Analyse des Wirkungsquerschnittes diffraktiver Υ-Produktion am H1-Detektor

Diplomarbeit

Tammo Gsänger

Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

August 2006

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

Tammo Gsänger
Hamburg, 17. August 2006

Betreuerin:	Prof. Dr. Beate Naroska
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Joachim Meyer

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik untersucht die kleinsten Konstituenten unserer Welt. Auf dem Weg zur Erforschung dieser elementaren Teilchen haben Streuexperimente eine große Rolle gespielt. 1911 haben Rutherford und seine Mitarbeiter durch Streuung von α-Teilchen an einer dünnen Goldfolie die Existenz der Atomkerne nachgewiesen. Die heutige Physik baut mittlerweile große Beschleuniger, in denen Elementarteilchen mit sehr großer Energie zur Kollision gebracht werden, um einen immer tieferen Einblick in die Struktur der Materie zu gewinnen.

Die heutige Physik beschreibt die Struktur der Materie innerhalb des sogenannten Standardmodells. Dieses Modell enthält Materieteilchen mit halbzahligem Spin, Fermionen, und Austauschteilchen mit ganzzahligem Spin, Bosonen. Bei den Fermionen unterscheidet man weiterhin Leptonen und Quarks. Diese Gruppen bestehen wiederum aus Dubletts, die mit identischen Eigenschaften in drei Familien auftreten. Die Familien unterscheiden sich lediglich in den Massen voneinander. Somit basiert das Standardmodell auf folgenden Fermionen, die jeweils ihr entsprechendes Antiteilchen besitzen.

$$\begin{array}{cc} \text{Leptonen} & \text{Quarks} \\ \binom{e^-}{\nu_e}\binom{\mu^-}{\nu_\mu}\binom{\tau^-}{\nu_\tau} & \binom{u}{d}\binom{c}{s}\binom{t}{b} \end{array}$$

Die Kräfte, die zwischen diesen Teilchen wirken, werden durch Eichbosonen vermittelt. So wird zum Beispiel die elektromagnetische Kraft durch den Austausch von Photonen übertragen. Photonen koppeln an die elektrische Ladung. Die schwache Wechselwirkung wird durch die Eichbosonen $W^{\pm}$ und Z^0 vermittelt. Sie besitzt aufgrund der hohen Masse der Austauschteilchen nur eine sehr geringe Reichweite. Die zugehörige schwache Ladung wird von allen Fermionen getragen. Die dritte Kraft, die für die Elementarteilchenphysik relevant ist, ist die starke Kraft. Die starke Kraft wird durch den Austausch von Gluonen vermittelt, die an Farbladungen koppeln, die nur die Quarks und die Gluonen selbst tragen. Die Wirkung der Gravitation kann bei allen bisher gemachten Experimenten vernachlässigt werden.

Bei DESY im Speicherring HERA werden Protonen mit Elektronen bzw. Positronen zur Kollision gebracht. Der Speicherring wurde vor allem zur Untersuchung der Protonstruktur gebaut. Solche Streuexperimente am Proton brachten eine viel kompliziertere innere Struktur zu Tage als vermutet wurde. Das Proton besteht aus den drei Valenzquarks uud. Zusätzlich jedoch lassen sich Seequarks aller Familien im Proton finden, die auf Grund der Unschärferelation im Proton kurzzeitig bestehen. Außerdem enthält das Proton eine Vielzahl an Gluonen, die im Mittel sogar die Hälfte des gesamten Protonimpulses tragen. Gerade bei kleinen Impulsüberträgen überragen die Gluon- die Quarkverteilungen.

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für die diffraktive, elastische Υ-Produktion in Abhängigkeit von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ am H1-Experiment bei DESY.

Die bisherigen Ergebnisse der diffraktiven Vektormesonenproduktion sind in Abbildung 0.1 zu sehen. In dieser Abbildung ist sowohl der totale Photoproduktionswirkungsquerschnitt als auch der Wirkungsquerschnitt für die Produktion einzelner Vektormesonen dargestellt. Die durchgezogenen und gestrichelten Geraden geben Anpassungen der Form

$$\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$$

an. Die Werte für δ sind rechts zu sehen. Links ist der Wirkungsquerschnitt in nb angegeben.

Die elastische Vektormesonenproduktion in HERA wurde lange Zeit gerade bei leichten Mesonen, wie zum Beispiel dem ρ^0, durch phänomenologische Modelle beschrieben, wie die Regge-Theorie, da diese leichten Mesonen keine harte Skala für einen pertubativen Ansatz der QCD bieten.

Die Berechnung der diffraktiven Wirkungsquerschnitte schwerer Vektormesonen wie dem Υ in Photon-Proton-Streuung hat in den letzten Jahren großes theoretisches Interesse hervorgerufen, da diese durch ihre große Masse eine Skala für die pertubative QCD bieten und dadurch der Übergangsbereich von phänomenologischen Modellen zur pQCD über weite kinematische Bereiche untersucht werden kann.

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Υ-Produktion ist eine Vorhersage von [LLF99] und sollte noch steiler als bei der J/Ψ-Produktion verlaufen.

Zuerst wird in der vorliegenden Arbeit eine kurze Einführung in die Theorie der zugrundeliegenden Physik gegeben, danach werden das Experiment und der Detektor vorgestellt. Es folgt eine kurze Betrachtung der möglichen Untergrundprozesse, danach werden die Selektion der Υ-Kandidaten sowie die Unterdrückung des Untergrundes dargestellt. Darauf folgt die Berechnung des Wirkungsquerschnittes und der Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen und bestehenden Messungen. Zum Schluß wird eine kurze Zusammenfassung mit einem Ausblick gegeben.

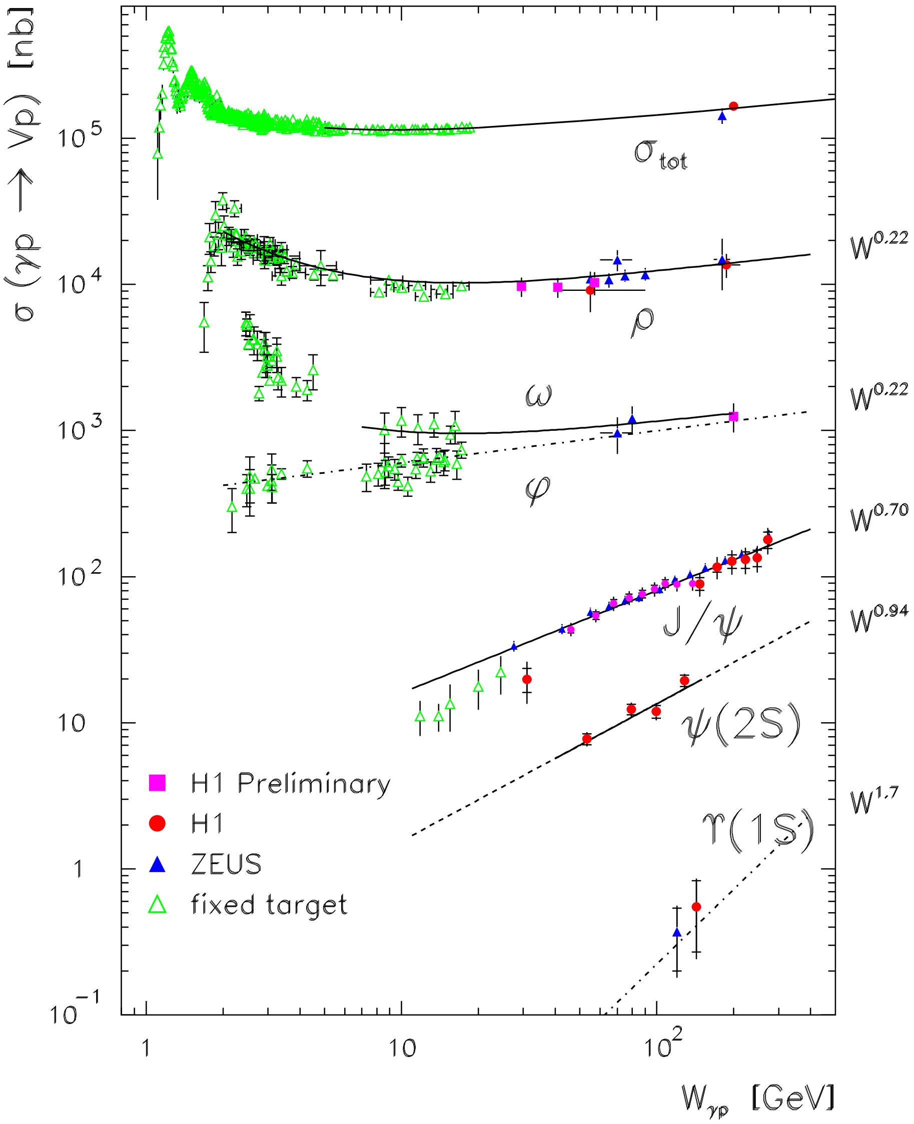


Abbildung 0.1: *Wirkungsquerschnitte für diffraktive Vektormesonenproduktion und totaler Photoproduktionswirkungsquerschnitt in Photon-Proton-Wechselwirkungen in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$*.*
Links ist der Wirkungsquerschnitt in nb *aufgetragen. Rechts ist die Energieabhängigkeit in der Form* $W_{\gamma p}^{\delta}$ *gegeben, die als durchgezogene und gestrichelte Geraden in der Abbildung zu finden sind. Die Energieabhängigkeit für das* Υ *ist eine Vorhersage von [LLF99].*
Die weiteren Daten stammen aus Messungen bei HERA von [Aid95, Der94, Aid96b, Der95, Bre98a, Der96a, Der96b, Aid96a, Adl00, Bre97, Bre98b] sowie bei niedrigen $W_{\gamma p}$ *von* fixed target-*Experimenten.*
Diese Abbildung ist [Gwi06] entnommen.

Kapitel 1

Theorie

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die relevante Theorie gegeben. So wird zuerst in die Physik der Elektron-Proton- und Photon-Proton-Streuung eingeführt. Im Anschluß daran werden das Υ-Meson und seine verschiedenen Produktionsmechanismen vorgestellt. Kurz wird dann auf den irreduziblen Untergrund eingegangen. Danach werden MonteCarlo-Simulationen und die unterschiedlichen Generatoren eingeführt, die in dieser Arbeit benutzt werden. Zuletzt wird die Berechnung des Wirkungsquerschnittes beschrieben.

1.1 Elektron-Proton-Streuung

Im Speicherring HERA bei DESY werden Protonen mit Elektronen bzw. Positronen zur Wechselwirkung gebracht. Diese Wechselwirkung wird in der modernen Quantenfeldtheorie durch den Austausch eines Eichbosons beschrieben. Die Wechselwirkung kann in die zwei Gruppen der neutralen Ströme (*neutral current*) und die der geladenen Ströme (*charged current*) unterteilt werden. Bei den geladenen Strömen wird ein geladenes Vektorboson $W^{\pm}$ ausgetauscht. Bei den neutralen Strömen wird entweder ein Photon γ oder ein Z^0 ausgetauscht. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} setzt sich aus den beiden einzelnen Anteilen des Photons und des Z^0 zusammen sowie aus dem Interferenzterm der beiden Eichbosonen.

$$\sigma_{tot} = \sigma_{\gamma} + \sigma_{Z^0} + \sigma_{int(\gamma,Z^0)} \tag{1.1}$$

Um die relative Häufigkeit der einzelnen Terme abzuschätzen, kann man sich die Energieabhängigkeit der zugehörigen Propagatoren anschauen. σ_{γ} ist proportional zu Q^{-4}, während die Terme mit einem Z^0 oder $W^{\pm}$ porportional zu $(Q^2 + m^2_{Z^0,W^{\pm}})^{-2}$ sind [Sch95]. Durch die hohe Masse des Z^0 von $91.2\,\mathrm{GeV}$ bzw. des W von $80.4\,\mathrm{GeV}$ [Gro04] sind die entsprechenden Prozesse für kleine Q^2 zu vernachlässigen. Da in dieser Arbeit Prozesse der Photoproduktion untersucht werden, das heißt Ereignisse mit $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}$, können alle Prozesse mit den schweren Vektorbosonen als Austauschteilchen vernachlässigt werden und als einziges Feldquant, das zum Wirkungsquerschnitt beiträgt, muß das Photon in die Berechnungen einbezogen werden.

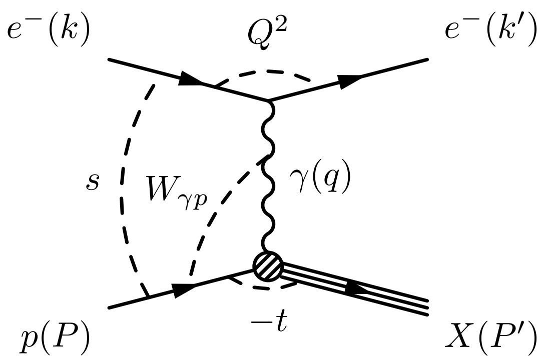


Abbildung 1.1: *Feynmangraph der ep-Streuung in niedrigster Ordnung.*
Dabei haben die Größen folgende Bedeutung:
k und k', bzw. P und P' sind die Vierervektoren des ein- und auslaufenden Elektrons bzw. Protons. $\sqrt{s}$ ist die Schwerpunktsenergie im Elektron-Proton-System, $W_{\gamma p}$ die im Photon-Proton-System. Q^2 bezeichnet das Massenquadrat des Impulsübertrages am Elektronvertex und -t das am Protonvertex.

In Abbildung 1.1 sieht man die Streuung eines Elektrons am Proton in niedrigster Ordnung. Die Kinematik dieses Prozesses ist durch die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ und zwei der vier Lorentzinvarianten Variablen Q^2, $W_{\gamma p}$, x und y vollständig bestimmt. Legt man die in Abbildung 1.1 gemachten Bezeichnungen zugrunde, so läßt sich die Schwerpunktsenergie aus den beiden Viererimpulsen des einlaufenden Elektrons k und dem des Protons P berechnen.

$$s = (k+P)^2 = m_e^2 + 4 \cdot E_e E_p + m_p^2 \qquad (1.2)$$

$$\approx 4 \cdot E_e E_p \qquad (1.3)$$

Im letzten Schritt wurden die Ruhemassen der beiden Teilchen vernachlässigt. Somit ergibt sich das Quadrat der Schwerpunktsenergie aus dem Vierfachen des Produkts der Elektron- und Protonenergie.

Des weiteren wird der Viererimpuls des ausgetauschten Photons mit q bezeichnet, dieser ergibt sich als Differenz des einlaufenden und des auslaufenden Viererimpulses des Elektrons und gibt somit den Viererimpulsübertrag am Elektronvertex an.

$$q = k - k' \qquad (1.4)$$

Die Virtualität Q^2 ist das negative Massenquadrat des Viererimpulsübertrages des Photons.

$$Q^2 = -q^2 \qquad (1.5)$$

Ein reelles Photon hat ein Massenquadrat von $Q^2 = 0\,\mathrm{GeV}$. Anhand der Virtualität wird bei HERA zwischen der Photoproduktion $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}$, bei der ein quasi-reelles Photon ausgetauscht wird, und der tiefunelastischen Streuung $Q^2 \gtrsim 1\,\mathrm{GeV}$ unterschieden. Die Grenze von $1\,\mathrm{GeV}$ ist eine von der Geometrie des H1-Detektors bedingte Größe, da ab diesem Q^2-Wert das gestreute Elektron im Hauptdetektor nachgewiesen werden kann. In der vorliegenden Arbeit wird nur der Bereich der Photoproduktion untersucht.

Analog zu der Betrachtung am Vertex des Elektrons wird auch der Protonvertex untersucht. Das Massenquadrat des Viererimpulsübertrages wird mit -t bezeichnet.

$$\text{-}t = (P - P')^2 \tag{1.6}$$

Ebenfalls eine wichtige Größe ist die Inelastizität y. Sie ist wie folgt definiert

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \tag{1.7}$$

Wiederum bei Vernachlässigung aller Ruhemassen kann y im Ruhesystem des Protons als

$$y = \frac{k \cdot P - k' \cdot P}{k \cdot P} = \frac{E_e - E'_e}{E_e} \tag{1.8}$$

geschrieben werden. Dort ist die Variable y ein Maß für den relativen Energieverlust des Elektrons. Der Wertebereich $[0, 1]$ von y folgt sofort aus der letzten Gleichung.

Da in dieser Analyse der Bereich der Photoproduktion untersucht wird, wird das Elektron aufgrund des kleinen Impulsübertrages so wenig gestreut, daß es nicht im Detektor nachgewiesen werden kann. Die Rekonstruktion der Bjorken-Variable y erfolgt nach der Methode von Jacquet und Blondel [FJ79], die keine gemessenen Werte des Elektrons benötigt.

$$y_{JB} = \frac{\sum\limits_{had}(E - p_z)}{2E_e} \tag{1.9}$$

Die Summe läuft über den gesamten hadronischen Endzustand und summiert die Teilchenenergien abzüglich ihrer z-Komponente des Impulses. E_e bezeichnet die Energie des einlaufenden Elektrons.

Neben s und Q^2 wird auch die Schwerpunktsenergie im System des Photons und Protons definiert

$$\begin{aligned} W_{\gamma p}^2 = (q + P)^2 &= q^2 + 2 \cdot qP + P^2 && (1.10)\\ &\approx ys - Q^2 && (1.11)\\ &\approx ys && (1.12) \end{aligned}$$

In der zweiten Zeile wurden wieder die Ruhemassen vernachlässigt, und die letzte Zeile gilt für kleines Q^2, das heißt im Bereich der Photoproduktion.

Als letztes wird eine weitere Variable, die Bjorken-Variable x, eingeführt. Definiert ist diese Größe über die folgende Beziehung

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} \approx \frac{Q^2}{ys} \tag{1.13}$$

Diese gibt im Quark-Parton-Modell den Bruchteil des Impulses vom Gesamtprotonimpuls des Partons an, an dem der Streuprozeß stattfindet. Bezeichnet man den Partonimpuls mit p, so gilt

$$p = x \cdot P \tag{1.14}$$

1.2 Photon-Proton-Streuung

Im Bereich der Photoproduktion kann die Weizsäcker-Williams-Approximation angewandt werden [Wei34, Wil34, Bud75]. In dieser Näherung wird das elektromagnetische Feld eines sehr schnell bewegten Elektrons als ein Fluß von virtuellen Photonen verstanden. Der Prozeß der Elektron-Proton-Streuung kann dann erstens in die Abstrahlung eines Photons und zweitens in die Streuung dieses Photons mit dem Proton faktorisiert werden. Der Photonfluß f_γ, der für reelle Photonen nur einen transversalen Anteil besitzt, besteht bei virtuellen Photonen zusätzlich aus einem Term mit longitudinal polarisierten Photonen. Damit kann der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} &= f_\gamma^{trans} \cdot \sigma_{\gamma p}^{trans} + f_\gamma^{long} \cdot \sigma_{\gamma p}^{long} && (1.15) \\ &= f_\gamma^{trans} \cdot \left(\sigma_{\gamma p}^{trans} + \varepsilon \cdot \sigma_{\gamma p}^{long}\right) && (1.16) \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet $\sigma_{\gamma p}^{trans}$ den Anteil des Wirkungsquerschnittes für transversal und $\sigma_{\gamma p}^{long}$ den für longitudinal polarisierte Photonen. ε bezeichnet das Verhältnis von longitudinal zu transversal polarisiertem Photonenfluß. Die Abhängigkeit von ε von der Bjorkenvariable y läßt sich nach [Sch01] wie folgt ausdrücken:

$$\varepsilon = \frac{1-y}{1-y+\frac{1}{2}y^2} \tag{1.17}$$

Da die auftretenden Werte von y in dieser Analyse klein sind, folgt $\varepsilon \approx 1$. Somit gilt

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} \approx f_\gamma^{trans}(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p} \tag{1.18}$$

mit $\sigma_{\gamma p} = \sigma_{\gamma p}^{trans} + \sigma_{\gamma p}^{long}$. Hier ist die oben erwähnte Faktorisierung sofort zu erkennen. Integriert man diese Beziehung auf, so ergibt sich als Umrechnungsfaktor zwischen den Wirkungsquerschnitten von Elektron und Proton bzw. Photon und Proton ein Photonfluß-faktor, der von den mittleren Werten $\langle y \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ abhängt.

$$\sigma_{ep} = f_\gamma(\langle y \rangle, \langle Q^2 \rangle) \cdot \sigma_{\gamma p} \tag{1.19}$$

1.3 Das Υ-Meson

Im Jahre 1977 gelang die Entdeckung des Υ-Mesons am Fermilab bei Chicago [Inn77]. Spätere Experimente [Dar78] am Speicherring DORIS des Deutschen Elektronen-Synchrotrons zeigten, daß es sich um ein Meson mit einer neuen Quarksorte b handelt.

$$|\Upsilon\rangle = |b\bar{b}\rangle \tag{1.20}$$

Es zeigte sich, daß das gefundene Meson das leichteste Vektormeson des Bottomiums war, bezeichnet als Υ(1s). Dieses Vektormeson besitzt die gleichen Quantenzahlen wie das Photon, $J^{PC} = 1^{--}$, und ist das leichteste experimentell bisher nachgewiesene Mitglied der Bottomiumfamilie, die in Abbildung 1.2 dargestellt ist. Neben dem Υ(1s) existieren noch weitere s-Zustände, die als radial angeregte Zustände interpretiert werden und die gleichen Paritäts und Ladungskonjugationseigenwerte wie der Grundzustand besitzen. In Tabelle 1.1 sind die Masseneigenwerte und Zerfallsbreiten der s-Zustände zu finden. Die Verzweigungsverhältnisse für leptonische Zerfälle des Υ(1s) sind in der Tabelle 1.2 zu sehen.

Meson	**Masse in GeV**	**Zerfallsbreite in keV**
Υ(1s)	$9.460 \pm 2.6 \cdot 10^{-4}$	53.0 ± 1.5
Υ(2s)	$10.023 \pm 3.1 \cdot 10^{-4}$	43.0 ± 6.0
Υ(3s)	$10.355 \pm 5.0 \cdot 10^{-4}$	26.3 ± 3.4
Υ(4s)	$10.580 \pm 35.0 \cdot 10^{-4}$	(20 ± 4) MeV

Tabelle 1.1: *Massen ausgewählter Υ-Mesonen nach [Gro04]*

Zerfall	**Verzweigungsverhältnis**
$\Upsilon(1s) \rightarrow e^+e^-$	$(2.38 \pm 0.11)\%$
$\Upsilon(1s) \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(2.48 \pm 0.06)\%$
$\Upsilon(1s) \rightarrow \tau^+\tau^-$	$(2.67\ ^{+\,0.14}_{-\,0.16})\%$

Tabelle 1.2: *Verzweigungsverhältnisse für leptonische Zerfälle des Υ(1s) [Gro04]*

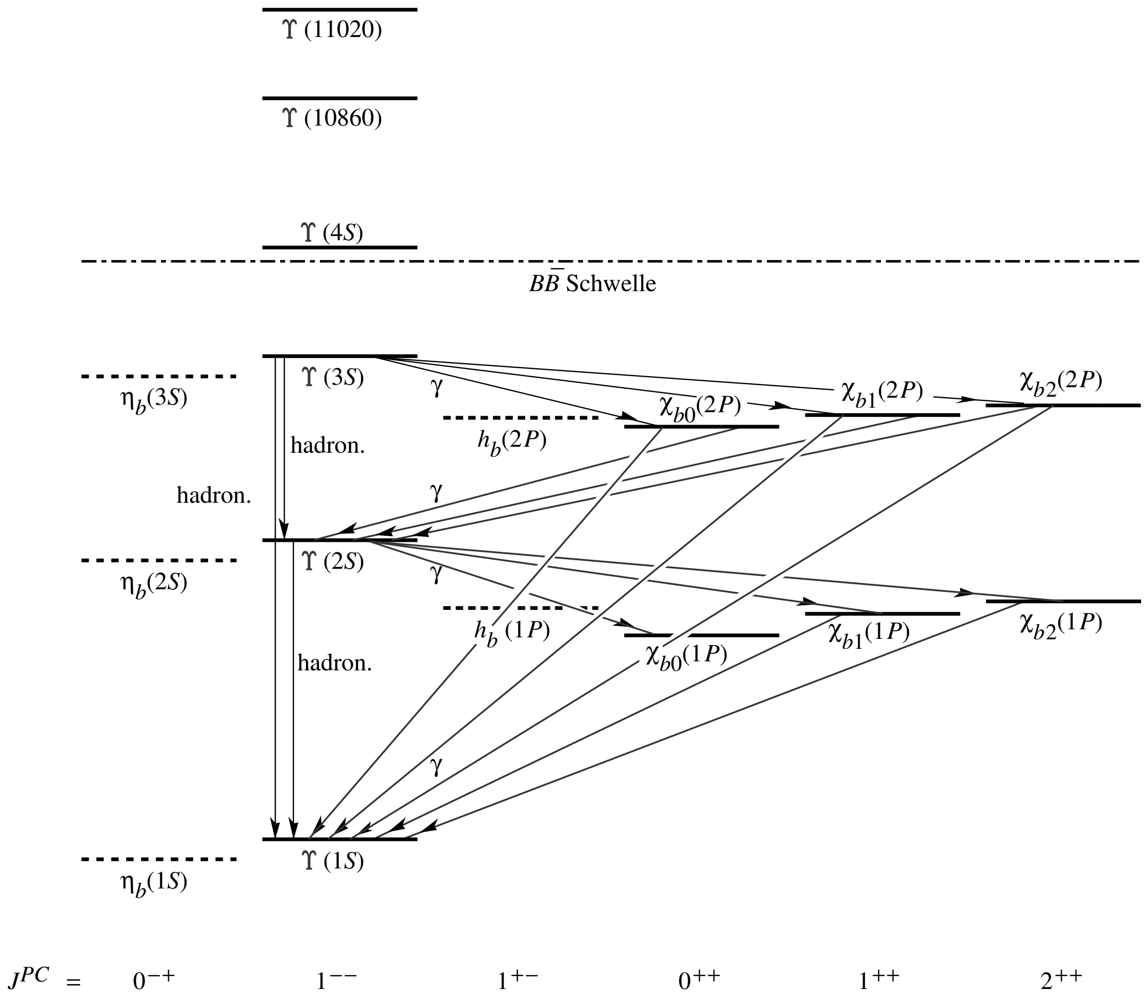


Abbildung 1.2: *Termschema des Bottomiums [Gro00]. Die gestrichelten Linien zeigen experimentell noch nicht bestätigte Zustände.*

Zerfall	Verzweigungsverhältnis
$\Upsilon(1s) \to \mu^+\mu^-$	$(2.48 \pm 0.06)\%$
$\Upsilon(2s) \to \mu^+\mu^-$	$(1.31 \pm 0.21)\%$
$\Upsilon(3s) \to \mu^+\mu^-$	$(1.81 \pm 0.17)\%$
$\Upsilon(2s) \to \Upsilon(1s)\pi^0\pi^0$	$(9.0 \pm 0.8)\%$
$\Upsilon(3s) \to \Upsilon(1s)\pi^0\pi^0$	$(2.06 \pm 0.28)\%$
$\Upsilon(3s) \to \Upsilon(2s)\pi^0\pi^0$	$(2.00 \pm 0.32)\%$
$\Upsilon(3s) \to \Upsilon(2s)\gamma\gamma$	$(5.0 \pm 0.7)\%$

Tabelle 1.3: *Verzweigungsverhältnisse zu berücksichtigender myonischer Zerfälle [Gro04]*

Für die Untersuchung der leptonischen Zerfälle brauchen nur die Mesonen unterhalb der $B\bar{B}$-Schwelle bei ungefähr $10.5\,\mathrm{GeV}$ in Betracht gezogen zu werden, da die Mesonen mit einer größeren Masse zu fast $100\,\%$ in B-Mesonen zerfallen.

Die Anregungen des Υ können direkt zerfallen oder über sogenannte Kaskadenzerfälle zuerst in Bottomium-Zustände niederer Energie übergehen und dann zerfallen.

In der vorliegenden Arbeit werden nur Υ(1s)-Mesonen im myonischen Zerfallskanal untersucht. Daß andere Mitglieder der Bottomiumfamilie in ein Υ(1s) zerfallen können, auch ohne weitere Spuren im Detektor zu hinterlassen, siehe Tabelle 1.3, muß natürlich berücksichtigt werden.

1.4 Produktion von Vektormesonen

Die Erzeugung der Υ-Mesonen kann in folgende zwei Mechanismen unterteilt werden:
die Diffraktion und die Boson-Gluon-Fusion.

1.4.1 Diffraktion

Bei der Diffraktion fluktuiert das ausgesandte Photon in ein Quark-Antiquark-Paar, siehe Abbildung 1.3. Diese Fluktuation ist nach der Unschärferelation für eine kurze Zeitdauer von Δt erlaubt mit

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} \tag{1.21}$$

Bei der diffraktiven Υ-Produktion besteht das Quarkpaar aus einem $b\bar{b}$-Zustand. Dieses System wird durch eine Wechselwirkung mit dem Proton auf die Massenschale des Vektormesons gehoben und kann dann als reelles Teilchen weiter propagieren. Die Diffraktion zeichnet sich dadurch aus, daß diese Wechselwirkung mit dem Proton keinerlei Quantenzahlen überträgt. So wird insbesondere keine Farbe übertragen. Das Vektormeson ist somit

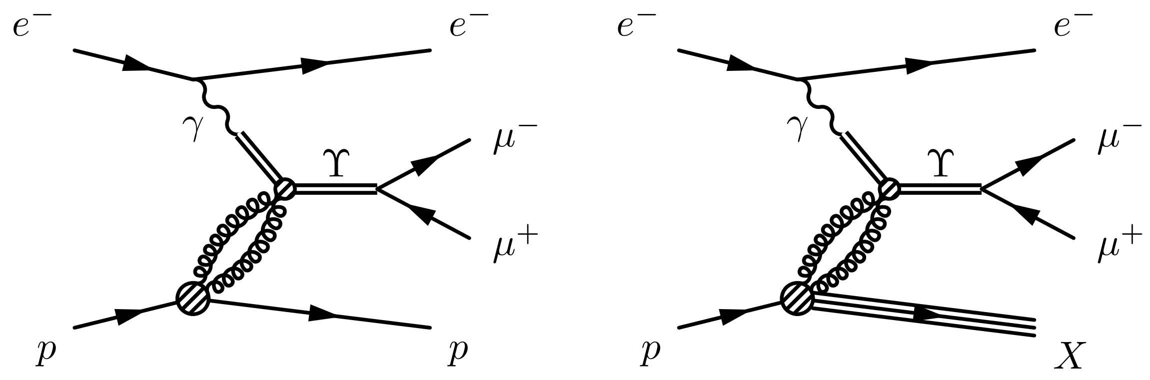


Abbildung 1.3: *Feynmangraphen der diffraktiven Υ-Produktion in niedrigster Ordnung. Links ist der elastische Prozeß zu sehen, rechts der Prozeß, bei dem das Proton dissoziiert. Das vom Elektron abgestrahlte Photon fluktuiert in ein $b\bar{b}$-Paar und wird durch den Austausch zweier Gluonen auf die Massenschale des Υ gehoben. Der Gluonenaustausch erfolgt in diffraktiven Prozessen so, daß das $b\bar{b}$-Paar ein farbneutrales System bildet.*

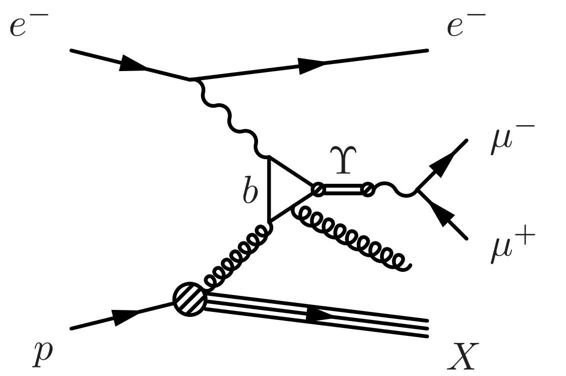
durch kein Farbfeld an das Proton gekoppelt, und die Diffraktion ist im Experiment durch eine Rapiditätslücke zwischen dem Υ und dem Proton zu erkennen. Diese Lücke wird eben nicht durch eine Hadronisierung des Farbfeldes gefüllt.

Diese Wechselwirkung zwischen dem virtuellen Quark-Paar und dem Proton wurde früher mit einem Pomeron-Austausch beschrieben [Reg59] und wird heute durch einen zweifachen Gluonaustausch erklärt.

Innerhalb der diffraktiven Produktion unterscheidet man weiterhin elastische von protondissoziativen Prozessen. Bei elastischen Ereignissen bleibt das gestreute Proton intakt und verläßt als solches den Detektor. Bei protondissoziativen Prozessen geht das Proton in einen angeregten Zustand über, wie z. B. das Δ^+, oder es zerbricht und fragmentiert, so daß der Protonrest im Detektor sichtbar wird. Diese beiden Prozesse sind in Abbildung 1.3 gegenübergestellt.

1.4.2 Boson-Gluon-Fusion

Die Boson-Gluon-Fusion setzt sich hauptsächlich aus zwei Prozessen zusammen, die beide durch die Quantenchromodynamik beschrieben werden können: die direkte Photon-Gluon-Fusion und die Produktion mit aufgelösten Photonen (resolved photons).



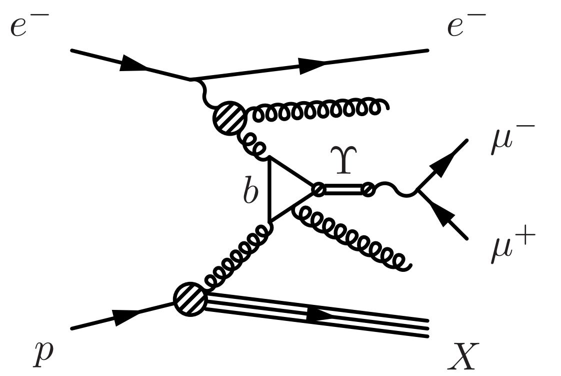


Abbildung 1.4: *Im linken Feynmandiagramm sieht man die direkte Photon-Gluon-Fusion zur Erzeugung eines Υ-Mesons. Rechts ist die Gluon-Gluon-Fusion, der Prozeß mit aufgelöstem Photon, zu sehen.*

Direkte Prozesse

Das Feynmandiagramm dieses Prozesses ist links in Abbildung 1.4 zu sehen. Das vom Elektron abgestrahlte Photon wechselwirkt mit einem vom Proton kommenden Gluon über ein b-Quark und produziert so ein $b\bar{b}$-Paar. Dieses Paar ist jedoch noch nicht das gesuchte Υ-Meson, da es sich aufgrund des vom Proton ausgesandten Gluons nicht um ein farbneutrales System handeln kann. Strahlt das Quark-Paar ein weiteres Gluon ab und bringt seine Quantenzahlen auf die des Vektormesons, entsteht ein Υ. Dieser Prozeß besitzt als Signatur zwei Myonen aus dem Vektormeson und zusätzlich zwei Jets, von dem wieder abgestrahlten Gluon und dem zerbrechenden Proton, das durch das Farbfeld zwischen sich und dem Gluon im Endzustand hadronisiert.

Da die gesamte Photonenenergie zur Mesonen-Produktion zur Verfügung steht, ist dieser Vorgang bereits bei kleineren Werten von $W_{\gamma p}$ relevant.

Aufgelöste Prozesse

Bei der Vektormesonen-Produktion mit aufgelösten Photonen wechselwirkt nicht das Photon direkt über ein b-Quark mit dem Gluon des Photons, sondern es fluktuiert selbst in ein Quark-Antiquark-Paar. Dieses virtuelle Quarkpaar kann als Quelle für ein Gluon dienen, das dann mit dem vom Proton ausgesandten Gluon ein $b\bar{b}$-Paar erzeugt. Auch hierbei zerbricht das Proton und fragmentiert, da es durch das ausgesandte Gluon seine Farbneutralität verloren hat. Das $b\bar{b}$-Paar muß wiederum ein Gluon abstrahlen, so daß die Quantenzahlen mit dem des Υ übereinstimmen. Im Gegensatz zur Photon-Gluon-Fusion ist es theoretisch möglich, durch die Wechselwirkung der beiden Gluonen direkt ein farbloses System zu erzeugen.

Dieses kann dann auch durch Aussenden eines Photons seine Spin- und Bahndrehimpuls-Quantenzahlen entsprechend ändern. Nur der Vorgang mit zwei Gluonen im Endzustand ist in Abbildung 1.4 rechts dargestellt.

Da nur ein Teil der Photonenergie dem Vektormeson zur Verfügung steht, wird dieser Prozeß erst bei großen $W_{\gamma p}$ maßgeblich.

1.5 MonteCarlo-Simulation

Um die Ineffizienzen und die Akzeptanz des realen Detektors untersuchen zu können, werden Ereignisse basierend auf dem aktuellen Kenntnisstand der Physik von MonteCarlo-Generatoren erzeugt. Verschiedene Generatoren können unterschiedlichste Prozesse simulieren. Die Simulation verläuft in drei Schritten.

Als erstes werden die Ereignisse mit all ihren Vierervektoren generiert. Dies geschieht für die Signalereignisse mit dem Generator *DIFFVM* und die Untergrundereignisse der Myonpaar-Photoproduktion werden mit *LPair* erzeugt. Das Programmpaket *H1Sim* [Mey91] berechnet ausgehend von den Vierervektoren die Wechselwirkungen und Energiedepositionen im Detektor. Im dritten Schritt werden dann die MonteCarlo-Ereignisse mit der gleichen Software wie die realen Daten vollständig rekonstruiert.

Die vollständig rekonstruierten Ereignisse werden dann mit den gleichen Analyse-programmen wie die Daten untersucht. Der Vergleich der generierten und rekonstruierten Größen erlaubt die quantitative Beschreibung von Auflösungen und Nachweis-wahrscheinlichkeiten.

1.5.1 Simulation der resonanten Ereignisse mit *DIFFVM*

Der MonteCarlo-Generator *DIFFVM* [Lis98] simuliert die Υ-Ereignisse auf Grundlage des Feynmandiagramms aus Abbildung 1.3. Der Übergang vom emittierten Photon zum virtuellen Quark-Antiquark-Paar wird durch das Vektormeson-Dominanz-Modell beschrieben [Sak69]. Die Parameter der Simulation können alle frei eingestellt werden und sind an Daten und theoretische Erwartungen angepaßt. Es können sowohl elastische als auch protondissoziative Ereignisse generiert werden.

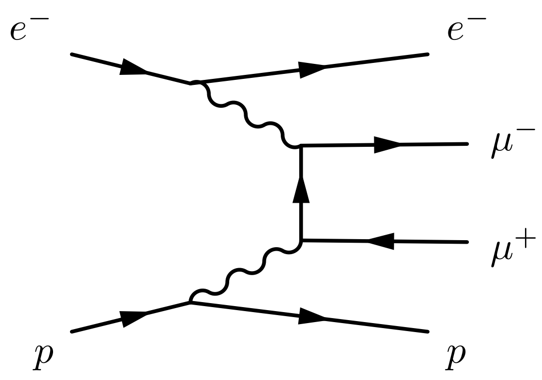


Abbildung 1.5: *Dieser reine QED Feynmangraph zeigt den wichtigsten Untergrundprozeß, die Myonpaar-Photoproduktion.*

1.5.2 Simulation der nichtresonanten Ereignisse mit *LPair*

Der nichtresonante Untergrund zur resonanten Υ-Produktion ist die Myonpaar-Photoproduktion. Bei diesem quantenelektrodynamischen Prozeß wechselwirken zwei Photonen, die von den beiden einlaufenden Kollisionspartnern ausgesandt werden, miteinander und erzeugen ein $\mu^+\mu^-$-Paar. Dieser Prozeß ist nicht resonant und fällt exponentiell mit der invarianten Masse des Myonenpaares ab. Das Feynmandiagramm ist in Abbildung 1.5 gezeigt.

Weitere Untergrundprozesse der gleichen Ordnung sind die Myonpaar-Konversion aus der Bremsstrahlung. Dabei strahlt das Elektron oder das Proton im Anfangs- oder Endzustand ein Photon ab, das dann in ein Myonpaar übergeht. Diese Prozesse sind in Abbildung 1.6 dargestellt.

Selbstverständlich tragen auch Diagramme höherer Ordnung zum Wirkungsquerschnitt bei. Deren Beitrag ist jedoch vernachlässigbar klein.

Für die Simulation der nicht resonanten Myonpaar-Produktion wird der *LPair*-Generator [SPB91] benutzt. *LPair* berücksichtigt allerdings nur den Term des dominanten Prozesses $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ aus Abbildung 1.5. Die Prozesse der Bremsstrahlung (Abbildung 1.6) werden vernachlässigt, tragen aber im Massenbereich des Υ-Mesons auch nur mit ungefähr $5\,\%$ [Sch02] zum Wirkungsquerschnitt bei. Auch bei den Untergrundereignissen wird sowohl der elastische als auch der protondissoziative Prozeß simuliert.

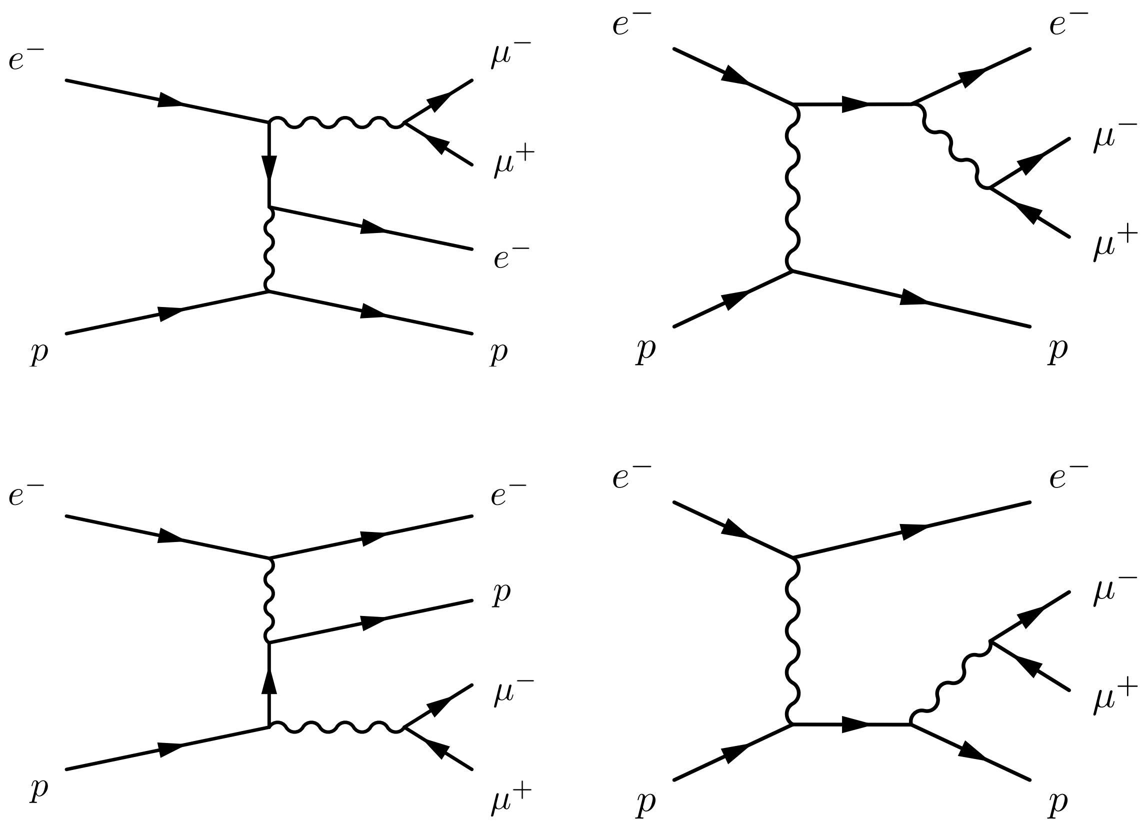


Abbildung 1.6: *Hier sind die Produktionsprozesse zu sehen, bei denen ein Photon der Bremsstrahlung in ein Myonpaar konvertiert. In der oberen Reihe stammt das Photon vom Elektron, wohingegen in der unteren Reihe das Proton das Photon emittiert. Links sind die Prozesse mit Ausstrahlung des Photons im Anfangszustand dargestellt, rechts wird das Photon im Endzustand ausgesandt.*

1.6 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes erfolgt über die bekannte Formel

$$\sigma_{ep} = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot \mathrm{BR}} \tag{1.22}$$

Dabei bezeichnet N die Anzahl der Signalereignisse, $\mathcal{L}$ die Luminosität, BR das Verzweigungsverhältnis und σ_{ep} den Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt. Dieser kann mit dem in Formel 1.19 bestimmten Faktor $f_\gamma(\langle y \rangle, \langle Q^2 \rangle)$ in den Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ umgerechnet werden.

$$\sigma_{ep} = f_\gamma(\langle y \rangle, \langle Q^2 \rangle) \cdot \sigma_{\gamma p} \tag{1.23}$$

Kapitel 2

HERA und H1

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA gegeben und der H1-Detektor, mit dem die Daten für diese Analyse aufgezeichnet wurden, vorgestellt. Anschließend werden die einzelnen Komponenten des Detektors diskutiert, die für diese Analyse relevant sind. Zum Schluß wird das H1-Triggersystem dargestellt, das als Entscheidungssystem die physikalisch interessanten Ereignisse auswählt.

2.1 Der ep-Speicherring HERA

Der Speicherring HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron bietet seit 1992 die einzigartige Möglichkeit, hochenergetische Stöße von Elektronen mit Protonen zu untersuchen. Die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA besteht aus zwei getrennten Strahlrohren, in denen Protonen und Elektronen bzw. Positronen gegensinnig umlaufen[1]. Die Protonen werden auf eine Energie von $920\,\mathrm{GeV}$ beschleunigt, die Elektronen auf $27.5\,\mathrm{GeV}$, damit ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 320\,\mathrm{GeV}$.
Die Teilchen bilden keinen kontinuierlichen Strahl, sondern umlaufen den Ring in Paketen mit ungefähr 10^{11} Teilchen. Diese werden an zwei Stellen von HERA alle $96\,\mathrm{ns}$ zur Kollision gebracht, was einer Ereignisrate von $10.4\,\mathrm{MHz}$ entspricht.
Das eine Experiment, an dem die Strahlen zur Wechselwirkung gebracht werden, ist die Experimentierhalle Nord, siehe Abbildung 2.1. Dort steht der H1-Detektor, der im nächsten Abschnitt näher beschrieben wird. Der zweite Kollisionspunkt liegt in der Experimentierhalle Süd, an dem die ZEUS-Kollaboration ebenfalls ep-Streuungen untersucht. HERMES in der Halle OST nutzt nur den Elektronenstrahl und vermißt mit longitudinal polarisierten Elektronen die Spinstruktur von Nukleonen. Bis 2002 nutzte HERA-B in der Halle West die Protonen, um an einem *fixed target*-Experiment die CP-Verletzung an Hand von produzierten B-Mesonen zu untersuchen.

[1]Da für diese Analyse kein Unterschied im Elektron- und Positronbetrieb besteht, wird der Begriff Elektron im folgenden stets als Oberbegriff für beide Leptonen verwendet.

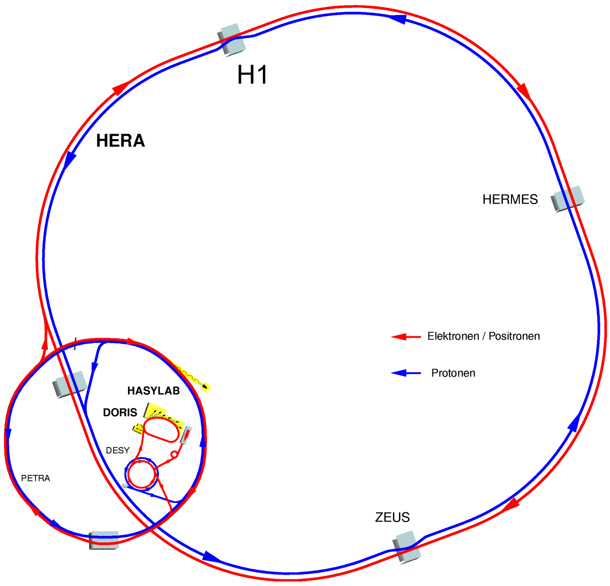


Abbildung 2.1: *Der Elektron-Proton-Speicherring HERA mit seinen Vorbeschleunigern*

2.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor in der Halle Nord deckt mit seinen unterschiedlichen Detektorkomponenten nahezu den gesamten Raumwinkelbereich ab, um so eine vollständige Rekonstruktion der physikalischen Prozesse zu ermöglichen. In Abbildung 2.2 sieht man eine schematische Ansicht des Detektors.

Die Protonrichtung bestimmt die positive z-Achse des rechtshändigen Koordinatensystems, während in Richtung Ringmittelpunkt die x-Achse weist. Der Koordinatennullpunkt fällt mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt, Vertex, zusammen. Somit wird der Azimutalwinkel φ von der x-Achse in der xy-Ebene aus gemessen. Der Polarwinkel ϑ wird relativ zur positiven z-Achse gemessen. Kleine Polarwinkel werden als *Vorwärtsbereich* und große als *rückwärtiger Bereich* bezeichnet.

Der H1-Detektor ist in etwa zylindersymmetrisch um das Strahlrohr gebaut. Da der Schwerpunkt der stoßenden Teilchen im Laborsystem aufgrund des viel höheren Protonimpulses nicht ruht, weist der Detektor eine asymmetrische Bauweise auf, um dieser Kinematik und den unterschiedlichen Strahlteilchen Rechnung zu tragen.

Direkt an das Strahlrohr schließen sich die Spurdetektoren an. Dann folgen die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter des Flüssig-Argon-Systems. Das Kalorimeter wird von einer supraleitenden Spule umschlossen, das ein homogenes axiales Magnetfeld von $1.15\,\mathrm{T}$ erzeugt. Das aus Eisen bestehende Rückflußjoch umschließt alle bisher genannten Detektorkomponenten und ist seinerseits für den Nachweis von Myonen instrumentiert.

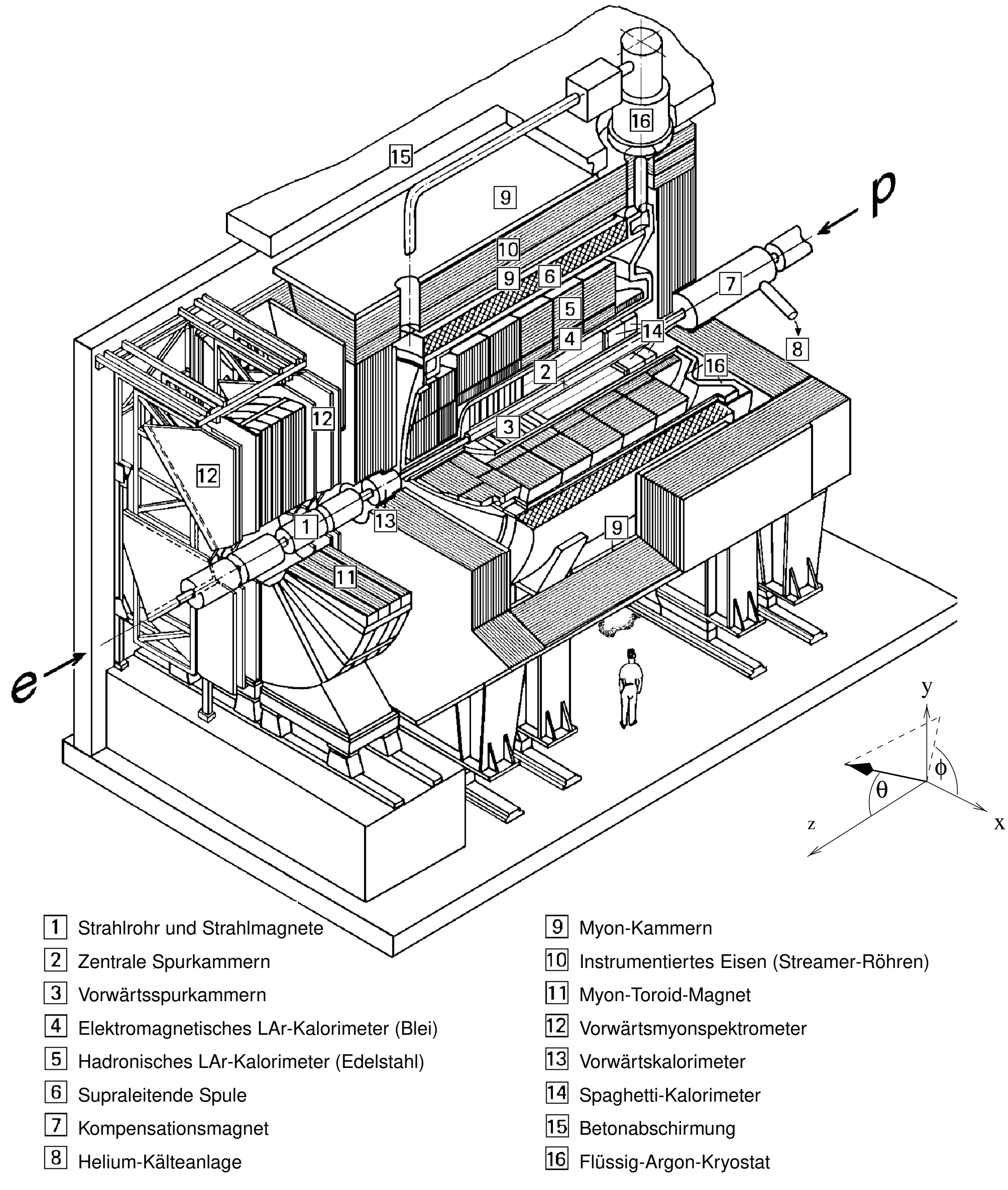


Abbildung 2.2: *Schematische Ansicht des H1-Detektors*

Im Vorwärtsbereich schließt sich dann das vordere Myonsystem an. Es existieren weitere Komponenten, z. B. zum Nachweis des gestreuten Elektrons oder Protons außerhalb des H1-Detektors.

Im folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Komponenten näher beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors ist in [Abt97] zu finden.

2.2.1 Das Spurkammersystem

Die Abbildung 2.3 zeigt das Spurkammersystem. Das System wird in einen vorderen, zentralen und rückwärtigen Bereich eingeteilt. Das zentrale Spurkammersystem deckt einen Polarwinkelbereich von circa $20° \lesssim \vartheta \lesssim 160°$ ab. Mit Hilfe der vorderen ($5° \lesssim \vartheta \lesssim 25°$) und hinteren Spurkammer ($153° \lesssim \vartheta \lesssim 176°$) kann fast der gesamte Raumwinkelbereich erfaßt werden. Natürlich wird die Raumwinkelabdeckung durch das Strahlrohr limitiert.

Das Spurkammersystem kann die Spuren von geladenen Teilchen rekonstruieren und über die Krümmung der Spur, die durch das Magnetfeld hervorgerufen wird, auch den Impuls bestimmen.

Es werden nun die einzelnen Komponenten des vorderen und zentralen Teils vorgestellt, da nur diese beiden in der vorliegenden Analyse Verwendung finden.

Das vordere Spurkammersystem

Das vordere Spurkammersystem (FTD[2]) besteht aus drei Supermodulen. Diese sind aus planaren Modulen mit jeweils parallelen Drähten aufgebaut. Die Ortsauflösung des vorderen Spurkammersystems erreicht in der $r\varphi$-Ebene eine Genauigkeit von $\sigma_{r\varphi} = 170\,\mu\text{m}$ [Hal06].

Das zentrale Spurkammersystem

Das zentrale Spurkammersystem (CTD[3]) besteht aus sechs Komponenten:

- **zentraler Siliziumstreifendetektor (CST[4])** ist die Detektorkomponente, die am dichtesten am Strahlrohr liegt. Er besteht aus zwei Lagen doppelseitiger Siliziumstreifendetektoren und dient der Detektion sekundärer Vertices. Der CST liefert eine Ortsauflösung für Spuren am Wechselwirkungspunkt von etwa $\sigma = 70\,\mu\text{m}$ [Pit00].

[2] engl.: **F**orward **T**racking **D**etector
[3] engl.: **C**entral **T**racking **D**etector
[4] engl.: **C**entral **S**ilicon **T**racker

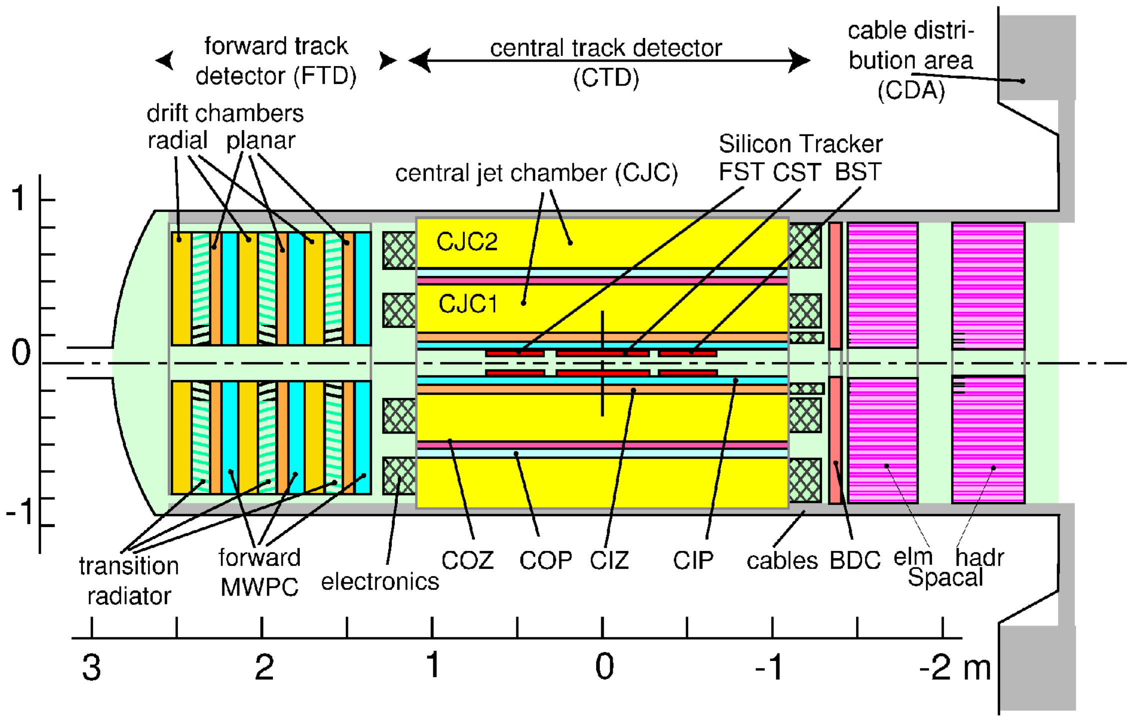


Abbildung 2.3: *Skizze des Spurkammersystems*

- **zentrale innere und äußere Proportionalkammer (CIP[5] und COP[6])** Die CIP und COP sind Vieldrahtproportionalkammern, deren Drähte parallel zur Strahlachse verlaufen. Aufgrund ihrer Zeitauflösung von $21\,\mathrm{ns}$ wird die CIP als Entscheidungsträger während der Datennahme genutzt (Trigger). Seit dem Jahr 2000 besteht die CIP aus fünf Drahtlagen statt vorher zwei Lagen. Damit kann bereits bei der Triggerentscheidung eine verbesserte Untergrundunterdrückung erreicht werden.

- **zentrale Jetkammern (CJC1[7]und CJC2[7])** Die zentralen Jetkammern sind zylindrische Driftkammern und bestehen aus insgesamt 2640 Signaldrähten. Die Signaldrähte verlaufen parallel zur Strahlachse. Die Driftzellen sind um $30°$ in der $r\varphi$-Ebene geneigt. Daher ist durch die Messung der Driftzeit eine genaue Auflösung in der $r\varphi$-Ebene von $\sigma_{r\varphi} = 170\,\mu\mathrm{m}$ möglich. In z-Richtung wird jedoch lediglich eine Genauigkeit von $2.2\,\mathrm{cm}$ erreicht. Die CJCs werden zur Spur- und Impulsrekonstruktion im zentralen Detektorteil genutzt. Des weiteren kann der Ereigniszeitpunkt auf $2\,\mathrm{ns}$ genau bestimmt werden. [Ste05]

- **zentrale äußere z-Kammer (COZ[8])** Durch die COZ kann die grobe z-Auflösung der Jetkammern kompensiert werden. Die z-Kammer besitzt Drähte, die ringförmig um das Strahlrohr verlaufen, und befindet sich zwischen der CJC1 und CJC2. Die z-Auflösung erreicht durch die z-Kammer eine Genauigkeit von ungefähr $350\,\mu\mathrm{m}$. Eine genaue z-Messung ist wichtig für die Rekonstruktion der Winkelvariable ϑ. [Ste05]
  Im Jahr 2000 gab es zusätzlich noch eine innere z-Kammer (CIZ[9]). Diese befand sich zwischen der CIP und der CJC1, wurde aber um der größeren CIP Platz zu bieten ausgebaut.

2.2.2 Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem des H1-Detektors besteht aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr[10]), das aus einem zentralen und vorderen Teil besteht und dem rückwärtigen Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal[11]).

Das LAr-Kalorimeter

Das LAr-Kalorimeter umgibt das Spurkammersystem in einem Winkelbereich von $4° \lesssim \vartheta \lesssim 153°$. Dabei wird der Bereich bis circa $20°$ als vorderes Kalorimeter und der

[5]engl.: **C**entral **I**nner **P**roportional Chamber
[6]engl.: **C**entral **O**uter **P**roportional Chamber
[7]engl.: **C**entral **J**et **C**hamber
[8]engl.: **C**entral **O**uter **Z**-Chamber
[9]engl.: **C**entral **I**nner **Z**-Chamber
[10]engl.: **L**iquid **Ar**gon
[11]engl.: **Spa**ghetti **Cal**orimeter

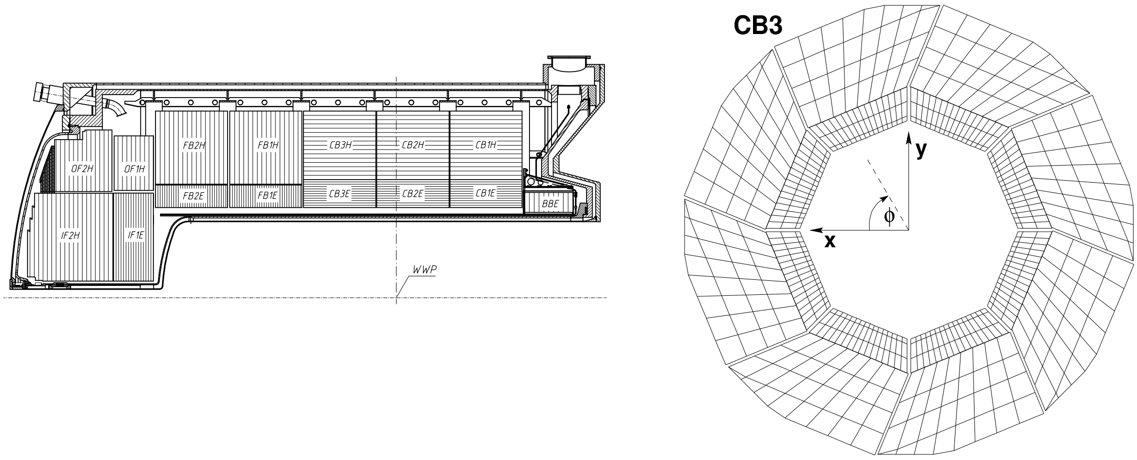


Abbildung 2.4: *Flüssig-Argon-Kalorimeter, links ist das LAr-Kalorimeter im Längsschnitt dargestellt. Zu erkennen ist der Aufbau aus Rädern sowie die unterschiedliche Ausrichtung der Lagen. Rechts ist ein einzelnes Rad in der xy-Ebene dargestellt. Hier werden die Lücken zwischen den Oktanden sichtbar.*

Bereich mit größerem Polarwinkel als zentrales Kalorimeter bezeichnet. Es dient zur Energiemessung und kann außerdem anhand der gemessenen Energieverteilung zur Teilchenidentifikation verwendet werden. Myonen werden durch die niedrigen Energiedepositionen entlang ihrer Spur als minimal ionisierende Teilchen identifiziert.

Das Kalorimeter ist in einen inneren elektromagnetischen und einen diesen umgebenden hadronischen Teil unterteilt. Das LAr-Kalorimeter ist ein Sandwichkalorimeter. Das bedeutet, daß Schichten aus unterschiedlichen Materialen für die Absorption und den Nachweis abwechselnd das Kalorimeter aufbauen.

Der elektromagnetische Teil benutzt $2.4\,\mathrm{mm}$ dicke Bleiplatten als Absorber und $2.35\,\mathrm{mm}$ breite Spalten mit füssigem Argon als aktives Detektormaterial. Die Dicke des elektromagnetischen Teils beträgt 20 bis 30 Strahlungslängen. Die Energieauflösung liegt bei $\sigma_{em}/E = 12\%/\sqrt{E[\,\mathrm{GeV}]}$ [Hab05]. Der elektromagnetische Teil dient zur Identifikation und gleichzeitigen Energiemessung von Elektronen und Photonen.

Hadronen und Jets werden nicht innerhalb des elektromagnetischen Teils gestoppt und erreichen dann das hadronische Kalorimeter, in dem sie vermessen werden. Der hadronische Teil des LAr-Kalorimeters besteht aus $15.5\,\mathrm{mm}$ dicken Edelstahlplatten als Absorber und wiederum $2.35\,\mathrm{mm}$ breiten, mit flüssigem Argon gefüllten Spalten als Nachweismaterial. Die Dicke des hadronischen Kalorimeters variiert stark. So besitzt es im vorderen Teil bis zu acht Wechselwirkungslängen, im zentralen Teil fünf, und im rückwärtigen Bereich nimmt die Dicke bis auf eine Wechselwirkungslänge ab. Die Energieauflösung des hadronischen Teils ist um einen Faktor vier schlechter als im elektromagnetischen und beträgt $\sigma_{em}/E = 50\%/\sqrt{E[\,\mathrm{GeV}]}$ [Hab05].

Eine nähere Beschreibung des LAr-Kalorimeters findet sich bei [And93].

Das Spaghetti-Kalorimeter

Das SpaCal ergänzt den zentralen Teil des Kalorimetersystems im Winkelbereich von $153° \lesssim \vartheta \lesssim 178°$. Das SpaCal dient hauptsächlich dem Nachweis des gestreuten Elektrons in der tiefunelastischen Streuung bei Impulsüberträgen von $1\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil und besitzt eine Dicke von ungefähr 28 Strahlungslängen bzw. 2 Wechselwirkungslängen. Der elektromagnetische Teil besteht aus 1192 Zellen, der hadronische aus 143 Zellen. Eine Skizze der Zellstruktur des elektromagnetischen Teils ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

Die Energieauflösung beträgt für den elektromagnetischen Teil $\sigma_{em}/E = 7.1\%/\sqrt{E[\,\mathrm{GeV}]}$ [Nic96]. Eine nähere Beschreibung des SpaCals findet sich bei [App97].

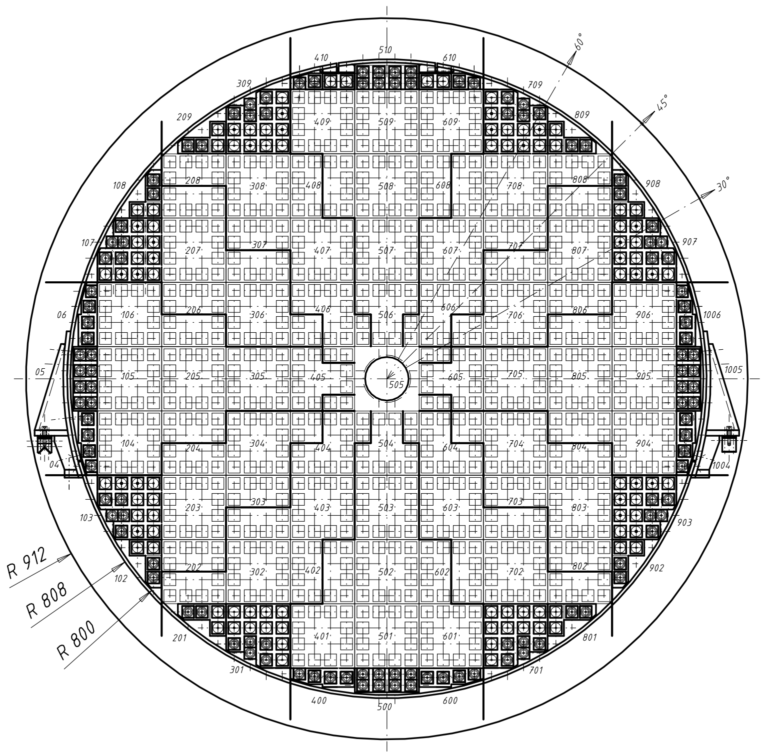


Abbildung 2.5: *Ansicht des Spaghetti-Kalorimeters in der $r\varphi$-Ebene*

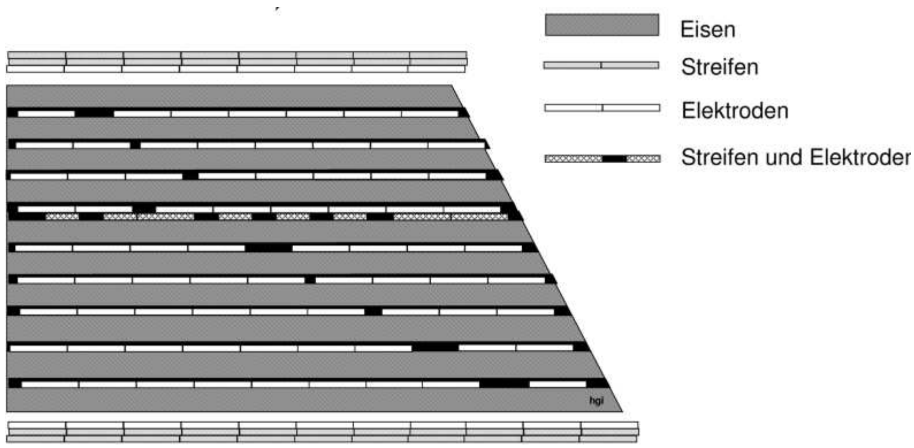


Abbildung 2.6: *Anordnung der sensitiven Lagen im zentralen Myondetektor*

2.2.3 Das Myonsystem

Das Myonsystem ist in einen zentralen Bereich eingeteilt, der auch als instrumentiertes Eisen oder CMD[12] bezeichnet wird, und in das vordere Myonsystem, auch FMD[13] genannt.

Das zentrale Myonsystem

Der zentrale Myondetektor besteht aus den instrumentierten Eisenlagen des Rückflußjoches für die Solenoidspule. Der CMD ist in 64 Module unterteilt, die sich in die vordere ($5° \lesssim \vartheta \lesssim 35°$) und hintere ($130° \lesssim \vartheta \lesssim 175°$) Endkappe sowie den zentralen Teil ($35° \lesssim \vartheta \lesssim 130°$), das Barrel, zusammenfassen lassen.

Myonen mit einem Impuls oberhalb von $1\text{-}2\,\mathrm{GeV}$ können das Kalorimetersystem und die Magnetspule durchdringen und im instrumentierten Eisen nachgewiesen werden.

Dazu wurden zwischen den zehn $7.5\,\mathrm{cm}$ starken Eisenlagen des Jochs Streamerrohrkammern installiert. Zwischen der vierten und fünften Eisenlage befindet sich eine doppelt instrumentierte Lage. Des weiteren wurden an der Innen- und Außenseite des Eisenjochs sogenannte Myon-Boxen installiert, die aus jeweils drei Lagen Streamerrohrkammern bestehen. Insgesamt gibt es also 16 sensitive Lagen, die für den Nachweis von Myonen zur Verfügung stehen. In Abbildung 2.6 ist diese Anordnung der Drahtkammern im Eisen zu sehen.

[12] engl.: **C**entral **M**uon **D**etector
[13] engl.: **F**orward **M**uon **D**etector

Die Spuren können mit einer Impulsauflösung von $\sigma_p/p \approx 0.35$ vermessen werden. Die Ortsauflösung beträgt senkrecht zu den Eisenlagen $\sigma_\perp \approx 4\,\mathrm{mm}$ und parallel dazu $\sigma_\| \approx 1.2\,\mathrm{cm}$ [Ste05].

Neben der Spurmessung liefern Streifenelektroden, sogenannte Pads, die sich zusätzlich an jeder Lage befinden, auch kalorimetrische Informationen.

Das Vorwärts-Myonsystem

Das Vorwärts-Myonsystem ergänzt den zentralen Myondetektor im vorderen Winkelbereich von $3^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 17^\circ$. Myonen mit einem Impuls von mindenstens $5\,\mathrm{GeV}$ können den FMD erreichen und eine vollständige Spur erzeugen.

Der FMD besitzt einen Eisen-Toroid-Magneten mit einer Feldstärke von $1.6\,\mathrm{T}$. Vor und hinter diesem befinden sich jeweils drei Doppellagen von Driftkammern. Der FMD liefert eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p \approx 0.24$ bei $p = 5\,\mathrm{GeV}$ [Hal06].

In dieser Arbeit wird der FMD ausschließlich zur Erkennung von Ereignissen mit Protondissoziation verwendet. Eine Abbildung des FMD ist in Abbildung 2.7 zu sehen.

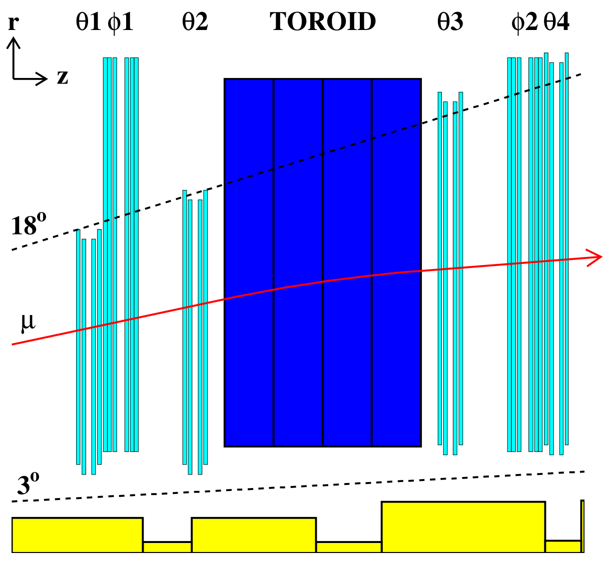


Abbildung 2.7: *Das Vorwärts-Myonsystem im Querschnitt*

2.2.4 Das Luminositätssystem

Das Luminositätssystem besteht aus zwei Kalorimetern, die in Abbildung 2.8 dargestellt sind. Der Kleinwinkel-Elektron-Detektor (ET) steht bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$, der Photondetektor bei $z = -102.9\,\mathrm{m}$.

Diese Detektoren vermessen die Elektronen und Photonen des Bethe-Heitler-Prozesses ($ep \rightarrow ep\gamma$). Dieser reine QED-Wirkungsquerschnitt ist sehr genau bekannt und besitzt eine hohe Ereignisrate, so daß statistische Fehler gering werden.

Bei der Luminositätsmessung während der Datennahme wird eine Koinzidenz zwischen Kleinwinkel-Elektron- und Photondetektor gefordert. Die Berechnung der integrierten Luminosität nach der Datennahme nutzt nur noch die Daten des Photondetektors, da so ein kleinerer systematischer Fehler erreicht wird.

Der Fehler der Luminositätsmessung beträgt ungefähr 2% [Hel06].

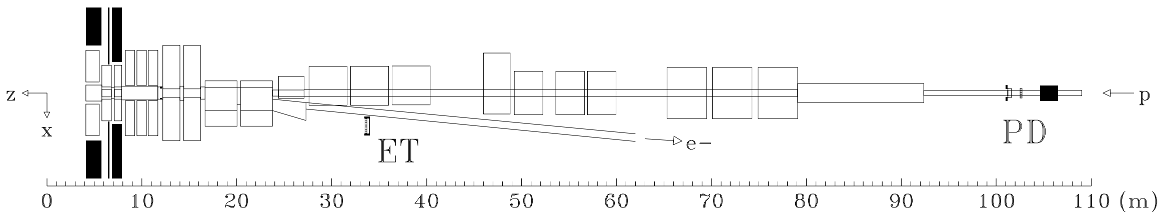


Abbildung 2.8: Darstellung des Luminositätssystems bestehend aus Kleinwinkel-Elektron-Detektor (ET) und Photondetektor (PD)

2.2.5 Das Triggersystem

Nur ein verschwindend kleiner Bruchteil aller Ereignisse stammt aus der Kollision des Elektron- und Protonstrahls. Die meisten Ereignisse stammen aus der kosmischen Höhenstrahlung oder sind durch die Kollision der Protonen mit Restgas im Strahlrohr induziert. Auch Halomyonen oder Synchrotronstrahlung gehören zu den nicht ep-induzierten Untergrundereignissen. Die wichtigsten werden im Kapitel 3 auf Seite 33 näher betrachtet.

Die Rate der Strahlkreuzungen beträgt ungefähr $10\,\mathrm{MHz}$, die Rate, mit der die gesamten Detektordaten auf Band gespeichert werden können, beträgt jedoch nur ca. $25\,\mathrm{Hz}$. Daher muß aus allen Ereignissen eine schnelle und scharfe Auswahl getroffen werden, welche Ereignisse als physikalisch interessant eingestuft werden. Diese Entscheidungsfindung leistet das H1-Triggersystem.

Um einen Kompromiß zwischen Schnelligkeit und Effizienz des Systems zu erzielen, ist dieses in vier Stufen unterteilt, die im folgenden näher beschrieben werden.

Erste Triggerstufe

In dieser ersten Stufe [FS95] stehen für eine Entscheidung, das Ereignis weiter zu untersuchen oder zu verwerfen, $2.3\,\mu\mathrm{s}$ zur Verfügung. Die Eingangsrate von ca. $10\,\mathrm{MHz}$ muß auf ungefähr $1\,\mathrm{kHz}$ gesenkt werden. Diese Entscheidung wird durch ein System von 128 Subtriggern, die wiederum aus 256 verschiedenen Triggerelementen zusammengesetzt sind, getroffen. Verschiedene Aspekte eines Ereignisses werden durch die Triggerelemente mit Schwellenwerten verglichen. Ist die logische Kombination der Triggerelemente für einen Subtrigger zutreffend, so wird das Ereignis an die nächste Triggerstufe weitergegeben, ansonsten wird es verworfen.

Der Schnelle-Spur-Trigger (FTT[14]) [Bai01b, Bai01a], der für alle Triggerstufen Informationen über die gefundenen Spuren liefert, kann nicht nur einzelne Spuren und deren Impuls untersuchen, sondern auch die Topologie der Spurgesamtheit analysieren.

Da einzelne Subtrigger sehr hohe Raten aufweisen können, können diese mit einem Skalierungsfaktor d, prescale, gesenkt werden. Dabei wird nur jedes d-te Ereignis, das die Subtriggerforderung erfüllt, weitergeleitet. d-1 Ereignisse werden verworfen, sofern nicht ein anderer Subtrigger das jeweilige Ereignis akzeptiert.

Der in dieser Arbeit verwendete Trigger s18 basiert auf Informationen aus der CIP, dem FTT und dem Myonsystem. Er besitzt eine Rate von ungefähr $2.5\,\mathrm{Hz}$ und einen mittleren prescale nahe eins. Der Trigger s18 wird in Kapitel 4.1.2 auf Seite 38 genauer beschrieben.

Zweite Triggerstufe

In der zweiten Triggerstufe [Nic98] stehen nun $20\,\mu\mathrm{s}$ zur Verfügung, um die Rate weiter von $1\,\mathrm{kHz}$ auf höchstens $200\,\mathrm{Hz}$ zu senken. Während der betrachteten Datennahme wurde bereits auf Triggerstufe zwei eine Reduktion auf wenige Hz erzielt. Die zweite Triggerstufe kann Korrelationen zwischen verschiedenen Detektorkomponenten untersuchen. Dazu wird der topologische Trigger L2TT verwendet, der in [Hof00] näher beschrieben ist. Zusätzlich gibt es den neuronalen Netzwerktrigger L2NN, der mit neuronalen Netzen eine Unterscheidung zwischen Untergrundereignissen und physikalisch interessanten Ereignissen trifft [Koh97]. Der FTT liefert auf der zweiten gegenüber der ersten Triggerstufen Informationen mit verbesserten Spurparametern.

[14]engl.: **F**ast **T**rack **T**rigger

Dritte Triggerstufe

Auf der dritten Triggerstufe stehen nun $100\,\mu$s zur Verfügung. Dies reicht aus, um nun auch komplexere Kriterien zu untersuchen. So können auf der dritten Stufe bereits invariante Massen durch den Schnelle-Spur-Trigger berechnet werden. Die Gesamtrate muß auf höchstens $50\,\mathrm{Hz}$ in dieser Stufe reduziert werden.

Die dritte Triggerstufe ist erst seit dem Frühjahr 2006 in Betrieb. Für diese Arbeit ist die dritte Stufe nicht relevant, da der verwendete Trigger keine Bedingung der dritten Triggerstufe besitzt.

Vierte Triggerstufe

Auf dieser letzten Triggerstufe liegt nun mittlerweile die gesamte Detektorinformation vor. Die vierte Stufe arbeitet asynchron, so daß hier keine weitere Totzeit erzeugt wird. Die Ergebnisse der vorherigen Triggerstufen können mit den gesamten Daten genauer verifiziert werden. Dann fällt die letztliche Entscheidung, ob das Ereignis akzeptiert wird und die Rohdaten auf Band gespeichert werden. Die Rate der Ereignisse, die auf Band gespeichert und dann vollständig rekonstruiert werden, beträgt nur noch $25\,\mathrm{Hz}$.

Kapitel 3

Untergrundereignisse

In diesem Kapitel werden kurz die wichtigsten Untergrundprozesse dargestellt und deren Signatur diskutiert. Zuerst wird der Untergrund untersucht, der aus Elektron-Proton-Kollisionen stammt, und dabei auf die Myonpaar-Photoproduktion und die Kaskadenzerfälle der Υ-Mesonen eingegangen. Anschließend werden nicht ep-induzierte Quellen des Untergrundes vorgestellt. Dazu gehören kosmische Myonen, Strahlprotonen und Halomyonen.

Die meisten der vom H1-Detektor rekonstruierten Ereignisse resultieren nicht aus der Υ-Mesonen-Produktion. Alle diese Ereignisse bilden für diese Analyse den Untergrund. In einem ersten Schritt kann dieser Untergrund in Ereignisse eingeteilt werden, die aus der Kollision des Elektron- und Protonstrahls stammen und Ereignisse, die nicht ep-induziert sind. Diese Ereignisse müssen in ihrer Signatur verstanden werden, so daß sie durch die Selektion unterdrückt oder in der Berechnung des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt werden können.

3.1 ep-induzierter Untergrund

Nur in einem geringen Prozentsatz der Ereignisse entsteht ein Υ(1s). Der hauptsächliche Prozeß, der eine identische Signatur wie das Υ im Detektor zeigt, ist die Myonpaar-Photoproduktion.

Myonpaar-Photoproduktion Dieser Prozeß besitzt die identische Signatur wie die gesuchten Signalereignisse. Die Myonpaar-Photoproduktion bildet den irreduziblen Untergrund. Die Verteilung der Ereignisse ist nicht resonant und fällt mit der rekonstruierten invarianten Masse, die aus den beiden Myonen berechnet wird, exponentiell ab.

Der Feynmangraph dieses Prozesses ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Es handelt sich um einen reinen quantenelektrodynamischen Vorgang.

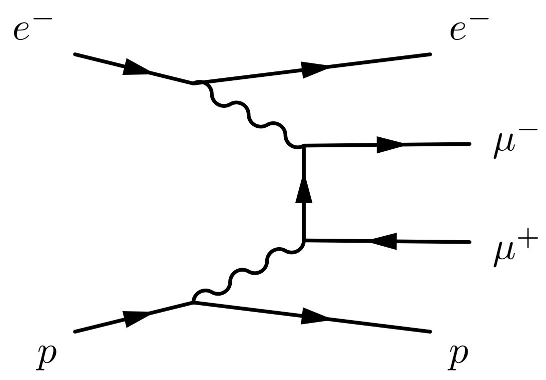


Abbildung 3.1: *Dieser reine QED Feynmangraph zeigt den wichtigsten Untergrundprozeß, die Myonpaar-Photoproduktion.*

Kaskadenzerfälle Wie bereits in Kapitel 1.3 angedeutet, bilden auch die schwereren Mitglieder der Bottomiumfamilie einen gewissen Beitrag zum Untergrund. Wie in Tabelle 1.3 auf Seite 11 gezeigt, können die radial angeregten Υ-Mesonen über sogenannte Kaskadenzerfälle in ein $\Upsilon(1s)$ zerfallen. Dies kann auch geschehen, indem nur neutrale Teilchen zusätzlich bei dem Zerfall entstehen, die nicht durch weitere Spuren im Detektor in Erscheinung treten. Somit können auch diese Ereignisse eine ähnliche Signatur wie das $\Upsilon(1s)$ tragen.

3.2 Nicht ep-induzierter Untergrund

Dieser Untergrund entsteht nicht bei der Wechselwirkung der beiden Teilchenstrahlen, sondern entstammt hauptsächlich folgenden drei Prozessen:

kosmische Myonen Trifft die kosmische Höhenstrahlung auf die Erdatmosphäre, so entstehen dort hochenergetische Teilchenschauer. In diesen Wechselwirkungen entstehen geladene Pionen, die zu fast $100\,\%$ in Myonen zerfallen. Aufgrund der Lebensdauer der Myonen und deren großen Impulsen können diese bis in den Detektor vordringen und dort rekonstruiert werden.

Bei diesen kosmischen Myonen handelt es sich um einzelne Myonen, die den Detektor durchqueren. Die Zeitauflösung des Detektors reicht jedoch nicht aus, um zwischen einer Spur, die den Detektor durchquert, und zwei Spuren, die den Detektor vom Wechselwirkungspunkt nach außen verlassen, zu unterscheiden. Durch die Krümmung der Spur im Magnetfeld wird das eine Myon als zwei entgegengesetzt geladene Myonen rekonstruiert.

Kosmische Myonen zeichnen sich durch die Signatur aus, daß sie sowohl zeitlich homogen auf den Detektor treffen, als auch einen Öffnungswinkel nahe $180°$ in beiden Winkelvariablen besitzen. Da die Rekonstruktionssoftware versucht, gefundene Spuren an den Vertex anzupassen, werden Spuren, die nahe am Vertex in der $r\varphi$-Ebene vorbeigehen, in der Rekonstruktion an diesen herangezogen. Daher können die rekonstruierten Öffnungswinkel der einen kosmischen Spur auch nahe aber nicht genau $180°$ sein. Links in Abbildung 3.2 ist ein Ereignis mit einem kosmischen Myon dargestellt.

Strahlprotonen Strahlprotonen können mit den Strahlrohrwänden und auch mit dem vorhandenen Restgas kollidieren und dabei einen Teilchenschauer erzeugen, der den Detektor trifft. Der ermittelte Ereigniszeitpunkt ist zwar mit den Strahlkreuzungen korreliert, aber versetzt bezüglich des nominellen Zeitpunkts der Strahlkollision. Außerdem zeigen die Spuren nicht auf den nominellen Wechselwirkungspunkt, sondern auf den Kollisionspunkt, der aus Protonsicht noch vor dem Detektor liegt, also bei negativen z-Werten. In Abbildung 3.3 ist ein solcher Prozeß exemplarisch gezeigt.

Halomyonen Bei Prozessen der Strahlprotonen können wiederum Myonen über die Erzeugung und den Zerfall von Pionen entstehen, die weiterhin parallel zum Strahlrohr fliegen. Ein solches Myon ist rechts in Abbildung 3.2 gezeigt.

Die Signatur ist wie bei kosmischen Myonen ein großer Öffnungswinkel in beiden rekonstruierten Winkelvariablen. Der ermittelte Ereigniszeitpunkt ist zwar wiederum mit den Strahlkreuzungen korreliert, aber versetzt bezüglich des nominellen Zeitpunkts der Strahlkollision.

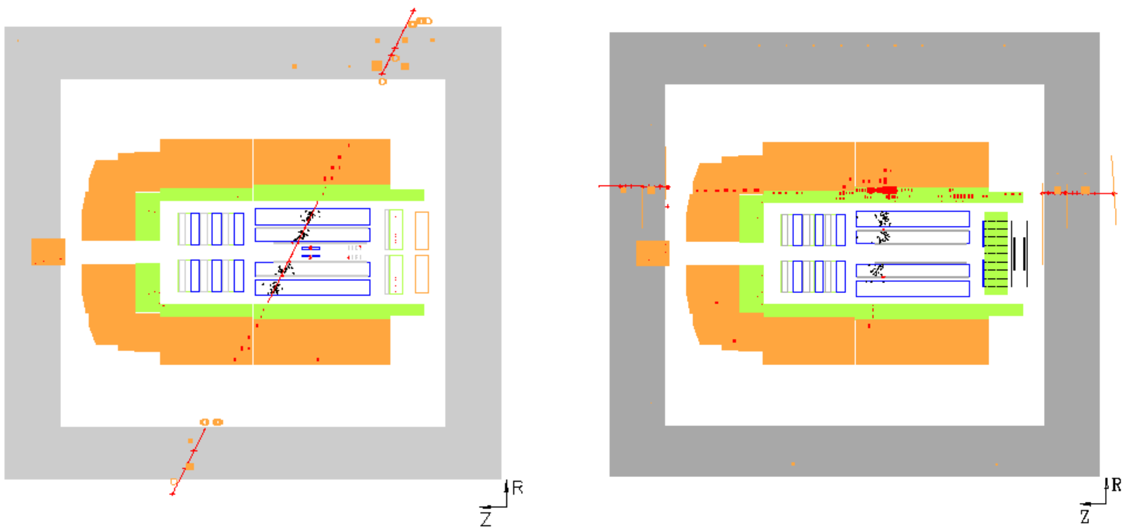


Abbildung 3.2: *Links ist eine graphische Ereignisdarstellung zu sehen, die ein Myon aus der kosmischen Höhenstrahlung zeigt. Rechts ist ein Ereignis mit einem Halomyon dargestellt.*

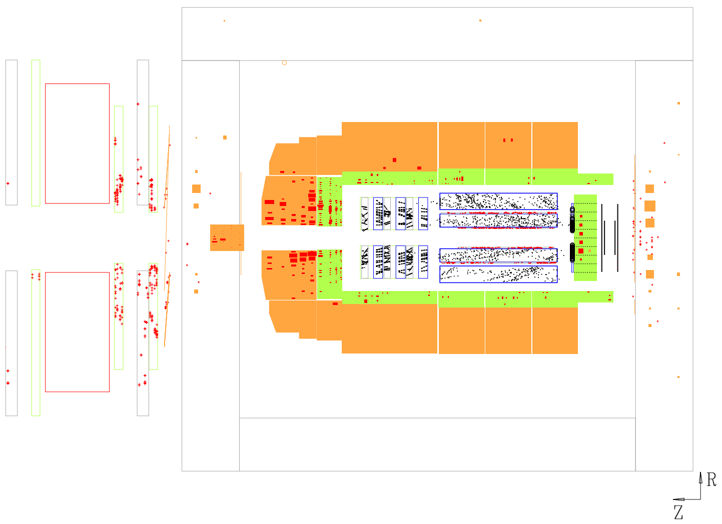


Abbildung 3.3: *In dieser Darstellung ist ein Ereignis abgebildet, bei dem ein Strahlproton bereits vor dem nominellen Wechselwirkungspunkt mit dem Restgas im Strahlrohr kollidiert und aufschauert.*

Kapitel 4

Ereignisselektion

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie aus den mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten diejenigen Ereignisse ausgewählt werden können, bei denen ein Υ-Meson produziert worden ist. So wird zuerst beschrieben, welche Bedingungen an den Detektor gestellt werden, daraufhin werden die Schnitte vorgestellt, die die Signalereignisse von den Untergrundereignissen trennen. Dann werden von den diffraktiven Υ-Ereignissen durch weitere Schnitte diejenigen ausgewählt, die elastisch produziert worden sind. Im letzten Teil des Kapitels werden die angewandten Selektionsschnitte übersichtlich zusammengefasst.

4.1 Vorselektion des Photoproduktionsdatensatzes

4.1.1 Runselektion

In dieser Analyse werden die Daten aus den Jahren 2000, 2004, 2005 und Januar bis Mai 2006 genutzt, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet worden sind. Die Ereignisse mit diffraktiven Υ-Kandidaten wurden mit dem Trigger s18 ausgewählt, der im nächsten Abschnitt näher vorgestellt wird. In den genannten Jahren wurde eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 212.7\,\mathrm{pb}^{-1}$ mit dem Trigger s18 genommen, die sich wie in Tabelle 4.1 auf die einzelnen Jahre verteilt.

Jahr	**Integrierte Luminosität mit s18 in** pb^{-1}
2000	40.7
2004	43.6
2005	96.9
2006	31.5
$\sum$	212.7

Tabelle 4.1: *Integrierte Luminositäten der Jahre 2000, 2004, 2005 und 01-05/2006 mit s18*

Zusätzlich wurde gefordert, daß die Detektorkomponenten, die gebraucht werden, um ein Υ zu rekonstruieren, zur Zeit des Ereignisses in Betrieb und auf nomineller Spannung waren. Diese Komponenten waren

- die zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2,
- die Proportionalitätskammern CIP und COP (COP nur in 2000, 2004 und 2005) sowie
- das instrumentierte Eisen,
- das Flüssig-Argon-Kalorimeter LAr,
- das Spaghetti-Kalorimeter SpaCal,
- das Flugzeitsystem und
- das Luminositätsystem.

4.1.2 Triggerselektion

Die Datennahme wurde mit dem Trigger s18 gesteuert, der ein Myon im zentralen Myonsystem und eine Spur mit einem hohen transversalen Impuls sowie niedrige Spurmultiplizitäten fordert. Der Trigger setzt sich aus folgenden Elementen zusammen, die nun näher erläutert werden und in Tabelle 4.2 zusammengefaßt sind. Diese Zusammensetzung des Triggers aus den verschiedenen Triggerelementen gilt seit dem Jahre 2004. Im Jahre 2000 nutzte der Trigger mittlerweile nicht mehr vorhandene Elemente, die jedoch ähnliche Eigenschaften hatten. Daher wird hier nur auf die aktuelle Zusammensetzung eingegangen.

Die FTT-Triggerelemente beziehen sich auf Größen des Schnelle-Spur-Triggers. Dieser nutzt Informationen aus den zentralen Jetkammern. Die Signale werden von vier Gruppen zu je drei Signaldrähten der CJC pro Zelle gemessen. Drei Gruppen befinden sich in der CJC1 und eine innerhalb der CJC2. Durch Driftzeitmessung des ionisierten Gases und Bestimmung der Ladungsverhältnisse an verschiedenen Signaldrähten kann der Schnelle-Spur-Trigger unter anderem die Anzahl, den Transversalimpuls und einfache Topologien der Spuren bestimmen. Der FTT nutzt nicht die gesamten Informationen der zentralen Jetkammern und besitzt eine Auflösung von ca. $4\,\%$ [Loh06] für den Transversalimpuls, kann aber bereits nach $2.1\,\mu$s [Ber05] die Triggerelemente zur Entscheidungsfindung bereitstellen.

Die CIP-Triggerelemente nutzen die Informationen aus der inneren Proportionalkammer und die Mu-Triggerelemente die Informationen aus vier der 16 Lagen des instrumentierten Eisens im zentralen Bereich bzw. aus fünf Lagen in den Endkappen.

CIP_Sig $>$ 0 Durch jeweils drei bis fünf in der inneren Proportionalkammer (CIP) gefundenen Treffer werden Spurkandidaten gelegt. Von all diesen Kombinationsmöglichkeiten werden die Spuren extrapoliert und so der Schnittpunkt mit der Strahlachse ermittelt. Liegt der Schwerpunkt all dieser berechneten Schnittpunkte nicht weiter als $60\,\mathrm{cm}$ vom nominellen Vertex entfernt, so ist das Triggerelement CIP_Sig > 0 erfüllt.

CIP_Mul $<$ **6** In der Variablen CIP_Mul wird die Anzahl aller Spuren gespeichert, die entweder im vorderen, zentralen oder hinteren Teil der inneren Proportionalkammer gefunden werden. Die Bedingung, daß diese Variable kleiner als sechs ist, bedeutet eine Forderung von weniger als 30 gefundenen CIP-Spuren.

FTT_Mul_TA $<$ **7** Dieses Triggerelement erlaubt maximal sechs gefundene FTT-Spuren, die einen Transversalimpuls von mehr als dem angegebenen Schwellenwert TA, hier $100\,\mathrm{MeV}$, besitzen.

FTT_Mul_TD $>$ **0** Dieses Element fordert mindestens eine FTT-Spur mit einem Transversalimpuls von mehr als $900\,\mathrm{MeV}$ (Schwelle TD).

Mu_Bar $\|$ **Mu_ECQ** Weiterhin fordert der Trigger ein detektiertes Myon, das entweder im zentralen Teil des Myonsystems (Mu_Bar) oder in der äußeren vorderen oder hinteren Endkappe (Mu_ECQ) des Systems gefunden wurde. Zur Erfüllung der Myonbedingung führt auch die Detektion zweier Myonen in der hinteren inneren Endkappe. In Abbildung 4.1 wird die Einteilung der Endkappen in den äußeren und inneren Teil gezeigt. Für das Element Mu_Bar müssen zwei von vier Triggerlagen des instrumentierten Eisens ein Signal gemessen haben, Mu_ECQ verlangt drei von fünf Triggerlagen.

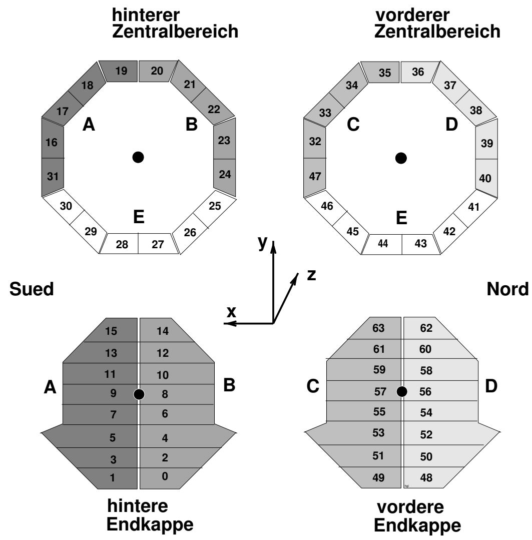


Abbildung 4.1: *Einteilung des Myonsystems in Sektoren. Zum inneren Teil der Endkappe gehören die Segmente 6-11 bzw. 54-59. Die Segmente 0-5 und 12-15 bzw. 48-53 und 60-63 bilden den äußeren Teil des Myonendkappensystems.*

s18	Bedeutung
CIP_Sig > 0	Spurschwerpunkt im Zentralbereich mit $\lvert z\rvert < 60\,\mathrm{cm}$
CIP_Mul < 6	weniger als 30 CIP-Spuren
FTT_Mul_TA < 7	weniger als 7 FTT-Spuren mit einem Transversalimpuls von mehr als $100\,\mathrm{MeV}$
FTT_Mul_TD > 0	mindestens eine FTT-Spur mit einem Transversalimpuls von mehr als $900\,\mathrm{MeV}$
(Mu_Bar || Mu_ECQ)	es wird ein Myon im instrumentierten Eisen nachgewiesen

Tabelle 4.2: *Triggerelemente des s18*

4.1.3 J/Ψ-Finder

Als weitere Vorselektion werden nur Ereignisse mit zwei zentralen Spuren im Winkelbereich von $20° < \vartheta < 160°$ akzeptiert. Auch eine dritte Spur ist erlaubt, wenn diese eindeutig als das gestreute Elektron identifiziert werden kann. Jede dieser Spuren muss einen Transversalimpuls p_t von mindestens $800\,\mathrm{MeV}$ aufweisen. Die Ladung der beiden Spuren muß entgegengesetzt gleich sein. Zusätzlich wird die invariante Masse $m_{\mu\mu}$ des rekonstruierten Vektormesons, die aus den beiden gefundenen Spuren berechnet wird, in einem ersten Schritt auf den Bereich von $2\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 15\,\mathrm{GeV}$ eingeschränkt. Dabei wird die invariante Masse mit der bekannten Formel 4.1 wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} m_{\mu\mu}^2 &= E^2 - \vec{p}^2 \\ &= (E_{Spur1} + E_{Spur2})^2 - \sum_{i=1}^{3}(p_{Spur1,i} + p_{Spur2,i})^2 \qquad (4.1) \\ E_{Spurx} &= \sqrt{m_\mu^2 + \sum_{i=1}^{3} p_{Spurx,i}^2} \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet E die Energie und $\vec{p}$ den Dreierimpuls des Vektormesons, die sich additiv aus den jeweiligen Größen der beiden Zerfallsspuren *Spur1* und *Spur2* ergeben. Die Energie wird aus dem gemessenen Dreierimpuls der Spur berechnet. Zudem wird die Hypothese genutzt, daß es sich bei den Zerfallsspuren um ein Myon handelt, indem die Myonmasse m_μ in die Berechnung eingeht.

Ereignisse, die diese Kriterien erfüllen, werden als elastische Kandidaten bezeichnet. Diese Vorselektion führt der sogenannte J/Ψ-Finder durch, der bei der Rekonstruktion der Ereignisse die Daten prüft und eine Variable *NumJPsiDiff* füllt, in der gespeichert wird, wie viele in oben genanntem Sinn elastische J/Ψ-Kandidaten in einem Ereignis gefunden werden. So kann die Analyse auf Ereignisse beschränkt werden, in denen die Variable *NumJPsiDiff* von Null verschieden ist.

4.1.4 Photoproduktion

In der vorliegenden Arbeit werden Ereignisse der Photoproduktion untersucht. Es handelt sich also um Ereignisse, bei denen der Impulsübertrag am Elektronvertex sehr klein ist, was gleichbedeutend mit einem kleinen Streuwinkel des Elektrons ist. Der Viererimpulsübertrag am Elektronvertex wird mit Q^2 bezeichnet. Es gibt verschiedene Methoden, Q^2 zu rekonstruieren. Eine Methode benutzt die gemessenen Werte des Elektrons. Die Berechnung erfordert die Energie des einlaufenden Elektrons E_e und die des auslaufenden E'_e als auch den Winkel ϑ_e, unter dem das Elektron gestreut wird. Mit diesen Werten kann der Impulsübertrag am Elektronvertex wie folgt berechnet werden:

$$Q_e^2 = 4E_eE'_e\sin^2\frac{\vartheta_e}{2} \tag{4.2}$$

Das gestreute Elektron wird im Spaghetti-Kalorimeter nachgewiesen und vermessen. Sollte das Elektron um weniger als ungefähr $4°$ gestreut werden, so kann es nicht mehr im SpaCal rekonstruiert werden und das Q_e^2 wird auf Null gesetzt. In dieser Arbeit werden nur Ereignisse untersucht, bei denen kein gestreutes Elektron nachgewiesen werden konnte, dies wird durch die Forderung $Q_e^2 == 0$ erreicht.

In Abbildung 4.2 ist das generierte Q^2der elastischen Signal-MonteCarlo-Simulation zu sehen. Das offene Histogramm zeigt die Verteilung mit den Schnitten der Vorselektion, jedoch ohne den Schnitt auf Q_e^2. Das schraffierte Histogramm zeigt die Verteilung mit dem Q_e^2-Schnitt. Der Mittelwert dieser Verteilung beträgt $\langle Q^2\rangle = 0.56\,\mathrm{GeV}^2$, während der Median der Verteilung nur $8.90\cdot10^{-4}\,\mathrm{GeV}^2$ beträgt. Der Schnitt ist durch Rekonstruktionseffekte nicht scharf bei $\log_{10}(Q^2)|_{Q^2=1} = 0$, aber deutlich zu erkennen.

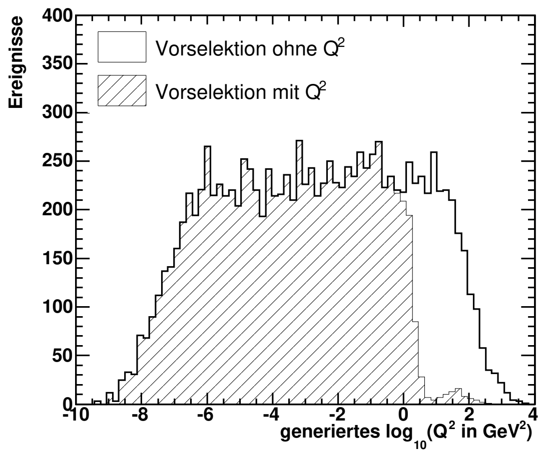


Abbildung 4.2: *Generierte Verteilung von Q^2 aus der elastischen Signal-MonteCarlo-Simulation. Das leere Histogramm zeigt die Verteilung mit den Schnitten der Vorselektion, jedoch ohne den Q_e^2-Schnitt, schraffiert ist die Verteilung mit dem Q_e^2-Schnitt gezeigt.*

4.1.5 Datensatz nach der Vorselektion

In Abbildung 4.3 ist die Massenverteilung aller Ereignisse dargestellt, welche durch die Vorselektion aus den genommenen Daten ausgewählt wurden. Zu erkennen ist die J/Ψ-Resonanz bei $3.1\,\mathrm{GeV}$. In der rechten Abbildung ist der Massenbereich von $5\,\mathrm{GeV}$-$15\,\mathrm{GeV}$ nochmals dargestellt. Wie man sieht, ist der Datensatz noch von Untergrundereignissen, vor allem kosmischen Myonen, dominiert.

Massenverteilung In dieser wie in allen weiteren Massenverteilungen werden die Daten zusammen mit den erwarteten Verteilungen dargestellt. Die Daten werden durch die Punkte mit ihren Fehlern gekennzeichnet. Die schraffierten Histogramme zeigen den nicht reduziblen Untergrund der Myonpaarproduktion ($\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$) an. Die Verteilungen der Untergrund-MonteCarlo-Simulation wurden mit dem *LPair*-Generator erzeugt und auf die Datenluminosität normiert. Die leeren Histogramme stellen die Gesamterwartung dar, die sich aus der Myonpaarerzeugung sowie den Verteilungen der Signal-MonteCarlo-Simulation *DIFFVM*, die die Υ-Ereignisse simuliert, zusammensetzt. Dabei werden die Signalereignisse der Simulation so skaliert, daß diese nach allen Schnitten mit der Ereigniszahl der gefundenen Υ-Mesonen übereinstimmen. Die MonteCarlo-Ereignisse der Untergrund-Simulation werden nur für Ereignisse mit einer invarianten $m_{\mu\mu} > 5\,\mathrm{GeV}$ generiert.

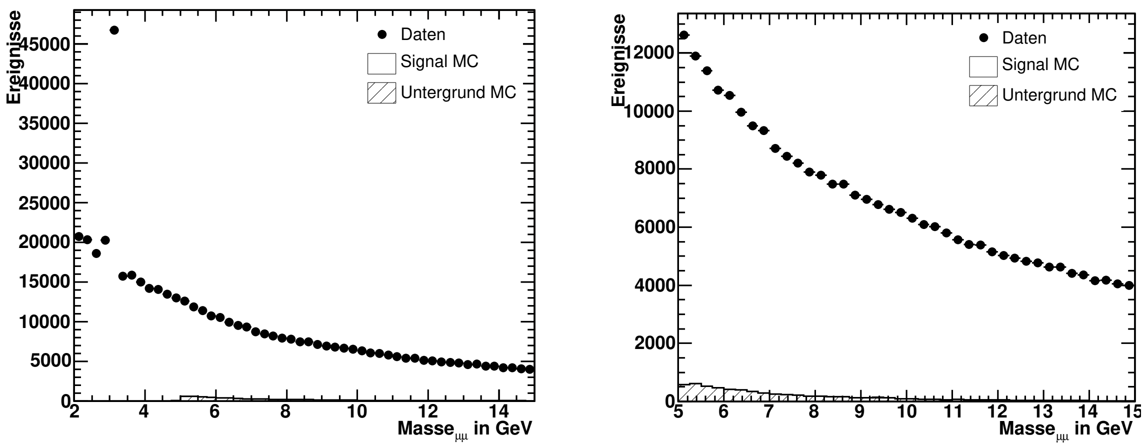


Abbildung 4.3: *Massenverteilung nach den Forderungen der Vorselektion*

4.1.6 Schnitte gegen kosmische Myonen, Strahlprotonen und Halomyonen

Wie in Kapitel 3 beschrieben, tragen sowohl kosmische Strahlung, wie Halomyonen, als auch Strahlprotonen zum Untergrund bei. Um den Anteil der ersten beiden Untergrundquellen zu unterdrücken, bietet der J/Ψ-Finder einen Indikator, der durch verschiedene Kriterien testet, ob das Ereignis als Untergrund identifiziert werden kann. Es wird in dieser Analyse gefordert, daß alle Ereignisse, die durch diese Überprüfung als Untergrund markiert werden, verworfen werden.

J/Ψ-Finder - Untergrundindikator Der Untergrundindikator untersucht die Ereignisse bei der Rekonstruktion und führt eine Einstufung aufgrund dreier Kriterien durch, ob es sich um ein Untergrundereignis handelt.
Die Rekonstruktion versucht, die in den Spurkammern gefundenen Treffer durch zwei Spuren, die durch den Vertex verlaufen, anzupassen. Dadurch bekommen kosmische Myonen, die in der Nähe des Vertex verlaufen, einen Knick. Der Untergrundindikator versucht, die gefundenen Treffer durch eine einzige Spur anzupassen, die nicht durch den Vertex verlaufen muß. Hat die Anpassung der Hypothese mit einer einzigen Spur ein χ^2 kleiner als 10, wird der Untergrundindikator gesetzt.
Auch wenn der minimale Abstand in der xy-Ebene der nicht an den Vertex angepaßten Spur zum nominellen Vertex größer als $0.1\,\mathrm{cm}$ ist, bewirkt dies, daß der Indikator gesetzt wird.
Als letztes wird die Zeitdifferenz der beiden CJC-Signale betrachtet. Bei zwei Teilchen, die vom Vertex aus die beiden Jetkammern verlassen, erwartet man ein fast gleichzeitiges Auftreten der Signale. Handelt es sich um ein Teilchen, löst dieses zuerst in der oberen Hälfte der Kammer ein Signal aus, durchquert diese und trifft auf die untere Hälfte der Jetkammer. Der Indikator wird gesetzt, wenn die Zeitdifferenz mehr als $2.3\,\mathrm{ns}$ beträgt. Das entspricht einer Weglänge von ungefähr $69\,\mathrm{cm}$, also etwas mehr als der Radius der Jetkammern.

In Abbildung 4.4 ist links die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gegen die rekonstruierte invariante Masse ohne Berücksichtigung des Untergrundindikators des J/Ψ-Finders aufgetragen. Rechts ist die gleiche Verteilung mit der Forderung zu sehen, daß der Indikator nicht gesetzt worden ist. Durch die Korrelation der beiden Größen bei kosmischen Myonen zeichnet sich sehr deutlich eine Bandstruktur ab, die als kosmisches Band bezeichnet wird.

Um weiterhin Untergrund zu unterdrücken, wird von den Spuren gefordert, daß diese auf die nominelle Vertex-Position zeigen. Die berechnete Vertex-Koordinate in z-Richtung darf nicht um mehr als $35\,\mathrm{cm}$ von der nominellen abweichen. Die Verteilung der z-Vertex-Position und des Schnittes ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Wie beschrieben, besitzen die myonischen Untergrundereignisse einen sehr großen rekonstruierten Öffnungswinkel, der annähernd 180° entspricht. Die Verteilung der beiden

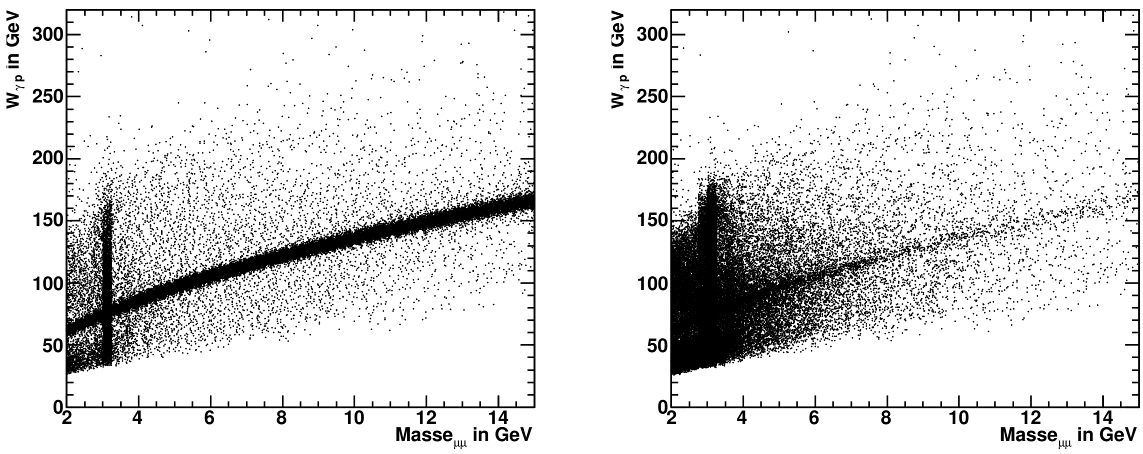


Abbildung 4.4: *Photon-Proton-Schwerpunktsenergie gegen die invariante Masse des Spurpaares. Links ist diese Verteilung vor Berücksichtigung des J/Ψ-Untergrundindikators zu sehen, rechts mit der Forderung, daß dieser nicht gesetzt worden ist.*

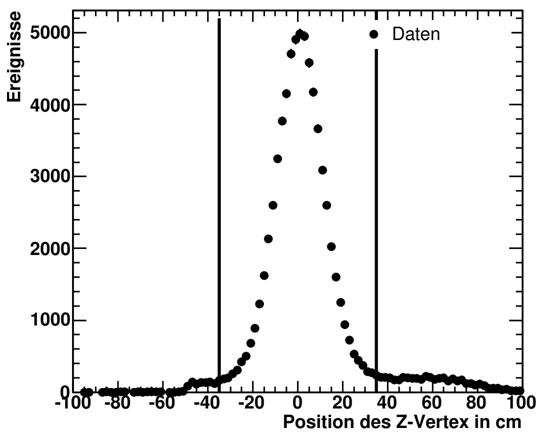


Abbildung 4.5: *Dargestellt ist hier die Position des z-Vertex der Daten in cm. Alle Ereignisse werden verworfen, die um mehr als* $35\,\mathrm{cm}$ *vom nominellen Wechselwirkungspunkt, der bei* $0\,\mathrm{cm}$ *liegt, abweichen.*

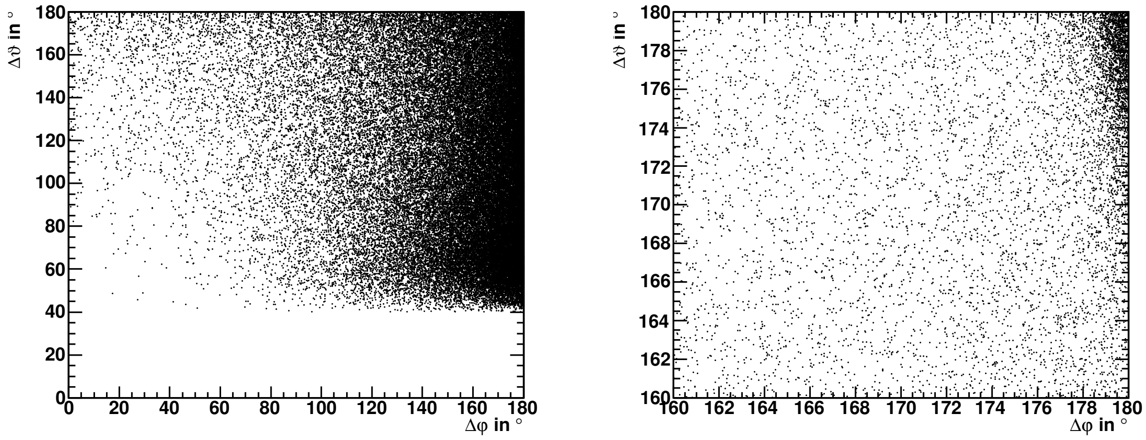


Abbildung 4.6: *Öffnungswinkel $\Delta\vartheta$ und $\Delta\varphi$ der beiden Myonkandidaten nach den bisher angewandten kosmischen Schnitten.*

Öffnungswinkel $\Delta\vartheta$ und $\Delta\varphi$ ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Die Anhäufung der kosmischen Ereignisse bei sehr großen Werten ist gut zu erkennen.

Die Massenverteilung nach den bisher gemachten Schnitten ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Sofort fällt das nun sichtbare Υ-Signal durch das bessere Signal-Untergrund-Verhältnis auf. Die meisten Ereignisse aus den beschriebenen Untergrundquellen wurden verworfen. Auf den verbliebenen Teil an kosmischen Myonen, der in Abbildung 4.6 deutlich zu sehen ist, werden hier noch keine weiteren Schnitte angewandt. Erst nach weiteren notwendigen Schnitten werden diese Verteilungen erneut betrachtet.

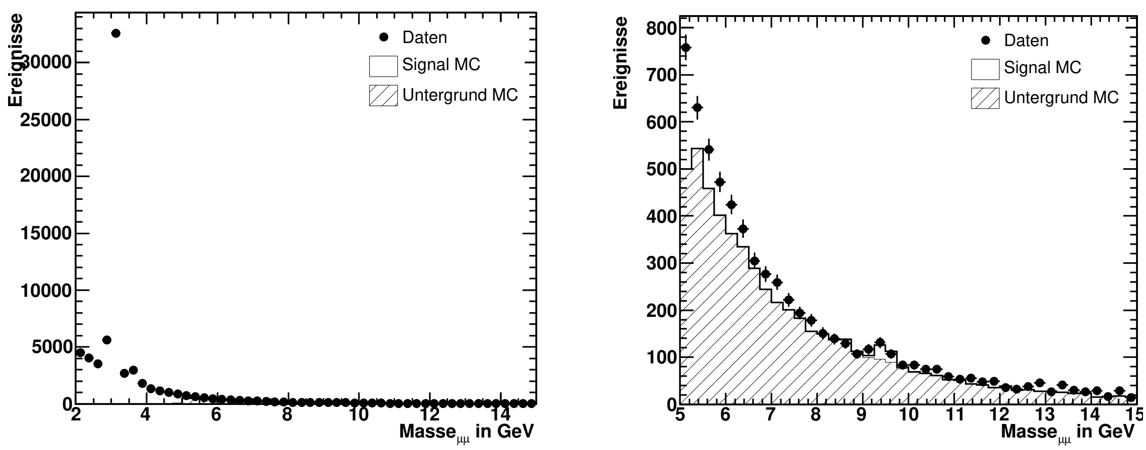


Abbildung 4.7: *Massenverteilung nach den ersten Schnitten gegen den nicht ep-induzierten Untergrund*

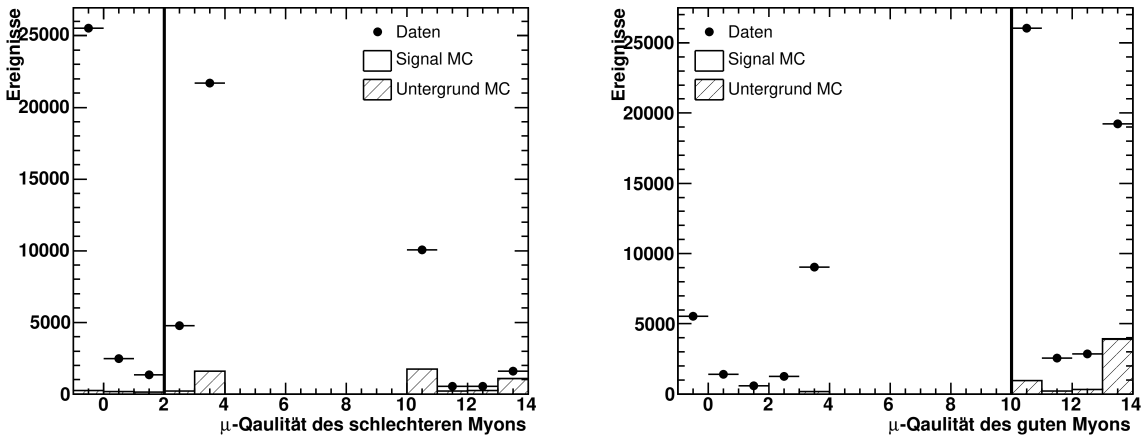


Abbildung 4.8: *Myonqualität des "schlechten" und "guten" Myons. Eine Qualität von -1 oder 0 zeigt, daß dieses Teilchen nicht als Myon identifiziert worden ist. Qualitäten von 1-3 erhalten Myonen, die im Kalorimeter nachgewiesen werden, und Qualitäten von über 10 erhalten Myonen, die zusätzlich im instrumentierten Eisen identifiziert werden. Die senkrechten Linien zeigen den Qualitätsschnitt, der angewandt wird.*

4.1.7 Myonselektion

In dieser Analyse wird nur der Zerfallskanal des Υ in zwei Myonen betrachtet. Daher werden nun weitere Bedingungen an die Zerfallsspuren gestellt. Beide Spuren müssen als Spuren von Myon-Kandidaten erkannt werden. Bei einem Myon-Kandidaten reicht es aus, daß es als ein minimal ionisierendes Teilchen im Kalorimeter erkannt wird. Dies geschieht über die Messung des Energieverlustes pro Weglänge. Die Anforderungen sind so gestellt, daß eine Fehlidentifikation, bei der zumeist ein Pion als Myon interpretiert wird, in weniger als $5\,\%$ der Fälle auftritt [Sch02]. Das zweite Myon muß bis in den Bereich des instrumentierten Eisens vordringen und dort als Myon erkannt werden. Dort wird eine Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von weniger als $1\,\%$ erreicht [Sch02].
Die technischen Anforderungen lauten, daß die Myonqualität im ersten Fall größer als 2 sein muß, im zweiten größer als 10. Diese Anforderungen sind auch in Abbildung 4.8 in die Qualitätsverteilungen des Myons mit kleinerer und größerer Qualität eingezeichnet.
Eine Qualität von -1 bezeichnet Teilchen, die nicht als Myon identifiziert werden konnten. Qualitäten bis 3 sind Myonen, die im Kalorimeter nachgewiesen werden, während 10 eine Identifikation im Eisen bedeutet. Eine Kennzeichnung von mehr als 10 erhalten Myonen, die sowohl im Kalorimeter als auch im Eisen detektiert werden.

Die Bedingung, daß beide Teilchen als Myonen erkannt werden müssen, ist eine harte Forderung, die die Anzahl der Ereignisse um circa einen Faktor zwei verringert. Doch wird durch diesen Schnitt hauptsächlich Untergrund verworfen, so daß die Massenresonanz des J/Ψ und die des Υ deutlicher über dem Untergrund hervortreten, siehe Abbildung 4.9.

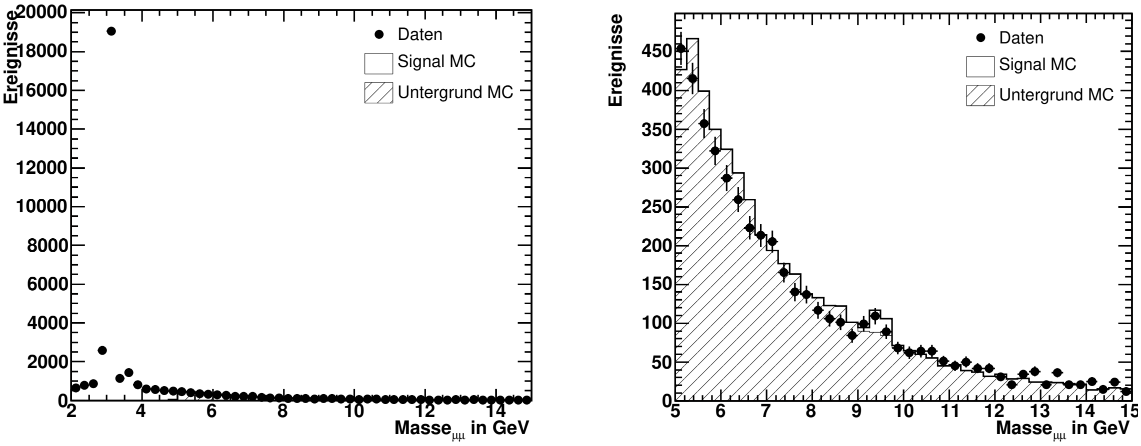


Abbildung 4.9: *Massenverteilung nach der Forderung, zwei Myonen mit den oben beschriebenen Qualitätsanforderungen identifiziert zu haben.*

Auch an die Transversalimpulse der Myonen wird eine Bedingung gestellt. Alle Ereignisse, in denen nicht beide Myonen einen Transversalimpuls p_t von mehr als $2.0\,\mathrm{GeV}$ besitzen, werden verworfen. In Abbildung 4.10 sieht man die Transversalimpulsverteilungen. In den linken Histogrammen sind die Daten mit den MonteCarlo-Simulationen für das Signal als auch für den Untergrund eingetragen. Rechts ist nur die auf die Datenanzahl normierte Signal-MonteCarlo-Simulation zusammen mit den Daten zu sehen. In der obersten Zeile sind die Transversalimpulse beider Myonen eingetragen. In der zweiten Zeile wurde nur der kleinere der beiden Transversalimpulse und in der letzten Zeile der größere der beiden eingetragen. Die Forderung, daß beide Myonen einen Transversalimpuls von mindestens $2.0\,\mathrm{GeV}$ besitzen müssen, ist in alle Histogramme eingezeichnet.

Es ist zu sehen, daß durch diese Forderung der Untergrund der Myonpaarphotoproduktion weiter unterdrückt werden kann, während kaum Signalereignisse durch diesen Schnitt verworfen werden. Ein härterer Schnitt auf den Transversalimpuls könnte das Signal-Untergrund-Verhältnis weiter verbessern, da jedoch ein p_t-Schnitt auch einen Schnitt auf die invariante Masse bedeutet, wird damit die Möglichkeit erschwert, den Untergrund über den exponentiell abfallenden Verlauf der invarianten Masse genau zu bestimmen.

In Abbildung 4.11 sieht man die starke Unterdrückung der Ereignisse mit einer invarianten Masse von weniger als $5\,\mathrm{GeV}$, da diese den Schnitt auf den Tranversalimpuls der Spuren nicht bestehen. Daher wird in allen weiteren Darstellungen der Massenverteilung der Bereich auf $5\,\mathrm{GeV}$-$15\,\mathrm{GeV}$ eingeschränkt (siehe rechtes Histogramm in Abbildung 4.11).

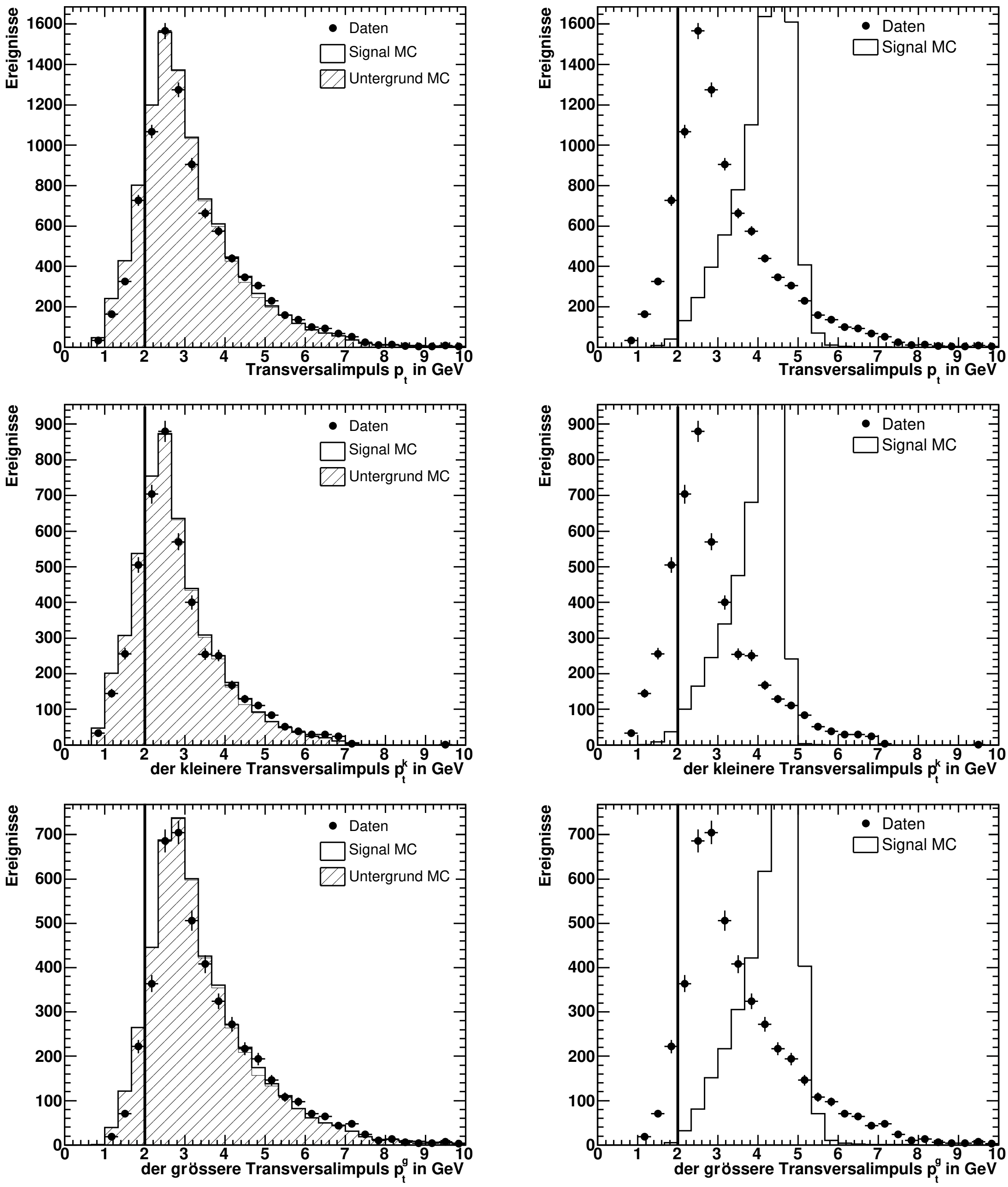
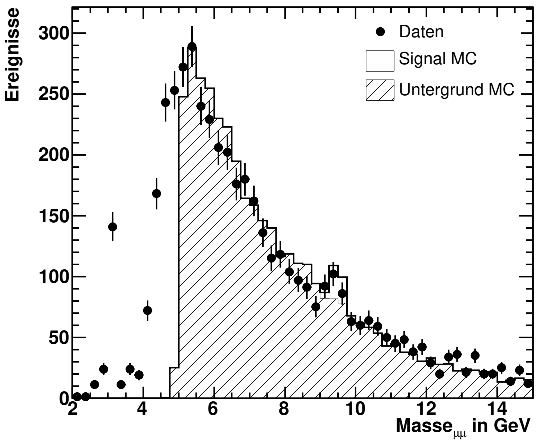


Abbildung 4.10: *In den Abbildungen ist der Transversalimpuls der Myonen zu sehen. Links sind die Daten mit den Untergrund- und Signal-MonteCarlo-Simulationen dargestellt. Rechts sind die Daten nur mit der auf die Datenereigniszahl normierten Signal-MonteCarlo-Simulation gezeigt. In den Histogrammen der obersten Zeile sind alle Transversalimpulse, in der zweiten Zeile ist nur der jeweils kleinere und in der dritten Zeile der jeweils größere Transversalimpuls der beiden Myonen eingetragen. Die Forderung von* $p_t \geq 2.0\,\mathrm{GeV}$ *wurde in alle Abbildungen eingezeichnet.*



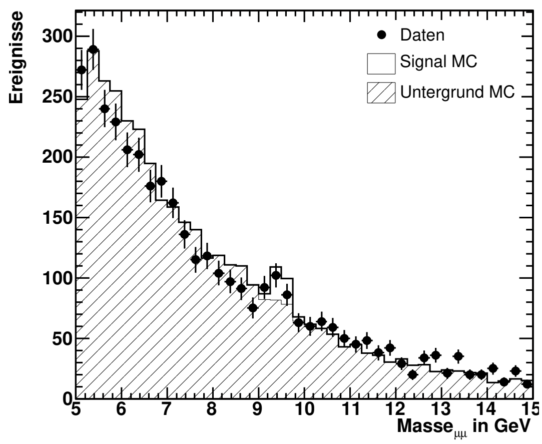


Abbildung 4.11: *Massenverteilung nach der Forderung, daß beide Myonen einen Transversalimpuls* p_t *von mindestens* $2.0\,\mathrm{GeV}$ *besitzen*

4.1.8 Spurselektion

Bei der Triggerselektion wurde bereits beschrieben, daß eine hochenergetische Spur gefordert, aber auf geringe Spurmultiplizitäten geschnitten wird. Auch im Abschnitt des J/Ψ-Finders wurden schon Forderungen an Spuren gestellt. Es werden zwei Spuren im zentralen Teil des Detektors gefordert, und eine dritte Spur ist nur erlaubt, wenn diese dem gestreuten Elektron zugeordnet werden kann. Da sich diese Analyse nur auf den Bereich der Photoproduktion beschränkt, kann das Elektron aufgrund seines kleinen Streuwinkels keine Spur erzeugen oder im Kalorimeter nachgewiesen werden.

Für die Rekonstruktion der Vektormesonen werden nun nur Spuren zugelassen, die den Lee-West-Spurkriterien genügen. Die Lee-West-Kriterien fordern für Spuren einen Transversalimpuls von mindestens $120\,\mathrm{MeV}$; dies stellt keine engere Einschränkung an die bisher selektierten Spuren dar. Des weiteren werden an die betrachteten Spuren im Winkelbereich von $20^\circ < \vartheta < 160^\circ$ folgende Bedingungen gestellt. Der minimale senkrechte Abstand der extrapolierten Spur zum berechneten Vertex des Ereignisses darf nicht größer als $2\,\mathrm{cm}$ sein. Die ersten Signale der Spur dürfen nicht weiter als $50\,\mathrm{cm}$ vom Vertex entfernt sein. Schließlich wird auch noch gefordert, daß die Spur länger als $10\,\mathrm{cm}$ ist, bzw. $5\,\mathrm{cm}$ falls der Azimutalwinkel größer als 150° ist. Diese Bedingungen sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

Die Spurmultiplizitäten sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Links sind die Spuren zu sehen, die den Qualitätskriterien von Lee West genügen. Außerdem ist der Schnitt eingetragen, daß nur zwei Lee-West-Spuren zugelassen werden. Im rechten Histogramm sind alle im gesamten Detektor gefundenen Spuren eingetragen.

Auch nach diesem Schnitt werden noch andere Spuren im Detektor gefunden, die jedoch nicht die Lee-West-Kriterien erfüllen. Auf diese Spuren werden keine weiteren Schnitte angewandt. Die Verteilung dieser Spurmultiplizitäten nach dem Lee-West-Schnitt ist in Abbildung 4.13 zu sehen.

Nach diesem Schnitt auf die Spuren, sieht man ein deutliches Signal des Υ. Die Massenverteilung ist in Abbildung 4.14 dargestellt.

Größe	Bedingung
Transversalimpuls p_t	$p_t > 120\,\mathrm{MeV}$
Azimutalwinkel ϑ	$20° < \vartheta < 160°$
min. senkrechter Abstand der Spur zum Vertex dca	$dca < 2\,\mathrm{cm}$
Abstand des ersten Signals der Spur zum Vertex R_{Start}	$R_{Start} < 50\,\mathrm{cm}$
Länge der Spur l_{Spur}	$l_{Spur} > 10\,\mathrm{cm}$ für $20° < \vartheta < 150°$ $l_{Spur} > 5\,\mathrm{cm}$ für $150° < \vartheta < 160°$

Tabelle 4.3: *Lee-West-Spurbedingungen für zentrale Spuren*

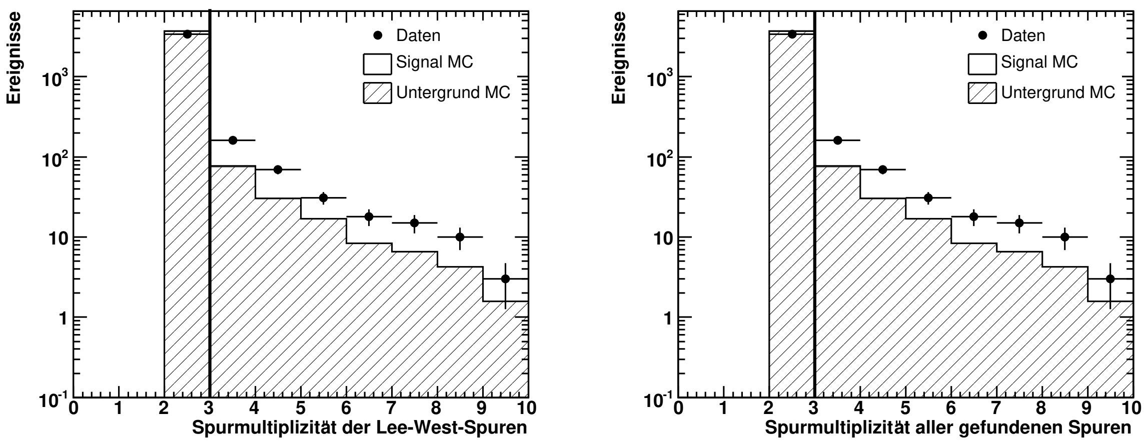


Abbildung 4.12: *Spurmultiplizitäten der Ereignisse. Links für Spuren, die den Lee-West-Kriterien genügen. Die senkrechte Linie zeigt den Schnitt auf nur zwei erlaubte Spuren. Rechts sind die Multiplizitäten aller gefundenen Spuren zu sehen.*

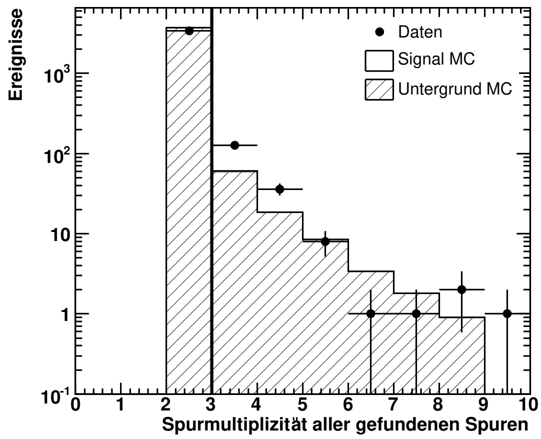


Abbildung 4.13: *Spurmultiplizität aller gefundenen Spuren nach der Forderung von maximal zwei Lee-West-Spuren*

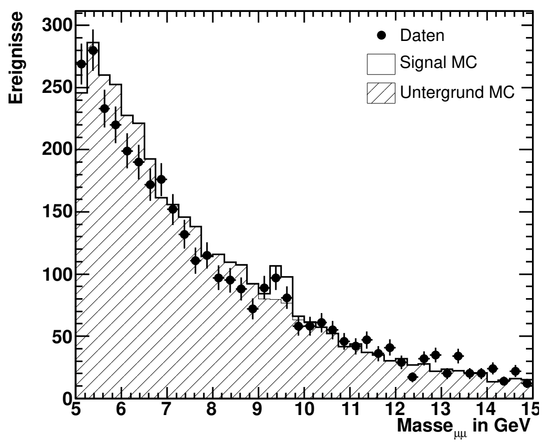


Abbildung 4.14: *Verteilung der invarianten Masse mit der Bedingung, nur zwei Lee-West-Spuren gefunden zu haben.*

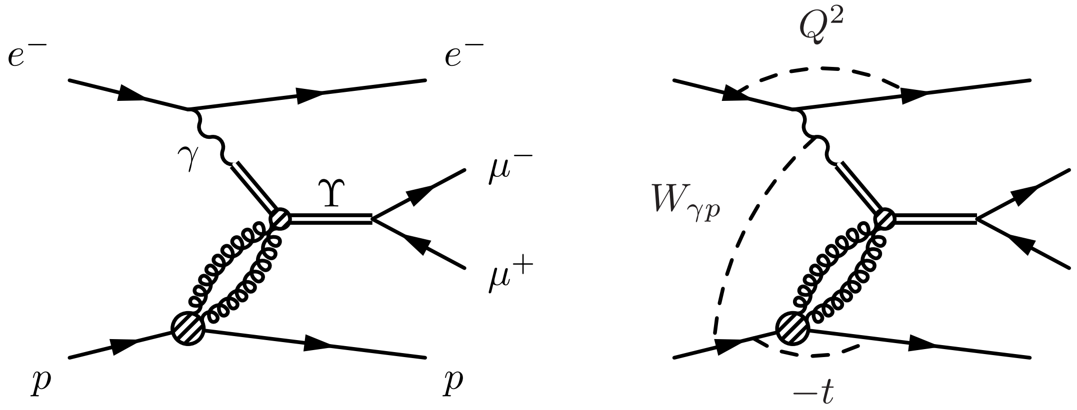


Abbildung 4.15: *Im linken Graphen ist nochmals die diffraktive Υ-Produktion dargestellt mit dem anschließenden Zerfall in zwei Myonen. Rechts sieht man die zugehörigen kinematischen Variablen, den Impulsübertrag des Elektrons Q^2, des Protons -t sowie die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$.*

4.2 Selektion elastischer Υ-Kandidaten

Im nächsten Schritt werden aus den diffraktiven Υ nur die jenigen ausgewählt, die elastisch entstanden sind. Wie bereits in Abbildung 0.1 zu sehen ist, wird der Wirkungsquerschnitt der Vektormesonen in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie angegeben. Dabei werden nur elastisch produzierte Vektormesonen betrachtet.

4.2.1 Kinematische Schnitte

Bei elastischen Ereignissen bleibt das Proton als solches bestehen und geht nicht in eine angeregte Resonanz oder einen Jet über, noch zerbricht es. Ist der Impulsübertrag am Protonvertex zu groß, so ist die Wahrscheinlichkeit sehr hoch, daß am Proton nicht elastisch gestreut wird, sondern das Proton dissoziiert. Daher wird als charakteristische Größe der Impulsübertrag am Proton angesehen. Wie in dem Feynmangraphen in Abbildung 4.15 zu sehen, wird das Massenquadrat des Viererimpulsübertrages am Elektronvertex mit Q^2 bezeichnet, das am Protonvertex mit -t. Ein kleines Q^2 wurde bereits in der Vorselektion verlangt, womit in den Bereich der Photoproduktion übergegangen worden ist. Hier wird nun zusätzlich ein kleiner Viererimpulsübertrag am Proton gefordert. Läßt man nur kleine Werte von -t zu, so werden elastische Ereignisse angereichert.

Rekonstruktion von |-*t*| Das Massenquadrat des Impulsübertrags -t am Protonvertex ergibt sich aus dem Quadrat der Differenz des Viererimpulses des einlaufenden Protons P und dem des auslaufenden Protons P'. Außerdem setzt sich der Viererimpuls des Υ aus den beiden Viererimpulsen der Austauschteilchen zusammen, dem des Photons q sowie dem der Gluonen. Damit kann man t wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} t = (P - P')^2 &= (P_\Upsilon - q)^2 \\ &= m_\Upsilon^2 - 2P_\Upsilon \cdot q + q^2 \end{aligned}$$

Für kleine $Q^2 = -q^2 \approx 0$ kann man diese Beziehung vereinfachen und erhält

$$\begin{aligned} t = (P - P')^2 &\approx m_\Upsilon^2 - 2P_\Upsilon \cdot q \\ &\approx -2E_\gamma(E_\Upsilon + p_{z,\Upsilon}) + m_\Upsilon^2 \\ &\approx -(E_\Upsilon - p_{z,\Upsilon})(E_\Upsilon + p_{z,\Upsilon}) + m_\Upsilon^2 \\ &= -p_{t,\Upsilon}^2 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Somit kann mit der Bedingung, daß der Impulsübertrag vom Elektron sehr klein ist, der Übertrag am Protonvertex durch den quadrierten Transversalimpuls des Υ angenähert werden.

Ebenso wie bei dem Elektron, wie im Kapitel 4.1.4 beschrieben, wird auch beim Proton verlangt, daß dieses nicht im Detektor nachgewiesen werden kann; dies wird im nächsten Kapitel beschrieben. Zuerst jedoch wird auch hier eine Einschränkung auf den Impulsübertrag gemacht. Die Größe |-t| darf den Wert von $1.2\,\mathrm{GeV}^2$ nicht überschreiten. Damit wird erreicht, daß das Proton in den meisten Fällen nach dem Übertrag des Impulses intakt bleibt und nicht dissoziiert.

Der Schnitt auf die Größe -t ist in Abbildung 4.16 gezeigt. Dort ist neben dem Vergleich der Daten mit der gesamten MonteCarlo-Erwartung im Histogramm oben links auch der Vergleich nur mit der elastischen bzw. protondissoziativen MonteCarlo-Erwartung zu sehen. Zusätzlich ist in dem Histogramm oben rechts in Abbildung 4.16 der Anteil der erwarteten elastischen Ereignisse im Verhältnis zu der Gesamtzahl der erwarteten Ereignisse pro Intervall zu sehen. Dieses Histogramm verdeutlicht noch einmal die Wahl des Schnittes bei $1.2\,\mathrm{GeV}$, mit dem hauptsächlich der protondissoziative Untergrund verworfen wird.

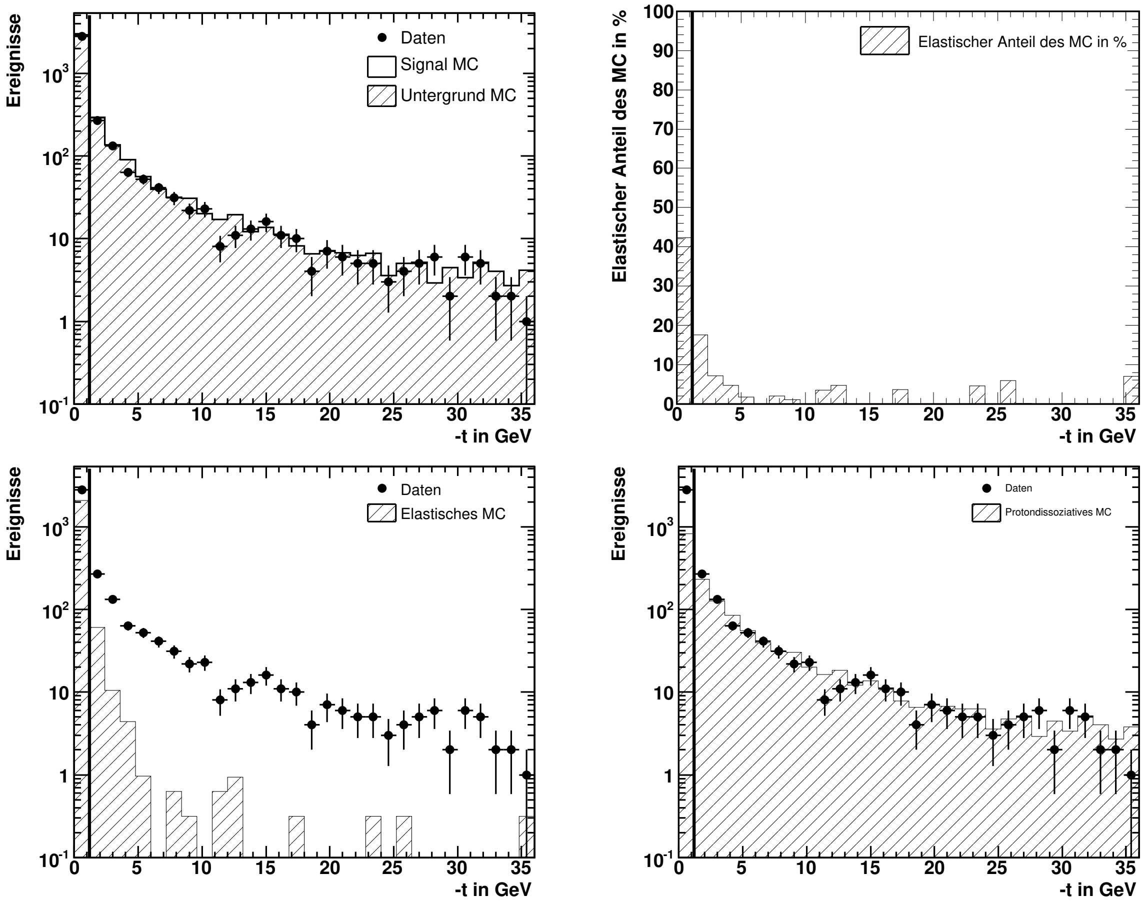


Abbildung 4.16: *Verteilung des Impulsübertrages -t am Protonvertex. Eingezeichnet ist auch der Schnitt bei* $1.2\,\mathrm{GeV}$*, der alle Ereignisse mit größerem Übertrag verwirft. Links oben sind die Daten mit der gesamten MonteCarlo-Erwartung zu sehen. Unten ist diese Erwartung in den elastischen (links) und protondissoziativen Anteil (rechts) unterteilt. Oben rechts ist der Anteil der elastischen an der gesamten MonteCarlo-Erwartung für jedes Intervall in Prozent zu sehen.*

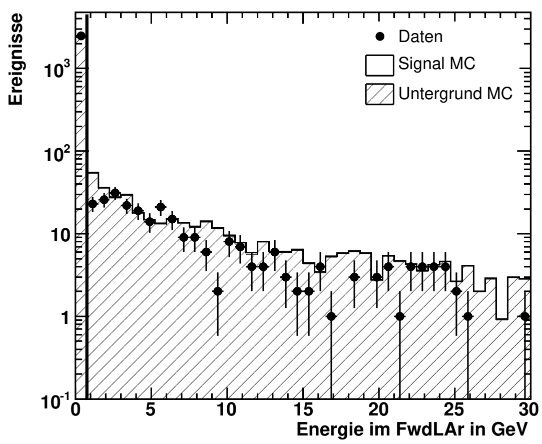


Abbildung 4.17: *Energieverteilung des vorderen Flüssig-Argon-Kalorimeters in GeV. Eingezeichnet ist auch der Schnitt bei* $0.75\,\mathrm{GeV}$*, der alle Ereignisse mit größerem Energieeintrag verwirft.*

4.2.2 Vorwärtsdetektoren

Bei Ereignissen, in denen das Proton dissoziiert oder bei denen das Proton in einem so großen Winkel abgelenkt wird, daß es noch innerhalb des Detektors zu einer Kollision mit dem Strahlrohr kommt, wird das Proton oder der Protonrest in den vorderen Detektorkomponenten sichtbar. Die relevanten Komponenten in dieser Arbeit sind das vordere Flüssig-Argon-Kalorimeter, FwdLAr mit $\vartheta < 10°$, sowie das vordere Myonsystem, FMD.

Im vorderen Flüssig-Argon-Kalorimeter kann die maximal erlaubte Energieschwelle nicht beliebig klein gewählt werden, da elektronisches Rauschen des Kalorimeters zu nicht verschwindenden Energieeinträgen führt. Die Forderung hier ist so gewählt, daß durch den Schnitt fast keine Signal-Ereignisse verworfen werden und die Forderung dennoch sensitiv auf reale Energiedepositionen ist. Der maximal erlaubte Energieeintrag im vorderen Kalorimeter wird auf $0.75\,\mathrm{GeV}$ festgelegt. Die Verteilung der Energiedepositionen im vorderen Kalorimeter FwdLAr ist in Abbildung 4.17 zu sehen.

Im Gegensatz zu dem Rauschen des vorderen Kalorimeters wird das Rauschen im vorderen Myonsystem nicht in der MonteCarlo-Simulation generiert. Daher wird dieses Rauschen hier zusätzlich erzeugt.

Rauschen im Vorwärts-Myonsystem Um das Rauschen des Vorwärts-Myonsystems zu simulieren, wird ein Datensatz untersucht, der mit einem Zufallstrigger aufgezeichnet worden ist. Der Trigger wird unabhängig von der Ereignissignatur und unabhängig davon, ob ein ep-induziertes Ereignis stattgefunden hat, ausgelöst. Die Verteilung der gefundenen Treffer liefert den Untergrund, der durch statistische Schwankungen oder in einem geringen Anteil durch Überlagerungen entsteht. In

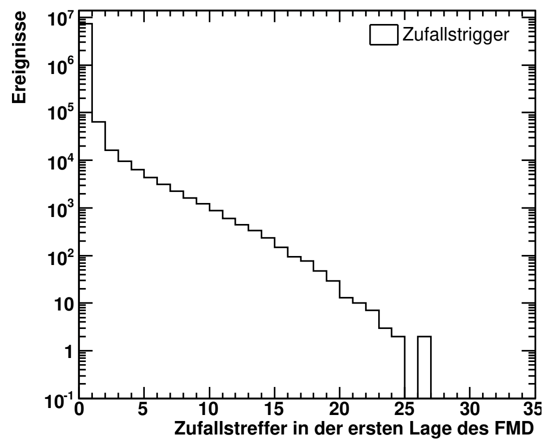


Abbildung 4.18: *Anzahl der Treffer in der ersten Lage des Vorwärts-Myonsystems, die mit dem Zufallstrigger aufgezeichnet wurden.*

Abbildung 4.18 ist für die erste Lage des FMD eine solche Zufallsverteilung zu sehen. Zu erkennen ist, daß der Großteil der Ereignisse keine zufälligen Signale aufweist, so daß die Korrektur der MonteCarlo-Simulation gering ausfallen wird. Diese Verteilungen werden für jede Lage des FMD einzeln erstellt.

Für jedes MonteCarlo-Ereignis wird zufällig eine Zahl x zwischen Null und der Ereigniszahl des Zufallshistogramms der jeweiligen Lage generiert. Die Anzahl n der zufälligen Treffer, die das x-te Ereignis im Zufallshistogramm besitzt, wird als das Rauschen des betrachteten MonteCarlo-Ereignisses definiert. Diese Anzahl n wird zu den im Detektor simulierten Treffern des MonteCarlo-Ereignisses hinzuaddiert.

Die Abbildung 4.19 zeigt exemplarisch die Verteilungen der ersten FMD-Lage. Links oben ist die Verteilung ohne und rechts oben die Verteilung mit dem zusätzlich generierten Rauschen zu sehen. In der unteren Zeile wird das reine Rauschen, also die Differenz der beiden Histogramme, zur Verdeutlichung noch einmal separat gezeigt.

Auf die Anzahl der Signale in den ersten Lagen des FMD wird nun der Schnitt angewandt, daß maximal zwei Einträge gefunden werden. Dies kann gefordert werden, obwohl das gesuchte Υ in zwei Myonen zerfällt, da die Myonen in dieser Arbeit stets im zentralen Teil des Detektors nachgewiesen werden.

Die Verteilung der Treffer in den ersten drei Lagen des FMD ist in Abbildung 4.20 zu sehen. Dort ist neben dem Vergleich der Daten mit der gesamten MonteCarlo-Erwartung im Histogramm oben links auch der Vergleich nur mit der elastischen bzw. protondissoziativen MonteCarlo-Erwartung zu sehen. Zusätzlich ist in dem Histogramm oben rechts in Abbildung 4.20 der Anteil der erwarteten elastischen Ereignisse im Verhältnis zu der Gesamtzahl der erwarteten Ereignisse pro Intervall zu sehen. Dieses Histogramm verdeutlicht noch einmal die Wahl des Schnittes bei zwei Einträgen, da mit diesem Schnitt hauptsächlich der protondissoziative Untergrund verworfen wird.

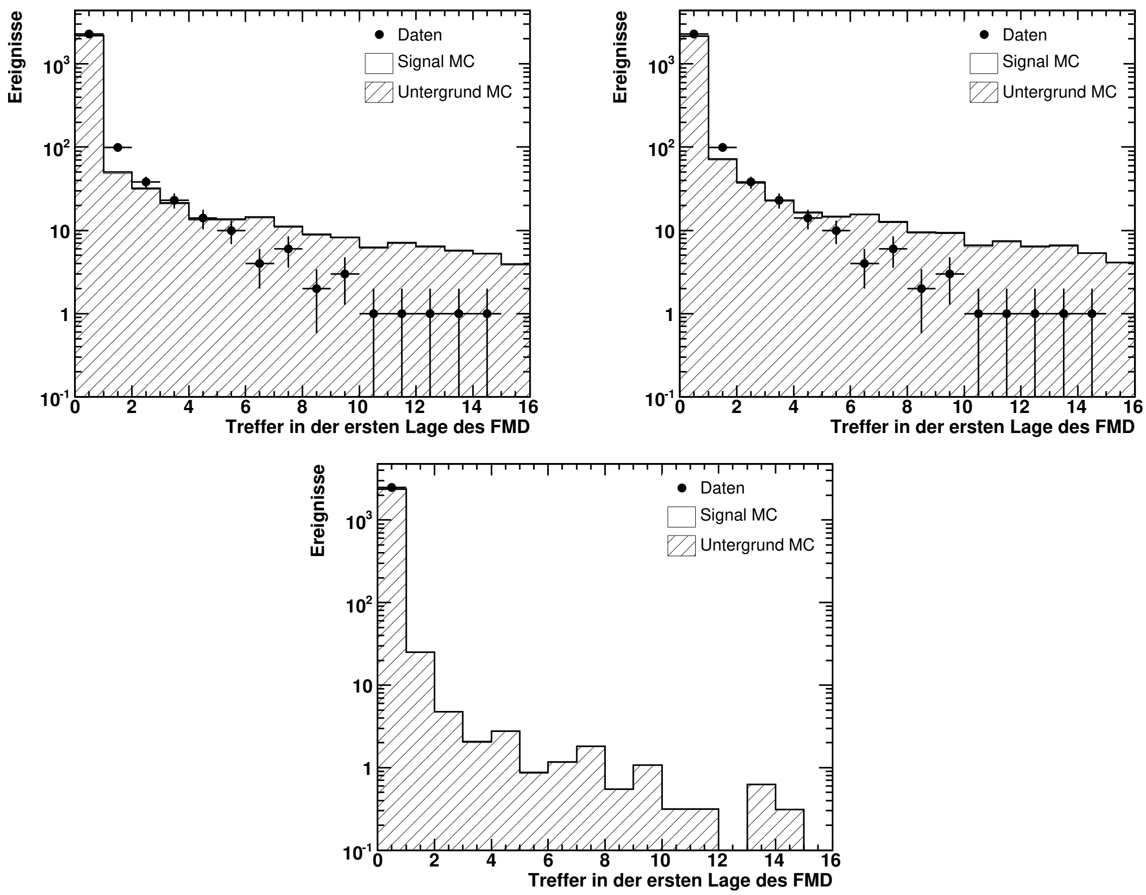


Abbildung 4.19: *Simulation des Rauschens im Vorwärts-Myonsystem. Es sind jeweils die Treffer der ersten Lage des Vorwärts-Myonsystems aufgetragen. Oben links ist die Verteilung der Treffer ohne die zusätzliche Simulation des Rauschens dargestellt, oben rechts mit dieser. Unten ist die Verteilung des reinen simulierten Rauschens zu sehen.*

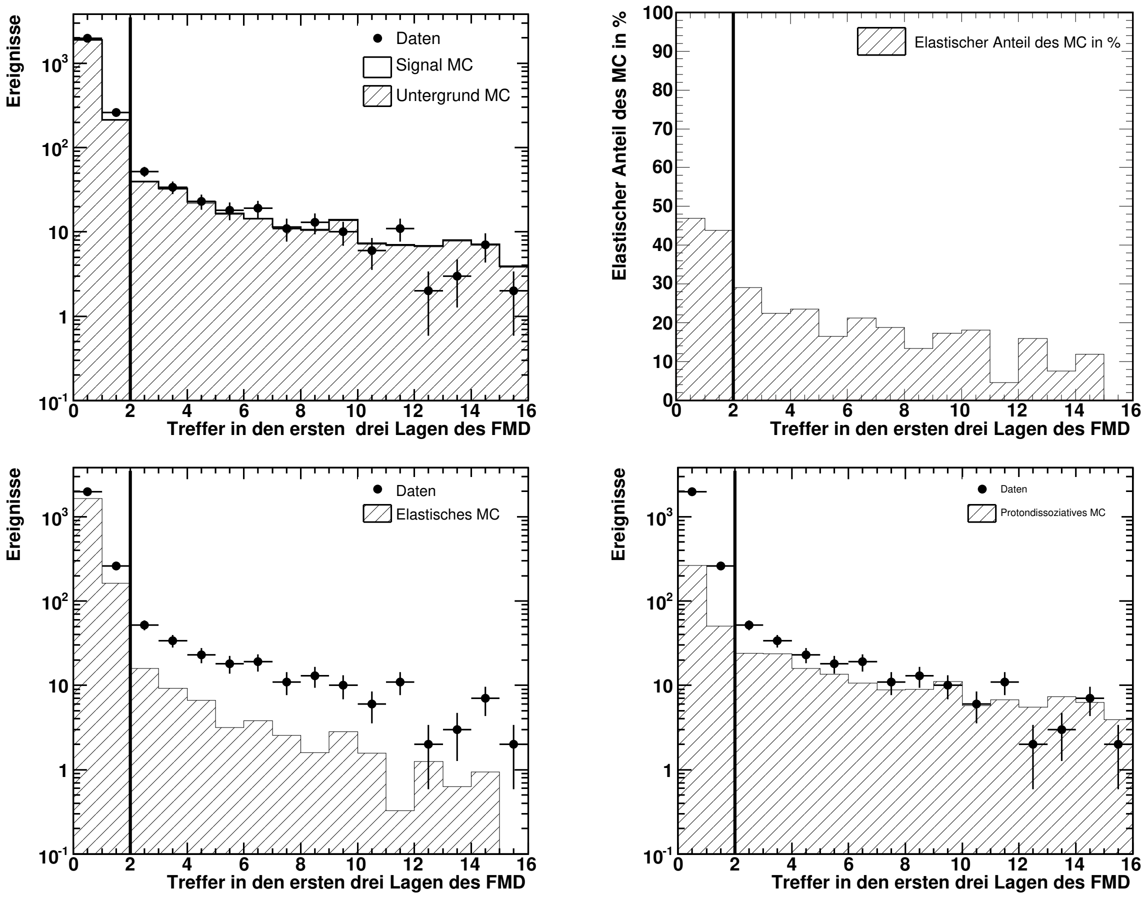


Abbildung 4.20: *Anzahl der in den ersten drei Lagen gefundenen Treffer des vorderen Myonsystems. Die senkrechte Linie deutet den Schnitt an, der alle Ereignisse mit mehr als zwei Einträgen verwirft. Links oben sind die Daten mit der gesamten MonteCarlo-Erwartung zu sehen. Unten ist diese Erwartung in den elastischen (links) und protondissoziativen Anteil (rechts) unterteilt. Oben rechts ist der Anteil der elastischen an der gesamten MonteCarlo-Erwartung für jedes Intervall in Prozent zu sehen.*

Mit den gemachten Schnitten auf den Impulsübertrag -t, das vordere Flüssig-Argon-Kalorimeter und das vordere Myonsystem erhält man einen Datensatz, der von elastischen Ereignissen im Gegensatz zu protondissoziativen Ereignissen dominiert wird. Der Anteil der elastischen Ereignisse der Signal-MonteCarlo-Simulation ist nun von $46.9\,\%$ vor den elastischen Schnitten auf $73.3\,\%$ angestiegen. Dabei werden gleich viele elastische wie protondissoziative Ereignisse auf Generatorniveau produziert.

Die Massenverteilung nach allen bisher gemachten Schnitten ist oben in Abbildung 4.21 gezeigt. Unten links sind diejenigen Ereignisse dargestellt, die durch die Forderungen der Vorwärtsdetektoren verworfen werden. Unten rechts sind die Ereignisse dargestellt, die durch die Forderungen der Vorwärtsdetektoren verworfen werden, wobei zusätzlich die Forderung an den Impulsübertrag am Protonvertex auf -$t < 10\,\mathrm{GeV}^2$ gelockert worden ist.

4.2.3 Schnitte gegen kosmische Myonen, Strahlprotonen und Halomyonen II

Nun soll die Frage geklärt werden, wie viele der in Abschnitt 4.1.6 gefundenen kosmischen Ereignisse die Selektionsschnitte passiert haben und ob die Schnitte gegen kosmische Myonen weiter verschärft werden müssen.

In Abbildung 4.22 sieht man links die Verteilung der invarianten Masse gegen die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie. An der Stelle des ehemals gut sichtbaren kosmischen Bandes läßt sich noch eine ganz leichte Anhäufung erahnen. In dem Histogramm rechts, in dem die Öffnungswinkel der Zerfallsspuren in ϑ und φ zu sehen sind, sieht man hingegen keine Ansammlung der Ereignisse bei großen Öfnungswinkeln mehr.

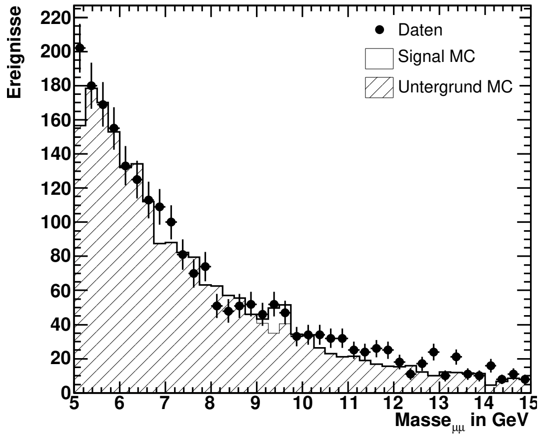
Um den verbliebenen Untergrund abzuschätzen, wird nun die Verteilung des Ereigniszeitpunktes betrachtet.

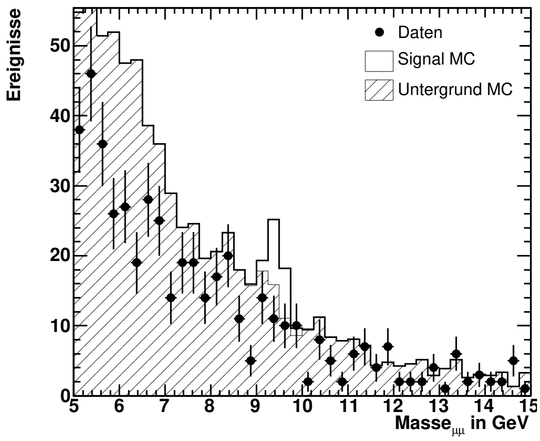
Ereigniszeitpunkt

Wie im Kapitel 2 beschrieben, kommt es nur alle $96\,\mathrm{ns}$ bei Strahlkollisionen zu Elektron-Proton-Kollisionen. Kosmische Myonen treten hingegen zeitlich homogen auf und unterscheiden sich so von den ep-Ereignissen.

Der Zeitpunkt, an dem Teilchen den Detektor durchqueren, kann mit Hilfe von Driftzeitmessungen in den zentralen Spurkammern bestimmt werden. Die Zeitauflösung beträgt dabei etwa $2\,\mathrm{ns}$ und ist somit viel kleiner als die Zeitdifferenz zwischen zwei Wechselwirkungen. Daher kann mit Hilfe eines Schnittes auf den Ereigniszeitpunkt die Trennung zwischen Ereignissen, die ep-induziert sind, und kosmischen Ereignissen noch verfeinert werden.

Die interne Zeitmessung erfolgt in sogenannten Ticks. Dabei entsprechen 500 Ticks der Zeit von $96\,\mathrm{ns}$ zwischen zwei Strahlkollisionen. Dabei liegt der Tick-Startpunkt nicht a priori auf





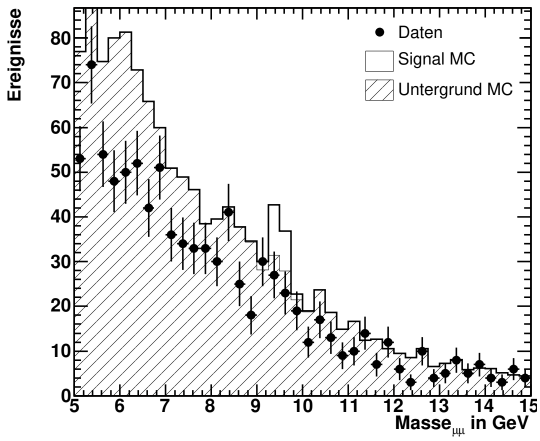


Abbildung 4.21: *Im oberen Histogramm ist die Verteilung der invarianten Masse mit den Schnitten für elastische Υ zu sehen. Unten links sind diejenigen Ereignisse dargestellt, die durch die Bedingungen der Vorwärtsdetektoren verworfen werden. Unten rechts sind ebenfalls die verworfenen Ereignisse zu sehen, wobei zusätzlich die Forderung für den Impulsübertrag am Protonvertex auf -$t < 10\,\mathrm{GeV}^2$ gelockert worden ist.*

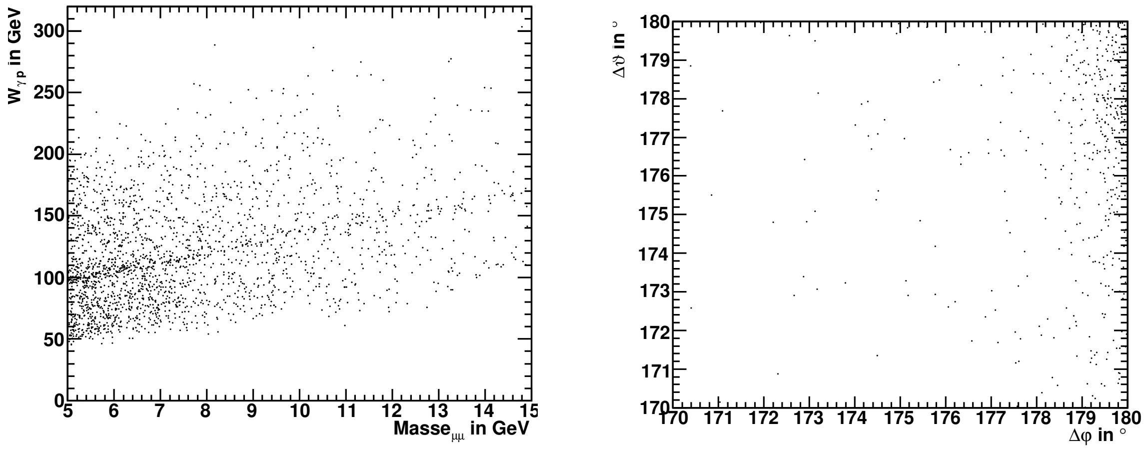


Abbildung 4.22: *Kontrollverteilungen für kosmische Myonen nach den Schnitten für die elastische Selektion. Links ist $W_{\gamma p}$ gegen die invariante Masse gezeigt, rechts ist $\Delta\varphi$ gegen $\Delta\vartheta$ dargestellt.*

dem Moment einer Strahlkollision, sondern ist um 458 Ticks verschoben, wie man Abbildung 4.23 entnehmen kann.

In dieser Abbildung ist die Verteilung der Ereignisse über den HERA-Ticks aufgetragen. Links ist dies linear und rechts logarithmisch geschehen. Die Anhäufung beim nominellen Ereigniszeitpunkt ist deutlich zu sehen. Daneben gibt es ein Plateau gleichverteilter Ereignisse, die von kosmischen Myonen stammen. Diese werden verworfen, indem im folgenden nur Ereignisse erlaubt sind, die in einem symmetrischen Fenster von 50 Ticks Breite um den nominellen Ereigniszeitpunkt liegen. Dieser Schnitt ist durch die beiden senkrechten Linien angedeutet.

Nach diesem Schnitt auf den Ereigniszeitpunkt verschwindet auch der leichte Schatten des kosmischen Bandes, wie in Abbildung 4.24 zu erkennen ist, so daß nun ein Datensatz mit einem vernachlässigbar geringen Beitrag des kosmischen Untergrunds erstellt worden ist.

Auch verbessert sich nach diesem Schnitt wieder das Signal-Untergrundverhältnis. Die Massenverteilung nach allen Schnitten ist in Abbildung 4.25 links zu sehen. Zusätzlich ist auch die Massenverteilung rechts gezeigt, wenn alle Schnitte außer der Schnitte auf die Massenquadrate der Impulsüberträge Q^2 und -t angewandt werden.

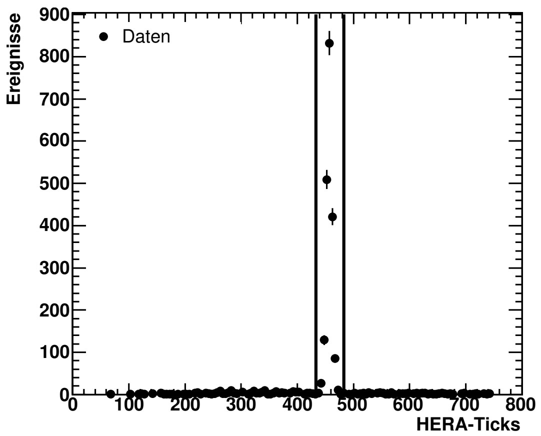


Abbildung 4.23: *Verteilung des Ereigniszeitpunktes links in linearer und rechts in logarithmischer Darstellung. Zusätzlich ist der Schnitt eingezeichnet, der nur Ereignisse um den nominellen Ereigniszeitpunkt von* 458 ± 25 $Ticks$ *zuläßt.*

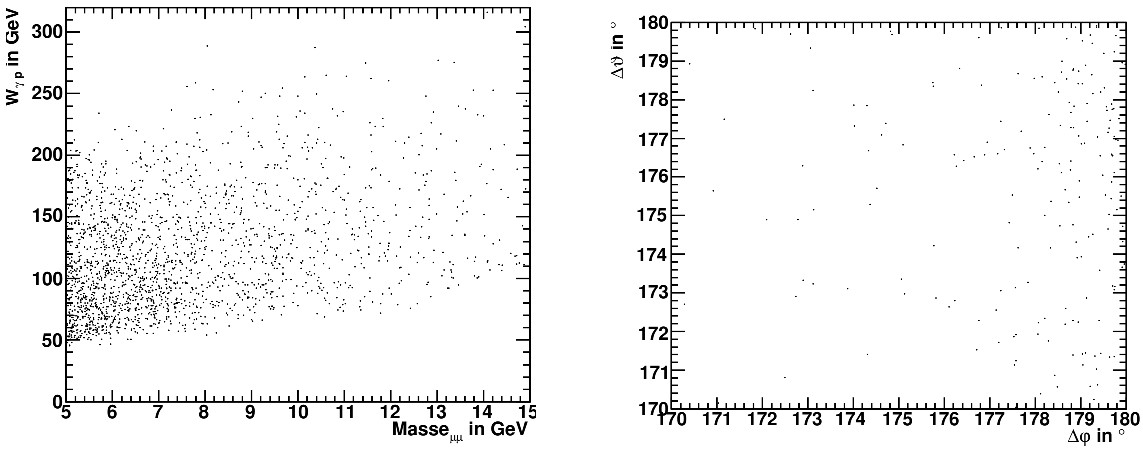


Abbildung 4.24: *Kontrollverteilungen für kosmische Myonen nach dem Schnitt auf den Ereigniszeitpunkt. Links ist* $W_{\gamma p}$ *gegen die invariante Masse gezeigt, rechts* $\Delta\vartheta$ *gegen* $\Delta\varphi$.

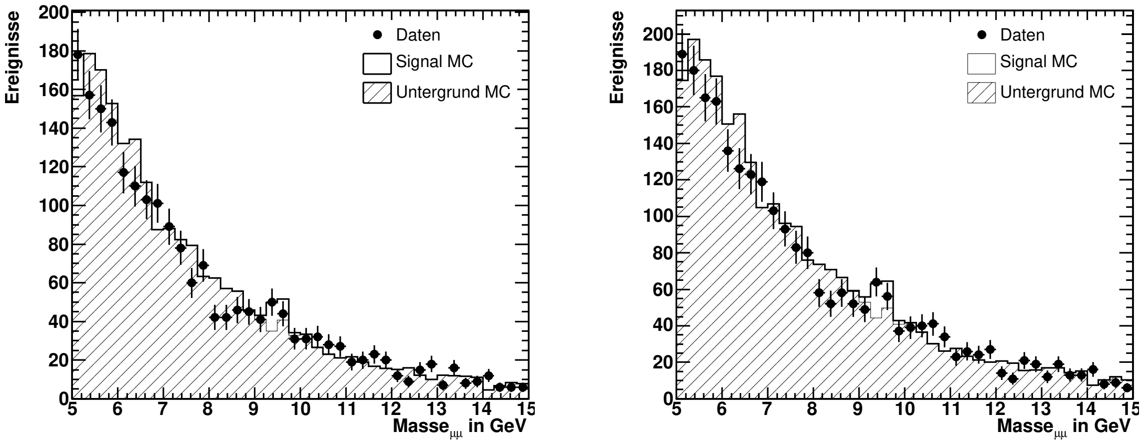


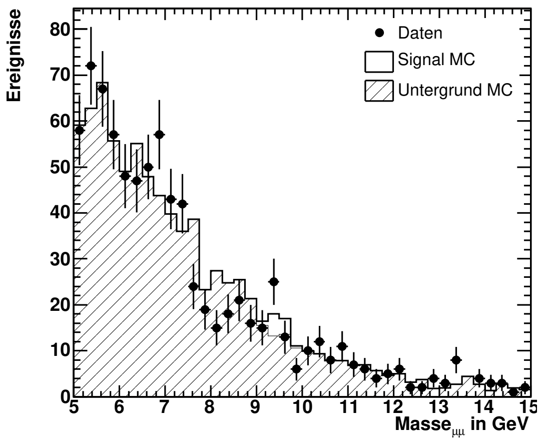
Abbildung 4.25: *Links: Verteilung der invarianten Masse nach allen Schnitten. Rechts: Verteilung der invarianten Masse nach allen Schnitten, bis auf die Schnitte auf die Impulsüberträge an den Vertices (Q^2 und -t).*

4.2.4 Teilung des Datensatzes in zwei $W_{\gamma p}$-Bereiche

Um den Wirkungsquerschnitt der elastischen Υ-Produktion in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie zu berechnen, wird der aktuelle Datensatz in zwei Bereiche unterschiedlicher $W_{\gamma p}$-Werte eingeteilt. Wie in Kapitel 5.3.1 ab Seite 88 beschrieben wird, schränkt die Akzeptanz des H1-Detektors den $W_{\gamma p}$-Bereich auf Ereignisse mit einem minimalen Wert von $W_{\gamma p} = 70\,\mathrm{GeV}$ und einem maximalen Wert von $W_{\gamma p} = 250\,\mathrm{GeV}$ ein. Dieser Bereich wird in zwei unterteilt, so daß der Wirkungsquerschnitt in zwei verschiedenen $W_{\gamma p}$-Bereichen untersucht werden kann. Die Unterteilung erfolgt folgendermaßen:

$$\mathrm{Wgp1} = [\ \ 70\,\mathrm{GeV}, 115\,\mathrm{GeV}]$$
$$\mathrm{Wgp2} = [115\,\mathrm{GeV}, 250\,\mathrm{GeV}]$$

Die resultierenden Massenverteilungen sind für die beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche in Abbildung 4.26 zu sehen.



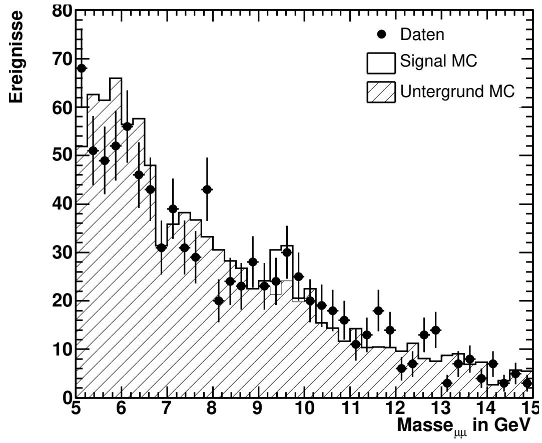


Abbildung 4.26: *Massenverteilung nach allen Schnitten. Links ist die Massenverteilung des ersten $W_{\gamma p}$-Bereiches* $\mathrm{Wgp1} = [70\,\mathrm{GeV}, 115\,\mathrm{GeV}]$ *zu sehen, rechts der entsprechende zweite Bereich mit* $\mathrm{Wgp2} = [115\,\mathrm{GeV}, 250\,\mathrm{GeV}]$.

4.3 Zusammenfassung der angewandten Schnitte

In diesem letzten Abschnitt sollen noch einmal alle angewandten Schnitte übersichtlich zusammengefasst werden, mit denen aus den gesamten Daten Ereignisse ausgewählt wurden, die einen Kandidaten für ein elastisches Υ enthalten. In Tabelle 4.4 sind alle Schnitte dargestellt. Die Selektion ist in die Vorselektion, den J/Ψ-Finder und in kosmische Schnitte unterteilt. Danach schließen sich die Myon- und die Spurselektion an. Zum Schluß werden die elastischen Schnitte und die beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche dargestellt, für die später der Wirkungsquerschnitt berechnet werden soll.

Selektionsschnitte	
Größe	**Bedingung**
Vorselektion	
Daten aus den Jahren	2000, 2004, 2005 und 01-05/2006
Detektorkomponenten	CJC1, CJC2, CIP, COP (nicht in 2006), LAr, SpaCal, IronClusters, TOF, Lumi
Trigger	s18
J/Ψ-Finder	
Anzahl der gefundenen J/Ψ-Kandidaten	*NumJPsiDiff* > 0
Anzahl der Spuren	2 Spuren, 3 mit gestreutem Elektron im Winkelbereich von $20^\circ < \vartheta < 160^\circ$
Transversalimpuls p_t der Spuren	$p_t > 800\,\mathrm{MeV}$
Ladung q_i der Spuren	$q_1 = -q_2$
invariante Masse $m_{\mu\mu}$	$2.0\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 15.0\,\mathrm{GeV}$
Kosmische Schnitte	
Untergrundindikator	nicht gesetzt
z-Vertex-Position z_{vtx}	$\|z_{vtx}\| < 35\,\mathrm{cm}$
Differenz des nominellen t_{nom} und gemessenen t_{gem} Ereigniszeitpunktes	$\|t_{nom} - t_{gem}\| < 25\ Ticks$
Myonselektion	
Myonqualität	1 Myon mit Qualität ≥ 2 1 Myon mit Qualität ≥ 10
Transversalimpuls p_t der Myonen	$p_t > 2.0\,\mathrm{GeV}$
invariante Masse $m_{\mu\mu}$	$5.0\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 15.0\,\mathrm{GeV}$
Spurselektion	
Lee-West-Spuren	genau zwei Lee-West-Spuren im Winkelbereich von $20^\circ < \vartheta < 160^\circ$
Elastische Schnitte	
Impulsübertrag am Elektronvertex Q_e^2	$Q_e^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$
Impulsübertrag am Protonvertex -t	$\|-t\| < 1.2\,\mathrm{GeV}^2$
Energie im vorderen Kalorimeter *EFwdLAr*	*EFwdLAr* $< 0.75\,\mathrm{GeV}$
Anzahl der Treffer in den ersten drei Lagen des vorderen Myonsystems *NFmu3*	*NFmu3* ≤ 1
$W_{\gamma p}$-Bereiche	
Diese Schnitte werden auf die zwei folgenden Bereiche der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie angewandt	
Wgp1	$70\,\mathrm{GeV} - 115\,\mathrm{GeV}$
Wgp2	$115\,\mathrm{GeV} - 250\,\mathrm{GeV}$

Tabelle 4.4: *Zusammenfassung aller angewandten Schnitte*

Kapitel 5

Ergebnis

In diesem Kapitel werden die Wirkungsquerschnitte in ep- und γp-Streuung berechnet. Dazu wird zunächst die gefundene Ereigniszahl bestimmt und die Beiträge der Gesamteffizienz werden ermittelt. Anschließend werden die ermittelten Ergebnisse mit vorherigen Analysen verglichen und diskutiert.

Ziel dieser Analyse ist es, den Wirkungsquerschnitt für die diffraktive Υ-Produktion in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie zu bestimmen. Dazu wird im folgenden der Wirkungsquerschnitt für die Datensätze der beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche berechnet, die im letzten Kapitel selektiert wurden.

Der ep-Wirkungsquerschnitt berechnet sich wie in Formel 1.22 beschrieben:

$$\sigma_{ep} = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot \mathrm{BR}}$$

Dabei bezeichnet $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität des Datensatzes und BR das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\Upsilon(1s) \rightarrow \mu\mu$. N ist die Anzahl der produzierten Υ(1s)-Mesonen. Um die wahre Anzahl der produzierten Υ(1s) zu erhalten, muß die Anzahl der gefundenen Signalereignisse N_{Sig} korrigiert werden. Es gilt:

$$N = N_{Sig} \cdot \frac{1 - f_{pd}}{\varepsilon_{tot}} \tag{5.1}$$

Dabei bezeichnet f_{pd} den Anteil der gefundenen Ereignisse, die als elastisch eingestuft jedoch protondissoziativ produziert worden sind, und ε_{tot} gibt die Gesamteffizienz des Detektors an. Die Beiträge höherer Υ-Anregungen werden in dieser Analyse vernachlässigt.

Im folgenden werden die einzelnen Beiträge dieser Gleichung bestimmt.

5.1 Bestimmung der Ereigniszahl N_{Sig}

Da die genaue Bestimmung der Ereigniszahl N_{Sig} wegen der geringen Statistik des Datensatzes schwierig ist, wird die Ereigniszahl auf drei verschiedene Weisen berechnet. Als erstes werden die beiden Datensätze durch eine exponentielle Funktion, die den Untergrund beschreiben soll, und eine Gaußkurve, die das Signal beschreibt, angepaßt. Dazu wird zuerst an den MonteCarlo-Simulationen gezeigt, daß beide Funktionstypen die physikalischen Prozesse korrekt beschreiben.

Die Signal-MonteCarlo-Simulation für elastische Υ wird durch eine Gaußkurve $g(m)$ angepaßt. Dabei besitzt g folgende Form

$$g(m) = N_g \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-m_{Res}}{\sigma}\right)} \tag{5.2}$$

m_{Res} gibt die Position des Maximums an und σ die Breite der Verteilung. Die Normierung ist so gewählt, daß N_g die Ereignisanzahl unter der Gaußkurve direkt angibt.

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} g(m)dm = N_g \tag{5.3}$$

In Abbildung 5.1 ist die rekonstruierte Masse der Signal-MonteCarlo-Simulation für elastische Υ zu sehen. Dabei wird in dieser wie den folgenden Abbildungen die Masse mit unterschiedlichen Binbreiten dargestellt, um Effekte oder Abhängigkeiten von der Binbreite zu erkennen. Die Binbreiten betragen $100\,\mathrm{MeV}$, $150\,\mathrm{MeV}$, $200\,\mathrm{MeV}$ und $250\,\mathrm{MeV}$, von links oben nach rechts unten. In den Histogrammen wurden 7312 Ereignisse eingetragen. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die letzte Spalte zeigt die χ^2-Güte der Anpassung geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade an.

Binbreite in MeV	N_g	m_{Res} **in** GeV	σ **in** MeV	χ^2/ndf
100	7311	9.47	195	20.2
150	7311	9.47	199	25.4
200	7311	9.47	203	29.7
250	7311	9.47	209	32.8
∅	7311	9.47	202	

Tabelle 5.1: *Ergebnisse der Signal-MonteCarlo-Anpassung durch eine Gaußfunktion*

Die Anpassung durch eine Gaußkurve beschreibt die Ereignisverteilung sehr gut und gibt die Ereigniszahl sehr genau an.

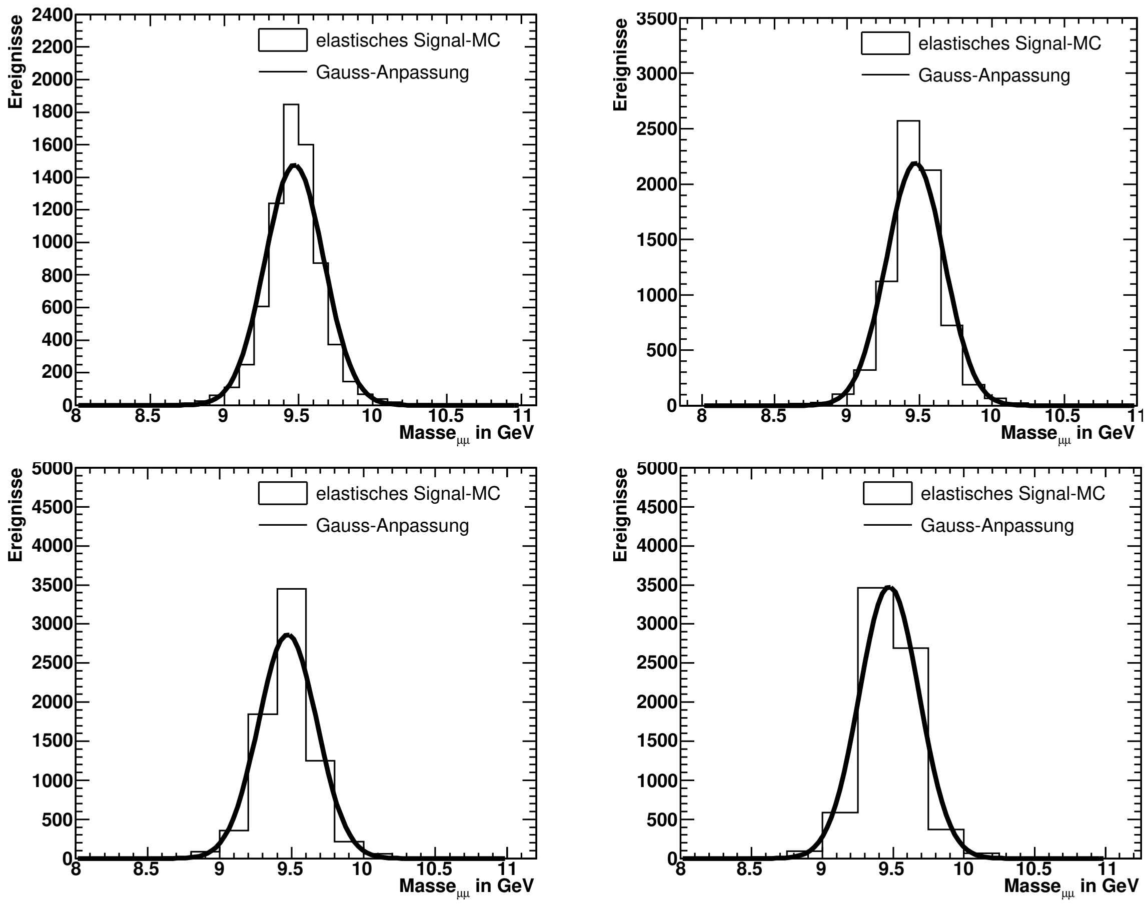


Abbildung 5.1: *Anpassung der Massenverteilung der elastischen Signal-MonteCarlo-Simulation durch eine Gaußkurve. Die einzelnen Histogramme zeigen die Anpassung mit der Variation der Binbreiten. Diese variieren von oben links von* $100\,\mathrm{MeV}$ *über* $150\,\mathrm{MeV}$ *und* $200\,\mathrm{MeV}$ *bis* $250\,\mathrm{MeV}$ *unten rechts. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 5.1 dargestellt.*

Die Anpassung des Untergrundes der Myonpaar-Photoproduktion, der mit dem *LPair*-Generator erzeugt wurde, erfolgt durch eine Exponentialfunktion $e(m)$ mit folgender Parametrisierung:

$$e(m) = N_e \cdot c\ e^{-a \cdot m} \tag{5.4}$$

Der Parameter a beschreibt die Steilheit des exponentiellen Abfalls mit der invarianten Masse, c ist eine Konstante, die nur vom betrachteten Massenbereich $[m_{min}, m_{max}]$ und der Steilheit a abhängt, so daß N_e die Ereigniszahl innerhalb dieses Bereiches angibt.

$$\int\limits_{m_{min}}^{m_{max}} e(m) dm = N_e \tag{5.5}$$

Im folgenden wird für alle Anpassungen an die Massenverteilung nur der Bereich von $6.0\,\mathrm{GeV}$ bis $15.0\,\mathrm{GeV}$ betrachtet, da durch den Schnitt auf den Transversalimpuls der Spuren von $p_t > 2.0\,\mathrm{GeV}$ die Massenverteilung unterhalb von $6.0\,\mathrm{GeV}$ gemindert wird.

Die Anpassung erfolgt wieder für die vier verschiedenen Binbreiten, und zusätzlich werden die beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche getrennt untersucht, da diese eine unterschiedliche Energieabhängigkeit aufweisen. Die Verteilungen sind in Abbildung 5.2 für den Bereich Wgp1 $= [70\,\mathrm{GeV}, 115\,\mathrm{GeV}]$ und in Abbildung 5.3 für den Bereich Wgp2 $= [115\,\mathrm{GeV}, 250\,\mathrm{GeV}]$ zu sehen. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 5.2 dargestellt. Im ersten $W_{\gamma p}$-Bereich wurden 1960 Ereignisse generiert, im zweiten waren es 2489 Ereignisse, die durch die Anpassung auch genau bestimmt werden.

$\mathbf{70\,GeV < W_{\gamma p} < 115\,GeV}$			
Binbreite in MeV	N_e	a **in** GeV^{-1}	χ^2/ndf
100	1960	0.4187	1.06
150	1963	0.4193	0.86
200	1961	0.4187	0.96
250	1961	0.4188	1.01
∅	1961	0.4189	
$\mathbf{115\,GeV < W_{\gamma p} < 250\,GeV}$			
Binbreite in MeV	N_e	a **in** GeV^{-1}	χ^2/ndf
100	2489	0.2774	1.57
150	2491	0.2773	1.59
200	2489	0.2774	1.57
250	2490	0.2769	1.53
∅	2490	0.2772	

Tabelle 5.2: *MonteCarlo-Anpassung des Untergrundes durch eine Exponentialfunktion*

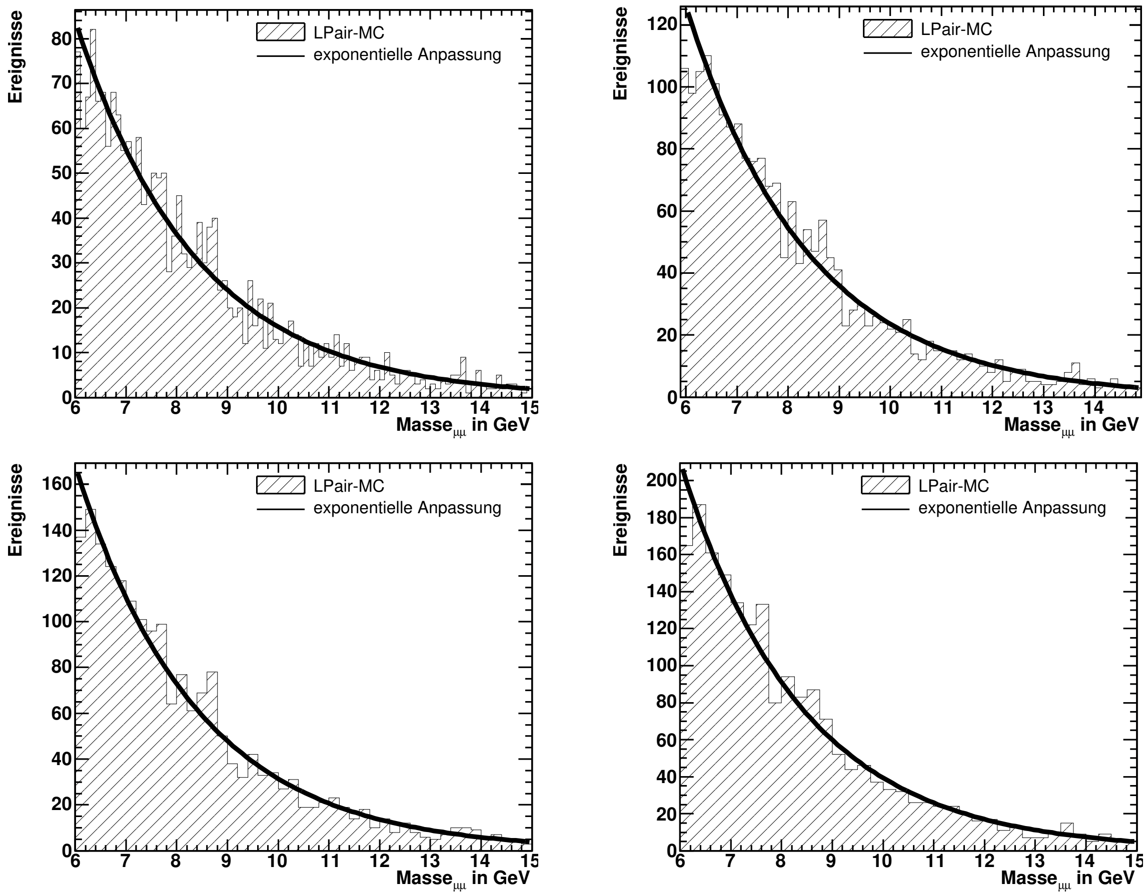


Abbildung 5.2: *Anpassung des Untergrundes im Bereich Wgp1, der durch den MonteCarlo-Generator LPair erzeugt wird, mittels einer Exponentialfunktion. Die Histogramme zeigen die Anpassung mit den Binbreiten [*$100, 150, 200, 250$*] in* MeV. *Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zu sehen.*

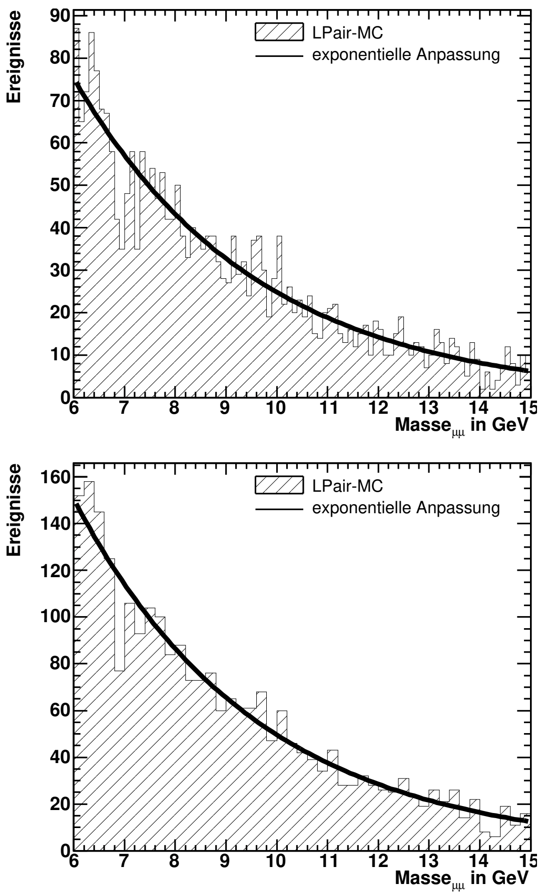


Abbildung 5.3: *Anpassung des Untergrundes im Bereich Wgp2, der durch den MonteCarlo-Generator LPair erzeugt wird, mittels einer Exponentialfunktion. Die Histogramme zeigen die Anpassung mit den Binbreiten [*100, 150, 200, 250*] in* MeV*. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zu sehen.*

Anpassung der Daten mit fünf freien Parametern

Da die physikalischen Prozesse, wie gezeigt, sehr gut durch die beiden Approximationen, Gaußkurve und Exponentialfunktion, beschrieben werden, werden nun die beiden Datensätze durch die Superposition dieser beiden Funktionen angenähert. Die neue Anpassungsfunktion $ge(m)$ lautet nun

$$ge(m) = g(m) + e(m) \tag{5.6}$$

mit der Normierung

$$\int\limits_{m_{min}}^{m_{max}} ge(m)dm = N_g + N_e \tag{5.7}$$

Obwohl das Integral nicht mehr den gesamten Bereich von minus bis plus unendlich berücksichtigt, gilt dieses Ergebnis, da der Massenbereich sehr viel größer als die Breite σ des Υ-Signals ist.

Die Verteilungen sind für beide $W_{\gamma p}$-Bereiche in Abbildung 5.4 und 5.5 gezeigt, die Ergebnisse stehen in Tabelle 5.3. Der für die Ereigniszahl angegebene Fehler berücksichtigt sowohl den Fehler am Signal als auch den, der durch die Variation des Untergrundes entsteht.

$70\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 115\,\mathrm{GeV}$						
Binbreite in MeV	N_g	m_{Res} **in GeV**	σ **in MeV**	N_e	a **in** GeV^{-1}	χ^2/ndf
100	13.5 ± 6.9	9.41	150	547 ± 25	0.4144	0.99
150	13.4 ± 6.7	9.40	150	549 ± 25	0.4141	1.15
200	12.6 ± 6.7	9.42	150	548 ± 24	0.4137	1.18
250	13.1 ± 6.7	9.40	150	547 ± 24	0.4140	1.12
∅	13.2 ± 6.8	9.41	150	548 ± 24	0.4141	
$115\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 250\,\mathrm{GeV}$						
Binbreite in MeV	N_g	m_{Res} **in GeV**	σ **in MeV**	N_e	a **in** GeV^{-1}	χ^2/ndf
100	26.2 ± 11.0	9.68	300	698 ± 28	0.2606	0.94
150	25.7 ± 11.1	9.62	300	698 ± 29	0.2601	1.32
200	26.6 ± 11.0	9.66	300	698 ± 28	0.2609	2.01
250	26.9 ± 11.0	9.72	300	697 ± 28	0.2612	1.07
∅	26.4 ± 11.0	9.67	300	698 ± 28	0.2607	

Tabelle 5.3: *Datenanpassung durch die Summe einer Gauß- und Exponentialfunktion*

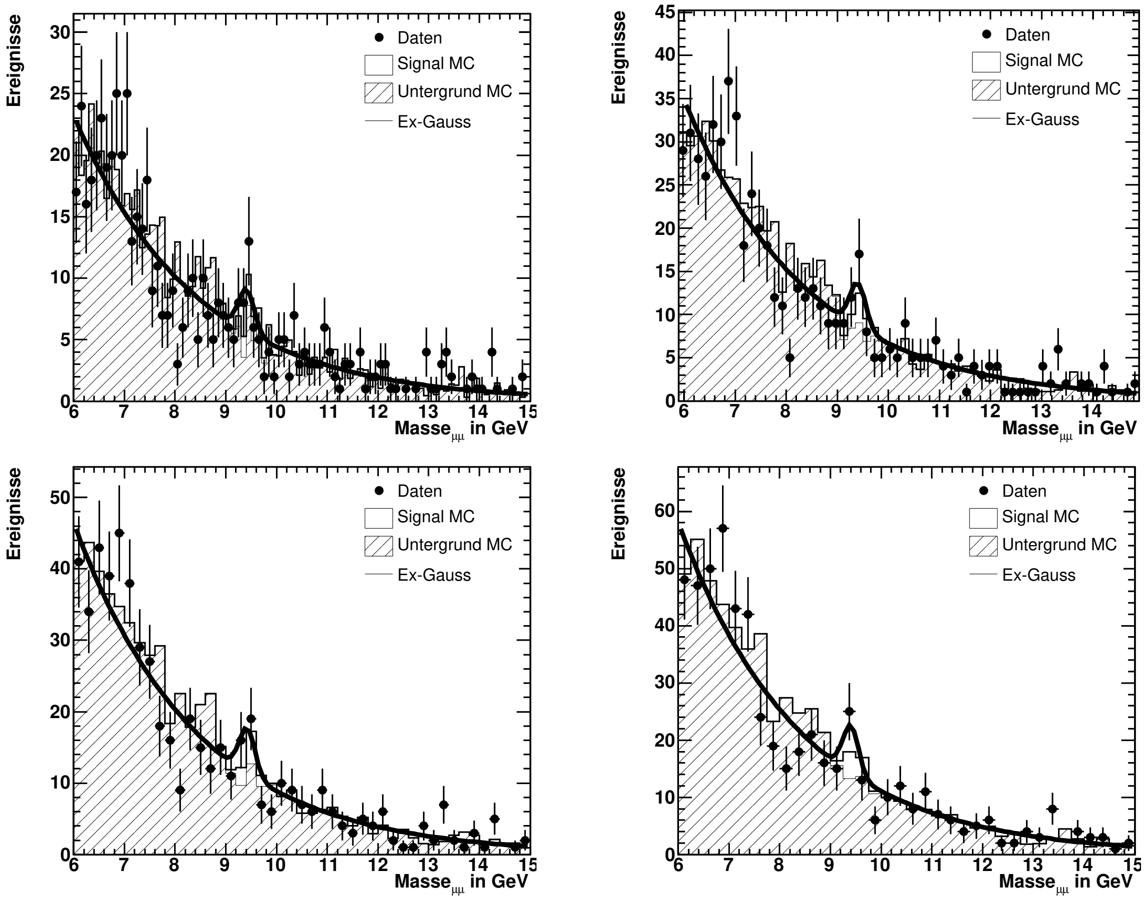


Abbildung 5.4: *Anpassung der Daten im Bereich Wgp1 durch die Summe einer Exponential- und einer Gaußfunktion. Die Histogramme zeigen die Anpassungen mit den Binbreiten [*100, 150, 200, 250*] in* MeV. *Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 zu sehen.*

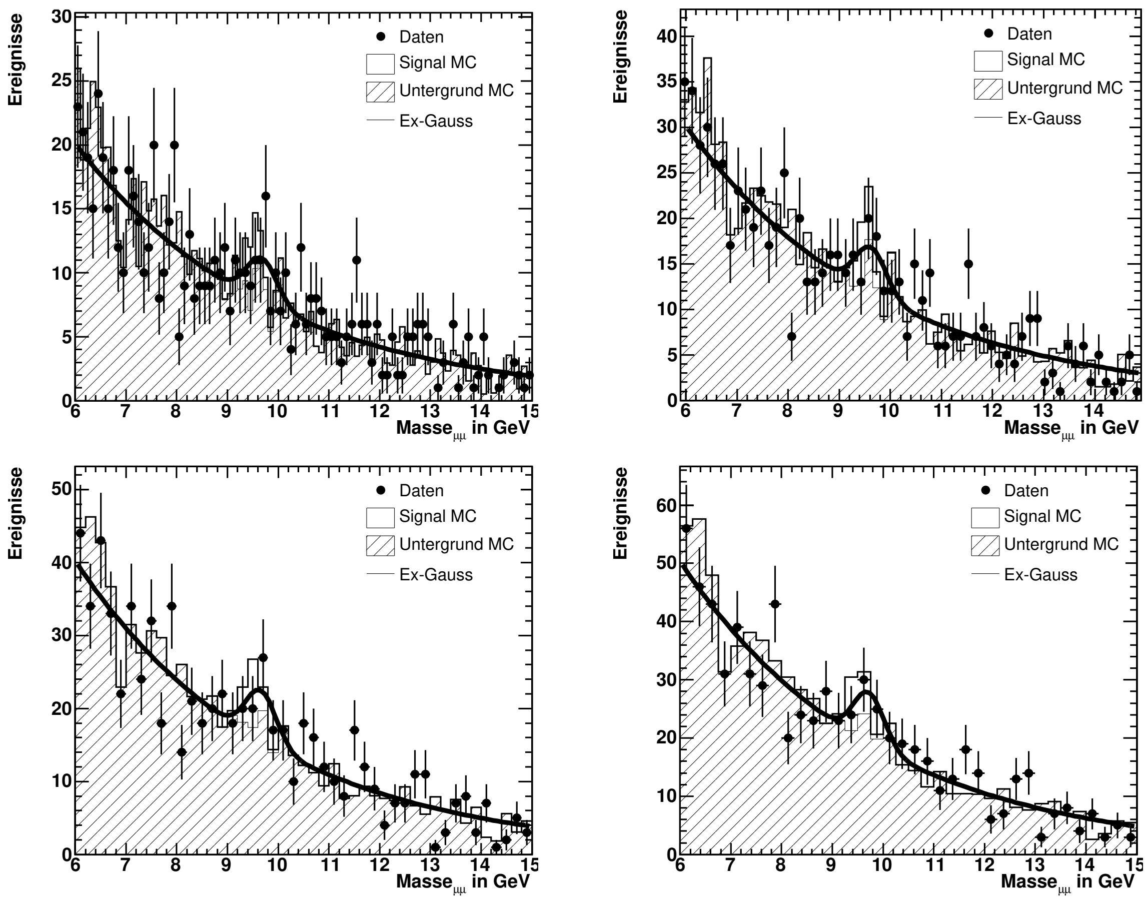


Abbildung 5.5: *Anpassung der Daten im Bereich Wgp2 durch die Summe einer Exponential- und einer Gaußfunktion. Die Histogramme zeigen die Anpassungen mit den Binbreiten [*$100, 150, 200, 250$*] in* MeV. *Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 zu sehen.*

Anpassung der Daten mit zwei freien Parametern

Die Anpassung an die Daten erfolgt auch hier mit der gleichen Funktion $ge(m)$, einer Summe aus Gauß- und Exponentialfunktion, doch werden diesmal die drei folgenden physikalischen Parameter, die Υ-Masse m_{Res}, die Breite σ und die Energieabhängigkeit des Untergrundes a, in der Anpassung fixiert. Die Werte werden aus den Anpassungen an die MonteCarlo-Verteilungen genommen, wie sie am Anfang des Kapitels besprochen wurden. Dabei erhält jede Massenverteilung die entsprechenden Werte aus der Monte-Carlo-Simulation für die passende Binbreite. Die Anpassung erfolgt nun so, daß nur noch die Ereigniszahlen für Signal und Untergrund variiert werden können.

Die Verteilungen sind für beide $W_{\gamma p}$-Bereiche in Abbildung 5.6 und 5.7 gezeigt, die Ergebnisse stehen in Tabelle 5.4.

$70\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 115\,\mathrm{GeV}$			
Binbreite in MeV	N_g	N_e	χ^2/ndf
100	11.6 ± 7.1	548 ± 24	1.04
150	11.0 ± 7.1	551 ± 25	1.20
200	11.1 ± 7.1	549 ± 24	1.22
250	11.0 ± 7.1	549 ± 24	1.21
$\varnothing$	11.2 ± 7.1	549 ± 24	
$115\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 250\,\mathrm{GeV}$			
Binbreite in MeV	N_g	N_e	χ^2/ndf
100	17.6 ± 9.2	707 ± 28	0.96
150	19.4 ± 9.3	705 ± 28	1.29
200	18.5 ± 9.3	706 ± 28	1.95
250	17.2 ± 9.1	707 ± 28	1.15
$\varnothing$	18.2 ± 9.2	706 ± 28	

Tabelle 5.4: *Ergebnisse der Datenanpassung mit fixierten Parametern m_{Res}, σ und a aus der MonteCarlo-Anpassung. (siehe Tabelle 5.1 und 5.2)*

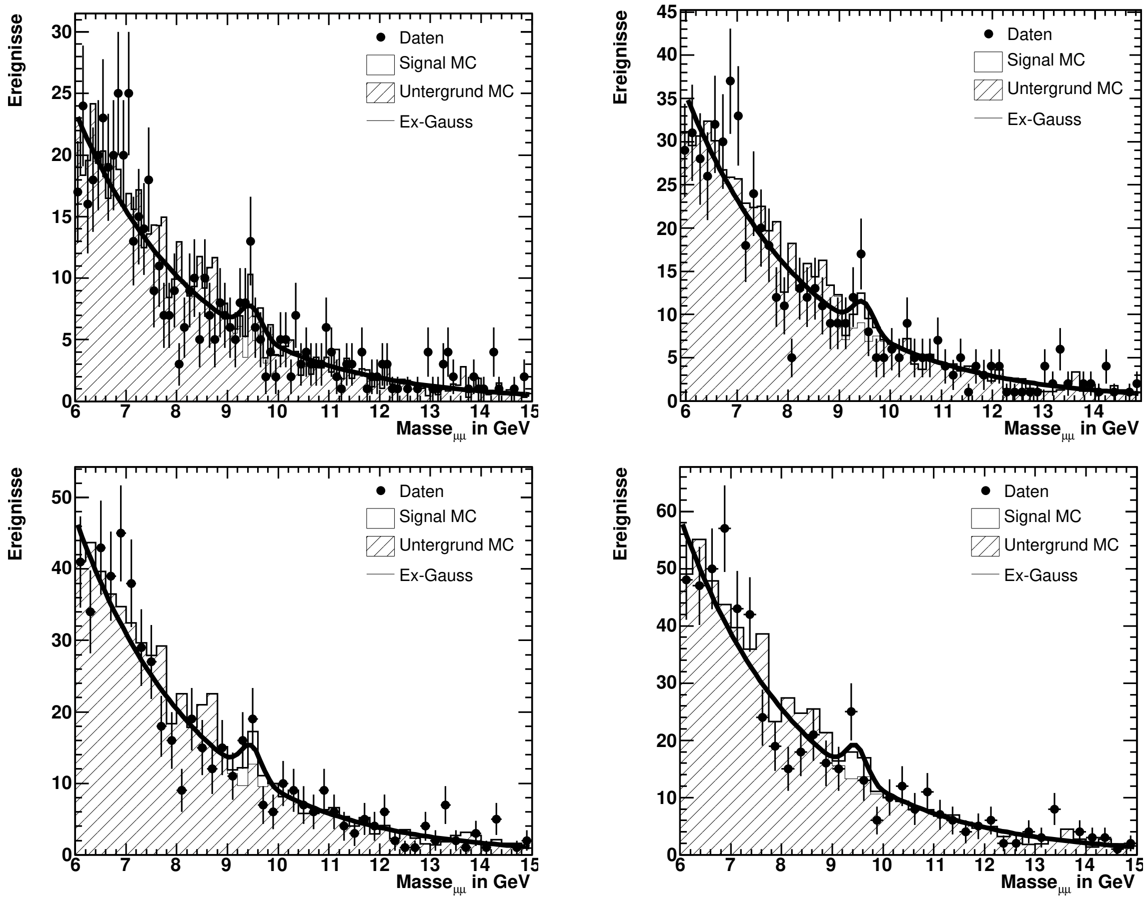


Abbildung 5.6: *Anpassung der Daten im Bereich Wgp1 durch die Summe einer Exponential- und einer Gaußfunktion. Dabei wurden die Energieabhängigkeit des Untergrundes, die Resonanzmasse und -breite durch die Werte der MonteCarlo-Simulation fixiert. Die Histogramme zeigen die Anpassungen mit den Binbreiten [*$100, 150, 200, 250$*] in* MeV. *Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 dargestellt.*

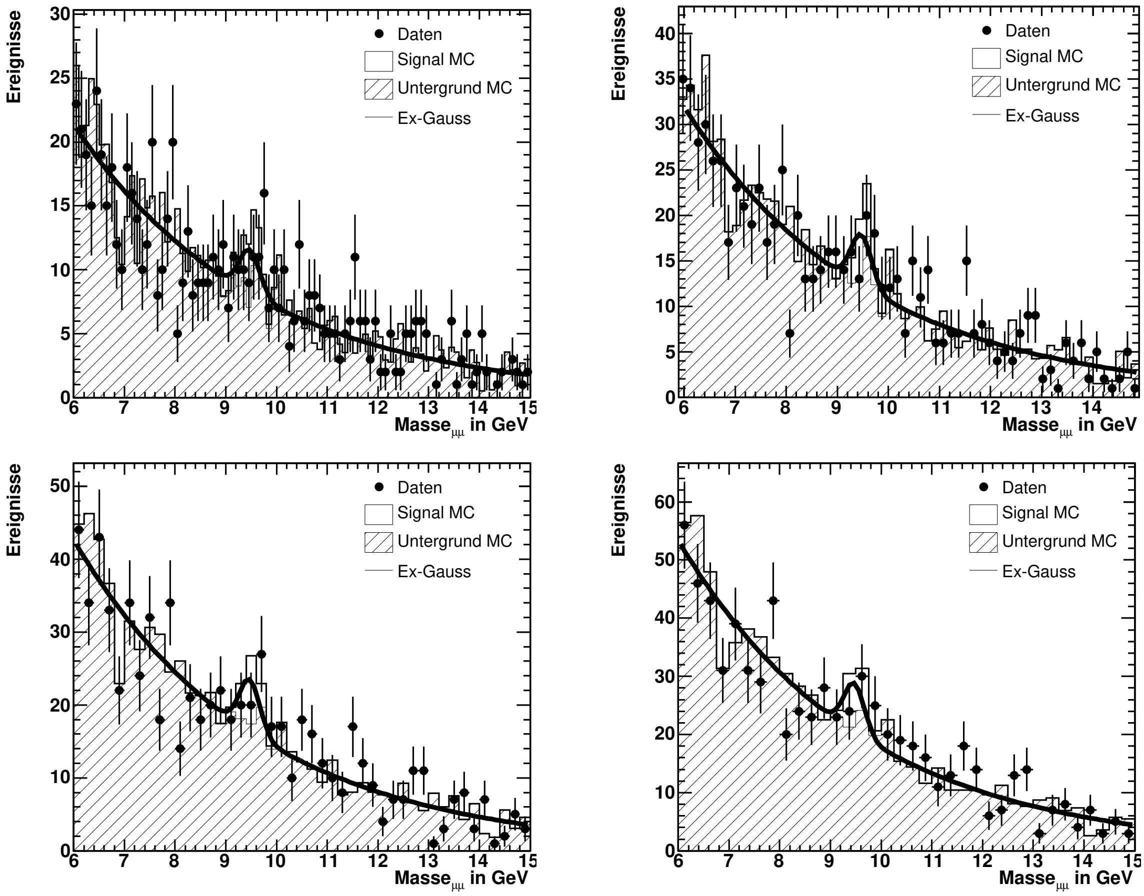


Abbildung 5.7: *Anpassung der Daten im Bereich Wgp2 durch die Summe einer Exponential- und einer Gaußfunktion. Dabei wurden die Energieabhängigkeit des Untergrundes, die Resonanzmasse und -breite durch die Werte der MonteCarlo-Simulation fixiert. Die Histogramme zeigen die Anpassungen mit den Binbreiten [*$100, 150, 200, 250$*] in* MeV. *Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 dargestellt.*

Ereigniszählen

Der Untergrund wird mit Hilfe der Exponentialfunktion angenähert, die durch die Anpassung aus dem Abschnitt 5.1 für die verschiedenen Binbreiten und $W_{\gamma p}$-Bereiche ermitttelt wurde. Für jedes Bin wird dann die Untergrunderwartung bestimmt, indem der Wert der Exponentialfunktion an der Binmitte berechnet wird. Diese Binuntergrunderwartung wird von der gemessenen Ereigniszahl des jeweiligen Bins subtrahiert. Die Differenz wird als Signalereigniszahl des jeweiligen Bins angesehen.

In einem ersten Durchgang wird der Bereich von $9.0\,\mathrm{GeV}$ bis $10.0\,\mathrm{GeV}$ betrachtet und die Signalereigniszahlen werden in diesem Bereich zu N_z aufaddiert. In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die Massenverteilungen der beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche zu sehen, in denen das betrachtete Massenfenster durch senkrechte Geraden markiert ist. Die Ergebnisse des Ereigniszählens sind in Tabelle 5.5 zu sehen.

Binbreite in MeV	**N_z für Wgp1**	**N_z für Wgp2**
100	4.16	20.99
150	5.91	20.06
200	4.02	21.05
250	4.15	21.10
∅	4.56	20.80

Tabelle 5.5: *Zählen der Signalereignisse im Massenfenster von* $9.0\,\mathrm{GeV}$ *bis* $10.0\,\mathrm{GeV}$

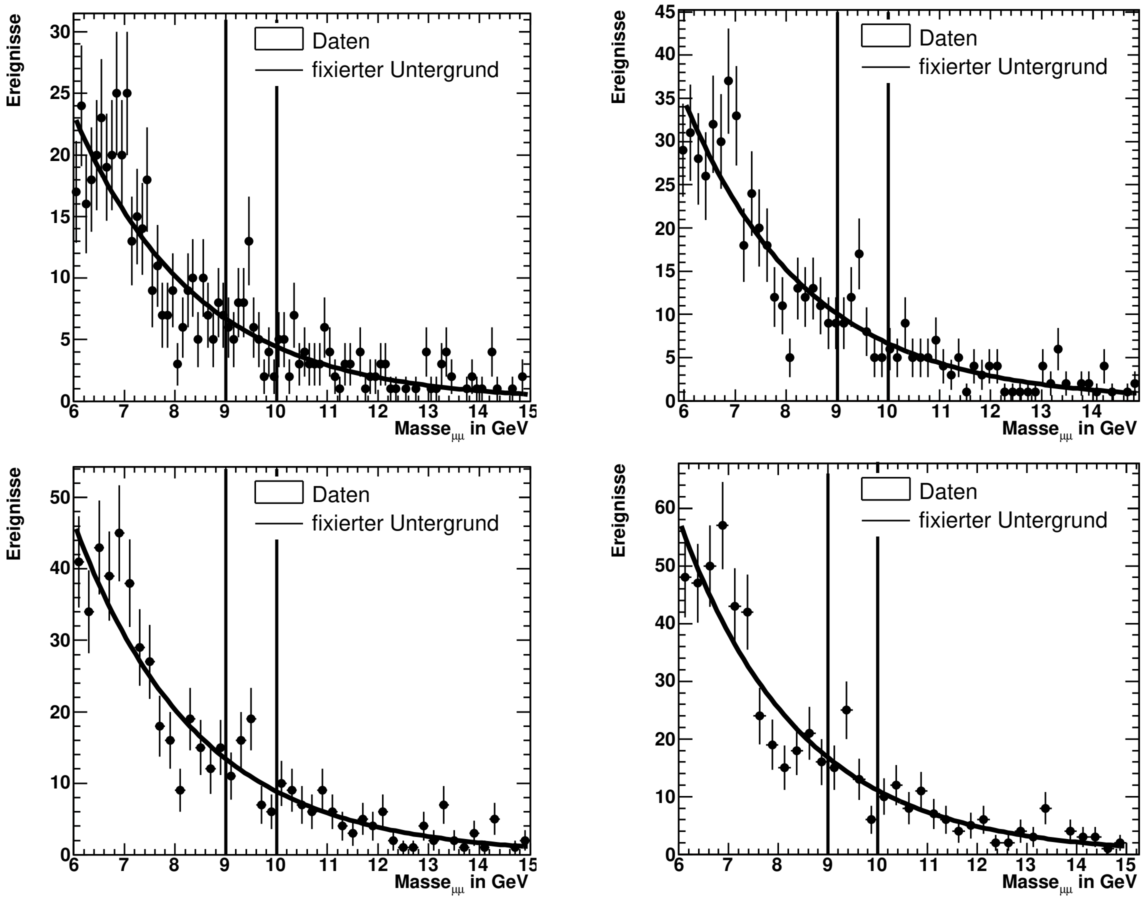


Abbildung 5.8: *Ereigniszählen für den Bereich Wgp1. Es wird die Differenz aus Untergrund-erwartung und der Anzahl der gemessenen Datenereignisse innerhalb des durch die Geraden gekennzeichneten Bereichs [*$9.0\,\mathrm{GeV}$ - $10.0\,\mathrm{GeV}$*] summiert. Die Ergebnisse stehen in Tabelle 5.5.*

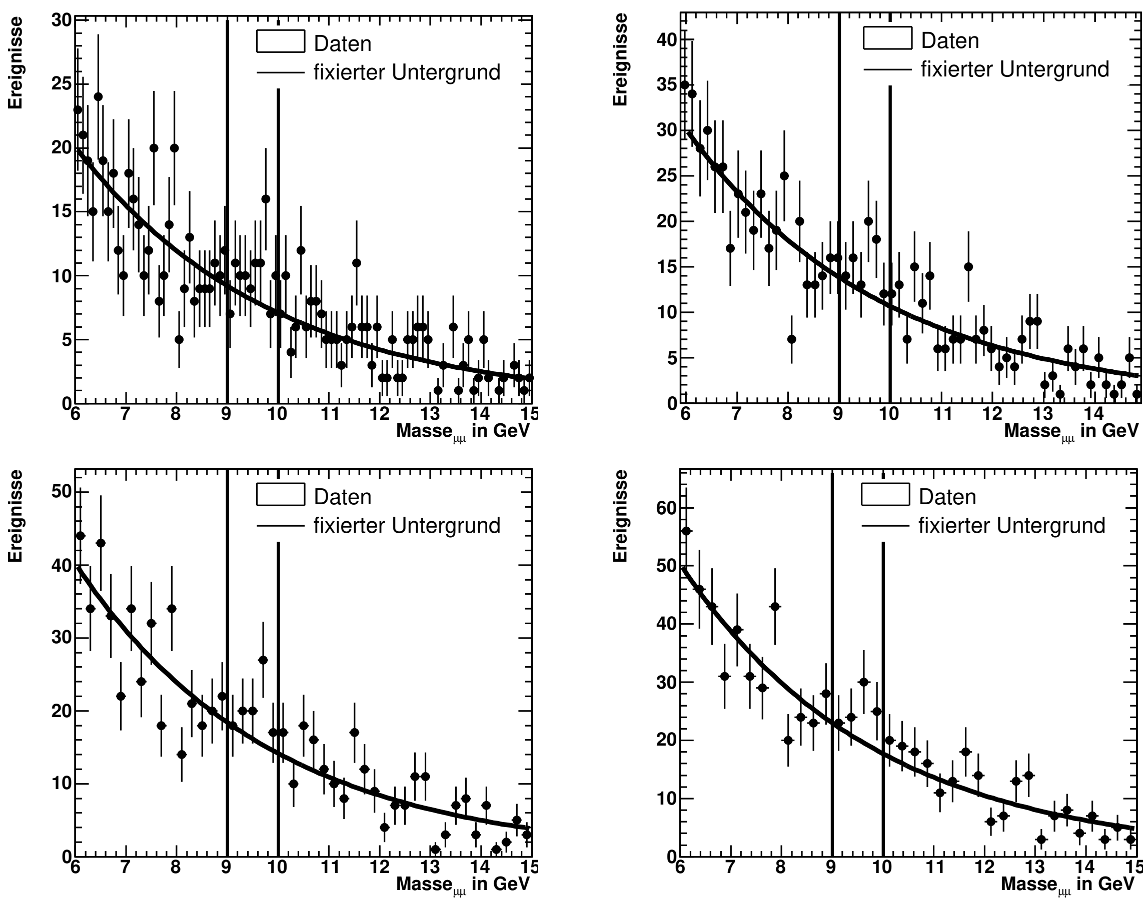


Abbildung 5.9: *Ereigniszählen für den Bereich Wgp2. Es wird die Differenz aus Untergrunderwartung und der Anzahl der gemessenen Datenereignisse innerhalb des durch die Geraden gekennzeichneten Bereichs [*$9.0\,\mathrm{GeV}$ - $10.0\,\mathrm{GeV}$*] summiert. Die Ergebnisse stehen in Tabelle 5.5.*

In einem zweiten Durchgang wird nur der Bereich von $9.26\,\mathrm{GeV}$ bis $9.66\,\mathrm{GeV}$ betrachtet, in dem die Ereigniszahlen pro Bin aufaddiert werden. Da im Gegensatz zum ersten Bereich dieser nur eine Breite von zwei Standardabweichungen besitzt, werden in diesem Massenfenster nur $68,27\,\%$ der Ereignisse gefunden, eine Gauß'sche Verteilung vorausgesetzt. In der Tabelle 5.6 werden die Ergebnisse des Ereigniszählens dargestellt, und zusätzlich werden diese Ereignisse mit dem Faktor $\frac{100}{68.27}$ korrigiert. Die zugehörigen Verteilungen sind in Abbildung 5.10 und 5.11 zu sehen.

Wie ersichtlich, ist das Verfahren des Ereigniszählens nicht stabil. Es weist eine starke Abhängigkeit von dem betrachteten Massenfenster auf und reagiert auch sensitiv auf die Binbreiten. Daher werden diese Ergebnisse im weiteren nicht berücksichtigt.

	$\mathbf{70\,GeV} < \boldsymbol{W_{\gamma p}} < \mathbf{115\,GeV}$		$\mathbf{115\,GeV} < \boldsymbol{W_{\gamma p}} < \mathbf{250\,GeV}$	
Binbreite in MeV	$\boldsymbol{N_z}$	$\boldsymbol{N_z}$ **korrigiert**	$\boldsymbol{N_z}$	$\boldsymbol{N_z}$ **korrigiert**
100	10.19	14.93	8.67	12.70
150	11.59	16.98	11.87	17.39
200	12.22	17.90	6.84	10.02
250	10.72	15.70	13.64	19.98
∅	11.18	16.38	10.26	15.52

Tabelle 5.6: *Zählen der Signalereignisse im Massenfenster von* $9.26\,\mathrm{GeV}$ *bis* $9.66\,\mathrm{GeV}$

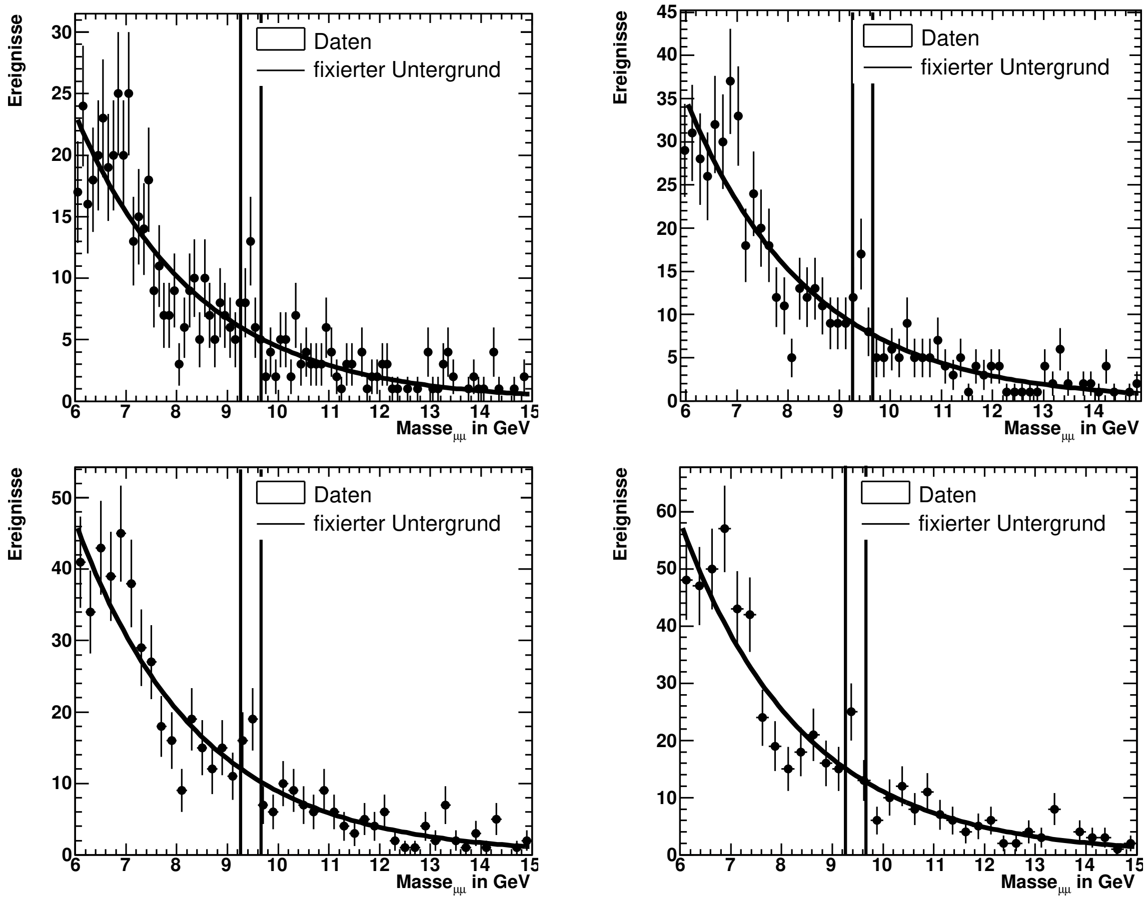


Abbildung 5.10: *Ereigniszählen für den Bereich Wgp1. Es wird die Differenz aus Untergrunderwartung und der Anzahl der gemessenen Datenereignisse innerhalb des durch die Geraden gekennzeichneten Bereichs [$9.26\,\mathrm{GeV}$ - $9.66\,\mathrm{GeV}$] summiert. Die Ergebnisse stehen in Tabelle 5.6.*

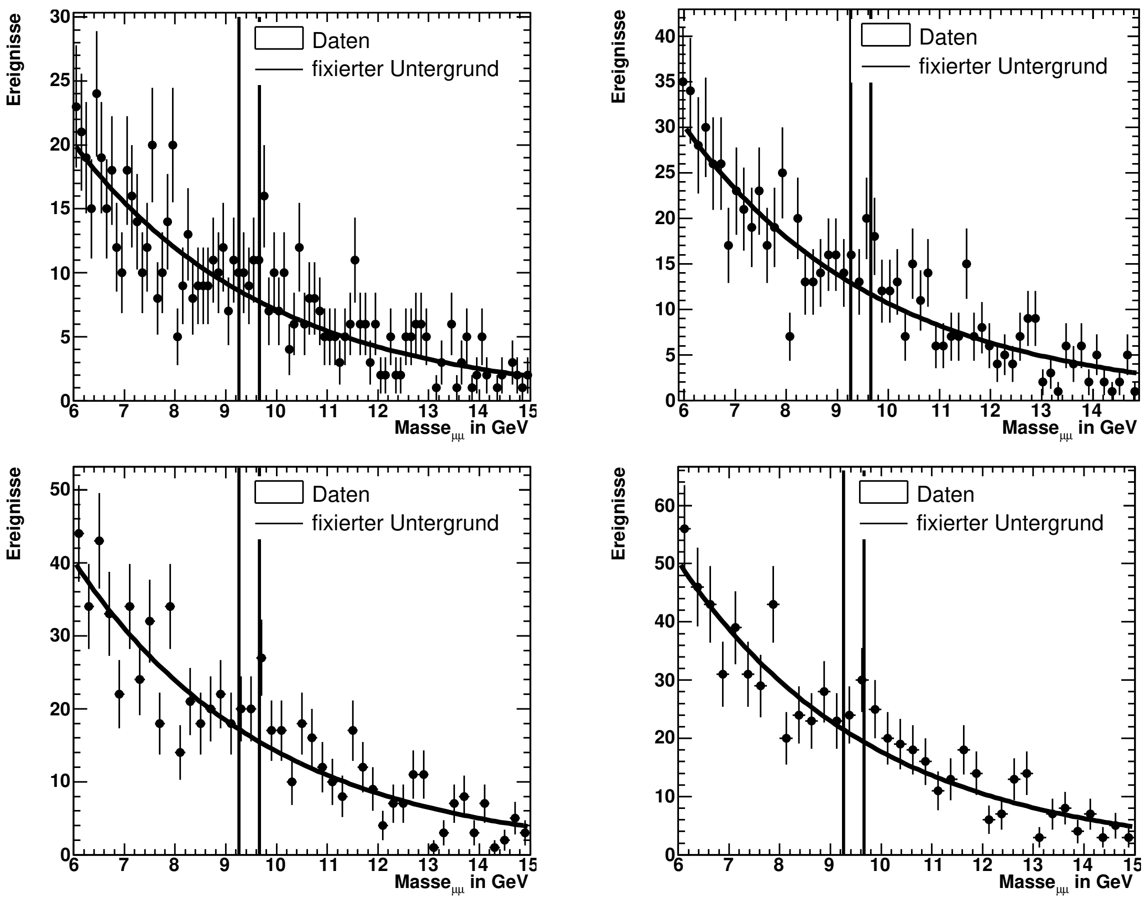


Abbildung 5.11: *Ereigniszählen für den Bereich Wgp2. Es wird die Differenz aus Untergrunderwartung und der Anzahl der gemessenen Datenereignisse innerhalb des durch die Geraden gekennzeichneten Bereichs [*$9.26\,\mathrm{GeV}$ - $9.66\,\mathrm{GeV}$*] summiert. Die Ergebnisse stehen in Tabelle 5.6.*

Ergebnis der Ereigniszahlbestimmung

Die Ergebnisse aus der Datenanpassung mit fünf freien Parametern und der Anpassung an die Daten mit der Fixierung der physikalischen Parameter aus der MonteCarlo-Simulation werden bei der Berechnung berücksichtigt. Diese Anpassungen sind stabil und innerhalb der Fehler miteinander kompatibel. Es wird für die beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche das arithmetische Mittel der acht Werte berechnet. Als statistischer Fehler wird der Fehler aus den Anpassungen genommen. Als systematischer Fehler wird die Streuung der Ergebnisse aus den beiden Verfahren der Ereigniszahlbestimmung genutzt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.7 zusammengestellt.

$70\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 115\,\mathrm{GeV}$		
Binbreite in MeV	N **- 5 Parameter**	N **- 2 Parameter**
100	13.5 ± 6.9	11.6 ± 7.1
150	13.4 ± 6.7	11.0 ± 7.1
200	12.6 ± 6.7	11.2 ± 7.1
250	13.1 ± 6.7	11.0 ± 7.1
∅	$12.2 \pm 6.9 \pm 1.1$	
$115\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 250\,\mathrm{GeV}$		
Binbreite in MeV	N **- 5 Parameter**	N **- 2 Parameter**
100	26.2 ± 11.0	17.6 ± 9.2
150	25.7 ± 11.1	19.4 ± 9.3
200	26.6 ± 11.0	18.5 ± 9.3
250	26.9 ± 11.0	17.2 ± 9.1
∅	$22.3 \pm 10.1 \pm 4.4$	

Tabelle 5.7: *Ergebnis der Ereigniszahlbestimmung*

Die Methoden zur Bestimmung der Ereigniszahl wurden ebenso auf den gesamten $W_{\gamma p}$-Bereich von $70\,\mathrm{GeV}$ bis $250\,\mathrm{GeV}$ angewandt. Das Ergebnis der Ereigniszahl ergibt für diesen Bereich $26.4 \pm 11.6 \pm 2.0$.

In Abbildung 5.12 sind die Massenverteilungen der selektierten Datensätze gezeigt. Dabei sind in der obersten Zeile der gesamte Bereich und in den unteren Zeilen die beiden getrennten $W_{\gamma p}$-Bereiche dargestellt. Rechts ist die Datenverteilung abzüglich der Untergrunderwartung zu sehen, wie sie aus der Anpassung mit fünf freien Parametern gewonnen wurde. Zu erkennen sind die großen statistischen Schwankungen. Für den gesamten Bereich gibt es einen Überschuß von 25.0 Ereignissen, für den Bereich Wgp1 von 12.0 und für Wgp2 von 26.5 Ereignissen.

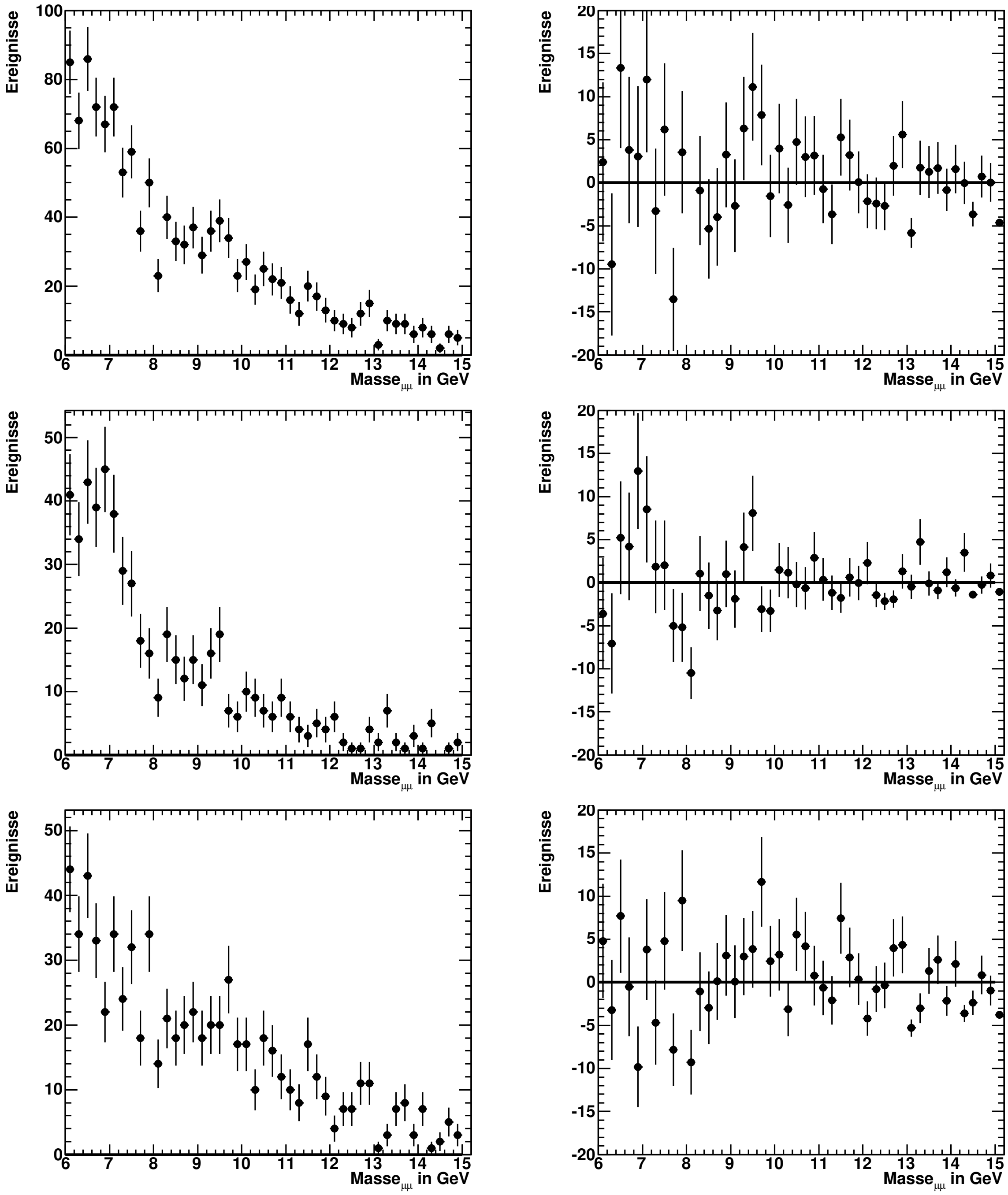


Abbildung 5.12: *Verteilung der invarianten Masse des Datensatzes und Differenz zur Untergrunderwartung. In der obersten Zeile ist die Verteilung für den gesamten $W_{\gamma p}$-Bereich von* $70\,\mathrm{GeV}$ *bis* $250\,\mathrm{GeV}$ *zu sehen, in der mittleren Zeile für Wgp1 und in der letzten für Wgp2. Rechts ist die Differenz der Datenverteilung und der Untergrunderwartung zu sehen, wie sie aus der Anpassung mit fünf freien Parametern gewonnen wurde. Die Binbreite beträgt* $200\,\mathrm{MeV}$.

5.2 Bestimmung des Anteils elastischer Ereignisse

Der Anteil der elastischen Ereignisse an der Gesamtereigniszahl nach allen Schnitten wird an der Signal-MonteCarlo-Simulation ermittelt. Da die verschiedenen MonteCarlo-Generatoren auch die t-Abhängigkeit des Datensatzes gut beschrieben haben, die sehr sensitiv auf die Zusammensetzung aus elastischen und protondissoziativen Ereignissen ist, wird angenommen, daß auch für die Υ-Produktion dieses Verhältnis übernommen werden kann. Um auf allen Schnittstufen die richtige Anpassung an die t-Verteilung zu erreichen, wie in Abschnitt 4.2.2 exemplarisch gezeigt, wurden auf Generatorniveau ebenso viele elastische wie protondissoziative Ereignisse produziert und analysiert.

Der elastische Anteil im ersten $W_{\gamma p}$-Bereich ergibt sich aus 2322 simulierten Ereignissen N_{el} von anfangs 40000 elastischen Signal-Ereignissen, die alle Schnitte passieren, und 848 protondissoziativen Ereignissen N_{pd}, die ebenfalls die Selektion überstehen. Daraus ergibt sich mit

$$f_{el} = \frac{N_{el}}{N_{el} + N_{pd}} = 1 - f_{pd} \tag{5.8}$$

ein elastischer Anteil f_{el} von $73.25\,\%$ für Wgp1. Ebenso ergibt sich für den zweiten Bereich Wgp2 aus 4518 elastischen und 1667 protondissoziativen simulierten Ereignissen ein elastischer Anteil von $73.05\,\%$. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.8 für beide $W_{\gamma p}$-Bereiche eingetragen.

Der systematische Fehler Δf_{el} hängt von der Qualität der Beschreibung der Vorwärtsdetektoren durch die MonteCarlo-Simulation ab. Wie in Abschnitt 4.2.2 dargestellt, wurde in dieser Arbeit versucht, die Qualität durch das zusätzlich generierte Rauschen im FMD, das nicht simuliert wird, zu verbessern. Zudem hängt das Ergebnis empfindlich von der Zusammensetzung der MonteCarlo-Simulation aus elastischen und protondissoziativen Ereignissen ab. In dieser Analyse wurden auf Generatorniveau gleich viele Ereignisse produziert und gemischt. Durch diese Annahme konnten die gemessenen Verteilungen des Impulsübertrages am Protonvertex, die sensitiv von dem Mischungsverhältnis abhängen, am besten beschrieben werden. Der systematische Fehler wird insgesamt auf $8\,\%$ geschätzt.

	$\mathbf{70\,GeV < W_{\gamma p} < 115\,GeV}$	$\mathbf{115\,GeV < W_{\gamma p} < 250\,GeV}$
N_{el}	2322	4518
N_{pd}	848	1667
f_{el}	$73.25\,\%$	$73.05\,\%$
Δf_{el}	$8.00\,\%$	$8.00\,\%$

Tabelle 5.8: *Bestimmung der Anzahl elastischer Ereignisse*

5.3 Bestimmung der Gesamteffizienz

Die Gesamteffizienz ε_{tot} wird unterteilt in die geometrische Akzeptanz des Detektors ε_A, die Selektionseffizienz ε_{Sel} und die Triggereffizienz ε_{Trig}. Im folgenden werden die einzelnen Beiträge erklärt und bestimmt.

5.3.1 Geometrische Akzeptanz des Detektors

Die geometrische Akzeptanz beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß beide Zerfallsmyonen im Polarwinkelbereich $20° < \vartheta < 160°$ produziert werden. Die Wahrscheinlichkeit wird an Hand der elastischen Signal-MonteCarlo-Simulation bestimmt.

Im kinematischen Bereich der Photoproduktion $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}$ wird der Anteil der Ereignisse mit beiden Myonen im zentralen Bereich des Detektors zu der Gesamtereignisanzahl berechnet. Die Verteilungen der gesamten MonteCarlo-Simulation und des Anteils mit generierten Q^2-Werten kleiner als $1\,\mathrm{GeV}$ ist in Abbildung 5.13 zu sehen. Die Verteilungen der generierten $W_{\gamma p}$-Werte sind in Abbildung 5.14 zu sehen. Da nur der Bereich in der Analyse verwendet wird, der eine Akzeptanz $\varepsilon_A \gtrsim 40\,\%$ aufweist, erklärt sich die Einschränkung auf den $W_{\gamma p}$-Bereich von $70\,\mathrm{GeV}$ bis $250\,\mathrm{GeV}$, der im Selektionskapitel eingeführt wurde. Da die Polarwinkelverteilung der Zerfallsmyonen mit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie korreliert ist, fällt die Akzeptanz zu kleinen und großen Werten von $W_{\gamma p}$ ab.

In Abbildung 5.15 ist die geometrische Akzeptanz für die beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche dargestellt. In Tabelle 5.9 ist die gemittelte geometrische Akzeptanz für beide $W_{\gamma p}$-Bereiche eingetragen. Der systematische Fehler der geometrischen Akzeptanz beträgt nach [Sch01] zwischen $1\,\%$ und $3\,\%$. In dieser Analyse wird ein systematischer Fehler für Wgp1 und Wgp2 von $3.00\,\%$ angenommen.

	$\mathbf{70\,GeV < W_{\gamma p} < 115\,GeV}$	$\mathbf{115\,GeV < W_{\gamma p} < 250\,GeV}$
ε_A	$64.81\,\%$	$73.62\,\%$
$\Delta\varepsilon_A$	$3.00\,\%$	$3.00\,\%$

Tabelle 5.9: *Geometrische Akzeptanz*

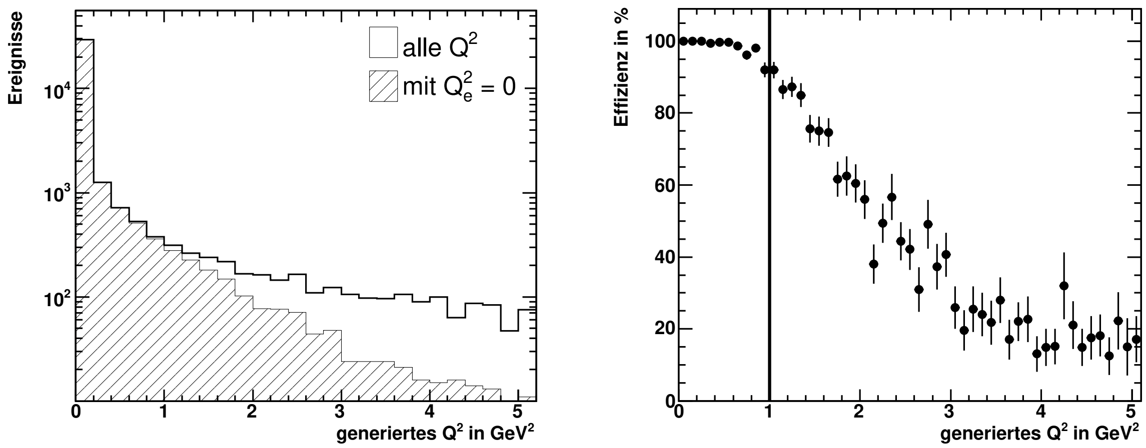


Abbildung 5.13: *Verteilung der Q^2-Werte aus der elastischen Signal-MonteCarlo-Simulation. Schraffiert sind die Ereignisse eingetragen, die die Bedingung $Q_e^2 == 0$ erfüllen. Rechts ist die Effektivität dieses Schnittes zu sehen.*

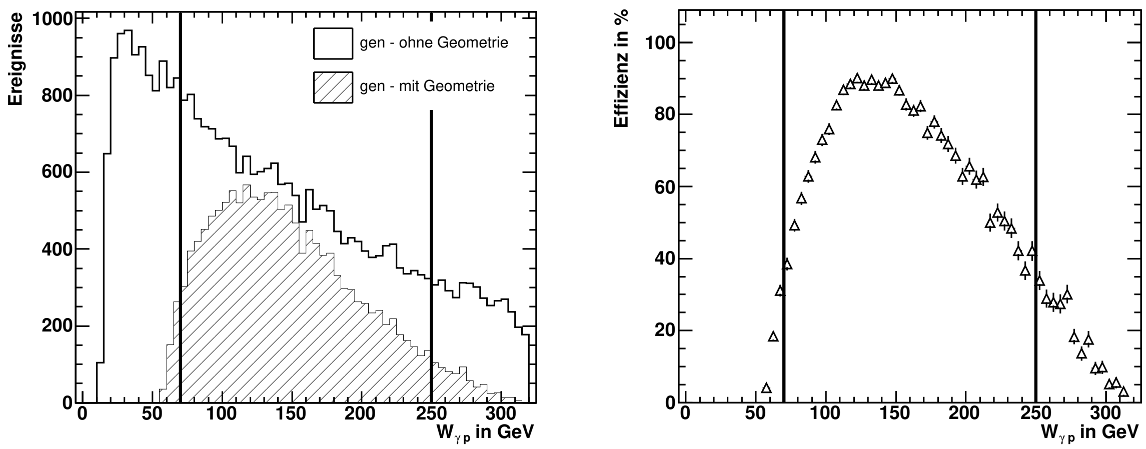


Abbildung 5.14: *Geometrische Akzeptanz in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie*

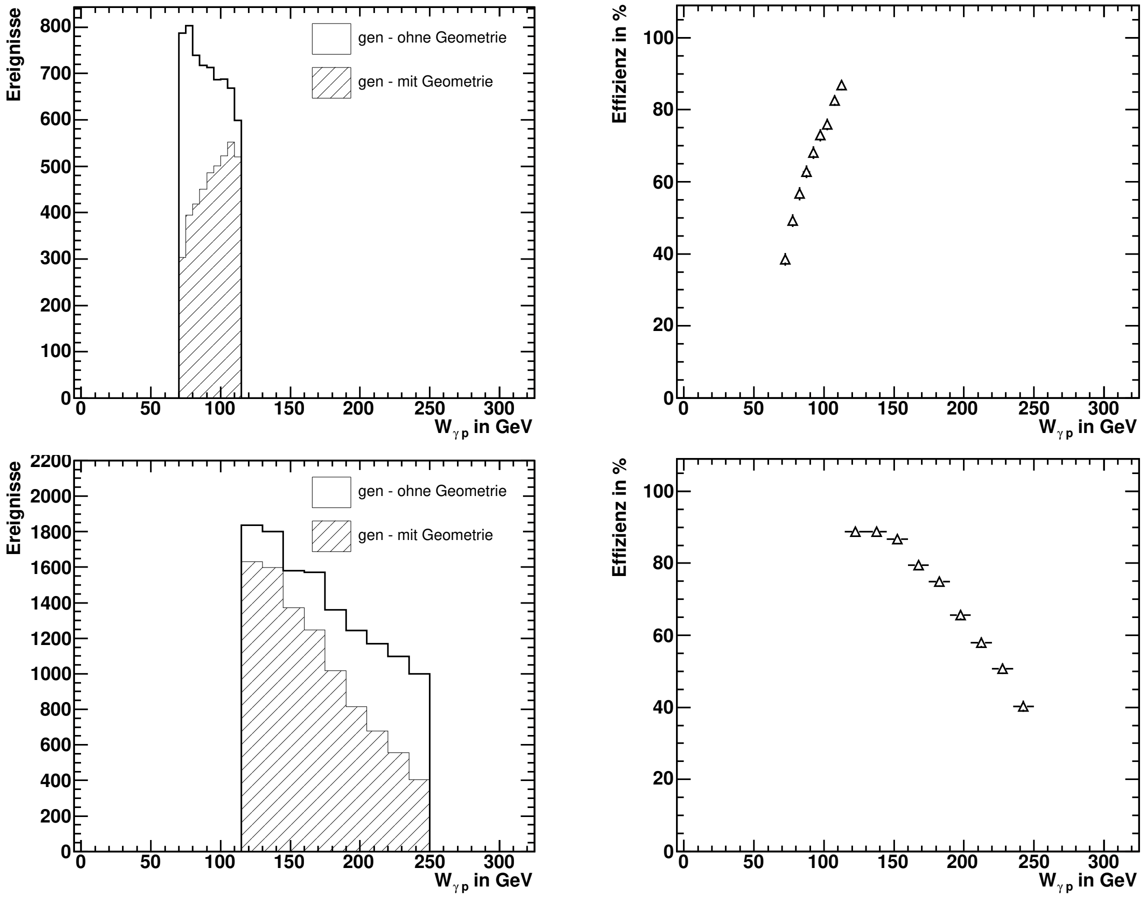


Abbildung 5.15: *Geometrische Akzeptanz. Oben ist die Akzeptanz für den ersten $W_{\gamma p}$-Bereich von* $70\,\mathrm{GeV}$ *bis* $115\,\mathrm{GeV}$ *dargestellt, unten für den Bereich von* $115\,\mathrm{GeV}$ *bis* $250\,\mathrm{GeV}$.

5.3.2 Selektionseffizienz

Die Selektionseffizienz gibt den Anteil der Υ-Mesonen an, die im zentralen Polarwinkelbereich rekonstruiert werden und alle Selektionsschnitte passieren, von denen, die im zentralen Polarwinkelbereich generiert wurden. Dazu werden alle Ereignisse, die die gesamte Selektion durchlaufen haben und nicht verworfen worden sind, ins Verhältnis gesetzt zu den generierten Ereignissen, die im jeweiligen kinematischen Bereich ($Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}$ und Wgp1 bzw. Wgp2) beide Zerfallsspuren im zentralen Bereich $20° < \vartheta < 160°$ besitzen.

Die Verteilungen sind in Abbildung 5.17 zu sehen. Zu erkennen ist ein flacher Verlauf der Effizienz über $W_{\gamma p}$. Die Ergebnisse stehen in Tabelle 5.10. Als systematischer Fehler wird für beide Bereiche $5\,\%$ angenommen. Darin sind sowohl die systematischen Fehler der MonteCarlo-Simulation enthalten als auch Auflösungseffekte, wie sie am Beispiel von $W_{\gamma p}$ in Abbildung 5.16 dargestellt sind.

	$\mathbf{70\,GeV} < \boldsymbol{W_{\gamma p}} < \mathbf{115\,GeV}$	$\mathbf{115\,GeV} < \boldsymbol{W_{\gamma p}} < \mathbf{250\,GeV}$
ε_{Sel}	$68.86\,\%$	$67.13\,\%$
$\Delta\varepsilon_{Sel}$	$5.00\,\%$	$5.00\,\%$

Tabelle 5.10: *Selektionseffizienz der beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche*

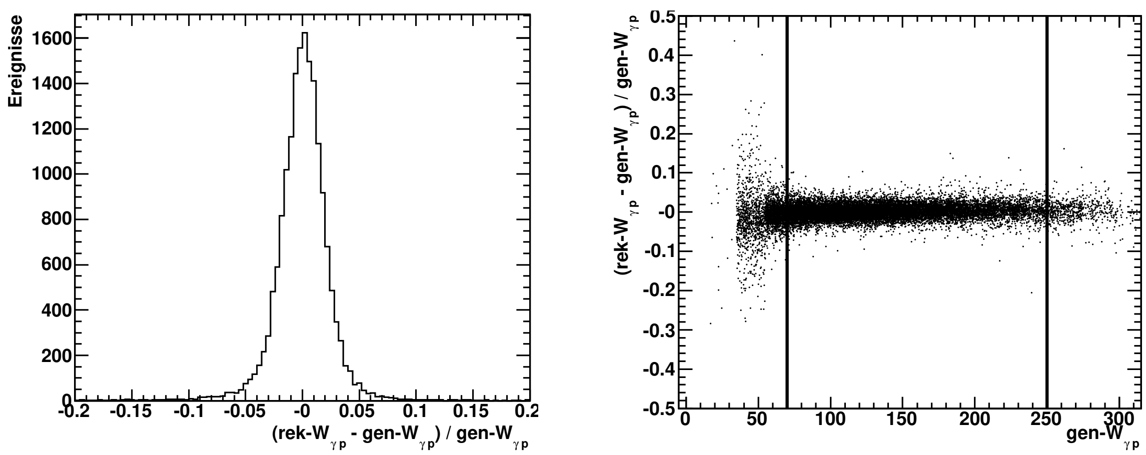


Abbildung 5.16: *Auflösung der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie. Links ist die Differenz des rekonstruierten und des generierten Wertes für $W_{\gamma p}$ in Relation zum generierten Wert zu sehen. Rechts ist diese Größe gegen die generierten Werte aufgetragen.*

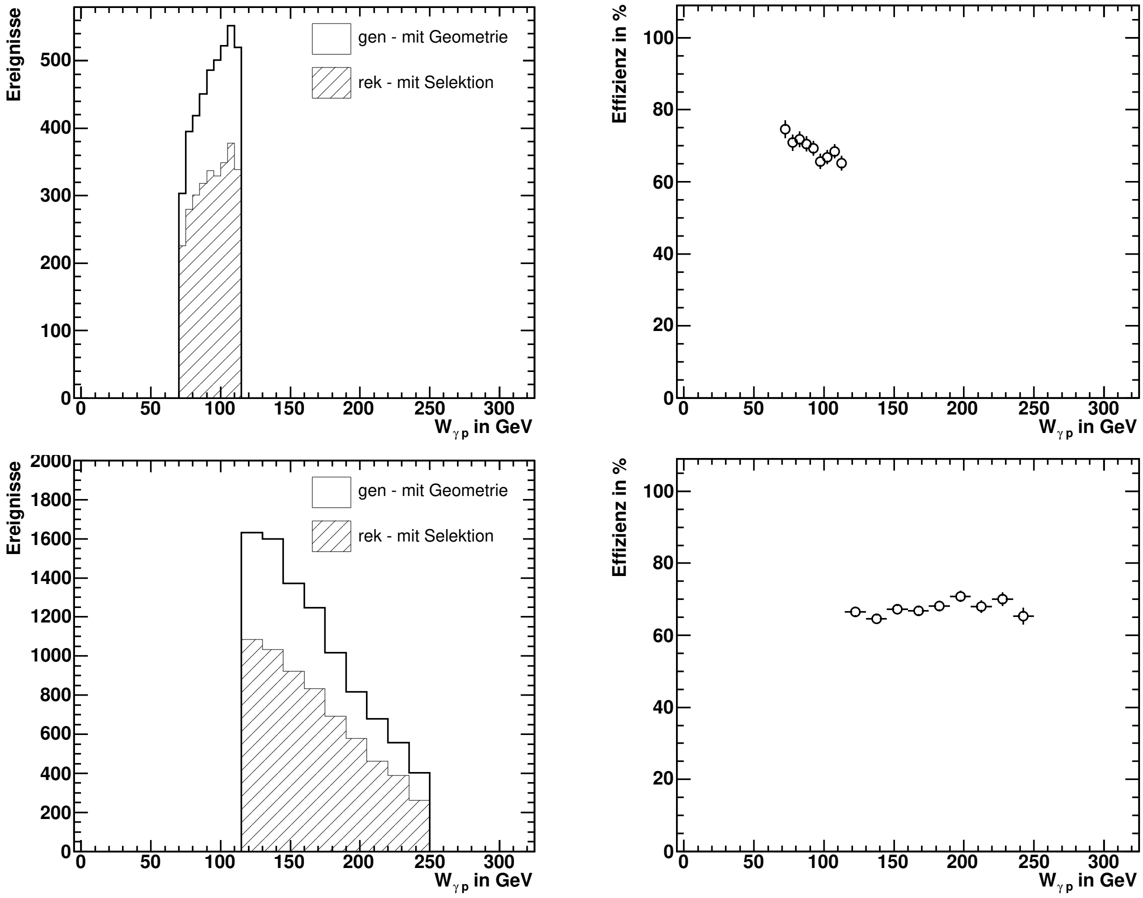


Abbildung 5.17: *Selektionseffizienz. Oben ist die Selektionseffizienz für den ersten $W_{\gamma p}$-Bereich von* $70\,\mathrm{GeV}$ *bis* $115\,\mathrm{GeV}$ *dargestellt, unten für den Bereich von* $115\,\mathrm{GeV}$ *bis* $250\,\mathrm{GeV}$.

5.3.3 Triggereffizienz

Aufgrund der mangelnden Statistik in den Daten kann die Triggereffizienz nicht direkt am selektierten Datensatz bestimmt werden. Die Triggereffizienz wird daher an der MonteCarlo-Simulation der elastischen Υ bestimmt.

Zuerst wird jedoch gezeigt, daß der *DIFFVM*-Generator die Daten richtig beschreibt. Dieser Vergleich wird an dem leichteren Vektormeson J/Ψ erbracht, das im Gegensatz zum Υ nicht aus $b\bar{b}$ sondern aus $c\bar{c}$ besteht und eine Masse von $m_{J/\Psi} = 3.10\,\mathrm{GeV}$ besitzt. Aufgrund der geringeren Masse wird dieses Meson sehr viel häufiger bei HERA produziert, und die Effizienz des Triggers kann direkt an den Daten bestimmt werden. Diese Effizienz kann dann mit der Vorhersage des MonteCarlo-Generators verglichen werden.

Um den Trigger s18 zu untersuchen, müssen die Daten mit einem unabhängigen Monitortrigger aufgezeichnet worden sein. Zu diesem Zweck wird der Trigger s61 verwendet, der durch das gestreute Elektron im Spaghetti-Kalorimeter ausgelöst wird. Diese Forderung verwirft die Ereignisse der Photoproduktion. Es werden daher die Ergebnisse mit der MonteCarlo-Simulation des *DIFFVM*-Generators in tiefunelastischer Streuung verglichen. Neben der Forderung eines gefundenen Elektrons im rückwärtigen Kalorimeter besitzt auch dieser Trigger das Element FTT_Mul_TD, so daß dieses nicht mit dem s61 als Monitortrigger analysiert werden kann.

Die Selektion der J/Ψ beschränkt sich auf die Daten aus den Zeitraum von Mai 2005 bis Mai 2006. Die Selektion enthält folgende Forderungen

- Trigger s61
- es gibt einen J/Ψ-Kandidaten aus dem J/Ψ-Finder-Algorithmus
- der Untergrundindikator wurde nicht gesetzt
- $|z_{vtx}| < 35\,\mathrm{cm}$
- $Q_e^2 > 1\,\mathrm{GeV}$
- maximal drei Lee-West-Spuren
- genau ein Eisenmyon (Qualität ≥ 10)
- ein Myon mit $p_t > 2.0\,\mathrm{GeV}$

Die Massenverteilung des selektierten Datensatzes und die der Signal-MonteCarlo-Simulation für J/Ψ in tiefunelastischer Streuung sind in Abbildung 5.18 gezeigt. Die Verteilung der Q_e^2-Werte ist in Abbildung 5.19 zu sehen. In den folgenden Histogrammen zur Bestimmung der Triggereffizienz in den Daten werden nur die Ereignisse aus dem Massenbereich $[2.9\,\mathrm{GeV}, 3.3\,\mathrm{GeV}]$ berücksichtigt, wie in der Massenverteilung durch die senkrechten Geraden bereits angedeutet wurde.

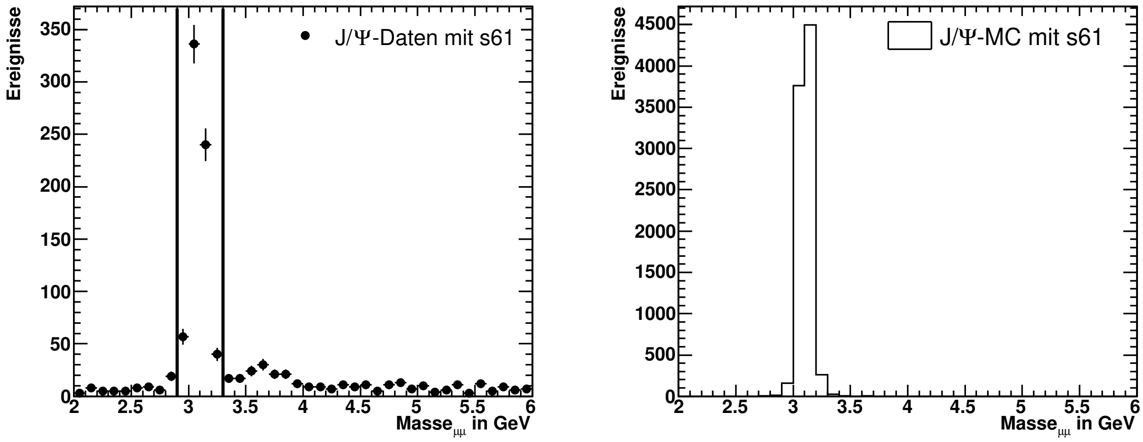


Abbildung 5.18: *Massenverteilung des J/Ψ mit s61. Links sind die Daten zu sehen, rechts die MonteCarlo-Siumulation für tiefunelastische J/Ψ.*

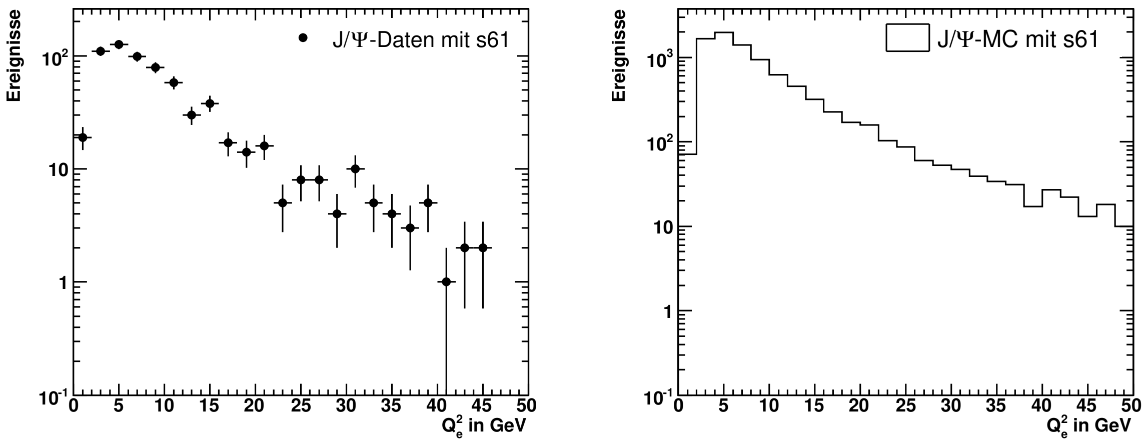


Abbildung 5.19: *Verteilung von Q_e^2 der J/Ψ mit s61. Links sind die Daten zu sehen, rechts die MonteCarlo-Siumulation für tiefunelastische J/Ψ.*

In Abbildung 5.20, in der der J/Ψ-Datensatz dargestellt ist, sieht man links die Verteilungen der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie, den Polarwinkel des gefundenen Eisenmyons und dessen Transversalimpuls sowie die Verteilung von -t. Eingetragen ist der gesamte Datensatz mit ausgelöstem Trigger s61 sowie die Verteilungen mit der zusätzlichen Forderung der Triggerelemente des s18. Dabei wurden diese in die Gruppen CIP (CIP_Sig und CIP_Mul), FTT (FTT_Mul_TA und FTT_Mul_TD) und Mu (Mu_Bar oder Mu_ECQ) eingeteilt.

Die CIP-Bedingungen zeigen einen flachen Verlauf in der Effizienz über den verschiedenen Variablen und besitzen in den Daten eine mittlere Effizienz von $86\,\%$. Die MonteCarlo-Simulation der tiefunelastischen J/Ψ, vergleiche Abbildung 5.21, beschreibt diese ebenfalls mit einer Effizienz von $86\,\%$ sehr gut. Die FTT-Bedingungen werden in den Simulationen gar nicht berücksichtigt oder mit nicht physikalischen Werten belegt, so daß diese Werte nicht mit der MonteCarlo-Simulation verglichen werden können. Die Daten zeigen eine Effizienz der einen FTT-Bedingung von $98\,\%$. Die zweite FTT-Bedingung wurde mit dem Monitortrigger s0 untersucht, der ebenfalls durch das gestreute Elektron ausgelöst wird, aber selbst keine FTT-Bedingung besitzt. Dort wurde mit dem gleichen J/Ψ-Datensatz eine Effizienz von $99\,\%$ für das Triggerelement FTT_Mul_TD gemessen.

Die Myon-Bedingungen zeigen einen flachen Verlauf im Bereich des Barrels und erreichen dort eine Effizienz von $86\,\%$. Zu kleinen und großen Polarwinkeln jedoch fällt die Effizienz stark ab, so daß in der Endkappe nur eine Effizienz von $47\,\%$ gemessen wird. Der flache Verlauf im Barrel und der Abfall zu kleinen und großen Polarwinkeln wird in der Simulation gut beschrieben. Lediglich die mittleren Werte der Effizienz unterscheiden sich etwas, $81\,\%$ in Daten und $75\,\%$ in der MonteCarlo-Simulation.

Da die Myoneffizienz auch eine Abhängigkeit des Transversalimpulses aufweist, so daß die volle Effizienz erst ab p_t-Werten von ca. $2\,\mathrm{GeV}$ erreicht wird, muss die Effizienz für die Υ-Daten mit der im Plateau der Transversalimpulsverteilung verglichen werden.

In Abbildung 5.22 sind die Verteilungen der elastischen Υ-Simulation mit den Effizienzen zu sehen. Zum Vergleich sind die entsprechenden Verteilungen des Υ-Datensatzes in Abbildung 5.23 gezeigt. Auch hier ist die starke Abhängigkeit der Mu-Bedingung von dem Polarwinkel zu erkennen. Die CIP-Bedingung erreicht auch in dieser MonteCarlo-Simulation eine Effizienz von $86\,\%$.

Da die Transversalimpulse alle oberhalb der Schwelle von $2\,\mathrm{GeV}$ liegen und die verschiedenen Abhängigkeiten verstanden und simuliert werden, wird die Triggereffizienz der Υ-MonteCarlo-Simulation wie simuliert übernommen. Die FTT-Effizienz wird, wie oben beschrieben, aus den Daten genutzt.

Die gesamte Triggereffizienz ist in Abbildung 5.24 über $W_{\gamma p}$ aufgetragen. In Tabelle 5.11 sind die bisher genannten Ergebnisse für die beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche aufgeteilt und zusammengestellt. Als systematischer Fehler wird für beide Bereiche $5\,\%$ angenommen.

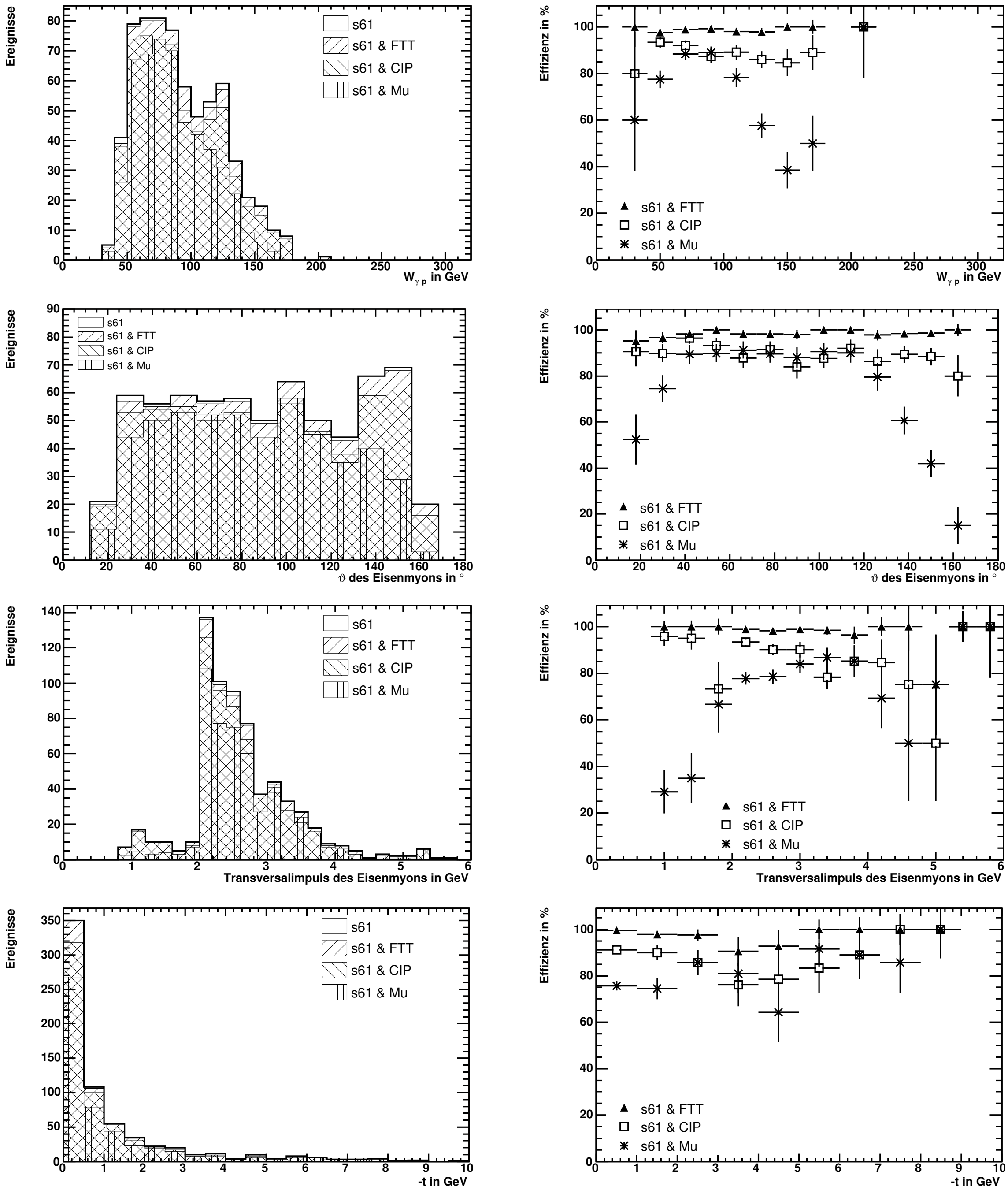


Abbildung 5.20: *Triggereffizienz der J/Ψ-Daten mit s61*

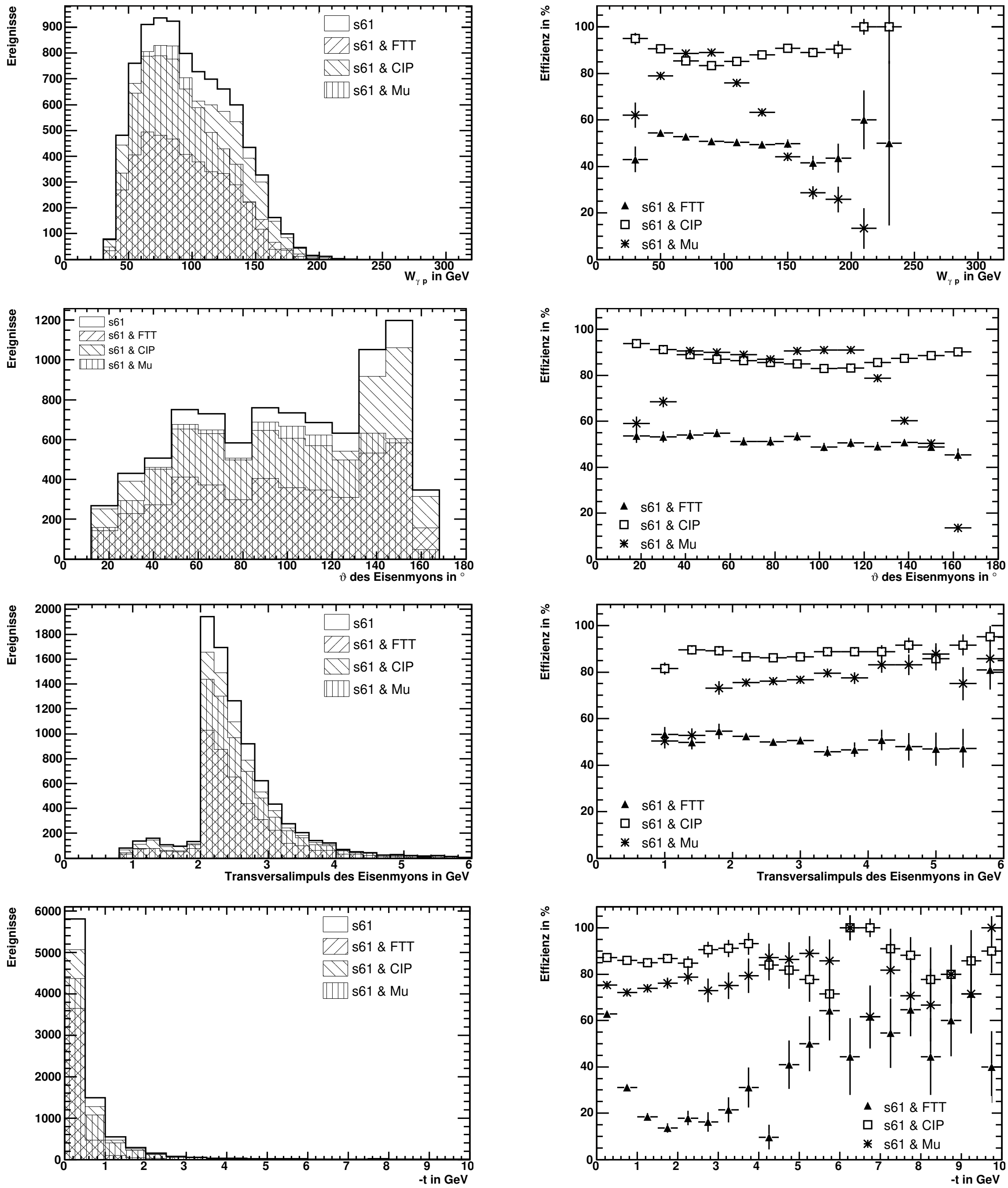


Abbildung 5.21: *Triggereffizienz der J/Ψ-MonteCarlo-Simulation mit s61*

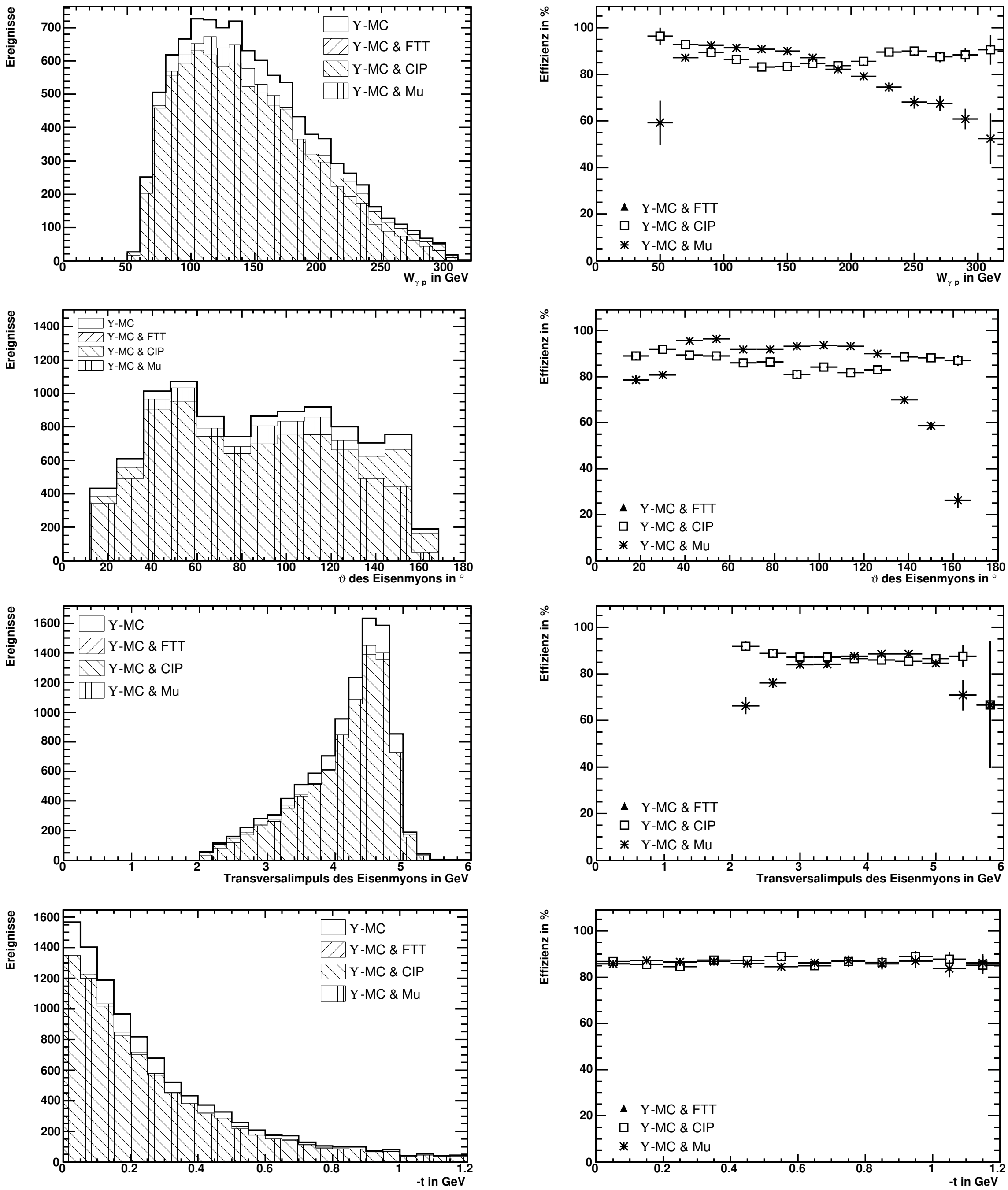


Abbildung 5.22: *Triggereffizienz der Υ-MonteCarlo-Simulation*

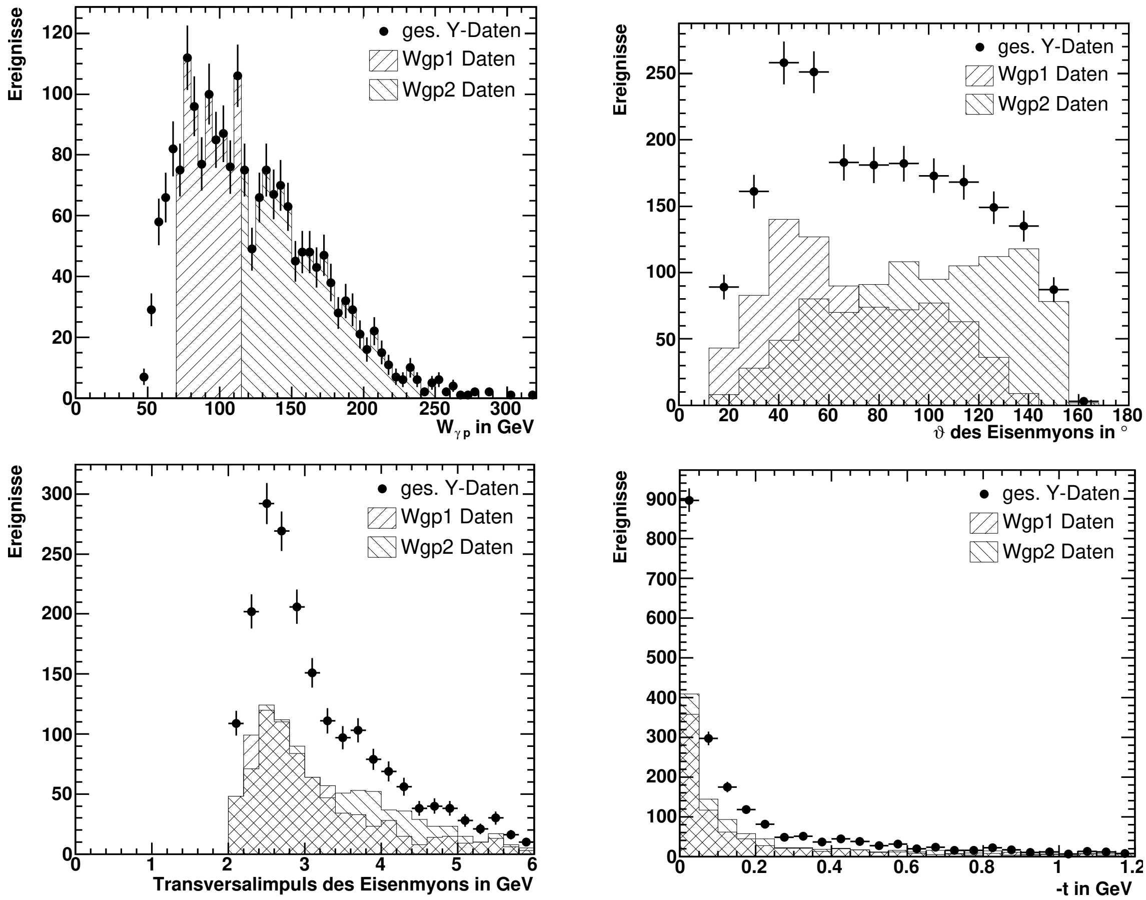


Abbildung 5.23: *Verteilungen der charakteristischen Größen der selektierten* Υ*-Daten*

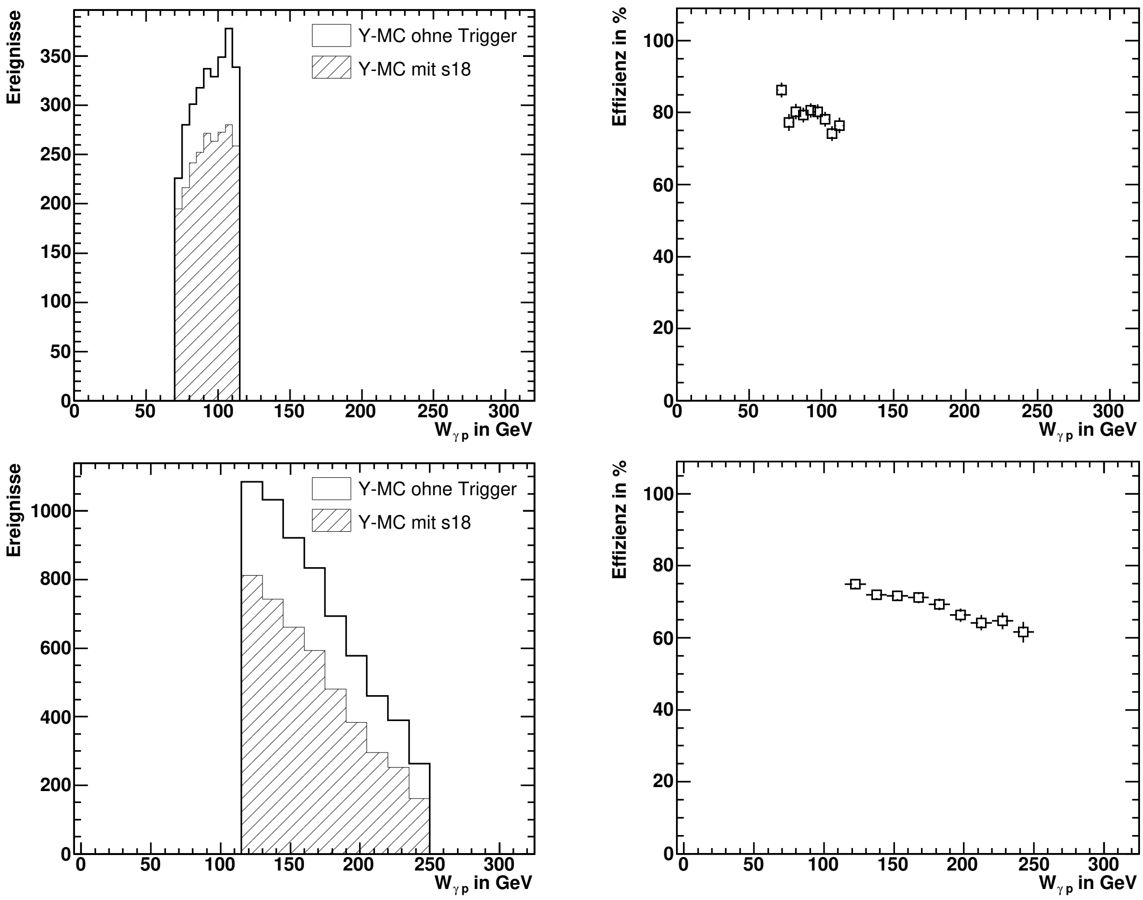


Abbildung 5.24: *s18 Triggereffizienz. Oben ist die Triggereffizienz für den ersten $W_{\gamma p}$-Bereich von* $70\,\mathrm{GeV}$ *bis* $115\,\mathrm{GeV}$ *dargestellt, unten für den Bereich von* $115\,\mathrm{GeV}$ *bis* $250\,\mathrm{GeV}$.

	$70\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 115\,\mathrm{GeV}$	$115\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 250\,\mathrm{GeV}$	**bestimmt in**
ε_{CIP}	$88.76\,\%$	$84.65\,\%$	Υ-MC
ε_{FTT}	$97.00\,\%$	$97.00\,\%$	J/Ψ-Daten
ε_{Mu}	$91.49\,\%$	$85.87\,\%$	Υ-MC
ε_{Trig}	$78.84\,\%$	$70.05\,\%$	
$\Delta\varepsilon_{Trig}$	$5.00\,\%$	$5.00\,\%$	

Tabelle 5.11: *Triggereffizienz der beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche*

5.3.4 Ergebnis der Gesamteffizienzbestimmung

Die Gesamteffizienz ε_{tot} ergibt sich aus dem Produkt der bestimmten Effizienzen. Diese sind in Tabelle 5.12 mit ihren Fehlern zusammengestellt. Das Quadrat des gesamten relativen Fehlers wurde aus der Summe der Quadrate der einzelnen Fehler ermittelt. Die Effizienzen der einzelnen Beiträge als auch die Gesamteffizienz sind in Abbildung 5.25 in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ dargestellt.

	$\mathbf{70\,GeV} < \boldsymbol{W_{\gamma p}} < \mathbf{115\,GeV}$	$\mathbf{115\,GeV} < \boldsymbol{W_{\gamma p}} < \mathbf{250\,GeV}$
$\varepsilon_A \pm \Delta\varepsilon_A$ in %	64.81 ± 3.00	73.62 ± 3.00
$\varepsilon_{Sel} \pm \Delta\varepsilon_{Sel}$ in %	68.86 ± 5.00	67.13 ± 5.00
$\varepsilon_{Trig} \pm \Delta\varepsilon_{Trig}$ in %	78.84 ± 5.00	70.05 ± 5.00
$\varepsilon_{tot} \pm \Delta\varepsilon_{tot}$ in %	35.18 ± 3.76	34.62 ± 3.84

Tabelle 5.12: *Gesamteffizienz der $W_{\gamma p}$-Bereiche und dessen Beiträge*

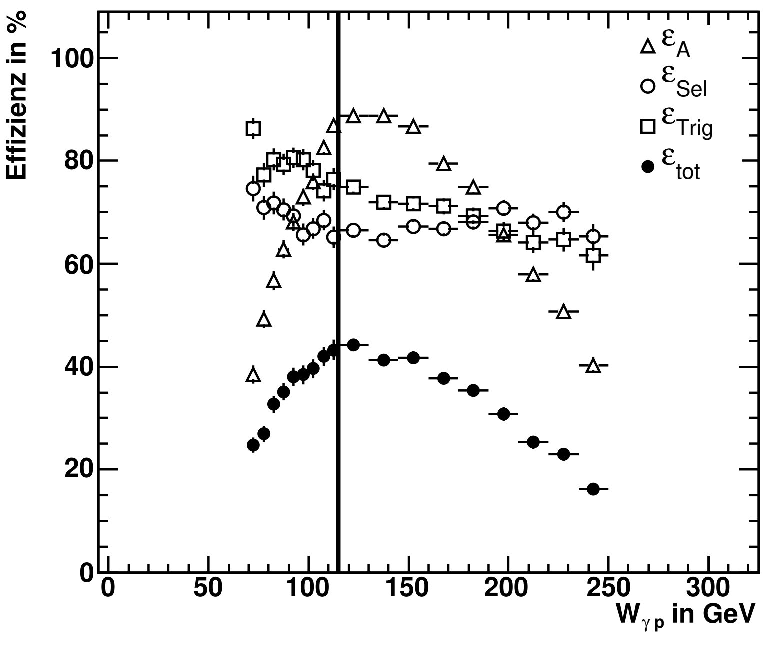


Abbildung 5.25: *Dargestellt sind hier die Gesamteffizienz ε_{tot} sowie die einzelnen Beiträge: die geometrische Akzeptanz ε_A, die Selektionseffizienz ε_{Sel} und die Triggereffizienz ε_{Trig}*

5.4 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes erfolgt mit den bereits diskutierten Formeln

$$\sigma_{ep} = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot \mathrm{BR}} \qquad \text{sowie} \qquad N = N_{Sig} \cdot \frac{f_{el}}{\varepsilon_{tot}}$$

In Tabelle 5.13 sind die ermittelten Werte aus den letzten Abschnitten zusammengetragen und die ermittelten Wirkungsquerschnitte für die elastische Reaktion ($ep \rightarrow ep\Upsilon$) aufgeführt.

	$\mathbf{70\,GeV} < W_{\gamma p} < \mathbf{115\,GeV}$	$\mathbf{115\,GeV} < W_{\gamma p} < \mathbf{250\,GeV}$
N_{Sig}	$12.2 \pm 6.9 \pm 1.1$	$22.3 \pm 10.1 \pm 4.4$
f_{el} in %	73.25 ± 8.00	73.05 ± 8.00
ε_{tot} in %	35.18 ± 3.76	34.62 ± 3.84
N	$25.3 \pm 14.4 \pm 4.5$	$47.08 \pm 21.31 \pm 11.85$
$\mathcal{L}$ in nb	212.7 ± 4.3	
BR in %	2.48 ± 0.06	
σ_{ep} in pb	$4.80 \pm 2.2 \pm 0.87$	$8.92 \pm 4.04 \pm 2.26$

Tabelle 5.13: *Wirkungsquerschnitte in ep-Streuung*

Durch die Berechnung der Flußfaktoren mit Hilfe der Weizsäcker-Williams-Approximation kann dieser ep-Wirkungsquerschnitt nun in den γp-Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden. Die Flußfaktoren, die Ergebnisse für die γp-Wirkungsquerschnitte sowie die berechneten Schwerpunkte der $W_{\gamma p}$-Verteilungen sind in Tabelle 5.14 zu finden.

	$\mathbf{70\,GeV} < W_{\gamma p} < \mathbf{115\,GeV}$	$\mathbf{115\,GeV} < W_{\gamma p} < \mathbf{250\,GeV}$
$\langle W_{\gamma p} \rangle$ in GeV	102.2	169.3
σ_{ep} in pb	$4.80 \pm 2.72 \pm 0.87$	$8.92 \pm 4.04 \pm 2.26$
$f_{e\gamma}$	0.0407	0.0444
$\sigma_{\gamma p}$ in pb	$117.9 \pm 66.9 \pm 21.3$	$201.2 \pm 91.1 \pm 51.0$

Tabelle 5.14: *Wirkungsquerschnitte in γp-Streuung der beiden $W_{\gamma p}$-Bereiche*

Die gleichen Schritte zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wurden auch zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für den gesamten $W_{\gamma p}$-Bereich von $70\,\mathrm{GeV}$ bis $250\,\mathrm{GeV}$ durchgeführt. Hier werden in Tabelle 5.15 nur die Ergebnisse der Berechnung gezeigt.

Die ermittelten Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 5.26 mit den Ergebnissen vorheriger Analysen als Funktion von $W_{\gamma p}$ dargestellt.

	$\mathbf{70\,GeV < W_{\gamma p} < 250\,GeV}$
N_{Sig}	$26.4 \pm 11.6 \pm 2.0$
f_{el} in $\%$	73.1 ± 8.0
ε_A in $\%$	70.7 ± 3.0
ε_{Sel} in $\%$	67.7 ± 5.0
ε_{Trig} in $\%$	72.8 ± 5.0
N	$55.4 \pm 24.4 \pm 9.6$
$\mathcal{L}$ in nb	212.7 ± 4.3
BR in $\%$	2.48 ± 0.06
σ_{ep} in pb	$10.50 \pm 4.62 \pm 1.85$
$f_{e\gamma}$	0.0851
$\sigma_{\gamma p}$ in pb	$123.5 \pm 54.4 \pm 21.7$
$\langle W_{\gamma p} \rangle$ in GeV	135.1

Tabelle 5.15: *Wirkungsquerschnitt in γp-Streuung für den gesamten $W_{\gamma p}$-Bereich*

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte fallen kleiner aus als in den beiden vorherigen Analysen, die wegen der noch kleineren Statistik sehr anfällig für zufällige Fluktuationen waren. Innerhalb der Fehler sind jedoch alle Messungen miteinander verträglich.

Zum besseren Vergleich sind in Tabelle 5.16 die verschiedenen Analysen einander gegenübergestellt. Zu sehen sind die berücksichtigte integrierte Luminosität, der betrachtete $W_{\gamma p}$-Bereich sowie die Anzahl der gefundenen Signalereignisse. Der Korrekturfaktor beinhaltet die Gesamteffizienz als auch den elastischen Anteil des Datensatzes und ergibt mit der gemessenen Ereigniszahl multipliziert die gesamte Anzahl der elastisch erzeugten Υ-Mesonen an.

Analyse	$\int \mathcal{L}dt$ **in** pb^{-1}	$W_{\gamma p}$ **in** GeV	**Signalereignisse**	**Korrektur**
Zeus 1998 [Bre98b]	43.2	$80 - 160$	17.1	1.20
H1 2000 [Adl00]	27.5	$70 - 250$	12.3 ± 6.2	2.60
diese Analyse	212.7	$70 - 250$	26.4 ± 11.8	2.10
diese Analyse	212.7	$70 - 115$	12.2 ± 7.0	2.08
diese Analyse	212.7	$115 - 250$	22.3 ± 11.0	2.11

Tabelle 5.16: *Ereigniszahlvergleich der verschiedenen Analysen*

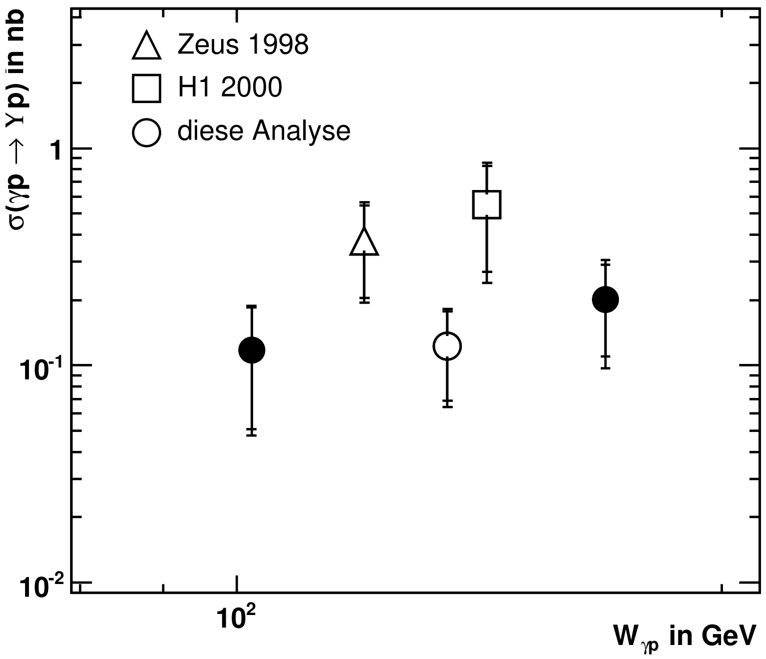


Abbildung 5.26: *γp-Wirkungsquerschnitt als Funktion von $W_{\gamma p}$. Dargestellt durch die Kreise sind die Ergebnisse dieser Analyse. Der offene Kreis berücksichtigt den gesamten $W_{\gamma p}$-Bereich, die gefüllten Kreise zeigen die Ergebnisse der $W_{\gamma p}$-Teilbereiche. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Veröffentlichungen von Zeus [Bre98b] und H1 [Adl00] dargestellt.*

5.5 Bestimmung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

Die Energieabhängigkeit wird durch eine lineare Anpassung in der logarithmischen Darstellung bestimmt, um den Exponenten δ in der parametrisierten Form

$$\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$$

zu erhalten. Als Ergebnis erhält man $\delta = 1.06 \pm 1.77$. Durch die mangelnde Statistik und die daraus folgenden großen Fehler an den Wirkungsquerschnitten kann wegen des großen Fehlers an dem Steigungsparameter δ hier die Vorhersage von $\delta = 1.7$ [LLF99] weder verifiziert noch falsifiziert werden.

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Analyse war es, den Wirkungsquerschnitt der elastischen, diffraktiven Υ-Produktion in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie zu bestimmen. Dazu wurde der myonische Zerfallskanal des Υ(1s) untersucht ($\Upsilon(1s) \rightarrow \mu^+\mu^-$).

Die Selektion der Υ-Kandidaten erforderte zunächst die Trennung von ep-induzierten Ereignissen und Ereignissen mit kosmischen Myonen. Weiterhin wurde im Bereich der Photoproduktion durch Schnitte auf die Eigenschaften der Zerfallsmyonen und auf die gefundene Spurmultiplizität ein Datensatz mit Υ-Kandidaten aus Zweimyon-Ereignissen erstellt.
Mit Hilfe des Vorwärtsmyonsystems und des Vorwärts-Flüssig-Argon-Kalorimeters wurde der Datensatz mit elastischen Ereignissen angereichert, so daß es möglich war, den Anteil elastischer Ereignisse am gesamten Datensatz abzuschätzen. Der Abschätzung wurde ein gleich großes Produktionsverhältnis zugrunde gelegt.
Zur Bestimmung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wurde dieser Datensatz in zwei $W_{\gamma p}$-Bereiche aufgeteilt. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte folgte dann die Bestimmung der geometrischen Akzeptanz sowie der Selektions- und Triggereffizienz. Ein großer Teil der Ergebnisanalyse beschäftigte sich mit der Bestimmung der gefundenen Ereigniszahl mit Hilfe verschiedener Methoden.

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für elastische, diffraktive Υ erweist sich aufgrund der mangelnden Statistik als sehr schwierig.
Die ermittelten Wirkungsquerschnitte für den Bereich $70\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 250\,\mathrm{GeV}$ sowie für die beiden Teilbereiche $70\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 115\,\mathrm{GeV}$ und $115\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 250\,\mathrm{GeV}$ sind in Tabelle 6.1 und Abbildung 6.1 mit den beiden Messungen der H1-Kollaboration aus dem Jahr 2000 [Adl00] und der Zeus-Kollaboration aus dem Jahr 1998 [Bre98b] zusammengestellt.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind niedriger als die aus den vorherigen Analysen, die aufgrund der geringeren Statistik noch anfälliger für zufällige Fluktuationen des Untergrundes sind. Innerhalb der Fehler sind jedoch alle Messungen miteinander kompatibel.
Die Vorhersage der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes mit $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{1.7}$ von [LLF99] kann wegen der experimentell bestimmten Fehler weder verifiziert noch falsifiziert werden.

Analyse	$\langle W_{\gamma p} \rangle$ **in GeV**	$\boldsymbol{\sigma_{\gamma p}}$ **in nb**
Zeus 1998 [Bre98b]	120	$0.375 \pm 0.170^{+75}_{-64}$
H1 2000 [Adl00]	143	$0.55 \pm 0.28 \pm 0.14$
diese Analyse	135	$0.123 \pm 0.054 \pm 0.022$
	102	$0.118 \pm 0.067 \pm 0.021$
	169	$0.201 \pm 0.091 \pm 0.051$

Tabelle 6.1: *Wirkungsquerschnitt in γp-Streuung*

Um den Untergrund der kosmischen Myonen zu verwerfen, müssen harte Forderungen an die Zerfallsmyonen gestellt werden; zugleich dürfen jedoch die Forderungen der geringen Statistik wegen nur minimal Signalereignisse verwerfen. Die Unterdrückung des kosmischen Untergrundes ist ein essentieller Schritt in der Selektion.

Eine sehr große Schwierigkeit der Analyse besteht in der Trennung der elastischen von den protondissoziativen Ereignissen. Auch ein besseres Verständnis des Verhältnisses der elastischen zur protondissoziativen Produktion könnte die systematischen Unsicherheiten senken und die Berechnung des elastischen Anteils bei loseren Forderungen an die Vorwärtsdetektoren ermöglichen. Die Trennung der Produktionsmechanismen wird über die Detektion des Protonrestes in den Vorwärtsdetektoren ermöglicht. Die MonteCarlo-Simulation für die Detektorkonfiguration HERA-II befindet sich noch in der Entwicklung. So wurde z. B. in dieser Analyse das statistische Rauschen im Vorwärtsmyonsystem separat modelliert. Auch eine Berücksichtigung der FTT-Triggerelemente in den MonteCarlo-Simulationen würde die Auswertung abrunden.

Weitere Schritte zur Erweiterung der Analyse könnten darin bestehen, die Selektion in sehr kleine und sehr große Bereiche des Polarwinkels auszudehnen, da gerade dort ein Anstieg der Signalereignisse zu erwarten ist.
Durch eine genaue Analyse des Myonpaar-Photoproduktionsuntergrundes bei einer höheren Statistik der MonteCarlo-Simulationen könnte der erwartete Untergrund besser verstanden werden und so die Bestimmung der Anzahl der gefundenen Signalereignisse genauer erfolgen. Auch eine Berücksichtigung der Bremsstrahlungsprozesse in der Untergrund-Simulation könnte eine mögliche Erweiterung dieser Arbeit sein.

Der größte limitierende Faktor dieser Analyse ist jedoch die durch den geringen Wirkungsquerschnitt bedingte geringe Statistik. Die Analyse der gesamten Daten des H1-Detektors, inklusive der letzten Datennahme-Periode bis Mitte 2007, wird sehr interessant werden. Mit verbesserten Triggern sollen bis zum Ende der Datennahme weitere $150\,\mathrm{pb}^{-1}$ integrierte Luminosität aufgezeichnet werden.

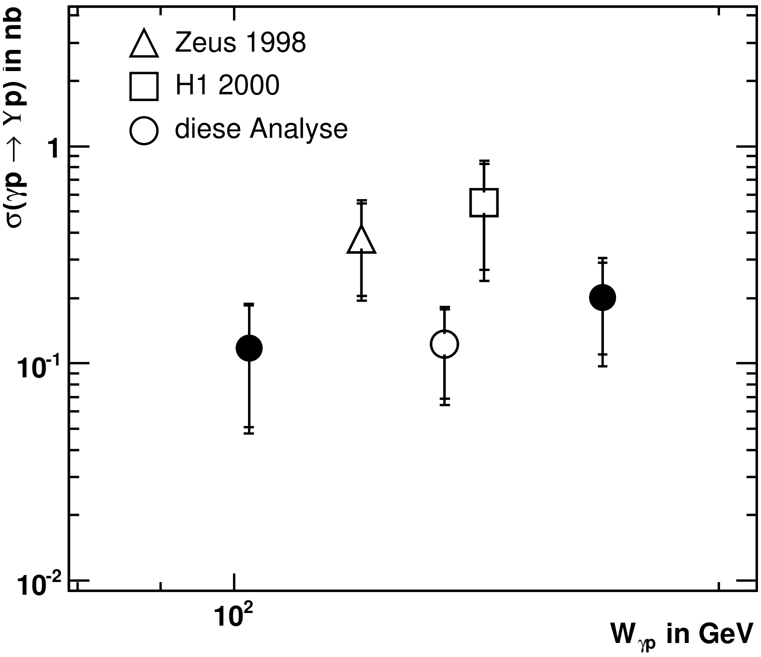


Abbildung 6.1: *γp-Wirkungsquerschnitt als Funktion von $W_{\gamma p}$. Dargestellt durch die Kreise sind die Ergebnisse dieser Analyse. Der offene Kreis berücksichtigt den gesamten $W_{\gamma p}$-Bereich, die gefüllten Kreise zeigen die Ergebnisse der $W_{\gamma p}$-Teilbereiche. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Veröffentlichungen von Zeus [Bre98b] und H1 [Adl00] dargestellt.*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Abt97] I. Abt et al. *The H1 detector at HERA*. Nucl. Instrum. Meth., A386:310–347, 1997.

[Adl00] C. Adloff et al. *Elastic photoproduction of J/Psi and Upsilon mesons at HERA*. Phys. Lett., B483:23–35, 2000.

[Aid95] S. Aid et al. *Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy*. Z. Phys., C69:27–38, 1995.

[Aid96a] S. Aid et al. *Elastic and Inelastic Photoproduction of J/Ψ Mesons at HERA*. Nucl. Phys., B472:3–31, 1996.

[Aid96b] S. Aid et al. *Elastic Electroproduction of ρ^0 and J/Ψ Mesons at large Q^2 at HERA*. Nucl. Phys., B468:3–36, 1996.

[And93] B. Andrieu et al. *The H1 liquid argon calorimeter system*. Nucl. Instrum. Meth., A336:460–498, 1993.

[App97] R. D. Appuhn et al. *The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter*. Nucl. Instrum. Meth., A386:397–408, 1997.

[Bai01a] A. Baird et al. *A fast high resolution track trigger for the H1 experiment*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 48:1276–1285, 2001.

[Bai01b] A. Baird et al. *A fast track trigger for the H1 Collaboration*. Nucl. Instrum. Meth., A461:461–464, 2001.

[Ber05] Niklaus Berger. *How the Fast Track Trigger works*, Mai 2005. Vortrag im Freitagsseminar, DESY, Hamburg.

[Bre97] J. Breitweg et al. *Measurement of elastic J/Psi photoproduction at HERA*. Z. Phys., C75:215–228, 1997.

[Bre98a] J. Breitweg et al. *Elastic and proton-dissociative ρ^0 photoproduction at HERA*. Eur. Phys. J., C2:247–267, 1998.

[Bre98b] J. Breitweg et al. *Measurement of elastic Upsilon photoproduction at HERA*. Phys. Lett., B437:432–444, 1998.

[Bud75] V. M. Budnev et al. *Equivalent Photon Approximation*. Phys. Rep., C15:181, 1975.

[Dar78] C. W. Darden et al. *Observation of a narrow resonance at* $9.46\,\mathrm{GeV}$ *in electron-positron annihilations*. Phys. Lett., B76:246, 1978.

[Der94] M. Derrick et al. *Measurement of total and partial photon proton cross sections at 180 GeV center-of-mass energy*. Z. Phys., C63:391–408, 1994.

[Der95] M. Derrick et al. *Measurement of elastic* ρ^0 *photoproduction at HERA*. Z. Phys., C69:39–54, 1995.

[Der96a] M. Derrick et al. *Measurement of elastic* ω *photoproduction at HERA*. Z. Phys., C73:73–84, 1996.

[Der96b] M. Derrick et al. *Measurement of the Reaction* $\gamma^* p \to \phi p$ *in Deep Inelastic* e^+p *Scattering at HERA*. Phys. Lett., B380:220–234, 1996.

[FJ79] A. Blondel F. Jacquet. *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*. DESY-Report, DESY-79-048:377, 1979.

[FS95] H. Krehbiel U. Straumann und J. Coughlan F. Sefkow, E. Elsen. *Experience with the first level trigger of H1*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 42:900–904, 1995.

[Gro00] D. E. Groom et al. *Review of particle Physics*. Eur. Phys. J., C15:1, 2000.

[Gro04] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet*. Physical Letters, 2004.

[Gwi06] Carl Gwilliam. *Diffractive Photoproduction of* ρ *Mesons with Large Momentum Transfer at HERA*. Dissertation, University of Manchester, Juli 2006.

[Hab05] Shiraz Z. Habib. *Measurement of unpolarized inclusive neutral current cross sections in positron proton collisions at* $\sqrt{s} \approx 320\,\mathrm{GeV}$. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Juli 2005.

[Hal06] Lea Hallermann. *Suche nach W-Bosonen bei H1 in Daten aus dem Jahr 2005*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Juli 2006.

[Hel06] Christian Helebrant. *Analyse von Reaktionen des geladenen schwachen Stromes und Suche nach Leptoquarks in HERA-II-Daten von 2005*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Januar 2006.

[Hof00] D. Hoffmann. *Zwei-Elektron-Ereignisse im H1-Detektor*. 2000. DESY-THESIS-2000-001.

[Inn77] Walter R. Innes et al. *Observation of structure in the* Υ *region*. Phys. Rev. Lett., 39:1240, 1977.

[Koh97] J. K. Kohne et al. *Realization of a second level neural network trigger for the H1 experiment at HERA*. Nucl. Instrum. Meth., A389:128–133, 1997.

[Lis98] B. List and A. Mastroberardino. *DIFFVM: A Monte Carlo generator for diffractive processes in ep scattering*. 1998. Prepared for Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting), Hamburg, 27-30 Apr 1998.

[LLF99] M. F. McDermott und M. Strikman L. L. Frankfurt. *Diffractive photoproduction of Upsilon at HERA*. JHEP, 02:002, 1999.

[Loh06] Kristin Lohwasser. *Optimisation of the selection capability of the H1 Fast Track Trigger*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, Juli 2006.

[Mey91] J. Meyer. *Guide to simulation programm H1SIM*. H1 internal software manual, 1991.

[Nic96] T. Nicholls et al. *Performance of an electromagnetic lead/scintillating fiber calorimeter for the H1 detector*. Nucl. Instrum. Meth., A374:149–156, 1996.

[Nic98] T. Nicholls et al. *Concept, design and performance of the second level trigger of the H1 detector*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 45:810–816, 1998.

[Pit00] D. Pitzl et al. *The H1 silicon vertex detector*. Nucl. Instrum. Meth., A454:334–349, 2000.

[Reg59] T. Regge. *Introduction to complex orbital momenta*. Nuovo Cim., 14:951, 1959.

[Sak69] J. J. Sakurai. *Vector meson dominance and high-energy electron proton inelastic scattering*. Phys. Rev. Lett., 22:981–984, 1969.

[Sch95] Peter Schmüser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, 1995.

[Sch01] Carsten Schmitz. *Diffraktive Photoproduktion von Charmonium im H1-Detektor bei HERA*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Juli 2001.

[Sch02] Carsten Schmitz. *Elektroproduktion von Myon-Paaren im Massenbereich der Υ-Resonanz*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Aachen, I. Physikalische Institut, Juli 2002.

[SPB91] H. Shooshtari und J. A. M. Vermaseren S. P. Baranov, O. Duenger. *LPAIR: A generator for lepton pair production*. 1991. In *Hamburg 1991, Proceedings, Physics at HERA, vol. 3* 1478-1482. (see HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No. 12988).

[Ste05] Michael Steder. *Myonidentifikation im Kalorimeter des H1-Detektors mit Neuronalen Netzen*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, März 2005.

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

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