Elektroproduktion von Myon-Paaren im Massenbereich der Υ-Resonanz

von

Carsten Schmitz

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Juli 2002

angefertigt im
I. Physikalischen Institut

Prof. Dr. Ch. Berger

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das heutige Bild des Mikrokosmos zeigt die Konstituenten der Materie als zwei Sorten punktförmiger Teilchen: Quarks und Leptonen.

$$\text{Quarks}\left\{ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \right. \qquad \text{Leptonen}\left\{ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \right.$$

Die Wechselwirkungen dieser elementaren Bestandteile werden im Standardmodell der Elementarteilchenphysik auf den Austausch von Bosonen zurückgeführt. Zum einen sind es das masselose Photon (γ) sowie drei weitere Eichbosonen (Z^0, $W^\pm$), welche die elektroschwache Wechselwirkung vermitteln, zum anderen acht Gluonen, durch deren Austausch die starke Wechselwirkung beschrieben wird.
An der starken Wechselwirkung nehmen ausschließlich Quarks teil, wodurch Quarks und Leptonen objektiv zu unterscheiden sind.
Wenn ein Quark und ein Antiquark über die starke Wechselwirkung einen gebundenen Zustand mit den Quantenzahlen des Photons bilden, wird dieser Zustand ein Vektormeson genannt. Das Υ-Meson ist ein solches Vektormeson und wird als gebundener Zustand eines $b\bar{b}$-Paares interpretiert. Da die kurze Lebensdauer des Topquarks einen gebundenen Zustand aus Top- und Antitopquark verbietet, ist das Υ-Meson, abgesehen von angeregten Zuständen, das schwerste experimentell zugängliche Vektormeson.
Vektormesonen werden in der ep-Streuung vornehmlich in sogenannten diffraktiven Prozessen erzeugt, die nicht durch Störungsrechnung im Rahmen der Quantenchromodynamik beschrieben werden können. Zur Beschreibung bedient man sich der Regge-Theorie, deren Wurzeln in der nichtrelativistischen Potentialstreuung liegen.
Wegen des phänomenologischen Charakters dieser Beschreibung ist es von besonderem Interesse, ein tieferes physikalisches Verständnis der diffraktiven Streuprozesse zu gewinnen. Hierzu liefert das Υ-Meson durch die hohe Masse eine vergleichsweise *harte Skala*, die bessere Vorhersagen störungstheoretischer Näherungen erlaubt.
Abbildung 1 zeigt elastische Photoproduktionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie für verschiedene Vektormesonen. Im Falle des bereits vergleichsweise schweren J/ψ-Mesons lässt sich ein schon steilerer Anstieg des Wirkungsquerschnitts beobachten und theoretische Modelle sagen für das Υ-Meson einen noch stärkeren Anstieg voraus, wie diese Abbildung zeigt.

Wegen der statistischen Unsicherheit bisheriger Messungen zum Υ-Meson konnte dies bislang nicht experimentell bestätigt werden.

Neben der diffraktiven Produktion können Vektormesonen in der ep-Streuung auch nicht-diffraktiv, vornehmlich durch Photon-Gluon-Fusion, erzeugt werden. Bisweilen wurden in der ep-Streuung jedoch keine derartigen durch Photon-Gluon-Fusion erzeugten Υ-Mesonen nachgewiesen. Das bietet weiteren Anlass zur intensiven Studie der Υ-Produktion in der ep-Streuung.

Diese Arbeit umfasst die inklusive, nicht-prozessspezifische, Υ-Produktion am H1-Experiment. Darüber hinaus werden Ergebnisse für separierte Produktionsprozesse vorgestellt, unter anderem eine Abschätzung des elastischen Photoproduktionswirkungsquerschnitts sowie erste Kandidaten für Υ-Ereignisse der Photon-Gluon-Fusion. Zu diesem Zweck werden reprozessierte Daten des H1-Experimentes der Jahre 1998, 1999 und 2000 kombiniert, wodurch im Vergleich zur vorhergehenden Analyse von Υ-Mesonen etwa die doppelte Datenmenge zur Verfügung steht. Die Verwendung reprozessierter Daten ermöglicht eine deutlich verbesserte Rekonstruktion der Kinematik.

Nachgewiesen werden die Υ-Mesonen in dieser Arbeit über ihren Zerfall in zwei Myonen, da diese eine eindeutige Signatur im Detektor erzeugen.

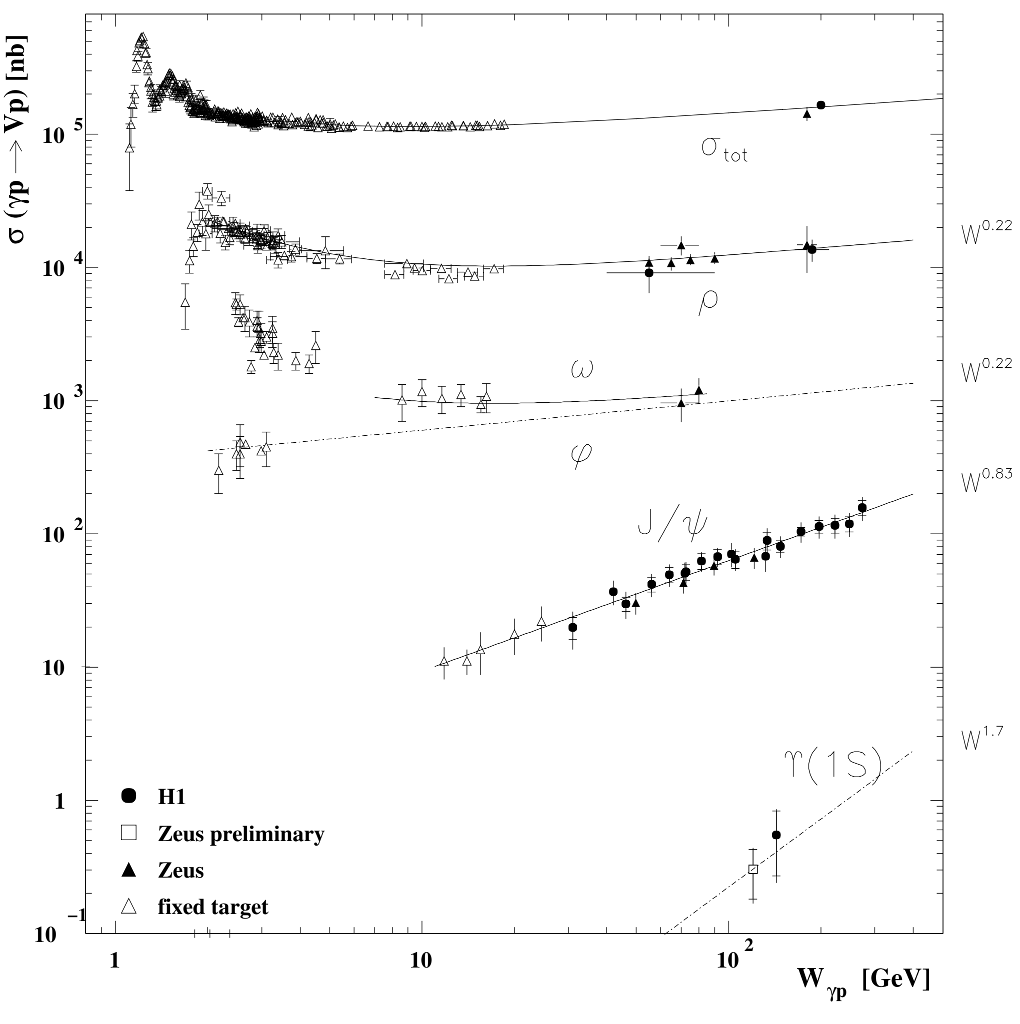


Abb. 1: Zusammenstellung verschiedener Messungen von $\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}$ und $\sigma_{\gamma p}$ für verschiedene Vektormesonen. Durchgezogene Linien kennzeichnen Anpassungen der Daten. Gestrichelte Linie zeigen Vorhersagen der Form $\sigma \sim W_{\gamma p}^{\delta}$. Die Vorhersage lässt für das Υ-Meson einen steilen Anstieg der Energieabhängigkeit erwarten. Eine experimentelle Verifikation ist wegen der großen Fehler der Messungen aber bislang nicht gegeben.

1

HERA und das H1-Experiment

Dieses Kapitel liefert einen Überblick über den Speicherring HERA[1] und das H1-Experiment, mit dem die in dieser Arbeit verwendeten Daten der Jahre 1998-2000 gewonnen wurden. Ausführliche Beschreibungen finden sich in [1] und [2].

1.1 HERA

Der Speicherring HERA (Abbildung 1.1) des DESY[2] in Hamburg bietet weltweit die einzige Möglichkeit zur Untersuchung hochenergetischer Kollisionen zwischen Elektronen und Protonen. Es handelt sich um einen Doppel-Speicherring mit einem Umfang von 6,3 km, in dem Elektronen bei einer Energie von $E_e = 27{,}6$ GeV und Protonen bei einer Energie von $E_p = 920$ GeV gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Daraus ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 318$ GeV. Neben Elektronen können auch Positronen als Strahlteilchen verwendet und am Protonenstrahl gestreut werden. Ein Vorteil bei der Verwendung von Positronen liegt in einer längeren Lebensdauer des Leptonenstrahls.
In dem in dieser Arbeit betrachteten Datennahmezeitraum wurden in der ersten Hälfte des Jahres 1999 Elektronen, danach bis Ende des Jahres 2000 Positronen verwendet. Für die betrachtete Υ-Erzeugung ist es aber im untersuchten kinematischen Bereich nicht von Bedeutung, ob es sich bei den Streupartnern um Elektronen oder Positronen handelt[3].

1.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor (Abbildung 1.2) umschließt nahezu den gesamten Raumwinkelbereich, um eine möglichst vollständige Rekonstruktion der Ereignistopologie zu ermögli-

---

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

[2] **D**eutsches-**E**lektronen-**Sy**nchrotron

[3] Der Begriff „Elektronen“ wird deshalb im Folgenden als Sammelbegriff für Elektronen und Positronen verwendet.

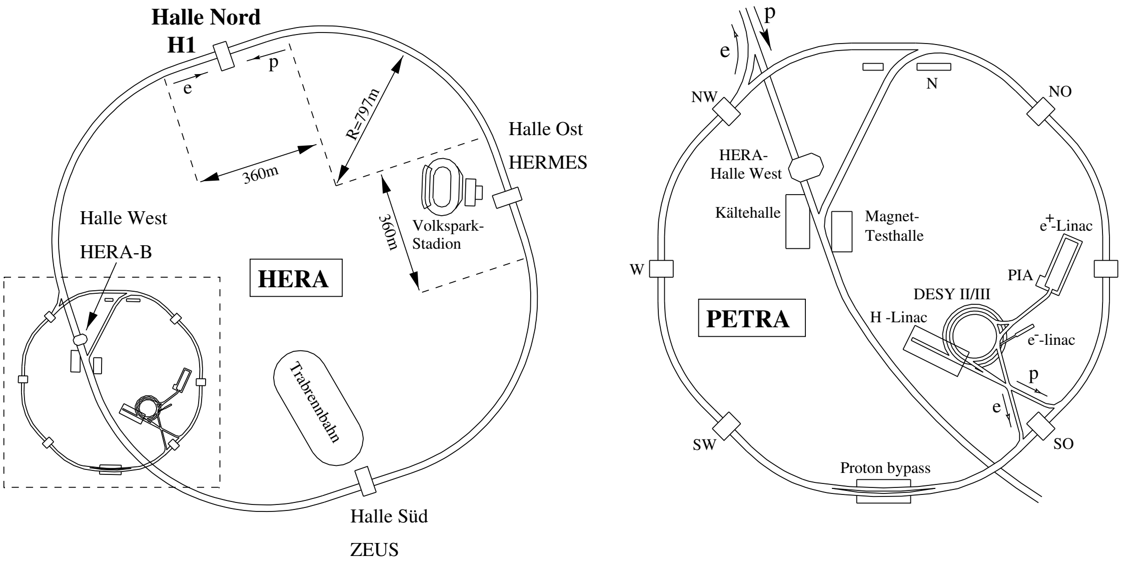


Abb. 1.1: Der Elektron-Proton-Speicherring HERA mit Vorbeschleunigern.

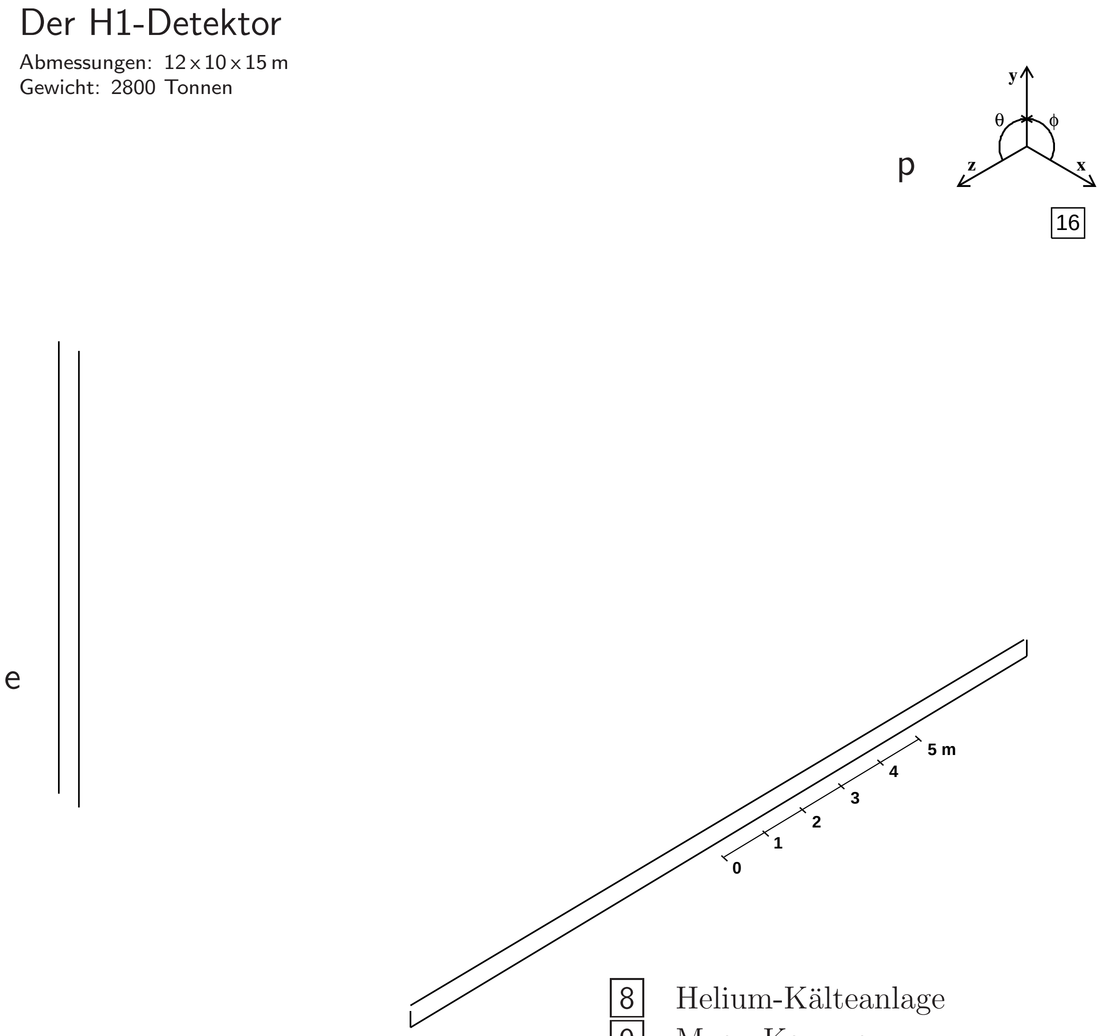
chen. Aufgrund der Schwerpunktsbewegung des Elektron-Proton-Systems in Protonrichtung, ist der H1-Detektor asymmetrisch aufgebaut.
Das rechtshändige Koordinatensystem ist so gewählt, dass die z-Achse mit der Strahlachse zusammenfällt und die Protonen sich in positive z-Richtung bewegen. Die x-Achse zeigt zum Speicherringmittelpunkt und die y-Achse nach oben. Der Polarwinkel θ wird relativ zur Protonenstrahlrichtung gemessen und der Azimuthalwinkel ϕ liegt in der (x, y)-Ebene. Der Nullpunkt des Koordinatensystems befindet sich im nominellen Wechselwirkungspunkt (Vertex).
Im Folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen Detektorkomponenten kurz beschrieben:

Das Flüssig-Argon Kalorimeter

Das Flüssig-Argon Kalorimeter (LAr[4]) deckt einen Polarwinkelbereich von $\theta = 4°$ bis $\theta = 153°$ ab (Abbildung 1.3). Es gliedert sich in einen inneren elektromagnetischen und einen darum gelegenen hadronischen Teil. Beide Teile setzen sich aus einer wechselnden Anordnung von Absorberplatten und Schichten flüssigen Argons zusammen. Die Absorberplatten bestehen im elektromagnetischen Kalorimeter aus Blei, im hadronischen Kalorimeter aus Stahl. Das flüssige Argon in den Zwischenräumen dient als Nachweismaterial. Die Energieauflösung σ_E/E im elektromagnetischen Teil ist um einen Faktor vier besser als im hadronischen Teil.
Das LAr-Kalorimeter wird in dieser Arbeit neben dem Myonsystem dazu genutzt, Myonen nachzuweisen. Man identifiziert sie im Kalorimeter über ihre Signatur als

---

[4] engl.: liquid Argon Calorimeter



1	Strahlrohr und Strahlmagnete
2	Zentrale Spurkammern
3	Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule
4	Elektromagn. LAr-Kalorimeter
5	Hadronisches LAr-Kalorimeter
6	Supraleitende Spule (1.15 T)
7	Kompensationsmagnet
8	Helium-Kälteanlage
9	Myon-Kammern
10	Instrumentiertes Eisen
11	Myon-Toroid-Magnet
12	SPACAL und Backward DC
13	PLUG Kalorimeter
14	Betonabschirmung
15	Flüssig-Argon-Kryostat
16	H1-Koordinatensystem

Abb. 1.2: Eine isometrische Sicht des H1-Detektors.

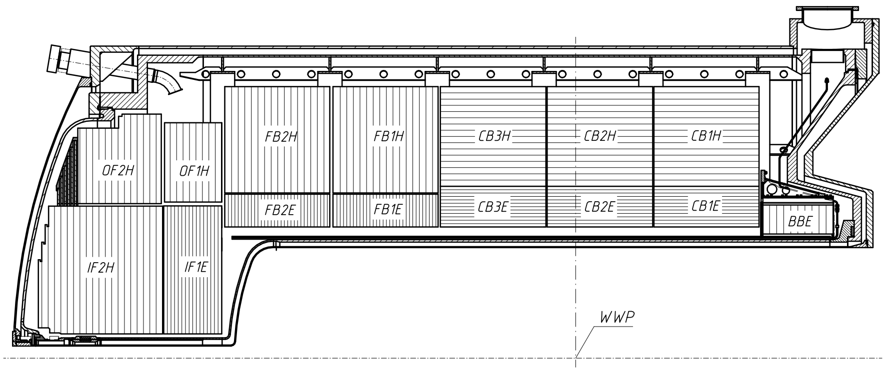


Abb. 1.3: Das LAr-Kalorimeter im Längsschnitt.

minimal ionisierende Teilchen (Abschnitt 4.2.2). Weitere Informationen zum LAr-Kalorimeter finden sich in [3].

Das Spaghetti-Kalorimeter (SPACAL)

Das SPACAL [4] besteht wie das LAr-Kalorimeter aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Es dient hauptsächlich der Energiemessung von gestreuten Elektronen im Rückwärtsbereich von $\theta = 153^\circ$ bis $\theta = 177,8^\circ$.

Die inneren Spurkammersysteme

Die inneren Spurkammersysteme (Abbildung 1.4) bestehen aus zwei Hauptteilen: dem zentralen Spurkammersystem (CTD[5]) und dem Vorwärts-Spurkammersystem (FTD[6]). Das CTD umschließt unmittelbar den nominellen Wechselwirkungspunkt, während das FTD das Spurensystem in positiver z-Richtung ergänzt, um der Asymmetrie des Streuexperiments Rechnung zu tragen.
Zudem ist in dieser Arbeit der CST[7] [5] von Bedeutung. Es handelt sich um einen Silizium-Vertexdetektor, der aus zwei zylinderförmig um die Strahlachse angeordneten Lagen doppelseitiger Silizium-Streifendetektoren mit den Radien $R = 57,5$ mm und $R = 90$ mm aufgebaut ist. In dieser Arbeit werden Messungen des CST stets in die Spurrekonstruktion einbezogen.

---

[5] **C**entral **T**racking **D**evice

[6] **F**orward **T**racking **D**evice

[7] **C**entral **S**ilicon **T**racker

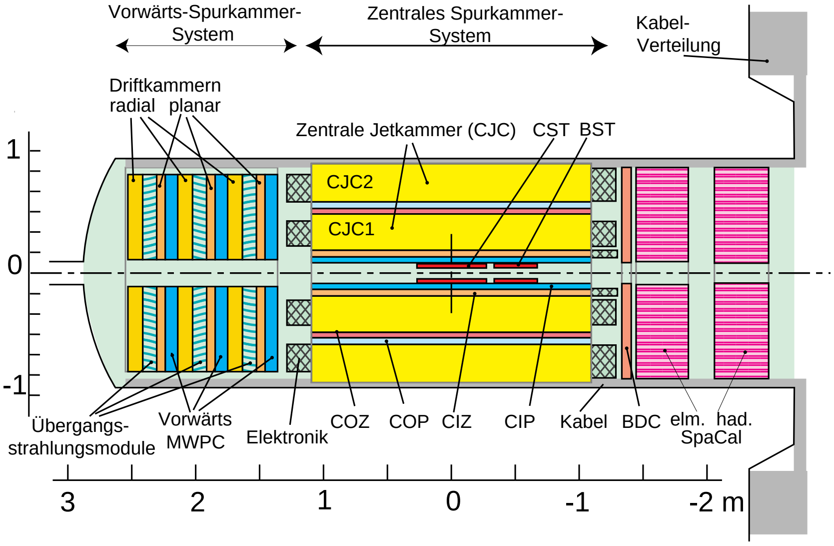


Abb. 1.4: Das innere Spurkammersystem des H1-Detektors.

Das Myonsystem

Das gesamte Myonsystem besteht aus zwei Detektoren, dem **zentralen Myondetektor** und dem **Vorwärtsmyonsystem**. Bis auf einige Ausnahmen, in denen die Myonidentifikation auf das LAr-Kalorimeter zurückführt, wird der Großteil der Myonen im Myonsystem oder genauer im zentralen Myondetektor identifiziert. Daher ist das Myonsystem in dieser Arbeit von zentraler Bedeutung.

Myonen mit einer Energie ab etwa 1–2 GeV können das LAr-Kalorimeter und die Spule durchdringen und den zentralen Myondetektor (auch: instrumentiertes Eisen oder CMD[8]) erreichen. Dieser ist der am weitesten außen gelegene hermetische Detektor des H1-Experiments (Abbildung 1.2).

Er gliedert sich räumlich in vier Subdetektoren: Im zentralen Bereich sind es das *forward barrel* und *backward barrel*, die im Vorwärts- und Rückwärtsbereich durch die *forward endcap* und *backward endcap* ergänzt werden. Jeder dieser Subdetektoren ist in 16 Module gleichen Aufbaus unterteilt. Abbildung 1.5 zeigt die Anordnung der Module.

Die sensitiven Bauteile des zentralen Myondetektors sind zwischen den 7,5 cm starken Stahlplatten des Magnetjochs installiert, das zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule dient. Es gibt pro Modul maximal 16 Lagen solcher Bauteile (Abbildung 1.6). Neun sind zwischen den Stahlplatten integriert und jeweils drei sind oberhalb und unterhalb eines Moduls in aus Aluminium gefertigten Kästen untergebracht. Diese Kästen werden *Myonboxen* genannt. Im rückwärtigen Bereich

---

[8] **C**entral **M**uon **D**etector

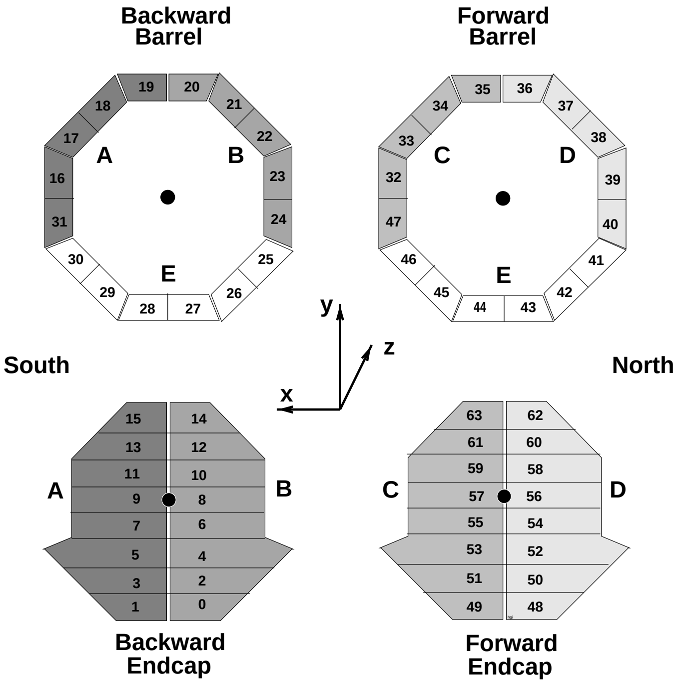


Abb. 1.5: Anordnung der 64 Module des zentralen Myondetektors.

finden sich nur auf der inneren Seite Myonboxen. Um die Spuren der Myonen in drei Dimensionen vermessen zu können, werden zwei miteinander gekoppelte Typen von Bauteilen verwendet, Drahtkammern und Streifenelektroden. Neben der Spurmessung liefert der zentrale Myondetektor ebenfalls kalorimetrische Informationen. Zu diesem Zweck befinden sich auf jeder Lage eines Moduls Ausführungen der Streifenelektroden, sogenannte *Pads*, die analog ausgelesen werden.

Das Vorwärtsmyonsystem (FMD[9]) ($3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$) ergänzt den zentralen Myondetektor im Vorwärtsbereich. Das FMD besteht aus jeweils drei Doppellagen von Driftkammerebenen vor und hinter einem Eisentoroidmagneten. Neben Myonen hinterlassen auch Reste des gestreuten Protons Signale im FMD. In dieser Arbeit wird das FMD daher zur Erkennung von Ereignissen mit Protondissoziation verwendet (siehe auch Abschnitt 4.5).

Der Proton Remnant Tagger (PRT)

Der Proton Remnant Tagger befindet sich 24 m in Richtung des Protonenstrahls vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Er besteht aus sieben um das Strahlrohr angeordneten Szintillatorpaaren. Jedes dieser Szintillatorpaare wird im Koinzidenzmodus betrieben und ist mit Blei abgeschirmt. Neben dem FMD wird der PRT in dieser

---

[9] **F**orward **M**uon **D**etector

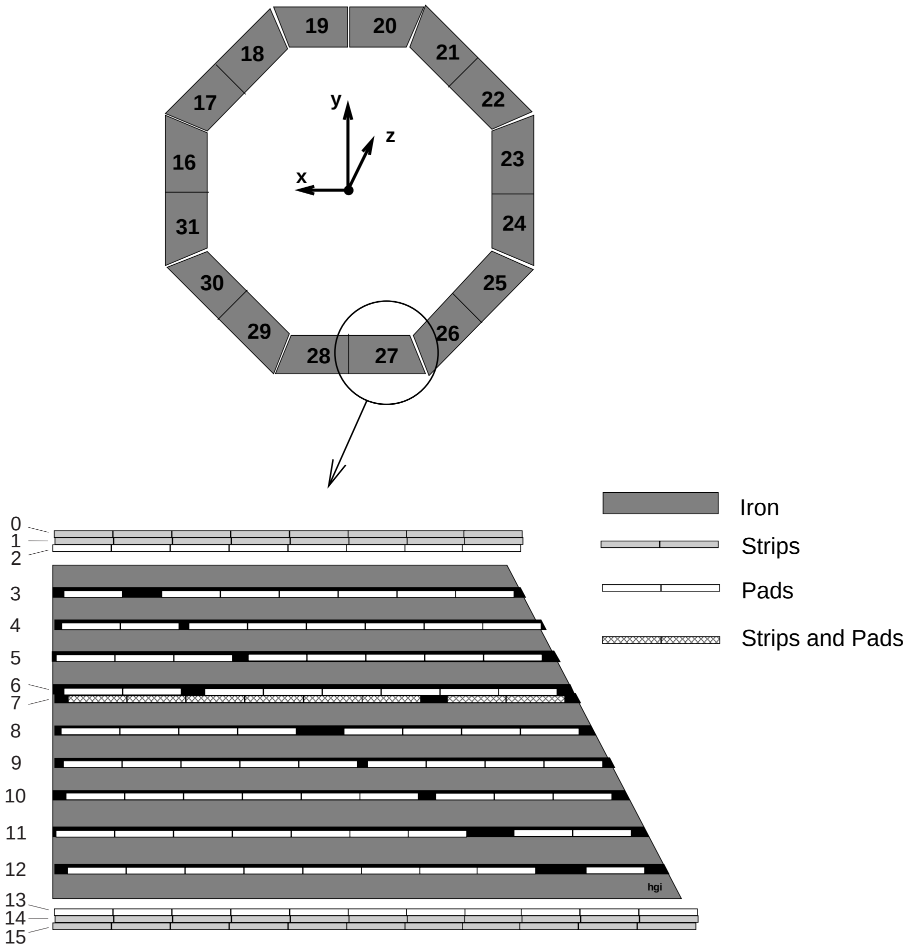


Abb. 1.6: Schnitt durch ein Modul des zentralen Myondetektors. Zu erkennen sind 16 Lagen sensitiver Bauteile, die sämtlichst Drahtkammern enthalten. Die Legende verweist lediglich auf die Instrumentierung der Kammern mit Pads und Streifenelektroden.

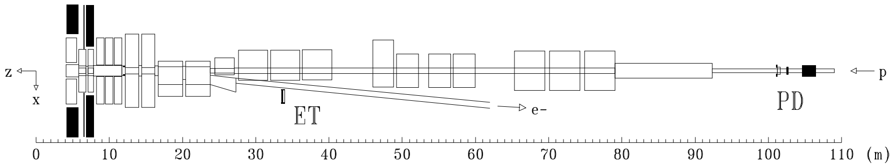


Abb. 1.7: Das H1-Luminositätssystem.

Arbeit dazu genutzt, den Protonrest nachzuweisen und so die Protondissoziation bei Ereignissen (vgl. Abschnitt 4.5) feststellen zu können.

Die supraleitende Spule

Die zylindrische supraleitende Spule liefert für das Spurensystem ein zur Strahlachse paralleles und im Mittel homogenes Magnetfeld der Stärke 1,15 Tesla.

Das Luminositätssystem

Das H1-Luminositätssystem (Abbildung 1.7) besteht aus zwei Kalorimetern im Rückwärtsbereich, dem Kleinwinkel-Elektron-Detektor bei $z = -33,4$ m und dem Photondetektor bei $z = -102,9$ m. Der Photondetektor enthält einen Bleifilter und einen Veto-Zähler zur Untergrundreduktion. Um die Luminosität zu bestimmen, betrachtet man den Bethe-Heitler-Prozess $ep \to ep\gamma$, dessen Wirkungsquerschnitt in der QED[10] genau berechenbar ist. Bei der Messung der Luminosität während der Datennahme wird eine Koinzidenz zwischen Elektron- und Photondetektor verlangt. Zur Berechnung der integrierten Luminosität werden jedoch nur noch die Photonen herangezogen, da auf diese Weise ein kleinerer systematischer Fehler erzielt wird. Der Hauptuntergrund für diesen Prozeß entsteht durch Bremsstrahlung von Restgasatomen $eA \to eA\gamma$.

1.3 Das H1-Triggersystem

Am Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors treffen Teilchenpakete des Elektronen- und Protonenstrahls mit einer Frequenz von etwa 10 MHz aufeinander[11]. Das Auslesesystem des H1-Experimentes ist jedoch so ausgelegt, dass die Informationen solcher Ereignisse lediglich mit einer Rate von etwa 10 Hz auf Magnetband geschrieben werden können. In vier sogenannten Triggerstufen werden daher aus der Vielzahl der Ereignisse diejenigen herausgefiltert, die von physikalischem Interesse sind. Dabei ist

---

[10] **Q**uanten**e**lektro**d**ynamik

[11] engl.: *bunch crossing*.

es von besonderer Bedeutung, dass die Totzeit, d.h. die Zeit in der der Detektor keine neuen Signale messen kann, möglichst kurz ist, um auch für seltene physikalische Ereignisse sensitiv zu sein. Wird ein Ereignis von einer Triggerstufe als nicht interessant klassifiziert, wird umgehend die Auslese reaktiviert. Im Folgenden werden die vier Stufen des H1-Triggersystems kurz vorgestellt.

- **Level 1**
  Der ersten Stufe des Triggersystems steht zur Entscheidung eine Zeit von 2,3 μs zur Verfügung. Die Eingangsrate von etwa 10 MHz wird hier auf ca. 1 kHz reduziert. In einem Schieberegister können die Ereignisinformationen von 24 weiteren bunch crossings zwischengespeichert werden, so dass der Trigger in dieser Stufe totzeitfrei arbeiten kann. Die Ereignisse werden auf Grundlage von 256 Triggerelementen bewertet, die sich aus den Messungen der Subdetektoren ableiten. Die Triggerelemente kombinieren sich zu 128 Subtriggern, die unterschiedlich sensitiv auf verschiedene physikalisch interessante Prozesse reagieren. Wird das Ereignis von einem dieser Subtrigger akzeptiert, so wird ein „L1keep“-Signal ausgelöst, das das Schieberegister stoppt und das Ereignis an die nächste Triggerstufe weiterleitet. Die Subtrigger der ersten Triggerstufe können zum Teil sehr hohe Raten aufweisen. In diesem Fall wird nur ein Bruchteil $1/d$ der von diesem Subtrigger akzeptierten Ereignisse an die nächste Stufe weitergeleitet.
  Wenn ein Subtrigger ein Ereignis akzeptiert, wird ein entsprechendes *raw trigger bit* gesetzt. Bei einem Bruchteil $1/d$ dieser Ereignisse wird auch das *actual subtrigger bit* gesetzt, was zum Weiterleiten des Ereignisses an die folgende Triggerstufe führt. Der Subtrigger wird demnach mit einem Skalierungsfaktor[12] d belegt, auf den in einer Analyse zwangsläufig korrigiert werden muss.

- **Level 2**
  Auf der zweiten Triggerstufe soll die Ereignisrate innerhalb von 20 μs auf weniger als 200 Hz abgesenkt werden. Da die dritte Triggerstufe jedoch bislang nicht in Gebrauch ist, muss die zweite Triggerstufe die Rate bis auf unter 50 Hz senken. Aufgabe der zweiten Triggerstufe ist es, Korrelationen zwischen den Messungen der verschiedenen Detektorkomponenten zu finden. Dazu sind zwei Trigger vorgesehen: der L2 Topologische Trigger und der L2 Neuronale Netzwerktrigger. Im L2 Topologischen Trigger werden Raumwinkelinformationen genutzt, um Messungen in verschiedenen Detektorkomponenten zu kombinieren, während im L2 Neuronalen Netzwerktrigger neuronale Netzwerke, die auf die Unterscheidung zwischen Untergrund und physikalisch interessanten Ereignissen trainiert sind, über das Weiterleiten oder Verwerfen eines Ereignisses entscheiden.

---

[12] engl.: *prescale factor*.

- **Level 3**
  Während der Datennahme der in dieser Arbeit verwendeten Daten war diese Triggerstufe nicht in Gebrauch. Vorgesehen ist ähnlich der vierten Stufe ein System von Mikroprozessoren.
- **Level 4**
  Ist ein Ereignis von allen vorhergehenden Triggerstufen akzeptiert worden, wird es an die vierte Triggerstufe geleitet. Auf dieser Stufe liegt bereits die gesamte Detektorinformation vor und innerhalb von 100 ms entscheidet ein Multiprozessorsystem[13], das mit einer vereinfachten Ereignisrekonstruktion arbeitet, ob ein Ereignis permanent gespeichert oder verworfen wird.

Ein akzeptiertes Ereignis wird in Form von Rohdaten auf Magnetband gespeichert und innerhalb kurzer Zeit einer umfassenden Rekonstruktion unterzogen. Die Stufen des H1-Triggersystems sind noch einmal schematisch in Abbildung 1.8 dargestellt.

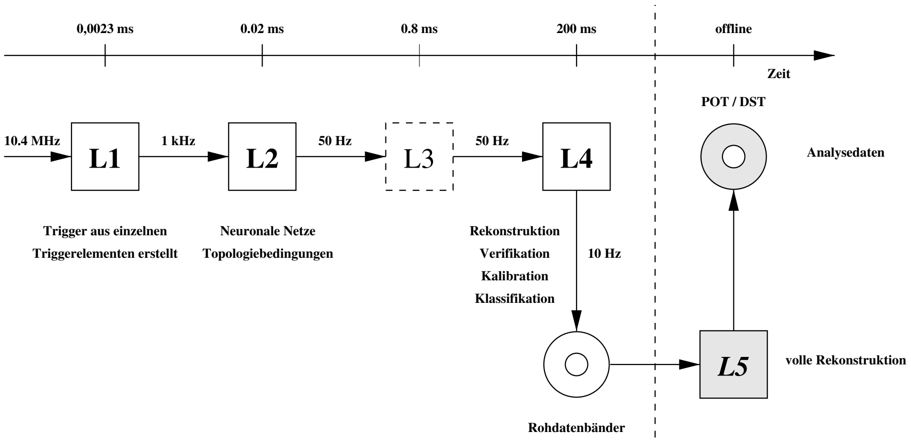


Abb. 1.8: Die Stufen des H1-Triggersystems.

---

[13] auch: *filter farm*

2

Theoretische Grundlagen der Υ-Erzeugung

Thema dieser Arbeit ist die Untersuchung von Myonpaaren im Massenbereich der Υ-Resonanz. Grundlage hierzu ist zunächst das Verständnis der Elektron-Proton-Streuung, die im folgenden Abschnitt in kurzer Form diskutiert wird. In Abschnitt 2.2 werden die Eigenschaften der Υ-Resonanz sowie ihr Zerfall und in Abschnitt 2.3 die Prozesse ihrer Erzeugung betrachtet. Abschnitt 2.4 geht abschließend auf nicht-resonante elektroschwache Prozesse mit zwei Myonen im Endzustand ein. Dies sind Prozesse, die im Rahmen dieser Arbeit als physikalischer Untergrund verstanden werden können.

2.1 Elektron-Proton-Streuung

Die Streuung eines Elektrons an einem Proton erfolgt über den Austausch eines Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung (γ, Z^0, $W^\pm$). Hierbei wird zwischen Reaktionen neutraler Ströme (*neutral current*, NC), bei Austausch eines ungeladenen Bosons (γ, Z^0), und Reaktionen geladener Ströme (*charged current*, CC), bei Austausch eines geladenen Bosons ($W^\pm$), unterschieden. Es können die beiden folgenden Prozesse auftreten:

$$e^\pm + p \;\rightarrow\; e^\pm + X \quad \text{(NC)}, \tag{2.1}$$

$$e^\pm + p \;\rightarrow\; \bar{\nu}_e\,(\nu_e) + X \quad \text{(CC)}. \tag{2.2}$$

Diesen Prozessen entsprechend zeigt Abbildung 2.1 die Graphen der Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung.

Bevor genauer auf die Kinematik der *ep*-Streuung eingegangen wird, sollte vorweg eine Anmerkung bezüglich der ausgetauschten Bosonen gemacht werden. Die in den Gleichungen 2.1 und 2.2 aufgeführten Prozesse tragen gemeinsam zum *ep*-Wirkungsquerschnitt bei. Betrachtet man beispielsweise den Austausch von Photonen und Z^0-Bosonen, so setzt sich der Wirkungsquerschnitt aus $\sigma_{\text{tot}} = \sigma(Z^0) + \sigma_{\text{int}}(\gamma\, Z^0) + \sigma(\gamma)$

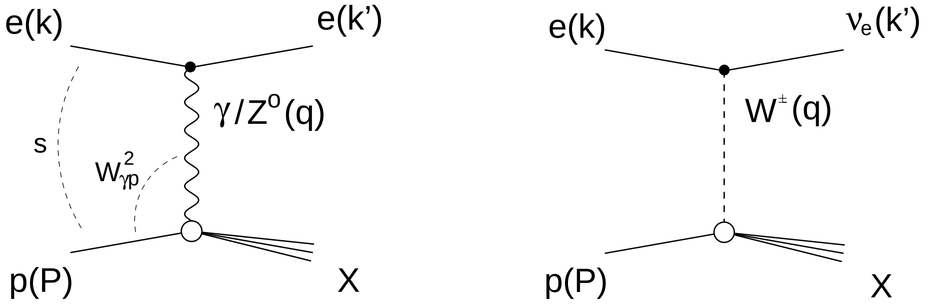


Abb. 2.1: Feynman-Graphen der *ep*-Streuung. **Links:** Reaktion neutraler Ströme (Austausch von Photonen und Z^0-Bosonen) **Rechts:** Reaktion geladener Ströme (Austausch von $W^{\pm}$-Bosonen)

zusammen, wobei σ_{int} Interferenzterm bedeutet. Die Summanden lassen sich wie folgt abschätzen:

$$\frac{\sigma_{int}\,(\gamma\, Z^0)}{\sigma(\gamma)} \sim \frac{Q^2}{Q^2 + M_{Z^0}^2}; \qquad \frac{\sigma(Z^0)}{\sigma(\gamma)} \sim \left(\frac{Q^2}{Q^2 + M_{Z^0}^2}\right)^2. \tag{2.3}$$

M_{Z^0} ist die Masse des Z^0-Bosons und Q^2 ist die Virtualität, die genauer in Abschnitt 2.1.1 eingeführt wird. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf einen Bereich $Q^2 < 1\,\text{GeV}^2$ (siehe Abschnitt 2.1.1). An diesen Gleichungen lässt sich erkennen, dass der Austausch von Z^0-Bosonen relativ zum Photonenaustausch bei kleiner Virtualität ($Q^2 \ll M_{Z^0}^2 \approx 91^2\,\text{GeV}^2$) unterdrückt ist. Ganz analog ist der Austausch von $W^{\pm}$-Bosonen mit einer Masse von $M_{W^{\pm}} \approx 80$ GeV unterdrückt. Es kann daher in guter Näherung ausschließlich der Photonenaustausch zur Beschreibung der *ep*-Streuung herangezogen werden.

2.1.1 Die Kinematik der ep-Streuung

Wie in Abbildung 2.1 gekennzeichnet, sei k der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons, P der Viererimpuls des einlaufenden Protons. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist dann gegeben durch:

$$s = (k + P)^2 \approx 4\,E_e E_p. \tag{2.4}$$

Im zweiten Schritt der Gleichung 2.4 wurden die Massen von Elektron ($M_e \approx 0{,}5$ MeV) und Proton ($M_p \approx 938$ MeV) vernachlässigt.

Der Viererimpuls des auslaufenden Elektrons sei k'. Der Viererimpulsübertrag ist $q = k - k'$ und definiert allgemein die invariante Masse des ausgetauschten virtuellen Bosons $\sqrt{q^2}$ oder, speziell im Rahmen dieser Arbeit, die invariante Masse des ausgetauschten virtuellen Photons. Typischerweise bedient man sich der Größe

$$Q^2 = -q^2 > 0, \tag{2.5}$$

definiert als negatives Massenquadrat des ausgetauschten virtuellen Photons und Virtualität genannt; für ein reelles Photon ist $Q^2 = 0$ GeV^2.
Neben s und Q^2 wird auch die Variable y definiert:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}. \tag{2.6}$$

Diese Größe kann im Ruhesystem des Protons bei Vernachlässigung der Massen als relativer Energieverlust des Elektrons interpretiert werden:

$$y = \frac{k \cdot P - k' \cdot P}{k \cdot P} = \frac{E_e - E'_e}{E_e}. \tag{2.7}$$

An dieser Gleichung lässt sich direkt der Wertebereich von 0 bis 1 ablesen.
Ebenfalls von Bedeutung ist in dieser Arbeit die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, die sich wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} W_{\gamma p}^2 &= (q+P)^2 = 2\,q \cdot P + q^2 + P^2 \\ &\approx ys - Q^2. \end{aligned} \tag{2.8}$$

In Gleichung 2.8 wurden wieder die Massen von Proton und Elektron vernachlässigt. Der kinematische Grenzbereich $Q^2 \rightarrow 0\,\text{GeV}^2$, in dem ein quasireelles Photon ausgetauscht wird, wird als **Photoproduktion** bezeichnet. Beim H1-Experiment wird dieser Bereich in den meisten Arbeiten aus technischen Gründen durch $Q^2 < 1\,\text{GeV}^2$ definiert.
Da sich diese Arbeit auf Ereignisse der Photoproduktion beschränkt, kann in Gleichung 2.8 bei der hier verwendeten Schwerpunktsenergie die Virtualität Q^2 vernachlässigt werden und es ergibt sich:

$$W_{\gamma p} \approx \sqrt{ys}. \tag{2.9}$$

Um die diffraktive Produktion der Υ-Resonanz (Abschnitt 2.3.1) von anderen Produktionsmechanismen (Abschnitt 2.3.2) trennen zu können, bedarf es der Elastizität z, die wie folgt definiert wird:

$$z = \frac{P \cdot P_{\text{VM}}}{P \cdot q}. \tag{2.10}$$

P_{VM} bezeichnet hierbei den Viererimpuls des Vektormesons[1].
Mit P_{had} als Viererimpuls des hadronischen Endzustands ergibt sich aus der Betrachtung des Energie-Impuls-Satzes für Reaktionen neutraler Ströme (Gleichung 2.1):

$$\begin{aligned} & k + P &=&\ k' + P_{\text{had}} \\ \Rightarrow\ & q + P &=&\ P_{\text{had}} = P_{\text{VM}} + P_{\text{Rest}} \\ \Rightarrow\ & q \cdot P &\approx&\ P_{\text{VM}} \cdot P + P_{\text{Rest}} \cdot P \qquad (2.11) \\ \\ \Rightarrow\ & y &\approx&\ y_{\text{VM}} + y_{\text{Rest}}. \end{aligned}$$

---

[1] hier speziell: den Viererimpuls des Υ-Mesons.

Im dritten Schritt der Gleichung 2.11 wurde wieder die Masse des Protons vernachlässigt. Über diese Gleichung leitet sich für die Elastizität z der folgende Zusammenhang ab:

$$z = \frac{P \cdot P_{\mathrm{VM}}}{P \cdot q} = \frac{y_{\mathrm{VM}}}{y} \approx \frac{y_{\mathrm{VM}}}{y_{\mathrm{VM}} + y_{\mathrm{Rest}}} \leq 1. \tag{2.12}$$

Die Elastizität ist wie die Bjorkensche Skalenvariable x eine dimensionslose Variable mit einem Wertebereich $0 \leq z \leq 1$ und kann damit als ein modernes Maß der Elastizität eines Ereignisses gewählt werden.

2.1.2 Rekonstruktion der kinematischen Größen

Bei Vernachlässigung der Protonmasse geht aus Gleichung 2.11 der Zusammenhang

$$q \cdot P = P_{\mathrm{had}} \cdot P \tag{2.13}$$

hervor. Daher ergeben sich bei HERA für die Bestimmung von y grundlegend zwei Möglichkeiten:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \quad \text{und} \quad y = \frac{P_{\mathrm{had}} \cdot P}{k \cdot P}. \tag{2.14}$$

Die linke Beziehung führt auf die Elektronmethode, bei der y aus den kinematischen Größen des gestreuten Elektrons bestimmt wird:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e(1 - cos\,\theta)}{2E_e}. \tag{2.15}$$

Da jedoch der Bereich der Photoproduktion ($Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$) beim H1-Experiment technisch dadurch bestimmt wird, dass das gestreute Elektron entlang des Strahlrohrs entweicht und nicht im Detektor gefunden wird ($Q^2 \approx 1\,\mathrm{GeV}^2$ entspricht dem kleinsten Messwinkel des SPACAL-Kalorimeters), steht es bei der Rekonstruktion von Ereignissen der Photoproduktion nicht zur Verfügung.
y wird dann über die rechte Beziehung der Gleichung 2.14 bestimmt. Die nach Jacquet und Blondel [6] benannte Methode verwendet die kinematischen Größen des hadronischen Endzustands:

$$y_{\mathrm{JB}} = \frac{1}{2E_e} \sum_{\mathrm{had}} (E - p_z)\,. \tag{2.16}$$

Die Summe über den hadronischen Endzustand in Gleichung 2.16 versteht sich einschließlich der Zerfallsprodukte des Υ-Mesons. Die Bestimmung von y_{JB} hängt bei HERA nicht von Strahlrohrverlusten ab.
Mit Hilfe von y_{JB} kann über Gleichung 2.9 auch

$$W_{\gamma p} \approx \sqrt{y_{\mathrm{JB}}\, s} \tag{2.17}$$

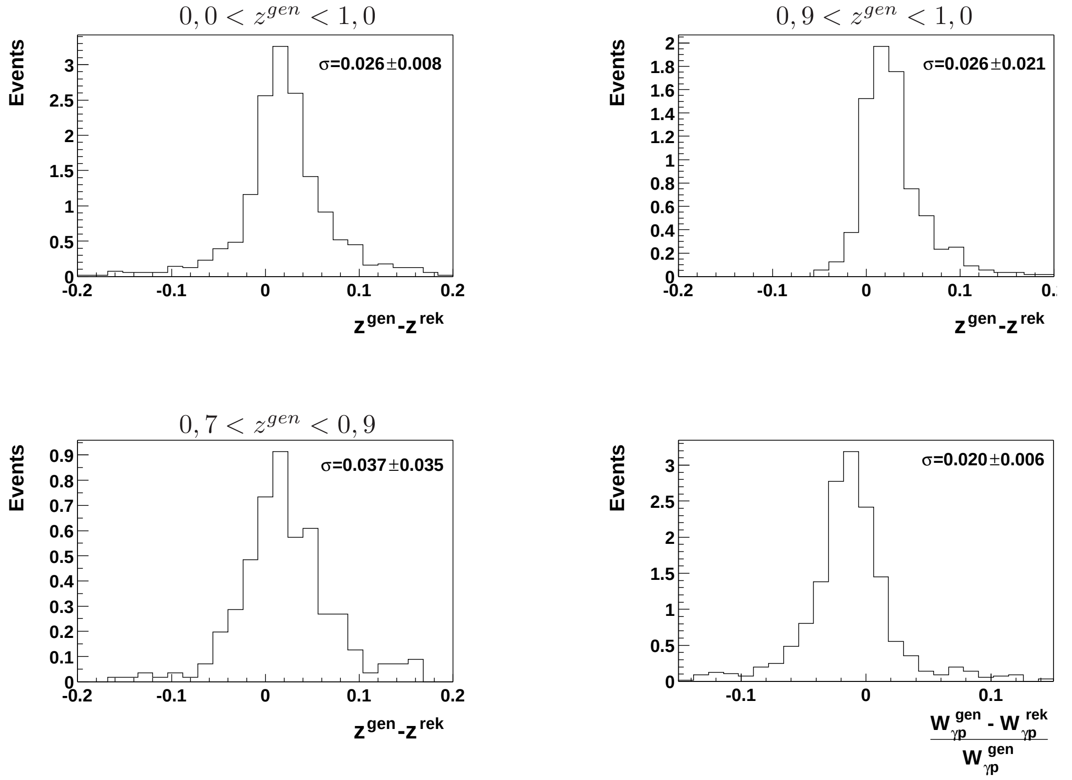
rekonstruiert werden. Zudem wird die Elastizität z bestimmt durch:

$$z = \frac{y_{\mathrm{VM}}}{y_{\mathrm{JB}}} \qquad \text{mit} \qquad y_{\mathrm{VM}} = \frac{1}{2E_e} \sum_{\mathrm{VM}} (E - p_z)\,. \tag{2.18}$$

Die Summe über VM läuft über die Zerfallsprodukte des Vektormesons (des Υ-Mesons). Speziell in dieser Arbeit sind dies stets zwei Myonen, da nur derartige Zerfälle betrachtet werden.

Die Rekonstruktion der Virtualität Q^2 im Bereich der Photoproduktion ist nicht sinnvoll. Ihr Wert ist mit $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ für diese Arbeit hinreichend genau bestimmt.

Die Auflösung der so rekonstruierten Größen kann den Abbildungen 2.2 und 2.3 entnommen werden. Abbildung 2.2 zeigt die Auflösung für Υ-Ereignisse aus γg-Wechselwirkungen und Abbildung 2.3 die Auflösung für diffraktive Υ-Ereignisse.



$0,0 < z^{gen} < 1,0$

$0,9 < z^{gen} < 1,0$

$0,7 < z^{gen} < 0,9$

Abb. 2.2: Auflösung der Elastizität z und der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ für Υ-Ereignisse aus γg-Wechselwirkungen. Die eingetragenen Ereignisse wurden mit dem Monte-Carlo Generator **EPJPSI** (Abschnitt 3.1.2) generiert und haben die Selektionskriterien der Datenanalyse (Kapitel 4) durchlaufen. Der Bereich der generierten Elasitizität für den die Auflösung bestimmt ist, findet sich jeweils oberhalb des Histogramms. Die Standardabweichung, die sich aus einer Anpassung mit einer Gaußfunktion ergibt, ist ebenfalls oben rechts in den Histogrammen vermerkt.

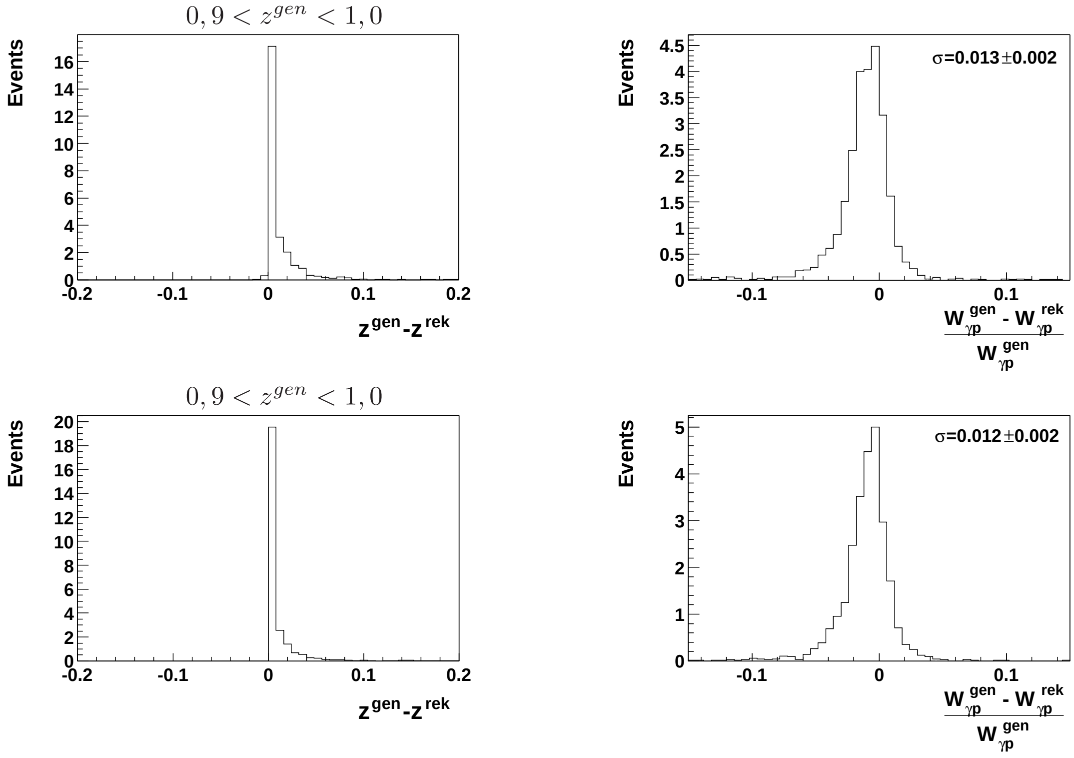


Abb. 2.3: Auflösung der Elastizität z und der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ für diffraktive Υ-Ereignisse, die mit dem Monte-Carlo Generator **DIFFVM** (Abschnitt 3.1.1) generiert wurden. Die obere Reihe zeigt die Auflösung für **protondissoziative** und die untere Reihe die Auflösung für **elastische** Ereignisse.
Alle Ereignisse haben die Selektionskriterien (Kapitel 4) durchlaufen. Die Auflösung ist hier nur für den Bereich 0,9 – 1,0 gezeigt, da die generierte Elastizität z im diffraktiven Fall stets nahe bei 1,0 liegt. Aus dem gleichen Grund nimmt die Verteilung eine Form an, die von einer Anpassung in Form einer Gaußschen Glockenkurve absehen lässt. Für die $W_{\gamma p}$-Auflösung ist die Standardabweichung oben rechts in den Histogrammen angegeben.

2.2 Die Υ-Resonanz

Drei Jahre nach der Entdeckung des J/ψ-Mesons wurde 1977 die Υ-Resonanz, genauer das Υ(1S)-Meson, am Fermilab bei Chicago entdeckt [30]. Lederman und Mitarbeiter nutzten hierzu ein *target* aus Blei und Kupfer, das sie in einen 400 GeV-Protonenstrahl stellten. Die Resonanz entdeckten sie dann in der Reaktion

$$p + (\mathrm{Cu}, \mathrm{Pb}) \rightarrow \mu^- \mu^+ \mathrm{X}. \tag{2.19}$$

Später zeigten Experimente [12] am $e^- e^+$-Speicherring DORIS des DESY, dass es sich bei der Resonanz um einen gebundenen Zustand, ein Meson, eines neuen Quarks b (für *bottom*) handeln musste:

$$|\Upsilon\rangle = |b\bar{b}\rangle. \tag{2.20}$$

2.2.1 Eigenschaften des Υ-Mesons

Das Υ-Meson ist ein Vektormeson, d.h. es besitzt die gleichen Quantenzahlen, $J^{PC} = 1^{--}$, wie das Photon. Das Υ(1S) mit einer Masse von $M_{\Upsilon(1S)} = 9,46030 \pm 0,00026$ GeV [13] ist das leichteste Vektormeson der Bottomonium-Familie, die neben dem Grundzustand Υ(1S) auch weitere Zustände, wie das Υ(2S), Υ(3S) und das Υ(4S) enthält. Diese werden als radiale Anregungen mit den gleichen Quantenzahlen $L = 0$ und $J = 1$, negativer C- und P-Parität gedeutet.

Die Angehörigen der Bottomonium-Familie sind in Abbildung 2.4 in einem Termschema dargestellt. In dieser Abbildung ist zu erkennen, dass weitere Zustände wie auch das Υ(4S) mit höherer Masse experimentell bestätigt sind. Bei Beobachtungen im Myon-Zerfallskanal sind diese jedoch nicht von Bedeutung, da ihre Massen über der $b\bar{b}$-Schwelle liegen und fast zu 100 % in Paare von B-Mesonen zerfallen.

Auffallend ist die geringe Zerfallsbreite der Υ-Resonanz von $\Gamma_{\mathrm{tot}} = (52,5 \pm 1,8)$ keV [13]. Diese lässt darauf schließen, dass Zerfälle in Hadronen nur über unverbundene Diagramme erfolgen können. Als Beispiel für ein solches unverbundenes Diagramm zeigt Abbildung 2.5 den Zerfall eines Υ-Mesons in drei Pionen.

Bei leptonischen Zerfällen geht die Resonanz in ein Photon über, das, wie oben erwähnt, die gleichen Quantenzahlen besitzt. Aus dem Photon können die Leptonen dann paarweise hervorgehen. Abbildung 2.6 zeigt einen solchen Zerfall in zwei Myonen.

Die Verzweigungsverhältnisse für Zerfälle des Υ(1S) in Leptonpaare betragen [13]:

$$\begin{aligned}
\Upsilon(1\mathrm{S}) &\rightarrow \tau^+\tau^- : (2,67 \ {}^{+0,14}_{-0,16})\ \% \\
\Upsilon(1\mathrm{S}) &\rightarrow \mu^+\mu^- : (2,48 \pm 0,06)\ \% \\
\Upsilon(1\mathrm{S}) &\rightarrow e^+e^- : (2,38 \pm 0,11)\ \%
\end{aligned}$$

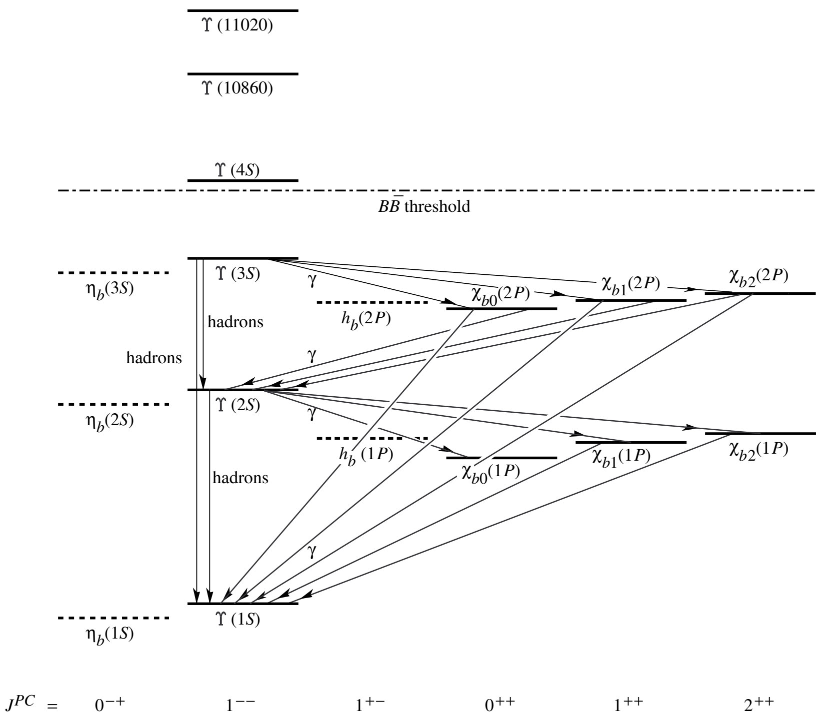


Abb. 2.4: Das Termschema des Bottomoniums [13]. Die durchgezogenen Linien zeigen experimentell bestätigte Zustände.

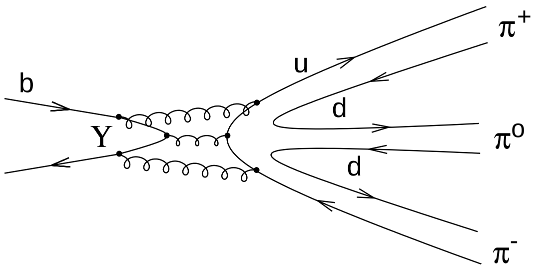


Abb. 2.5: Beispiel eines hadronischen Zerfalls über ein unverbundenes Diagramm; $\Upsilon \rightarrow 3\pi$

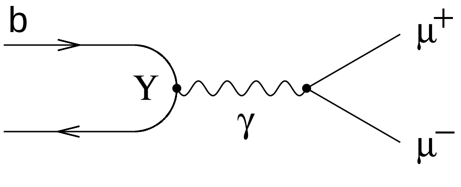


Abb. 2.6: Beispiel eines leptonischen Zerfalls; $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$

2.3 Modelle der Vektormeson-Produktion

Bei der Erzeugung von Υ-Mesonen können grundsätzlich die folgenden Produktionsmechanismen unterschieden werden: die **Diffraktion** und die **γg-(gg-)Wechselwirkung**. Die diffraktive Υ-Produktion wird durch die Regge-Phänomenologie beschrieben, während die γg-(gg-)Wechselwirkungen in der QCD perturbativ berechenbar sind.

2.3.1 Diffraktion

Die historischen Überlegungen zur Diffraktion entstammen der Hadron-Hadron-Streuung. Daher ist es zunächst interessant, zwei Auffälligkeiten zu diskutieren, die in der $p\bar{p}$- und pp-Streuung beobachtet werden.

Der totale Wirkunsquerschnitt, der über das optische Theorem mit dem elastischen Wirkungsquerschnitt verbunden ist, nimmt über weite Bereiche ($5\,\mathrm{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 100$ GeV) einen praktisch konstanten Wert an, was an das Streuverhalten stoßender Kugeln erinnert [31]. In der Tat hat der Vergleich der Ergebnisse mit dem quantenmechanischen Ansatz sich stoßender Kugeln einen Kugelradius ergeben, der gut mit dem Protonradius zu vereinbaren ist. Die konsequente Weiterbehandlung dieses Ansatzes fordert, dass die elastische Streuung in Analogie zur Beugung einer Welle an einer schwarzen Scheibe Diffraktionsmaxima und -minima aufweist, was ebenfalls experimentelle Bestätigung fand.

Diesem charakteristischen Verhalten verdankt die Diffraktion ihren Namen. Prozesse, die sich nicht auf die Streuung punktförmiger Teilchen zurückführen lassen und das gerade diskutierte Verhalten zeigen, werden als diffraktiv bezeichnet. Ein tieferer Einblick wird in [18, 19, 20, 21] gewährt.

Regge-Phänomenologie

Über das optische Modell hinaus werden diffraktive Prozesse durch die Regge-Theorie [18] beschrieben. Diese besteht in einer Erweiterung der nicht-relativistischen Potentialstreuung auf relativistische Prozesse. Analog zu den Austauschteilchen der perturbativen Quantenfeldtheorie, gibt es auch hier Austauschprozesse, die jedoch nicht perturbativ berechenbar sind. Die Regge-Theorie ist ein phänomenologischer Ansatz zur Beschreibung des elastischen und totalen Wirkungsquerschnitts in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen.

Es wurde experimentell beobachtet, dass Mesonen der Masse m mit unterschiedlicher Drehimpulsquantenzahl J, aber sonst übereinstimmenden Quantenzahlen, in der (m^2, J)-Ebene annähernd auf Geraden liegen

In der Regge-Phänomenologie wird ein verallgemeinerter komplexer Drehimpuls $\alpha(t)$ eingeführt, dessen Realteil dem bekannten reellen Drehimpuls entspricht: $J = \Re\,\alpha(t)$ mit $t = m^2$, wobei m^2 die quadratische invariante Masse des Austauschteilchens ist.

Man beschreibt die t-Abhängigkeit von α im einfachsten, linearen Fall durch eine *Regge-Trajektorie*:

$$\alpha_R(t) = \alpha_R(0) + \alpha'_R t. \tag{2.21}$$

In Abbildung 2.7 sind die Regge-Trajektorien für einige Mesonen dargestellt. Bemerkenswert ist, dass der Achsenabschnitt $\alpha_R(0)$ aller Trajektorien unter eins liegt. Auf die Bedeutung des Achsenabschnitts wird im Folgenden näher eingegangen.

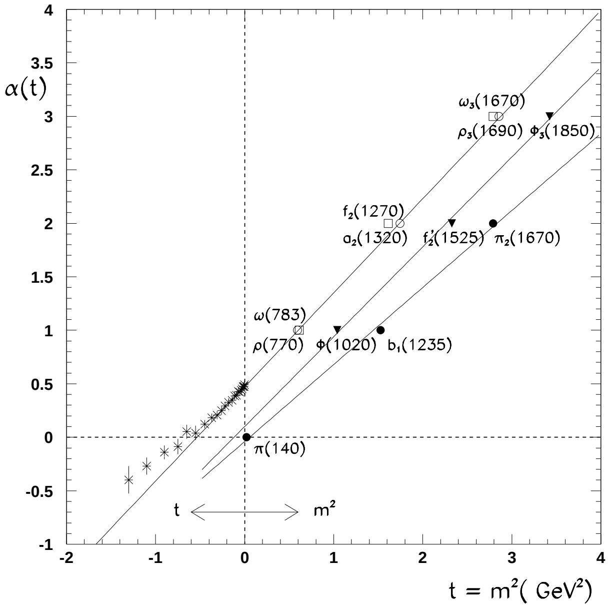


Abb. 2.7: Meson-Trajektorien [15]. Ebenfalls eingezeichnet ist eine Erweiterung der ρ-Trajektorie für virtuelle Mesonen, wie sie in [14] gemessen wurde.

In der Regge-Theorie wird abgeleitet, dass der totale Wirkungsquerschnitt sich aus der Summe der Beiträge aller an der Wechselwirkung beteiligten Trajektorien R zusammensetzt:

$$\sigma = \sum_R A_R \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_R(0)-1} . \tag{2.22}$$

s ist hier wieder die quadratische Schwerpunktsenergie und A_R die Amplitude der Trajektorie R. Ist der Achsenabschnitt $\alpha_R(0)$ einer Regge-Trajektorie kleiner eins, so fällt der Wirkungsquerschnitt mit steigender Schwerpunktsenergie ab. Allerdings wurde experimentell in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen neben einem Abfall des Wirkungsquerschnitts bei kleinen Energien ein Anstieg des Wirkungsquerschnitts für große Energien beobachtet, wie in Abbildung 2.8 zu erkennen ist.

Die Pomeron-Trajektorie

Um das Ansteigen des Wirkungsquerschnitts bei hohen Energien zu beschreiben, wird eine Trajektorie mit $\alpha(0) > 1$ benötigt. Diese Trajektorie wird Pomeron $I\!P$ genannt

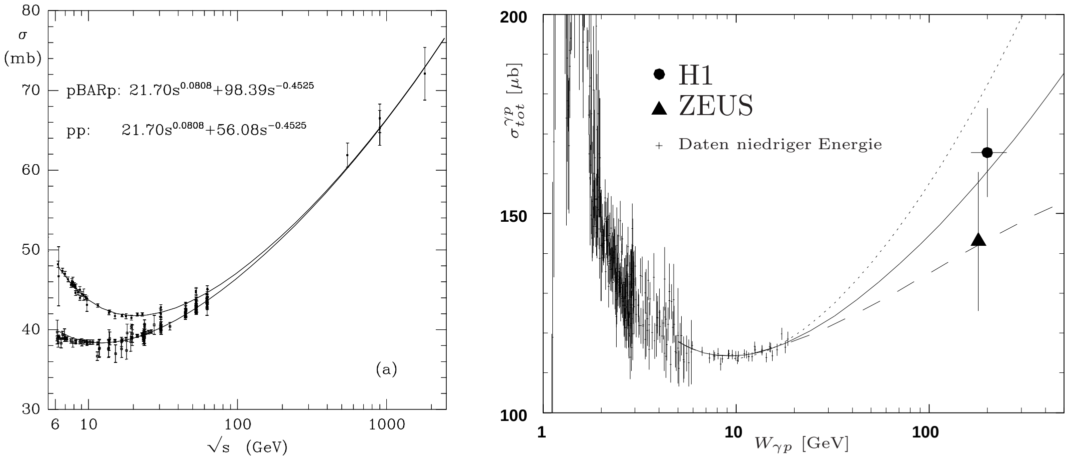


Abb. 2.8: Totale Wirkungsquerschnitte als Funktion von $\sqrt{s}$ oder W. **Links:** Proton-Proton Wechselwirkung [16]. **Rechts:** Photon-Proton Wechselwirkung [17].

und man definiert $\alpha_{I\!P}(0) = 1 + \epsilon$ mit ϵ als kleiner positiver Zahl.

Eine Anpassung an die Energieabhängigkeit gemessener Wirkungsquerschnitte von Hadron-Hadron-Streuungen haben Donnachie und Landshoff [16] 1992 veröffentlicht:

$$\sigma_{tot} = X s^{\epsilon} + Y s^{-\eta}. \tag{2.23}$$

Die Parametrisierung in Form der Gleichung 2.22 kommt mit zwei Trajektorien aus: der Pomeron-Trajektorie $I\!P$ und der sogenannten *Reggeon*-Trajektorie $I\!R$. Die Bestimmung der Parameter lieferte für das Pomeron:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \alpha_{I\!P}(0) - 1 = 0,0808, && (2.24) \\ \alpha'_{I\!P} &= 0,25\,\mathrm{GeV}^{-2} && (2.25) \end{aligned}$$

und

$$\eta = 1 - \alpha_{I\!R}(0) = 0,4525 \tag{2.26}$$

für die Reggeon-Trajektorie.

Abbildung 2.8 (links) zeigt die Anpassung, wie Donnachie und Landshoff sie wählten. Bei hohen Schwerpunktsenergien kann die Reggeon-Trajektorie vernachlässigt werden und allein die Pomeron-Trajektorie leistet einen entscheidenden Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Während sich die Pomeron-Trajektorie mit keinem bereits bekannten Teilchen identifizieren lässt, kann die Reggeon-Trajektorie mit bekannten Mesonfamilien assoziiert werden. In der Quantenchromodynamik wird versucht, den Austausch eines Pomerons auf einen nicht-perturbativen Zwei-Gluonen-Austausch zurückzuführen.

Es sei noch hinzugefügt, dass das Pomeron $I\!P$, um die elastische Streuung beschreiben zu können, ein farbloser Zustand mit den Quantenzahlen des Vakuums ($C = P = +1$) sein muss.

Vektormeson-Dominanz-Modell

Das Vektormeson-Dominanz-Modell [19, 20, 21] (VMD) verknüpft die Photon-Hadron-Streuung mit der Hadron-Hadron-Streuung. Da Vektormesonen die gleichen Quantenzahlen wie das Photon tragen, kann ein Photon in einem durch die Unschärferelation erlaubten Zeitraum

$$\Delta t = \frac{1}{\Delta E} = \frac{2E_\gamma}{M^2_{\mathrm{VM}}} \tag{2.27}$$

in ein Vektormeson fluktuieren. Für hochenergetische Photonen wird Δt groß und γp-Reaktionen lassen sich als Produkt der Amplitude für die Umwandlung eines Photons in ein Vektormeson und der Amplitude für die anschließende Vektormeson-Proton-Streuung berechnen (VMD-Modell, siehe Abbildung 2.9). Auf diese Weise lassen sich nach der Regge-Theorie auch γp-Wirkungsquerschnitte bestimmen.

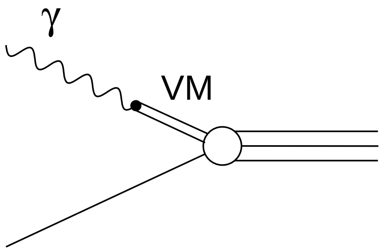


Abb. 2.9: Graphische Darstellung des Vektormeson-Dominanz-Modells. Das Photon fluktuiert in ein Vektormeson, welches anschließend mit dem Streupartner in Wechselwirkung tritt.

Diffraktive Υ-Produktion

In der diffraktiven Vektormesonproduktion im Bild des VMD und der Regge-Theorie fluktuiert das vom Elektron ausgestrahlte Photon zunächst in ein Vektormeson, beziehungsweise hier speziell in ein Υ-Meson. Dieses Υ-Meson streut dann am Proton über den Austausch einer Pomeron-Trajektorie $I\!P$. Wie man an den Graphen der Abbildung 2.10 erkennen kann, bleibt das Proton dabei entweder erhalten (elastischer Prozess, EL) oder es dissoziiert (protondissoziativer Prozess, PD).
Die Elastizität z für diffraktive Prozesse liegt sehr hoch. Für nahezu alle diffraktiven Ereignisse gilt $z > 0,9$.

Hartes Pomeron

Neuere experimentelle Beobachtungen haben gezeigt, dass die Energieabhängigkeit einiger diffraktiver Prozesse stärker ist, als der Austausch eines „weichen“ Pomerons

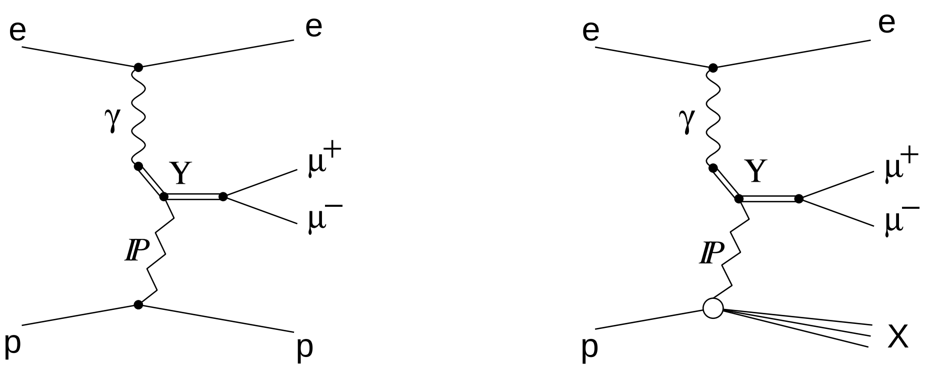


Abb. 2.10: Graphen der *diffraktiven* Υ-Produktion: **Links:** elastischer Prozess. **Rechts:** Proton-dissoziativer Prozess.

(kleiner ϵ-Wert) erwarten ließe. In diesem Zusammenhang spricht man von einem „harten“ Pomeron.
Höhere ϵ sind charakteristisch für Prozesse mit großen Massenskalen. Auch der totale Wirkungsquerschnitt der tief inelastischen Streuung hat ein hohes ϵ.
Ein Beispiel ist die elastische Photoproduktion von J/ψ Mesonen, die einen Achsenabschnitt der Pomeron-Trajektorie von $\alpha_{I\!P}(0) \approx 1,2$ verlangt. In [22] wird für die Produktion von Υ-Mesonen eine sogar steilere Energieabhängigkeit vorhergesagt. Da diese Größe für das Υ-Meson bislang jedoch nicht sicher bestimmt ist, werden in dieser Arbeit diffraktive Monte-Carlo Simulationen mit unterschiedlich starker Energieabhängigkeit verwendet (Abschnitt 3.1.1).

2.3.2 Υ-Produktion durch γg- oder gg-Fusion

In der QCD werden $q\bar{q}$-Paare durch Photon-Gluon- oder Gluon-Gluon-Fusion erzeugt. Dies führt nicht direkt zur Produktion von Vektormesonen, da diese farblos sind[2]. Die derartige Produktion von Vektormesonen erfolgt also nur über zusammengesetzte (inelastische) Prozesse.

Photon-Gluon-Fusion

Im Falle der Photon-Gluon-Fusion koppelt in führender Ordnung das vom Elektron ausgestrahlte Photon über den Austausch eines virtuellen b-Quarks an ein Gluon aus dem Proton. Wie in Abbildung 2.11 (links) veranschaulicht, entsteht dabei ein $b\bar{b}$-Quarkpaar, das die gleichen Quantenzahlen wie das produzierte Meson haben muss,

---

[2] Bei der Gluon-Gluon-Fusion kann zwar direkt ein farbneutraler $q\bar{q}$-Zustand entstehen. Dieser kann jedoch wegen verschiedener Parität und Drehimpuls auch kein Vektormeson sein.

um signifikant zur Υ-Produktion beizutragen („Color Singlet“-Modell [24, 25]). Daher ist ein weiteres Gluon nötig, um den farbneutralen Zustand des Υ-Mesons herzustellen.

Da bei der direkten Photon-Gluon-Fusion der gesamte Photonimpuls in die Produktion des Vektormesons eingeht, ist dieser Prozess bei vergleichsweise kleinen Schwerpunktsenergien des Photon-Proton-Systems möglich. Die Elastizität z liegt in diesem Prozess typischerweise bei mittleren bis großen Werten.

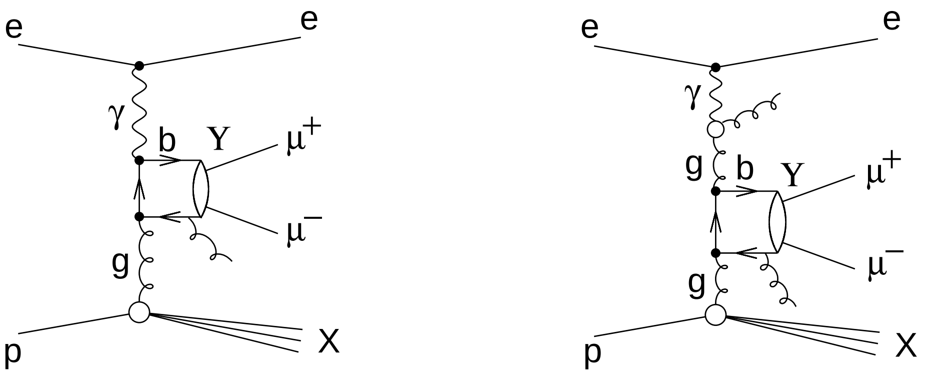


Abb. 2.11: Links: Direkte Photon-Gluon-Fusion in führender Ordnung, $\mathcal{O}(\alpha_s)$ **Rechts:** Gluon-Gluon-Fusion in führender Ordnung, $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$.

Gluon-Gluon-Fusion

Der zweite oben genannte Prozess, die Gluon-Gluon-Fusion, gehört zu den Prozessen, in denen sich das Photon „auflöst“ (engl.: *resolved photon processes*). Der dominante Prozess in der Vektormeson-Produktion bei HERA mit „aufgelöstem“ Photon ist die Gluon-Gluon-Fusion, die in Abbildung 2.11 (rechts) in führender Ordnung gezeigt ist. Das Photon fluktuiert in einen Anteil seiner hadronischen Komponente, wobei ein Gluon aus dem Photon mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirkt und diese ähnlich der direkten Photon-Gluon-Fusion ein Υ-Meson produzieren. Zugleich entsteht auch ein Photon Remnant[3], der in der Abbildung als Gluon angedeutet ist.

Da hier also nur ein Teil des totalen Photonimpulses zur Vektormeson-Produktion beiträgt, tritt die Gluon-Gluon-Fusion zunehmend bei hohen Photon-Proton-Schwerpunktsenergien auf. Wird dabei ein Vektormeson produziert, liegt die Elastizität z bei eher kleinen Werten.

Ganz wie bei der direkten Photon-Gluon-Fusion muss das $b\bar{b}$-Quarkpaar nach dem

---

[3] Das englische Wort *remnant* bedeutet auf deutsch Rest, Überbleibsel.

„Color Singlet“-Modell wieder die gleichen Quantenzahlen wie das produzierte Vektormeson tragen. Zwangsläufig muss auch hier ein Teilchen abgestrahlt werden, um die Gleichheit von Parität und Drehimpuls zu gewährleisten. Befindet sich das $b\bar{b}$-Quarkpaar in einem farblosen Zustand, kann das abgestrahlte Teilchen, anders als bei der direkten Photon-Gluon-Fusion, statt eines Gluons auch ein Photon sein.

Beschreibende Modelle

Die hier betrachteten inelastischen Produktionsprozesse von Vektormesonen werden im Allgemeinen durch zwei Modelle quantitativ beschrieben: durch das oben bereits genannte „Color Singlet“-Modell und durch das „Color Octet“-Modell. Wie die Namen bereits erkennen lassen, umfasst das letztere neben den *singlet* Beiträgen auch die *color octet* Beiträge. Abweichungen der Experimente vom „Color Singlet“-Modell werden hauptsächlich bei großer Elastizität z erwartet, was aus den Rechnungen zum J/ψ-Meson in [26] geschlossen werden kann.
Ein tieferer Einblick in die theoretische Behandlung der inelastischen Vektormeson-Produktion kann in [27, 28, 29] gewonnen werden. Hier findet sich auch eine umfassendere Diskussion dieser Modelle.

2.4 Elektroschwache Myonpaar-Produktion

In diesem Kapitel werden kurz jene Prozesse vorgestellt, die in dieser Arbeit den physikalischen nicht-resonanten Untergrund im Zwei-Myonen-Kanal bilden. Es ist zum einen der Zwei-Photon-Prozess und zum anderen sind es Bremsstrahlungs-Prozesse, bei denen das abgestrahlte Photon in ein Myonpaar konvertiert.

2.4.1 Zwei-Photon-Prozess

Ein vom Elektron ausgestrahltes Photon wechselwirkt mit einem vom Proton ausgestrahlten Photon und produziert ein Leptonenpaar. In Abbildung 2.12 ist der Graph dieses Prozesses gezeigt. Zur vollständigen Beschreibung des Prozesses muss zudem der gekreuzte Prozess berücksichtigt werden. Der Wirkungsquerschnitt des Subprozesses $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ ist nach [31] in guter Näherung für hohe $\gamma\gamma$-Schwerpunktsenergien $\sqrt{\hat{s}}$ durch

$$\sigma(\gamma\gamma \to\to \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{\hat{s}}\left(\ln\frac{\hat{s}}{m_\mu^2} - 1\right) \tag{2.28}$$

gegeben. Wird der vollständige Prozess ($ep \to ep{+}2\mu$) betrachtet, so müssen ebenfalls die Photonflüsse berücksichtigt werden.
Ersetzt man in dieser Gleichung $\hat{s} = M_{\mu\mu}^2$, lässt sich aber auch bereits hier das typisch abfallende Spektrum der invarianten Masse ablesen.

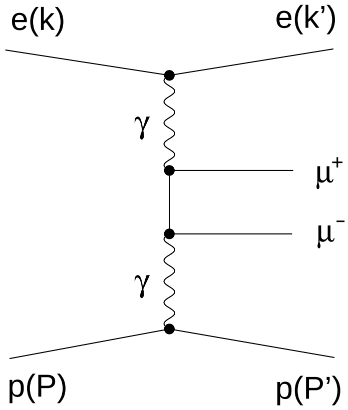


Abb. 2.12: Zwei-Photon-Prozess.

2.4.2 Bremsstrahlungs-Prozesse mit Photon-Konversion

In Bremsstrahlungs-Prozessen mit anschließender Konversion des Photons in ein Leptonpaar können auch Leptonpaare erzeugt werden. Das Bremsstrahlungsphoton kann entweder im Anfangs- oder im Endzustand erzeugt werden und zudem entweder von der Elektron- oder der Protonseite abgestrahlt werden. Die Graphen dieser Prozesse können Abbildung 2.13 entnommen werden. Die Bremsstrahlungsprozesse gewinnen

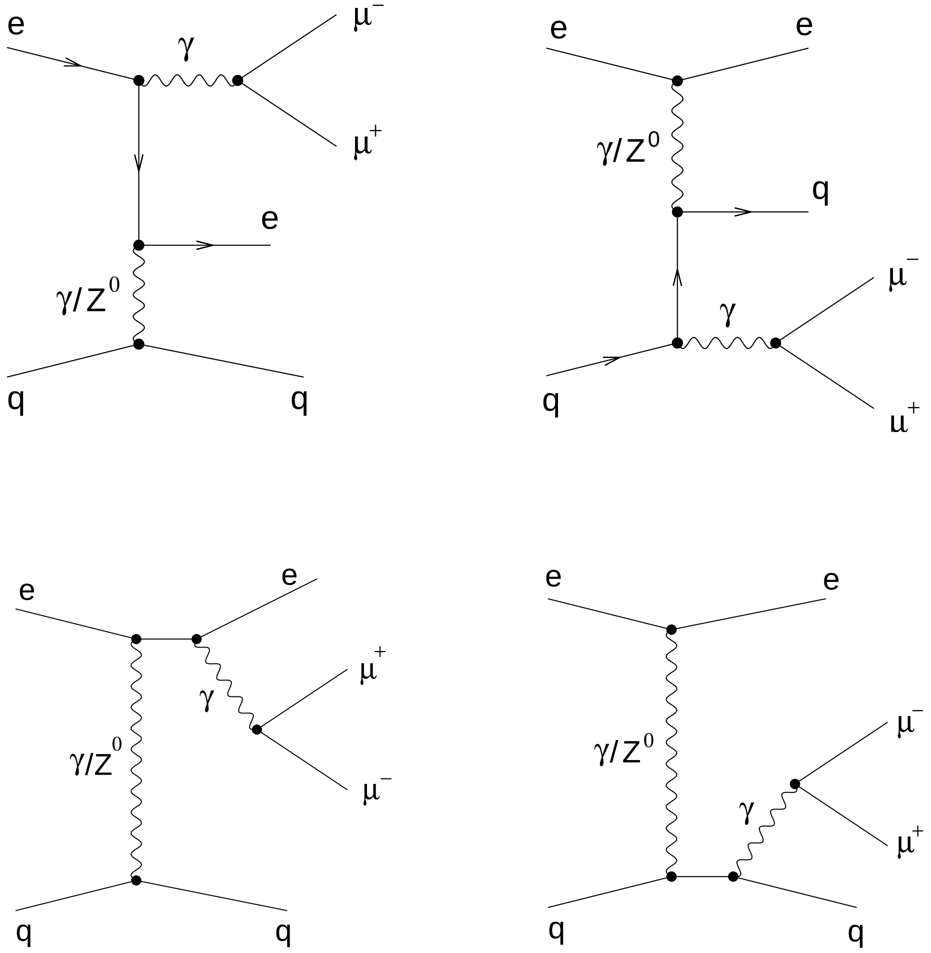


Abb. 2.13: Bremsstrahlungs-Prozesse. **Links:** Das Bremsstrahlungsphoton wird von der Elektronseite abgestrahlt. **Rechts:** Das Bremsstrahlungsphoton wird von der Quarkseite abgestrahlt. In der oberen Reihe wird das Photon im Anfangszustand, in der unteren Reihe im Endzustand abgestrahlt.

gegenüber dem dominierenden Zwei-Photon-Prozess bei großen Transversalimpulsen P_t und kleinen invarianten Massen der Myonen an Bedeutung und können als Korrekturen verstanden werden.
In Abbildung 2.14 findet sich das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte mit und ohne Berücksichtigung dieser Korrekturen. Es lässt sich erkennen, dass in dem untersuchten kinematischen Bereich ($5\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 15\,\mathrm{GeV}$) die Bremsstrahlungs-Prozesse eine Korrektur bis maximal 10 % ausmachen.

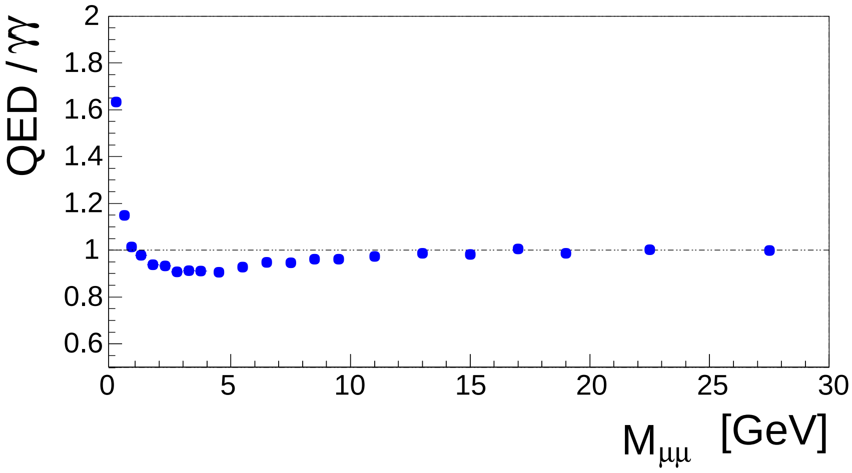


Abb. 2.14: Verhältnis der Wirkungsquerschnitte [32] zwischen der vollständigen QED-Berechnung (inklusive Bremsstrahlungsprozessen) und dem Zwei-Photon-Prozess. Das angegebene Verhältnis ist im Polarwinkelbereich $4^\circ < \theta < 179^\circ$ gültig.

3

Monte-Carlo Simulation

Die Monte-Carlo Simulation ermöglicht den Vergleich gemessener Ereignisse mit theoretischen Modellen. Die gesamte Simulation besteht aus drei Stufen. Mit einem Ereignisgenerator werden zunächst die Vierervektoren der am physikalischen Prozess beteiligten Teilchen bestimmt. Im zweiten Schritt erfolgt die Simulation der Wechselwirkung dieser Teilchen mit dem Detektor durch das Programmpaket H1SIM [33], das auf GEANT [34] basiert und im letzten Schritt werden die Informationen der Detektorantwort für Daten und Monte-Carlo Simulation auf identische Weise mit dem gleichen Rekonstruktionsprogramm verarbeitet.
Verschiedene physikalische Prozesse werden in der Regel auch mit unterschiedlichen Programmen generiert. In den folgenden Abschnitten werden kurz die verwendeten Ereignisgeneratoren vorgestellt.

3.1 Simulation der Υ-Produktion

Für die Simulation von Υ-Ereignissen mit einem Zerfall in zwei Myonen werden zwei unterschiedliche Ereignisgeneratoren verwendet: Das Programm DIFFVM beschreibt die diffraktive Υ-Produktion (Abschnitt 2.3.1) und das Programm EPJPSI die Produktion durch γg- oder gg-Fusion (Abschnitt 2.3.2).

3.1.1 DIFFVM

DIFFVM [35] ist ein Monte-Carlo Generator, der diffraktive Prozesse im Rahmen der Regge-Phänomenologie (Abschnitt 2.3.1) und des Vektor-Meson-Dominanzmodells (Abschnitt 2.3.1) simuliert. Sowohl die elastische Vektormeson-Produktion, als auch die diffraktive Produktion mit Protondissoziation wird von diesem Generator beschrieben. Da viele Parameter der Simulation variabel einzustellen sind, können die simulierten Ereignisse weitgehend an die betrachteten Prozesse angepasst werden. So wird die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für transversal polarisierte Photonen parametrisiert zu:

$$\sigma^T_{\gamma p}\left(Q^2\right) = \sigma^T_{\gamma p}\left(0\right)\left(\frac{1}{1+\frac{Q^2}{\Lambda^2}}\right)^n , \tag{3.1}$$

mit den frei wählbaren Größen Λ und n und dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$. In Photoproduktion ($Q^2 \rightarrow 0$ GeV^2) werden reelle Photonen ausgetauscht, die zwangsläufig transversal polarisiert sind. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für longitudinal und transversal polarisierte Photonen muss im Grenzwert der Photoproduktion verschwinden. Es ist gegeben durch:

$$\frac{\sigma^L_{\gamma p}}{\sigma^T_{\gamma p}} = \frac{\xi\,\frac{Q^2}{\Lambda^2}}{1+\chi\,\xi\,\frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \tag{3.2}$$

wobei ξ ein konstanter Faktor der Ordnung $\xi \approx 1$ ist. Der wählbare Parameter χ ist rein phänomenologisch und besitzt keine theoretische Rechtfertigung. Der elastische differentielle Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{el}/dt$ leitet sich wie der totale Wirkungsquerschnitt (Gleichung 2.22) aus der Regge-Theorie [21] ab:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \sum_R A'_R(t)\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_R(t)-2} . \tag{3.3}$$

In dieser Gleichung ist t der quadratische Viererimpulsübertrag am Protonvertex und somit die quadratische invariante Masse des ausgetauschten Regge-Teilchens. Die Summe läuft wie in Gleichung 2.22 über alle an der Wechselwirkung beteiligten Trajektorien R mit $A'_R(t)$ als Amplitudenfunktion. Die Verwendung von s und $\alpha_R(t)$ entspricht der Definition in Abschnitt 2.3.1. Wie auch in jenem Abschnitt bereits dargelegt wurde, trägt bei hohen Schwerpunktsenergien nur die Pomerontrajektorie entscheidend zum Wirkungsquerschnitt bei. Berücksichtigt man zudem, dass im Bild des VMD der diffraktive ep-Streuprozess in Photoproduktion auf den Streuprozess eines Vektormesons mit dem Proton bei einer Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ zurückgeführt wird, so ergibt sich bei einem exponentiellen Ansatz[1] der Amplitudenfunktion:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \left.\frac{d\sigma_{el}}{dt}\right|_{t=0,\,W_{\gamma p}=W_0} e^{-b|t|}\left(\frac{W_{\gamma p}}{W_0}\right)^{4\epsilon} , \tag{3.4}$$

mit

$$b = b_{el}(W_{\gamma p}) = b_{el}(W_0) + 4\alpha'_{I\!P}\ln\frac{W_{\gamma p}}{W_0}. \tag{3.5}$$

$\alpha'_{I\!P}$ ist wie in Gleichung 2.25 die Steigung der Pomeron-Trajektorie. Analog zum Parameter $b_{el}(W_0)$ in Gleichung 3.5 ergibt sich auch im Fall der protondissoziativen

---

[1] $A'_R(t) \sim e^{-c_R|t|}$ mit c_R als zu bestimmendem Faktor. In den Gleichungen 3.4 und 3.5 findet sich dieser Faktor als $c_{I\!P} = b_{el}(W_0)$ wieder.

Produktion ein Steigungsparameter $b_{pd}(W_0)$, dessen Wert unabhängig vom elastischen Parameter zu wählen ist. In der protondissoziativen Produktion hat sich in Arbeiten zum J/ψ-Meson [9, 10] eine leichtere t-Abhängigkeit gezeigt: $b_{pd}(W_0) < b_{el}(W_0)$. In dieser Arbeit werden $b_{el}(W_0) = 4{,}0\,\mathrm{GeV}^2$ und $b_{pd}(W_0) = 1{,}5\,\mathrm{GeV}^2$ gewählt (vgl. Tabelle 3.1).

Der Parameter ϵ in Gleichung 3.4 entspricht dem gleichnamigen Parameter in Gleichung 2.25, der dort aus einer Anpassung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Donnachie und Landshoff resultierte. Wie in Abschnitt 2.3.1 erwähnt, ist die Energieabhängigkeit im Falle der Υ-Produktion bislang nicht sicher bestimmt und um diesen Effekt abzuschätzen, werden drei verschiedene Simulationen mit unterschiedlichem Parameter ϵ zum Vergleich herangezogen.

Tabelle 3.1 fasst die wichtigsten Parameter für die in dieser Arbeit simulierten diffraktiven Ereignisse zusammen.

	ϵ	n	Λ	ξ	χ	α'	$b_{el}(W_0)$	$b_{pd}(W_0)$
MC 1	0,1	2,5	M_Υ	1,0	0,0	0,0	4,0 GeV^{-2}	1,5 GeV^{-2}
MC 2	0,25	2,5	M_Υ	1,0	0,0	0,0	4,0 GeV^{-2}	1,5 GeV^{-2}
MC 3	0,4	2,5	M_Υ	1,0	0,0	0,0	4,0 GeV^{-2}	1,5 GeV^{-2}

Tab. 3.1: Parameter der drei verwendeten diffraktiven Monte-Carlo Simulationen. M_Υ ist die Masse des $\Upsilon(1S)$-Mesons (siehe Abschnitt 2.2.1).

Es wird im Weiteren stets die Parameterwahl MC2 verwendet, sofern keine gesonderten Angaben erfolgen.

3.1.2 EPJPSI

Der Ereignisgenerator EPJPSI [36] ist dazu ausgelegt, Ereignisse mit J/ψ-Mesonen in verschiedenen Wechselwirkungen, wie $ep-$, $\gamma p-$, $\mu p-$, $pp-$ und $p\bar{p}$–Kollisionen, zu simulieren. Ebenso kann dieser Generator aber auch zur Simulation von Ereignissen mit Υ-Mesonen verwendet werden. In dieser Arbeit werden zwei Prozesse der Υ-Produktion mit EPJPSI generiert: zum einen die Boson-Gluon-Fusion und zum anderen die Gluon-Gluon-Fusion (Abschnitt 2.3.2). Die Wahl der Parameter für die Simulation der zwei Prozesse ist identisch. Für die Skala μ^2 in den Strukturfunktionen wird die quadratische Masse des Υ-Mesons gewählt:

$$\mu^2 = M_\Upsilon^2. \tag{3.6}$$

Die Proton- und Photonstrukturfunktion werden der Programmbibliothek [37] entnommen. In dieser Arbeit wird die Parametrisierung GRV98 LO [38] für das Proton und GRV-G LO [39] für das Photon als Standard-Strukturfunktion verwendet. Die Hadronisierung erfolgt über das Lund-String-Modell mit dem Programm JETSET [40].

3.2 Simulation des nicht-resonanten Untergrunds

3.2.1 GRAPE

GRAPE-Dilepton [41] ist ein Monte-Carlo Generator für elektroschwache Leptonpaarproduktion. Sämtliche Prozesse, die in diesem Zusammenhang in Abschnitt 2.4 beschrieben wurden, sind auch in der Simulation berücksichtigt. Dies sind sowohl der Bethe-Heitler-Prozess als auch Bremsstrahlungsprozesse mit Photonkonversion. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts basiert auf dem exakten Matrixelement der elektroschwachen Theorie. Die Feynman-Amplituden werden durch das automatische Berechnungssystem GRACE bestimmt. Die Simulation des vollständigen hadronischen Endzustands erfolgt über eine Verbindung (engl.: *Interface*) zu den Programmen PYTHIA [40] und SOPHIA [42].

3.2.2 AROMA

AROMA [43] simuliert die Erzeugung schwerer Quarks aus der Boson-Gluon-Fusion. Sowohl die Produktion von $c\bar{c}$-, als auch von $b\bar{b}$-Quarkpaaren wird berücksichtigt. Diese Quarks können semi-leptonisch zerfallen und dadurch Leptonen im Endzustand erzeugen. Auf diese Weise werden einzelne Myonen produziert, die in der Regel eng bei einem Jet liegen. Zerfallen beide Quarks semi-leptonisch zu Myonen, so treten in diesem Prozess zwei Myonen im Endzustand auf, die gleich oder unterschiedlich geladen sein können. Deshalb ist dieser Prozess im Bereich kleiner Elastizitäten als nicht-resonanter Untergrund zu berücksichtigen.

Allerdings passieren bei einer integrierten Luminosität von 68,1 pb^{-1} lediglich etwa 2 Ereignisse dieses Prozesses die in Kapitel 4 beschriebene Datenselektion. Die Ursache liegt in der Forderung nach genau zwei entgegengesetzt geladenen und isolierten Myonen.

Die Vorhersage des Wirkungsquerschnitts durch AROMA ist bekanntermaßen zu gering. H1-Messungen [44] ergaben einen 4,6-fach höheren Wirkungsquerschnitt in Photoproduktion als von AROMA vorhergesagt. Die Simulation wird in dieser Arbeit um diesen Faktor angepasst.

4

Datenselektion

Wie der Titel dieser Arbeit vorgibt, werden allgemein Ereignisse mit zwei Myonen selektiert. Weiterhin sind auch andere Selektionskriterien von Wichtigkeit, die es ermöglichen, den Zerfall der Υ-Resonanz über dem Untergrund im Massenspektrum der zwei Myonen zu erkennen. Es können nur Ereignisse in Betracht gezogen werden, bei deren Aufnahme alle wichtigen Detektorkomponenten in Funktion waren. Auf diese Vorselektion wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen. In den verbleibenden Abschnitten dieses Kapitels wird dann die vollständige Selektionskette dieser Arbeit dargelegt.

4.1 Vorselektion

Die Vorselektion stellt sicher, dass bei den verwendeten Daten alle wichtigen Detektorkomponenten während der Datennahme vollständig operationsfähig waren. Außerdem werden ausschließlich spätere Phasen eines Luminositäts-Runs[1] (Phase 2 – Phase 4) verwendet, in denen Trigger (vgl. Abschnitt 4.3) mit einer hohen Rate nicht zu große Skalierungsfaktoren aufweisen.

Von Oktober 1999 bis Ende 1999 war in der zentralen Jetkammer ein Draht beschädigt und verursachte dort einen defekten Bereich von ungefähr 20° in φ. Da die Selektion in dieser Arbeit sensitiv auf die Anzahl der gefundenen Spuren ist, wird dieser Runbereich (Run: 256687 – 261349) ausgeschlossen.

Die sogenannten *minimum bias runs*, in denen spezielle Triggerdefinitionen verwendet wurden, werden ebenfalls von der Analyse ausgeschlossen. Die verbleibende integrierte Luminosität der Daten der Jahre 1998, 1999 und 2000, die zur Analyse herangezogen werden, beträgt 68,1 pb^{-1}.

---

[1] Im Gegensatz zu einem Test-Run dient ein Luminositäts-Run der Gewinnung von Analysedaten.

4.2 Myonselektion

Myonen werden im H1-Detektor über die Bedingung identifiziert, dass eine Spur, die alle Selektionskriterien der Standard-H1-Spurselektion passiert, in den zentralen Spurkammersystemen mit einer Spur im zentralen Myondetektor oder mit einer Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens im LAr in Verbindung gebracht werden kann (vgl. Abschnitt 1.2). Dieses wird als *linking* bezeichnet. Die genauen Einstellungen der Spurselektionskriterien sind [32] zu entnehmen. Auf die beiden Möglichkeiten der Myonidentifikation wird im Folgenden näher eingegangen.

4.2.1 Myonen mit Spur im zentralen Myondetektor

Aus den Treffern in den Lagen des zentralen Myondetektors werden Spuren rekonstruiert, die mit den Spuren des zentralen Spurkammersystems verbunden werden. Für jede dieser Spurkombinationen wird eine Linkwahrscheinlichkeit berechnet, die ein Maß dafür liefert, ob es sich bei der betrachteten Kombination um eine Verbindung handelt. Liegt die Linkwahrscheinlichkeit über einem Schwellenwert und sind außerdem einige weitere Qualitätskriterien, wie zum Beispiel eine Mindestanzahl der getroffenen Lagen im zentralen Myondetektor, erfüllt, so spricht man von einem identifizierten „Eisen-Myon“[2]. Die zusätzlichen Qualitätskriterien, die an eine Spur im zentralen Myondetektor gestellt werden, können Tabelle 4.1 entnommen werden.

4.2.2 Myonen mit Energiedeposition im LAr

Durchquert ein Teilchen das LAr-Kalorimeter, so hinterlässt es dort einen Teil seiner Energie. Für Myonen als minimal ionisierende Teilchen ist dieser Anteil im Vergleich zu anderen Teilchen sehr gering, was sich als Unterscheidungskriterium nutzen lässt. Hierzu wird die Spur des vermeintlichen Myons als Helix in das LAr-Kalorimeter extrapoliert. Um die extrapolierte Spur werden zwei Zylinder der Radien $r_a = 15\,\mathrm{cm}$ und $r_b = 30\,\mathrm{cm}$ gelegt. Dabei sind die Radien so gewählt, dass der innere Zylinder die Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens vollständig enthielte, während der äußere Zylinder noch 90 % der Deposition eines von einem Pion ausgehenden hadronischen Schauers abdeckte. Die schematische Konstruktion der Zylinder ist in Abbildung 4.1 verbildlicht. Anhand der Energiedepositionen innerhalb der Zylinder entscheidet ein Programm über die Wahrscheinlichkeit, ob es sich um ein Myon handelt. Die Ausgabe des Programms liefert eine Myonqualität:

---

[2] „Eisen-Myon“ wegen der Bezeichnung des zentralen Myondetektors als instrumentiertes Eisen.

vordere Endkappe			**Barrel**		
ρ_x	$<$	100 cm	ρ	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm	Z_0	$<$	100 cm
$\mathrm{N_{total}}$	$\geq$	5,	$\mathrm{N_{total}}$	$\geq$	5,
	oder			oder	
$\mathrm{N_{Lagen}}$	$\geq$	3	$\mathrm{N_{Lagen}}$	$\geq$	3
$\mathrm{i_{erste\,Lage}}$	$\leq$	5	$\mathrm{i_{erste\,Lage}}$	$\leq$	5
$\mathrm{i_{letzte\,Lage}}$	$\geq$	3	$\mathrm{i_{letzte\,Lage}}$	$\geq$	2

hintere Endkappe					
$\mathrm{N_{Spuren}} = 2$			$\mathrm{N_{Spuren}} > 2$		
ρ_x	$<$	100 cm	ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm	ρ_y	$<$	100 cm
$\mathrm{N_{total}}$	$\geq$	5,	$\mathrm{N_{total}}$	$\geq$	5,
	oder			oder	
$\mathrm{N_{Lagen}}$	$\geq$	3	$\mathrm{N_{Lagen}}$	$\geq$	3
$\mathrm{i_{erste\,Lage}}$	$\leq$	5	$\mathrm{i_{erste\,Lage}}$	$\leq$	5
$\mathrm{i_{letzte\,Lage}}$	$\geq$	3	$\mathrm{i_{letzte\,Lage}}$	$\geq$	3
Bedingung für $\theta > 140°$:			Bedingung für $\theta > 135°$:		
$\mathrm{N_{Lagen}}$	$\geq$	6	$\mathrm{N_{Lagen}}$	$\geq$	8

Tab. 4.1: Qualitätskriterien einer Myonspur im zentralen Myondetektor. Die Kriterien variieren in den verschiedenen Bereichen des zentralen Myondetektors. Wegen der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit werden in der hinteren Endkappe große und kleine Spurmultiplizitäten unterschieden. $\mathrm{N_{Spuren}}$ ist dabei die Anzahl aller rekonstruierten Spuren im inneren Spurkammersystem.
Die Qualitätskriterien greifen auf die folgend beschriebenen Größen zurück. $\mathrm{N_{Lagen}}$ ist die Anzahl der getroffenen Lagen im zentralen Myondetektor und $\mathrm{N_{total}}$ beinhaltet zudem noch die getroffenen Lagen der inneren und äußeren Myonboxen. $\mathrm{i_{erste\,Lage}}$ und $\mathrm{i_{letzte\,Lage}}$ bezeichnet die erste bzw. letzte angesprochene Lage im zentralen Myondetektor. ρ, ρ_x, ρ_y sind der geringste Abstand, bzw. seine x- und y-Komponente, der aus dem Myondetektor zurückextrapolierten Spur zum Vertex in der rφ-Ebene. Z_0 ist die z-Koordinate des Anfangspunktes der Spur im Myondetektor.

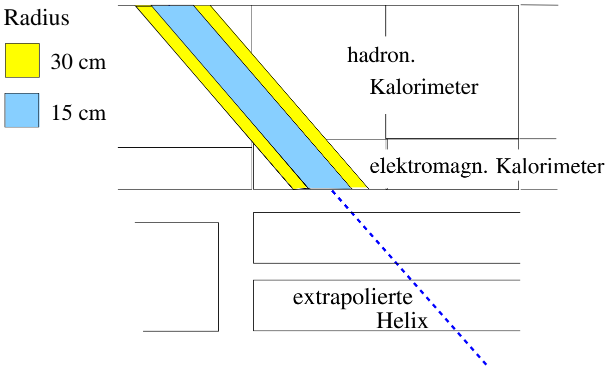


Abb. 4.1: Identifikation eines Myons im LAr-Kalorimeter.

$Q_\mu = 0$: kein Myon.

$Q_\mu = 1$: schlechtes Myon.

$Q_\mu = 2$: mäßiges Myon. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit eines Pions als Myon beträgt ca. 5 %.

$Q_\mu = 3$: gutes Myon. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit eines Pions beträgt 1–2 %.

Myonen, die nur im LAr-Kalorimeter identifiziert wurden, werden nur dann in der Analyse verwendet, wenn sie als mäßige oder gute Myonen klassifiziert wurden. Diese Myonen werden dann „Kalorimeter-Myonen“ genannt. Außerdem wird für die betrachteten Myonpaare gefordert, dass mindestens eines der beiden Myonen ein Eisen-Myon ist. Bei höheren Spurmultiplizitäten $\mathrm{N_{Spuren}} > 2$ werden Kalorimeter-Myonen wegen der zunehmenden Gefahr der Fehlidentifikation von Pionen nicht in Betracht gezogen. In diesem Fall müssen beide Myonen im zentralen Myondetektor identifiziert worden sein. Wegen der technischen Abmessungen des LAr-Kalorimeters können Kalorimeter-Myonen nur im Bereich $20° < \theta < 145°$ akzeptiert werden.

4.3 Trigger

4.3.1 Auswahl der Subtrigger

Die Funktionsweise des H1-Triggersystems wurde bereits in Abschnitt 1.3 beschrieben. Auch nach Passieren aller Triggerstufen steht die Information zur Verfügung,

welche der 128 Subtrigger ein Ereignis auf der ersten Triggerstufe akzeptiert haben. Die Subtrigger sind so ausgelegt, dass sie auf verschiedene Ereignistopologien und -charakteristika reagieren. Daher können Ereignisse, die den gewünschten Charakteristika entsprechen, durch entsprechende Auswahl der Subtrigger vorselektiert werden. Ausserdem ist eine Auswahl von Subtriggern notwendig, um die Effizienz der Selektion über die Simulation bestimmen zu können. Die Beschreibung der Triggereffizienzen in der Simulation ist für die verwendeten Subtrigger in den Arbeiten [9, 32] untersucht worden.
In dieser Arbeit werden Ereignisse betrachtet, die von einem der folgenden Subtrigger akzeptiert wurden:

- für genau zwei Spuren im Detektor ($\mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}} = 2$)[3]:
  s15, s18, s34, s54
- für mehr als zwei Spuren im Detektor ($\mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}} > 2$):
  s15, s18, s19, s22

Im Folgenden werden die Eigenschaften dieser Subtrigger kurz vorgestellt.

s15: Dieser Subtrigger spricht an, wenn ein Signal entweder in den Endkappen oder in der Barrel-Region des zentralen Myondetektors gemessen wird und zudem eine Spur mit einem Transversalimpuls $P_t > 800\,\mathrm{MeV}$ sowie eine Signifikanz im z-Vertex-Histogramm[4], gefunden werden. Da in keiner Weise auf die Spurmultiplizitäten geschnitten wird, ist dieser Subtrigger universell einsetzbar. Auf der zweiten Triggerstufe wird die Triggerrate des Subtriggers s15 durch ein neuronales Netz weiter reduziert.

s18: Dieser Subtrigger verlangt ein Signal in den Endkappen des Myondetektors, eine Spur mit einem Transversalimpuls $P_t > 800\,\mathrm{MeV}$ und Einträge im z-Vertex-Histogramm in bis zu maximal vier benachbarten Bins. Durch diese Forderung wird indirekt auf eher kleine Spurmultiplizitäten geschnitten.

s19: Mit diesem Subtrigger werden Ereignisse mit hohen Spurmultiplizitäten getriggert, die zudem ein Myon im Barrel-Bereich haben.

s22: Wie der s18 triggert dieser Subtrigger Myonen in den Endkappen des Myondetektors. Allerdings ist der s22 wie der s19 für hohe Spurmultiplizitäten ausgelegt.

s34: Dieser Myontrigger kombiniert ein Signal der Barrel-Region des Myondetektors mit niedriger Spurmultiplizität.

---

[3] Die Verwendung der Größe $\mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}}$ entspricht der Definition in Tabelle 4.1

[4] Auf der ersten Triggerstufe werden Signale der inneren Spurkammern zu Strahlen kombiniert und zur z-Achse verlängert. Die Position wird in das z-Vertex-Histogramm eingetragen, das im Bereich ±40 cm 16 Intervalle enthält.

s54: Bei diesem Subtrigger handelt es sich um einen topologischen Trigger, der als einziger der hier aufgeführten Subtrigger nicht ausschließlich zum Triggern von Myonen verwendet wird. Er triggert auf niedrige Spurmultiplizitäten mit der Bedingung, dass sich zwei Spuren in der $r\varphi$-Ebene gegenüberliegen. Die Rate dieses Triggers wird auf der zweiten Triggerstufe weiter reduziert.

4.3.2 Kombination der Subtrigger

Wie in Abschnitt 1.3 erwähnt wurde, erhält ein Subtrigger mit einer hohen Rate einen Skalierungsfaktor d. Das bedeutet, dass nur ein Bruchteil $1/d$ der von diesem Trigger akzeptierten Ereignisse an die folgende Triggerstufe weitergeleitet wird.
Um auf die ursprüngliche Rate akzeptierter Ereignisse zurückzurechnen, ist es im Fall eines einzeln verwendeten Subtriggers möglich, die gefundenen Ereignisse direkt mit dem Faktor d zu gewichten. Werden mehrere Subtrigger verwendet und wird ein Ereignis auch von mehreren dieser Subtrigger akzeptiert, verringert sich der Gewichtungsfaktor. Zur Berechnung dieser Faktoren wird die in [45] vorgeschlagene Methode verwendet, die im Folgenden kurz vorgestellt wird.
Die Information, ob der Subtrigger j unabhängig von der Skalierung das Ereignis i akzeptiert hat[5], sei in

$$r_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{wenn Subtrigger } i \text{ das Ereignis } j \text{ akzeptiert hat} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.1}$$

gespeichert.
Mit d_{ik} sei der Skalierungsfaktor des Subtriggers i in Run k bezeichnet. Dann ist die Wahrscheinlichkeit, dass Subtrigger i das Ereignis j in Run k weitergeleitet[6] hat, gegeben durch:

$$P_{ijk} = \frac{r_{ij}}{d_{ik}} \tag{4.2}$$

und die Wahrscheinlichkeit, dass zumindest einer von $\mathrm{N_{subtr}}$ Subtriggern das Ereignis in Run k weitergeleitet hat, ist:

$$P_{jk} = 1 - \prod_{i=1}^{\mathrm{N_{subtr}}} \left(1 - \frac{r_{ij}}{d_{ik}}\right). \tag{4.3}$$

Das Inverse dieser Wahrscheinlichkeit liefert bereits den gesuchten Gewichtungsfaktor, um auf die ursprüngliche Rate akzeptierter Ereignisse zurückzurechnen. Wenn jedoch die Skalierungsfaktoren von Run zu Run stark variieren, können statistische Fehler auftreten, die größer sind als notwendig. Diese Fehler können beträchtlich reduziert

---

[5] Das entspricht der Information, ob das *raw trigger bit* gesetzt ist.

[6] „weiterleiten“ bedeutet hier, dass dieser Subtrigger das Ereignis akzeptiert hat und das Ereignis zudem nicht der Skalierung unterlag.

werden, wenn die Triggerwahrscheinlichkeit über einen möglichst großen Datennahmezeitraum mit gleichen Triggerdefinitionen gemittelt wird. Der Gewichtungsfaktor ist dann:

$$w_j = \frac{\sum_{k=1}^{N_{Runs}} L_k}{\sum_{k=1}^{N_{Runs}} L_k P_{jk}}. \tag{4.4}$$

L_k sei hier die integrierte Luminosität des Runs k. Rechentechnisch ist es aufwendig, diese Mittelung für jedes Ereignis stets erneut durchzuführen. Da der Gewichtungsfaktor w_j wegen der Summation nur noch von der Information r_{ij} abhängt, also $w_j = w_j(r_{ij})$, kann dieser Faktor auch vorab für alle Kombination von r_{ij} berechnet werden. Dies sind für beispielsweise vier betrachtete Subtrigger $2^4 - 1 = 15$ Möglichkeiten. Für die in Abschnitt 4.3.1 definierte Triggerauswahl im Fall $\mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}} = 2$ können die Gewichtungsfaktoren Tabelle A.1 in Anhang A entnommen werden.

4.4 Υ-Selektion

Nach der Vorselektion, der Myonselektion und der Auswahl der Trigger bedarf es einer Reihe weiterer Selektionsschritte, um Ereignisse der Υ-Resonanz über dem Untergrund zu erkennen. Die verbleibenden Schritte sind in diesem Abschnitt zusammengefasst.

4.4.1 Physikalische Schnitte

Es werden ausschließlich Ereignisse selektiert, die zwei isolierte Myonen entgegengesetzter Ladung q gemäß der Myonselektion (vgl. Abschnitt 4.2) enthalten. Die invariante Masse der Myonen $M_{\mu\mu}$ wird in einem symmetrisch um die Resonanzmasse angeordneten Massenbereich betrachtet. Bisher sind es in kurzer Form die folgenden Kriterien:

- $\mathrm{N}_{\mathrm{Myonen}} = 2$.
- $q_1 \neq q_2$.
- $5\,\mathrm{GeV} < \mathrm{M}_{\mu\mu} < 15\,\mathrm{GeV}$.
- $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} > 1.0$ (Isolation zu allen anderen Spuren und Jets).

Phasenraumschnitte

Die zwei folgenden Kriterien führen zu einer Einschränkung des Phasenraums. Es ist ein Schnitt in der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ und die Einschränkung auf Ereignisse der Photoproduktion (siehe Abschnitt 2.1).
In Abbildung 4.2 sind die Monte-Carlo Simulationen (Kapitel 3) für Untergrund[7]-

---

[7] „Untergrundprozesse“ meint hier die elektroschwache Myonpaarproduktion.

und Signalprozesse in der $W_{\gamma p}$-Verteilung dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass ein Schnittwert von 100 GeV in der Simulation zu einer Verbesserung des Signal-Untergrund Verhältnisses führt.

- $W_{\gamma p} > 100\,\mathrm{GeV}$

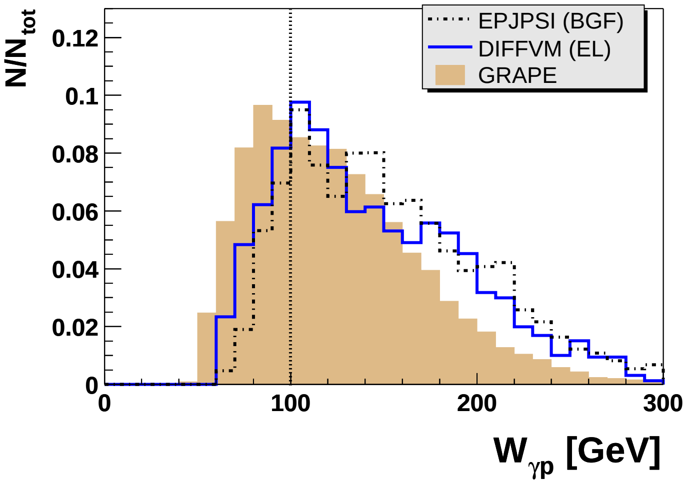


Abb. 4.2: Die Verteilung der Photon-Proton Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ in der Simulation (vgl. Kapitel 3). Die Integrale der Verteilungen sind auf eins normiert. Bis auf die Einschränkung in $W_{\gamma p}$ haben die dargestellten Ereignisse sämtliche Selektionskriterien dieses Kapitels durchlaufen. Die eingezeichnete vertikale Linie veranschaulicht den Schnittwert von 100 GeV.

Wie oben erwähnt, selektiert der zweite Phasenraumschnitt Ereignisse der

- Photoproduktion.

Dieser wird durch die Forderung umgesetzt, dass das gestreute Elektron entlang des Strahlrohrs entweicht und nicht im Detektor gefunden wird. „Gefunden“ bedeutet in diesem Fall, dass das Elektron im SPACAL oder LAr-Kalorimeter eine Energie von mehr als 8 GeV hinterlässt. Wie in Arbeiten [9, 10, 11] zum J/ψ-Meson untersucht wurde, führt dieser Schnitt laut Simulation zu einem $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ mit einem Mittelwert von $\langle Q^2 \rangle = 0,055\,\mathrm{GeV}^2$.

4.4.2 Technische Schnitte

Aufgrund der Abmessungen des zentralen Spurkammersystems (siehe Abbildung 1.4), bzw. insbesondere der zentralen Jetkammern, werden Myonen nur in einem mittleren Polarwinkelbereich selektiert[8]:

---

[8] Sofern der Polarwinkel θ in dieser Arbeit ohne Zusatz verwendet wird, ist damit die Messung Vertex-angepasster Spuren (DTRA-Bank) gemeint. Dies gilt ebenfalls für die weiteren kinematischen Größen ϕ und P_t^{μ}.

- $20° < \theta < 160°$

Um eine genauere Impulsmessung und somit eine höhere Auflösung in der Messung der invarianten Masse zu gewährleisten, wird auf die Spurlänge $\mathrm{L_{Spur}}$ der Myonen im zentralen Spurkammersystem geschnitten. Wegen der beschränkten Abmessungen der zentralen Jetkammern ist die Spurlänge mit dem Polarwinkel korreliert und es wird daher der Schnittwert der Spurlänge abhängig vom Polarwinkel definiert:

- $\mathrm{L_{Spur}} > 15\,\mathrm{cm}$ für $\theta < 40°$ oder $\theta > 140°$
  $\mathrm{L_{Spur}} > 22\,\mathrm{cm}$ sonst

Abbildung 4.3 zeigt die Korrelation von Spurlänge und Polarwinkel in der Simulation. Es ist zu erkennen, dass ein uneingeschränkter Schnitt auf die Spurlänge die Effizienz im Rückwärtsbereich stark beeinträchtigte.

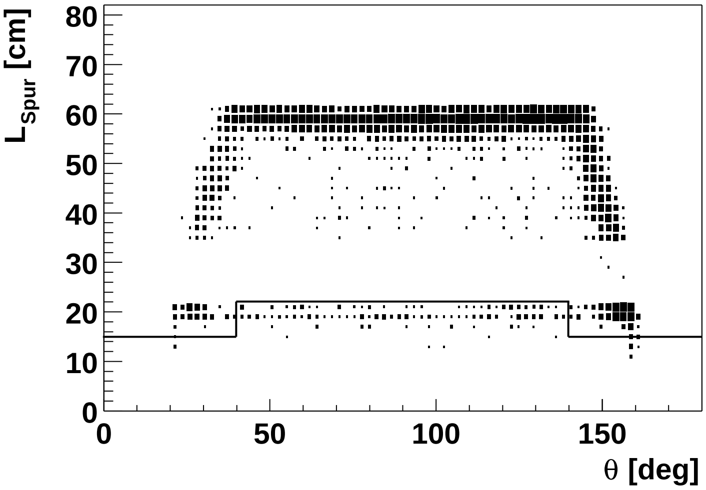


Abb. 4.3: Zweidimensionales Histogramm der Spurlänge $\mathrm{L_{Spur}}$ der Myonen im zentralen Spurkammersystem gegen den Polarwinkel θ. Die eingetragenen Ereignisse wurden mit dem Monte-Carlo Generator **DIFFVM** generiert und bestehen aus einer Mischung gleicher Anteile elastischer und protondissoziativer Ereignisse, die bis auf den Spurlängenschnitt alle Selektionskriterien dieses Kapitels passiert haben. Die eingezeichneten Linien stellen die Schnittwerte der Spurlänge in Abhängigkeit des Polarwinkels dar.

Ab einem Transversalimpuls von etwa 1,5–2,0 GeV können die Myonen in den zentralen Myondetektor gelangen. Myonen mit kleinerem Transversalimpuls werden ausgeschlossen:

- $P_t^{\mu} > 1{,}8\,\mathrm{GeV}$

Wie Abbildung 4.4 zu entnehmen ist, kommt es bei diesem Schnitt kaum zu einem Effizienzverlust. Da der transversale Impuls der Myonen direkt mit der invarianten

Masse verbunden ist, kann das Signal-Untergrund Verhältnis im Massenbereich der Resonanz jedoch nicht durch ein Heraufsetzen des Schnittwertes verbessert werden. Die Auswirkung einer Änderung des Schnittwertes auf das Spektrum der invarianten Masse zeigt Abbildung A.1 in Anhang A. Im weiteren wird auf die z-Koordinate des rekonstruierten Vertex z_{vertex} geschnitten:

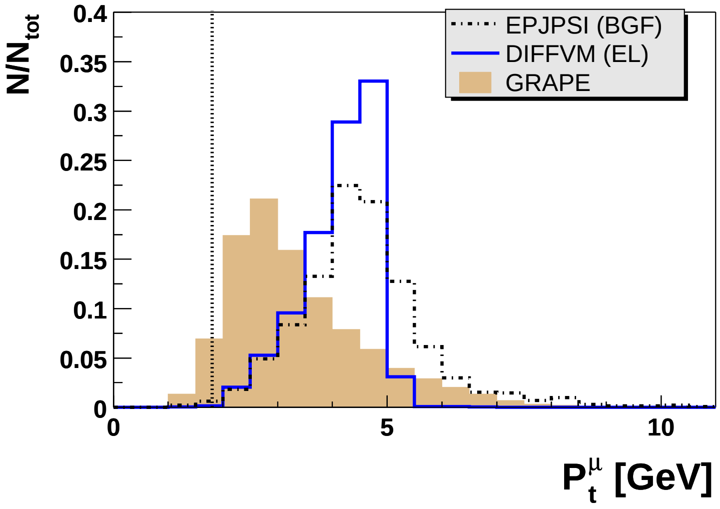


Abb. 4.4: Die Verteilung des transversalen Impulses der Myonen P_t^μ in der Simulation (vgl. Kapitel 3). Die Integrale der Verteilungen sind wie in Abbildung 4.2 auf eins normiert. Bis auf den Schnitt in P_t^μ haben die dargestellten Ereignisse auch hier sämtliche Selektionskriterien dieses Kapitels durchlaufen. Die eingezeichnete vertikale Linie veranschaulicht den Schnittwert von 1,8 GeV.

- $|z_{vertex}| < 40\,\text{cm}$

4.4.3 Schnitte gegen kosmische Myonen

Energiereiche Protonen der primären kosmischen Strahlung treffen auf die Atmosphäre und wechselwirken dort mit den Atomkernen, wobei unter anderem geladene Pionen entstehen, die zu Myonen zerfallen:

$$p + \text{Kern} \to \pi^\pm + X, \qquad \pi^\pm \to \mu^\pm + \bar{\nu_\mu}\,(\nu_\mu). \tag{4.5}$$

Die meisten kosmischen Myonen werden in einer Höhe von etwa 15 km produziert und verlieren durch Ionisation auf dem Weg zur Erdoberfläche im Mittel eine Energie von ungefähr 2 GeV. Die mittlere Energie von kosmischen Myonen auf Meeresniveau beträgt $\approx 4\,\text{GeV}$ bei einer Intensität von [13]:

$$I \approx 1\,\text{cm}^{-2}\,\text{min}^{-1} \quad (\text{für } E_\mu > 1\,\text{GeV}).$$

Die kosmischen Myonen bilden den Hauptuntergrund bei Untersuchungen im Zwei-Myonen-Kanal. Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung des Polarwinkels und der invarianten Masse der Myonen ohne Schnitte gegen kosmische Myonen.

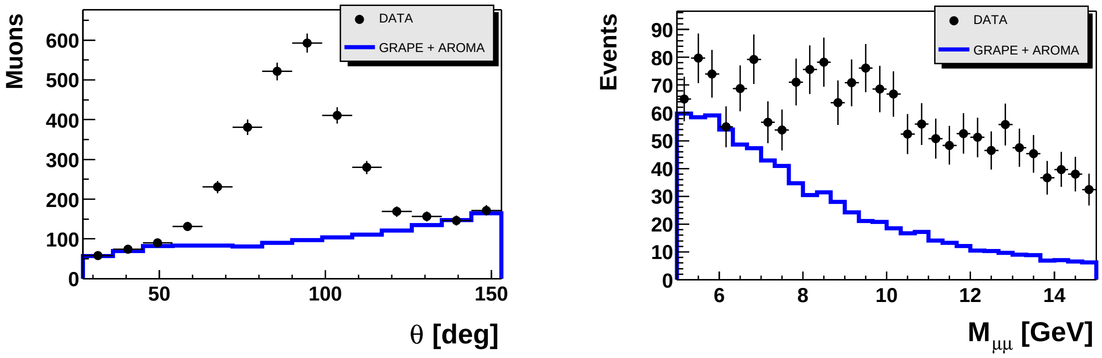


Abb. 4.5: Die Verteilung des Polarwinkels θ und der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ der zwei Myonen ohne Anwendung von Schnitten gegen kosmische Myonen. Die eingetragenen Ereignisse haben alle bisher in diesem Kapitel vorgestellten Selektionskriterien passiert.

In der θ-Verteilung dieser Abbildung lässt sich die typische Winkelverteilung kosmischer Myonen beobachten, die im H1-Koordinatensystem die Form

$$I = I_0 \sin^2 \theta$$

annimmt. Um den Untergrund der kosmischen Myonen möglichst effizient zu reduzieren, müssen Charakteristika gefunden werden, anhand derer sich kosmische Myonen von Ereignissen der *ep*-Streuung unterscheiden lassen. In den folgenden Unterabschnitten werden solche Charakteristika und die sich daraus ableitenden Schnitte gegen kosmische Myonen vorgestellt.

Elliptischer Schnitt

Ein kosmisches Myon, das den Detektor im Bereich der Wechselwirkungszone durchquert, wird als zwei vom Vertex ausgehende Spuren entgegengesetzter Ladung rekonstruiert. Als Konsequenz ist ein kleiner Öffnungswinkel zwischen den Spuren ein typisches Merkmal der kosmischen Myonen.
Bei Betrachten des Öffnungswinkels ist die unterschiedliche Auflösung in ϕ und θ zu beachten. Hierzu zeigt Abbildung 4.6 für einen an kosmischen Myonen reichen Datensatz die Winkeldifferenz der zwei Spuren bezüglich ϕ und θ gegeneinander aufgetragen.
In den Daten (Abbildung 4.6 links) ist eine deutliche Ereignishäufung bei kleinen Winkeldifferenzen zu erkennen. Jedoch ist auffallend, dass sich der Häufungsbereich

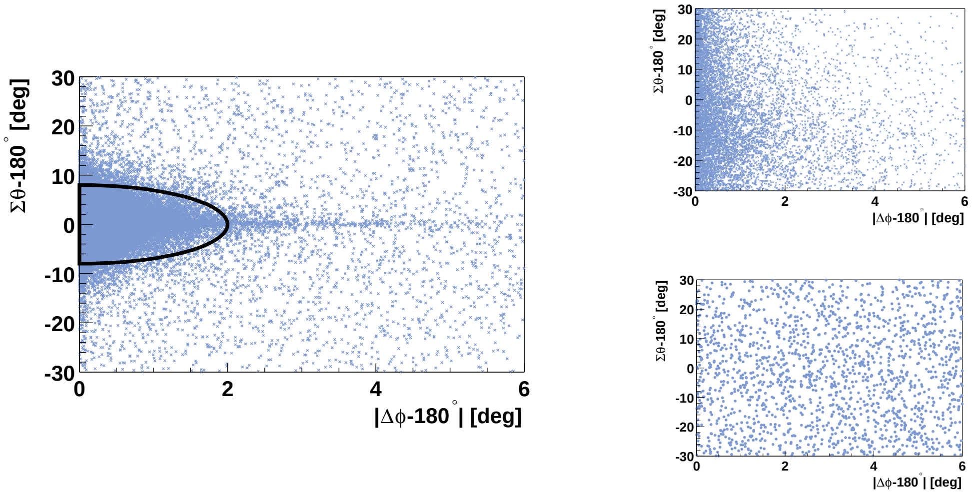


Abb. 4.6: Die Winkeldifferenz der zwei Myonspuren in ϕ gegen die Winkeldifferenz in θ. Die eingetragenen Ereignisse haben keine Selektionskriterien durchlaufen. **Links:** Daten des Jahres 2000 mit gekennzeichneter Schnittgrenze. **Rechts:** Elastisches (oben) und inelastisches (unten) GRAPE Monte-Carlo. Die Definitionen von $\Sigma\,\theta - 180°$ und $\Delta\phi - 180°$ als Winkeldifferenzen der Spuren gehen aus dem H1-Koordinatensystem hervor (siehe Abschnitt 1.2).

in θ bedeutend weiter als in ϕ erstreckt. Die Simulation der elastischen Prozesse (Abbildung 4.6 rechts oben) zeigt eine Häufung bei kleiner Winkeldifferenz in ϕ, wie auch die Theorie erwarten lässt, jedoch keine Häufung in θ. Dies ist ein Effekt der *ep*-Schwerpunktsbewegung[9] bei HERA. Inelastische Ereignisse sind hingegen gleichverteilt in dieser Ebene (Abbildung 4.6 rechts unten). Beachtet man die Form des Häufungsbereichs, bietet sich der folgende Schnitt[10] zur Reduktion des Untergrunds kosmischer Myonen an:

- $$R = \sqrt{\left(\frac{\Sigma\,\theta - 180^\circ}{8^\circ}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi - 180^\circ}{2^\circ}\right)^2} > 1. \tag{4.6}$$

Dieser Schnitt stellt geometrisch eine Ellipse mit den Halbachsen 8° und 2° in der in Abbildung 4.6 gezeigten Ebene dar. Da sich auch elastische Ereignisse der *ep*-Streuung in dem Bereich kleiner $|\Delta\phi - 180°|$ häufen, sind die Halbachsen der Ellipse eng an den Häufungsbereich angepasst. Der verbleibende Untergrund kosmischer Myonen wird weiter unten eingehend betrachtet.

---

[9] Man spricht von einem *boost* in Vorwärtsrichtung.

[10] Dieser Schnitt wird für zwei Winkelmessungen getrennt durchgeführt: für Vertex-angepasste Spuren (DTRA-Bank) und Spuren ohne Vertexanpassung (DTNV-Bank).

Selektionskriterien mit Zeitmessung

Kosmische Myonen fallen zeitlich gleichverteilt in den Detektor ein. Ereignisse der *ep*-Streuung hingegen treten an den HERA-Takt[11] gekoppelt auf, der die nominelle Strahlkreuzung von Elektronen- und Protonenstrahl vorgibt. Jedem gemessenen Ereignis wird eine Zeitmessung, das Ereignis-T_0, in Einheiten des HERA-Taktes zugeordnet. Abbildung 4.7 zeigt die Verteilung des Ereignis-T_0 für ungefilterte Daten.

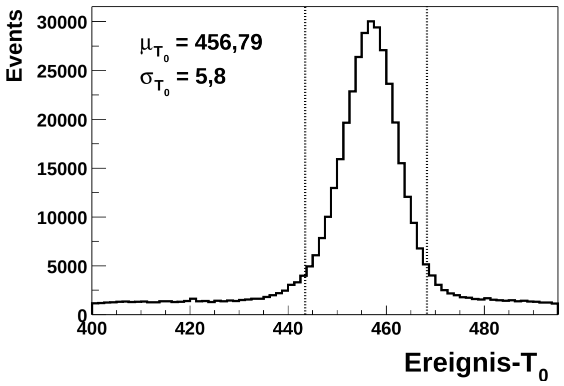


Abb. 4.7: Ereignis-T_0 für ungefilterte Daten des Jahres 2000 in Einheiten des HERA-Taktes. Oben links sind Mittelwert μ_{T_0} und Standardabweichung σ_{T_0} einer Gaußanpassung angegeben. Die Standardabweichung entspricht einer Zeitspanne von ≈ 1,1 ns. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Schnittgrenzen $\mu_{\mathrm{T}_0} \pm 12$ (≈ 2,3 ns).

Es ist deutlich die Korrelation des Ereignis-T_0 der *ep*-Ereignisse mit dem HERA-Takt in Form einer Gaußverteilung zu erkennen. Außerhalb dieses Bereichs sieht man den gleichverteilten Untergrund der kosmischen Myonen. Es bietet sich daher das folgende Selektionskriterium an:

- $|\text{Ereignis-T}_0 - \mu_{\mathrm{T}_0}| < 12 \quad (\approx 2{,}3\,\mathrm{ns})$.

Der Mittelwert μ_{T_0} der Gaußverteilung schwankt zwischen den Datennahmeperioden zum Teil um mehrere Standardabweichungen. Daher ist stets der Mittelwert der entsprechenden Datennahmeperiode zu verwenden. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der einzelnen Datennahmeperioden können Tabelle A.2 in Anhang A entnommen werden.

Das Intervall von ±12 Einheiten um den Mittelwert entspricht etwa zwei Standardabweichungen. Somit werden bei diesem Schnitt auch ca. 5% der Ereignisse der *ep*-Streuung verworfen. In der Monte-Carlo Simulation ist dieser Verlust zunächst nicht berücksichtigt und es wird daher das Ereignis-T_0 der Simulation als Gaußverteilung an die Daten angepasst.

Neben dem Ereignis-T_0 wird in den zentralen Jetkammern auch der Zeitpunkt gemessen, in dem ein Teilchen dort eine Spur hinterlässt. Da kosmische Myonen von oben in den Detektor einfallen, wird die ϕ-geordnete Differenz der Messzeitpunkte

---

[11] Der Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen (*bunch crossings*) von 96 ns entsprechen 500 Einheiten des HERA-Taktes.

der beiden Myonspuren in den zentralen Jetkammern (CJC) betrachtet: ΔT_0^{CJC}. Die Zeitmessung erfolgt wieder in Einheiten des HERA-Taktes. Abbildung 4.8 zeigt in der linken Figur die Verteilung dieser Differenz.

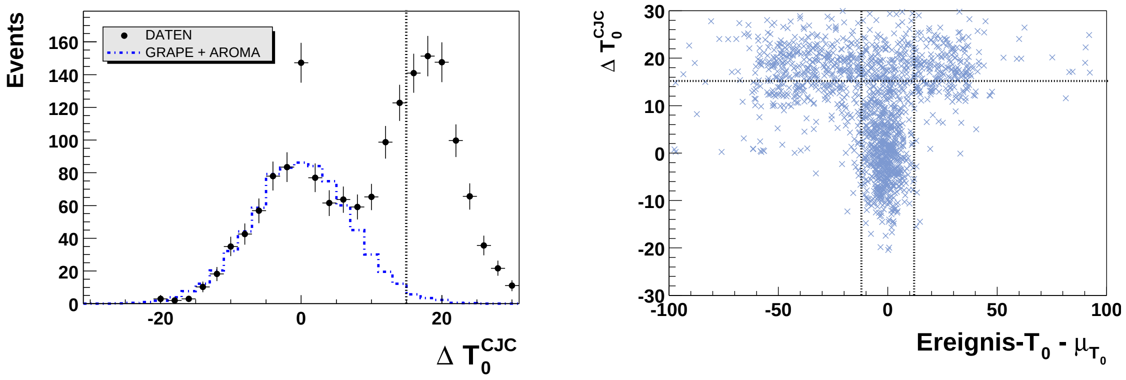


Abb. 4.8: Links: Die Verteilung der Differenz der Messzeitpunkte der Myonspuren in den zentralen Jetkammern. Eingetragen sind die Daten und die Monte-Carlo Erwartung. **Rechts** ist diese Verteilung gegen die Zeitmessung der Ereignisse aufgetragen. Beide Histogramme zeigen Ereignisse nach allen bisher in diesem Kapitel angeführten Selektionskriterien ausgenommen des „Ereignis-T_0“-Schnitts. Die gestrichelten Linien zeigen wieder die Schnittgrenzen.

Es ist die Überlagerung zweier glockenförmiger Verteilungen zu erkennen: Eine mit dem Maximum bei Null und die andere mit dem Maximum bei etwa 20 Einheiten des HERA-Taktes. Die erste dieser Verteilungen kann den Ereignissen der *ep*-Streuung zugeordnet werden, da bei diesen die Myonen den Vertex zeitgleich verlassen und annähernd zeitgleich Spuren in den Jetkammern erzeugen. Die zweite wird durch Spurenpaaren erzeugt, deren obere Spur um etwa 20 Einheiten des HERA-Taktes ($\approx 3{,}8\,\mathrm{ns}$) vor der unteren Spur gemessen wird. Diese lässt sich den kosmischen Myonen zuordnen.

Die rechte Figur in Abbildung 4.8 zeigt die Differenz ΔT_0^{CJC} gegen die Zeitmessung des Ereignisses aufgetragen. In den äußeren Bereichen des Ereignis-T_0, die den kosmischen Myonen zuzuschreiben sind, treten Ereignisse fast ausschließlich im Bereich $\Delta T_0^{CJC} > 10$ auf. Die Zeitspanne ΔT_0^{CJC} liefert daher eine weitere charakteristische Größe zur Abtrennung kosmischer Myonen.

Um bei einem Schnitt den Verlust von Ereignissen der *ep*-Streuung klein zu halten, wird der Schnittwert auf 15 Einheiten des HERA-Taktes ($\approx 2{,}9\,\mathrm{ns}$) festgelegt, was etwa einem Abstand von zwei Standardabweichungen zum Maximum der Verteilung der *ep*-Ereignisse entspricht. Zudem wird das Selektionskriterium mit einer Einschränkung versehen:

- $\Delta T_0^{CJC} < 15$ nur für $R < 2{,}5$, wobei R der oben für den elliptischen Schnitt eingeführte Radius ist. Wie bei dem Ereignis-T$_0$ wird die Simulation auch für ΔT_0^{CJC} an die Daten angepasst.

Abschätzung des Untergrunds kosmischer Myonen

Trotz der bisher eingeführten Selektionskriterien findet sich noch ein beträchtlicher Anteil kosmischer Myonen in den selektierten Daten. Durch einen inversen Schnitt auf das Ereignis-T$_0$ kann der verbliebene Untergrund kosmischer Myonen abgeschätzt werden. Dazu wird der Schnitt auf das Ereignis-T$_0$ modifiziert zu[12]:

$$25 < |\text{Ereignis-T}_0 - \mu_{\text{T}_0}| < 37,$$

während alle anderen Selektionskriterien unverändert durchlaufen werden. Abbildung 4.9 zeigt diesen Bereich in der von Abbildung 4.8 bekannten Darstellung.

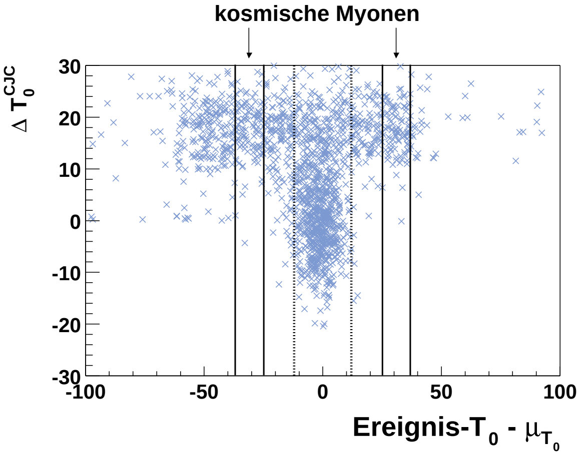


Abb. 4.9: Darstellung des Bereichs der Ereignis-T$_0$-Verteilung, der zur Abschätzung des Untergrunds kosmischer Myonen dient. Aufgetragen ist wie in Abbildung 4.8 das Ereignis-T$_0$ gegen die Differenz der Messzeitpunkte der Myonspuren. Der reguläre Schnitt auf das Ereignis-T$_0$ ist durch die gestrichelten Linien angedeutet.

Die Gesamtbreite der Intervalle entspricht exakt der des regulären Ereignis-T$_0$-Schnitts von 24 Einheiten des HERA-Taktes. Abbildung 4.10 zeigt die Polarwinkelverteilung von Daten, Simulation des physikalischen Untergrunds und der Abschätzung des Untergrunds kosmischer Myonen nach allen bisher eingeführten Selektionskriterien. Gerade im Bereich $\theta \approx 90^\circ$ ist noch ein entscheidender Anteil an Untergrund kosmischer Myonen verblieben. Dieser besteht zu 100 % aus Ereignissen mit zwei Spuren. Daher ist es sinnvoll, weitere Kriterien gegen kosmische Myonen auf Ereignisse mit kleiner Spurmultiplizität zu beschränken.

Zusatzkriterien für kleine Spurmultiplizitäten (≤ 3 Spuren)

Es treten Ereignisse mit Fehlmessungen des Polarwinkels auf (siehe Abbildung B.1 in Anhang B). Diese Ereignisse können durch Schnitte, die die Kollinearität der Spuren

---

[12] Der untere Grenzwert von 25 Einheiten des HERA-Taktes entspricht einem Abstand von etwa 4 Standardabweichungen zum Mittelwert der ep-Ereignisse.

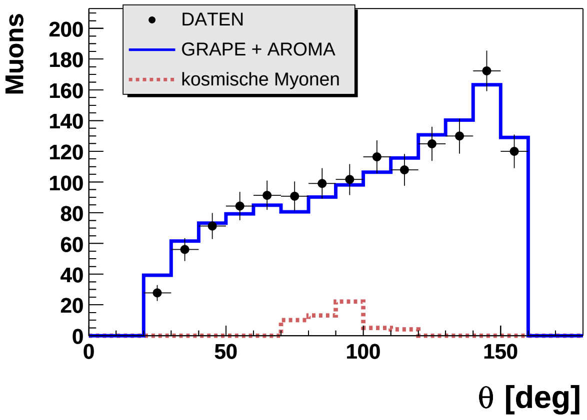


Abb. 4.10: Die Polarwinkelverteilung für Daten, Simulation des physikalischen nicht-resonanten Untergrunds und Abschätzung des Untergrunds kosmischer Myonen nach allen bisher eingeführten Selektionskriterien.

durch die Messung des Polarwinkels im zentralen Myondetektor und durch die relative Impulsbilanz der Spuren quantifizieren, gezielter verworfen werden als durch eine Verschärfung des elliptischen Schnittes.
Es werden die Summe der Polarwinkel $\sum \theta_{\mathrm{IR}}{}^{13}$, gemessen im zentralen Myondetektor, und die relative 3er-Impulsdifferenz der zwei Myonspuren $|\vec{p_1} - \vec{p_2}|/(|\vec{p_1}| + |\vec{p_2}|)$ betrachtet.
Die Verteilungen beider Größen sind in den Abbildungen 4.11 und 4.12 dargestellt.

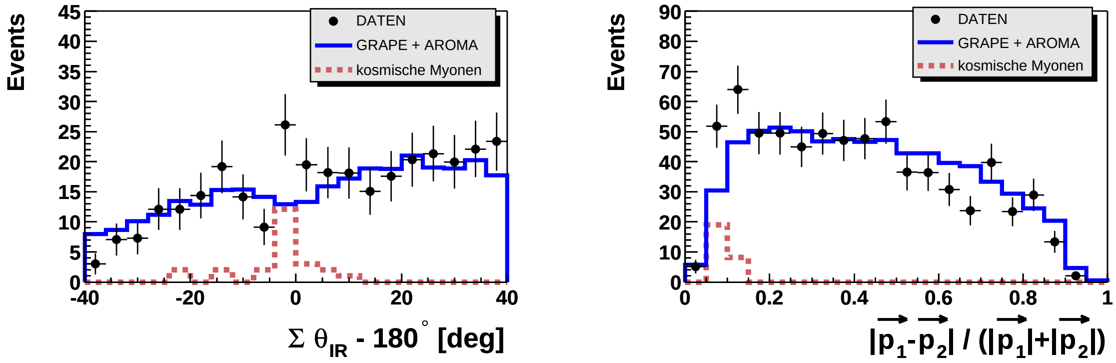


Abb. 4.11: Die Summe der im zentralen Myondetektor gemessenen Polarwinkel und die relative 3er-Impulsdifferenz der zwei Myonspuren für Daten, Simulation des physikalischen nicht-resonanten Untergrunds und Abschätzung des Untergrunds kosmischer Myonen nach allen bisher eingeführten Selektionskriterien.

---

[13] IR steht für Eisen (engl.: *Iron*), wegen der Bezeichnung des zentralen Myondetektors als instrumentiertes Eisen.

Beide Abbildungen zeigen eine Häufung kosmischer Myonen in den Bereichen:

$$\left|\sum \theta_{\mathrm{IR}} - 180^\circ\right| < 10^\circ \quad \text{und} \quad 0,07 < \frac{|\vec{p_1} - \vec{p_2}|}{|\vec{p_1}| + |\vec{p_2}|} < 0,2.$$

Außerdem ist in Abbildung 4.11 zu erkennen, dass die Abweichung der Daten von der Simulation mit der Abschätzung des Untergrunds kosmischer Myonen übereinstimmt.

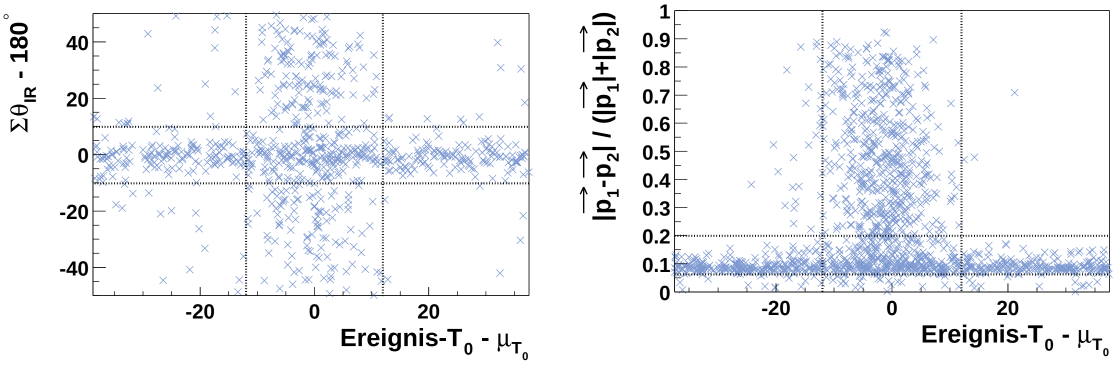


Abb. 4.12: Die Summe der im zentralen Myondetektor gemessenen Polarwinkel und die relative 3er-Impulsdifferenz der zwei Myonspuren aufgetragen gegen das Ereignis-T_0. Beide Histogramme zeigen die Daten nach allen bisher in diesem Kapitel angeführten Selektionskriterien ausgenommen des „Ereignis-T_0"-Schnitts. Die gestrichelten Linien kennzeichnen wieder die Schnittgrenzen.

Da Messungen des zentralen Myondetektors wie θ_{IR} für Kalorimeter-Myonen nicht zur Verfügung stehen, müssen die folgenden Zusatzkriterien getrennt für Ereignisse mit zwei Eisen-Myonen und für Ereignisse mit einem Eisen- und einem Kalorimeter-Myon betrachtet werden. Außerdem werden nur dann Zusatzkriterien gefordert, wenn eine Vorbedingung erfüllt ist.

Für Ereignisse mit zwei Eisen-Myonen können Vorbedingung und Schnittkriterien Tabelle 4.2 entnommen werden. Abbildung A.2 in Anhang A zeigt Verteilungen der für die Vorbedingung verwendeten Größen.
Da die Genauigkeit der Impulsmessung entscheidend von der Spurlänge abhängt, werden die Zusatzkriterien in Abhängigkeit der Spurlänge formuliert.

Für Ereignisse mit einem Eisen-Myon und einem Kalorimeter-Myon enthält die Vorbedingung (Tabelle 4.3) statt des Polarwinkels θ_{IR} den Polarwinkel θ_{DTRA}, der in den inneren Spurkammersystemen gemessen wird und daher für beide Myonen zur Verfügung steht. Die Verteilung dieses Polarwinkels für eine Abschätzung des kosmischen Untergrunds kann Abbildung A.2 in Anhang A entnommen werden. Tabelle 4.3 zeigt die Vorbedingung und das Zusatzkriterium, das in diesem Fall zum Verwerfen

eines Ereignisses führt.
Das Kriterium ist wegen der fehlenden Messung des zentralen Myondetektors strenger als im Fall zweier Eisen-Myonen.

Vorbedingung: $\Delta T_0^{CJC} \geq 0$ und $60^\circ < \theta_{\mathrm{IR}} < 120^\circ$		
beliebige Spuren	mind. eine kurze Spur	zwei lange Spuren
$\lvert \theta^{1,2}_{\mathrm{DTRA}} - \theta^{1,2}_{\mathrm{IR}} \rvert > 15^\circ$	$\lvert \sum \theta_{\mathrm{IR}} - 180^\circ \rvert < 10^\circ$	$\lvert \sum \theta_{\mathrm{IR}} - 180^\circ \rvert < 10^\circ$ und $0,07 < \lvert \vec{p_1} - \vec{p_2} \rvert \, / \, (\lvert \vec{p_1} \rvert + \lvert \vec{p_2} \rvert) < 0,2$

Tab. 4.2: Vorbedingung mit Zusatzkriterien, die im Fall **zweier Eisen-Myonen** zum Verwerfen des Ereignisses führen. Ist die Vorbedingung nicht erfüllt, wird das Ereignis nicht durch die Zusatzkriterien verworfen. Eine kurze Spur hat eine Länge von weniger als 50 cm in den inneren Spurkammersystemen. Eine lange Spur entsprechend eine Länge von mehr als 50 cm. Das Kriterium in der Spalte „beliebige Spuren“ muss stets passiert werden, sofern die Vorbedingung erfüllt ist. θ_{DTRA} ist identisch mit der standardmäßig verwendeten Messung (siehe Abschnitt 4.4.2) des Polarwinkels θ und wird hier lediglich zur besseren Unterscheidbarkeit mit dem Zusatz „DTRA“ angeführt.

Vorbedingung: $\Delta T_0^{CJC} \geq 0$ und $60^\circ < \theta_{\mathrm{DTRA}} < 120^\circ$
$0,07 < \lvert \vec{p_1} - \vec{p_2} \rvert \, / \, (\lvert \vec{p_1} \rvert + \lvert \vec{p_2} \rvert) < 0,2$

Tab. 4.3: Vorbedingung mit Zusatzkriterium, das im Fall **eines Eisen-Myons und eines Kalorimeter-Myons** zum Verwerfen des Ereignisses führt. Ist die Vorbedingung nicht erfüllt, kann auch hier das Ereignis nicht durch das Zusatzkriterium verworfen werden.

Verbliebener Untergrund kosmischer Myonen nach allen Schnitten

Abbildung 4.13 zeigt die Verteilung des Polarwinkels θ und der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ der zwei Myonen mit und ohne Verwendung der zuvor diskutierten Zusatzkriterien für kleine Spurmultiplizitäten. Der verbliebene Untergrund kosmischer Myonen wird durch die Zusatzkriterien sichtlich unterdrückt.

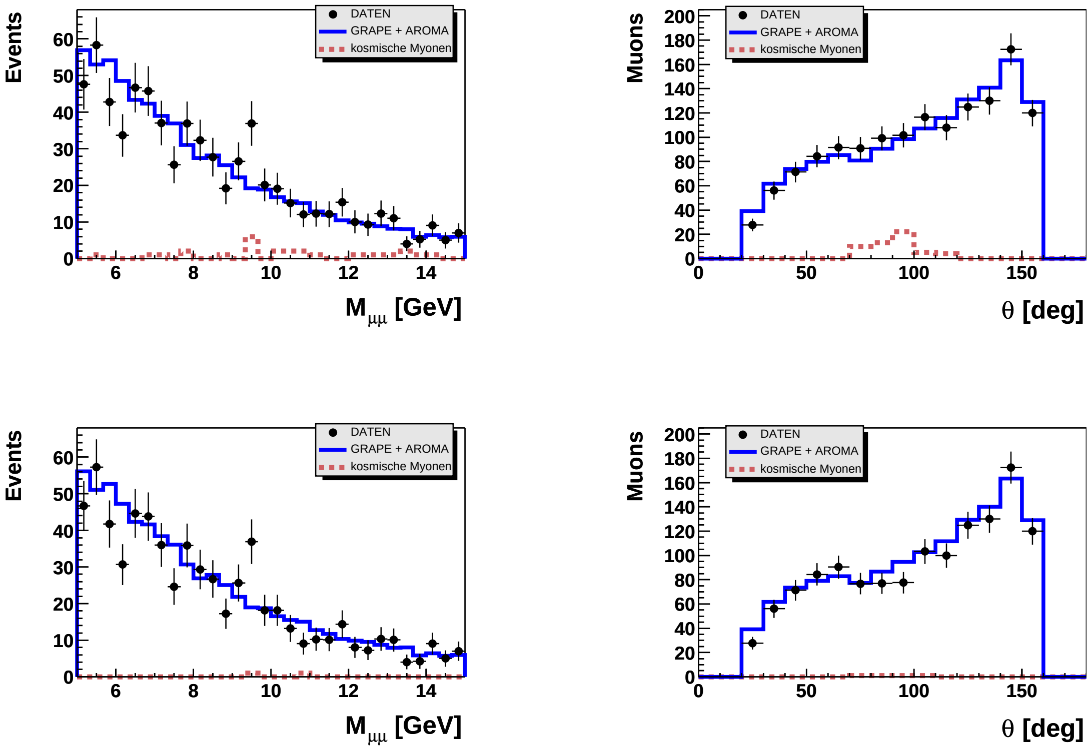


Abb. 4.13: Die Verteilung der invarianten Masse der zwei Myonen $M_{\mu\mu}$ und die Verteilung des Polarwinkels θ. **Oben:** ohne Zusatzkriterien für kleine Spurmultiplizitäten. **Unten:** nach allen Selektionskriterien dieses Kapitels.

Der Verlust von Signalereignissen durch die Zusatzkriterien wird mittels der Signalsimulationen abgeschätzt. Tabelle 4.4 zeigt den relativen Verlust von Signalereignissen für die verschiedenen Monte-Carlo Simulationen (vgl. Kapitel 3).

Monte-Carlo	Signalverlust
DIFFVM (EL)	3,2 %
DIFFVM (PD)	2,8 %
EPJPSI (BGF)	0,3 %

Tab. 4.4: Der prozentuale Verlust von Signalereignissen durch die Zusatzkriterien für kleine Spurmultiplizitäten als Vorhersage der verschiedenen Signalsimulationen.

4.5 Identifikation von Ereignissen mit Protondissoziation

Ereignisse mit einer Dissoziation des Protons hinterlassen zumeist eine messbare Aktivität in den vorderen Detektorkomponenten. Auf diese Weise können sie identifiziert und von elastischen Ereignissen getrennt werden. Die verwendeten Detektorkomponenten sind der Proton Remnant Tagger (PRT), das Vorwärtsmyonsystem (FMD) und das Flüssig-Argon Kalorimeter (LAr). Diese liefern die zur Identifikation benötigten Größen:

- $\mathbf{E_{LAr10}}$:
  Die in dem Bereich $\theta < 10°$ im Flüssig-Argon Kalorimeter deponierte Energie.

- $\mathbf{N_{FMD}}$:
  Anzahl der Trefferpaare in den Doppellagen des Vorwärtsmyonsystems vor dem Toroiden.

- $\mathbf{N_{PRT}}$:
  Anzahl der angesprochenen Szintillatoren des Proton Remnant Taggers. Hierbei werden nur drei der sieben Szintillatoren gezählt. Die Effizienz der anderen Szintillatoren ist sehr gering, wie im Folgenden ersichtlich wird.

Tabelle 4.5 zeigt die an diese Größen gebundenen Kriterien.

E_{LAr10}	$>$	0,75 GeV
N_{FMD}	$>$	1
N_{PRT}	$>$	0

Tab. 4.5: Bedingungen zur Identifikation von Ereignissen mit Protondissoziation. Ist eine dieser Bedingungen erfüllt, so wird das Ereignis als protondissoziativ klassifiziert. Wird hingegen keine dieser Bedingungen passiert, gilt das Ereignis als elastisch.

Die Effizienz der Aufspaltung muss mithilfe der Monte-Carlo Simulation untersucht werden. Dazu sind die Rauschcharakteristik des Vorwärtsmyonsystems und die Effizienz der Szintillatoren des PRT in der Simulation an die Daten anzupassen. Das Rauschen des Proton Remnant Tagger kann dabei vernachlässigt werden. Die Rauschcharakteristik und die Effizienz des Proton Remnant Taggers wurden in [46, 47] bereits für frühere Datennahmeperioden mit ähnlicher Methodik untersucht.

Rauschcharakteristik des Vorwärtsmyonsystems

Zur Untersuchung des Rauschverhaltens des Vorwärtsmyonsystems wird ein Datensatz kosmischer Myonen durch einen inversen Ereignis-T_0–Schnitt und einen inversen elliptischen Schnitt selektiert (Abschnitt 4.4.3). In diesem Datensatz werden keine Treffer in den Doppellagen des Vorwärtsmyonsystems erwartet. Die gemessenen Treffer können daher als Rauschen interpretiert werden. Tabelle 4.6 zeigt das auf diese Weise bestimmte Rauschverhalten.

Trefferpaare je Doppellage	**Durschnittlicher Bruchteil der Ereignisse**
1	6 %
2	2,5 %

Tab. 4.6: Mittels kosmischer Myonen bestimmte Rauschcharakteristik des Vorwärtsmyonsystems. Angegeben ist, in welchem durchschnittlichen Bruchteil der Ereignisse ein bzw. zwei Trefferpaare in einer der Doppellagen vor dem Toroiden gemessen wurden.

Die Rauschcharakteristik wird in der Simulation entsprechend diesen Werten angepasst.

Effizienz der Szintillatoren des Proton Remnant Taggers

Die Effizienzen der Szintillatoren müssen in der Simulation an die Daten angepasst werden. Zu diesem Zweck werden Ereignisse selektiert, die in den anderen vorderen Detektorkomponenten (dem LAr und dem FMD) hohe Aktivität zeigen[14]. Aus diesem Datensatz ergibt sich die Effizienz als Bruchteil der Ereignisse, bei denen der betrachtete Szintillator angesprochen hat, zu allen in diesem Datensatz vorhandenen Ereignissen:

$$\epsilon_{\mathrm{PRT,i}} = \frac{\mathrm{N_{PRT,i}}}{\mathrm{N_{gesamt}}} \quad (\mathrm{E_{LAr10}} > 1,5\,\mathrm{GeV}; \mathrm{N_{FMD}} > 2). \tag{4.7}$$

Die Effizienzen werden für Simulation und Daten getrennt bestimmt, wobei in der Simulation die Rauschcharakteristik des Vorwärtsmyonsystems bereits berücksichtigt wird. Abbildung 4.14 zeigt diese Effizienzen für Daten und Simulation.
Das Verhältnis der Effizienzen bildet den Korrekturfaktor mit dem die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Szintillatoren in der Simulation anzupassen sind. Diese Faktoren

---

[14] Des Weiteren müssen die Ereignisse die in diesem Kapitel vorgestellte Vorselektion durchlaufen und genau zwei Myonen enthalten. Außerdem erfolgt ein strenger Schnitt gegen kosmische Myonen und eine Eischränkung des Polarwinkelbereichs $20° < \theta < 160°$. Des Weiteren muss einer der ausgewählten Subtrigger das Ereignis akzeptiert haben.

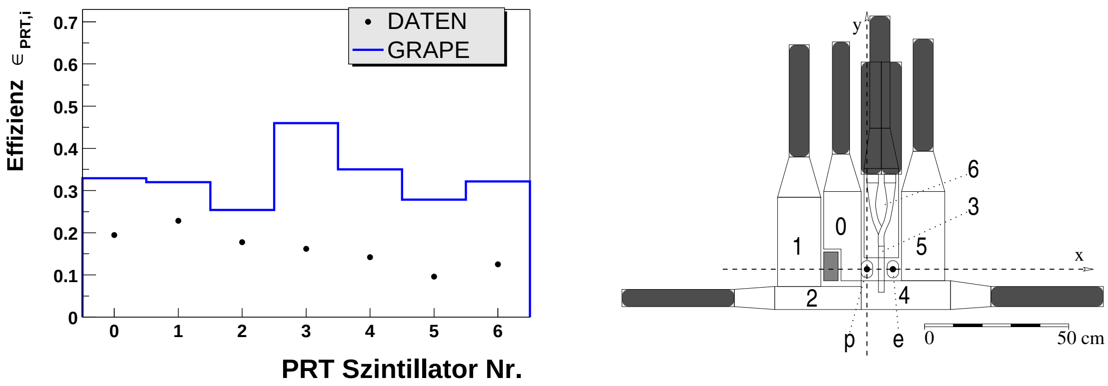


Abb. 4.14: Links: Die Effizienzen der Szintillatoren in Daten und Simulation. Die Nummerierung der Szintillatoren kann der Skizze des PRT (**rechts**) entnommen werden.

finden sich in Tabelle 4.7.
Wegen eines Effizienzunterschieds von mehr als 50 % werden die Szintillatoren 3 bis 6 von der Analyse ausgeschlossen. Die Summe aller angesprochenen Szintillatoren N_{PRT} wird daher auf den Bereich $0 \leq N_{PRT} \leq 3$ eingeschränkt.

Szintillator Nummer						
0	1	2	3	4	5	6
0,590	0,714	0,700	0,352	0,406	0,345	0,389

Tab. 4.7: Korrekturfaktoren für die Szintillatoreffizienzen des Proton Remnant Taggers.

Abbildung 4.15 zeigt die für die Aufspaltung verwendeten Größen in Daten und Simulation nach Anpassung der Rauschcharakteristik des Vorwärtsmyonsystems und der Anpassung der Effizienz des Proton Remnant Taggers. Die betrachteten Größen werden gut von der Simulation beschrieben.

Effizienz der Aufspaltung

Die Effizienz der Aufspaltung wird mit dem Monte-Carlo Ereignisgenerator für elastische und protondissoziative Ereignisse untersucht. Dabei wird die in Tabelle 3.1 als MC2 bezeichnete Parameterwahl verwendet. Abbildung 4.16 zeigt die Charakteristik der elastisch und protondissoziativ generierten Ereignisse in den zur Aufspaltung herangezogenen Größen E_{LAr10}, N_{PRT} und N_{FMD}. Die Schnittgrenzen sind als vertikale Linien gekennzeichnet.

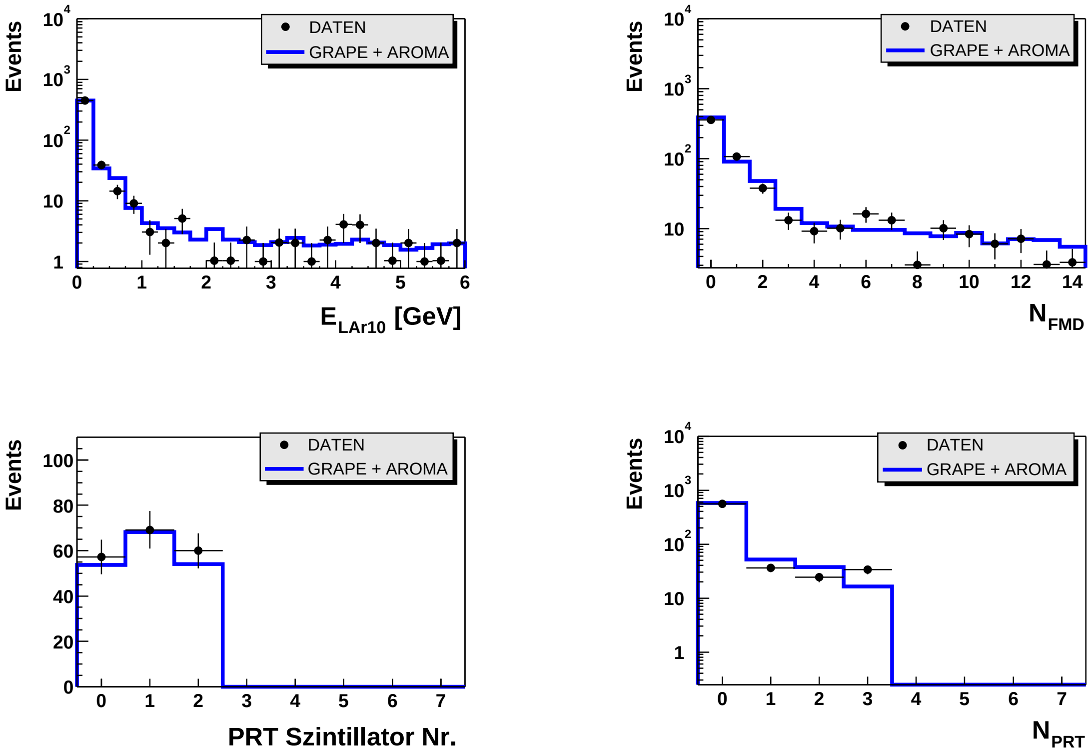
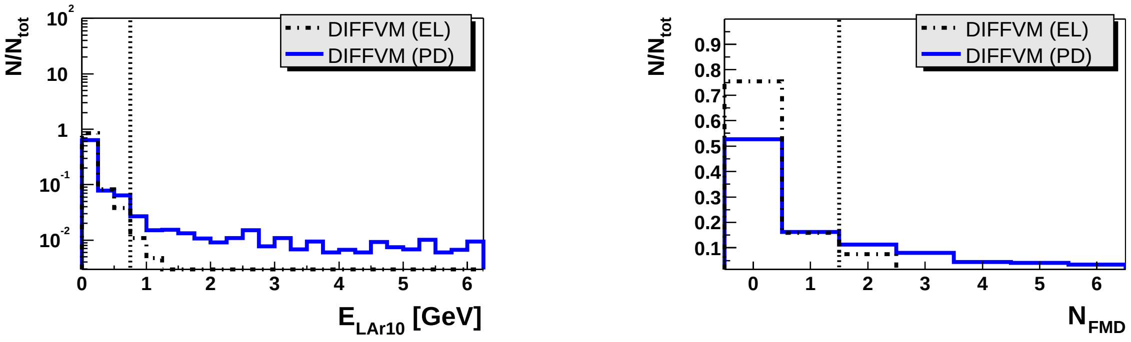


Abb. 4.15: Die Kenngrößen für die Identifikation von Ereignissen mit Protondissoziation in Daten und Simulation nach Anpassung der Rauschcharakteristik des Vorwärtsmyonsystems und Anpassung der Effizienz des Proton Remnant Taggers. Die eingetragenen Ereignisse haben alle Selektionskriterien dieses Kapitels passiert.

Monte-Carlo	Identifikation	
	Elastisch	Protondissoziativ
DIFFVM (EL)	83,34 %	16,66 %
DIFFVM (PD)	22,42 %	77,58 %

Tab. 4.8: Bruchteil der simulierten Ereignisse, der als elastisch oder als protondissoziativ identifiziert wird für elastisch und protondissoziativ generierte Ereignisse. Die Identifikation erfolgt über die oben beschriebenen Kriterien.

Tabelle 4.8 zeigt die Effizienz dieser Aufspaltung. In der Simulation werden Ereignisse beider Prozesse zu etwa 80 % korrekt identifiziert. Die verbleibenden ca. 20 % der Ereignisse sind jeweils als Untergrund im anderen Kanal zu verstehen.



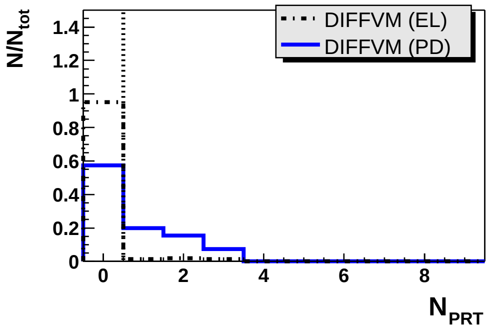


Abb. 4.16: Elastisch (EL) und protondissoziativ (PD) generierte Ereignisse in den Kenngrößen für die Identifikation von Ereignissen mit Protondissoziation. Die gestrichelten vertikalen Linien zeigen die Schnittgrenzen der oben angeführten Aufspaltungskriterien. Die eingetragenen Ereignisse haben alle Selektionskriterien dieses Kapitels passiert. Die Integrale der Verteilungen sind auf eins normiert.

5

Ergebnisse

Zunächst werden in Abschnitt 5.1 Ergebnisse der inklusiven Υ-Produktion vorgestellt. Die dort gezeigten Daten gehen direkt aus der Datenselektion (Kapitel 4) hervor und wurden keiner Aufspaltung hinsichtlich der Produktionsprozesse unterzogen. Im Anschluss beschreibt Abschnitt 5.2 die Aufspaltung der inklusiven Daten bezüglich der Υ-Produktionsprozesse. Die Ergebnisse dieser Aufspaltung werden in den weiteren Abschnitten vorgestellt. Abschnitt 5.3 zeigt Ergebnisse der diffraktiven Υ-Produktion und Abschnitt 5.4 zeigt die Ergebnisse der nicht-diffraktiven Produktion, die der Photon-Gluon-Fusion zugeordnet werden.

5.1 Inklusive Υ-Produktion

Die hier gezeigten Verteilungen schließen unmittelbar an die Datenselektion an und sind daher als inklusiv bezüglich des Υ-Produktionsprozesses zu verstehen.
Abbildung 5.1 zeigt die inklusive Verteilung der invarianten Masse der zwei Myonen mit einer deutlichen Resonanz bei 9,5 GeV. Um Effekte des Binnings auszuschließen wird die Massenverteilung wiederholt mit variierten Binbreiten dargestellt (Abbildung 5.2).
Die Resonanz lässt sich unabhängig von der Binbreite beobachten und als $\Upsilon(1S)$-Meson interpretieren. Es finden sich in dem Massenbereich zwischen 9 GeV und 10 GeV durch Abzählen 21 Ereignisse über dem von GRAPE und AROMA vorhergesagten Untergrund.
Des Weiteren wird in Abbildung 5.3 die Auflösung der invarianten Masse gegeben. Wie man Tabelle 5.1 entnehmen kann, entspricht die Standardabweichung bei einer generierten Masse von 9,5 GeV etwa 150 MeV. In Abbildung 5.1 sind daher in dem Bin mit den Grenzen 9,33 GeV und 9,66 GeV bereits ca. 75 % der gemessenen Υ-Ereignisse zu erwarten, was der Beobachtung entspricht. Die Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen weitere Verteilungen der nach Kapitel 4 selektierten Ereignisse. Sämtliche Verteilungen stimmen gut mit der Vorhersage der Simulation überein.

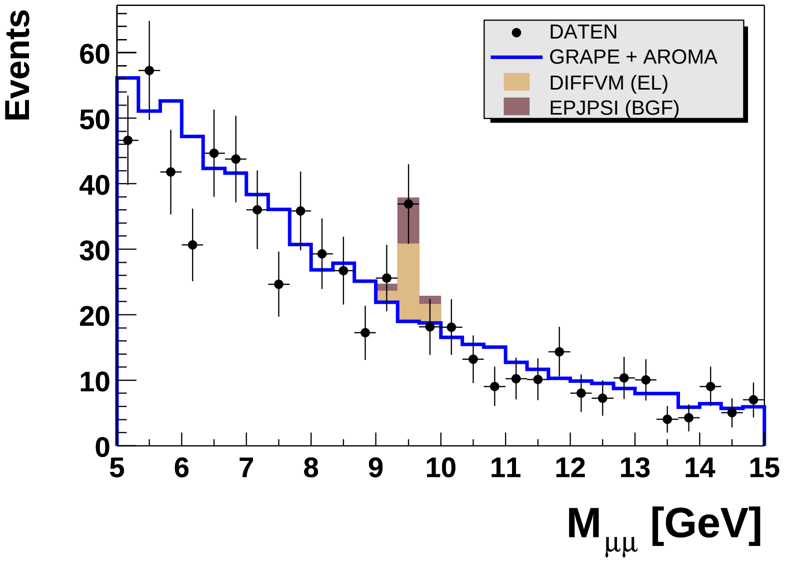


Abb. 5.1: Inklusive Verteilung der invarianten Masse der zwei Myonen. Die Daten werden der Erwartung aus nicht-resonanten Untergrundprozessen gegenübergestellt, die hauptsächlich aus Photon-Photon-Kollisionen (GRAPE) bestehen. Etwa 0,5 % der Untergrundereignisse stammen aus dem Zerfall schwerer Quarks (AROMA). Beide Erwartungen sind auf die vorgegebene integrierte Luminosität normiert. Auch die Vorhersagen der Υ-Simulationen sind eingetragen. Diese sind jedoch an die gemessene Signalgröße angepasst (siehe Abschnitt 5.3 und 5.4).

Simulation	$\mu \cdot 9,5$ GeV	$\sigma \cdot 9,5$ GeV
DIFFVM (EL)	-67,45 MeV	152,95 MeV
EPJPSI (BGF)	-31,92 MeV	146,30 MeV

Tab. 5.1: Verschiebung und Auflösung der invarianten Masse bei 9,5 GeV, bestimmt aus Abbildung 5.3.

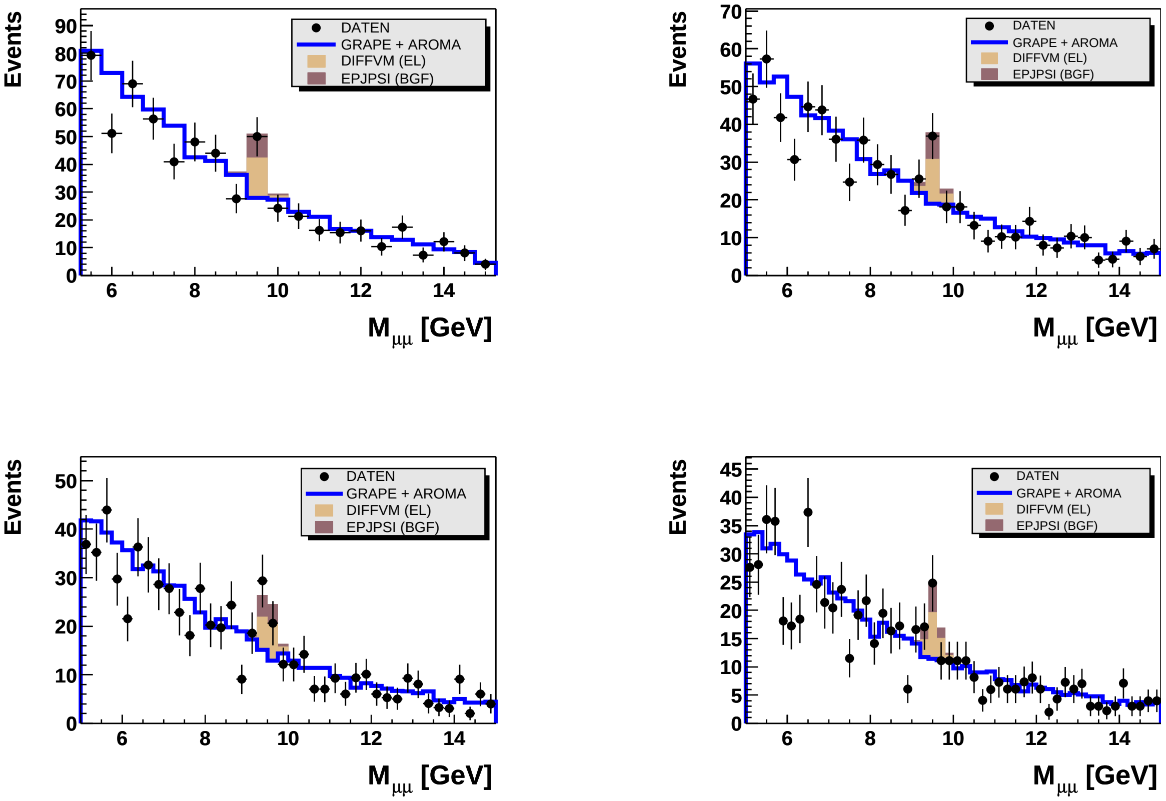


Abb. 5.2: Verteilung der invarianten Masse der zwei Myonen für alle selektierten Ereignisse, dargestellt mit unterschiedlichen Binbreiten. Die Binbreiten sind: oben links 0,5 GeV, oben rechts 0,33 GeV, unten links 0,25 GeV, unten rechts 0,2 GeV.

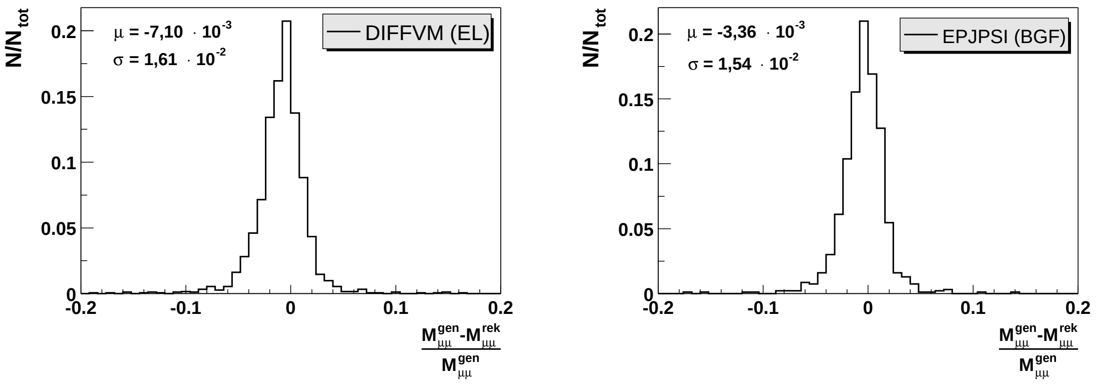


Abb. 5.3: Die Auflösung der invarianten Masse der zwei Myonen mit den Parametern einer Gaußanpassung. **Links:** Für Ereignisse mit elastisch-diffraktiv erzeugten Υ-Mesonen. **Rechts:** Für Ereignisse mit Υ-Mesonen aus der Photon-Gluon-Fusion.

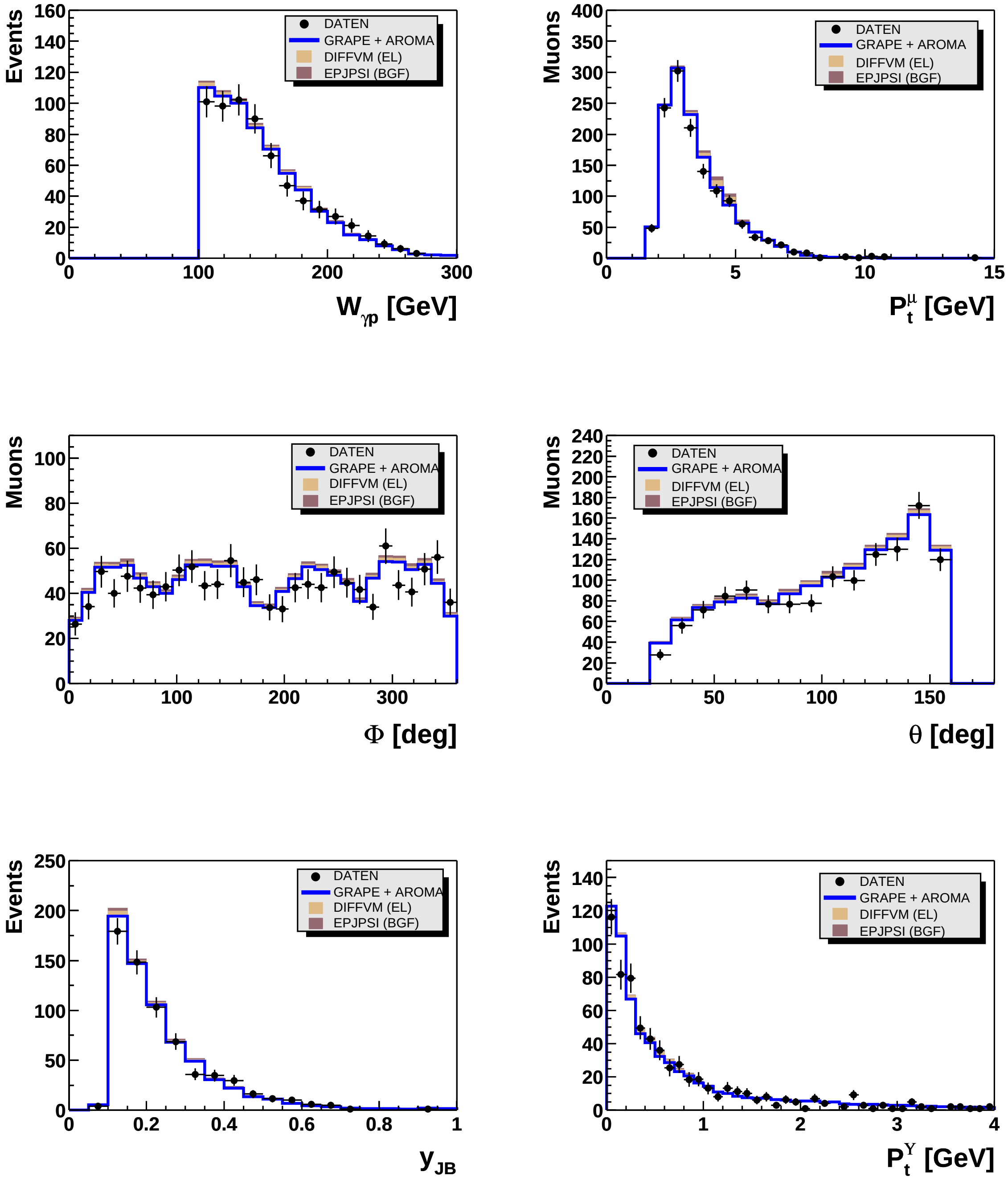


Abb. 5.4: Verschiedene Verteilungen für alle nach Kapitel 4 selektierten Ereignisse. Das Histogramm unten rechts zeigt eine bisher nicht eingeführte Größe: den transversalen Impuls des Υ-Mesons P_t^Υ. Auf diese Größe wurde nicht geschnitten. In der Verteilung des Polarwinkels θ lässt sich ein Anstieg zu höheren Polarwinkeln beobachten, der auf den Schnitt in $W_{\gamma p}$ zurückführt. Die ϕ-Verteilung zeigt Ineffizienzen der Myonerkennung, die gut von der Simulation beschrieben werden.

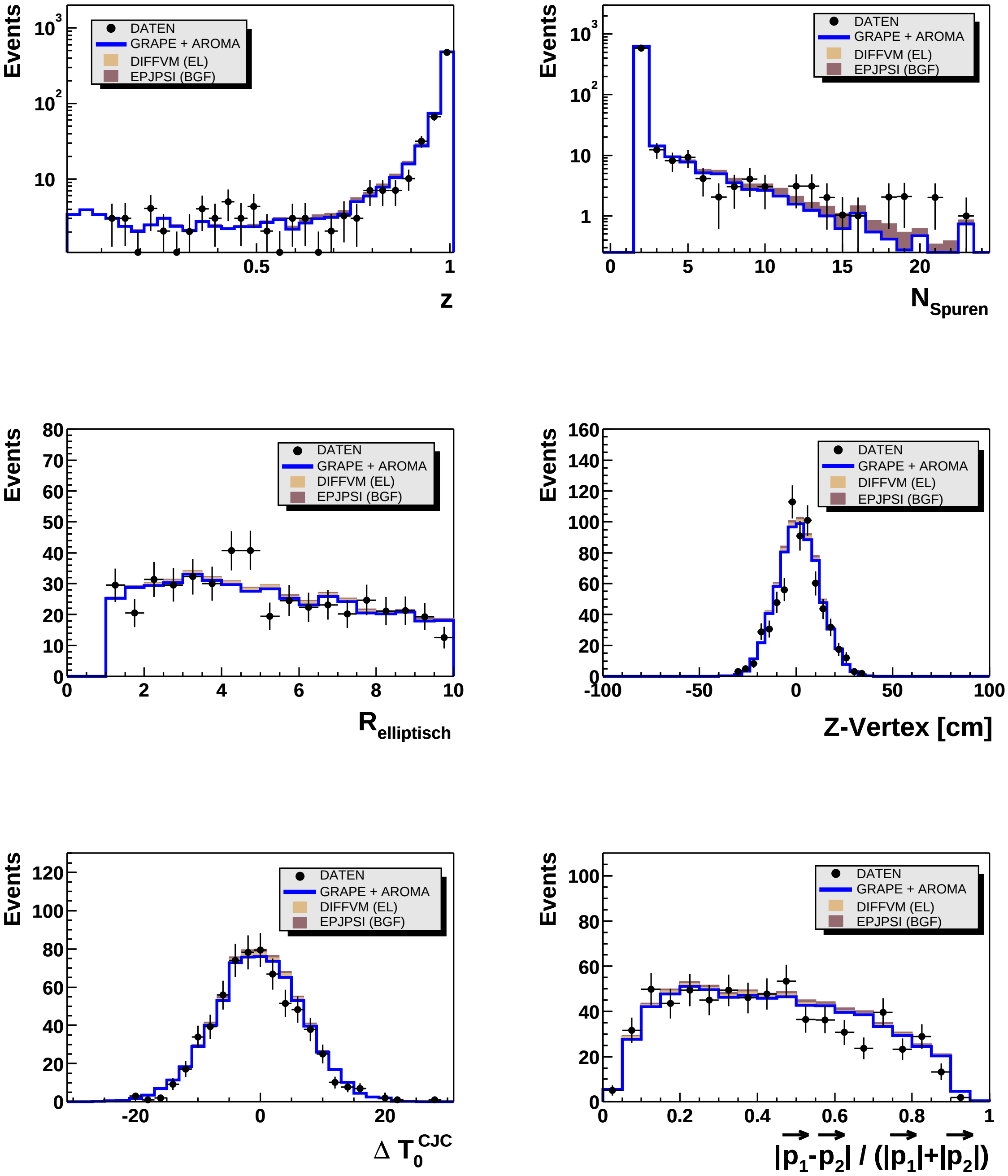


Abb. 5.5: Weitere Verteilungen für alle nach Kapitel 4 selektierten Ereignisse.

5.2 Trennung der Produktionsprozesse

Die bisher gezeigten inklusiven Verteilungen können nach den in Abschnitt 2.3 vorgestellten Produktionsprozessen aufgespalten werden:

- elastische Diffraktion – DIFFVM (EL)
- inelastische Diffraktion – DIFFVM (PD)
- γg- und gg-Fusion – EPJPSI (BGF bzw. RES)

Für eine Trennung der Υ-Produktionsprozesse bieten sich die Elastizität z (siehe Abschnitt 2.1.1) und die Anzahl der Spuren $\mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}}$[1] an (Abbildung 5.5).
Abbildung 5.6 zeigt deren Verteilungen für die Simulation von Signal- und Untergrundprozessen (Kapitel 3). Es lässt sich entnehmen, dass Ereignisse mit diffraktiv erzeugten Υ-Mesonen zu kleiner Spurmultiplizität und hohen Werten der Elastizität neigen. Ereignisse mit Υ-Mesonen aus der γg-Fusion zeigen dagegen eine weite Verteilung der Spurmultiplizität und deutlich geringere Werte der Elastizität.

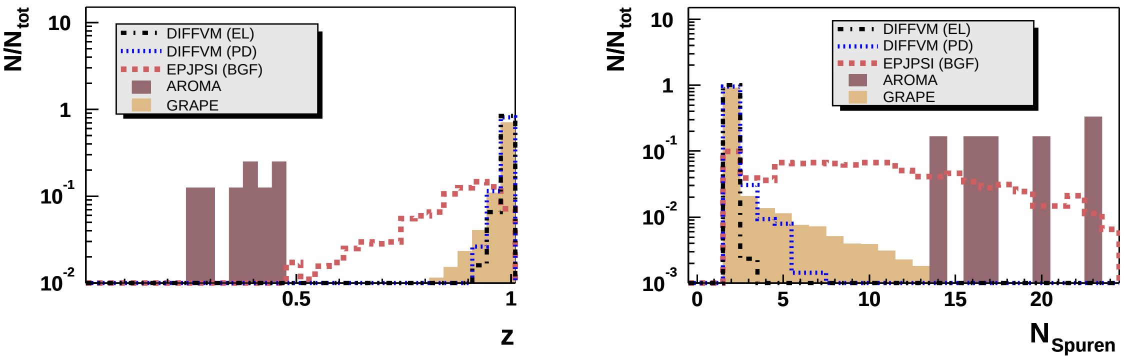


Abb. 5.6: Die Elastizität z und die Anzahl der Spuren $\mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}}$ in der Simulation.

Das gerade geschilderte Verhalten lässt sich auch in Abbildung 5.7 erkennen. Dort sind die beiden Größen gegeneinander aufgetragen. Die bisherigen Betrachtungen motivieren eine Aufspaltung gemäß Tabelle 5.2, die in Abbildung 5.8 bildlich dargestellt ist.
Für diffraktive Ereignisse ist ferner eine Trennung elastischer und inelastischer (Protondissoziativer) Ereignisse gemäß Abschnitt 4.5 sinnvoll.
Die selektierten Ereignisse werden demnach zu drei Gruppen gegliedert, denen ein konkreter Υ-Produktionsprozess zugeordnet werden kann. Dabei entstehen, wie in

---

[1] $\mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}}$ ist die Anzahl aller in den inneren Spurkammersystemen gemessenen Spuren. Es sei bemerkt, dass diese nicht die Standard-H1-Spurselektion passieren müssen.

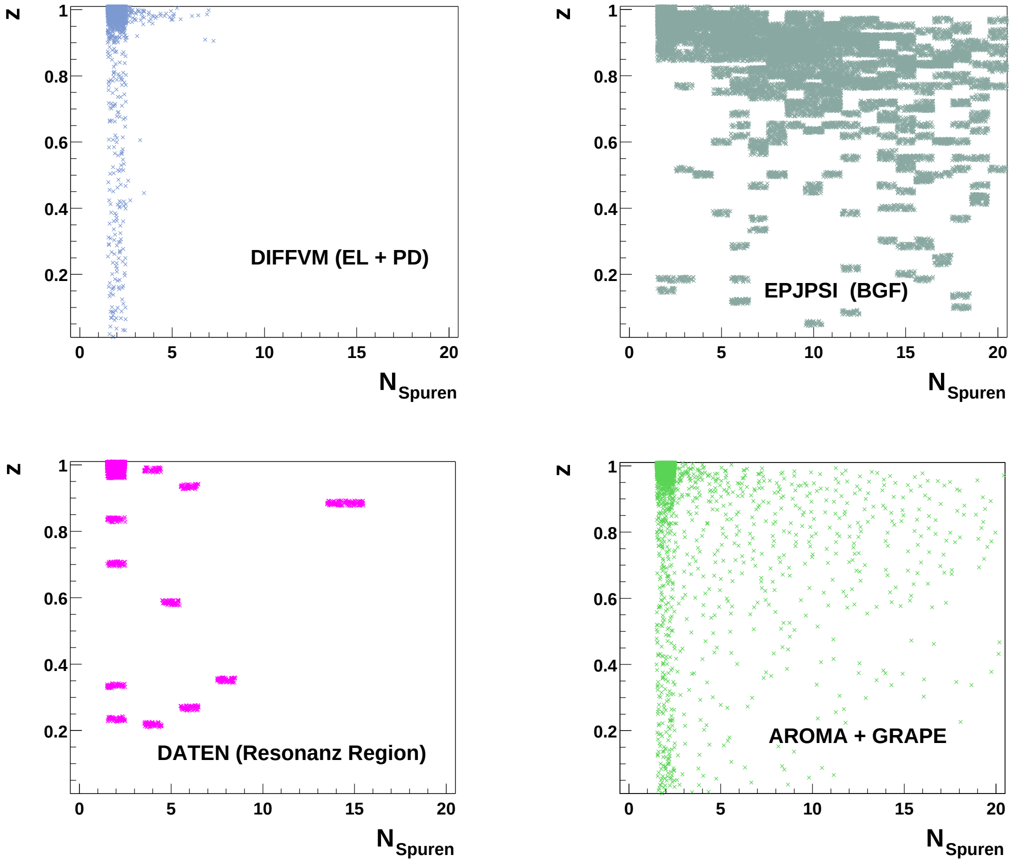


Abb. 5.7: Die Elastizität z und die Anzahl der Spuren $\mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}}$ gegeneinander aufgetragen für Simulation und Daten (Resonanzbereich). Die Statistik der Daten im Resonanzbereich ist im Vergleich zur Simulation sehr gering.

diffraktiv:	$2 \leq \mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}} \leq 3$	und	$z \geq 0{,}9$
nicht-diffraktiv:	$\mathrm{N}_{\mathrm{Spuren}} \geq 3$	und	$z < 0{,}9$

Tab. 5.2: Aufspaltungskriterium für diffraktive und nicht-diffraktive Ereignisse.

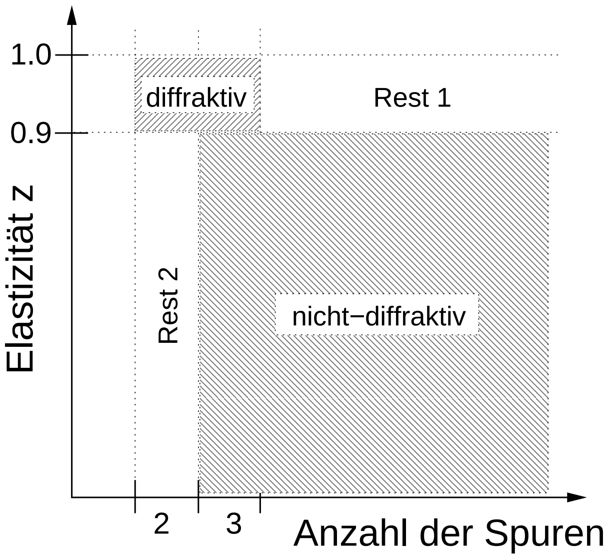


Abb. 5.8: Schaubild des Aufspaltungskriteriums für diffraktive und nicht-diffraktive Ereignisse.

Abbildung 5.8 zu erkennen, zwei Restbereiche, die im Detail nicht weiter betrachtet werden. Diese Bereiche werden ausgeschlossen, um eine hohe Reinheit vor allem für nicht-diffraktive Ereignisse zu gewährleisten. Die Anteile der einer Gruppe zugeteilten Ereignisse an der Gesamtzahl der Ereignisse sind in Tabelle 5.3 angeführt[2].
Die Tabelle zeigt, dass laut Simulation für jeden Prozess stets mehr als 60 % der Ereignisse richtig identifiziert werden. Bemerkenswert ist, dass der Anteil der diffraktiven Ereignisse an den als nicht-diffraktiv identifizierten Ereignissen verschwindend gering ist und auch Ereignisse der γg-Fusion kaum als elastisch-diffraktiv identifiziert werden.

Simulation	**Identifikation als**				
	diffraktiv		nicht-diffraktiv	Rest 1	Rest2
	elast.	P-d.			
DIFFVM (EL)	78,89 %	13,57 %	0,07 %	0,00 %	7,46 %
DIFFVM (PD)	21,50 %	71,09 %	0,28 %	2,02 %	5,11 %
EPJPSI (BGF)	0,47 %	10,89 %	60,48 %	27,11 %	1,06 %

Tab. 5.3: Prozentualer Anteil der selektierten Ereignisse, die in den durch die Aufspaltung definierten Bereichen rekonstruiert werden. Die Zeilensumme ergibt stets 100 %.

---

[2] Es ist zu beachten, dass Tabelle 4.8 höhere Anteile für elastische und protondissoziative Ereignisse angibt. Die Ursache liegt in dem dort nicht geforderten Kriterium für die Identifikation diffraktiver Ereignisse (Tabelle 5.2).

5.3 Diffraktive Υ-Produktion

Abschnitt 5.3.1 zeigt zunächst Verteilungen der Daten für elastisch-diffraktive Ereignisse, die in Abschnitt 5.3.2 zu einer Abschätzung des elastischen Υ-Wirkungsquerschnitts herangezogen werden. Abschnitt 5.3.3 zeigt die invariante Masse in einem erweiterten Massenbereich ebenfalls für elastische Ereignisse und Abschnitt 5.3.4 zeigt Verteilungen diffraktiver Ereignisse mit Protondissoziation.

5.3.1 Elastische Ereignisse

Abbildung 5.9 zeigt die Verteilung der invarianten Masse für elastisch-diffraktive Ereignisse gemäß der in Abschnitt 5.2 definierten Aufspaltung. Wie in der inklusiven Massenverteilung ist auch hier die Υ-Resonanz deutlich zu erkennen. In dem Massenbereich 9 GeV – 10 GeV finden sich 11,3 Ereignisse über etwa 28 vom nichtresonanten Untergrund erwarteten Ereignissen. Es sei vorgegriffen, dass bei inelastisch-diffraktiven Ereignissen kein Resonanzsignal festgestellt wird (siehe Abschnitt 5.3.4). Daher wird der Untergrund protondissoziativer Ereignisse bei der Anpassung der Simulation vernachlässigt. Die Simulation für elastische Ereignisse (DIFFVM (EL)) wird direkt an die 11,3 Ereignisse des Resonanzsignals in Abbildung 5.9 angepasst. Abbildung 5.10 zeigt weitere Verteilungen für die als elastisch-diffraktiv identifizierten Ereignisse.

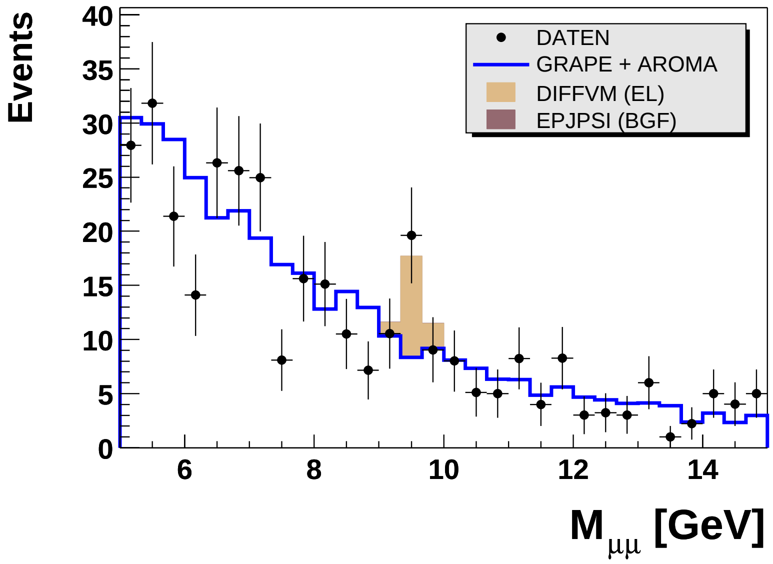


Abb. 5.9: Die Verteilung der invarianten Masse der zwei Myonen für elastisch-diffraktive Ereignisse gemäß Abschnitt 5.2.

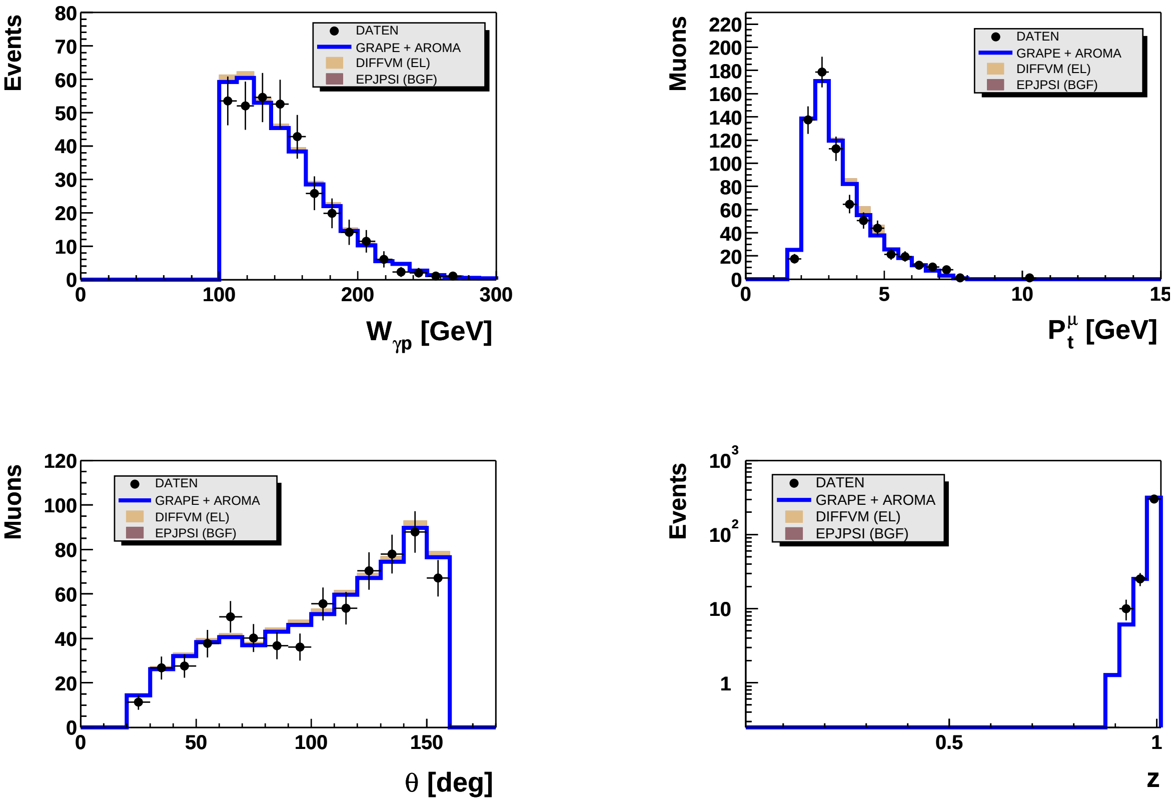


Abb. 5.10: Verteilungen für elastisch-diffraktive Ereignisse gemäß Abschnitt 5.2.

5.3.2 Abschätzung des elastischen Wirkungsquerschnitts

Wegen des fehlenden Resonanzsignals bei inelastisch-diffraktiven Ereignissen (Abschnitt 5.3.4), wird auch bei der Abschätzung des elastischen Wirkungsquerschnitts der Untergrund protondissoziativer Ereignisse vernachlässigt. Die gemessenen 11,3 Resonanzereignisse werden entsprechend als Ereignisse mit elastisch erzeugten Υ-Mesonen interpretiert. Bei gegebener integrierter Luminosität und bekannter Effizienz kann der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $ep \rightarrow \Upsilon(1\text{S})\text{ep}$ wie folgt abgeschätzt werden:

$$\sigma\,(ep \rightarrow \Upsilon(1\text{S})ep) = \frac{\text{N}_{\text{Daten}}}{\text{Effizienz} \cdot \mathcal{L} \cdot \text{BR}} \tag{5.1}$$

BR bezeichnet hierbei das Verzweigungsverhältnis für $\Upsilon(1\text{S}) \rightarrow \mu\mu$, das 2,48 % beträgt (Abschnitt 2.2.1). Die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ der verwendeten Daten ist 68,1 pb^{-1}.

Um die Effizienz abzuschätzen werden drei verschiedene Simulationen mit unterschiedlicher Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zum Vergleich herangezogen (siehe Abschnitt 3.1.1). Sie werden im Weiteren durch Angabe des Parameters ϵ, als Maß der Energieabhängigkeit, unterschieden.

Zunächst lässt Tabelle 5.4 erkennen, dass der betrachtete Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$ laut Simulation weniger als 50 % der insgesamt durch elastische Υ-Produktion erzeugten Myonen enthält.

ϵ	mind. ein Myon in		beide Myonen in
	$\theta^{\,\mathrm{gen}} < 20°$	$\theta^{\,\mathrm{gen}} > 160°$	$20° < \theta^{\,\mathrm{gen}} < 160°$
0,1	52,44 %	13,05 %	36,17 %
0,2	35,59 %	21,76 %	44,87 %
0,4	21,08 %	31,85 %	49,16 %

Tab. 5.4: Polarwinkelanteile der Myonen in der Simulation elastisch-diffraktiver Ereignisse.

Demzufolge ist die Angabe eines Wirkungsquerschnitts für den gesamten Polarwinkelbereich mit entsprechender Unsicherheit belastet. Tabelle 5.5 zeigt die durch die Simulation bestimmten Effizienzen für den Phasenraumbereich $W_{\gamma p} > 100\,\mathrm{GeV}$ und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ jeweils für den gesamten und den eingeschränkten Polarwinkelbereich. Mit diesen Effizienzen können über Gleichung 5.1 die ep-Wirkungsquerschnitte abgeschätzt werden. Diese sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst.

Mithilfe der Photon-Flussfaktoren, die vom Ereignisgenerator geliefert werden, kann der γp-Wirkungsquerschnitt ebenfalls abgeschätzt werden. Die mittleren Photon-Proton-Schwerpunktsenergien sind mit den auf diese Energien über Gleichung 5.2 angepassten Photon-Proton-Wirkungsquerschnitten in Tabelle 5.7 angegeben.

$$\frac{\sigma(W_{\gamma p})}{\sigma(W_0)} = \left(\frac{W_{\gamma p}}{W_0}\right)^{4\epsilon} \tag{5.2}$$

Als Vergleich kann der im Jahr 2000 von der H1-Kollaboration veröffentlichte Wirkungsquerschnitt für die elastische Photoproduktion des $\Upsilon(1S)$ herangezogen werden. Dieser ist in Abbildung 5.11 zusammen mit der Abschätzung dieser Arbeit dargestellt. Die hier angegebenen Wirkungsquerschnitte dürfen lediglich als eine Abschätzung verstanden werden. Zudem sei darauf hingewiesen, dass der Untergrund protondissoziativer Ereignisse für diese Abschätzung gänzlich vernachlässigt wurde. Bei Annahme gleicher Wirkungsquerschnitte für elastische und protondissoziative Υ-Erzeugung sollte der hier angegebene Wirkungsquerschnitt nach Tabelle 5.3 um etwa 20 % überschätzt sein.

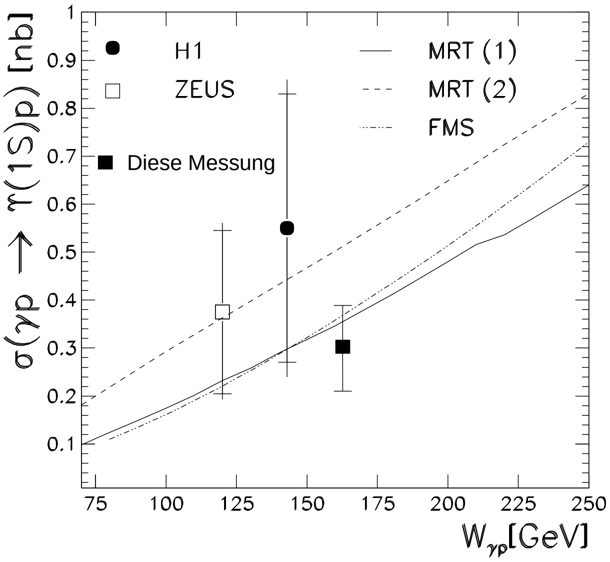


Abb. 5.11: Von der H1- und Zeus-Kollaboration veröffentlichte Wirkungsquerschnitte für elastische Photoproduktion von Υ(1S) [7] zusammen mit der Abschätzung dieser Arbeit für die Annahme $\sigma \sim W_{\gamma p}^{1,6}$. Dabei ist lediglich der statistische Fehler dieser Messung eingezeichnet, der den systematischen Fehler dominiert. Der Wirkungsquerschnitt der H1-Kollaboration beruht auf den Daten der Jahre 1994-1997 mit einer integrierten Luminosität von 27,5 pb^{-1} und einem Bereich der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie von $70\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 250\,\mathrm{GeV}$. Ebenfalls eingezeichnet sind Vorhersagen der perturbativen QCD. MRT(1) [23] und FMS [22] sind Berechnungen führender Ordnung inklusive Korrekturen. MRT(2) [23] verwendet Parton-Hadron Dualität zur Vorhersage des Υ aus dem $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitt.

ϵ	Effizienz zu $0° < \theta < 180°$	Effizienz zu $20° < \theta < 160°$
0,1	24,97 %	37,89 %
0,2	21,68 %	35,93 %
0,4	18,55 %	33,42 %

Tab. 5.5: Die totalen Selektionseffizienzen für Ereignisse, die alle Selektionskriterien des Kapitels 4 passiert haben und gemäß Abschnitt 5.2 als elastisch-diffraktiv identifiziert wurden. Die Effizienzen werden für den gesamten und den eingeschränkten Polarwinkelbereich angegeben. Sie korrigieren auf den Phasenraumbereich $W_{\gamma p} > 100\,\mathrm{GeV}$ und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$.

ϵ	$\sigma(ep \to \Upsilon(1\mathrm{S})ep)$ für	
	$0° < \theta < 180°$	$20° < \theta < 160°$
0,1	26,6 pb	17,5 pb
0,2	30,6 pb	18,5 pb
0,4	35,8 pb	19,9 pb

Tab. 5.6: Abschätzung der *ep*-Wirkungsquerschnitte für den gesamten und den eingeschränkten Polarwinkelbereich. Die Wirkungsquerschnitte gelten für $W_{\gamma p} > 100$ GeV und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$.

ϵ	$\sigma(\gamma p \to \Upsilon(1\mathrm{S})p)$	$W_{\gamma p}$ [GeV]
0,1	131 pb	149
0,2	212 pb	158
0,4	304 pb	163

Tab. 5.7: Abschätzung des γp-Wirkungsquerschnitts für $W_{\gamma p} > 100$ GeV und $Q^2 < 1$ GeV^2. Die Wirkungsquerschnitte gelten für die in der letzten Spalte angegebenen mittleren Photon-Proton-Schwerpunktsenergien.

5.3.3 Erweiterter Massenbereich

Die in Abschnitt 4.4.1 definierte Einschränkung des Massenbereichs ist aus datentechnischen Gründen sinnvoll.
Bei einer invarianten Masse von $3,09687 \pm 0,00004\,\mathrm{GeV}$ [13] wird im Zwei-Myonen-Kanal ein Resonanzsignal des $J/\psi(1S)$-Mesons mit einem vergleichsweise hohen Wirkungsquerschnitt erwartet. Dennoch ist es interessant, auf derselben Skala die Signale von $J/\psi(1S)$- und $\Upsilon(1S)$-Resonanz beobachten zu können. Daher zeigt Abbildung 5.12 für elastische Ereignisse die invariante Masse der zwei Myonen im Massenbereich 2 GeV – 13 GeV.
Es sind deutlich die zwei zu erwartenden Resonanzen zu erkennen. Für diese Abbildung wurden die Selektionskriterien geringfügig variiert. Es sind Ereignisse mit zwei Spuren selektiert, für die keine Aktivität im Vorwärtsbereich festgestellt wurde. Des Weiteren wurden auch Ereignisse mit zwei Kalorimeter-Myonen akzeptiert und der untere P_t^μ-Schnitt wurde auf 0,5 GeV herabgesetzt. Bis auf diese Ausnahmen haben die eingetragenen Ereignisse alle Selektionskriterien des Kapitels 4 passiert.

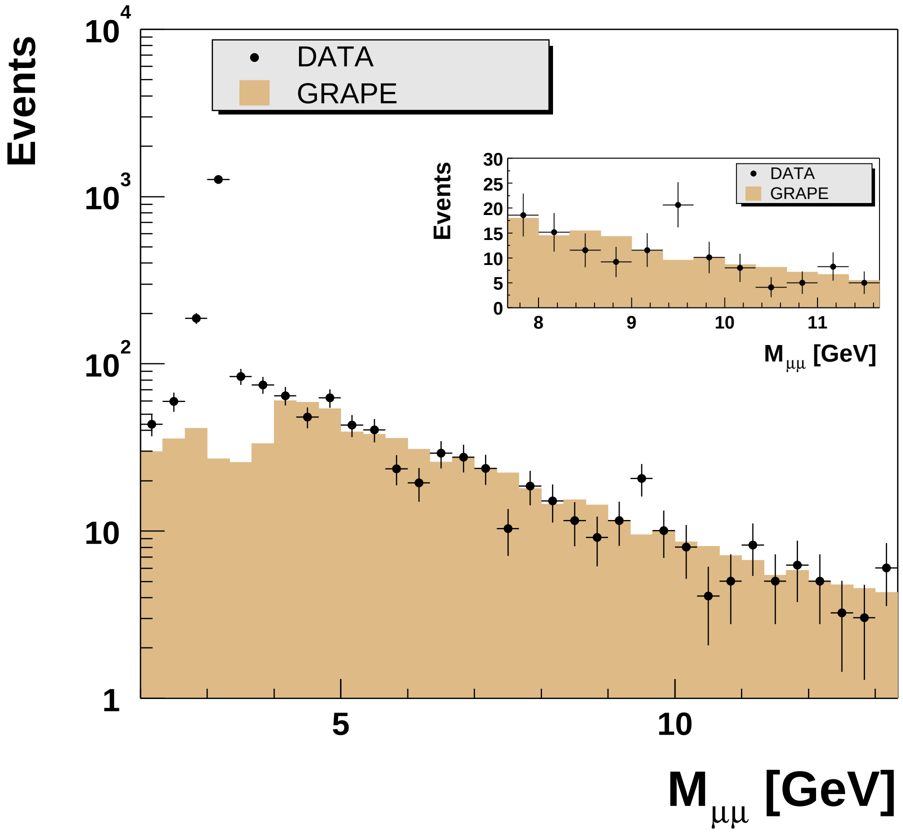


Abb. 5.12: Die invariante Masse der zwei Myonen im erweiterten Massenbereich.

5.3.4 Ereignisse mit Protondissoziation

Abbildung 5.13 zeigt die Verteilung der invarianten Masse für inelastisch-diffraktive Ereignisse gemäß der in Abschnitt 5.2 definierten Aufspaltung. Wie oben bereits vorgegriffen wurde, ist für diese Auswahl kein Resonanzsignal festzustellen. Eine mögliche Deutung ergibt sich im Zusammenhang mit der Untersuchung der nicht-diffraktiven Ereignisse und wird in Abschnitt 5.4 gegeben.
Ausserdem zeigt der in Abschnitt 5.2 definierte erste Restbereich ein hohes Signal-Untergrund-Verhältnis (siehe Abschnitt 5.5), was für mögliche Kandidaten diffraktiver Υ-Ereignisse mit Protondissoziation sprechen könnte.
Wegen des fehlenden Signals ist eine Anpassung der Simulation hier nicht möglich.
Weitere Verteilungen zeigt Abbildung 5.14. Trotz des fehlenden Signals werden sämtliche Verteilungen gut von der Simulation beschrieben.

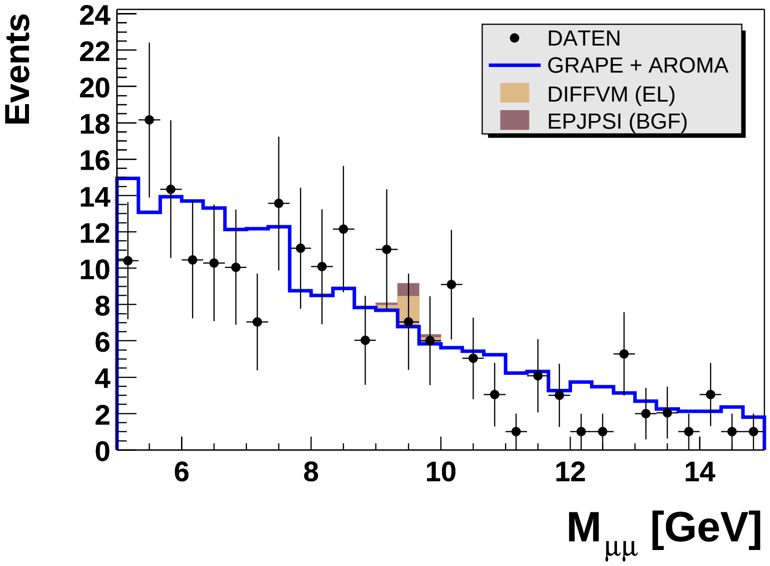


Abb. 5.13: Die Verteilung der invarianten Masse der zwei Myonen für diffraktive Ereignisse mit Protondissoziation gemäß Abschnitt 5.2.

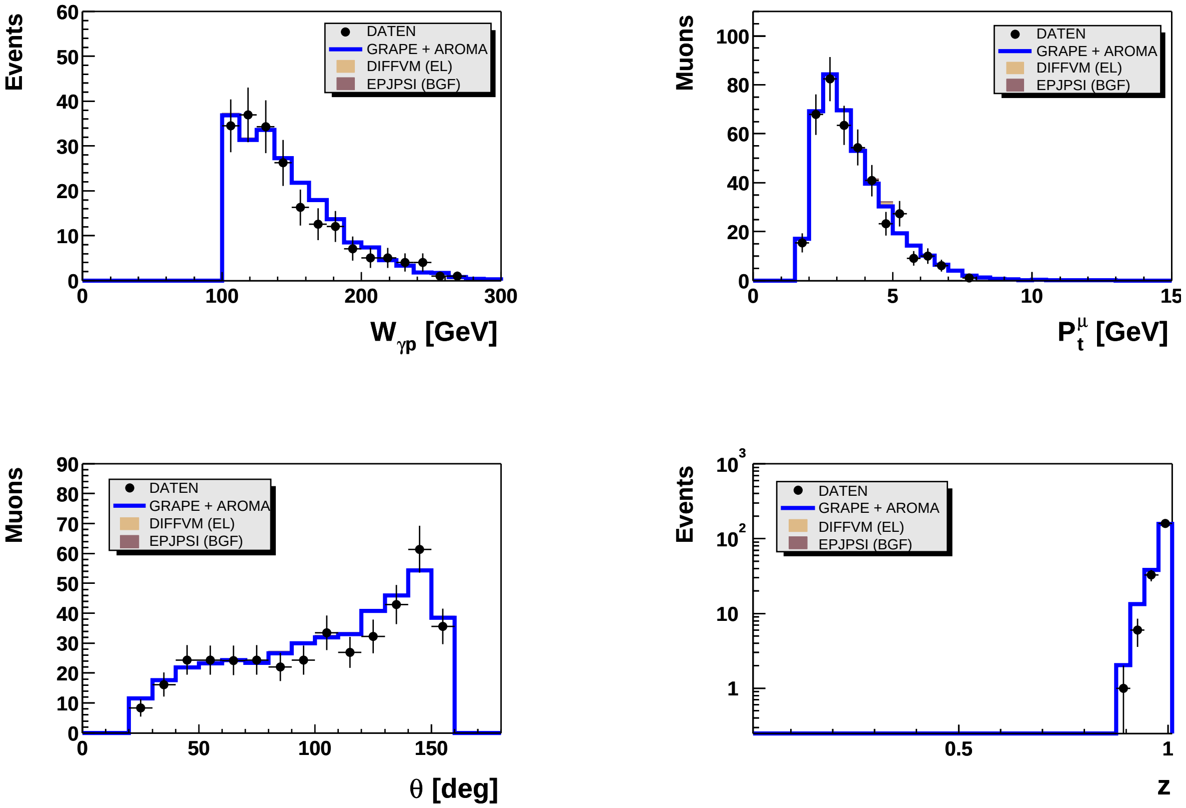


Abb. 5.14: Verteilungen für diffraktive Ereignisse mit Protondissoziation gemäß Abschnitt 5.2.

5.4 Nicht-diffraktive Υ-Produktion

Abbildung 5.15 zeigt die Verteilung der invarianten Masse für nicht-diffraktive Ereignisse gemäß der in Abschnitt 5.2 definierten Aufspaltung. Die Verteilung zeigt eine deutliche Resonanz bei 9,5 GeV. Im Massenbereich 9 GeV – 10 GeV finden sich in den Daten acht Ereignisse, während von GRAPE und AROMA etwa 2,6 Ereignisse[3] vorhergesagt werden.

Außerhalb des Resonanzbereichs wird der geringe Untergrund von der Simulation der nicht-resonanten Prozesse beschrieben. Ebenso zeigen die Verteilungen in Abbildung 5.16 im Rahmen der Statistik eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung.

Nach Tabelle 5.3 werden laut Simulation weniger als 0,5 % der diffraktiven Ereignisse als nicht-diffraktiv identifiziert. Von der Simulation ausgehend sind die hier gefundenen Resonanzereignisse dementsprechend als Ereignisse mit Υ-Mesonen aus der Photon-Gluon-Fusion zu deuten.[4]

Detaillierte Informationen zu den acht in den Daten gefundenen Υ-Kandidaten können Tabelle A.3 in Anhang A entnommen werden. Ausserdem zeigen Abbildungen B.2 bis B.9 in Anhang B Ereignisdarstellungen dieser Kandidaten. Es ist auffällig, dass drei[5]

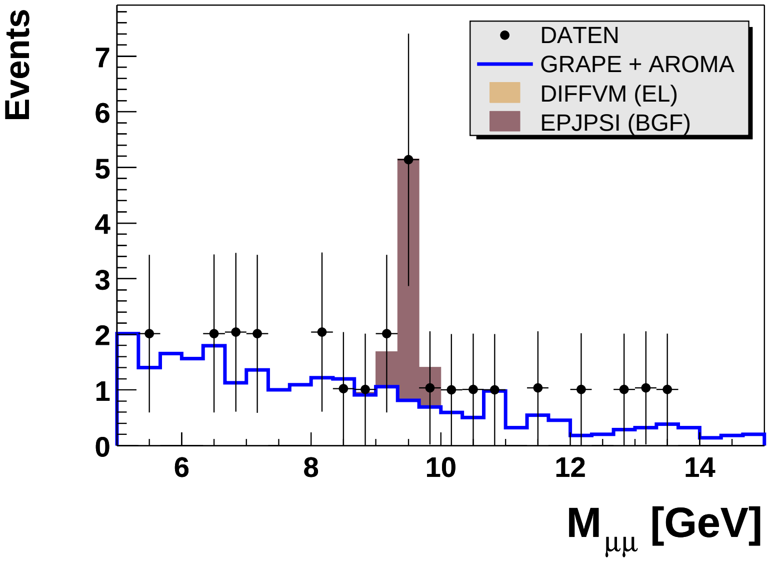


Abb. 5.15: Die Verteilung der invarianten Masse der zwei Myonen für nicht-diffraktive Ereignisse gemäß Abschnitt 5.2.

---

[3] Genauer: Es werden zwischen 9 GeV und 10 GeV 0,3 Ereignisse von AROMA und 2,3 Ereignisse von GRAPE erwartet.

[4] Die Gluon-Gluon-Fusion ist gegenüber der Photon-Gluon-Fusion um eine Ordnung in α_s unterdrückt. Sie ist folglich angesichts der wenigen Resonanzereignisse zu vernachlässigen.

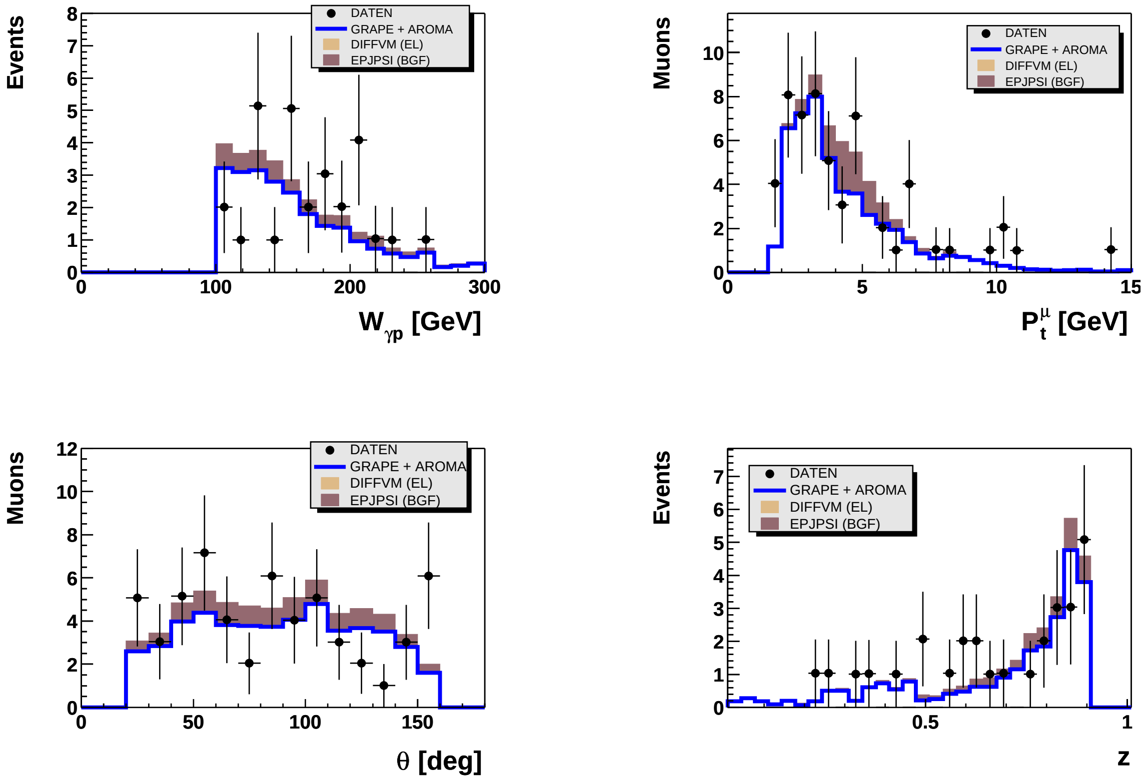


Abb. 5.16: Verteilungen für nicht-diffraktive Ereignisse gemäß Abschnitt 5.2.

der acht Ereignisse trotz geringer Aktivität im Detektor kleine Werte der Elastizität z aufweisen. Die Ursache lässt sich in allen Fällen auf eine hohe Energiedeposition im rückwärtigen SPACAL zurückführen.

Wie Gleichung 2.18 zeigt, verhält sich die Elastizität reziprok zu $E - p_z$ des hadronischen Endzustands. Daher ist die Elastizität gerade auf eine Energiedeposition im rückwärtigen Bereich entsprechend sensitiv. Die Simulationen zeigen für keinen Prozess eine derartige Aktivität im SPACAL, was die Vermutung nahelegt, dass es sich bei den beobachteten Energiedepositionen um einen unphysikalischen Effekt handelt. In diesem Fall könnte es sich um fehlidentifizierte diffraktive Ereignisse mit Protondissoziation handeln, was somit eine mögliche Erklärung für das Fehlen eines Resonanzsignals in diesem Bereich lieferte. Die Energiedepositionen im SPACAL bedürfen einer weiteren Studie, die über den Umfang dieser Arbeit hinausgeht.

Die verbleibenden fünf Ereignisse können weiterhin als Kandidaten für Ereignisse mit Υ-Mesonen aus der γg-Fusion gesehen werden. Unter ihnen zeigen die in den Abbildungen B.4 und B.6 dargestellten Ereignisse besonders typische Signaturen.

---

[5] a) Run 236521, Event 104564, Abbildung B.2. b) Run 262478, Event 20429, Abbildung B.3. c) Run 270089, Event 157470, Abbildung B.7.

5.5 Gegenüberstellung

Abbildung 5.17 zeigt zusammengefasst sowohl die inklusive Verteilung als auch die aufgespaltenen Verteilungen der invarianten Masse. Bis auf die Gruppe der diffraktiven Ereignisse mit Protondissoziation zeigen alle Verteilungen ein deutliches Resonanzsignal bei der Masse des $\Upsilon(1S)$-Mesons. Die Tabellen 5.8 und 5.9 zeigen die Anzahl von Daten- und Untergrundereignissen für den Massenbereich um die Υ-Resonanz. Neben den bereits betrachteten Bereichen findet sich auch in dem ersten Restbereich (siehe Abschnitt 5.2) ein hohes Signal-Untergrund-Verhältnis, was ein Indiz für weitere Υ-Ereignisse sein könnte. Nach Tabelle 5.3 werden dort laut Simulation zwei Prozent der diffraktiven Ereignisse mit Protondissoziation und etwa 27 % der Υ-Ereignisse mit Photon-Gluon-Fusion erwartet. Auf die Restbereiche wurde bei der Trennung der Prozesse aus Gründen der Reinheit verzichtet. Abbildung 5.18 zeigt die Mas-

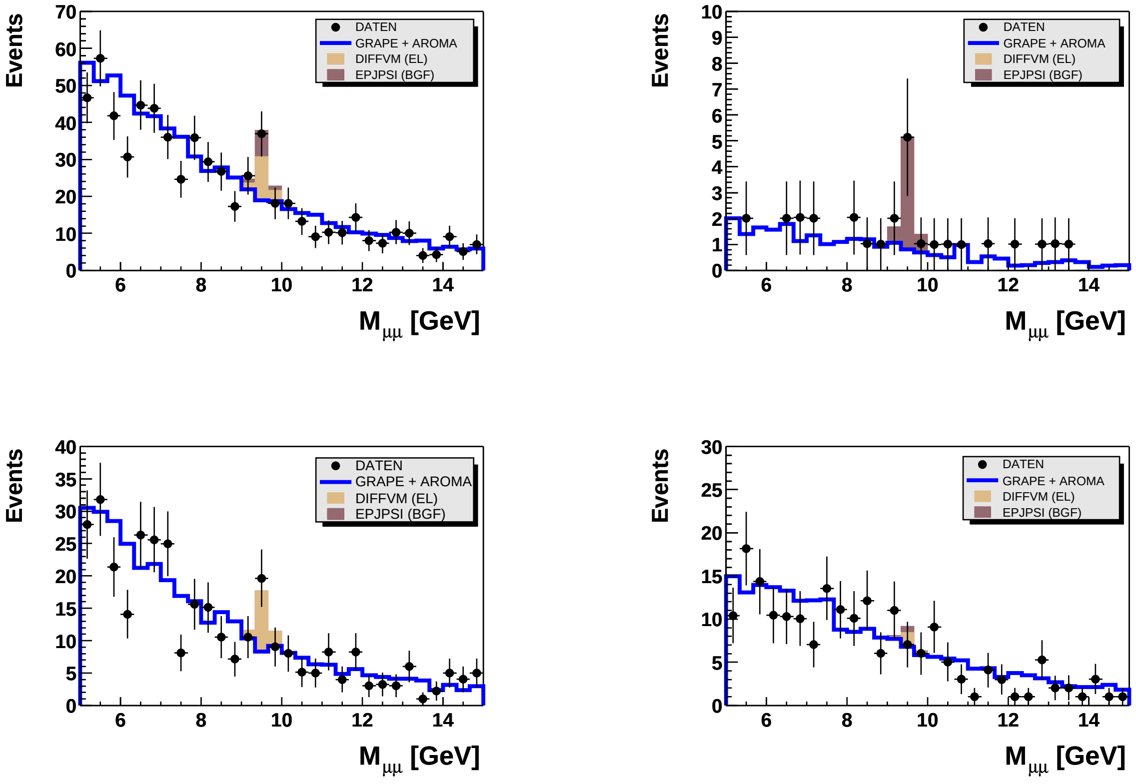


Abb. 5.17: Gegenüberstellung der Verteilungen der invarianten Masse. Die Verteilung oben links zeigt die inklusive Massenverteilung. Oben rechts ist die Massenverteilung nicht-diffraktiver Ereignisse, unten links elastischer Ereignisse und unten-rechts diffraktiver Ereignisse mit Protondissoziation dargestellt.

senverteilung für elastisch-diffraktive Ereignisse zusammen mit der Massenverteilung, die dem von der H1-Kollaboration veröffentlichten Wirkungsquerschnitt (Abbildung 5.11) zu Grunde liegt. In die Berechnung des Wirkungsquerschnitts gingen dabei Signalereignisse des Massenbereichs 8,9 GeV $< M_{\mu\mu} <$ 10,8 GeV ein, von denen dem Υ(1S)-Zustand ein Anteil von 70 % zugeordnet wurde. Die geringere Datenmenge von 27,5 pb^{-1} zeigt sich deutlich im Integral der Verteilung sowie in der höheren Fluktuation der Datenpunkte. Die bessere Auflösung der invarianten Masse in den Daten dieser Arbeit lässt sich auf das Verwerfen von kurzen Spuren und auf die Verwendung von reprozessierten Daten zurückführen.

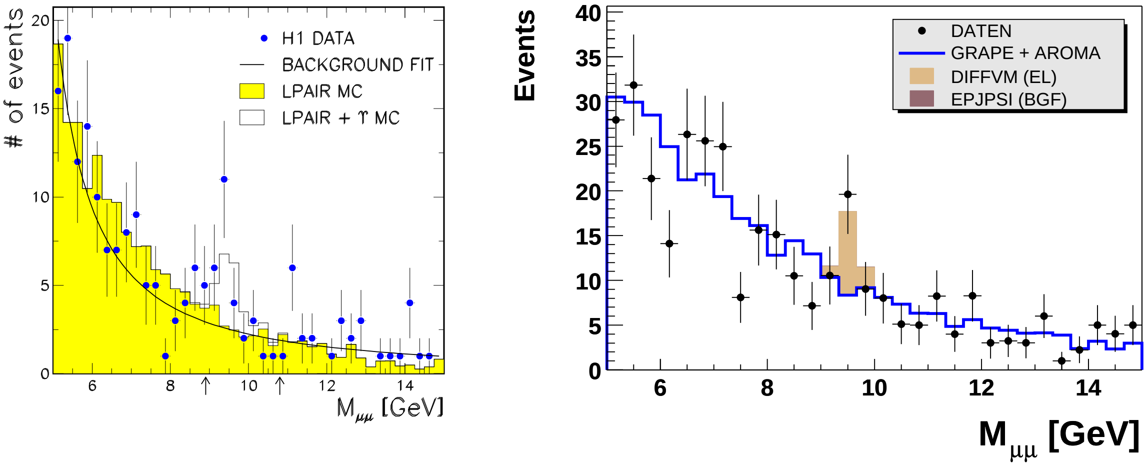


Abb. 5.18: Verteilungen der invarianten Masse für elastisch-diffraktive Ereignisse der Photoproduktion. **Links:** Die Verteilung der invarianten Masse, die dem von der H1-Kollaboration veröffentlichten Wirkungsquerschnitt [7] zu Grunde liegt. Die Verteilung zeigt Daten des H1-Experimentes der Jahre 1994 – 1997 mit einer integrierten Luminosität von 27,5 pb^{-1}. Die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie wurde in dem Bereich 70 GeV $< W_{\gamma p} <$ 250 GeV gemessen. Die Auflösung der Messung der invarianten Masse wurde mit $\sigma \approx$ 250 MeV angegeben. **Rechts:** Die aus Abbildung 5.9 bekannte Verteilung der invarianten Masse dieser Arbeit. Die Auflösung beträgt etwa $\sigma \approx$ 150 MeV (Tabelle 5.1).

Bereich: **9,25 GeV – 9,75 GeV**	**Identifikation**				
	diffraktiv		nicht-diffraktiv	Rest 1	Rest2
	elast.	P-d.			
Daten	24,6	12,1	6,1	4,1	3,0
Untergrund	12,6	9,9	1,2	1,1	3,2
Daten/Untergrund	1,95	1,22	5,12	3,89	0,93

Tab. 5.8: Anzahl der Daten- und Untergrundereignisse im Massenbereich 9,25 GeV – 9,75 GeV, die in den durch die Aufspaltung (Abschnitt 5.2) definierten Bereichen rekonstruiert wurden.

Bereich: **9,33 GeV – 9,66 GeV**	**Identifikation**				
	diffraktiv		nicht-diffraktiv	Rest 1	Rest2
	elast.	P-d.			
Daten	19,6	7,0	5,1	3,1	2,0
Untergrund	8,3	6,8	0,8	0,8	2,2
Daten/Untergrund	2,35	1,04	6,33	3,85	0,90

Tab. 5.9: Anzahl der Daten- und Untergrundereignisse im Massenbereich 9,33 GeV – 9,66 GeV, die in den durch die Aufspaltung (Abschnitt 5.2) definierten Bereichen rekonstruiert wurden.

6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Produktion von Υ-Mesonen über den Zwei-Myon-Zerfallskanal untersucht. Dabei war die Reduktion des Untergrunds kosmischer Myonen von besonderer Bedeutung. Es mussten charakteristische Eigenschaften gefunden werden, die es erlaubten, den Untergrund gezielt von den Ereignissen der *ep*-Streuung zu trennen. Wie gezeigt wurde, wird der Untergrund der kosmischen Myonen durch die gefundenen Selektionskriterien völligst unterdrückt. Der verbleibende nicht-resonante Untergrund wird sehr gut von der auf die Luminosität normierten Simulation (GRAPE und AROMA) beschrieben.
Die Ergebnisse der Datenselektion wurden sowohl inklusiv als auch nach Produktionsprozessen getrennt betrachtet. Ausgenommen der diffraktiven Ereignisse mit Protondissoziation zeigten alle Verteilungen deutliche Signale des Υ(1S)-Mesons.
Für den elastischen Produktionskanal wurde eine Abschätzung des Photoproduktionswirkungsquerschnitts durchgeführt. Der ermittelte Wirkungsquerschnitt stimmt mit der Vorhersage von Frankfurt et al. sowie auf etwa 0,7 σ mit dem von der H1-Kollaboration publizierten Wirkungsquerschnitt überein.
Des Weiteren hat die Untersuchung nicht-diffraktiver Ereignisse fünf Kandidaten für Υ-Mesonen aus der Photon-Gluon-Fusion hervorgebracht.

Ausblick

Die Genauigkeit der Messung ist abhängig von der verwendeten Datenmenge. Durch Kombination aller Daten des Zeitraums 1994 – 2000 sowie durch Hinzunahme des Zwei-Elektron-Zerfallskanals könnte die Statistik deutlich verbessert werden. Die Effizienz könnte außerdem durch Verwendung spezieller Photoproduktionstrigger (e-tagger) geringfügig verbessert werden.
Eine genaue Studie der nicht-diffraktiven Ereignisse setzt eine Untersuchung der hohen Energiedepositionen im rückwärtigen SPACAL voraus.

A

Tabellen und Abbildungen

Nummer	**Trigger**				**Gewichtungsfaktor**
	s15	s18	s34	s54	
1	×	-	-	-	1,03459
2	-	×	-	-	1,12820
3	×	×	-	-	1,02640
4	-	-	×	-	1,00396
5	×	-	×	-	1,00292
6	-	×	×	-	1,00280
7	×	×	×	-	1,00202
8	-	-	-	×	1,23884
9	×	-	-	×	1,02281
10	-	×	-	×	1,07987
11	×	×	-	×	1,01918
12	-	-	×	×	1,00246
13	×	-	×	×	1,00179
14	-	×	×	×	1,00188
15	×	×	×	×	1,00136

Tab. A.1: Gewichtungsfaktoren für die Triggerauswahl bei $N_{\mathrm{spuren}} = 2$ in Abhängigkeit der Information, welche Subtrigger das Ereignis akzeptiert haben. In der Spalte „Trigger“ findet sich die Information r_{ij} (× steht für akzeptiert) und in der letzten Spalte der zugehörige Gewichtungsfaktor w_j.

Datennahmeperiode	μ_{T_0}	σ_{T_0}
1998	475,51	5,9
1999 e^-	477,20	5,4
1999 e^+	459,66	5,7
2000	456,79	5,8

Tab. A.2: Parameter der Gaußanpassung an die „Ereignis T_0"-Verteilung der Ereignisse der *ep*-Streuung in den verschiedenen Datennahmeperioden. μ_{T_0} ist der Mittelwert und σ_{T_0} die Standardabweichung der Gaußverteilung.

Run	**Event**	$M_{\mu\mu}$ [GeV]	$W_{\gamma p}$ [GeV]	z	N_{Spuren} total	N_{Spuren} gut	Vorw.aktivität
236521	104564	9,40	152	0,216	4	4	✓
262478	20429	9,49	228	0,592	5	2	✓
264999	136779	9,10	203	0,863	27	6	✓
267559	48857	9,59	194	0,347	8	3	✓
269541	134684	9,49	184	0,883	15	4	✓
270089	157470	9,40	200	0,269	6	2	✓
276656	108730	9,33	126	0,879	14	4	✓
277362	6245	9,77	218	0,510	13	5	✓

Tab. A.3: Informationen zu den acht nicht-diffraktiven Υ-Kandidaten im Massenbereich 9 GeV – 10 GeV. Es wird zwischen der totalen Anzahl der Spuren und der Anzahl guter Spuren unterschieden. Die Trennung der Produktionsprozesse (Abschnitt 5.2) basiert auf der totalen Anzahl der Spuren. Gute Spuren passieren die Standard-H1-Spurselektion. Die letzte Spalte zeigt, ob Vorwärtsaktivität gemäß Abschnitt 4.5 gemessen wurde. Die Ereignisdarstellungen für diese Kandidaten können den Abbildungen B.2 bis B.9 in Anhang B entnommen werden.

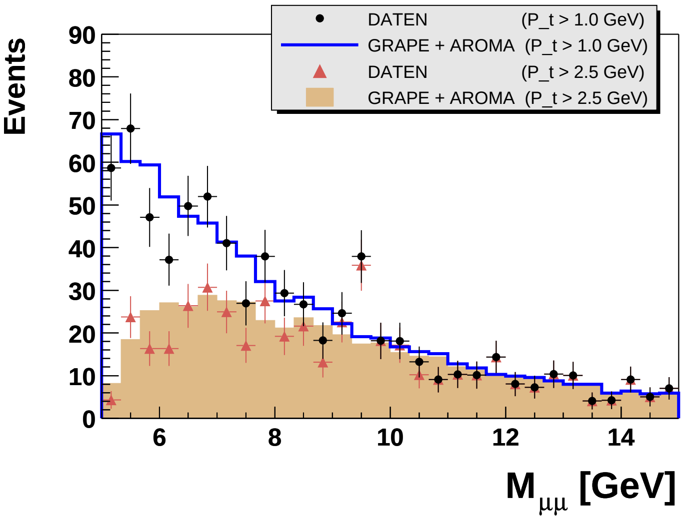
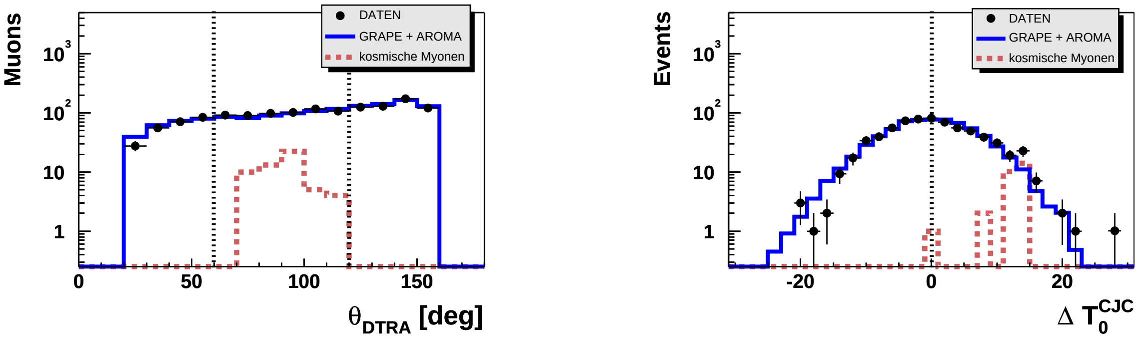


Abb. A.1: Das Spektrum der invarianten Masse nach Passieren aller in Kapitel 4 beschriebenen Selektionskriterien. Variiert ist die untere Grenze des transversalen Impulses P_t^μ der Myonen von $P_t^\mu = 1,0\,\mathrm{GeV}$ zu $P_t^\mu = 2,5\,\mathrm{GeV}$. Der in dieser Arbeit verwendete Standardwert ist $P_t^\mu = 1,8\,\mathrm{GeV}$.



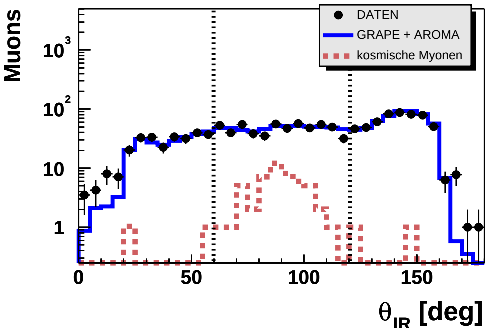


Abb. A.2: Die Polarwinkelverteilungen θ_{DTRA} und θ_{IR} und die Differenz der Messzeitpunkte der Myonspuren ΔT_0^{CJC} für Daten, Simulation des physikalischen Untergrunds und Abschätzung des Untergrunds kosmischer Myonen. Bis auf die Zusatzkriterien für kleine Spurmultiplizitäten haben die eingetragenen Ereignisse alle Selektionskriterien des Kapitels 4 passiert.

B

Ereignisdarstellungen

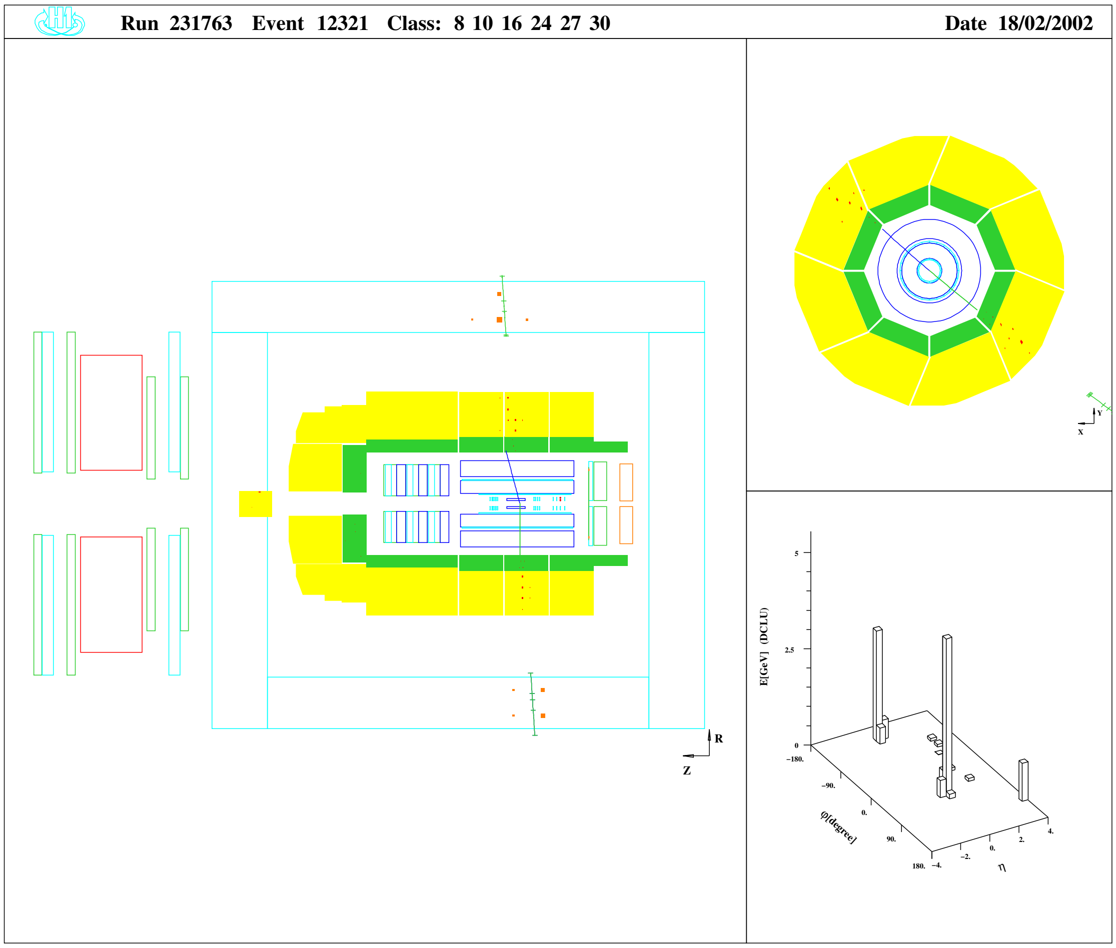


Abb. B.1: H1-Ereignisdarstellung eines kosmischen Myons mit großem Öffnungswinkel zwischen den inneren Spuren.

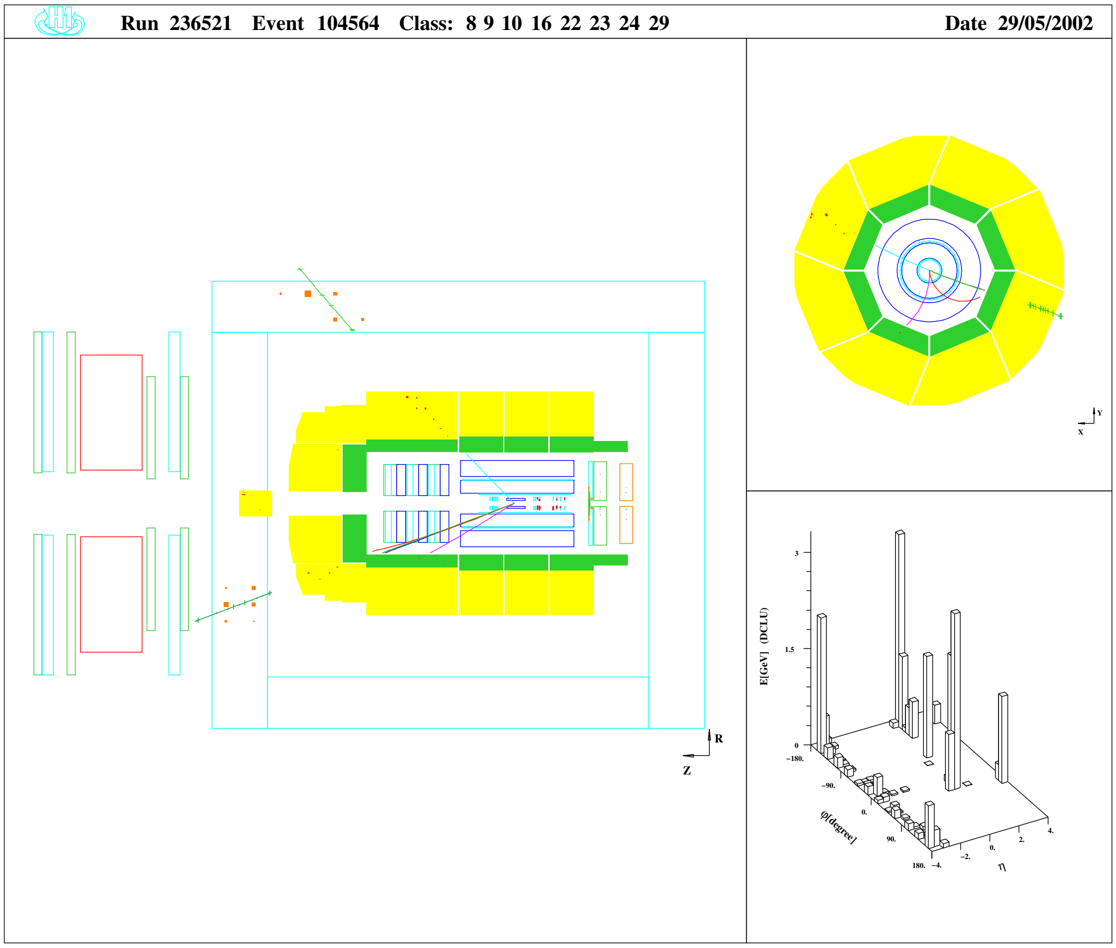


Abb. B.2: H1-Ereignisdarstellung eines nicht-diffraktiven Υ-Kandidaten. Runnummer 236521, Eventnummer 104564. Genaue Information zu den Υ-Kandidaten finden sich in Tabelle A.3.

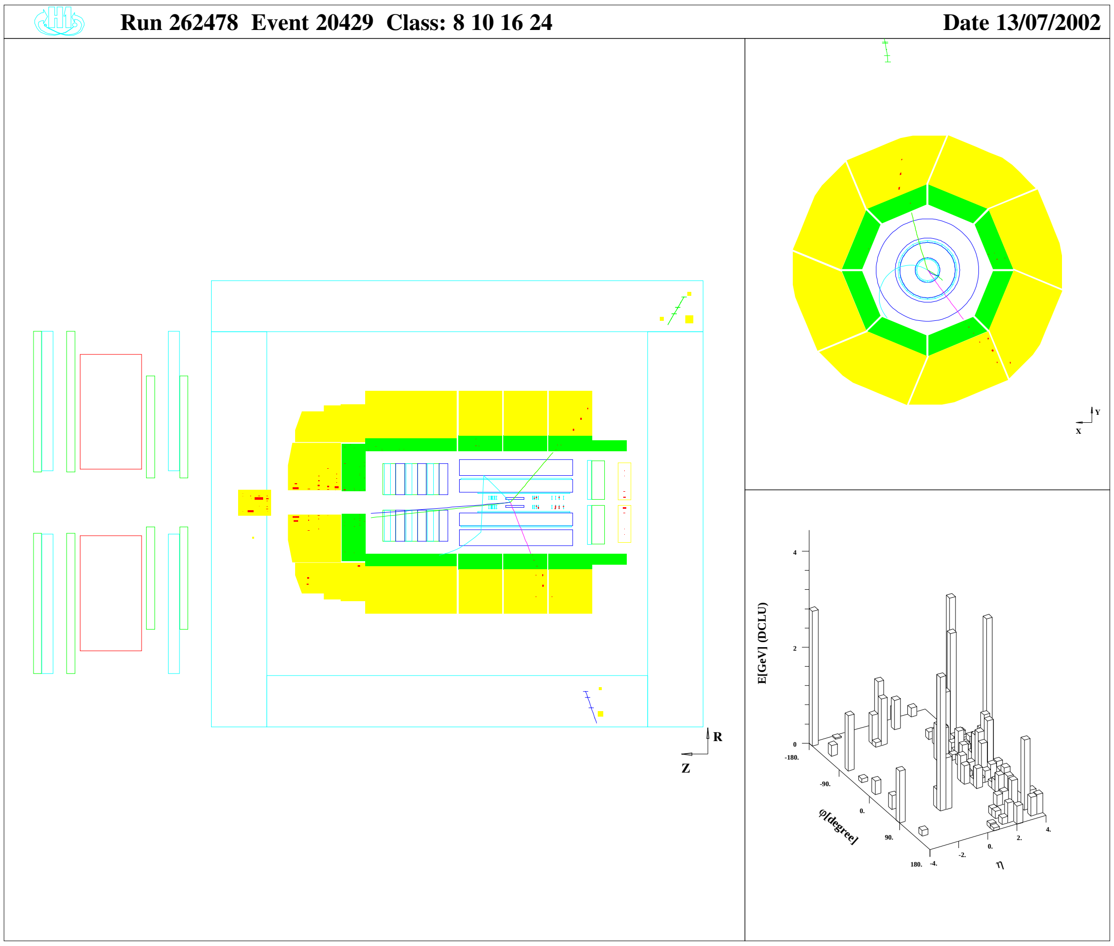


Abb. B.3: H1-Ereignisdarstellung eines nicht-diffraktiven Υ-Kandidaten. Runnummer 262478, Eventnummer 20429.

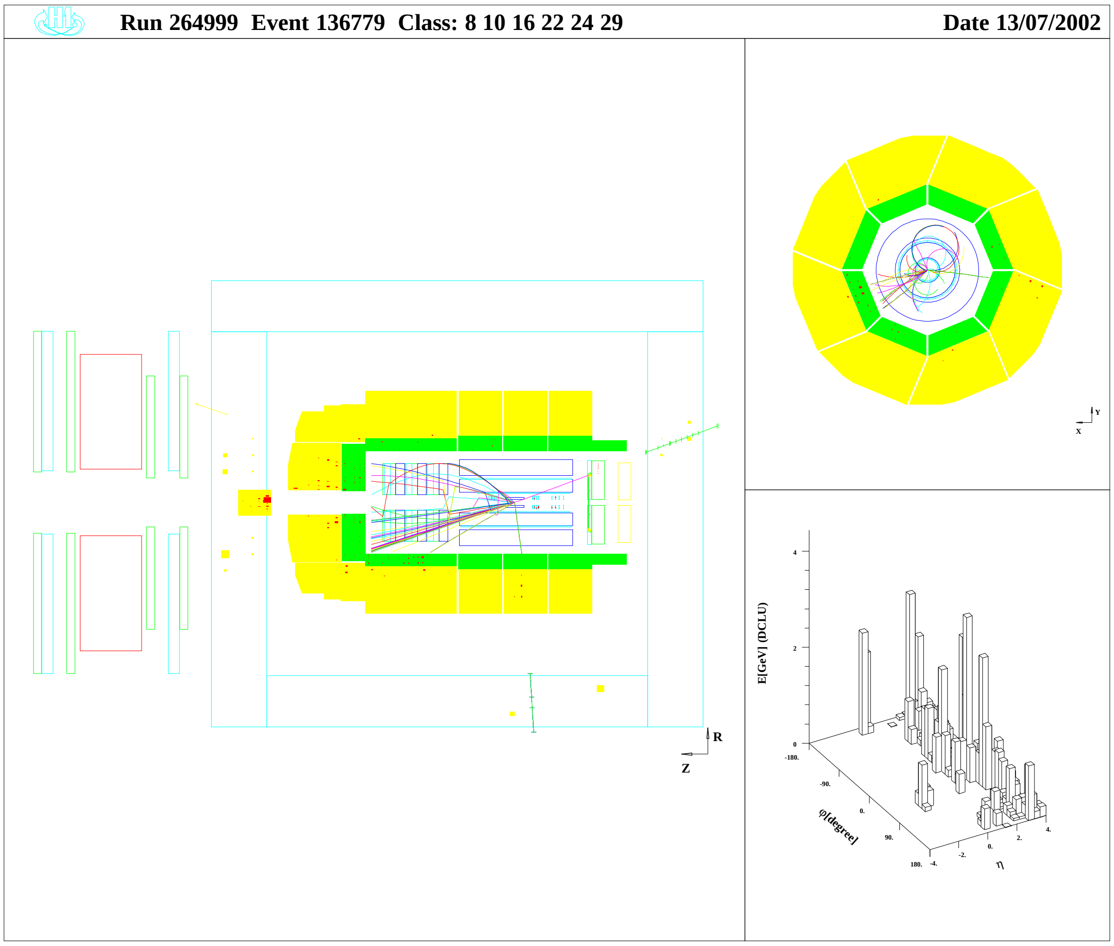


Abb. B.4: H1-Ereignisdarstellung eines nicht-diffraktiven Υ-Kandidaten. Runnummer 264999, Eventnummer 136779.

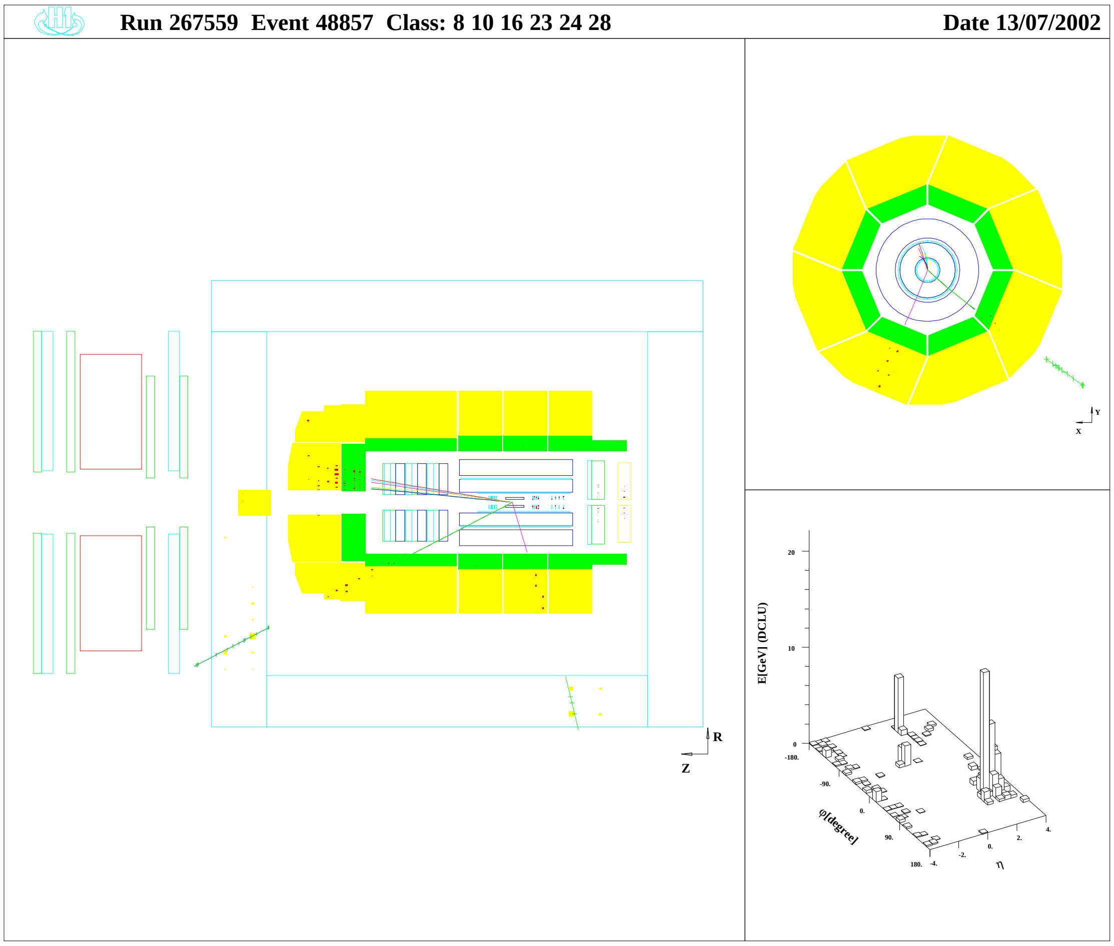


Abb. B.5: H1-Ereignisdarstellung eines nicht-diffraktiven Υ-Kandidaten. Runnummer 267559, Eventnummer 48857.

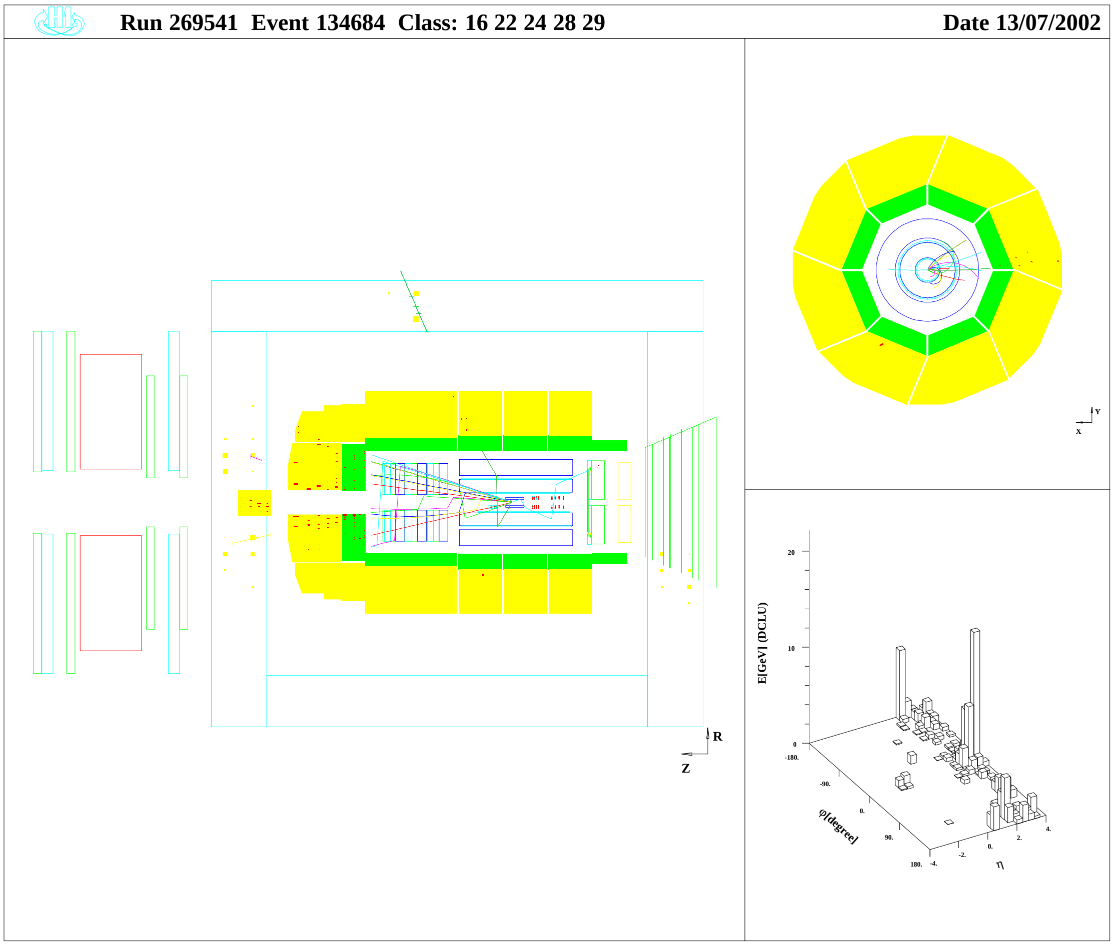


Abb. B.6: H1-Ereignisdarstellung eines nicht-diffraktiven Υ-Kandidaten. Runnummer 269541, Eventnummer 134684. Im rückwärtigen Bereich des zentralen Myonsystems treten Darstellungsprobleme auf, die nicht physikalischen Ursprungs sind.

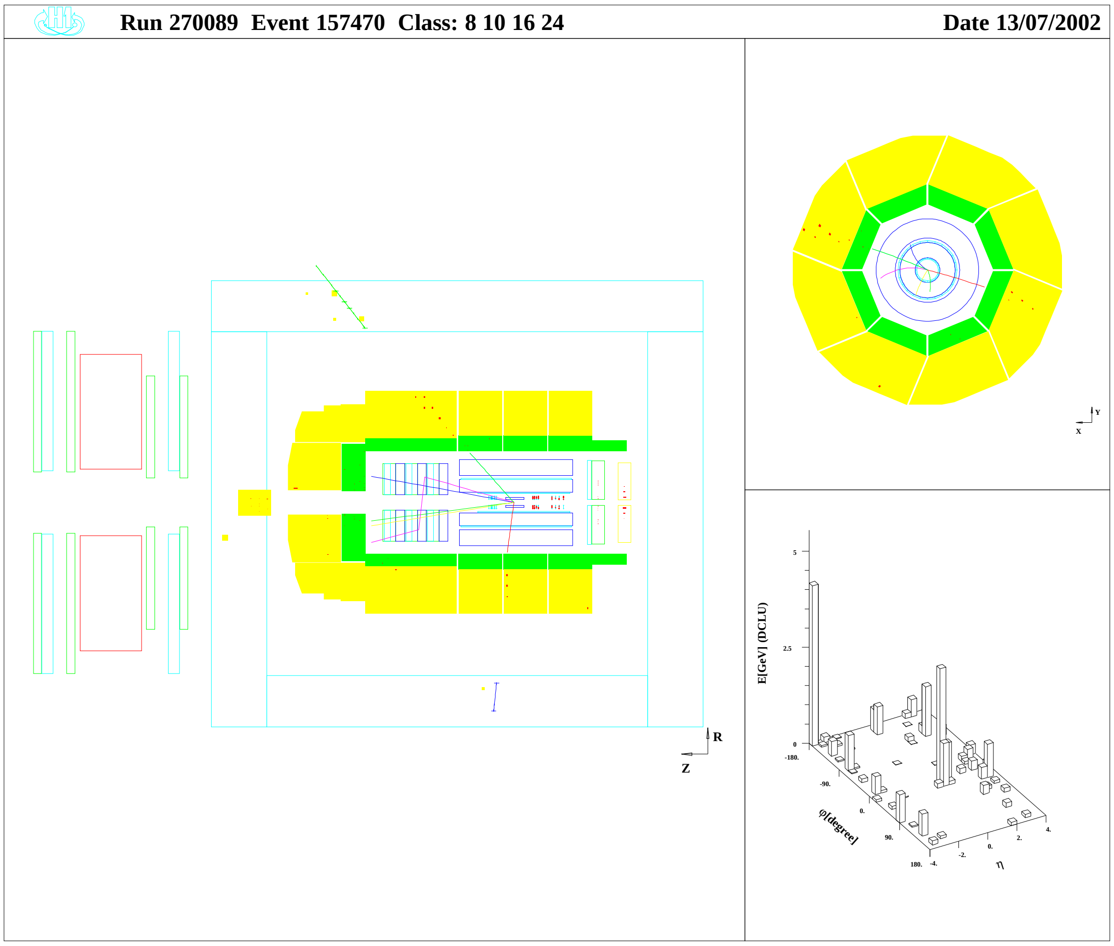


Abb. B.7: H1-Ereignisdarstellung eines nicht-diffraktiven Υ-Kandidaten. Runnummer 270089, Eventnummer 157470.

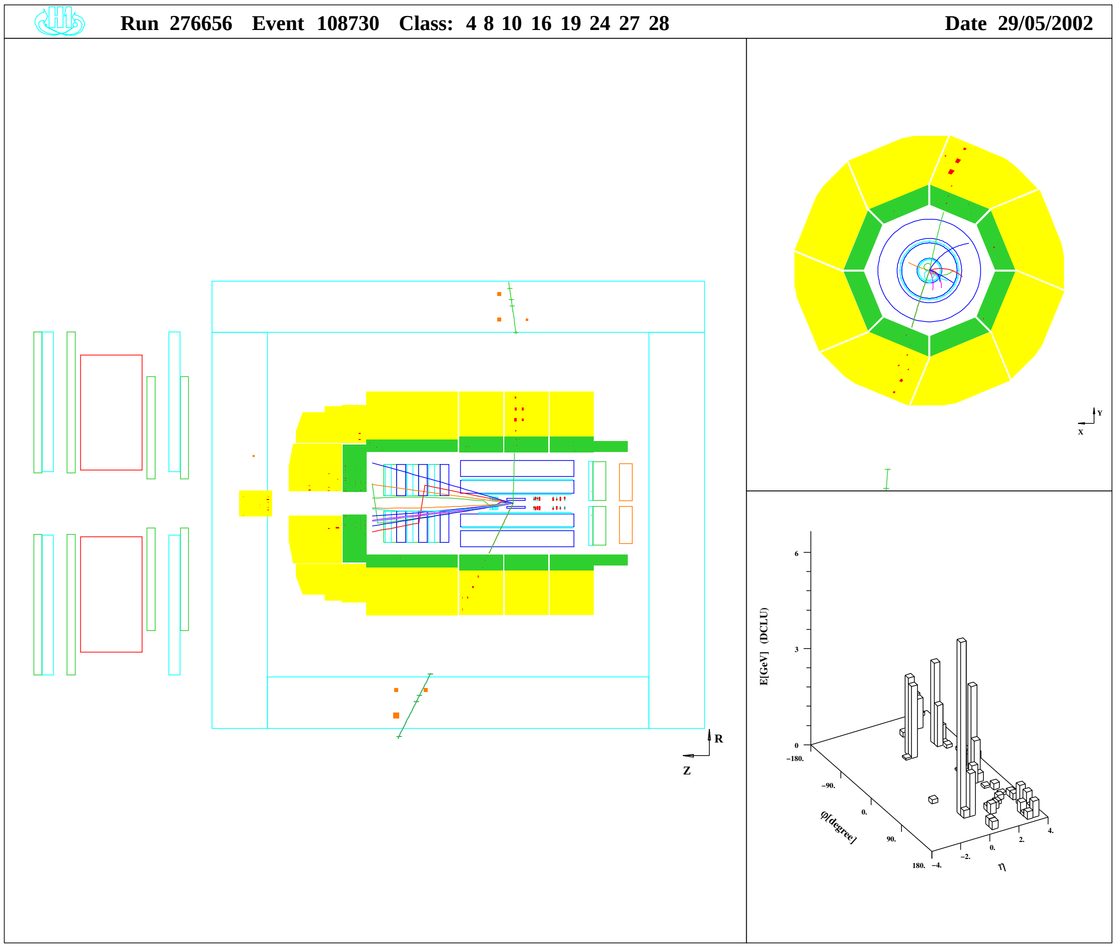


Abb. B.8: H1-Ereignisdarstellung eines nicht-diffraktiven Υ-Kandidaten. Runnummer 276656, Eventnummer 108730.

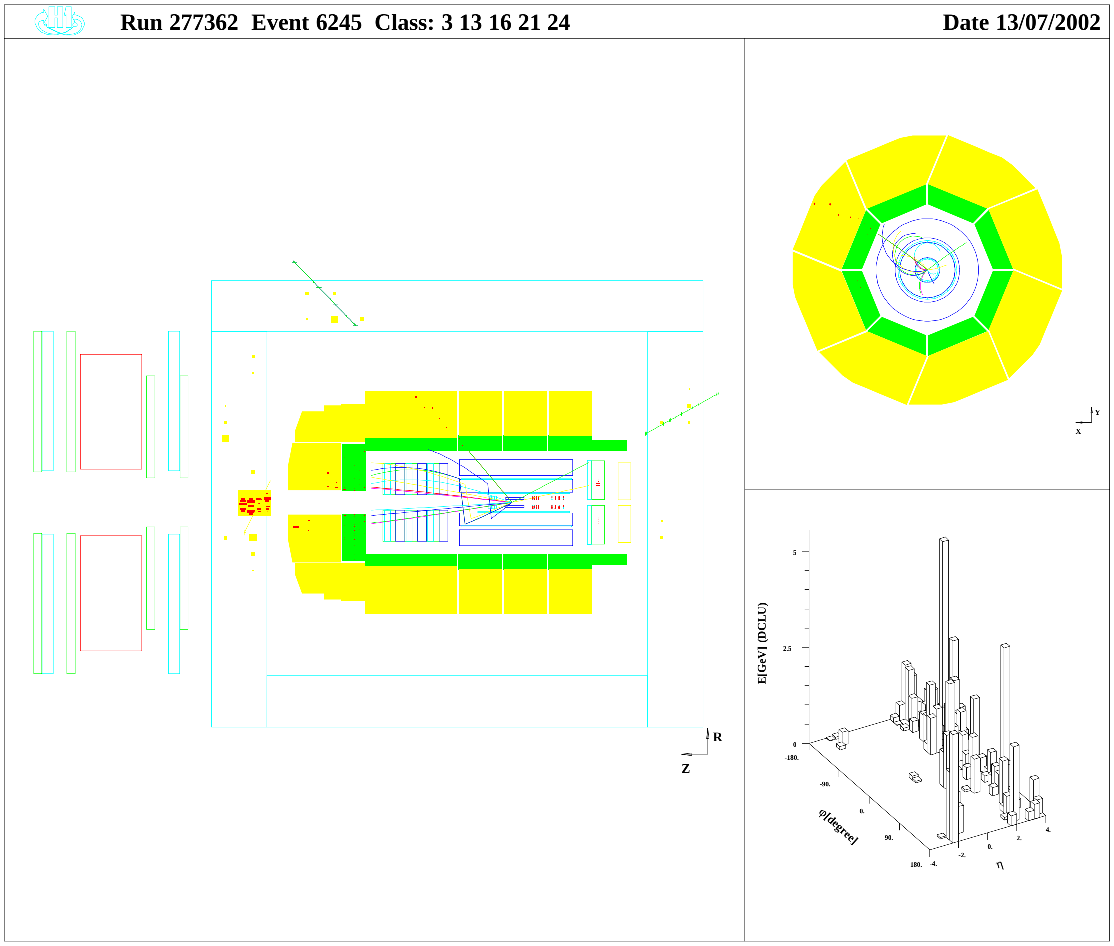


Abb. B.9: H1-Ereignisdarstellung eines nicht-diffraktiven Υ-Kandidaten. Runnummer 277362, Eventnummer 6245.

Literaturverzeichnis

[1] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], „The H1 Detector at Hera“, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.

[2] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], „The Tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA “, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 348.

[3] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group Collaboration], „Electron / pion separation with the H1 LAr calorimeters“, Nucl. Instrum. Meth. A **344** (1994) 492.

[4] T. Nicholls *et al.* [H1 SPACAL Group Collaboration], „Performance of an electromagnetic lead / scintillating fiber calorimeter for the H1 detector“, Nucl. Instrum. Meth. A **374** (1996) 149.

[5] D. Pitzl *et al.*, „The H1 silicon vertex detector“, Nucl. Instrum. Meth. A **454** (2000) 334 [arXiv:hep-ex/0002044].

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

[7] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], „Elastic photoproduction of J/psi and Upsilon mesons at HERA“, Phys. Lett. B **483** (2000) 23 [arXiv:hep-ex/0003020].

[8] S. Mohrdieck, „Inelastic J/psi production in electroproduction with the H1 experiment at HERA“, DESY-THESIS-2000-059.

[9] D. Schmidt, „Diffractive photoproduction of charmonium in the H1 detector at HERA. (In German)“, DESY-THESIS-2001-029.

[10] P. Merkel, „Diffractive photoproduction of heavy vector mesons at HERA“, DESY-THESIS-1999-030.

[11] K. Krüger, „Photoproduction of J/psi mesons at medium and low elasticities at HERA“, DESY-THESIS-2001-025.

[12] C. W. Darden *et al.*, „Observation Of A Narrow Resonance At 9.46-Gev In Electron - Positron Annihilations“, Phys. Lett. B **76** (1978) 246.

[13] D. E. Groom *et al.* [Particle Data Group Collaboration], „Review Of Particle Physics“, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1.

[14] A. V. Barnes *et al.*, „Pion Charge Exchange Scattering At High-Energies“, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 76.

[15] H. Abramowicz and A. Caldwell, „HERA collider physics“, Rev. Mod. Phys. **71** (1999) 1275 [arXiv:hep-ex/9903037].

[16] A. Donnachie and P. V. Landshoff, „Total cross-sections“, Phys. Lett. B **296** (1992) 227 [arXiv:hep-ph/9209205].

[17] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], „Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy“, Z. Phys. C **69** (1995) 27 [arXiv:hep-ex/9509001].

[18] T. Regge, „Introduction To Complex Orbital Momenta“, Nuovo Cim. **14** (1959) 951.

[19] J. J. Sakurai, „Theory Of Strong Interactions“, Annals Phys. **11** (1960) 1.

[20] J. J. Sakurai, „Vector Meson Dominance And High-Energy Electron Proton Inelastic Scattering“, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 981.

[21] K. Goulianos, „Diffractive Interactions Of Hadrons At High-Energies“, Phys. Rept. **101** (1983) 169.

[22] L. L. Frankfurt, M. F. McDermott and M. Strikman, „Diffractive photoproduction of Upsilon at HERA“, JHEP **9902** (1999) 002 [arXiv:hep-ph/9812316].

[23] A. D. Martin, M. G. Ryskin and T. Teubner, „Upsilon photoproduction at HERA compared to estimates of perturbative QCD“, Phys. Lett. B **454** (1999) 339 [arXiv:hep-ph/9901420].

[24] E. L. Berger and D. L. Jones, „Inelastic Photoproduction Of J / Psi And Upsilon By Gluons“, Phys. Rev. D **23** (1981) 1521.

[25] R. Baier and R. Ruckl, „Hadronic Production Of J / Psi And Upsilon: Transverse Momentum Distributions“, Phys. Lett. B **102** (1981) 364.

[26] B. A. Kniehl and G. Kramer, „TEVATRON-HERA colour-octet charmonium anomaly versus higher-order QCD effects“, Eur. Phys. J. C **6** (1999) 493 [arXiv:hep-ph/9803256].

[27] M. Cacciari and M. Kramer, „Color-Octet Contributions to J/ψ Photoproduction“, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 4128 [arXiv:hep-ph/9601276].

[28] E. Braaten, S. Fleming and A. K. Leibovich, „NRQCD analysis of bottomonium production at the Tevatron“, Phys. Rev. D **63** (2001) 094006 [arXiv:hep-ph/0008091].

[29] H1 Collab., C. Adloff et al., „Inelastic Photoproduction of J/Psi Mesons at HERA”, submitted to Eur. Phys. J.C,05/02.

[30] W. R. Innes *et al.*, „Observation Of Structure In The Upsilon Region“, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1240 [Erratum-ibid. **39** (1977) 1640].

[31] Christoph Berger, „Elementarteilchenphysik“, Springer Verlag Berlin (2002).

[32] Boris Leissner, „Muon Pair Production in Electron Proton Collisions“, Dissertation, RWTH Aachen (2002).

[33] J.Meyer, „Guide to simulation program H1SIM“, H1 internal software manual (1991)

[34] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul and J. C. Lassalle, „Geant: Simulation Program For Particle Physics Experiments. User Guide And Reference Manual“, CERN-DD-78-2-REV.

[35] B. List and A. Mastroberardino, „Diffvm: A Monte Carlo Generator For Diffractive Processes In E P Scattering“, *Prepared for Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting), Hamburg, Germany, 27-30 Apr 1998*

[36] H. Jung, „The Monte Carlo Generator Epjpsi For J / Psi Mesons In High-Energy Electron Proton Collisions“, *Aachen Tech. Hochsch. - PITHA-92-10 (92/04,rec.Apr.) 10 p.*

[37] H. Plothow-Besch, „PDFLIB: A Library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding alpha-s calculations“, Comput. Phys. Commun. **75** (1993) 396.

[38] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, „Dynamical parton distributions revisited“, Eur. Phys. J. C **5** (1998) 461 [arXiv:hep-ph/9806404].

[39] M. Gluck, E. Reya and M. Stratmann, „The Parton content of virtual photons“, Phys. Rev. D **51** (1995) 3220.

[40] T. Sjostrand, „PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual“, arXiv:hep-ph/9508391.

[41] T. Abe, „GRAPE-Dilepton (Version 1.1): A generator for dilepton production in e p collisions“, Comput. Phys. Commun. **136** (2001) 126 [arXiv:hep-ph/0012029].

[42] A. Mucke, R. Engel, J. P. Rachen, R. J. Protheroe and T. Stanev, „Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics“, Comput. Phys. Commun. **124** (2000) 290 [arXiv:astro-ph/9903478].

[43] G. Ingelman, J. Rathsman and G. A. Schuler, „AROMA 2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in *ep* Collisions“, Comput. Phys. Commun. **101** (1997) 135 [arXiv:hep-ph/9605285].

[44] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], „Measurement of open beauty production at HERA“, Phys. Lett. B **467** (1999) 156 [Erratum-ibid. B **518** (2001) 331] [arXiv:hep-ex/9909029].

[45] S.Egli et al., „Calculating Event Weights in Case of Downscaling on Trigger Levels 1-4“, H1 Internal Note h1-0497-517.

[46] P. Thompson, Dissertation, University of Birmingham, Great Britain (1999).

[47] F. P. Schilling, „Diffractive jet production in deep-inelastic e+ p collisions at HERA“, DESY-THESIS-2001-010.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Christoph Berger für die hervorragende Betreuung danken. Sein Interesse gab mir stets Anreiz, die Arbeit noch einen Schritt weiter zu führen. Des Weiteren bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. G. Flügge für die Übernahme des Korreferats.

Ein großes Dankeschön möchte ich auch Boris Leissner für die mehr als wünschenswerte Betreuung und unermüdliche Hilfsbereitschaft aussprechen.

Ebenso möchte ich den anderen Aachener Kollegen für die angenehme Zusammenarbeit danken: Anja Vest, Adil Aktas, Sascha Caron, Carlo Duprel, Lars Finke, Thomas Kluge, Linus Lindfeld, Dr. Hans-Ulrich Martyn, Markus Stoye und Martin Wessels. Vor allem danke ich in diesem Zusammenhang auch Gilles Frising für die vielen Kniffe der Datenverarbeitung.

Meinen Freunden Henning Dieker, Johannes Kalb, Linus Lindfeld und Christian Panofen danke ich für ihre Freundschaft und eine tolle Studienzeit. Den Diskussionen mit diesen ausgezeichneten Physikern verdanke ich sehr viel.

Schließlich möchte ich mich bei meiner Familie und ganz besonders bei meinen lieben Eltern bedanken, die mich immer in allen Belangen unterstützt haben.