addiert. In allen folgenden Verteilungen von invarianten Massen der χ_c-Kandidaten ist die invariante Masse auf diese Art berechnet worden.

5.1 χ_c-Mesonen mit Photonen im Kalorimeter

Für die Rekonstruktion von χ_c-Mesonen mit Photonen im Kalorimeter wird der J/ψ-Datensatz in Tab.3.5 (Abb.3.2, 0,25 $< z <$ 0,9) verwendet. Es stehen also 3360 Ereignisse zur Verfügung, wovon etwa 2132 Ereignisse tatsächlich ein J/ψ-Meson enthalten.

Auf alle rekonstruierten χ_c-Kandidaten wird wie in der Simulation ein Schnitt auf den Transversalimpuls von $p_{t,\chi} > 1$ GeV gemacht.

Abb.5.1 zeigt die Verteilungen der invarianten Masse $M_{ll\gamma}$, wobei die im Kalorimeter gefundenen Photon-Kandidaten verwendet wurden. Wird mehr als ein Photon-Kandidat in einem J/ψ-Ereignis gefunden, so gehen auch entsprechend mehrere Kombinationen für ein Ereignis in die Verteilung von $M_{ll\gamma}$ ein.
Die linke Spalte zeigt $M_{ll\gamma}$ für J/ψ-Kandidaten, die im Signalbereich liegen, die rechte Spalte zeigt die Verteilungen in beiden Seitenbändern zusammen. Die Einträge in den Seitenband-Verteilungen wurden auf den Signalbereich so normiert, dass im Massenbereich 3,7 GeV $< M_{ll\gamma} <$ 5,0 insgesamt gleich viele Einträge im Signalbereich und im Seitenband enthalten sind.
Es sind getrennte Histogramme für J/ψ-Kandidaten, die in ein Elektron/Positron bzw. zwei Myonen zerfallen, dargestellt; die letzte Zeile zeigt beide Fälle zusammen.
Der Verlauf der linken Flanke der Verteilungen ist auf die geforderte Mindestenergie des Photons von 0,35 GeV zurückzuführen. Dieser Schnitt manipuliert die Verteilungen so, dass auch das Maximum der Verteilung des Untergrundes etwa bei der Masse des χ_c liegt. Die Verteilungen im Signal-Bereich und im Seitenband zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf. Ein Überschuss an Ereignissen ist im Bereich der χ_c-Massen nicht zu erkennen.

Abb.5.2 zeigt die gleichen Verteilungen wie Abb.5.1, jedoch wurde der Schnitt auf den Polarwinkel θ_γ der Photon-Kandidaten verschärft ($75° < \theta_\gamma < 150°$). Abb.4.8 lässt vermuten, dass außerhalb dieses Bereichs der Untergrund hoch ist. Man kann nicht ausschließen, dass χ_c-Ereignisse in den Verteilungen enthalten sind, aber die Verteilungen im Signalbereich und im Seitenband unterscheiden sich auch im stärker eingeschränkten Winkelbereich nicht deutlich genug, um von einem χ_c-Signal sprechen zu können.

Um die Lage des Maximums der Verteilung der Untergrundereignisse zu höheren Massen zu verschieben, damit es nicht mehr genau auf der χ_c-Masse liegt, kann man den Schnitt auf die Mindestenergie der Photonen weiter erhöhen. Es gehen dabei auch viele χ_c-Ereignisse verloren, aber alle χ_c-Ereignisse, die erhalten bleiben, müssen weiterhin eine invariante Masse um etwa 3,5 GeV/c^2 bilden. In Abb.5.3 wurde neben dem Schnitt auf den Polarwinkel ($75° < \theta_\gamma < 150°$) auch der Schnitt auf die Mindestenergie verschärft: $E_\gamma > 0{,}6$ GeV. Insbesondere in der Verteilung, in der alle Ereignisse zusammengefasst sind (letzte Zeile), kann man erste Anzeichen für eine Resonanz bei etwa 3,5 GeV/c^2 erkennen. Man erkennt auch, dass sich das Maximum der Verteilung der Ereignisse im Seitenband zu größeren Energien hin verschoben hat.
Für eine Abschätzung der Anzahl von χ_c-Ereignissen reicht das Signal aber nicht aus. So scheitert eine Auszählung der Ereignisse hauptsächlich an der schlechten Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters bei Photonen mit einer Energie < 1 GeV.

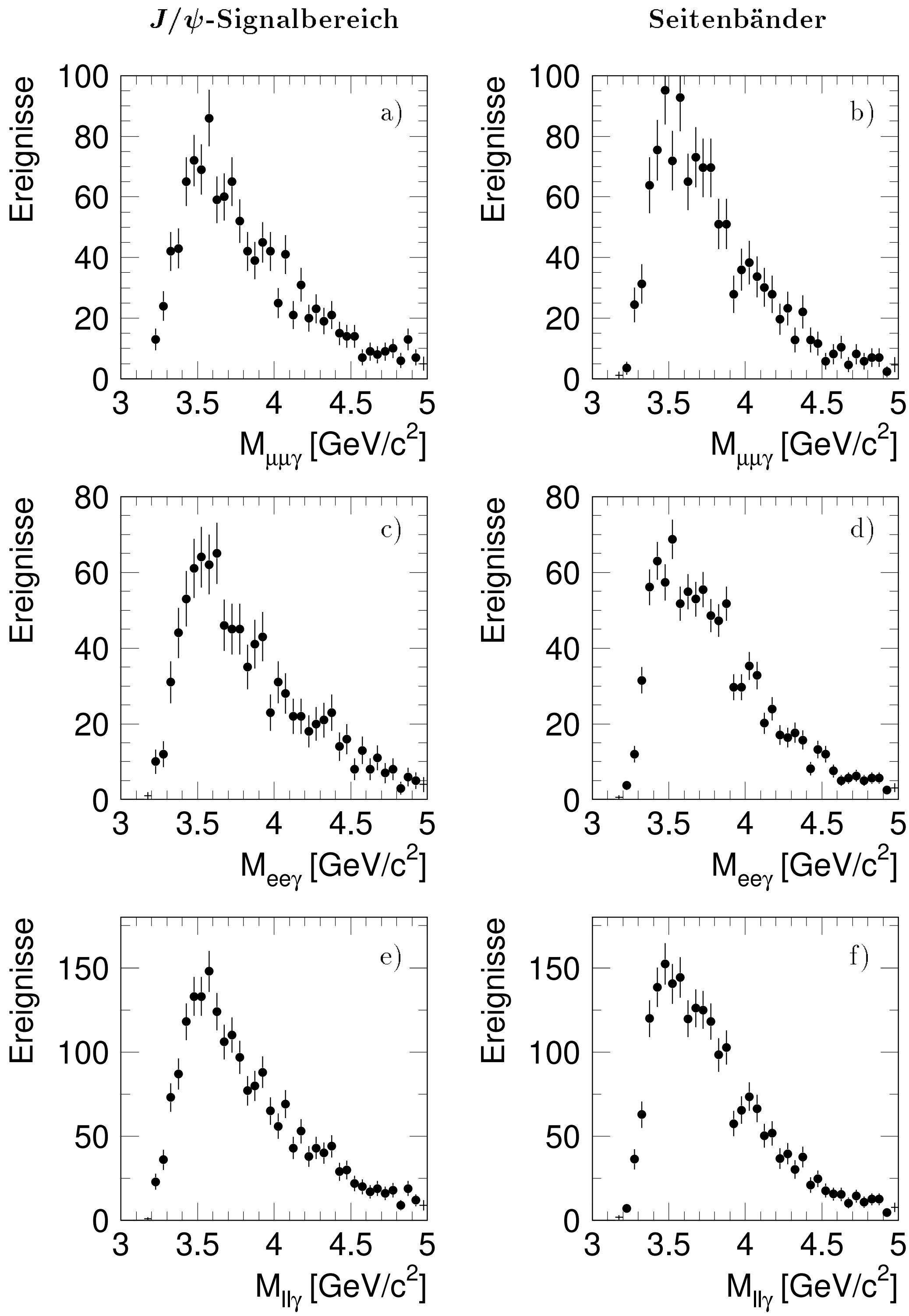

Abbildung 5.1: $M_{ll\gamma}$ mit Photon im Kalorimeter. *Verteilungen der rekonstruierten invarianten Masse der χ_c-Kandidaten. Die linke Spalte zeigt die Ereignisse im Signalbereich des J/ψ. Die rechte Spalte zeigt den Seitenbandbereich. Die Verteilungen sind getrennt für J/ψ-Mesonen, die in Myonen (erste Zeile) und in e^+e^- (zweite Zeile) zerfallen sind, aufgetragen. Die letzte Zeile zeigt beide Verteilungen zusammen. Es sind die in Kap.3 und 4 dargestellten Schnitte zur J/ψ- und Photon-Selektion im Kalorimeter gemacht worden. Das Seitenband wurde im Intervall der invarianten Masse von 3,7 bis 5,0 GeV auf den Signalbereich normiert.*

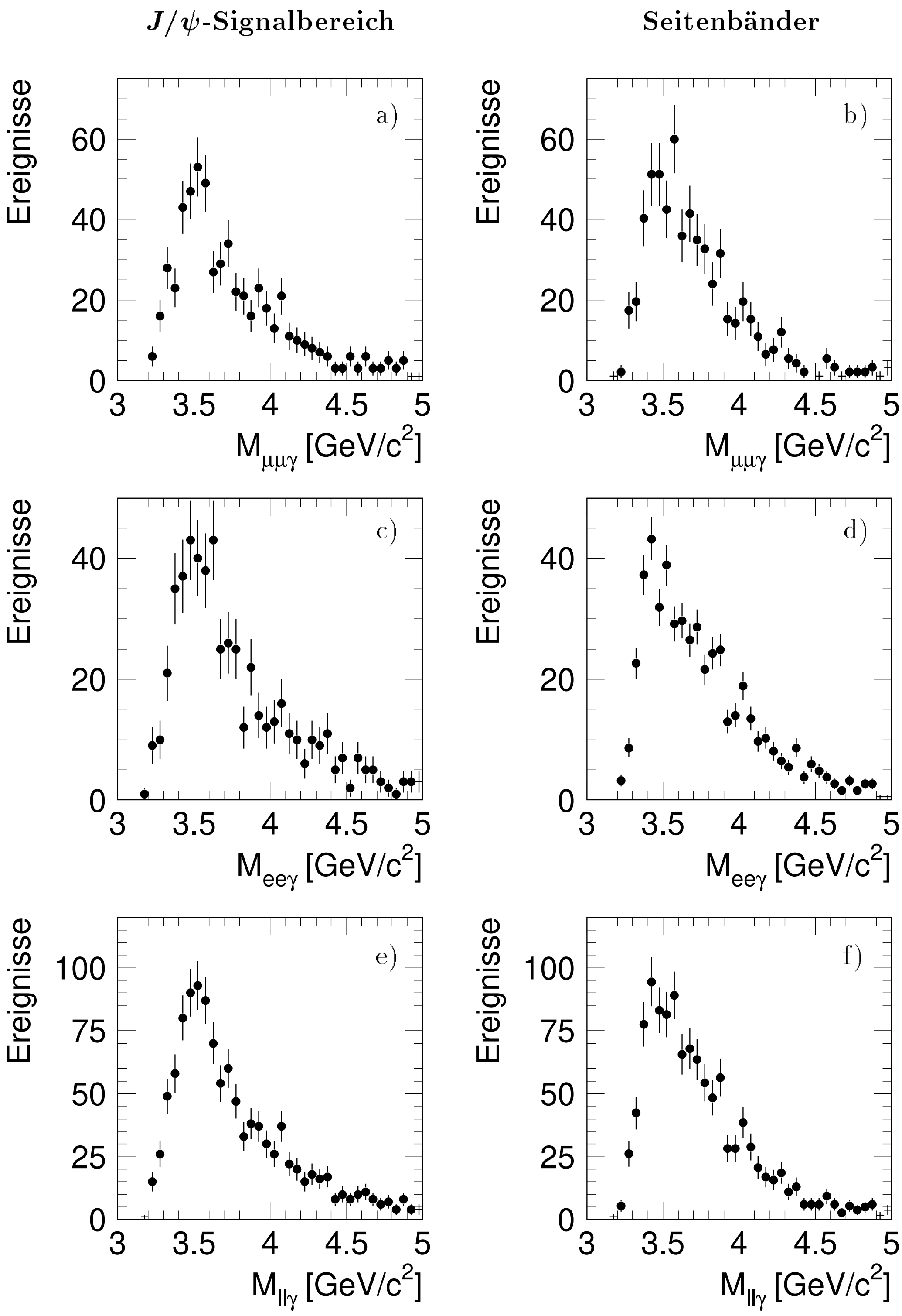

Abbildung 5.2: $M_{ll\gamma}$ mit Photon im Kalorimeter. *Verteilungen analog zu Abb.5.1. Der Schnitt auf den Polarwinkelbereich des Photon-Kandidaten wurde verschärft:* $75° < \theta_\gamma < 150°$. *Das Seitenband wurde im Intervall der invarianten Masse von 3,7 bis 5,0 GeV auf den Signalbereich normiert.*

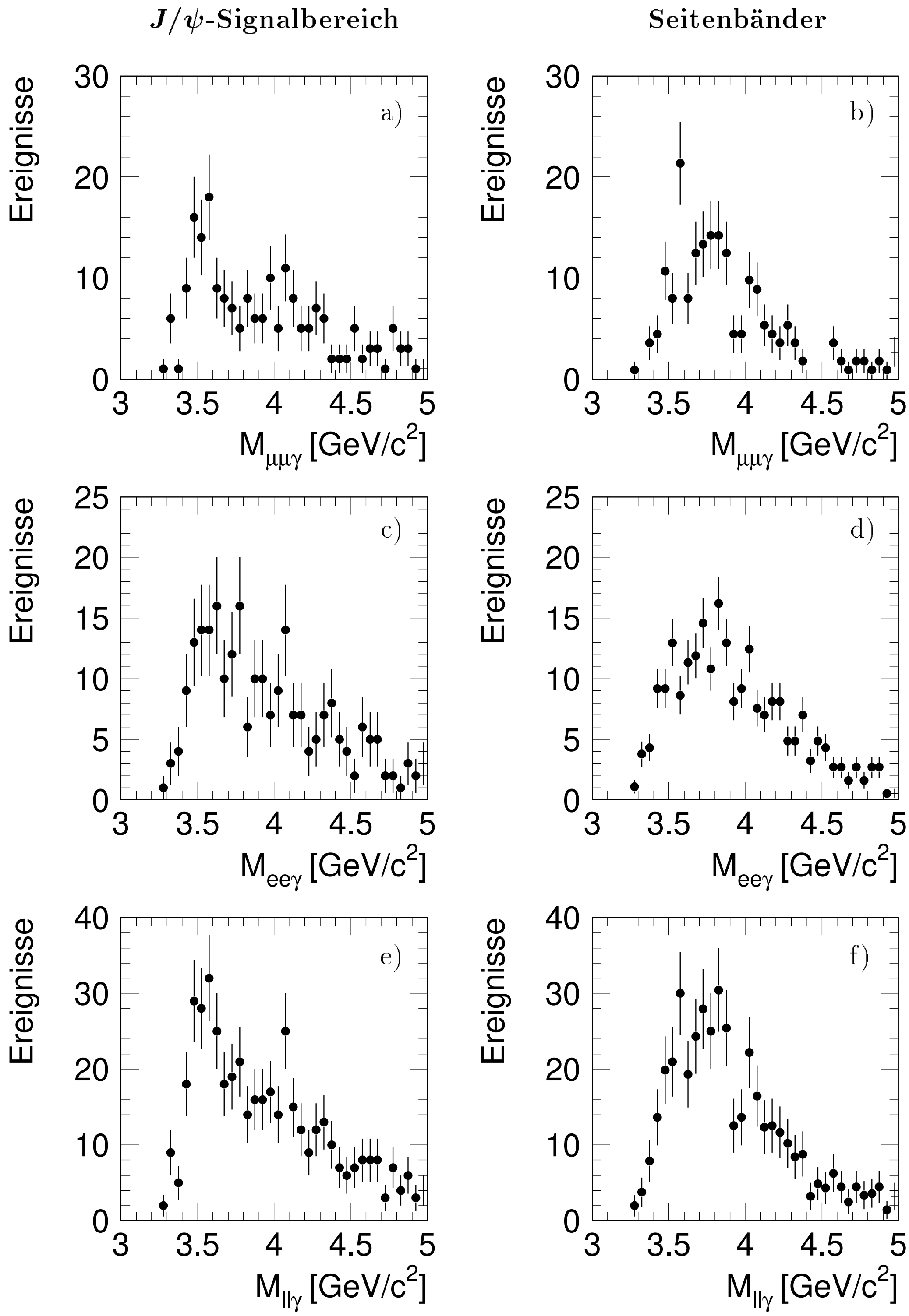

Abbildung 5.3: $M_{ll\gamma}$ mit Photon im Kalorimeter. *Verteilungen analog zu Abb.5.1. Der Schnitt auf den Polarwinkelbereich und auf die Energie der Photon-Kandidaten wurde verschärft: $75° < \theta_\gamma < 150°$ und $E_\gamma > 0{,}6$ GeV. Das Seitenband wurde im Intervall der invarianten Masse von 3,7 bis 5,0 GeV auf den Signalbereich normiert.*

5.2 χ_c-Mesonen mit konvertierten Photonen

Für die Rekonstruktion von χ_c-Mesonen mit konvertierten Photonen wird der J/ψ-Datensatz in Tab.3.4 (Abb.3.1, $0{,}1 < z < 0{,}9$) verwendet. Es stehen also 6199 Ereignisse zur Verfügung, wovon etwa 2398 Ereignisse tatsächlich ein J/ψ-Meson enthalten.

Dieser Abschnitt befasst sich mit dem Nachweis von χ_c-Mesonen, bei denen das Zerfallsphoton über einen Paarbildungsprozess im zentralen Spurkammersystem nachgewiesen wird. Die Energieauflösung, mit der diese Photonen rekonstruiert werden, ist mit 2,5% wesentlich besser als für Photonen, die im Kalorimeter gefunden werden. Es wird daher ein schmales Signal erwartet, das sich deutlich vom Untergrund abhebt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen, die in ein e^+e^--Paar konvertieren, fällt mit 0,83% laut Monte Carlo Simulation (Kap.4.2.2) allerdings sehr gering aus, sodass ein großer Teil der etwa 2398 J/ψ-Teilchen im J/ψ-Datensatz aus χ_c-Zerfällen stammen müsste, um ein χ_c-Signal zu finden.

Auf alle rekonstruierten χ_c-Kandidaten wird wie in der Simulation ein Schnitt auf den Transversalimpuls von $p_{t,\chi} > 1$ GeV gemacht.

5.2.1 Invariante Masse der χ_c-Kandidaten

Abb.5.4 und Abb.5.5 zeigen die Verteilungen der nach Gl.5.1 aus den rekonstruierten Daten der J/ψ- und Photon-Kandidaten berechneten invarianten Masse der χ_c-Kandidaten. Die linke Spalte zeigt dabei, analog zu den Abbildungen in Kap.5.1, die Histogramme, in denen der Signalbereich des J/ψ-Datensatzes benutzt wurde, die rechte Spalte zeigt den normierten Seitenbandbereich. Der Unterschied zwischen Abb.5.4 und Abb.5.5 besteht in der Größe des gezeigten Bereichs der invarianten Masse und in der Intervallbreite, in denen die Einträge eines bestimmten Massenbereichs zusammengefasst werden. In Abb.5.4 beträgt sie 33,3 MeV/c^2 und in Abb.5.5 16,7 MeV/c^2.
Es ist zu beachten, dass immer nur ein Photon-Kandidat je J/ψ-Ereignis berücksichtigt wird. Damit sind Mehrfachkombinationen eines J/ψ-Kandidaten mit mehreren Photonen ausgeschlossen. In unter 1% der J/ψ-Ereignisse wurde mehr als ein Photon-Kandidat gefunden, der alle Schnitte erfüllte. In diesem Fall wurde der Kandidat verworfen, der die schlechtere Fit-Wahrscheinlichkeit bei der Rekonstruktion als V_0-Teilchen aufweist. Die Verteilungen im Seitenbandbereich sind auf die Verteilungen im Signalbereich normiert worden, indem die Anzahl aller Einträge in den Seitenbändern auf die Anzahl der Einträge im Signalbereich normiert wurde. Die erste Zeile berücksichtigt nur J/ψ-Kandidaten, die über den Zerfall in zwei Myonen rekonstruiert wurden und die zweite Zeile entsprechend J/ψ-Kandidaten, die über den Zerfall in ein e^+e^--Paar gefunden wurden. Es sei nochmal darauf hingewiesen, dass der J/ψ-Datensatz sich über den z-Bereich von $0{,}1 < z < 0{,}9$ erstreckt (Kap.3.3.4).
Insbesondere in der Verteilung, die die J/ψ-Kandidaten, die in Myonen zerfallen, berücksichtigt, und in der alle Ereignisse umfassenden Verteilung ist ein deutliches Signal mit dem Maximum bei einer Masse von 3,49 MeV/c^2 und einer Breite von etwa 25 MeV/c^2 zu

erkennen. Falls dieses Signal von χ_{c1}-Mesonen ($M_{\chi_{c1}}$=3,51 MeV/c^2) erzeugt wurde, liegt das Maximum der Massenverteilung etwa 0,6% unter der realen χ_{c1}-Masse. Ein Signal das von χ_{c2}-Mesonen stammen könnte ist in den Daten nicht zu erkennen, wenn man die idealen Auflösungen wie in Abb.4.15 (Simulation) zugrunde legt.

Um die Anzahl der Ereignisse im χ_c-Signalbereich, der auf den Massenbereich von 3,47 GeV/c^2 < $M_{ll\gamma}$ < 3,51 GeV/c^2 festgelegt ist, zu bestimmen, wird die normierte Verteilung von $M_{ll\gamma}$ aus den Seitenbändern unter die Verteilung im J/ψ-Signalbereich gelegt. Abb.5.6 zeigt die Verteilung der Ereignisse im J/ψ-Signalbereich zusammen mit der Untergrundabschätzung aus den normierten Seitenbändern.

Durch eine Auszählung aller Ereignisse und der Untergrundereignisse im χ_{c1}-Signalbereich erhält man den Überschuss an Ereignissen und damit die Zahl der möglicherweise aus dem χ_{c1}-Zerfall stammenden und über J/ψ-Rekonstruktion und V_0-Rekonstruktion nachgewiesenen J/ψ-Ereignisse (Tab.5.1). Der Überschuss beträgt 11,4 $\pm$ 6,1 Ereignisse. Das entspricht einem Signal von etwa 2 Standardabweichungen über Null. Der Fehler am Signal wurde berechnet, indem das Quadrat des absoluten Fehlers im Signalbereich mit dem Quadrat des absoluten Fehlers im Seitenband addiert wurde und daraus die Wurzel gezogen wurde. Die beiden Fehler sind als unabhängig voneinander zu betrachten.

Alle Ereignisse mit 3,47 GeV < $M_{ll\gamma}$ < 3,51 GeV	:	27,0 $\pm$ 5,2
Untergrund-Ereignisse	:	15,6 $\pm$ 3,2
Überschuss an J/ψ-Ereignissen	:	11,4 $\pm$ 6,1

Tabelle 5.1: *Anzahl der Ereignisse im χ_{c1}-Signalbereich mit 0,1 < $z_{J/\psi}$ < 0,9.*

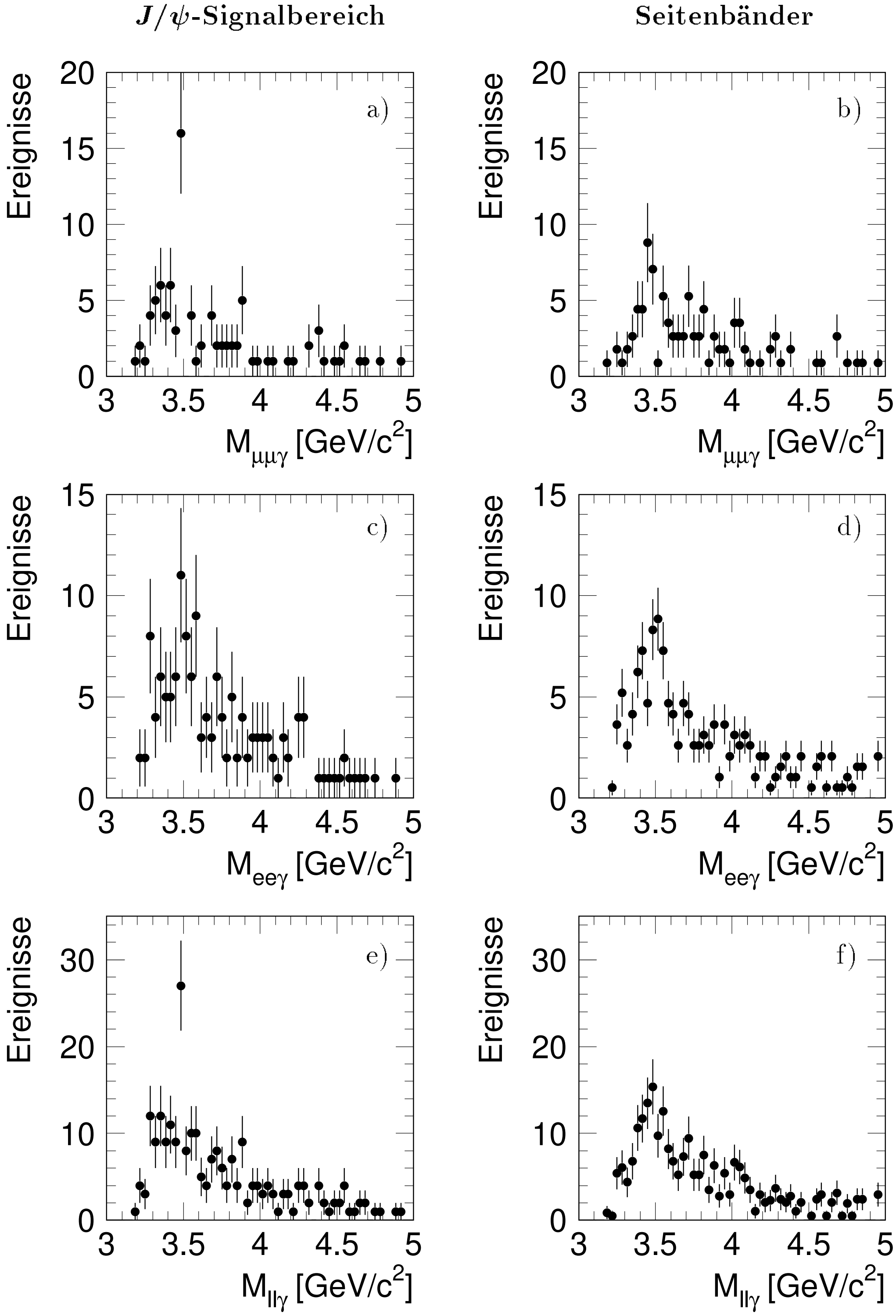

Abbildung 5.4: $M_{ll\gamma}$ mit Photon in e^+e^- . *Verteilungen der rekonstruierten invarianten Masse der χ_c-Kandidaten. Die linke Spalte zeigt die Ereignisse im Signalbereich des J/ψ. Die rechte Spalte zeigt den Seitenbandbereich. Die Verteilungen sind getrennt für J/ψ-Mesonen, die in Myonen (erste Zeile) und in e^+e^- (zweite Zeile) zerfallen sind, aufgetragen. Die letzte Zeile zeigt beide Verteilungen zusammen. Es sind die in Kap.3 und 4 ermittelten Schnitte zur J/ψ- und Photon-Selektion gemacht worden (Tab.3.3, 4.5 und 4.6).*

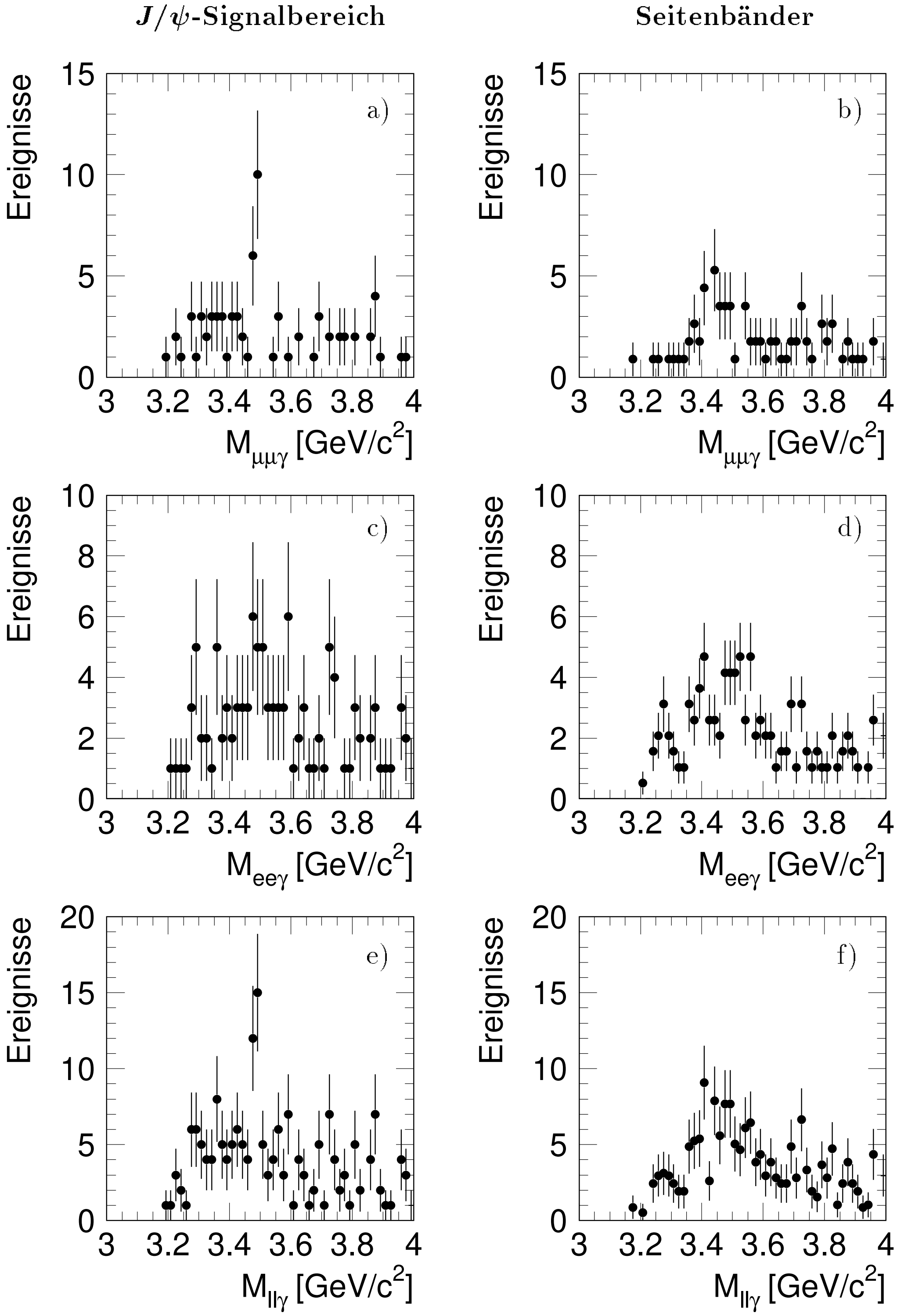

Abbildung 5.5: $M_{ll\gamma}$ mit Photon in e^+e^- . *Verteilungen analog zu Abb.5.4; die Breite der Bins beträgt jetzt 16,67 MeV.*

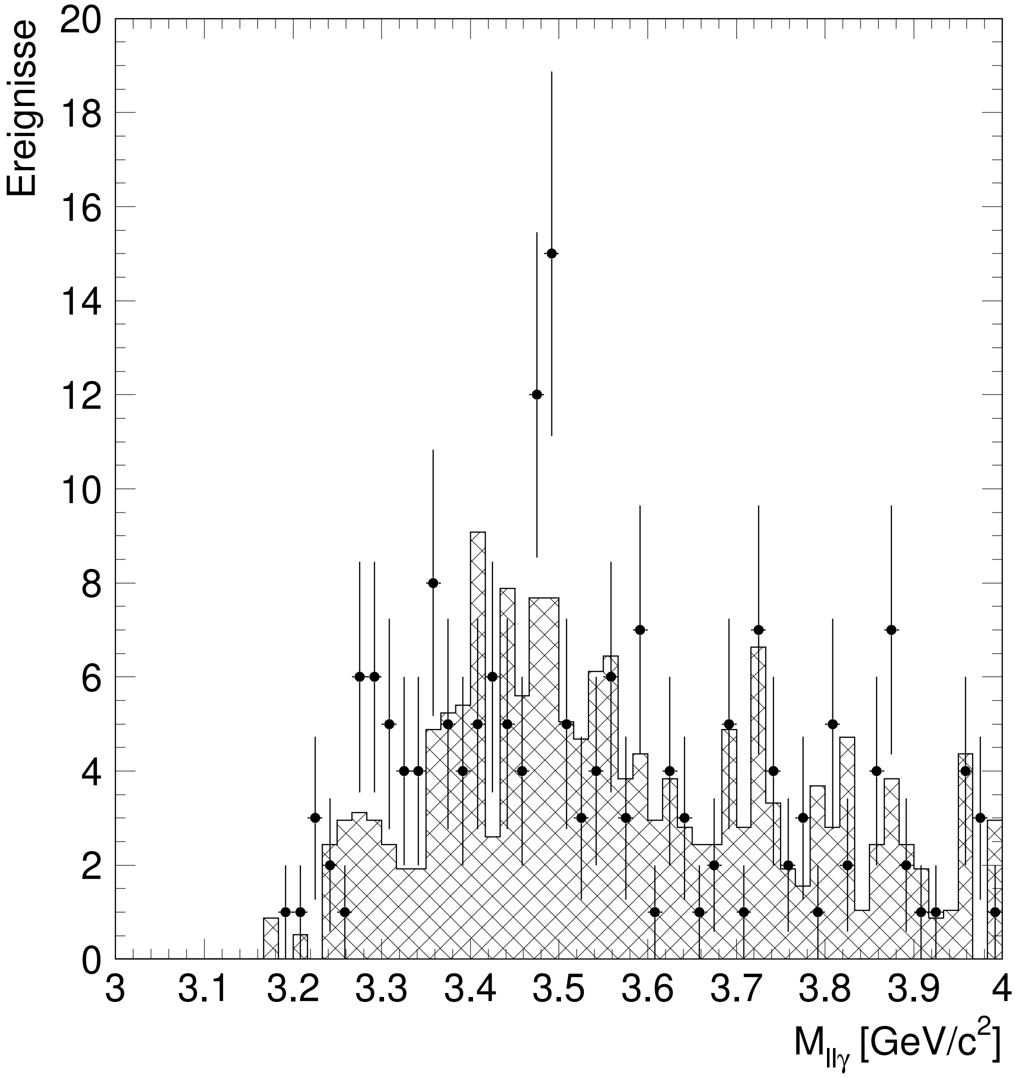

Abbildung 5.6: $M_{ll\gamma}$ mit Photon in e^+e^- . *Verteilungen der rekonstruierten invarianten Masse der χ_c-Kandidaten. Es ist die Verteilung im Signalbereich dargestellt (identisch mit Abb.5.5 e)) und die Verteilung im normierten Seitenbandbereich (schraffiert, identisch mit Abb.5.5 f)).*

5.2.2 Verteilungen der χ_c-Kandidaten

Abb.5.7, Abb.5.8 und Abb.5.9 zeigen die kinematischen Größen der rekonstruierten Teilchen (J/ψ, γ, χ_c) im Signalbereich des χ_c. In Abb.5.7 sind ausserdem noch die Verteilungen der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ und der Elastizität $z_{J/\psi}$ der J/ψ-Kandidaten dargestellt. Der Signalbereich umfasst das Intervall der rekonstruierten invarianten Masse aus J/ψ und Photon von 3,47 GeV/c^2 $< M_{ll\gamma} <$ 3,51 GeV/c^2. Insgesamt 27 χ_c-Kandidaten finden sich in diesem Bereich, von denen etwa 16 Untergrundereignisse sind. Es sind auch die Verteilungen aus der χ_{c1}-Simulation eingezeichnet, die auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normiert wurden. Es ist zu beachten, dass es sich bei den Verteilungen aus der Simulation ausschließlich um χ_{c1}-Ereignisse handelt, es sind also keine Untergrundereignisse enthalten.
Die Verteilungen der J/ψ-Kandidaten (Abb.5.7) zeigen eine recht gute Übereinstimmung in der Energie und dem Transversalimpuls mit der Simulation. Auch die Winkelverteilungen sind recht gut beschrieben. Die z-Verteilung stimmt sehr gut mit der Simulation überein, fast alle Ereignisse sind bei kleinem z zu finden. Bei $z >$ 0,6 findet man jedoch 5 Ereignisse in den Daten, die in der Simulation nicht erwartet werden.
Die Verteilungen der Photon-Kandidaten (Abb.5.8) zeigen keine gute Übereinstimmung mit der Simulation; die Photon-Kandidaten haben insgesamt niedrigere Energien und Transversalimpulse als die simulierten Photonen. In der Verteilung des Betrags der Differenz der Polarwinkel von J/ψ-Kandidat und Photon-Kandidat ($|\theta_{J/\psi} - \theta_\gamma|$) ist eine gute Übereinstimmung mit der Simulation zu erkennen. Wie erwartet, findet man meist kleine Werte für $|\theta_{J/\psi} - \theta_\gamma|$. Auch die Verteilung von $|\phi_{J/\psi} - \phi_\gamma|$ (Betrag der Differenz der Azimutalwinkel) stimmt recht gut mit der Simulation überein.
In Abb.5.9 sind die Verteilungen der χ_{c1}-Kandidaten gezeigt, die aus den J/ψ-Kandidaten und Photonkandidaten rekonstruiert wurden. Erwartungsgemäß liegen die Energien der χ_{c1}-Kandidaten insgesamt bei niedrigeren Werten als in der Simulation, da auch die Photonenergien dieses Verhalten gezeigt haben. Insgesamt ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten recht gut.

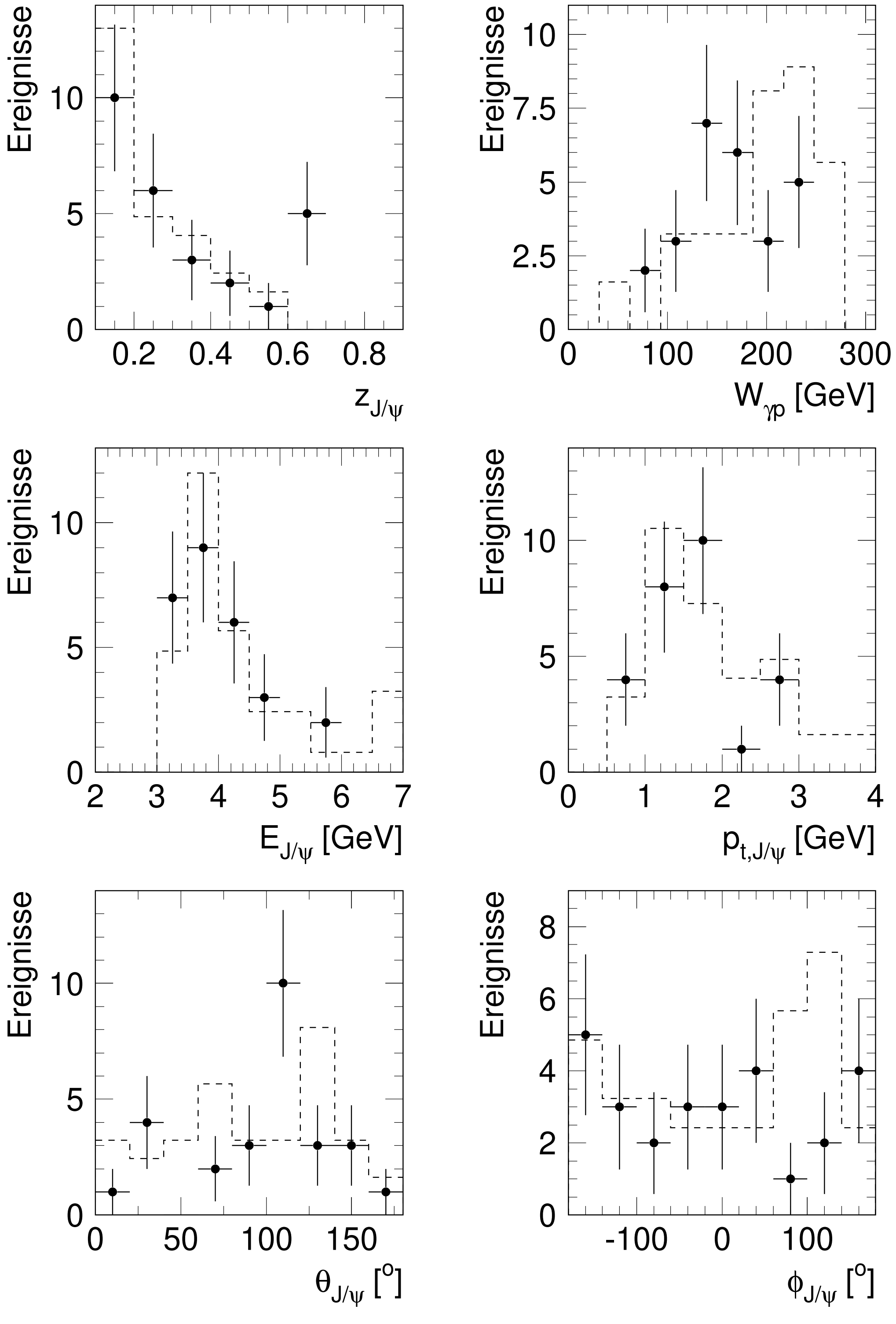

Abbildung 5.7: Größen aller J/ψ-Kandidaten im Signalbereich der rekonstruierten invarianten Masse der χ_c-Kandidaten *(3,47 GeV/c^2 < $M_{ll\gamma}$ < 3,51 GeV/c^2). Ausserdem ist die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ aufgetragen. Die gestrichelte Linie zeigt jeweils die auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normierte Verteilung in der χ_{c1}-Simulation.*

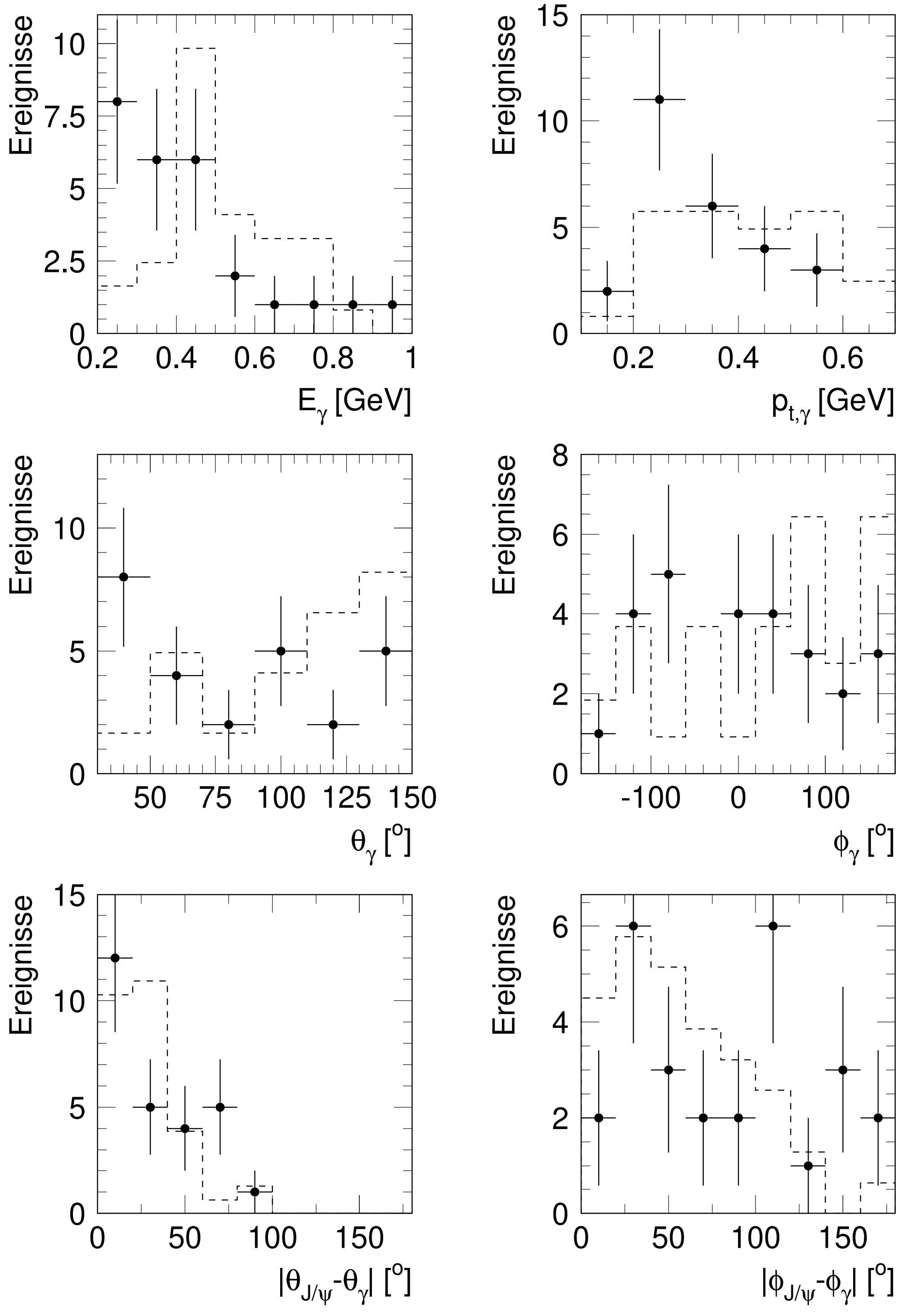

Abbildung 5.8: Größen aller Photon-Kandidaten im Signalbereich der rekonstruierten invarianten Masse der χ_c-Kandidaten *(3,47 GeV/c^2 < $M_{ll\gamma}$ < 3,51 GeV/c^2). Unten links ist zusätzlich der Betrag der Differenz der Polarwinkel und Azimutalwinkel von J/ψ-Kandidat (Abb.5.7) und Photon-Kandidat aufgetragen. Die gestrichelte Linie zeigt jeweils die auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normierte Verteilung in der χ_{c1}-Simulation.*

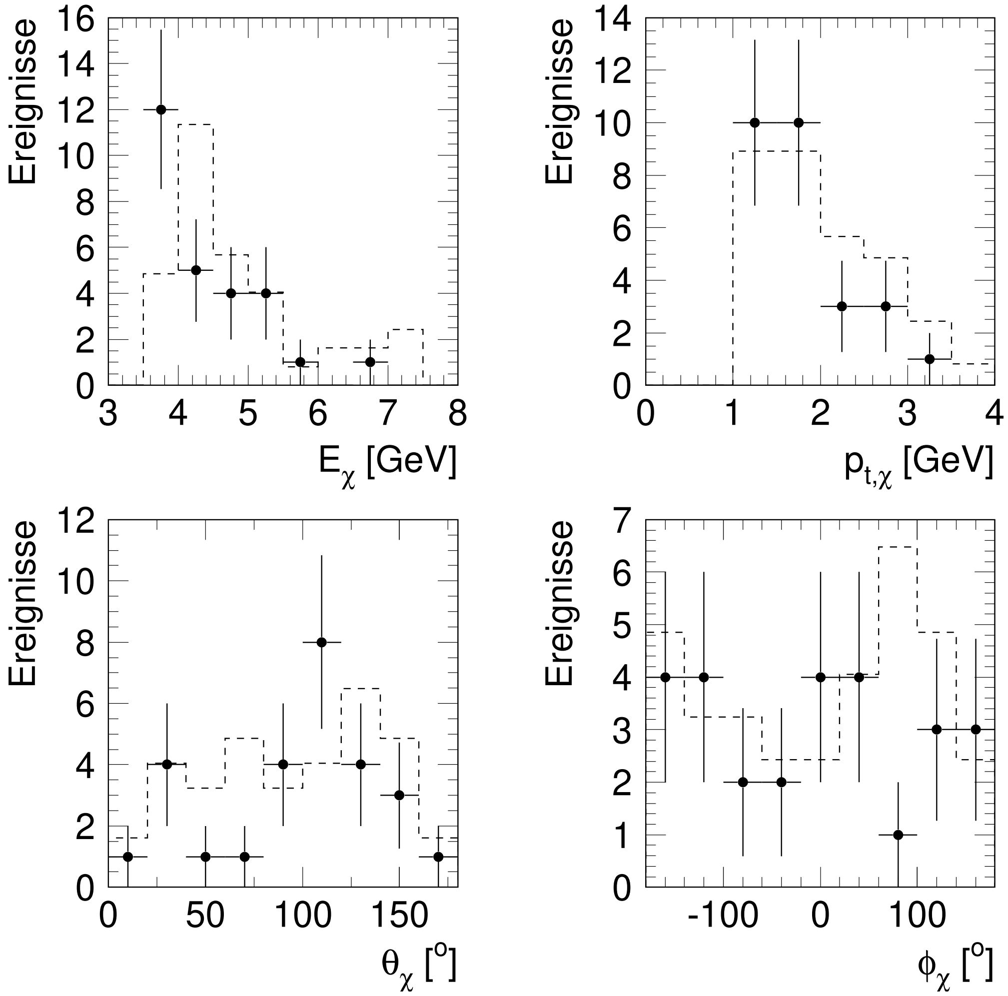

Abbildung 5.9: Größen aller χ_c-Kandidaten im Signalbereich der rekonstruierten invarianten Masse der χ_c-Kandidaten *(3,47 GeV/c^2 < $M_{ll\gamma}$ < 3,51 GeV/c^2). Die gestrichelte Linie zeigt jeweils die auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normierte Verteilung in der χ_{c1}-Simulation.*

5.2.3 Anzahl der χ_c-Ereignisse im J/ψ-Datensatz

Wenn man von der Annahme ausgeht, dass es sich bei den 11,4 ± 6,1 J/ψ-Ereignissen (Tab.5.1) um χ_{c1}-Mesonen handelt, die in ein J/ψ zerfallen sind, kann man den Anteil der J/ψ-Mesonen bestimmen, der über den Zerfall eines χ_{c1} entstanden ist. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für das Photon aus dem χ_{c1}-Zefall beträgt unter Berücksichtigung des Akzeptanzbereichs und aller Schnitte zur Selektion 0,83% (Tab.4.7). Damit erhält man aus den rekonstruierten 11,4 ± 6,1 χ_{c1}-Ereignissen 1373 ± 735 J/ψ-Mesonen im J/ψ-Datensatz, die über den Zefall eines χ_{c1} entstanden sind; das bedeutet bei 2398 ± 78 J/ψ-Ereignissen im J/ψ-Datensatz (Tab.3.4) einen Anteil von (57 ± 31)% an allen J/ψ-Ereignissen. Der Anteil der χ_{c1}-Mesonen ist zwar unerwartet groß, aber auch mit einem großen Fehler behaftet.

Aus dem Kaskadenzerfall erwartet man etwa 0,5% $\chi_{c1,Kaskade}$-Ereignisse im J/ψ-Datensatz (Gl.2.20), also bei insgesamt 2398 J/ψ-Ereignissen etwa 12 $\chi_{c1,Kaskade}$-Ereignisse. Mit dem Kaskadenzerfall von ψ'-Mesonen ist die große Anzahl von χ_{c1}-Mesonen also nicht zu erklären.

Es ergibt sich folgendes Verhältnis aus der Anzahl der J/ψ-Mesonen aus dem Zerfall direkt produzierter χ_{c1}-Mesonen und aller rekonstruierten J/ψ-Mesonen in einem z-Intervall von $0{,}1 < z < 0{,}9$:

$$\frac{J/\psi_{\chi_{c1},direkt}}{J/\psi_{alle}} = 0,57 \pm 0,31. \tag{5.4}$$

Der Fehler an dem obigen Verhältnis resultiert nur aus den statistischen Unsicherheiten. Eine genaue Analyse der systematischen Fehler wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt. Als ungenau könnte sich z.B. die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Photonen als V_0-Teilchen erweisen. Die Wahrscheinlickeit, ob ein Photon im Akzeptanzbereich liegt, könnte durch die Simulation falsch beschrieben werden. Es ist auch fraglich, ob die Materie im Spurkammersystem in der Simulation richtig beschrieben ist und damit die Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen korrekt ermittelt wurde. Die Simulation zeigt (Abb.4.15), dass ein χ_{c2}-Signal deutlich getrennt vom χ_{c1}-Signal sichtbar sein müsste, falls χ_{c2}-Mesonen im J/ψ-Datensatz enthalten sind. Es kann sein, dass die Genauigkeit in der Simulation in den Daten nicht erreicht wird und damit auch χ_{c2}-Mesonen im gefundenen Signal enthalten sind. Da das χ_c-Signal in den Daten aber sehr schmal ausfällt, ist dies als unwahrscheinlich anzusehen.

Geht man von der hohen Produktionsrate von χ_{c1}-Mesonen, die in diesem Abschnitt berechnet wurde, aus, so sollte man eigentlich auch ein χ_{c1}-Signal in der Massenverteilung mit Photonen im Kalorimeter erwarten (Abb.5.1). Mit der Annahme, dass sich der Untergrund in den 27 χ_{c1}-Kandidaten gleichmäßig über den z-Bereich in Abb.5.7 verteilt, erwartet man etwa 50% der gefundenen 11,4 ± 6,1 χ_{c1}-Ereignisse bei $z_{J/\psi} > 0{,}25$, also in dem z-Bereich, der bei der Suche nach χ_c-Mesonen mit Photonen im Kalorimeter betrachtet wird. Im J/ψ-Datensatz mit $z_{J/\psi} > 0{,}25$ (Tab.3.5) sind 2132 J/ψ-Kandidaten enthalten. Man erwartet aus der Messung mit Photonen in e^+e^- etwa 700 ± 380 χ_{c1}-Mesonen in diesem Datensatz, also einen Anteil von etwa (33 ± 18)% χ_{c1}-Mesonen an allen J/ψ-Ereignissen. Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 33,7% (Tab.4.3) müssten in den Daten etwa 235 $\pm$ 128 χ_{c1}-Mesonen rekonstruiert werden. In den Massenverteilungen (Abb.5.1) sind jedoch keine Anzeichen einer Resonanz um die χ_{c1}-Masse auszumachen. Trotz der schlechten Energieauflösung der Photonenergien sollte aber bei mindestens 100 rekonstruierten χ_{c1}-Ereignissen ein Signal zu erkennen sein. Das bedeutet, dass entweder eine der beiden Nachweiswahrscheinlichkeiten der Photonrekonstruktion (Photonen im Kalorimeter oder Photonen in e^+e^--Paare) falsch ist, oder fast alle χ_{c1}-Ereignisse unterhalb $z < 0{,}25$ liegen und die Annahme, dass sich der Untergrund in den 27 χ_{c1}-Kandidaten gleichmäßig über den z-Bereich in Abb.5.7 verteilt, falsch ist. Es ist natürlich auch möglich, dass es sich bei der gefundenen χ_{c1}-Resonanz mit Photonen in e^+e^- um eine statistische Fluktuation handelt.

In der z-Verteilung der 27 J/ψ-Kandidaten (Abb.5.7), die mit einem Photon etwa die invariante Masse des χ_{c1}-Mesons ergeben, erkennt man, dass die meisten Ereignisse bei kleinen Werten von z liegen. Das ist ein Hinweis dafür, das ein Großteil der χ_{c1}-Mesonen in γp-Reaktionen mit aufgelöstem Photon produziert wurden. Es finden sich jedoch 5 Ereignisse bei $z > 0{,}6$. Dies kann als Hinweis auf χ_c-Produktion in Gluon-Photon-Fusion gewertet werden, wenn man davon ausgeht, dass es sich bei diesen Ereignissen nicht nur um Untergrund handelt. Mit dem Farb-Singlett-Modell ist nur die χ_c-Produktion in Gluon-Gluon-Fusion verträglich. Im Farb-Oktett-Modell ist der erstgenannte Prozess jedoch möglich. Die gefundenen Ereignisse bei $z > 0{,}6$ sind also ein mögliches Indiz für die Gültigkeit des Farb-Oktett-Modells. Der vorangehende Absatz, indem die erwarten χ_{c1}-Mesonen mit Photonen im Kalorimeter abgeschätzt wurden, liefert jedoch eventuell Hinweise darauf, dass die χ_{c1}-Kandidaten bei großen z Untergrund-Ereignisse sind.

5.2.4 Einschränkung des $z_{J/\psi}$-Intervalls

Es ist interessant, die Verteilungen von $M_{ll\gamma}$ in einem Intervall kleiner Elastizitäten $z_{J/\psi}$ zu betrachen, da in diesem kinematischen Bereich die meisten χ_{c1}-Kandidaten liegen (Abb.5.7) und auch erwartet werden. Dazu wird der J/ψ-Datensatz mit einem z-Schnitt von $0{,}1 < z_{J/\psi} < 0{,}45$ verwendet (Tab.3.6 und Abb.3.3 c)). Der Datensatz enthält etwa 504 J/ψ-Ereignisse.

Abb.5.10 zeigt die Verteilungen von $M_{ll\gamma}$, die sich aus dem J/ψ-Datensatz aus Tab.3.6 ergeben, analog zu Abb.5.5. Nur der z-Bereich wurde stärker eingeschränkt. Es ist wieder ein Signal knapp unterhalb der χ_{c1}-Masse zu erkennen.
Abb.5.11 zeigt die Verteilung $M_{ll\gamma}$ für alle Ereignisse im J/ψ-Signalbereich zusammen mit einer Abschätzung des darin enthaltenen Untergrundes aus den Seitenbändern (analog zu Abb.5.6).

Tab.5.2 enthält die Anzahl der Ereignisse, die man im χ_{c1}-Signalbereich in Abb.5.11 zählt. Nach Abzug des Untergrundes bleiben 6,4 $\pm$ 5,0 Ereignisse als Signal übrig. Das entspricht nach Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Photonen einer Anzahl von 771 $\pm$ 602 J/ψ-Ereignissen, die aus dem χ_{c1}-Zerfall stammen. Der J/ψ-Datensatz enthält in diesem z-Intervall nur etwa 504 J/ψ-Ereignisse; das bedeutet bei dem großen Fehler, dass etwa 34% - 100% der J/ψ-Ereignisse aus dem χ_{c1}-Zerfall stammen. Diese Zahl ist erneut unerwartet hoch, auch wenn die meisten χ_c-Mesonen bei kleinen Werten von $z_{J/\psi}$ erwartet werden. Sie ist jedoch bei einem Fehler von etwa 78% mit großer Vorsicht zu betrachten.

Alle Ereignisse mit 3,47 GeV $< M_{ll\gamma} <$ 3,51 GeV	:	18,0 $\pm$ 4,2
Untergrund-Ereignisse	:	11,6 $\pm$ 2,7
Überschuss an J/ψ-Ereignissen	:	6,4 $\pm$ 5,0

Tabelle 5.2: *Anzahl der Ereignisse im χ_{c1}-Signalbereich mit 0,1 $< z_{J/\psi} <$ 0,45.*

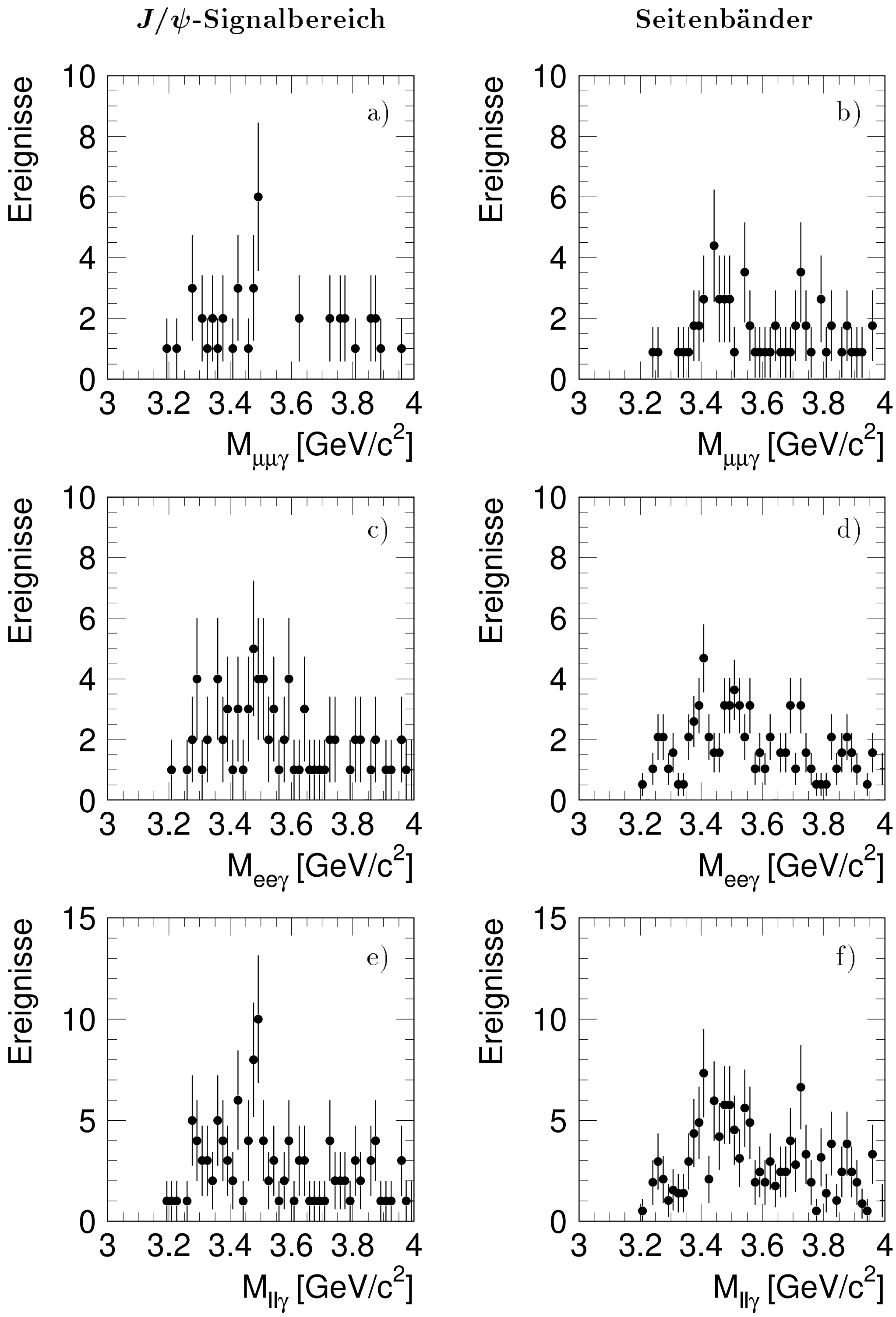

Abbildung 5.10: $M_{ll\gamma}$ mit Photon in e^+e^- . *Verteilungen der rekonstruierten invarianten Masse der χ_c-Kandidaten. Die linke Spalte zeigt die Ereignisse im Signalbereich des J/ψ. Die rechte Spalte zeigt den Seitenbandbereich. Die Verteilungen sind getrennt für J/ψ-Mesonen, die in Myonen (erste Zeile) und in e^+e^- (zweite Zeile) zerfallen sind, aufgetragen. Die letzte Zeile zeigt beide Verteilungen zusammen. Es sind die in Kap.3 und 4 ermittelten Schnitte zur J/ψ- und Photon-Selektion gemacht worden (Tab.3.3, 4.5 und 4.6). Zusätzlich wurde z eingeschränkt: 0,1 $< z_{J/\psi} <$ 0,45.*

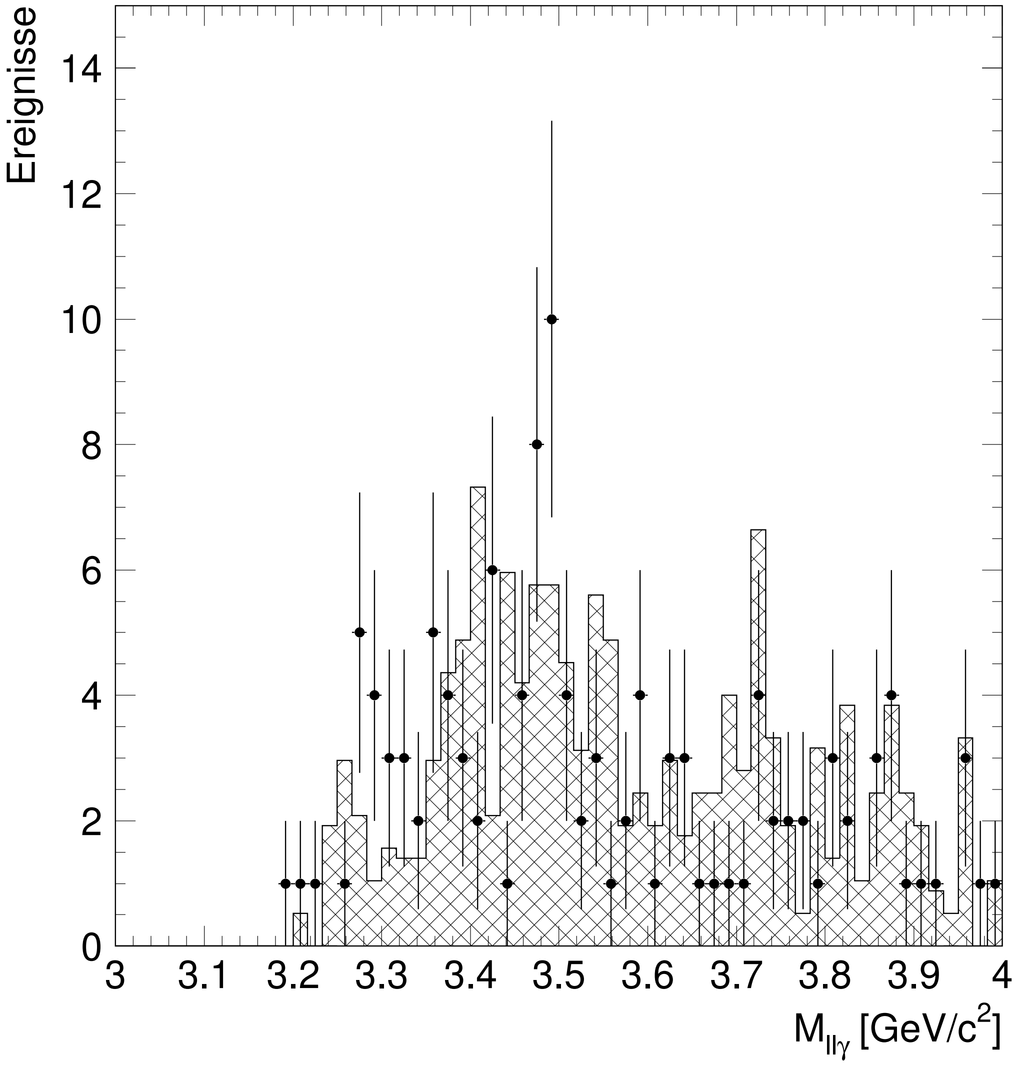

Abbildung 5.11: $M_{ll\gamma}$ mit Photon in e^+e^- . *Verteilungen der rekonstruierten invarianten Masse der χ_c-Kandidaten. Es ist die Verteilung im Signalbereich dargestellt (identisch mit Abb.5.10 e)) und die Verteilung im normierten Seitenbandbereich (schraffiert, identisch mit Abb.5.10 f)).*

5.2.5 Vergleich der Ergebnisse mit anderen Messungen

Es gibt keine Messungen zur direkten χ_c-Produktion in ep-Streuung. Daher ist kein direkter Vergleich mit anderen Messungen möglich. Es wurde jedoch von der CDF-Kollaboration am FERMILAB der Anteil an in $p\bar{p}$-Streuung produzierten J/ψ-Mesonen aus direkt produzierten χ_c-Mesonen an allen produzierten J/ψ-Mesonen gemessen. Das Verhältnis J/ψ_{χ_c} / J/ψ_{alle} wird in [23] mit etwa 30% angegeben. Dabei wurde ein Schnitt auf den Transversalimpuls des J/ψ-Mesons auf $p_{t,J/\psi} > 4$ GeV gemacht. Dieses Ergebnis ist allerdings nicht auf Messungen bei HERA übertragbar, da bei der $p\bar{p}$-Streuung völlig andere kinematische Bedingungen herrschen. Trotzdem ist es interessant, dass in der Messung dieser Arbeit für den gesamten z-Bereich ($0{,}1 < z < 0.9$) mit $J/\psi_{\chi_{c1}}$ / $J/\psi_{alle} = 0{,}57$ $\pm$ 0,31 ein vergleichbar großer Wert gemessen wurde. Es scheinen jedoch nur χ_{c1}-Mesonen produziert worden zu sein. In einer weiteren Messung der CDF-Kollaboration [24] wurde das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts der χ_{c1}- und χ_{c2}-Produktion in $p\bar{p}$-Streuung gemessen. Das Ergebnis für dieses Verhältnis ist etwa 1 und kann in dieser Arbeit für die ep-Streuung nicht bestätigt werden. Bei einer Zerfallswahrscheinlichkeit des χ_{c2} in ein J/ψ und ein Photon von etwa 50% der Wahrscheinlichkeit des Prozesses $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi + \gamma$ hätte es zumindest die Andeutung eines Signals in den Daten geben müssen.

Abschließend bleibt zu sagen, dass das in dieser Analyse gefundene Signal nicht ausreicht, um von einem sicheren Nachweis des χ_{c1}-Mesons bei HERA zu sprechen. Der Anteil der gemessenen inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen, die aus dem χ_{c1}-Zerfall stammen, an allen inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen, erscheint mit über 50% insgesamt und bis zu 100% bei kleinen Elastizitäten zu hoch. Auch das Fehlen eines χ_{c2}-Signals ist überraschend. Außerdem konnte kein χ_{c1}-Signal bei der Suche mit Photonen im Kalorimeter nachgewiesen werden.
Es kann sich bei der gefundenen Resonanz in Abb.5.6 und Abb.5.11 durchaus um eine statistische Fluktuation handeln. Es sollten weitere Daten aus früheren Jahren hinzugenommen werden, um die Existenz eines χ_{c1}-Signals zu bestätigen. Auch die anstehende Datennahme in den nächsten Jahren mit erhöhter Luminosität wird weiteren Aufschluss bringen.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die inelastische Produktion von χ_c-Mesonen untersucht. Es wurden dazu die Ereignisse der Datennahmeperiode 2000 des H1-Experiments betrachtet. Zum Vergleich sind die Ereignisse einer χ_{c1} Monte Carlo Simulation untersucht worden.
Die χ_c-Mesonen wurden anhand ihres Zerfalls in ein J/ψ-Meson und ein Photon rekonstruiert, wobei das J/ψ-Meson wiederum über den Zerfall in zwei Leptonen nachgewiesen wurde. Die Rekonstruktion der Photonen geschah auf zwei Arten. Photonen können im elektromagnetischen Kalorimeter als Cluster nachgewiesen werden. Dabei ergab sich die Schwierigkeit, dass die Energiemessung des Kalorimeters bei den relativ niederenergetischen Photonen ($E_\gamma \approx 500$ MeV) mit einem Fehler von über 20% sehr schlecht ausfiel. Die zweite Methode der Photonrekonstruktion nutzte den Effekt der Paarbildung von Photonen aus. Treffen die Photonen auf Materie im Detektor, können sie unter Austausch eines virtuellen Photons mit z.B. Atomkernen der Materie in ein e^+e^--Paar konvertieren; findet die Konversion im Bereich des zentralen Spurkammersystems statt, so können die Teilchenspuren des e^+e^--Paares rekonstruiert werden. Aus den Teilchenspuren kann dann das ursprüngliche Photon rekonstruiert werden. Der Vorteil dieser Art der Photonrekonstruktion liegt in der wesentlich besseren Energieauflösung (etwa 2,5%). Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen ist nach dieser Methode jedoch laut Simulation um einen Faktor 40 geringer, als die Wahrscheinlichkeit, die Photonen im Kalorimeter zu finden.
Als Datengrundlage zur Photonsuche diente ein J/ψ-Datensatz aus den H1-Daten des Jahres 2000. Der Datensatz enthält etwa 2398 J/ψ-Ereignisse in einem Intervall 0,1 $< z <$ 0.9 der Elastizität.
Die schlechte Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters bei niedrigen Energien machte es sehr schwierig χ_c-Mesonen aus Photonen im Kalorimeter und J/ψ-Mesonen zu rekonstruieren. Es gelang nicht, in der Verteilung der invarianten Masse aus Photonkandidaten und J/ψ-Kandidaten, eine Resonanz bei der invarianten Masse der χ_c-Mesonen nachzuweisen.
Mit Photonen, die über Paarbildungsprozesse in e^+e^--Paare rekonstruiert wurden, sind starke Indizien für eine Resonanz bei der χ_{c1}-Masse gefunden worden. Es konnte ein Überschuss von 11,4 $\pm$ 6,1 J/ψ-Ereignissen, die mit einem rekonstruierten Photon die invariante Masse des χ_{c1} ergaben, festgestellt werden. Unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Photonen, müssen 1373 $\pm$ 735 von etwa 2398 J/ψ-Mesonen im J/ψ-Datensatz aus dem Zerfall eines χ_{c1}-Mesons stammen. Das entspricht einem Anteil von (57 $\pm$ 31)%.
Der Anteil der χ_{c1}-Mesonen erscheint sehr hoch, zumal er sich auf alle inelastisch pro-

duzierten J/ψ-Mesonen bezieht; die meisten χ_{c1}-Kandidaten wurden jedoch im Bereich kleiner Elastizitäten z gefunden; bei kleinen z ($z < 0{,}45$) ergibt sich ein Anteil von bis zu 100% J/ψ-Mesonen, die aus χ_{c1}-Mesonen stammen. Es werden aber auch χ_{c1}-Mesonen bei $z > 0{,}6$ gefunden. Das Farb-Singlett-Modell erlaubt nur χ_c-Produktion in Gluon-Gluon-Fusion, einem Prozess der erst bei sehr kleinem z der dominante Prozess ist. Im Farb-Oktett-Modell ist die χ_c-Produktion auch in Photon-Gluon-Fusion, also bei größeren Elastizitäten, möglich. Das Ergebnis dieser Arbeit könnte, falls es sich bestätigt, als Hinweis auf die Gültigkeit des Farb-Oktett-Modells gewertet werden.
Es ist angebracht, die Ergebnisse dieser Arbeit mit Vorsicht zu betrachten. Die Zahlen sind mit großen statistischen Fehlern behaftet und eine Analyse systematischer Fehler steht noch aus.

Ausblick

Aufgrund der geringen Anzahl an rekonstruierten χ_c-Mesonen können keine sicheren Aussagen über das Verhältnis J/ψ_{χ_c} / J/ψ_{alle} gemacht werden. Es sollte daher die Datenmenge erhöht werden, indem man die Daten der früheren Jahre berücksichtigt. Auch die anstehende Datennahmeperiode der nächsten Jahre lässt die Hoffnung zu, dass sich die statistische Unsicherheit stark reduzieren lässt.
Die Suche nach χ_c-Mesonen mit Photonen im Kalorimeter könnte mit einem größeren J/ψ-Datensatz erfolgreich werden, da man bei mehr Ereignissen den Schnitt auf die Mindestenergie der Photonen weiter erhöhen kann und in Bereiche mit besserer Energieauflösung im Kalorimeter vorstößt.

Literaturverzeichnis

[1] H1 Collaboration,
Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA, International Conference on High Energy Physics ICHEP '96, Warschau (1996).

[2] F. Sefkow, E. Elsen, H. Krehbiel, U. Straumann, J. Coughlan,
Experience with the first level trigger of H1, IEEE Trans. Nucl. Sci. 42, 900 (1995).

[3] T. Nicholls et al.,
Concept, Design and Performance of the Second Level Triggers of the H1 Detector, IEEE Trans. Nucl. Sci. 45, No. 3, 810 (1998).

[4] J. K. Köhne et al.,
Realization of a second level neural network trigger for the H1 experiment at HERA, Nucl. Instrum. Meth. A389, 128 (1997).

[5] D. Hoffmann,
Zwei-Elektron-Ereignisse im H1-Detektor, Dissertation, Universität Hamburg (2000).

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

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

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

[9] Particle Data Group, D. E. Groom et al.,
Eur. Phys. J. C15 (2000).

[10] K. Krüger,
Photoproduction of J/ψ Mesons at Medium and Low Elasticities at HERA, Dissertation, Universität Hamburg (2001), `DESY-THESIS-2001-025`.

[11] S. Mohrdieck,
Inelastische J/ψ-Erzeugung in Elektroproduktion am H1-Experiment bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg (2000), `DESY-THESIS-2000-059`.

[12] D. Schmidt,
Diffraktive Photoproduktion von Charmonium im H1-Detektor bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg (2001), DESY-THESIS-2001-029.

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

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

[15] M. Krämer,
Quarkonium Production at High-Energy Colliders (2001).

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

[17] J. Meyer,
Guide to the simulation program H1SIM, Hamburg (1991).

[18] T. Sjöstrand,
High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 *and* JETSET 7.4, Comput. Phys. Commun. 82, 74 (1994).

[19] H1 Collaboration,
Inelastic Photoproduction of J/ψ and $\psi(2s)$ at H1, International Europhysics Conference on High Energy Physics HEP99, Tampere, Finland (1999).

[20] L. West,
How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Elektron Selection Code (1997).

[21] *CMZ Code Manager*, Quelltext der H1-Software.

[22] T. Kuhr,
Rekonstruktion von V^0s mit dem H1-Silizium-Detektor, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1998).

[23] CDF Collaboration,
Production of J/ψ mesons from χ_c meson decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Phys. Rev. Lett. 79:578-583 (1997).

[24] CDF Collaboration,
Production of χ_{c1} and χ_{c2} in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Phys. Rev. Lett. 86:3963-3968 (2001).

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei allen bedanken, die mir bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

Insbesondere bedanke ich mich bei Frau Prof. B. Naroska für die interessante Aufgabenstellung und die gute Betreuung beim Anfertigen dieser Arbeit.
Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. V. Blobel für die Übernahme der Zweitkorrektur.
Ein besonderer Dank geht an Herrn Dr. Andreas Meyer für die gute Betreuung, das ständige Interesse an meiner Arbeit und das Korrekturlesen der Arbeit.

Außerdem gilt mein Dank Dirk, Katja und Susanne, die zu jeder Zeit bereit waren, mir mit ihrem Rat zur Seite zu stehen. Vielen Dank auch an Dirk und Katja für das Korrekturlesen.

Meinen Eltern danke ich für die Unterstützung während meines ganzen Studiums.

Ich versichere, dass ich die Arbeit unter Verwendung der angegebenen Quellen selbstständig angefertigt habe.