UNTERSUCHUNG VON MYONPAAREN MIT HOHER INVARIANTER MASSE IM H1–DETEKTOR BEI HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

PETRA MERKEL

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Mai 1996

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Produktion von Myonpaaren mit hoher invarianter Masse ($M_{\mu\mu} \geq 5$ GeV) in ep–Streuung an der Speicherringanlage HERA am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg. Untersucht werden die mit dem H1–Detektor aufgezeichneten Daten der Datennahmeperiode 1994 mit einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}\, dt \simeq 2.32\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Myonpaare werden dominant über Zwei–Photon–Prozesse produziert, die für niedrige invariante Massen gut verstanden sind. Ziel dieser Arbeit ist es, dieses Verständnis auch auf höhere Massen auszudehnen. Bei niedrigen Massen werden die gemessenen Daten gut von einem einzigen Prozeß, dem multiperipheren Zwei–Photon–Prozeß, beschrieben. Zu untersuchen ist, ob bei höheren Massen weitere Prozesse an Bedeutung gewinnen, oder ob auch hier die Myonpaare dominant durch diesen einen Prozeß erzeugt werden.

Zusätzlich zu dem kontinuierlichen Massenspektrum — hervorgerufen durch den Zwei–Photon–Prozeß — treten Resonanzen auf, die herrühren aus dem Zerfall von zum Beispiel Vektormesonen in zwei Myonen. Der Massenbereich unterhalb von $M_{\mu\mu} = 5$ GeV wird in dieser Arbeit nicht untersucht, weil die Produktion von J/ψ–Mesonen ($M_{J/\psi} = 3.1$ GeV) bei HERA bereits sehr ausführlich gemessen und gut verstanden ist. Oberhalb von 5 GeV trägt nur noch das Υ–Meson zur resonanten Myonpaarproduktion bei. In bisherigen Analysen konnte kein signifikantes Υ–Signal bei H1 gemessen werden. Das in dieser Arbeit gemessene Massenspektrum liefert erstmals einen Hinweis auf Υ–Produktion in ep–Streuung. Es wird eine obere Schranke des Wirkungsquerschnitts bestimmt.

Die Ergebnisse der hier durchgeführten Selektion werden verglichen mit einer bereits durchgeführten Analyse von Elektronpaaren mit hoher invarianter Masse (ab $M = 20$GeV) [Sch96].

Im folgenden werden in Kapitel 2 zunächst die Speicherringanlage HERA und der H1–Detektor vorgestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit wesentlichen Detektorkomponenten Spurkammersystem, Myonsystem und Flüssig–Argon–Kalorimeter sowie das allen physikalischen Analysen zugrundeliegende Trigger– und Datennahmesystem werden beschrieben. In Kapitel 3 wird die für ep–Streuung spezifische Kinematik samt der bei H1 verwendeten diesbezüglichen Nomenklatur kurz erläutert und die theoretische Grundlage der Myonpaarerzeugung bei hohen invarianten Massen gegeben.

In den darauffolgenden Kapiteln werden die verschiedenen Methoden der Myonidentifikation mit dem H1–Detektor diskutiert (Kapitel 4) und die in dieser Arbeit entwickelte Datenselektion vorgestellt (Kapitel 5). In Kapitel 6 werden dann die aus der Analyse der so selektierten Ereignisse abgeleiteten Ergebnisse präsentiert. Kapitel 7 liefert eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Resultate dieser Arbeit und gibt einen Ausblick auf Probleme, die im Zusammenhang mit dieser Analyse erkannt worden sind und deren Bearbeitung für die Zukunft interessant erscheint.

Kapitel 2

HERA und der H1–Detektor

Die Hadron–Elektron–Ring–Anlage HERA (Abbildung 2.1) am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY in Hamburg ist der erste Speicherring, bei dem Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Seit 1992 werden bei HERA innerhalb der beiden Experimente ZEUS und H1 Daten genommen. In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über den Speicherring HERA und den H1–Detektor mit den für diese Arbeit zentralen Komponenten gegeben. Abschließend folgt ein Abriß der Methode des Triggersystems und der Datennahme bei H1.

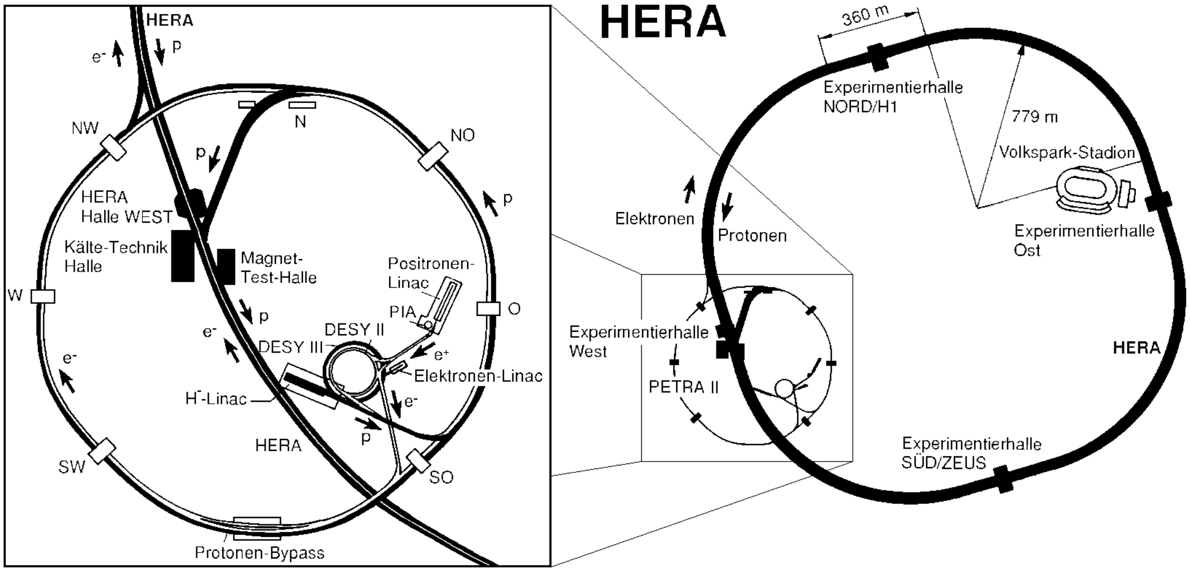


Abbildung 2.1: *Die Speicherringanlage HERA*

2.1 Der Speicherring HERA

Der HERA–Speicherring hat einen Umfang von 6336 m. Er besteht aus zwei Speicherringen, HERA-e für Elektronen und HERA-p für Protonen. Die maximale Strahlenergie ist bei HERA-e begrenzt auf 30 GeV, bei HERA-p beträgt sie 820 GeV. Die Strahlen beider Speicherringe werden an zwei Wechselwirkungspunkten (ZEUS, H1) frontal zur Kollision gebracht.

Die maximale Schwerpunktsenergie des *ep*–Systems beträgt $\sqrt{s} = 314$ GeV, so daß der größtmögliche Viererimpulsübertrag bei annähernd $Q^2 = 10^5$ GeV^2 liegt, was die mit aktuellen *Fixed–Target*–Experimenten an ruhenden Protonen erreichten Werte um etwa zwei Größenordnungen übertrifft. In Tabelle 2.1 sind einige weitere technische Daten von HERA zusammengefaßt.

Parameter		**Sollwerte**		**Werte 1994**	
		HERA-p	HERA-e	HERA-p	HERA-e
Strahlenergie	[GeV]	820	30	820	27.5
Strahlstrom	[mA]	163	58	41	17
Teilchenpakete		210	210	170 *	168 *
Strahllebensdauer	[h]	10	> 3	> 100	$6 - 12$
Schwerpunktsenergie	[GeV]	314		300	
Maximale Luminosität	$[10^{30}\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}]$	16		4.3	
Spezifische Luminosität	$[10^{29}\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}\ \text{mA}^{-2}]$	3.6		5.2	
Abstand der Pakete	[ns]	96		96	

Tabelle 2.1: *Technische Daten von HERA (Sollwerte nach [PDG92], Werte von 1994 nach [H1C96.c] und [H1I94]).*

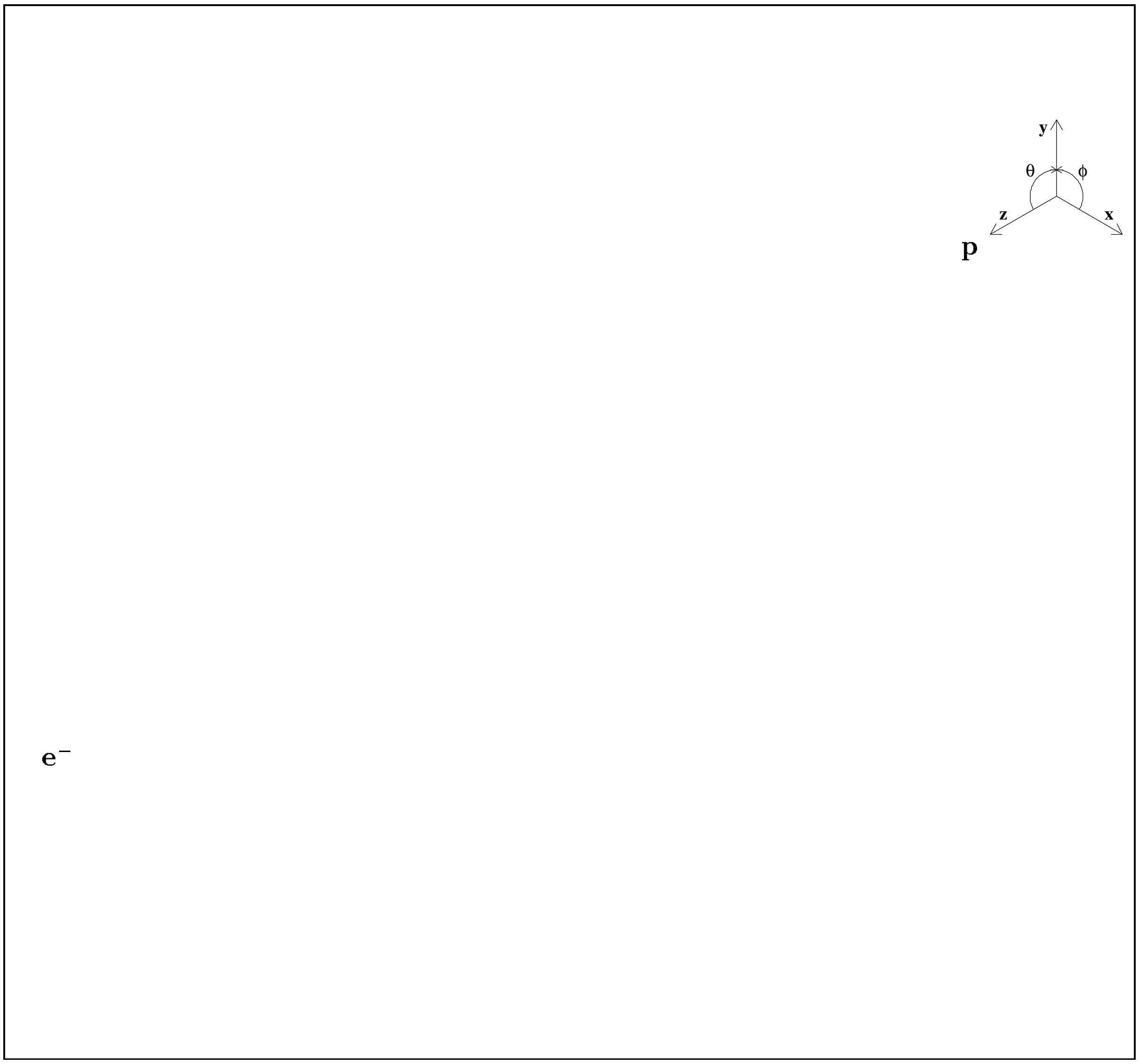
---

* *Davon* 153 *kollidierende Teilchenpakete.*

2.2 Der H1–Detektor

Der H1–Detektor ist ein Universaldetektor, der im Frühjahr 1992 in Betrieb genommen wurde. Eine genaue Beschreibung des Detektors und seiner Komponenten ist bei [H1C93.b] nachzulesen. Abbildung 2.2 zeigt eine dreidimensionale Ansicht des H1–Detektors. Ebenfalls abgebildet ist das H1–Koordinatensystem. Es wird die Flugrichtung des einlaufenden Protons als Vorwärtsrichtung (positives z und $\theta = 0$) und die des Elektrons als Rückwärtsrichtung (negative z–Werte und $\theta = \pi$) bezeichnet. Der Ursprung fällt zusammen mit dem nominellen *ep*–Wechselwirkungspunkt.

In den folgenden Abschnitten werden die für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte



$\boxed{1}$ Strahlrohr und Strahlmagnete $\boxed{2}$ Zentrale Spurkammern
$\boxed{3}$ Vorwärtsspurkammern mit Übergansstrahlungsmodulen
$\boxed{4}$ Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei/Flüssig–Argon)
$\boxed{5}$ Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl/Flüssig–Argon)
$\boxed{6}$ Supraleitende Spule ($B = 1.15$ T) $\boxed{7}$ Kompensationsmagnet ($B = 4.83$ T)
$\boxed{8}$ Helium–Kälteanlage $\boxed{9}$ Myon–Kammern
$\boxed{10}$ Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerrohrkammern)
$\boxed{11}$ Myon–Toroidmagnet ($B = 1.6$ T)
$\boxed{12}$ rückwärtige Spurkammer und warmes elektromagnetisches Kalorimeter
$\boxed{13}$ Vorwärtskalorimeter (*Plug*) $\boxed{14}$ Betonabschirmung
$\boxed{15}$ Flüssig–Argon–Kryostat

Abbildung 2.2: *Der H1–Detektor. Ungefähre Maße:* $x \times y \times z = 12\,m \times 15\,m \times 10\,m$ *bei einer Masse von* 2800 *t.*

Datenanalyse wesentlichen Detektorkomponenten — das Spurkammersystem, das Myonsystem und die Kalorimeter — beschrieben. Außerdem wird ein kurzer Überblick gegeben über das Triggersystem und die Datennahme bei H1.

2.2.1 Das Spurkammersystem

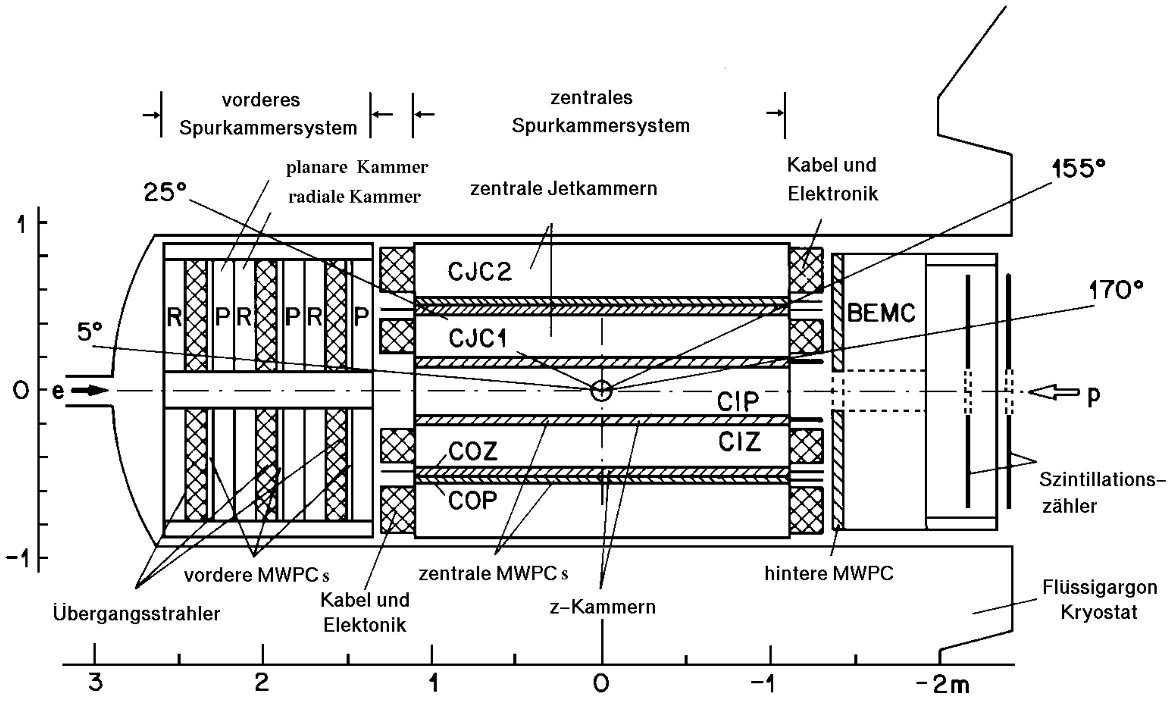


Abbildung 2.3: *Das Spurkammersystem des H1–Detektors.*

Das Spurkammersystem bei H1 (schematisch dargestellt in Abbildung 2.3) welches den nominellen ep–Wechselwirkungspunkt und einen Abschnitt des Strahlrohrs umschließt (siehe Abb. 2.2), dient dem Nachweis geladener Teilchen (Messung von Richtung, Impuls, Ladung und Energieverlust). Die Impulsbestimmung dieser Teilchen wird durch eine supraleitende Spule ermöglicht, die einen Radius von etwa 3m hat und ein im Spurkammersystem homogenes, axiales Magnetfeld der Stärke 1.2 T erzeugt. Die für die Impulsmessung erreichte Genauigkeit liegt bei $\sigma_{p_t}/{p_t}^2 \approx 1\%/\mathrm{GeV}$ [H1C96.b]. In einem p_t–Bereich von $2-20$ GeV wurde diese Meßgenauigkeit mit Hilfe von Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung zu $(1.35\pm0.20)\%/\mathrm{GeV}$ bestimmt (siehe Abbildung 2.4), von dem Monte–Carlo–Generator LPAIR generierte Ereignisse in diesem Transversalimpulsbereich ergeben eine mittlere Abweichung des rekonstruierten vom generierten p_t von 0.8 %/GeV. Neben der Rekonstruktion und Identifikation der Teilchen liefern die Spurkammern Triggersignale (siehe Abschnitt 2.2.4).

Das Spurkammersystem ist unterteilt in die zentralen Spurkammern (CTD), die vorderen Spurkammern (FTD) und die rückwärtige Vieldraht–Proportionalkammer (BPC)[1]. Im

---

[1] CTD = Central Tracking Detector, FTD = Forward Tracking Detector, BPC = Backward Propor-

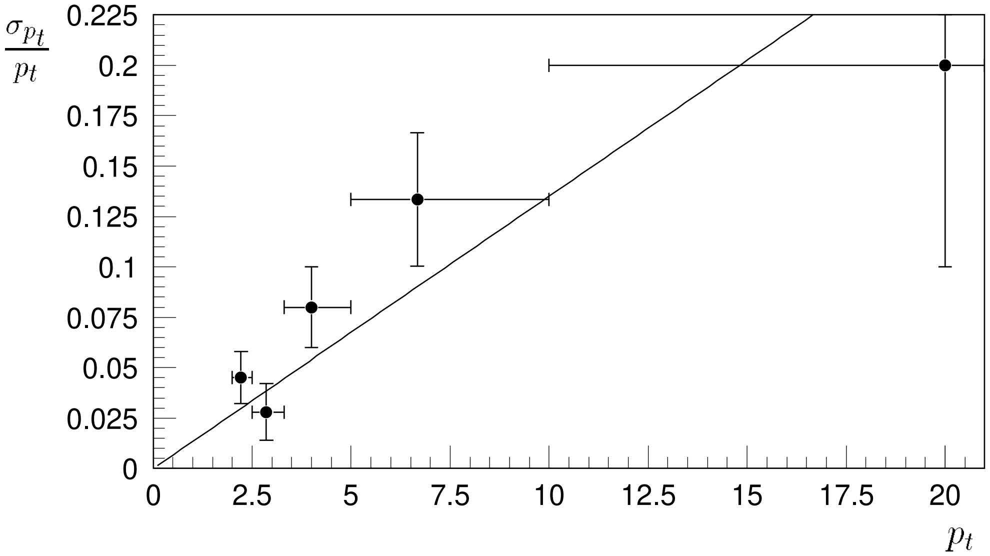


Abbildung 2.4: *Messung der Impulsauflösung bei der Rekonstruktion hochenergetischer Myonen anhand von Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung. Aufgetragen ist der relative Fehler des Transversalimpulses* (σ_{p_t}/p_t) *eines der beiden Myonen gegen den Transversalimpuls* (p_t)*. Der Fehler wurde bestimmt aus der Breite der Verteilung der Impulsdifferenz des kosmischen Myons vor und nach dem Durchqueren der Wechselwirkungszone von H1 für verschiedene Impulsbereiche. An die Meßpunkte wird eine Gerade angepaßt, deren Steigung sich zu* $(1.35 \pm 0.20)\,\%$ *ergibt. Die ermittelte Impulsauflösung beträgt somit* $\sigma_{p_t}/{p_t}^2 = (1.35 \pm 0.20)\,\%/\mathrm{GeV}$. *Der nominelle Wert liegt bei* $\sigma_{p_t}/{p_t}^2 = 0.8\,\%/\mathrm{GeV}$.

Rahmen dieser Arbeit wird lediglich das zentrale Spurkammersystem verwendet.

Zentrale Spurkammern

Der CTD besteht aus sechs Kammern (CIP, CIZ, COZ, COP, CJC1, CJC2[2]), die zusammen einen Polarwinkelbereich von $20° \lesssim \theta \lesssim 160°$ abdecken (Abbildung 2.3). Dabei werden die beiden konzentrischen Driftkammern CJC1 und CJC2 zur Spurmessung und -rekonstruktion benutzt; um eine höhere Genauigkeit in der Impulsmessung geladener Teilchen zu erreichen, werden die Trefferinformationen der zwei dünnen z–Kammern CIZ und COZ hinzugezogen. Die beiden Vieldraht–Proportionalkammern CIP und COP dienen ausschließlich Triggerzwecken.

Die CJC1 und CJC2 bestehen aus 2640 parallel zur Strahlachse gespannten Signaldrähten, die in 30 (CJC1) bzw. 60 (CJC2) in bezug auf die radiale Richtung geneigten Driftzellen angeordnet sind. Diese Neigung dient der Verbesserung von Rekonstruktionsgenauigkeit und Spurauflösung insofern, daß die geladenen Teilchen, die die Driftkammern passieren,

---

tional Chamber.

[2] CIP/COP = Central Inner/Outer Proportional Chamber, CIZ/COZ = Central Inner/Outer Z-Chamber, CJC1/CJC2 = Central Jet Chamber.

Drahttreffer in mehr als einer Driftzelle erzeugen und damit *echte* Spuren von sogenannten *Spiegelspuren* unterschieden werden können. Die z–Koordinate kann mit Hilfe von Ladungsteilung gemessen werden. Um eine höhere Ortsauflösung zu erreichen, werden die innerhalb (CIZ) und außerhalb (COZ) der CJC1 angebrachten z–Kammern benutzt, sie bestehen aus 15 bzw. 24 Zellen mit vier Lagen azimutal gespannter Signaldrähte [H1C94].

Die Vieldrahtproportionalkammern CIP (an der Innenseite der CIZ) und COP (an der Innenseite der CJC2) sind aus je zwei in θ und ϕ segmentierten Kammern mit parallel zur Strahlachse gespannten Drähten aufgebaut. Sie dienen der Erzeugung schneller Triggersignale für den L1–Trigger (siehe Abschnitt 2.2.4).

2.2.2 Das Myonsystem

Das Myonsystem bei H1 besteht aus dem zentralen Myondetektor (*instrumentiertes Eisen*) und dem Vorwärts–Myon–Spektrometer (FMD). Letzteres wird für diese Analyse nicht verwendet.

Das instrumentierte Eisen

Das instrumentierte Eisen ist von zentraler Bedeutung für diese Arbeit. Es sorgt zum einen für eine Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule, die von ihm umschlossen wird, zum anderen dient es der Myonerkennung.

Das instrumentierte Eisen ist unterteilt in drei Bereiche (siehe Abbildung 2.2): Zentralbereich (*Barrel*, $35^\circ \lesssim \theta \lesssim 130^\circ$) sowie vordere ($4^\circ \lesssim \theta \lesssim 35^\circ$) und hintere ($130^\circ \lesssim \theta \lesssim 171^\circ$) Endkappe (*Forward Endcap* FEC und *Backward Endcap* BEC). Es ist aufgebaut aus zehn Eisenplatten der Dicke 7.5 cm und zehn Lagen Streamerrohrkammern; zusätzlich sind auf den Innen- und Außenseiten des Eisens noch sogenannte Myonboxen befestigt, in denen sich weitere drei Lagen Streamerrohrkammern befinden [Kru94]. Ein Teilchen, das in das instrumentierte Eisen gelangt, kann also bis zu 16 Lagen dieser Kammern durchqueren[3] (siehe Abbildung 2.5).

Die Streamerrohrkammern sind gasgefüllte Detektoren zum Nachweis geladener Teilchen. Sie sind röhrenförmig mit quadratischem Querschnitt von 1 cm×1 cm, in dessen Mitte ein Kupfer–Beryllium–Draht gespannt ist. Jeweils acht dieser Kammern werden zu einem *Profil* zusammengefaßt, zwei Profile bilden ein gasdicht verschlossenes *Element*. Auf der Oberseite der Elemente sind streifenförmige bzw. rechteckige Elektroden senkrecht zu den Drähten im Abstand von 3 mm aufgeklebt. Die Streifenelektroden haben eine Breite von 17 mm, die rechteckigen Elektroden sind in den Endkappen 25 cm×25 cm und im Barrelbereich 50 cm×40 cm groß. Die Bestückung des Eisens mit diesen Elementen ist im einzelnen der Abbildung 2.5 zu entnehmen.

---

[3] Teilweise wurden im Zentralbereich unbestückte Profile eingebaut, die den Raum ausfüllen, der nicht von den Streamerrohrkammern eingenommen wird, damit *tote* Bereiche für Spuren, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, nicht auf einer geraden Linie liegen [H1C94].

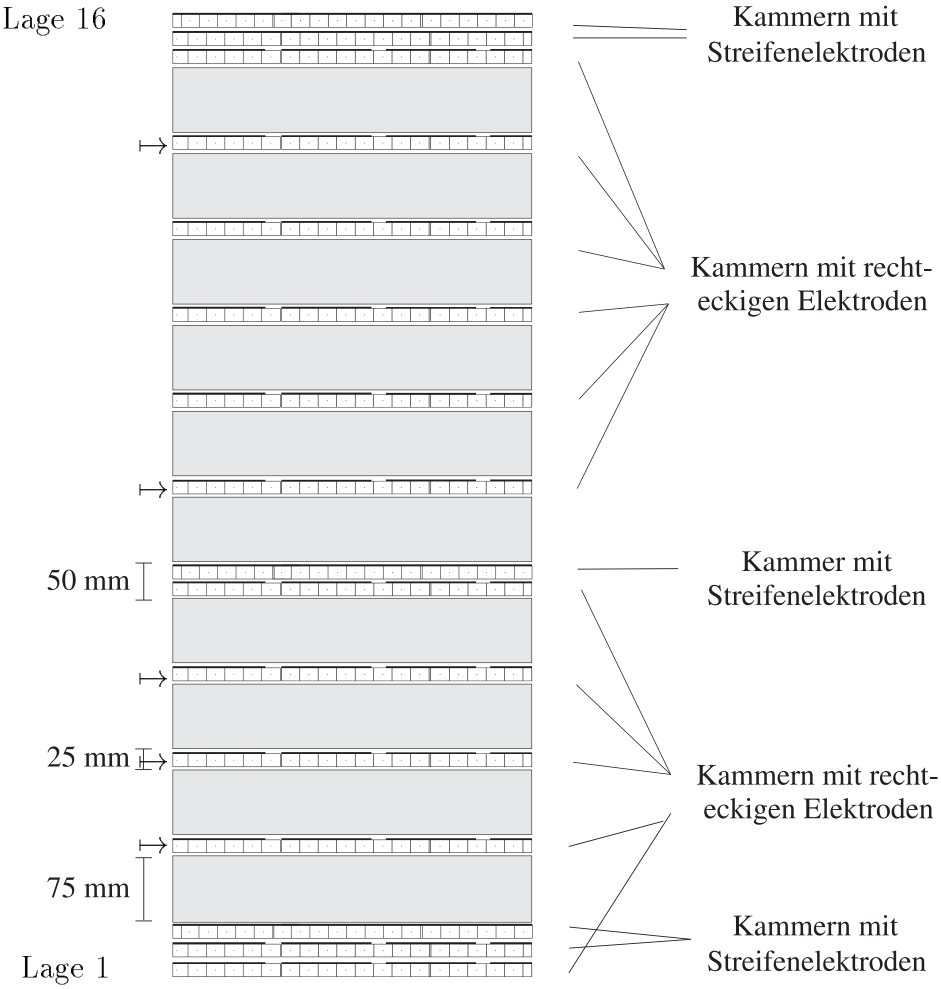


Abbildung 2.5: *Querschnitt des instrumentierten Eisens[Kru94]. Mit '↦' markierte Lagen werden zu Triggerzwecken genutzt (Abschnitt 2.2.4).*

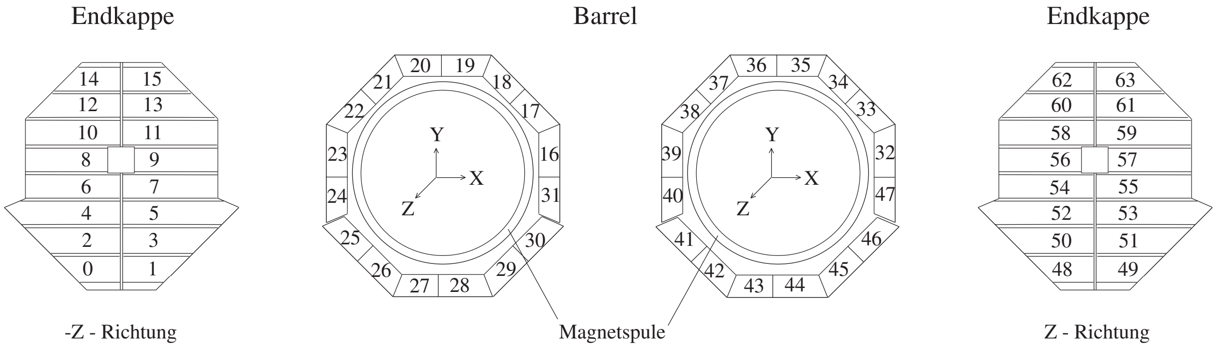


Abbildung 2.6: *Die Unterteilung des Myondetektors in Module [Kru94].*

Das instrumentierte Eisen ist in einzelne *Module* unterteilt: die Endkappen bestehen aus jeweils 16, der Zentralbereich aus 32 Modulen (vergleiche Abbildung 2.6). In ihnen sind die Streamerrohrkammern so orientiert, daß die Drähte in den Endkappen in Richtung der x–Achse gespannt sind und im Barrelbereich in z–Richtung weisen. Die Signale der

Drähte und Streifen werden digital ausgelesen.

Für die Spurrekonstruktion stehen somit die Informationen von insgesamt 16 Drahtlagen, 5 Streifenlagen und 11 rechteckigen Elektroden, die zu zwei *Türmen* zusammengefaßt werden, zur Verfügung (Abbildung 2.5). Zunächst werden jeweils getrennt voneinander Spuren (in der Ebene) zum einen mit Hilfe der Drahttreffer und zum anderen unter Verwendung der angesprochenen Streifenelektroden rekonstruiert. Anschließend werden *Draht-* und *Streifenspuren* und Treffer in den Türmen zu dreidimensionalen Spuren kombiniert ([H1C94], [Kru94] und [Kre94]).

2.2.3 Kalorimeter

Das Kalorimetersystem bei H1 wird zum einen dazu benutzt, die Energieverteilung in einem Ereignis möglichst vollständig und präzise zu messen, zum anderen bietet es die Möglichkeit, Elektronen und Myonen zu identifizieren. Den wichtigsten und umfangreichsten Bestandteil der H1–Kalorimetrie bildet das Flüssig–Argon–Kalorimeter (LAr–Kalorimeter). Es wird in dieser Arbeit zusätzlich zu dem instrumentierten Eisen dazu benutzt, Myonen nachzuweisen. Das LAr–Kalorimeter deckt den größten Teil des Polarwinkelbereichs ab ($4^\circ \lesssim \theta \lesssim 153^\circ$). Weitere Komponenten sind das *Plug*–Kalorimeter in Vorwärtsrichtung ($0.7^\circ \lesssim \theta \lesssim 4^\circ$), der *Tail Catcher*, der aus den Türmen des instrumentierten Eisens gebildet wird, und in Rückwärtsrichtung das BEMC[4] ($151^\circ \lesssim \theta \lesssim 177^\circ$) [H1C94].

Das Flüssig–Argon–Kalorimeter

Das LAr–Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil, bei denen Blei bzw. Edelstahl als Absorber verwendet werden. Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters variiert mit θ zwischen 20 und 30 Strahlungslängen (X_0), die des hadronischen Kalorimeters zwischen fünf und acht Wechselwirkungslängen (λ) [H1C94]. Insgesamt werden etwa 45000 Kanäle elektronisch ausgelesen. Die Energieauflösung beträgt für das elektromagnetische System $\sigma_E/E \approx 11\%/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\,\%$ und für das hadronische Kalorimeter $\sigma_E/E \approx 50\,\%/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 2\,\%$ (Werte aus Teststrahlmessungen) [H1C93.a].

Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter

In der Datennahmeperiode 1994 war im Rückwärtsbereich ($151^\circ \lesssim \theta \lesssim 177^\circ$) des H1–Detektors das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) eingebaut, ein Blei–Szintillator Sampling–Kalorimeter mit einer Dicke von 22.5 Strahlungslängen X_0. Die Hauptaufgabe des BEMC besteht darin, Energie und Richtung der gestreuten Elektronen (bzw. Positronen) aus tiefunelastischen Prozessen für einen Bereich des Viererimpulsübertrags von $5\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ nachzuweisen. Es erreicht dabei eine Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 10\,\%/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\,\%$.

---

[4] BEMC = Backward Electromagnetic Calorimeter.

2.2.4 Das Trigger- und Datennahmesystem

Mit Hilfe der einzelnen Detektorkomponenten werden Triggersignale gebildet, die interessante Ereignisse aus *ep*–Wechselwirkungen von Untergrundereignissen trennen. Dieser Untergrund setzt sich hauptsächlich aus folgenden drei Ereignisarten zusammen:

1. *Strahl–Wand–Ereignisse*: Wechselwirkung von einlaufenden Protonen mit der Wand des Strahlrohres;
2. *Strahl–Gas–Ereignisse*: Streuung von einlaufenden Protonen am Restgas im Strahlrohr;
3. *kosmische Myonen*: Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung, die die Wechselwirkungszone durchqueren.

Aufgrund der Beschränkung durch Ausleseelektronik, Datentransfer und Speicherkapazität ist an das Triggersystem die Aufgabe gestellt, die aufzunehmende Datenrate auf $5 - 10$ Ereignisse pro Sekunde zu reduzieren [Kru94].

Das Triggersystem bei H1 teilt sich auf in vier einzelne Stufen, *level1* bis *level4* (L1 bis L4), von denen in der Datennahmeperiode 1994 nur die erste und die vierte zum Einsatz gekommen sind:

L1 Der L1–Trigger ist ein Hardwaretrigger, dem eine Entscheidungszeit von 2.3 μs zur Verfügung steht[5]. Er basiert auf einzelnen Triggerelementen, die zu 128 Subtriggern kombiniert werden. Die für diese Arbeit wesentlichen Triggersysteme sind der Driftkammer- und der Myontrigger. Um eine Entscheidung auf dieser ersten Triggerebene zu erhalten, werden bis zu 128 Subtrigger verodert; bei einem positiven Ergebnis (*L1–Keep*) beginnt die *Totzeit* des Detektors.

L4 Der vierten Triggerstufe stehen die gesamten Informationen der ausgelesenen Detektorkomponenten zur Verfügung. Mit Hilfe eines Multiprozessorsystems (*Filter Farm*) wird, basierend auf einer vereinfachten Ereignisrekonstruktion und schnellen Filteralgorithmen (Entscheidungszeit ca. 100 ms), eine weitere Datenreduktion durchgeführt.

Die von diesen Triggerstufen akzeptierten Ereignisse werden als *Rohdaten* mit einer Rate von etwa 8 Hz auf Magnetbändern gespeichert [H1C94]. Eine anschließende Ereignisklassifikation teilt die Daten in Ereignisklassen ein und schreibt diese dann auf sogenannte *POTs*[6]. Durch eine zusätzliche Reduktion der Dateninformation entstehen dann schließlich Datensätze (*DST*[7]), die als Ausgangsdatenmenge für physikalische Analysen dienen.

Die für diese Arbeit verwendeten Subtrigger sind die folgenden:

---

[5] Aufgrund der schnellen Aufeinanderfolge zweier Strahlkreuzungen (96 ns) werden die Daten von 24 *Bunchcrossings* in einem Schieberegister zwischengespeichert.

[6] POT = Production Output Tape.

[7] DST = Data Summary Tape.

S18 Mu_ECQ && DCRPh_Ta ist ein Subtrigger, der Signale aus der Vorwärts- und Rückwärtsendkappe des instrumentierten Eisens und solche aus dem zentralen Spurkammersystem benutzt;

S19 Mu_Bar && DCRPh_Ta arbeitet wie Subtrigger 18, mit dem Unterschied, daß statt der Informationen aus den Endkappen die des Zentralbereichs des instrumentierten Eisens verwendet werden;

S22 Mu_BEC verwertet nur Daten aus der rückwärtigen Endkappe des Myonsystems.

Die Myontrigger verarbeiten die Signale aller 64 Module des Myondetektors (siehe Abschnitt 2.2.2) unter Verwendung von fünf der 16 Lagen mit Streamerrohrkammern (die Lagen $3, 4, 5, 8$ und 12, von innen nach außen gezählt). Für ein Triggersignal wird verlangt, daß drei der fünf Lagen pro Modul angesprochen haben, im Bereich der vorderen Endkappe müssen es vier Lagen sein. Aus den Signalen jedes Detektorbereichs (vordere/hintere Endkappe sowie vorderer/hinterer Zentralbereich) werden jeweils zwei Triggerelemente gebildet [Mey95].

Das Triggerelement DCRPh_Ta liefert Triggersignale für Ereignisse mit mindestens einer Spur mit einem Transversalimpuls $p_t \geq 450$ MeV.

Kapitel 3

Produktionsmechanismen zur Erzeugung von Myonpaaren

In diesem Kapitel soll der theoretische Hintergrund der Myonpaarerzeugung mit hoher invarianter Masse bei HERA erläutert werden. Ausserdem wird der in dieser Arbeit verwendete Monte–Carlo–Generator LPAIR kurz vorgestellt.

3.1 Produktion schwerer Myonpaare bei HERA

Dieser Abschnitt gibt zunächst einen Überblick über die wesentlichen kinematischen Größen, mit deren Hilfe die bei HERA auftretenden physikalischen Prozesse beschrieben werden. Nach einer kurzen Erläuterung des Begriffes *Photoproduktion*, in deren Bereich die in dieser Arbeit untersuchten Ereignisse zum größten Teil fallen, werden die dominanten Produktionsprozesse, unter denen bei HERA Myonpaare mit hoher invarianter Masse erzeugt werden, vorgestellt und miteinander in ihrer Bedeutung verglichen.

3.1.1 Kinematik der ep–Streuung

In der ep–Streuung bei HERA wird unterschieden zwischen tiefunelastischer Streuung (DIS[1]) und Photoproduktion, welche beiden über die Virtualität des vom Positron abgestrahlten Photons gegeneinander abgegrenzt werden. In DIS–Ereignissen besitzt das vom Positron abgestrahlte Eichboson eine so hohe Virtualität Q^2 ($Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$)[2], daß die Struktur des Protons aufgelöst werden kann. In Ereignissen der Photoproduktion liegt der Vierimpulsübertrag von dem einlaufenden Positron auf das abgestrahlte Photon nahe bei Null ($Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$).

Zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts werden folgende lorentzinvariante Größen definiert:

---

[1] DIS = Deep Inelastic Scattering.

[2] Die genaue Definition der im Text verwendeten Größen ist den Gleichungen 3.1 bis 3.2 zu entnehmen, ihre anschauliche Bedeutung ist in Abbildung 3.1 skizziert.

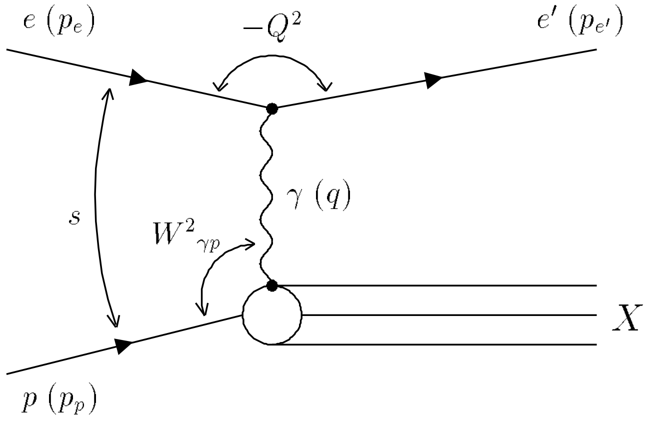


Abbildung 3.1: *Gezeigt ist ein Feynman–Diagramm, in dem die ep–Streuung schematisch dargestellt ist. Dabei bezeichnen e, e' und p ein– und auslaufendes Positron sowie einlaufendes Proton mit den zugehörigen Viererimpulsen p_e, $p_{e'}$ und p_p. X steht für den hadronischen Endzustand und γ bezeichnet das vom Positron abgestrahlte Photon mit dem Viererimpuls q. Die Größen Q^2, s und $W_{\gamma p}$ sind in Abschnitt 3.1.1 definiert.*

$$\begin{aligned} Q^2 &\equiv -q^2 = -(p_e - p_{e'})^2 \simeq 4E_eE_{e'}\cos^2(\theta/2)\,, && (3.1)\\ s &= (p_p + p_e)^2 \simeq 4E_eE_p\,, && (3.2)\\ {W^2}_{\gamma p} &= (q + p_p)^2 = {m_p}^2 + 2qp_p - Q^2\,, && (3.3) \end{aligned}$$

hierbei bezeichnen p_e, $p_{e'}$ und p_p die Vierervektoren des ein– und auslaufenden Positrons sowie des einlaufenden Protons, E_e, $E_{e'}$ und E_p deren Energien, m_p die Protonmasse und θ den Winkel zwischen dem Richtungsvektor des gestreuten Positrons und dem einlaufenden Proton. Die Näherungen gelten bei Vernachlässigung der Elektron– und Protonmassen. Die drei Größen sind von folgender Bedeutung: mit s bezeichnet man das Quadrat der Schwerpunktsenergie des ep–Systems[3], $W_{\gamma p}$ ist die Photon–Proton–Schwerpunktsenergie, und Q^2 gibt die Virtualität des Austauschbosons wieder.

In dieser Arbeit werden ausschließlich elastische (bzw. quasielastische) Ereignisse analysiert (siehe Abschnitt 5.5), daher wird auf den zu vernachlässigenden Anteil von Myonpaaren aus tiefunelastischer Streuung nicht weiter eingegangen, sondern es werden lediglich die hier dominanten Prozesse der Photoproduktion dargestellt.

Photoproduktion

Unter *Photoproduktion* werden die Prozesse zusammengefaßt, in denen die Virtualität Q^2 des vom Positron abgestrahlten Photons klein ist. In diesen Fällen ist es zweckmäßig,

---

[3] Die Schwerpunktsenergie bei HERA lag in der Datennahmeperiode 1994 bei etwa $\sqrt{s} \approx 300\,\text{GeV}$.

von dem Prozeß der *ep*–Streuung überzugehen auf den Subprozeß der Photon–Proton–Wechselwirkung und die Ankopplung des Photons an das Positron durch einen Fluß von Photonen, der von hochenergetischen Positronen ausgeht, zu beschreiben. Den Wirkungsquerschnitt für die *ep*–Wechselwirkung erhält man dann aus demjenigen der γp–Wechselwirkung, multipliziert mit dem Flußfaktor für das Photon.

3.1.2 Produktionsprozesse

Der dominierende Prozeß, in dem Myonpaare mit hoher invarianter Masse ($M_{\mu\mu} \geq 5\,\mathrm{GeV}$) erzeugt werden, ist der multiperiphere Zwei–Photon–Prozeß (siehe Abbildung 3.2.a und 3.2.b). Weitere QED–Prozesse, wie der comptonartige Zwei–Photon–Prozeß (Abbildung 3.2.d), bzw. der Cabibbo–Parisi–Effekt (Abbildung 3.2.c) sowie der Drell–Yan Prozeß mit punktförmigem (Abbildung 3.2.e) bzw. aufgelöstem Photon (Abbildung 3.2.f), liefern kleinere Beiträge.

In dem multiperipheren Prozeß bilden zwei quasi–reelle Photonen, die vom Positron bzw. Proton abgestrahlt werden, über den Austausch eines virtuellen Myons ein $\mu^+\mu^-$–Paar. Dieser Prozeß ist derjenige, der in dem in dieser Arbeit benutzten Monte–Carlo–Programm LPAIR implementiert ist. Skizziert sind in diesem Fall das elastische und das unelastische Diagramm; entsprechend existieren auch für die anderen Prozesse jeweils beide Diagramme, die in Abbildung 3.2 jedoch nicht gezeigt sind.

Der Cabibbo–Parisi–Effekt besteht darin, daß das Positron, *bevor* es mit dem Proton über ein Photon wechselwirkt, ein stark virtuelles Photon abstrahlt, das dann anschließend in ein Myonpaar zerfällt. Entsprechend verläuft der comptonartige Prozeß, bei dem jedoch das Photon vom Positron abgestrahlt wird *nach* der Wechselwirkung zwischen Positron und Proton. Im Drell–Yan–Prozeß erzeugt das vom Positron abgestrahlte Photon ein Quark–Antiquark–Paar, aus dem ein Quark mit einem Quark des Protons wechselwirkt. Das dabei entstehende stark virtuelle Photon bildet anschließend ein Myonpaar.

Außer in den genannten QED–Prozessen werden auch über die Produktion schwerer Quarks (c– und b–Quarks) Myonpaare mit hoher invarianter Masse erzeugt. Dabei ist die diffraktive Erzeugung von Υ–Mesonen von Bedeutung (Abbildung 3.2.g), in der das vom Positron abgestrahlte Photon mit dem Proton über den Austausch eines *Pomerons* wechselwirkt; es entsteht ein Υ–Meson, das anschließend mit einem Verzweigungsverhältnis von $(2.48 \pm 0.07)\%$ [PDG94] in ein Myonpaar zerfallen kann[4]. Hinzu kommt der Prozeß der Photon–Gluon–Fusion (siehe Abblidung 3.2.h), in dem ein vom Positron abgestrahltes Photon mit einem Gluon des Protons fusioniert und ein schweres Quark–Antiquark–Paar erzeugt, das anschließend ein Myonpaar bilden kann. Diese Myonpaare können sowohl resonant über den Zwischenzustand des Υ–Mesons, als auch in einem kontinuierlichen Massenspektrum, falls die beiden Quarks semileptonisch zerfallen, erzeugt werden.

In Abbildung 3.3 ist der inklusive Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Leptons mit bestimmtem Transversalimpuls für unterschiedliche Näherungen in verschiedenen Gegenden des Phasenraums gezeigt. Es ist zu sehen, daß derjenige Prozeß, der

---

[4] Werden Myonpaare mit einer invarianten Masse größer als 5 GeV untersucht, so ist innerhalb des HERA–Energiebereichs als einziger signifikanter Beitrag der diffraktiven Prozesse der Zerfall eines Υ–Mesons in ein Myonpaar zu erwarten.

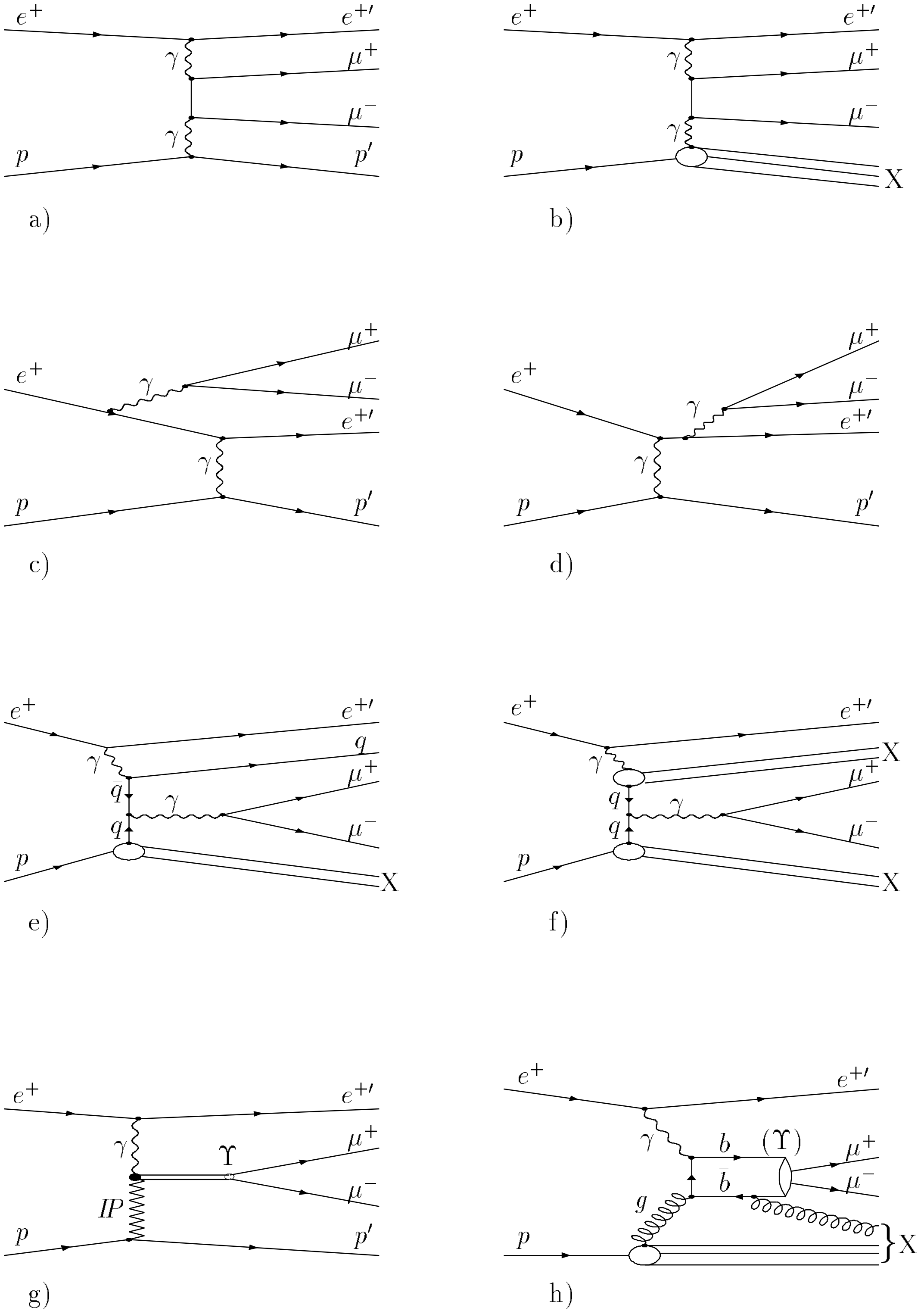


Abbildung 3.2: *Produktionsprozesse für Myonpaare mit hoher invarianter Masse sind zum einen die folgenden Zwei–Photon–Prozesse: a) multiperipher elastisch, b) multiperipher unelastisch, c) Cabibbo–Parisi–Effekt und d) comptonartig, zum anderen: e) Drell–Yan, punktförmig, f) Drell–Yan, aufgelöst, g) diffraktive* Υ*–Produktion und h) Photon–Gluon–Fusion.*

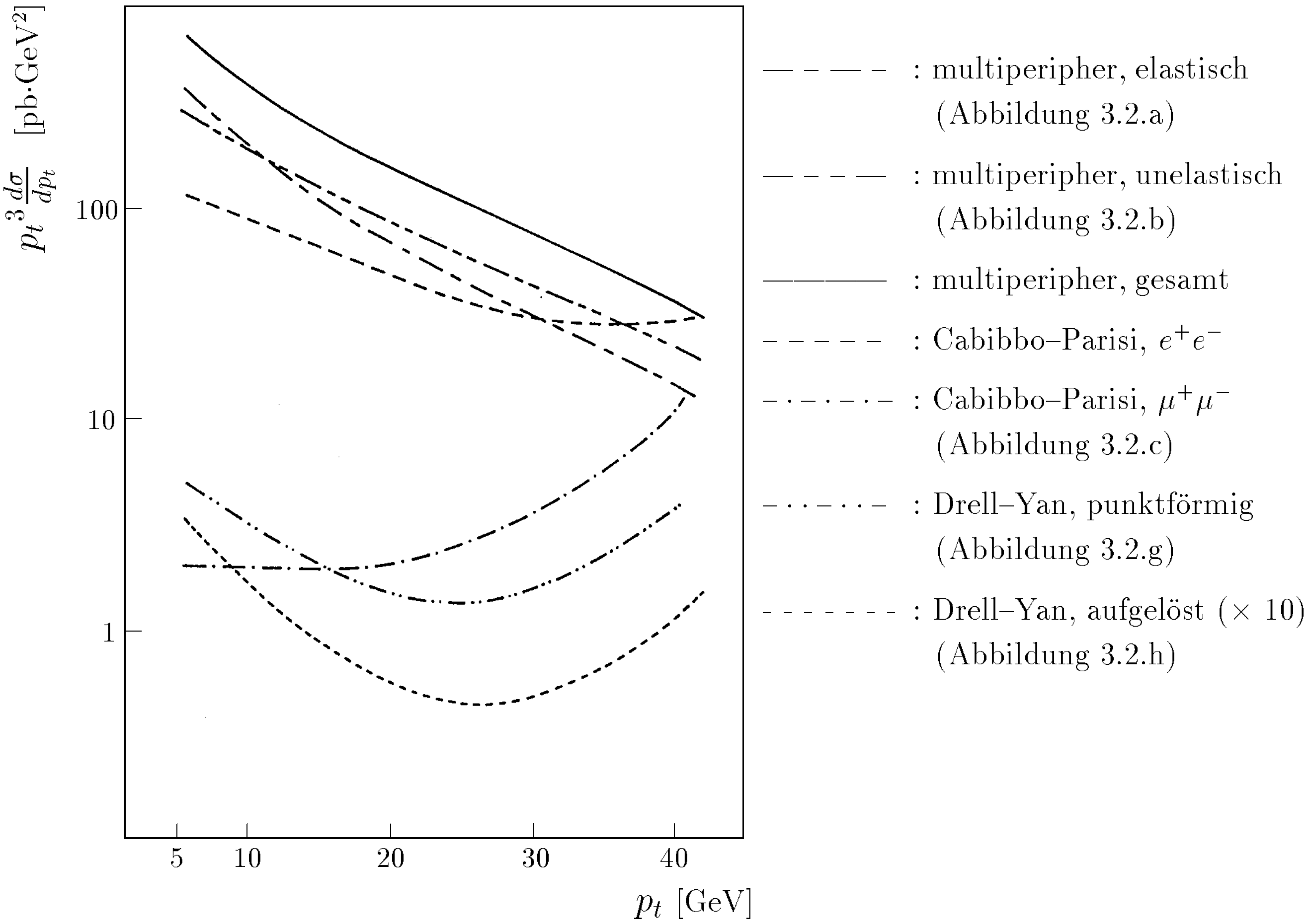


Abbildung 3.3: *Gezeigt ist der inklusive Wirkungsquerschnitt* $p_t{}^3 \frac{d\sigma}{dp_t}$ *für die Erzeugung eines Leptons mit dem angegebenen Transversalimpuls* p_t *für verschiedene Produktionsprozesse bei der HERA-Schwerpunktsenergie [Art91]. Bezüglich Cabibbo–Parisi (*e^+e^-*) siehe Text.*

die anderen in nahezu dem gesamten untersuchten p_t–Bereich dominiert, der multiperiphere Zwei–Photon–Prozeß ist. Dabei weisen der elastische und der unelastische Anteil etwa den gleichen Verlauf auf. Lediglich bei sehr hohen Transversalimpulsen ist für Myonpaare der Anteil des Cabibbo–Parisi–Prozesses von derselben Größenordnung wie der multiperiphere Prozeß. Die Beiträge des Drell–Yan–Prozesses sind in dem gesamten p_t–Bereich deutlich unterdrückt. Zu erkennen ist, daß der punktförmige Anteil an der Photon–Strukturfunktion den aufgelösten klar überwiegt. Die verwendete Photonstrukturfunktion stammt aus [Owe77].

Der deutliche Anstieg des Wirkungsquerschnitts im Rahmen der Cabibbo–Parisi– und der Drell–Yan–Näherung läßt sich dadurch erklären, daß das Austauschboson (Photon) der Annihilation sehr stark virtuell sein muß, d.h., daß es eine hohe Masse bekommt, falls die erzeugten Leptonen einen hohen Transversalimpuls aufweisen. Bei $p_t \approx 45$ GeV pro Myon hat das Eichboson eine Masse von ungefähr 90 GeV, d.h., daß in diesem p_t–Bereich vorzugsweise Z^0–Bosonen und nicht Photonen ausgetauscht werden.

Die in dieser Abbildung eingetragene Cabibbo–Parisi–Näherung im Falle der Produktion eines e^+e^-–Paares enthält neben Diagramm 3.2.c (in dem statt der Myonen Elektronen erzeugt werden) auch einen Beitrag der Form 3.2.a (e^+e^-–Paar statt $\mu^+\mu^-$–Paar im Endzustand), in dem hier jedoch nur das vom Proton abgestrahlte Photon quasi–reell ist und das vom Positron kommende Photon ein nicht zu vernachlässigendes Q^2 aufweist (für den Fall, daß das entstehende Elektronpaar im Detektor nachgewiesen wird). Dagegen ist das virtuelle Lepton, das im multiperipheren Modell durch eine große Virtualität gekennzeichnet ist, hier nahezu reell.

3.2 Der Monte–Carlo–Generator LPAIR

Das Programm LPAIR ist ein Monte–Carlo–Generator für den Prozeß der elektromagnetischen Produktion von Leptonpaaren in Lepton–Lepton–, Lepton–Hadron– oder Hadron–Hadron–Wechselwirkungen über den multiperipheren Zwei–Photon–Prozeß (vergleiche Abbildung 3.2.a und 3.2.b). LPAIR basiert auf einer numerisch stabilen Formel für das Matrixelement der 2γ–Produktion eines Fermionpaares, in der die Strahlteilchen beliebige Strukturfunktionen haben können [Buc91].

Die Kinematik des Zwei–Photon–Prozesses kann geschrieben werden als Kinematik eines $(2 \rightarrow 4)$–Prozesses. Alle grundlegenden Größen der Zwei–Photon–Physik können in diesem kinematischen System beschrieben werden. Für den Proton–Photon–Vertex können von dem Programm LPAIR sowohl elastische als auch unelastische Wechselwirkungen berücksichtigt werden [Buc91].

Sollen Daten mit generierten Ereignissen verglichen werden, muß eine aufwendige Detektorsimulation durchgeführt werden. Um diese zu verkürzen, ist es sinnvoll, bereits beim Generieren die meisten Ereignisse zu unterdrücken, in denen die Myonen nicht in den Akzeptanzbereich des Detektors gelangen, sondern unter sehr kleinen bzw. großen Polarwinkeln erzeugt werden und die Wechselwirkungszone durch das Strahlrohr verlassen. Da möglichst keine sichtbaren Ereignisse verworfen werden sollen, werden beim Generieren nur sehr niedrige Anforderungen an Transversalimpuls p_t, Energie E und Polarwinkel θ eines der beiden Myonen gestellt:

$$p_t > 0.25\,\mathrm{GeV},\; E > 1\,\mathrm{GeV},\; 5^\circ < \theta < 175^\circ.$$

Diese Schnitte, die nur eines der beiden Myonen erfüllen muß, reduzieren die Anzahl der generierten Ereignisse, die simuliert werden müssen, auf etwa ein Zehntel. Der Anteil an unelastischen Ereignissen mit im Detektor sichtbaren Hadronen liegt bei etwa 5 %. Für Transversalimpulse der Myonen von mehr als 1 GeV sind die Beiträge vom elastischen und unelastischen Prozeß zum Wirkungsquerschnitt etwa gleich groß [Due94].

In Abbildung 3.4 ist gezeigt, wie sich der Verlauf bestimmter von LPAIR generierter Größen vor und nach der Selektion (siehe Kapitel 5) unterscheidet. Dargestellt sind die

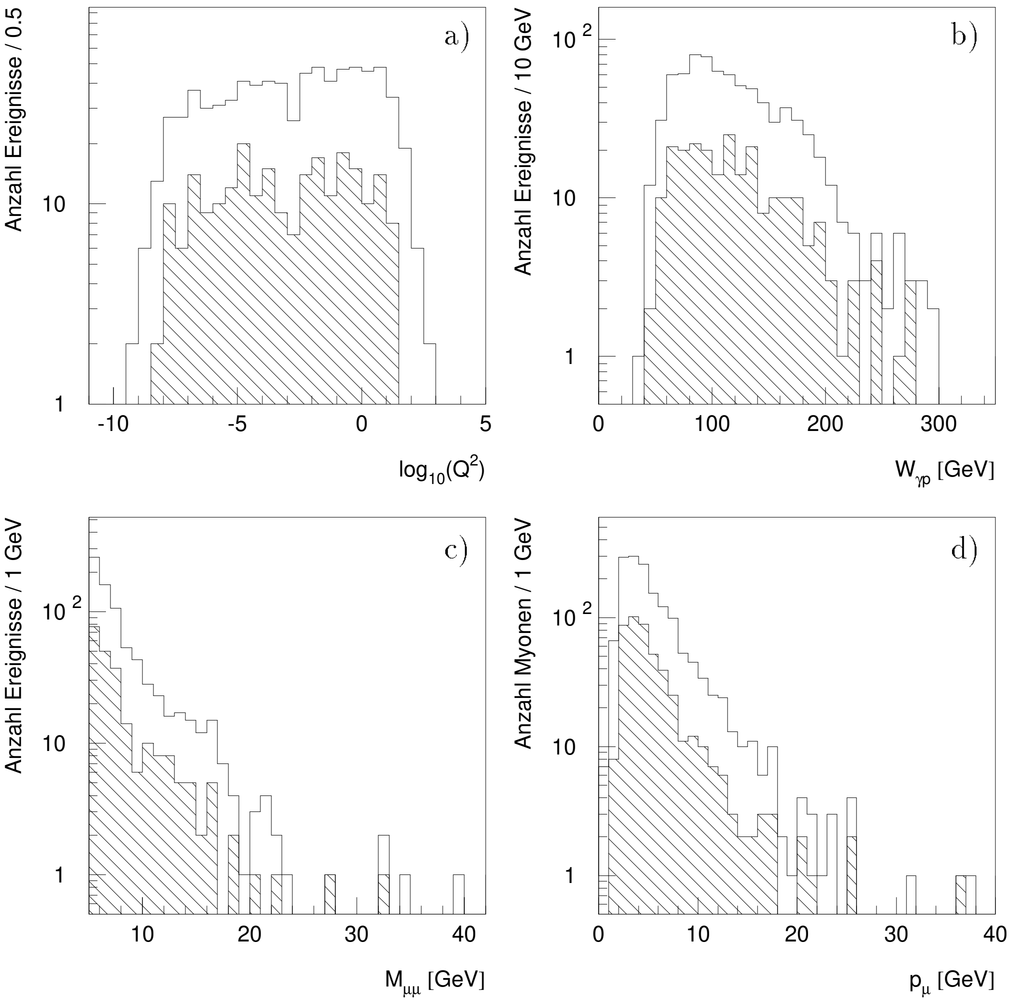


Abbildung 3.4: *Dargestellt sind vom Generator LPAIR generierte Größen vor (offenes Histogramm) und nach (schraffiertes Histogramm) den Selektionsschritten (siehe Kapitel 5); beide Histogramme enthalten nur Ereignisse, die in dem Akzeptanzbereich von* $20° < \theta_{gen} < 160°$ *liegen und den Massenschnitt von* $M_{gen} \geq 5$ *GeV erfüllen. Gezeigt ist a) der Logarithmus des generierten* Q^2 *der Ereignisse, b) das generierte* $W_{\gamma p}$ *der Ereignisse, c) die generierte invariante Masse der Myonpaare sowie d) der generierte Impuls der Myonen.*

Verteilungen für den Logarithmus des Viererimpulsübertrags (auf der Positronseite) Q^2, für das $W_{\gamma p}$ der Ereignisse, die invariante Masse der Myonpaare sowie für den Impuls der Myonen (zwei Einträge pro Ereignis). Aufgetragen sind diese Größen ausschließlich für Ereignisse mit einer invarianten Masse oberhalb von 5 GeV im Akzeptanzbereich von $20° < \theta < 160°$, also für den Bereich, für den auch der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ep \to \mu\mu eX}$ bestimmt werden soll (siehe Kapitel 6). Das offene Histogramm gibt die Verteilungen *vor* sämtlichen Analyseschritten, das schraffierte *nach* selbigen wieder. Es ist deutlich zu erkennen, daß durch die Selektion nicht bestimmte Bereiche der hier dargestellten Größen

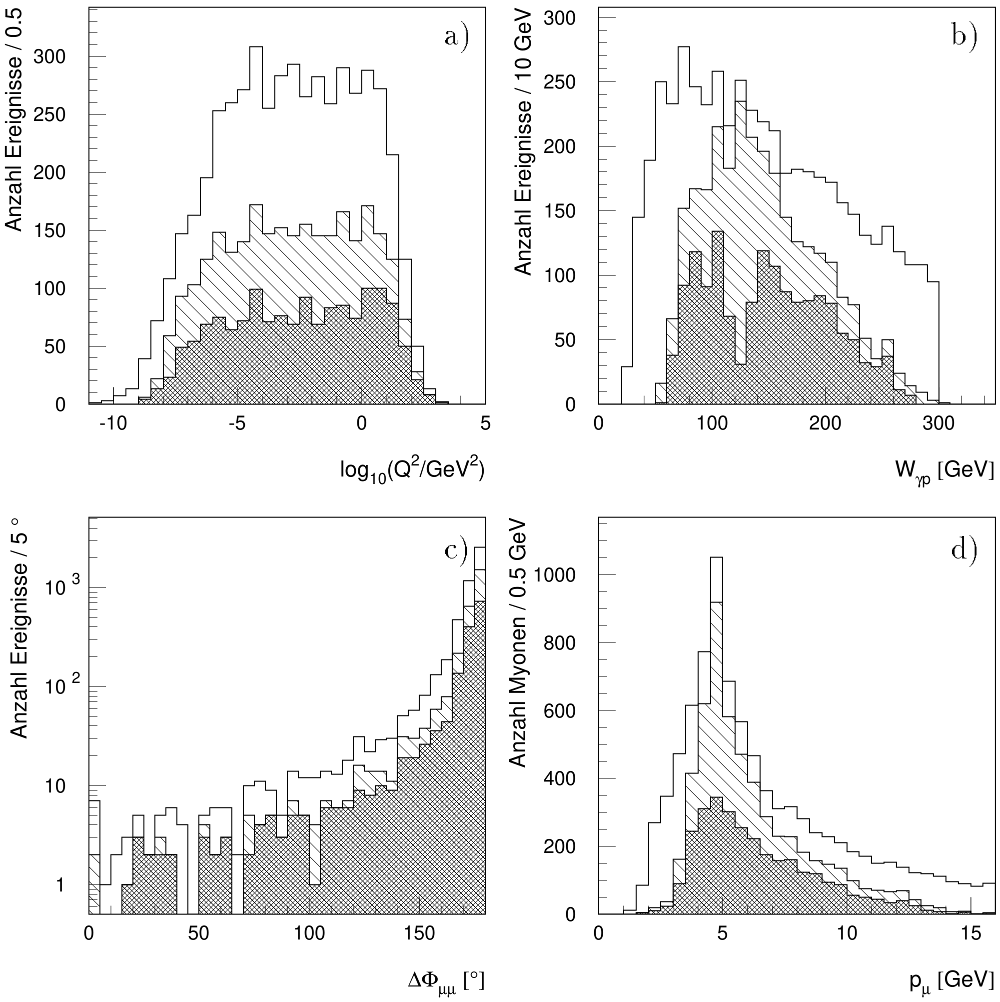


Abbildung 3.5: *Dargestellt sind die von einem elastischen und einem protondissoziativen diffraktiven* Υ*–Generator generierten Größen ohne Einschränkung des Akzeptanzbereichs (offenes Histogramm), für den Akzeptanzbereich (*$20^\circ < \theta_\mu < 160^\circ$*) vor den Selektionsschritten (einfach schraffiertes Histogramm) und nach denselben (doppelt schraffiertes Histogramm) (siehe Kapitel 5). Gezeigt ist a) der Logarithmus des generierten* Q^2 *der Ereignisse, b) das generierte* $W_{\gamma p}$ *der Ereignisse, c) die generierte Winkeldifferenz* $\Delta\Phi$ *der Myonpaare sowie d) der generierte Impuls der Myonen.*

unterdrückt werden.

Abbildung 3.5 zeigt dieselben Verteilungen für ein Monte–Carlo–Programm, mit dem die diffraktive Erzeugung von Υ–Mesonen simuliert wird. Anstelle des Spektrums der invarianten Masse, das in Abbildung 6.3 nach der Rekonstruktion zu sehen ist, ist die Verteilung der Azimutwinkeldifferenz ($\Delta\Phi$) der Myonpaare gezeigt. Zusätzlich sind die Verteilungen zu sehen für alle Ereignisse ohne Einschränkung des Akzeptanzbereichs. Auch hier ist zu erkennen, daß die Selektion von den Ereignissen, die in den Zentraldetektor gelangen

($20^\circ < \theta < 160^\circ$), keinen Bereich systematisch herausschneidet. Lediglich in der $W_{\gamma p}$–Verteilung ist ein Einschnitt bei etwa $W_{\gamma p} \simeq 128$ GeV zu sehen. Bei diesem $W_{\gamma p}$–Wert werden die Υ–Mesonen gerade in Ruhe erzeugt. Die beiden entstehenden Myonen zerfallen also vornehmlich in entgegengesetzte Richtungen, so daß durch den Akollinearitätsschnitt (siehe Abschnitt 5.5) besonders diese Ereignisse verworfen werden.

Kapitel 4

Identifikation von Myonen im H1–Detektor

In diesem Kapitel werden Methoden dargelegt, mit deren Hilfe die Identifikation von Myonen mit dem H1–Detektor möglich ist. Dabei wird unterschieden zwischen Myonen, die im Myonsystem, und solchen, die im LAr–Kalorimeter nachgewiesen werden.

4.1 Methoden der Myonidentifikation bei H1

Zur Identifikation von Myonen im H1–Detektor werden zwei unterschiedliche Ansätze benutzt. Der erste basiert auf der Rekonstruktion von Spurstücken im Myonsystem, bestehend aus dem instrumentierten Eisen und dem Vorwärts–Myon–Spektrometer (FMS). Im instrumentierten Eisen können Myonen mit einer Energie größer als etwa 2 GeV nachgewiesen werden; das FMS dient dem Nachweis hochenergetischer Myonen ($p \gtrsim 5$ GeV) im Vorwärtsbereich des Detektors, es wird im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet. Der zweite Ansatz bezieht das LAr–Kalorimeter in die Myonerkennung mit ein. Dabei werden Spuren aus dem Spurkammersystem in das Kalorimeter extrapoliert; ist die Energiedeposition dort kompatibel mit der eines minimalionisierenden Teilchens, so wird von einem Myonkandidaten gesprochen. Mit diesem Verfahren können Myonen mit Impulsen oberhalb von etwa 1 GeV nachgewiesen werden.

4.2 Die Spurverbindung zwischen Myonsystem und Spurkammersystem

Ein Spurverbindungsverfahren sollte Myonspuren sicher zuordnen können, und Spuren, die von Hadronen stammen, sollten keine Verbindung erhalten. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens der Spurverbindung findet man bei [Sch93.a]. An dieser Stelle sei nur die Vorgehensweise kurz dargestellt.

4.2.1 Extrapolation von Spuren aus dem Spurkammersystem

Rekonstruierte Spuren aus dem Spurkammersystem (*Kammerspuren*), die zum Anfang einer rekonstruierten Spur im Myondetektor (*Eisenspur*) extrapoliert werden sollen, müssen drei Kriterien erfüllen:

1. Genügend kleine Spurkrümmung (entspricht hohem Impuls), damit das Teilchen den Myondetektor überhaupt erreichen kann:

   $$|\kappa| < \frac{0.003\ \mathrm{cm}^{-1}}{\sin\theta_z}\ ,$$

   wobei κ die Krümmung und θ_z den Polarwinkel der Kammerspur bezeichnen.

2. Die Winkeldifferenz der Kammerspur und der Eisenspur darf nicht größer sein als höchstens 11.5° in θ und bis zu 90° in Richtung der Spurkrümmung in ϕ. Für den Polarwinkel muß die Anforderung

   $$|\theta_z - \theta_m| < 0.2\,\mathrm{rad}$$

   gelten; dabei ist θ_m der Polarwinkel der Eisenspur.

   In azimutaler Richtung muß entsprechend gelten:

   $$\begin{array}{l} -\frac{\pi}{2} < \phi_m - \phi_z < 0.2\,\mathrm{rad\ für}\ \kappa < 0 \quad \mathrm{und} \\ -\frac{\pi}{2} < \phi_z - \phi_m < 0.2\,\mathrm{rad\ für}\ \kappa > 0 \quad , \end{array}$$

   die Krümmung der Spur aufgrund des Magnetfeldes wird dabei durch die asymmetrischen Schnitte berücksichtigt.

Die Extrapolation dieser Spuren erfolgt unter der Annahme, daß das Teilchen, welches die Kammerspur erzeugt hat, ein Myon ist; d.h., daß neben der Bahnkrümmung durch das Magnetfeld nur der Energieverlust aufgrund von Ionisation und die Ablenkung durch Vielfachstreuung berücksichtigt werden. Der Detektor wird in Volumina eingeteilt, für die in einer Datenbank die charakteristischen Parameter bezüglich Energieverlust und Vielfachstreuung gespeichert sind.

4.2.2 χ^2–Test

Zu jeder Extrapolation einer Kammerspur ins instrumentierte Eisen wird ein χ^2–Test durchgeführt. Da die Spurparameter miteinander korreliert sind, wird die Fehlermatrix V (Kovarianzmatrix) des Systems benötigt, mit der sich folgendermaßen das χ^2 für eine Verbindung berechnen läßt:

$$\chi^2 = \left(\vec{X}_e - \vec{X}_m\right)^T V^{-1} \left(\vec{X}_e - \vec{X}_m\right) \ \mathrm{mit}\ V = V_e + V_m,$$

wobei die Komponenten von $\vec{X}_e$ die extrapolierten Spurparameter und diejenigen von $\vec{X}_m$ die Spurparameter im Myonsystem sind. Die Hauptdiagonalelemente der Kovarianzmatrizen V_e (der extrapolierten Spurparameter) und V_m (der Spurparameter im Myonsystem) enthalten die Fehlerquadrate der Spurparameter, die Nebendiagonalelemente enthalten die Korrelationen.

Die für die χ^2–Berechnung benutzten Spurparameter (Komponenten der $\vec{X}_e$ und $\vec{X}_m$) sind in den einzelnen Detektorbereichen unterschiedlich: im Zentralbereich wurden für die Rekonstruktion der Daten des Jahres 1994 die Ortskoordinaten des ersten Punktes der Eisenspur und ein Richtungsparameter[1] benutzt, im Bereich der Endkappen die Ortskoordinaten und der Azimutwinkel ϕ.

4.2.3 Qualität einer Verbindung

Die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ dafür, daß Kammerspur und Eisenspur von einem Myon stammen (Konfidenzniveau), ergibt sich durch Integration der Dichtefunktion $\mathcal{F}(\chi^2, N)$ der χ^2–Verteilung [PDG94]:

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} \mathcal{F}(Z, N)\, dZ \ ;$$

dabei ist N die Zahl der Freiheitsgrade. Verbindungen mit $P(\chi^2) > 0.0001$ werden in BOS-Banken gespeichert.

Bei genügend hoher Statistik sollten die $P(\chi^2)$ gleichverteilt sein zwischen 0 und 1, sofern die verbundenen Spuren tatsächlich auf Myonen zurückzuführen und die Abweichungen aller Spurverbindungsparameter von den tatsächlichen Werten normalverteilt sind[2]. Für falsch verbundene Spuren sollte sich eine Häufung bei 0 oder 1 (Unter- bzw. Überschätzung der zugrundeliegenden Fehler) einstellen. Bei der Rekonstruktion der Daten des Jahres 1994 liegt eine solche Unterschätzung der Fehler vor; aufgrund einer fehlerhaften Kalibration des instrumentierten Eisens wird eine falsche Kovarianzmatrix bestimmt.

Die in der Rekonstruktion der Daten angenommenen Positionen der Drahtlagen im instrumentierten Eisen unterscheiden sich von den tatsächlichen Positionen teilweise erheblich [Kle96]. Aufgrund dieser *Verschiebung* weichen die rekonstruierten Spuren im Mittel systematisch von der eigentlichen Flugbahn der Myonen ab. Die Verschiebung der Drahtlagen gegenüber der nominellen Position liegt für die meisten Myonmodule in der Größenordnung weniger Millimeter, jedoch treten bei einigen Modulen Abweichungen mehrerer Zentimeter — bis zu 6 cm sind gemessen worden — auf [Kle96]. Die Ablenkung eines Myons von seiner ursprünglichen Flugbahn aufgrund von Vielfachstreuung im LAr–Kalorimeter wird am Ort des instrumentierten Eisens grob abgeschätzt zu etwa 2 cm für ein Myon

---

[1] Der Richtungsparameter wird aus der Steigung in der Drahtebene bestimmt: $\tan \alpha_{yz} = \tan\theta \sin\phi$.

[2] Die Abweichung vom nominellen Wert des Energieverlustes aufgrund von Ionisation ist nicht normalverteilt; d.h., daß selbst bei korrekter Abschätzung der Fehler die $P(\chi^2)$–Verteilung zu 0 bzw. 1 hin ansteigt.

mit einem Impuls von $p_\mu = 10$ GeV im Zentralbereich des Eisens. Im ungünstigsten Fall ist die Ortsunsicherheit für den Auftreffpunkt eines 10 GeV–Myons im Zentralbereich des instrumentierten Eisens aufgrund der Fehlkalibration also etwa dreimal größer als die aus der Vielfachstreuung zu erwartende.

Je höher der Impuls eines Teilchens, desto kleiner wird der Fehler der Vielfachstreuung für dieses Teilchen, so daß sich gerade für hochenergetische Myonen dieser Effekt der Fehlerunterschätzung bemerkbar macht. Wird der Fehler der Vielfachstreuung klein, so wird die Größe des Bereichs, in dem das Myon im Eisen erwartet wird, als zu klein abgeschätzt, was wiederum eine niedrige Verbindungs–Wahrscheinlichkeit zur Folge hat, da sich bereits eine kleine Abweichung der Myonspur von den berechneten Koordinaten stark bemerkbar macht. Andererseits können Spuren mit großen Spurparameter–Fehlern nahezu mit jeder Spur im Eisen verbunden werden. Um diesem Effekt entgegenzutreten, wird für Kammerspuren eine minimale radiale Länge gefordert (siehe Abschnitt 5.2.1), so daß Verbindungen von kurzen Spuren, deren Parameter nur sehr fehlerhaft bestimmt werden können, ins instrumentierte Eisen von vornherein von der Selektion verworfen werden.

4.3 Myon–Erkennung im LAr–Kalorimeter

In das instrumentierte Eisen des H1–Detektors gelangen nur Myonen mit einer Energie oberhalb von etwa 2 GeV. Um Myonen mit niedrigerer Energie nachzuweisen, wird das LAr–Kalorimeter benutzt, was zusätzlich die Identifikation bis zu Energien von etwa 1 GeV ermöglicht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei getrennte Datenselektionen durchgeführt; bei der einen wurden nur im instrumentierten Eisen identifizierte Myonen analysiert, bei der zweiten wurden auch *Kalorimetermyonen* berücksichtigt. Die Ergebnisse zeigen, daß die zweite Methode zur Selektion von Myonpaaren mit hoher invarianter Masse besser geeignet ist.

4.3.1 Extrapolationsmethode

Bei dem Verfahren werden die in den Spurkammern rekonstruierten Spuren in das LAr–Kalorimeter extrapoliert. Um die extrapolierten Spuren werden Zylinder mit den Radien $R_A = 15$cm und $R_B = 30$cm gelegt, in denen die Energiedeposition in den einzelnen Zellen betrachtet wird. Die Radien werden dabei so gewählt, daß der innere Zylinder möglichst die gesamte Energiedeposition der Myonspur enthält und in dem äußeren der gesamte hadronische Schauer der zu verwerfenden Pionen liegt.

Pionen bilden bei diesem Verfahren der Myonerkennung den Hauptuntergrund, sie können fälschlicherweise im Kalorimeter als Myonen identifiziert werden, was auf die endliche Energieauflösung des Kalorimeters zurückzuführen ist. Ebenfalls können Pionen, die bis in das instrumentierte Eisen gelangen, im LAr–Kalorimeter eine Signatur erzeugen, die von dem hier beschriebenen Verfahren als *Kalorimetermyon* fehlidentifiziert wird.

Andererseits dürfen die Radien nicht zu groß gewählt werden, da auch räumlich dicht zusammenliegende Spuren getrennt identifiziert werden sollen.

4.3.2 Kriterien für Kalorimetermyonen

In das LAr–Kalorimeter extrapolierte Spuren müssen folgende Bedingungen erfüllen, um als solche eines Myons akzeptiert zu werden:

- Innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R = 40$ cm um die Spur muß Energie in mindestens drei Zellen deponiert worden sein.
- Minimale Werte müssen erreicht werden sowohl für die Distanz vom Eintrittspunkt der Spur in das elektromagnetische Kalorimeter zu der am weitesten hiervon entfernten angesprochenen Zelle innerhalb von R_A, als auch für die Summe der Distanzen vom Eintrittspunkt der Spur zu denjenigen hadronischen Zellen innerhalb von R_A, die angesprochen haben. Diese Kriterien spiegeln die geometrischen Bedingungen dafür wider, daß die Spuren weit genug bis in das Kalorimeter hineinreichen. Auf diese Weise wird ein Großteil der Pionen mit niedrigen Impulsen, andererseits aber auch Myonen unterhalb von 1 GeV unterdrückt.
- Maximale, nicht zu überschreitende Werte für die *elektromagnetische* Energie innerhalb R_A und für die Summe aus *elektromagnetischer* und *hadronischer* Energie innerhalb von R_B werden festgelegt. Zur Bestimmung dieser Energien werden die Beiträge derjenigen Zellen aufsummiert, in denen Energie von mehr als 0.01 GeV deponiert wurde. Durch diese Begrenzungen wird weiterer pionischer Untergrund herausgefiltert.

Alle vier Schnittgrößen sind abhängig von den rekonstruierten Polarwinkeln der extrapolierten Spuren, um der Geometrie des Detektors Rechnung zu tragen; zur Optimierung der Schnitte wurde zusätzlich die geringe Abhängigkeit von dem rekonstruierten Spurimpuls mitberücksichtigt.

4.3.3 Klassifizierung von Kalorimetermyonen

Die Schnittgrößen werden nicht unabhängig voneinander betrachtet, sondern es wird eine Summe aus Einzelabweichungen von den geforderten Minimal- und Maximalwerten der vier Größen gebildet, auf welche dann geschnitten wird. Der Wert dieser Summe ist dann dafür verantwortlich, welcher Qualitätsstufe die extrapolierte Spur zugeordnet wird. Es wird zwischen vier verschiedenen solcher Stufen in bezug auf die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen und den Untergrund fehlidentifizierter Pionen unterschieden: *gutes, normales, schlechtes* und *kein* Kalorimetermyon.

Für eine ausführlichere Beschreibung der Myon–Erkennung im LAr–Kalorimeter siehe [Sch93.b].

Kapitel 5

Datenselektion

In diesem Kapitel wird die Selektion von Myonpaaren mit hoher invarianter Masse aus den Daten des Jahres 1994 dargestellt. Zunächst werden Anforderungen erläutert, die Ereignisse erfüllen müssen, in denen solche Myonpaare erwartet werden. Anschließend werden Kriterien dafür entwickelt, was unter einem *guten Myon* zu verstehen ist.

Nachdem in den Ereignissen, in denen mehr als zwei gute Myonen identifiziert worden sind, genau zwei ausgewählt wurden, wird für Myonpaare mit einer invarianten Masse von mindestens 5 GeV ein Schnitt auf den Öffnungswinkel angewendet. Mit Hilfe dieses Schnittes werden die verbliebenen Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung eliminiert.

Abschließend werden Bedingungen an die Hochspannung der für die Analyse benutzten Detektorkomponenten und an die Subtrigger gestellt, die für die selektierten Ereignisse Triggersignale geliefert haben.

5.1 Anforderungen an Ereignisse

Als Anfangs–Datensatz werden die Daten der Myonklasse (siehe Tabelle 5.1) verwendet. Als wirksamer Schnitt gegen den in dieser Analyse vorliegenden Hauptuntergrund, bestehend aus Myonen der kosmischen Höhenstrahlung, hat sich eine Einschränkung des T_0–Bereichs der Ereignisse erwiesen. Mit T_0 wird die aus den Messungen in den einzelnen Zellen der CJC1 und CJC2 gemittelte Durchgangszeit der Teilchen bezeichnet. Dabei entspricht dem Abstand zweier *Bunchcrossings* von 96 ns ein T_0 von 500 Einheiten (in der Datennahmeperiode 1994); d.h., daß Ereignisse, die auf die *ep*–Wechselwirkung zurückzuführen sind, ein T_0 von etwa 500 aufweisen, und andere, wie z.B. kosmische Myonen, unkorreliert zu den *ep*–Wechselwirkungen, also gleichverteilt in der Zeit, durch den Detektor gehen sollten[1] . Ein Schnitt auf den T_0–Bereich von 450 bis 550 erweist sich als besonders nützlich, um die Ereignisse dieses 'gleichverteilten' Untergrundes, hauptsächlich verursacht durch kosmische Höhenstrahlung, von den Ereignissen aus *ep*–Wechselwirkungen zu separieren (siehe Abbildung 5.1).

---

[1] Die tatsächlich bestimmte Durchgangszeit T_0 der kosmischen Myonen weicht aufgrund von Triggereigenschaften von einer Gleichverteilung ab (siehe Abbildung 5.1)

Selektionskriterien der Myonklasse	
• 1 Myon (identifiziert im instr. Eisen oder FMD)	oder
• $\geq$ 2 Myonen (identifiziert im instr. Eisen, FMD oder LAr–Kalorimeter)	oder
• 1 Myon (instr. Eisen, FMD oder LAr–Kalorimeter) und $\geq$ 1 Elektron	oder
• 1 Myon und $\leq$ 5 weitere Spuren im Spurkammersystem	oder
• 1 Lepton und genau 1 weitere Spur im Spurkammersystem	
Spuren im Spurkammersystem	
• Nur vertexangepaßte Spuren mit $\|z_0\| \leq 40$ cm	und
• Zentrale Spuren: $\geq$ 10 Treffer in den Spurkammern und $R_{Start} < 30$ cm	und
• Vorwärtsspuren: $N_{planareModule} \geq 1$	und
Vertexanpassung	und
$p \geq 1$ GeV	und
$N_{Module} \geq 2$ für $\theta_{Vertex} \leq 20^\circ$	und
${\chi^2}_{Spuranpassung}$/NDF ≤ 10	und
${\chi^2}_{Vertexanpassung}$/NDF ≤ 10	und
$R_0 \leq 5$ cm	und
• Kombinierte Spuren: keine weiteren Schnitte	
Spuren im Myonsystem	
• Spur im instr. Eisen mit	
$\rho \leq 100$ cm , minimaler Abstand der extrapolierten Spur von der Strahlachse in der yz–Ebene	und
$\geq$ 6/2/3 (FEC/Barrel/BEC) Drahtlagen (ohne Myonboxen)	oder
• Spur im FMD mit	
-400 cm $\leq z_{Vertex} \leq 300$ cm	und
$\chi^2_{Fit} \leq 20$	und
$\|\phi_{erster\ Treffer} - \phi_{letzter\ Treffer}\| \leq 1.0$ rad	
Verbindung zwischen Spur in Spurkammern und Myonsystem	
• $P(\chi^2) \geq 0.001$	
Leptonidentifikation im LAr–Kalorimeter	
• Myon: mindestens *normale* Qualität	
• Elektron: mindestens *normale* Qualität	
Reduktion kosmischer Myonen	

Tabelle 5.1: *DST–Selektion der Myon–Klasse.*

Es sollen nur die quasielastischen Ereignisse selektiert werden, die von dem zur Verfügung stehenden LPAIR–Generator beschrieben werden. Aufgrund der hohen invarianten Massen, die die Ereignisse, die in dieser Arbeit untersucht werden, aufweisen, wird verlangt, daß mindestens eins der beiden Myonen im instrumentierten Eisen identifiziert wird (das zweite kann ein *Kalorimeter–* oder ein *Eisenmyon* sein). Voraussetzung dafür ist, daß sich mindestens eine Kammerspur mit einer guten Eisenspur verbinden läßt (siehe Abschnitt 4.2), dabei müssen Kammerspur und Eisenspur bestimmte Kriterien erfüllen (siehe Abschnitt 5.2). Die Ereignisreduzierung, die mit diesen Schnitten erreicht wird, ist in Tabelle 5.2 aufgelistet; es verbleiben 110135 Ereignisse, die für die weitere Analyse verwendet werden.

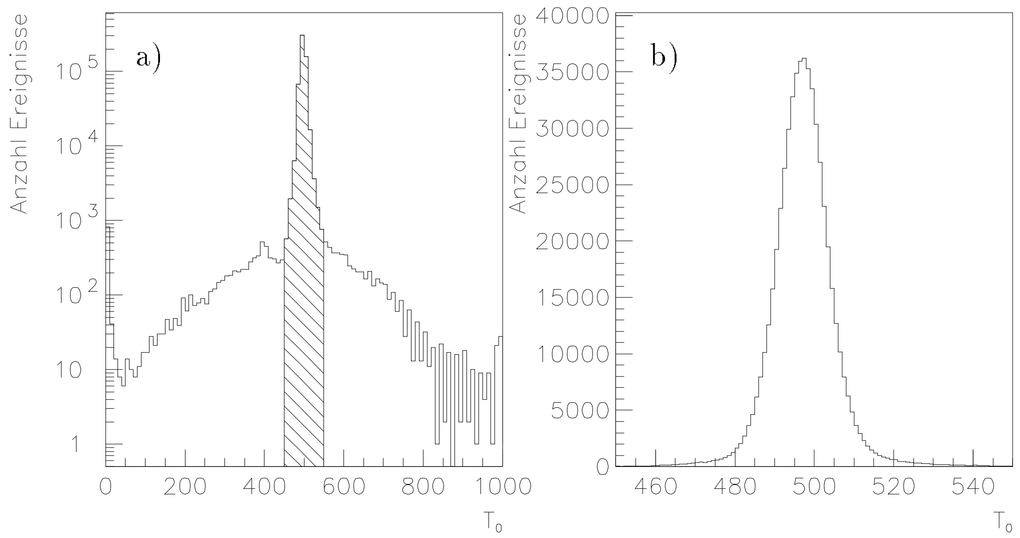


Abbildung 5.1: *Schnitt auf das Driftkammer–T_0. Gezeigt ist das Driftkammer–T_0: a) für sämtliche Ereignisse der Myonklasse ohne weitere Schnitte, schraffiert angedeutet ist der Bereich von* $450 < T_0 < 550$*, der selektiert wird. b) Das T_0 der Ereignisse, die den Schnitt erfüllen.*

5.2 Qualitätsanforderungen an Spuren

5.2.1 Kammerspuren

Kammerspuren, die Myonen zugeordnet werden sollen, müssen folgende Kriterien erfüllen: Es muß sich um an den primären Vertex angepaßte Spuren handeln[2]. Zerfallsteilchen und sogenannte V_0–Spuren werden somit verworfen. V_0–Spuren entstehen bei der Rekonstruk-

---

[2] Das Kriterium auf dem DST lautet: die zugehörige rekonstruierte Ladung muß von null verschieden sein.

Schnittgröße	**Schnittparameter**		$N_{Ereignisse}$
Myonklasse			575748
T_0	$\geq$	450	563596
	$\leq$	550	
$N_{Verbindung\ Spurkammer \rightarrow Eisen}$	$\geq$	1	319945

Tabelle 5.2: *Selektion guter Ereignisse. Gezeigt sind die Schnitte, die Ereignisse erfüllen müssen, in denen Myonpaare mit hoher invarianter Masse zu erwarten sind. Neben Schnittgröße und -parameter ist die Anzahl der Ereignisse dargestellt, die nach dem jeweiligen Schnitt verbleibt; dabei werden die Schnitte fortlaufend angewandt, so daß die Verringerung der Ereignis–Anzahl auf die Anzahl der Ereignisse nach dem vorhergehenden Schnitt zu beziehen ist.*

tion von CJC–Spuren dadurch, daß Sekundärvertex–Spuren einem gemeinsamen Ursprung zugeordnet werden, aus dem dann ein V_0–Kandidat rekonstruiert wird.

Es werden nur *zentrale* und *kombinierte* Spuren verwendet. Mit *zentralen* Spuren werden diejenigen Spuren bezeichnet, die ausschließlich im zentralen Spurkammersystem detektiert wurden. Unter *kombinierten* Spuren versteht man solche, die aus jeweils einer Spur des zentralen und des vorderen Spurkammersystems mit gemeinsamer Parametrisierung zusammengesetzt sind. Kombinierten Spuren werden ausschließlich im Übergangsbereich vom zentralen zum vorderen Spurkammersystem ($10° \lesssim \theta \lesssim 27°$) rekonstruiert. Die Spurparameter der kombinierten Spur ergeben sich dabei aus dem gewichteten Mittel der Parameter der zentralen und der Vorwärtsspur. Eine ausführlichere Beschreibung des Verfahrens der Verbindung dieser Spuren zu kombinierten Spuren ist bei [Mey95] zu finden.

Unter sehr niedrigen und hohen Polarwinkeln sinkt die Rekonstruktionseffizienz für Spuren aus dem Spurkammersystem. Der Vorwärtsdetektor des Spurkammersystems liefert Daten, die zu schlecht verstanden sind und deshalb für diese Arbeit nicht verwendet werden. Daher werden nur Spuren aus einem Polarwinkelbereich von $20° < \theta < 160°$ untersucht. Da niederenergetische Myonen für diese Arbeit irrelevant sind, und eine sichere Myonidentifikation erreicht werden soll, wird ein Schnitt auf den Impuls der Spur angewendet: $p > 1$ GeV (siehe Abbildung 5.2.a). An die Qualität der Verbindung von Kammerspuren mit Eisenspuren wird keine weitere Forderung gestellt.

Aufgrund einer Verdrehung der beiden Endkappen des zentralen Spurkammersystems in radialer Richtung gegeneinander sind die Drähte der Kammern nicht exakt parallel zur z–Achse gespannt. Die Abweichung der tatsächlichen Position der Drähte von den nominellen Koordinaten ist mit Hilfe von Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung bei ausgeschaltetem Magnetfeld bestimmt worden. Daraus kann eine Korrektur des gemessenen Impulses in Abhängigkeit des Transversalimpulses, des Polarwinkels und der Ladung des Teilchens abgeleitet werden. Eine Untersuchung der Auswirkung dieser Impulskorrektur auf den rekonstruierten Transversalimpuls und die rekonstruierte invariante Masse zeigt, daß die Abweichung der korrigierten von der unkorrigierten Größe innerhalb der systematischen Meßfehler derselben für die hier analysierten hochenergetischen Myonen zu vernachlässigen ist.

Die Selektion für gute Myonen ist in Tabelle 5.3 angegeben, in Abbildung 5.2 ist die Auswirkung der wichtigsten Schnitte gezeigt.

5.2.2 Eisenspuren

Für eine größtmögliche Effizienz der Rekonstruktion einer Myonspur im instrumentierten Eisen werden von der Rekonstruktionssoftware nur sehr geringe Anforderungen an die Qualität gestellt, die Trefferkombinationen erfüllen müssen, um als Spuren gespeichert zu werden. Ein Teilchen kann bis zu 16 Drahtlagen des instrumentierten Eisens treffen, verlangt werden für die Rekonstruktion jedoch lediglich 3 Treffer. Da Untergrundspuren unterdrückt werden sollen, müssen in der Analyse härtere Kriterien entwickelt werden, um von Myonen verursachte Eisenspuren herauszufiltern.

Schnittgröße	**Schnittparameter**		$N_{Spuren}[\%]$
Kammerspuren			100
Ladung	$\neq$	0	68
θ	$>$ $<$	20° 160°	49
p	$>$	1 GeV	15
Eisenspuren			100
$N_{Treffer}$	$\geq$	5	75
$N_{Treffer}/N_{Treffer}{}^{max}$	$\geq$	0.5	73
↪ 114689 gute Eisenmyonen in den Daten des Jahres 1994			
(Zusätzlich werden 20014 Kalorimetermyonen mittlerer und guter Qualität identifiziert)			

Tabelle 5.3: *Selektion guter Myonen. Gezeigt sind sowohl die Schnitte, die gute Spuren des Spurkammersystems erfüllen müssen, als auch diejenigen, die auf die Spuren im instrumentierten Eisen angewendet werden. Neben Schnittgröße und -parameter ist der Anteil an Spuren dargestellt, der nach dem jeweiligen Schnitt von der Ausgangsspurmenge verbleibt.*

Zur Unterdrückung von Kaonen und Pionen, die bis in das Eisen gelangen, wird eine Mindestanzahl von getroffenen Drahtlagen (und somit eine minimale Spurlänge) von fünf gefordert. Außerdem müssen mindestens 50 % der Lagen, die das Teilchen durchquert, angesprochen haben. Mit diesen Schnitten werden zu kurze Spuren und Spuren mit zu

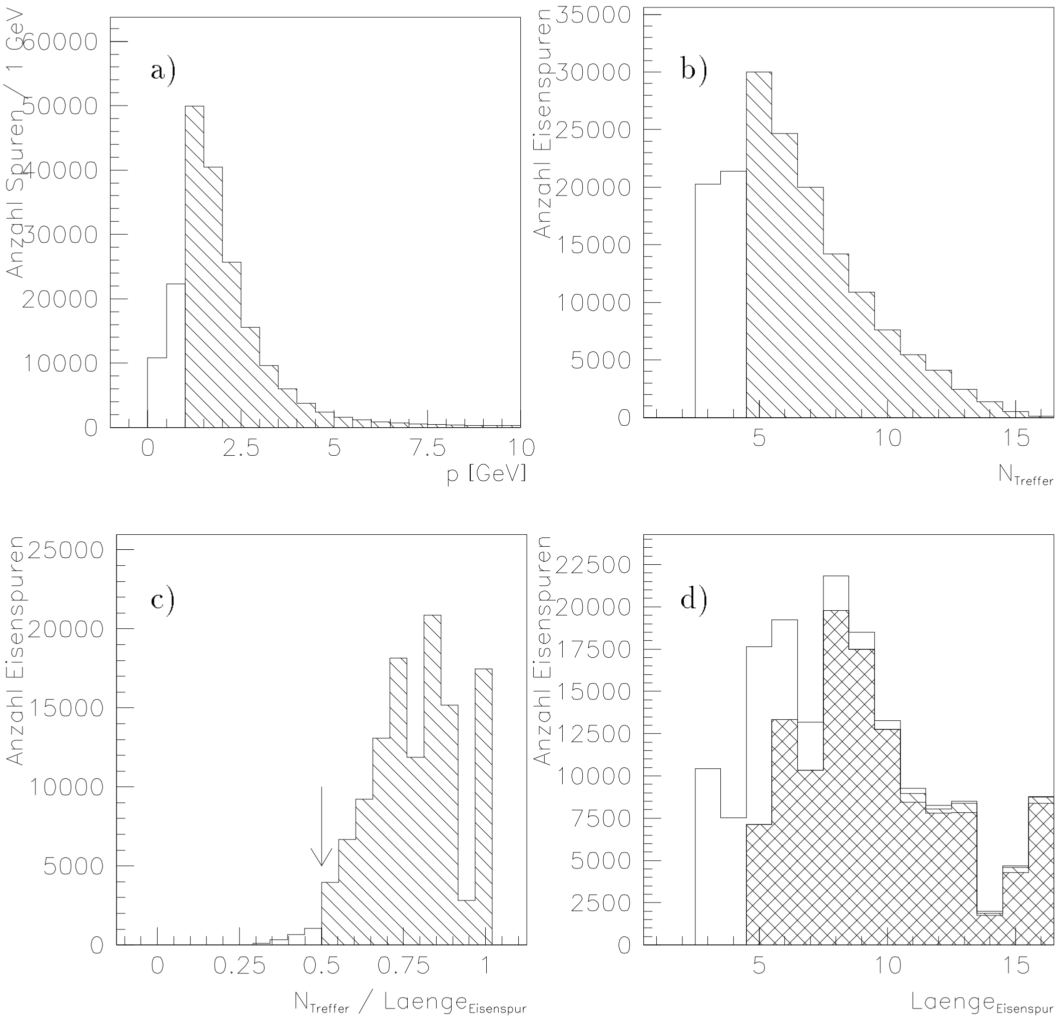


Abbildung 5.2: *Schnitte auf Spuren im Spurkammersystem und im Eisen. Eingetragen sind alle Kammerspuren, die eine Verbindung in das Eisen, bzw. alle Eisenspuren, die eine Verbindung in die Spurkammern aufweisen. Für eine solche Verbindung müssen die Anforderungen an eine gute Kammerspur (mit Ausnahme des Impuls–Schnittes) erfüllt sein. An die Eisenspuren sind außer der Verbindung zu einer Kammerspur keine zusätzlichen Anforderungen gestellt. Die Schnitte werden aufeinander aufbauend ausgeführt, schraffiert gezeigt ist der Akzeptanzbereich des jeweiligen Schnittes: a) der rekonstruierte Impuls der Kammerspuren; b) die Anzahl der getroffenen Lagen der Eisenspuren; c) das Verhältnis der getroffenen Lagen zur Länge der Eisenspuren; d) die Länge der Eisenspuren nach allen Schnitten auf die Spureigenschaften, dabei bedeutet das weiße Histogramm die Spurlänge nach dem Schnitt auf den Impuls (a), das einfach schraffierte diejenige nach dem zusätzlichen Schnitt auf* $N_{Treffer}$ *(b) und das doppelt schraffierte diejenige nach allen Schnitten.*

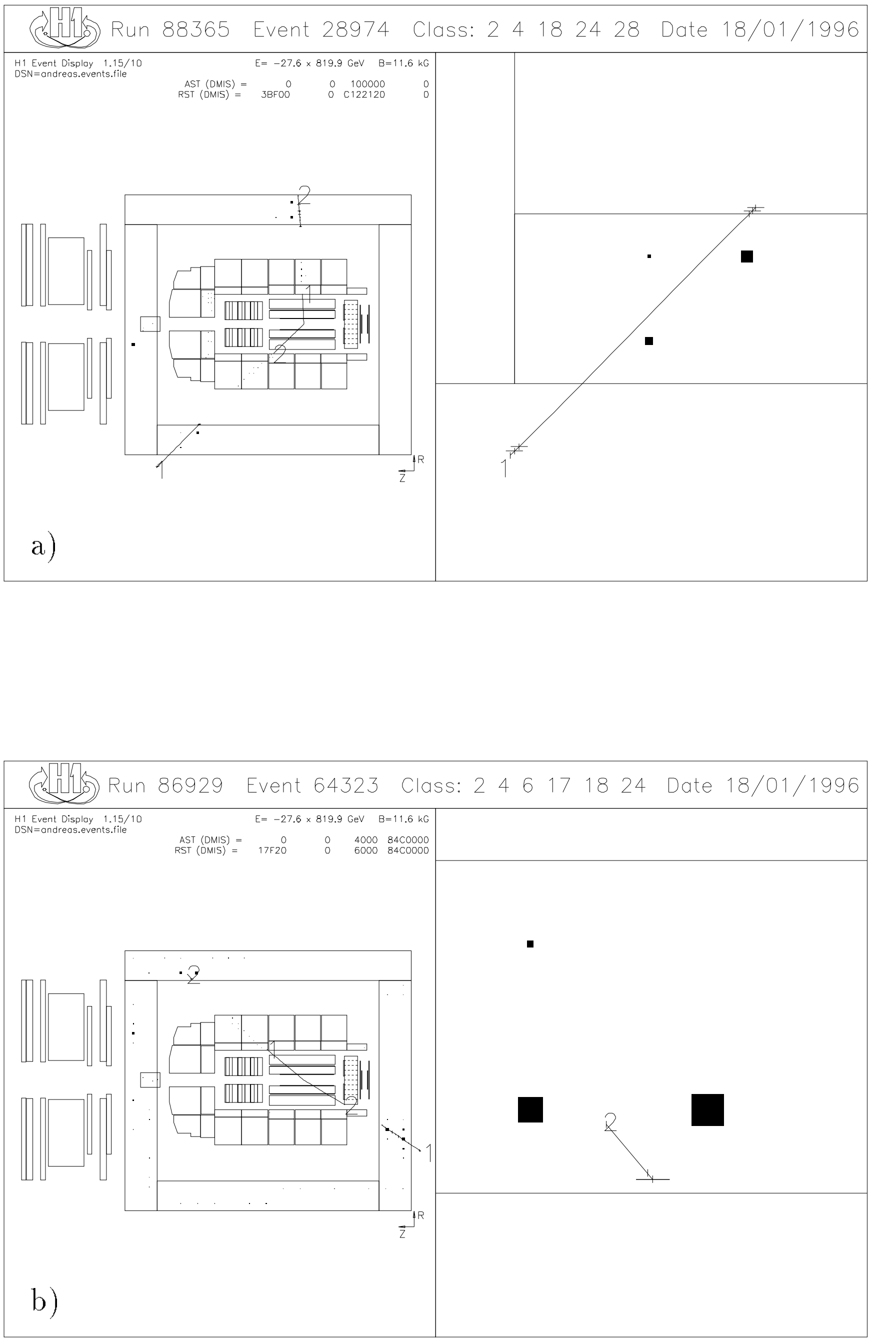


Abbildung 5.3: *Beispiele schlechter Eisenspuren, die die Schnitte nicht erfüllen. Zu sehen sind die angesprochenen Lagen des instrumentierten Eisens (die Spur kreuzende Linien) und die Türme des* Tail Catchers *(ausgefüllte Vierecke), vergleiche Abschnitte 2.2.2 und 2.2.3. a) Das Myon spricht auf seinem Weg durch das Eisen für seine Länge zu wenig Lagen an: $N_{Lagen}/N_{Lagen}{}^{max} < 0.5$; b) Spur mit zu wenig Treffern.*

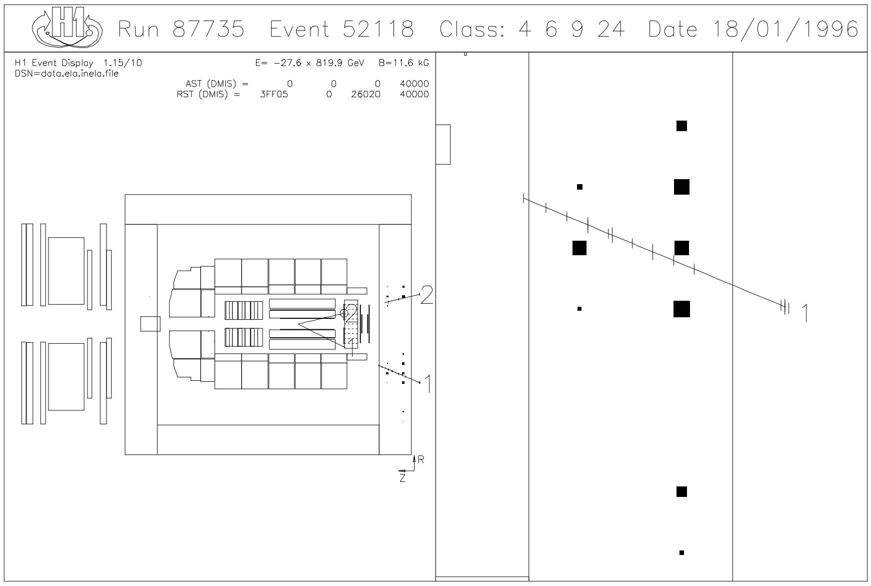


Abbildung 5.4: *Beispiel einer guten Eisenspur, die die Schnitte erfüllt.*

wenig Treffern, deren Parameter nur mit großen Fehlern bestimmt werden können, verworfen. Die Akzeptanzbereiche der Schnitte und ihre Auswirkung auf die Länge der so selektierten Eisenspuren sind in Abbildung 5.2 für Eisenspuren gezeigt, die eine Verbindung zu guten Kammerspuren (Abschnitt 5.2.1) aufweisen. Abbildung 5.3 zeigt zwei Ereignisse mit jeweils einer Eisenspur, die die geforderten Qualitätsschnitte nicht erfüllt. Spur 1 in Abbildung 5.3.a hat beim Durchgang durch das instrumentierte Eisen zu wenig Drähte angesprochen, sowohl absolut ($N_{Lagen} < 5$), als auch relativ zu ihrer Länge ($N_{Lagen}/{N_{Lagen}}^{max} < 0.5$). Spur 2 in Abbildung 5.3.b weist zu weniger als die geforderten fünf Treffer auf ($N_{Lagen} < 5$). In Abbildung 5.4 ist ein Ereignis abgebildet, dessen Eisenspur 1 eine gute Eisenspur ist, die die angewendeten Qualitätsschnitte erfüllt.

5.3 Gute Myonen

In dieser Arbeit wird folgendes als *gutes Myon* bezeichnet: liegt eine Verbindung zwischen einer Eisen– und einer Kammerspur, die die oben (Abschnitt 5.2) dargestellten Kriterien erfüllen, vor, so wird diese als *Eisenmyon* bezeichnet. Ein Schnitt auf die Spurverbindungswahrscheinlichkeit wird nicht angewendet, sie wird lediglich bei Ereignissen, in denen eine Kammerspur zu mehreren Eisenspuren verbunden wird, berücksichtigt; in diesem Fall wird die Verbindung mit der höheren Wahrscheinlichkeit verwendet. Ein *Kalorimetermyon* wird nur dann als *gutes Myon* anerkannt, wenn es als *gutes* oder *normales* Kalorimetermyon identifiziert wurde (siehe Abschnitt 4.3.3).

5.4 Ereignisse mit mehr als zwei Myonen

In Ereignissen, in denen mehr als zwei Myonen registriert werden, muß sichergestellt werden, daß nicht lediglich aufgrund von Rekonstruktionsfehlern ein durch den Detektor gegangenes Myon fälschlich zu mehreren Myonen rekonstruiert wurde. Hierzu sind diese Ereignisse in drei verschiedene Gruppen einzuteilen:

1. Ereignisse, in denen aufgrund von Diskontinuitäten bezüglich der Hochspannungsfelder, bzw. fehlerhaft bestimmter Durchgangszeitzeit (T_0) in den Spurkammern, die Treffer, die von einem Teilchen verursacht worden sind, falsch berechnet werden und es somit zu einer systematischen Abweichung der gemessenen Punkte von der tatsächlichen Trefferposition kommen kann. Diese Fehlberechnungen können dazu führen, daß die Treffer, die ein Teilchen in dem Spurkammersystem verursacht hat, zu zwei oder mehr Spuren rekonstruiert werden (siehe Ereignis in Abbildung 5.5). Außerdem werden die Treffer, die von einem Teilchen verursacht werden, das zwischen CJC1 und CJC2 durch Vielfachstreuung an den Kammerwänden viel Energie verliert und somit stark seine Richtung ändert, häufig als zwei getrennte Spuren (eine in der CJC1 und eine in der CJC2) rekonstruiert, um bessere Spurparameter zu erhalten.

   Sind gerade Myonspuren von diesen 'Zerstückelungen' betroffen, so werden häufig mehrere dieser einzelnen Spurstücke getrennt voneinander in das instrumentierte Eisen bzw. das LAr–Kalorimeter extrapoliert; werden die geforderten Kriterien erfüllt, so scheinen statt des einen mehrere Myonen durch den Detektor gegangen zu sein.

2. Auch Spuren, die von verschiedenen Teilchen herrühren, können zu derselben Eisenspur verbunden werden. In solchen Fällen wird die Verbindung mit der höheren Wahrscheinlichkeit ausgewählt. Ein Beispiel für ein solches Ereignis ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Das Positron in diesem Ereignis wird deshalb nicht von dem Spurverbindungsprogramm als Nicht–Myon verworfen, weil es in eine Kategorie von hochenergetischen Kammerspuren fällt, an die nur sehr grobe Winkelanforderungen gestellt werden in bezug auf die Eisenspuren, zu denen sie verbunden werden.

3. Ein Myon, das als Eisenmyon erkannt wird, darf, falls es auch als Kalorimetermyon identifiziert wird, nur als eines von beiden für die Analyse verwendet werden.

Nach anfänglichen globalen Schnitten auf bestimmte Ereigniseigenschaften (siehe Abschnitt 5.1) können etwa 95% der verbliebenen Ereignisse, die zur ersten Gruppe gehören, durch visuelle Kontrolle als kosmische Myonen identifiziert werden (Beispielereignis in Abbildung 5.5). Da es also fast ausschließlich darum geht, diesen Anteil an kosmischen Myonen zu reduzieren, wird eine recht grobe Methode angewendet, um die Anzahl der gefundenen Myonen in diesen Ereignissen zu verringern.

Nachdem sowohl in polarer als auch in azimutaler Richtung ein Winkelbereich definiert wird ($\Delta\phi \leq 5°$, $\Delta\theta \leq 10°$), werden sämtliche Myonkandidaten eines Ereignisses paarweise miteinander verglichen. Liegen die Winkeldifferenzen eines Spurpaares in diesen Bereichen,

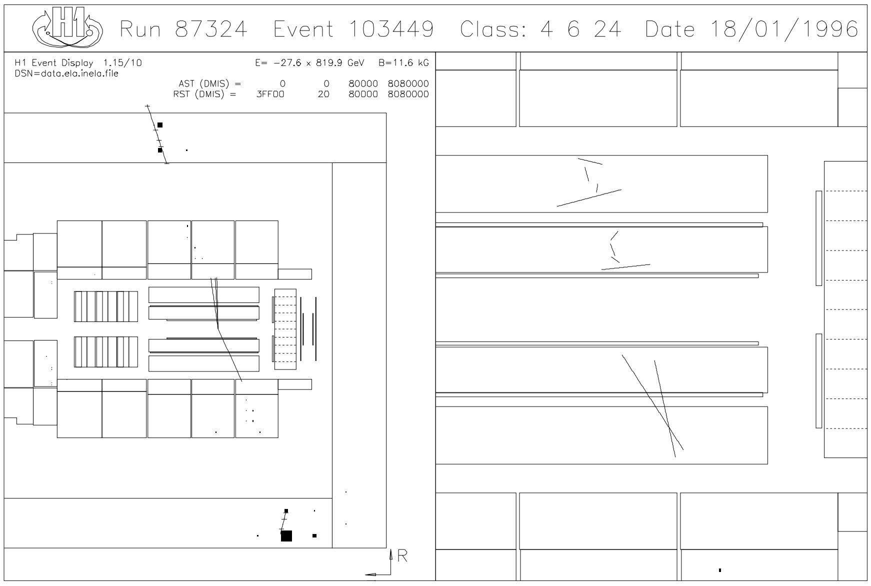


Abbildung 5.5: *Eines der kosmischen Myonen, deren Treffer zu mehr als zwei Spuren rekonstruiert werden.*

so wird davon ausgegangen, daß es sich bei diesen beiden Myonkandidaten um ein einziges Myon handelt. Besteht dieses Paar aus einem Eisen– und einem Kalorimetermyon, so wird das Eisenmyon verwendet, handelt es sich dabei jedoch um zwei Eisen– bzw. zwei Kalorimetermyonen, so wird das Teilchen mit der radial längeren Kammerspur[3] für die weitere Analyse benutzt. Falls nach diesem Schritt noch mehrere Kammerspuren zu derselben Eisenspur verbunden werden, wird die Verbindung mit der höchsten Wahrscheinlichkeit verwendet.

Was von den Ereignissen mit vormals mehr als zwei Myonen nach diesen Maßnahmen verbleibt, sind zum einen Ereignisse, in denen nur noch ein Myon korrekt identifiziert wird (diese werden nicht weiter für die Analyse benutzt), Ereignisse mit genau zwei Myonen (im folgenden weiter untersucht) und solche mit weiterhin mehr als zwei Myonen, die sich jedoch nur aus kosmischen Myonen und aus unelastischen Ereignissen zusammensetzen und somit ebenfalls nicht weiter analysiert werden.

Der Anteil an Ereignissen, in denen fälschlich mehr als zwei Myonen rekonstruiert werden und die somit von diesen Maßnahmen betroffen sind, liegt in den 68 endgültig selektierten quasielastischen Ereignissen (einschließlich des kosmischen Myons) bei 46 ($\sim 68\,\%$).

---

[3] Radiale Länge $= R_{Spurende} - R_{Spuranfang}$, wobei die Radien die Abstände des letzten bzw. ersten Treffers einer Spur vom ep–Wechselwirkungspunkt in der xy–Ebene wiedergeben.

5.5 Myonpaaranalyse

Es werden im folgenden nur noch Myonpaare mit einer invarianten Masse von mindestens 5 GeV untersucht. Nach visueller Durchsicht der verbleibenden Ereignisse stellt sich heraus, daß sie zu ungefähr 70 % Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung enthalten.

Zur Unterdrückung dieses Untergrundes wird ein Schnitt auf einen maximalen Öffnungswinkel des Myonpaares angewendet. Myonpaare mit einem Öffnungswinkel größer als 165° werden als kosmische Myonen verworfen. Der Akzeptanzbereich dieses Schnittes ist zum einen gezeigt im Zusammenspiel mit dem T_0–Schnitt für Ereignisse, auf die vorher kein Schnitt auf das Spurkammer–T_0 angewendet worden ist, zum anderen ist er nach diesem Schnitt gegen kosmische Myonen dargestellt (siehe Abbildung 5.7). Zu sehen ist, daß der gleichmäßig verteilte Untergrund in T_0 durch den Schnitt auf den Öffnungswinkel im Signalbereich um 500 herausgefiltert wird, was durch den T_0–Schnitt nicht erreicht werden kann.

Es wird untersucht, inwiefern der Schnitt auf den Öffnungswinkel gerade Myonpaare mit hoher invarianter Masse unterdrückt. Zu diesem Zweck wird dieser Schnitt verglichen mit einem Schnitt auf den Zerfallswinkel θ^* im Ruhesystem der beiden Myonen, der kein impliziter Schnitt auf die Masse der Myonpaare ist. Es wurden keine signifikanten Unterschiede zwischen diesen beiden Schnitten für von LPAIR generierte Ereignisse beobachtet (vergleiche Abbildung 5.8). Die Auswirkung des Schnitts auf den Öffnungswinkel für Myonpaare aus diffraktiv generierten Υ–Mesonen auf das Massenspektrum ist in Abschnitt 3.2 und Abbildung 3.5 gezeigt.

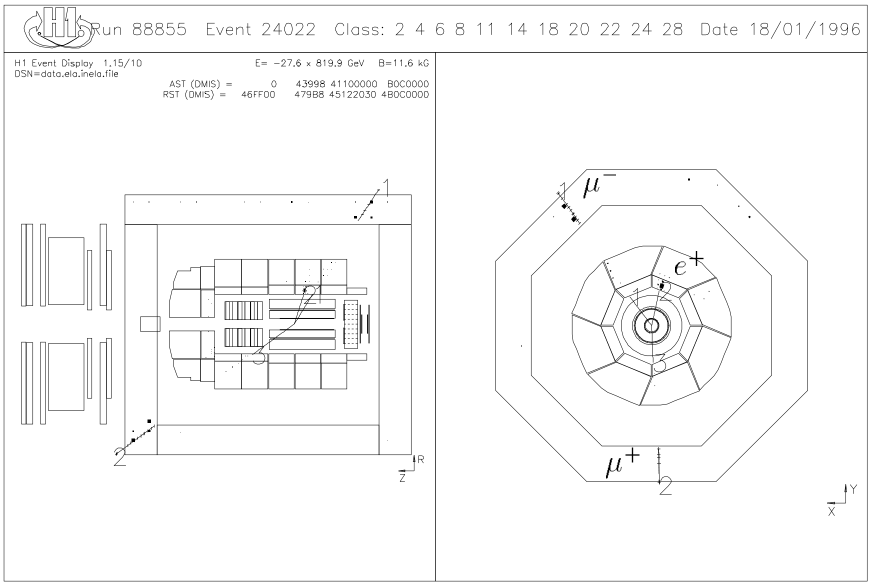


Abbildung 5.6: *Gezeigt ist ein Ereignis mit einem Myonpaar und dem im LAr–Kalorimeter nachgewiesenen gestreuten Positron, das genau wie Kammerspur 1 eine Verbindung zur Eisenspur Nummer 1 aufweist. Diese Verbindung kommt nur deshalb zustande, weil von dem Spurverbindungsprogramm lediglich ein sehr grober Schnitt auf die Winkeldifferenz zwischen Kammer– und Eisenspur angewendet wird.*

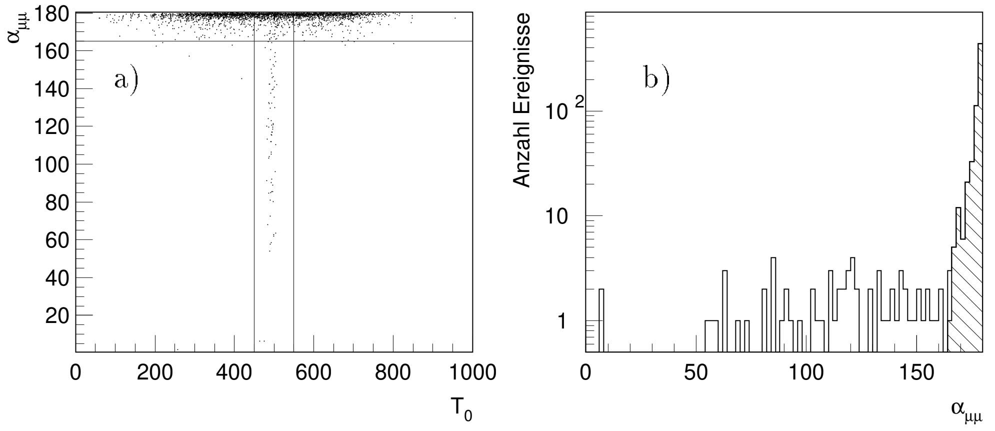


Abbildung 5.7: *Schnitt auf den Öffnungswinkel des Myonpaares. a) Gezeigt ist die Korrelation zwischen Öffnungswinkel ($\alpha_{\mu\mu}$) und Spurkammer–T_0 für Ereignisse, auf die keiner der beiden Schnitte (jedoch ansonsten die vollständige Selektion) angewendet wurde; markiert sind die Akzeptanzbereiche für beide Schnitte. b) Zu sehen ist der Öffnungswinkel des Myonpaares für Ereignisse, die sämtliche Schnitte (ohne denjenigen auf $\alpha_{\mu\mu}$) erfüllen; schraffiert eingezeichnet ist der Bereich, der durch den $\alpha_{\mu\mu}$–Schnitt verworfen wird.*

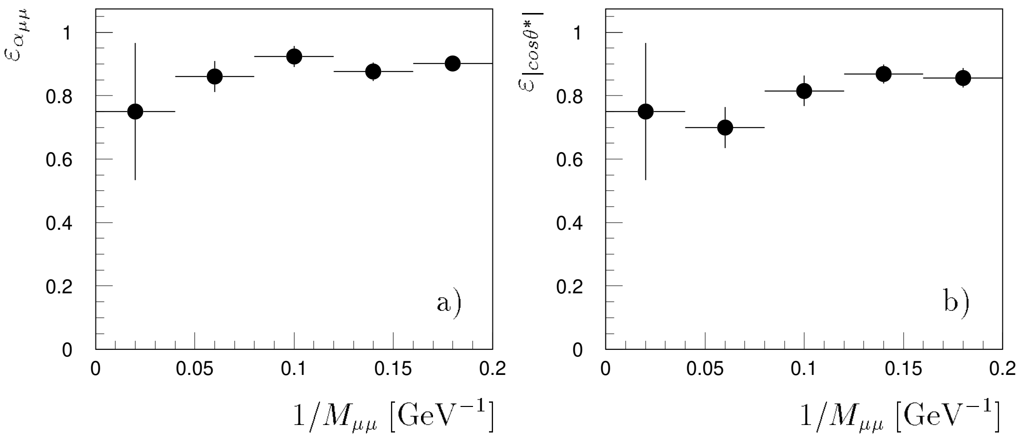


Abbildung 5.8: *Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten für den Schnitt auf den Öffnungswinkel ($\alpha_{\mu\mu}$) und für einen Schnitt auf den Zerfallswinkel (θ^*) im Ruhesystem des Myonpaares für von LPAIR generierte Ereignisse. a) Gezeigt ist der Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\alpha_{\mu\mu}}$ mit $1/M_{\mu\mu}$ für Ereignisse, die die vollständige Selektion passieren. Der Schnitt auf den Öffnungswinkel wird auf $\alpha_{\mu\mu} < 165°$ gesetzt. b) Abgebildet ist der Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{cos\theta^*}$ mit $1/M_{\mu\mu}$ für Ereignisse, die die vollständige Selektion passieren, wobei der Schnitt auf den Öffnungswinkel ersetzt wird durch einen Schnitt auf den Zerfallswinkel: $|cos\theta^*| < 0.8$.*

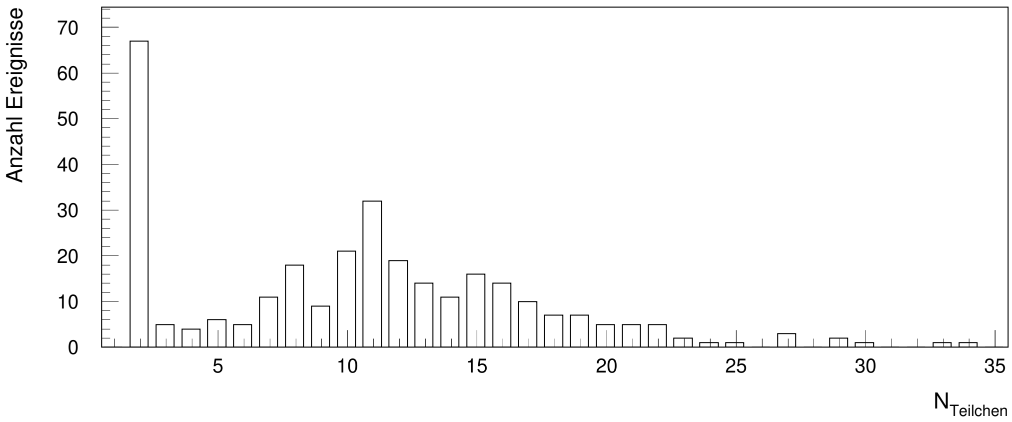


Abbildung 5.9: *Gezeigt ist die Anzahl der Teilchen pro Ereignis für die selektierten Daten–Ereignisse, die sämtliche Schnitte mit Ausnahme des Multiplizitätsschnitts erfüllen. Für die weitere Analyse werden nur noch die Ereignisse verwendet, die in dieser Abbildung unter* $N_{Teilchen} = 2$ *eingetragen sind.*

Abschließend werden für den Vergleich mit Monte–Carlo–Ereignissen und zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes diejenigen Ereignisse separiert, die außer dem Myonpaar kein weiteres Teilchen, es sei denn das gestreute Elektron der *ep*–Wechselwirkung, im Detektor enthalten. Die Spurmultiplizität ist in Abbildung 5.9 gezeigt. Es wird für diese Ereignisse verlangt, daß die Hochspannung der Detektorkomponenten, die für die Selektion benutzt werden, auf dem nominellen Wert war, und daß die Ereignisse Triggersignale mindestens eines von drei Subtriggern ausgelöst haben. Abbildung 5.10 zeigt die Häufigkeit der ausgelösten Triggersignale für die 128 möglichen Subtrigger.

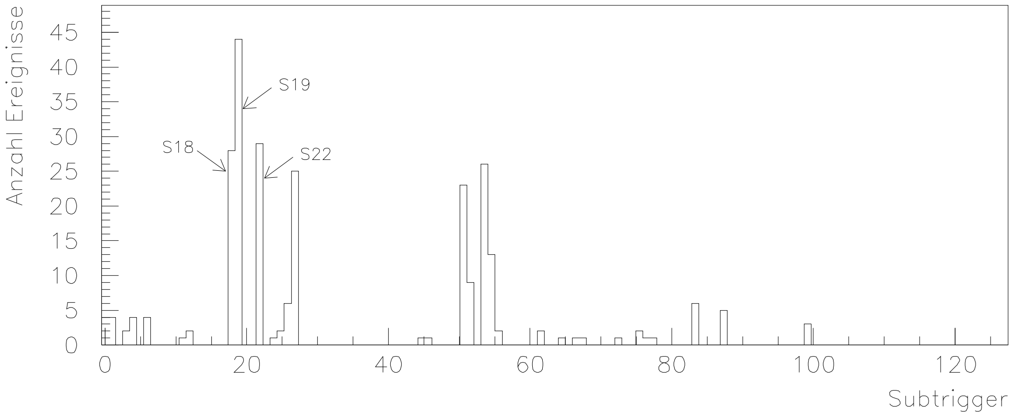


Abbildung 5.10: *Die Triggerhäufigkeit der einzelnen Subtrigger in den selektierten Ereignissen nach sämtlichen Selektionsschnitten und –bedingungen.*

Eine kurze Beschreibung der verwendeten Subtrigger wird in Abschnitt 2.2.4 gegeben.

Es zeigt sich, daß für einen Großteil der Ereignisse Triggersignale von Subtrigger **S 19** geliefert werden. Für die meisten Ereignisse, die kein **S 19**–Signal ausgelöst haben, liefert mindestens einer von zwei weitere Subtrigger (**S 18** und **S 22**) ein Triggersignal.

In den verbleibenden 68 Ereignissen wird durch visuelle Kontrolle eines der Myonpaare als kosmisches Myon identifiziert. Aufgrund sehr fehlerhafter Spurrekonstruktion passiert es sämtliche Schnitte, insbesondere den Akollinearitätsschnitt. Dieses Ereignis wird verworfen. In den selektierten Monte–Carlo–Ereignissen wird kein Ereignis dieser Art gefunden. Die Auswirkung der einzelnen Selektionsschritte auf die Anzahl der Ereignisse ist in Tabelle 5.4 zusammengefaßt.

In Abbildung 5.11 ist das Spektrum der invarianten Masse der selektierten Myonpaare gezeigt. Dabei ist der Unterschied zwischen dem Spektrum für die Ereignisse, an die keine Hochspannungs– und Triggeranforderung gestellt wird (offenes Histogramm) und demjenigen für die Ereignisse, die auch diese Selektionsschritte passieren (schraffiertes Histogramm) zu sehen.

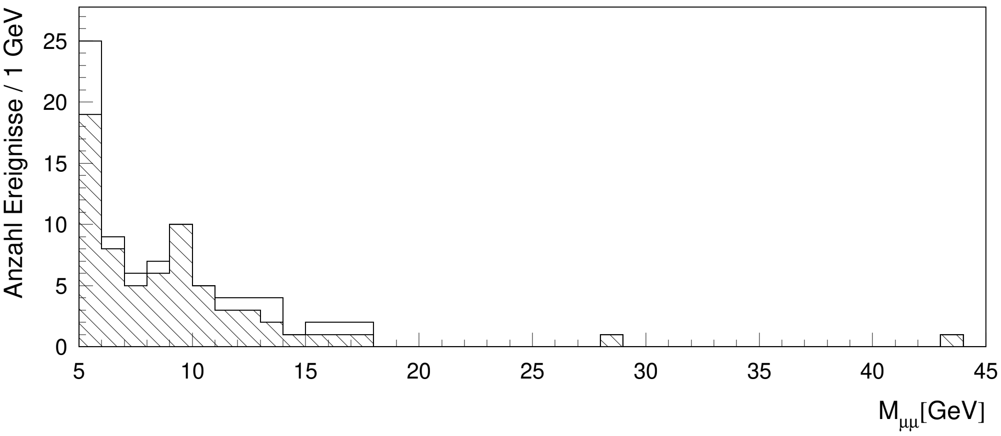


Abbildung 5.11: *Spektrum der invarianten Masse der Myonpaare für die Ereignisse, die die vollständige Selektion passieren (schraffiertes Histogramm) und für diejenigen, die ohne Hochspannungs– und Triggeranforderung gefunden werden (offenes Histogramm).*

Abbildung 5.12.a zeigt die Verteilung des Impulses der Myonen (offenes Histogramm), wobei unterschieden wird zwischen den Myonen, die im Kalorimeter identifiziert werden (einfach schraffiertes Histogramm) und denjenigen, die sowohl im Kalorimeter, als auch im instrumentierten Eisen erkannt werden (doppelt schraffiertes Histogramm). In Abbildung 5.12.b ist die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ der Verbindungen zwischen Kammer– und Eisenspuren für die selektierten Eisenmyonen in Abhängigkeit des Myonimpulses gezeigt. Im Rahmen der geringen Statistik ist die Normalverteilung der Wahrscheinlichkeit, wie sie für gute Myonen erwartet wird, gewährleistet.

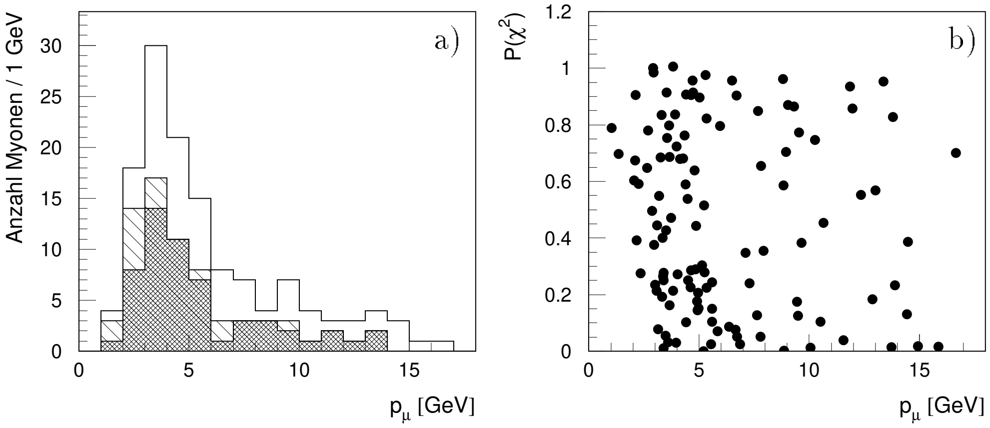


Abbildung 5.12: *Abbildung a) zeigt die Impulsverteilung der Myonen aus den vollständig selektierten Ereignissen. Das offene Histogramm beinhaltet alle Myonen, das einfach schraffierte solche, die im LAr–Kalorimeter identifiziert worden sind und das doppelt schraffierte diejenigen Myonen, die sowohl als Eisen, als auch als Kalorimetermyonen rekonstruiert worden sind. In Abbildung b) ist die Wahrscheinlichkeit* $P(\chi^2)$ *der Spurverbindung zwischen Kammer– und Eisenspur für die Eisenmyonen aus den selektierten Ereignissen aufgetragen gegen den Impuls der Myonen.*

Schnittgröße	**Schnittparameter**		$N_{Ereignisse}$
gute Ereignisse (siehe Tabelle 5.2)			110135
$N_{guteMyonen}$ (Abschnitt 5.4)	$=$	2	12486
$M_{\mu\mu}$	$\geq$	5 GeV	1514
$\alpha_{\mu\mu}$	$<$	165°	414
$N_{Teilchen}$	$=$	2 *	83
Hochspannung der verwendeten Detektorkomponenten		an	76
Subtrigger	$=$	S18 oder S19 oder S22	68
Ereignisse ohne kosmische Myonen			67

Tabelle 5.4: *Ereignisselektion. Gezeigt sind die Schnitte, die nacheinander auf die Ereignisse angewendet werden. Neben Schnittgröße und -parameter ist die Anzahl der Ereignisse aufgeführt, die nach dem jeweiligen Schnitt verbleibt; dabei werden die Schnitte fortlaufend angewandt, d.h., daß die Reduzierung der Ereignisanzahl sich auf die Anzahl an Ereignissen nach dem vorhergehenden Schnitt bezieht.*

---

* *Ereignisse mit* $N_{Teilchen} = 3$ *werden nur dann berücksichtigt, wenn die dritte Spur dem im Detektor identifizierten gestreuten Positron zugeordnet werden kann.*

Kapitel 6

Ergebnisse

6.1 Vergleich mit simulierten und rekonstruierten Ereignissen

Die nach der vollständigen Selektion verbleibenden Ereignisse sollen nun auf ihre physikalischen Eigenschaften hin untersucht werden. Es werden die Verteilungen für die wichtigsten Analysegrößen der Daten verglichen mit denjenigen in simulierten und rekonstruierten Ereignissen. Hierfür werden Monte–Carlo–Ereignisse verwendet, bei denen ausschließlich der als dominant angenommene multiperiphere Zwei–Photon–Prozeß (siehe Abschnitt 3.1.2) generiert wurde (LPAIR). Es werden sowohl elastisch als auch unelastisch generierte Ereignisse benutzt; durch eine Beschränkung auf zwei[1] Spuren pro Ereignis, die vom Detektor nachgewiesen werden, werden die sogenannten *quasielastischen* Ereignisse herausgefiltert. Auf diese Ereignisse wird dieselbe Selektion angewendet wie auf die Daten, mit Ausnahme des T_0–Schnittes, da diese Größe hier nicht korrekt beschrieben wird. Die Verteilungen sind gezeigt in Abbildung 6.1, es ist deutlich zu sehen, daß alle vier Größen im Rahmen der statistischen Fehler gut von der Monte–Carlo–Simulation beschrieben werden, der Überschuß an Ereignissen in den Daten bei großen Polarwinkeln läßt sich eventuell durch Triggereffekte erklären.

Es ist jedoch zu beachten, daß lediglich der relative Verlauf der Spektren sehr gut übereinstimmt. Normiert man auf die untersuchte Datenmenge von $\int \mathcal{L}\, dt \simeq 2.32\,\mathrm{pb}^{-1}$, so liegt die von LPAIR vorhergesagte Ereignismenge ($\simeq 39$) nur bei etwa 58 % der tatsächlich in den Daten gefundenen Ereignisanzahl. Diese Abweichung ist eventuell dadurch zu erklären, daß die weiteren, in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Produktionsprozesse nicht in der Simulation berücksichtigt worden sind. Bereits eine Hinzunahme von Myonpaaren aus dem Υ–Zerfall kann die Daten besser beschreiben (Abbildung 6.2). Ein Monte–Carlo–Generator, der zusätzlich zu dem multiperipheren auch den comptonartigen Prozeß und Effekte höherer Ordnung berücksichtigt, stand zur Überprüfung dieser Vermutung nicht zur Verfügung.

---

[1] Es wird nur dann eine dritte Spur zugelassen, wenn diese mit dem im Detektor registrierten gestreuten Positron identifiziert werden kann.

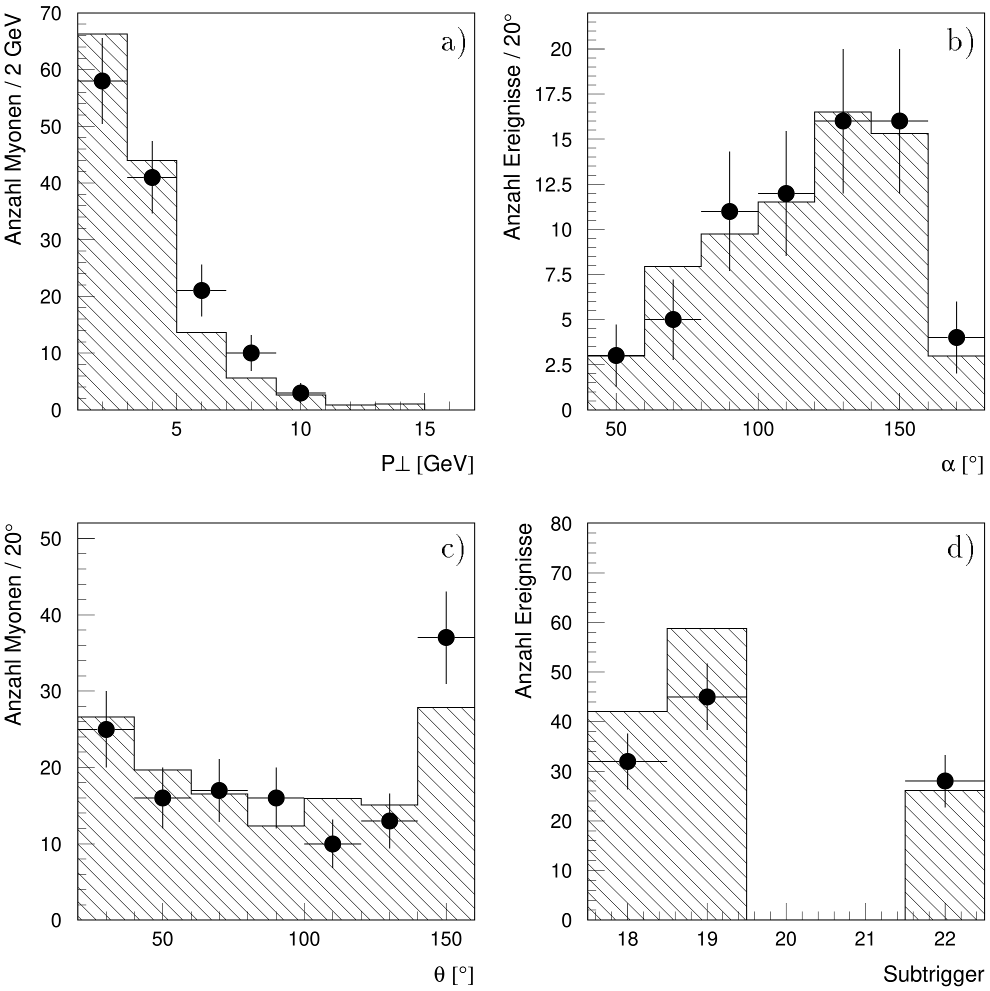


Abbildung 6.1: *Vergleich der Verteilungen der wichtigsten Analysegrößen von den selektierten Daten (Punkte) mit simulierten und rekonstruierten Ereignissen (schraffiertes Histogramm), die von dem Monte–Carlo–Generator LPAIR generiert worden sind. Die Einträge der simulierten Ereignisse sind normiert auf die Anzahl der in den Daten gefundenen Ereignisse. Gezeigt ist: a) der Transversalimpuls (P⊥) der beiden Myonen, b) der Öffnungswinkel (α) des Myonpaares, c) der Polarwinkel (θ) der beiden Myonen und d) die drei dominanten Subtrigger.*

Das Spektrum der invarianten Masse der selektierten Ereignisse (Abbildung 6.2) zeigt im Bereich um 9 GeV eine Anhäufung von Ereignissen. Zur Überprüfung der These, daß es sich dabei um Ereignisse handelt, in denen ein Υ–Meson in ein Myonpaar zerfällt ($M_{\Upsilon(1S)} = 9.46$ GeV, $\mathrm{BR}(\Upsilon \to \mu^+\mu^-) = (2.48 \pm 0.07)\,\%$, [PDG94]), ist in dieser Abbildung zusätzlich die Verteilung gezeigt für einen *gemischten* Datensatz von Monte–Carlo–Ereignissen. Anhand der selektierten Daten wird abgeschätzt (siehe Abschnitt 6.2.2), daß von den 67 Ereignissen 6.4 aus dem Υ–Zerfall stammen und 60.6 der Myonpaare über den

Zwei–Photon–Prozeß erzeugt worden sind. Aufgrund dieser Einteilung werden Monte–Carlo–Ereignisse eines diffraktiven Υ–Monte–Carlos mit von LPAIR generierten in dem Verhältnis (6.4/60.6 = 10.6 %) gemischt.

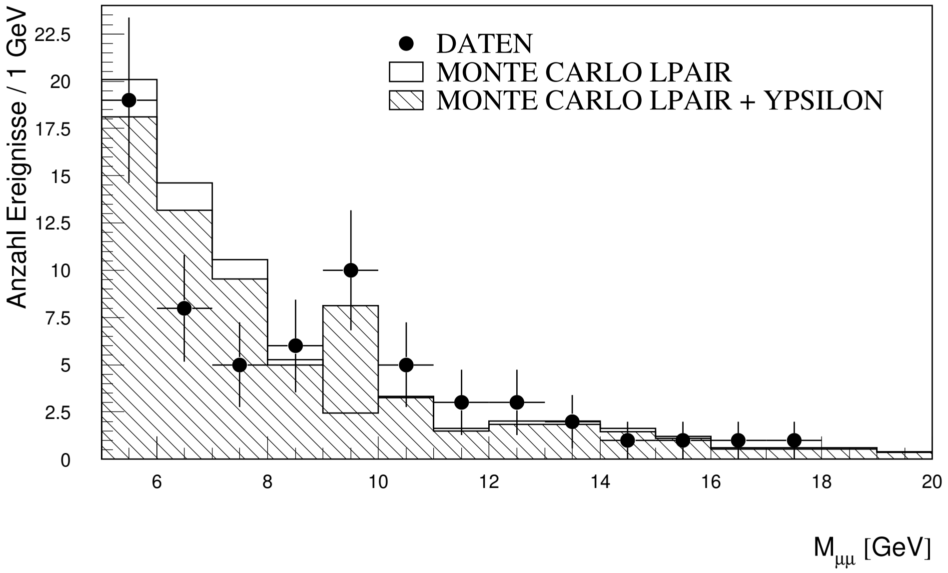


Abbildung 6.2: *Vergleich des Spektrums der invarianten Masse der Myonpaare in den selektierten Daten (Punkte mit statistischem Fehler) mit simulierten und rekonstruierten Ereignissen. Die Einträge der Monte–Carlo–Ereignisse sind normiert auf die Anzahl der Daten–Ereignisse. Gezeigt ist zum einen das Spektrum ausschließlich für Ereignisse, die vom Monte–Carlo–Generator LPAIR generiert worden sind (durchgezogenes Histogramm), zum anderen für einen Datensatz 'gemischter' Ereignisse, generiert von LPAIR und einem diffraktiven Υ–Monte–Carlo (schraffiertes Histogramm).*

Die Überhöhung im Massenspektrum im Bereich der Υ–Resonanz erscheint im Monte–Carlo schärfer als in den Daten, hierzu ist in Abbildung 6.3 die rekonstruierte invariante Masse der Myonpaare aus generierten Υ–Zerfällen gezeigt. Die Anpassung einer Gausskurve an das Spektrum ergibt eine Zerfallsbreite für das Υ–Meson von 243MeV.[2] In Abbildung 6.4 ist eines der Ereignisse aus dem Bereich der Υ–Resonanz abgebildet, die invariante Masse des Myonpaares wurde rekonstruiert zu $M_{\mu\mu} \simeq 9.5$ GeV, beide Myonen werden sowohl im instrumentierten Eisen als auch im Kalorimeter identifiziert.

Von den 67 Ereignissen weisen 15 (22 %) nur ein im instrumentierten Eisen identifiziertes Myon auf, in diesen Fällen wurde das zweite Myon mit Hilfe des LAr–Kalorimeters nachgewiesen (vergleiche Abbildung 5.12). Der entsprechende Anteil in den simulierten und rekonstruierten Ereignissen beträgt 34 %. In vier Ereignissen ($\sim$ 6 %) wird in den Daten das gestreute Positron im Detektor nachgewiesen, d.h., es handelt sich nicht um Ereignisse der Photoproduktion. Eines dieser Ereignisse ist bereits gezeigt in Abbildung 5.6. Die wesentlichen kinematischen Größen dieser vier Ereignisse sind in Tabelle 6.1.(1–4)

---

[2] Dieser Wert ist wesentlich größer als der tatsächliche von $\Gamma_\Upsilon = 52.5\,\mathrm{keV}$ [PDG94]. Diese 'Verschmierung' ist durch die Auflösung des Detektors bedingt.

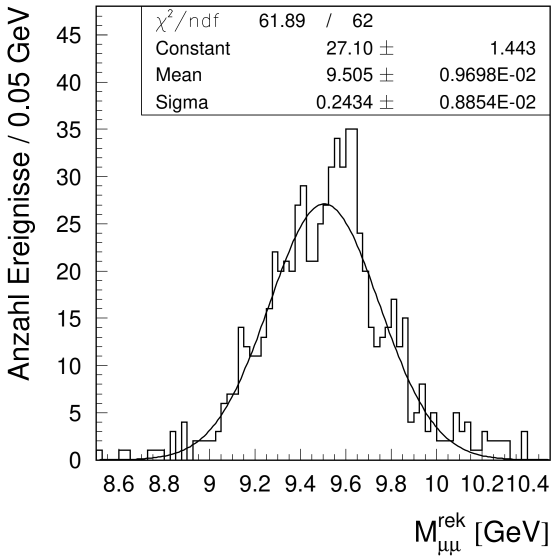


Abbildung 6.3: *Das Spektrum der rekonstruierten invarianten Masse der Myonpaare für mit einem diffraktiven Υ–Monte–Carlo generierte Ereignisse, die die vollständige Selektion passieren.*

angegeben. In den simulierten Ereignissen werden 36 Ereignisse (~ 11 %) selektiert, in denen das im Detektor nachgewiesene gestreute Positron zu sehen ist. Davon werden vier Positronen im LAr–Kalorimeter identifiziert, was einer Erwartung von weniger als 1.06 Ereignisse bei 95% Konfidenzniveau in den Daten entspricht. Die restlichen 32 Positronen werden mit Hilfe des BEMC rekonstruiert.

	Positronenergie [GeV]	**Polarwinkel** [°]	Q^2 [GeV^2]
1	23.1	108	886
2	13.4	167	18.4
3	14.5	136	227
4	22.5	172	11.7
5	15.5	152	99
6	24.8	152	163
7	17.1	152	107
8	30.8	116	951

Tabelle 6.1: *Ereignisse mit im Hauptdetektor identifiziertem Positron. Aufgelistet sind die drei rekonstruierten Größen des gestreuten Positrons, Energie, Q^2 und Polarwinkel θ. Die Zeilen 1 – 4 geben die Größen der in den Daten gefundenen Positronen wieder und die Zeilen 5 – 8 diejenigen in den Monte–Carlo–Ereignissen. Positronen Nr. 1 und 3 sowie 5 – 8 sind im LAr–Kalorimeter rekonstruiert worden.*

Mit den zwei im LAr–Kalorimeter identifizierten gestreuten Positronen werden also zuviel Ereignisse dieser Art in den Daten gefunden. Drei der vier in Monte–Carlo–Ereignissen selektierten gestreuten Positronen werden nicht so weit in den Zentralbereich des Detektors hinein gestreut wie in den beiden Daten–Ereignissen. Die wichtigen Größen dieser vier Ereignisse sind in Tabelle 6.1.(5–8) aufgeführt.

Myonpaare mit gleichgeladenen Myonen werden nur in den unelastischen Ereignissen ($N_{Teilchen} > 3$) rekonstruiert, die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter analysiert werden konnten. Gegenüber einer alternativen Selektion, in der ausschließlich Eisenmyonen analysiert wurden und als weitere maßgebliche Abweichung statt des Schnittes auf den Impuls des Teilchens ($p > 1\,\mathrm{GeV}$) ein härterer Schnitt auf den Transversalimpuls ($p_t \geq 2\,\mathrm{GeV}$) angewendet wurde, erreicht diese *weichere* Selektion einen Anstieg von 38 auf 67 Ereignisse nach sämtlichen Schnitten.

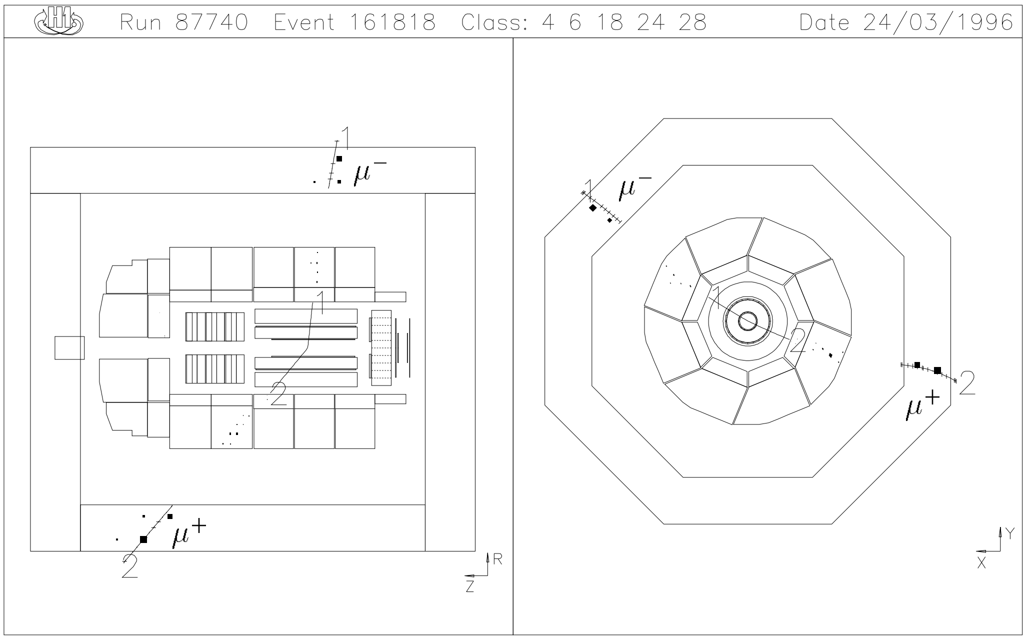


Abbildung 6.4: *Beispiel eines Myonpaares aus den Daten mit einer rekonstruierten invarianten Masse von $M_{\mu\mu} \simeq 9.5\,GeV$ im Bereich der Υ–Resonanz. Beide Myonen konnten über ihre Signatur im instrumentierten Eisen nachgewiesen werden und sie werden zusätzlich mit dem LAr–Kalorimeter als sehr gute Kalorimetermyonen erkannt.*

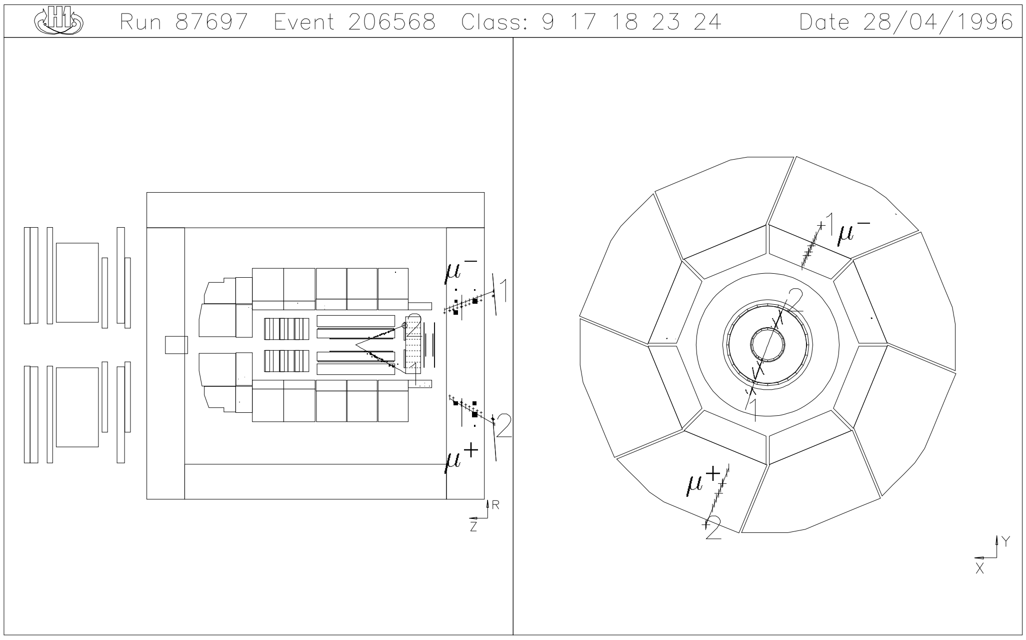


Abbildung 6.5: *Beispiel eines simulierten und rekonstruierten Myonpaares mit einer rekonstruierten invarianten Masse von* $M_{\mu\mu} \simeq 8.1\ GeV$ *.*

6.2 Wirkungsquerschnitt

6.2.1 Zwei–Photon–Prozeß

Es soll für den quasielastischen Prozeß $ep \rightarrow \mu\mu eX$, d.h. für Ereignisse, bei denen der hadronische Endzustand X keine nennenswerte Aktivität im Detektor erzeugt, der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden für eine invariante Masse des Myonpaares $M_{\mu\mu} \geq 5\,\mathrm{GeV}$ im Akzeptanzbereich $20° < \theta_\mu < 160°$. Aufgrund der Tatsache, daß die für die Analyse wesentlichen Größen gut mit den simulierten Ereignissen (LPAIR) übereinstimmen (siehe Abschnitt 6.1), werden die für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benötigten Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Schnitte auf diese Größen mit Hilfe der simulierten Ereignisse bestimmt. Lediglich die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Schnitt auf die Durchgangszeit durch das Spurkammersystem (T_0) wird aus den Daten bestimmt, da diese Größe nicht korrekt in den simulierten Ereignissen wiedergegeben wird.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für den T_0–Schnitt (ε_{T_0}) wird ermittelt mit Hilfe von Ereignissen, die ohne Anwendung dieses Schnittes die sonstige Selektion passieren. Mit einem schärferen Schnitt auf den Öffnungswinkel des Myonpaares ($\alpha_{\mu\mu} < 150°$) wird sichergestellt, daß keine Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung in dem Datensatz vorhanden sind. Auf die so verbleibenden 61 Ereignisse wird der T_0–Schnitt angewendet, den zwei dieser Ereignisse nicht erfüllen.

Die Wahrscheinlichkeiten für die Myonpaaridentifikation ($\varepsilon_{\mu\mu}$), also ein Myonpaar mit der verwendeten Selektion nachzuweisen, für das Passieren sämtlicher Analyseschnitte

Analyseschritte	ε
Myonpaaridentifikation	(58 ± 2) %
T_0–Schnitt	(97 ± 2) %
Myonpaaranalyse	(87 ± 1) %
Subtrigger	(63 ± 2) %

Tabelle 6.2: *Gezeigt sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten mit den zugehörigen statistischen Fehlern für die einzelnen Analyseschritte.*

($\varepsilon_{Analyse}$) sowie für die verwendeten Subtrigger ($\varepsilon_{Trigger}$), im Falle der selektierten Ereignisse Triggersignale zu liefern, werden mit den simulierten Ereignissen bestimmt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Kalorimetermyonen wird mit Hilfe der Daten überprüft, indem untersucht wird, wieviele der im instrumentierten Eisen identifizierten Myonen gleichzeitig auch im Kalorimeter rekonstruiert werden können. Aus den simulierten Ereignissen erhält man eine Nachweiswahrscheinlichkeit für Kalorimetermyonen von ${\varepsilon_K}^{MC} = (87 \pm 2)\,\%$, aus den Daten ergibt sich ein niedrigerer Wert: ${\varepsilon_K}^{D} = (72 \pm 6)\ \%$. Diese Überschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Kalorimetermyonen in den simulierten Ereignissen stimmt genau überein mit Ergebnissen von Untersuchungen in niedrigeren Impulsbereichen [H1C96.c]. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ${\varepsilon_K}^{MC}$ wird daher korrigiert auf den aus den Daten ermittelten Wert. Der systematische Fehler für die Identifikationswahrscheinlichkeit eines Myonpaares wird vorsichtig abgeschätzt zu 6 %.

Sämtliche Nachweiswahrscheinlichkeiten werden für den oben genannten Akzeptanz– und Massenbereich angegeben. In Tabelle 6.2 sind die einzelnen Wahrscheinlichkeiten mit ihren statistischen Fehlern aufgelistet. Migrationseffekte — Differenzen zwischen generierter und rekonstruierter Größe — in der invarianten Masse und im Polarwinkel wurden untersucht und als vernachlässigbar befunden (~ 1.5 % Effekt).

Die systematischen Fehler, die in der vorliegenden Analyse enthalten sind, werden, soweit die Bedingungen der einzelnen Schnitte ausreichend übereinstimmen, aus bereits veröffentlichten Analysen entnommen.

Die systematischen Fehler der Akzeptanz in θ und der Spurrekonstruktion sowie der Triggereffizienz werden aus [H1C96.c] übernommen, da sowohl Akzeptanzbereich als auch Spurrekonstruktion und verwendete Subtrigger relativ gut übereinstimmen. Der Fehler für die Myonrekonstruktion wird aus dem Vergleich von Daten–Ereignissen mit simulierten Ereignisse abgeschätzt.

Weiterhin werden aus eigenen Untersuchungen die systematischen Fehler der folgenden Größen bestimmt: Massenrekonstruktion, Akollinearitäts– und Multiplizitätsschnitt. Der Fehler der Massenbestimmung wird aus den Untersuchungen zu Migrationseffekten abgeleitet. Der Akollinearitätsschnitt wurde um jeweils 2° nach oben und unten variiert (bei einer geschätzten Winkelauflösung von etwa 1°). Die Migration von Ereignissen, die bei dieser Verschiebung der Schnittgrenze auftritt, ergibt sich dabei zu ± 2.7 %. Aus der Verteilung der Teilchenmultiplizität pro Ereignis (Abbildung 5.5), ist zu erkennen, daß die Möglichkeit, ein Zweiteilchen–Ereignis als Dreiteilchen–Ereignis fehlzurekonstruieren (oder umgekehrt), nur sehr gering ist, da im Verhältnis zu den Zweiteilchen–Ereignissen sehr wenige Ereignisse mit nur einem oder zwei zusätzlichen Teilchen gefunden werden. Diese Beobachtung wird durch visuelle Durchsicht der Ereignisse bestätigt.

Als Wert des systematischen Fehlers der Luminositätsmessung wird der vorsichtig abgeschätzte Wert aus [H1C96.a] übernommen.

	$\gamma\gamma$	Υ
Akzeptanz	–	4 % *
Spurrekonstruktion (pro Spur)	3 % *	
Myonrekonstruktion (pro Myonpaar)	6 % ‡	
Massenrekonstruktion	1.5 % ‡	
Akollinearitätsschnitt	2.7 % ‡	
Multiplizitätsschnitt	3 % ‡	
Luminosität	2 % †	
Trigger	9 % *	

Tabelle 6.3: *Aufgelistet sind die systematischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeiten für die einzelnen Analyseschritte. Dabei stehen $\gamma\gamma$ für die Zwei–Photon–Prozesse und Υ für die Ereignisse, in denen ein Υ–Meson in ein Myonpaar zerfällt.*

---

* *Entnommen aus [H1C96.c].*

† *Entnommen aus [H1C96.a].*

‡ *Aus eigenen Untersuchungen abgeschätzt.*

Von den $N_{ges} = 67$ selektierten Ereignissen werden $N_\Upsilon = 6.4 \pm 3.6$ Ereignisse abgeschätzt, in denen die Myonpaare aus dem Zerfall eines Υ–Mesons stammen (siehe Abschnitt 6.2.2). Der statistische Fehler der verbleibenden multiperipheren Ereignisse ($N_{\gamma\gamma} = N_{ges} - N_\Upsilon = 60.6$) ergibt sich dann zu $\Delta N_{\gamma\gamma} = 8.94$.

Berechnet wird der Wirkungsquerschnitt über folgende Formel, in der $N_{\gamma\gamma}$ die Anzahl der angenommenen Myonpaarereignisse aus multiperipheren Prozessen ist, die ε_i die in Tabelle 6.2 aufgelisteten Nachweiswahrscheinlichkeiten sind und $\int \mathcal{L}\, dt = 2.319\, pb^{-1}$ die zur Verfügung stehende integrierte Luminosität bedeutet:

$$\sigma_{ep\rightarrow\mu\mu eX}(M_{\mu\mu} \geq 5\text{ GeV}, 20^\circ < \theta_\mu < 160^\circ) = \frac{N_{\gamma\gamma}}{\varepsilon_{T_0} \cdot \varepsilon_{\mu\mu} \cdot \varepsilon_{Analyse} \cdot \varepsilon_{Trigger} \cdot \int \mathcal{L}\, dt}$$

Setzt man sämtliche Größen in diese Formel ein, so erhält man einen Wirkungsquerschnitt für die Produktion quasielastischer Myonpaare mit einer invarianten Masse von $M_{\mu\mu} \geq 5$ GeV in einem Akzeptanzbereich von $20^\circ < \theta_\mu < 160^\circ$ von

$$\sigma_{ep\rightarrow\mu\mu eX}(M_{\mu\mu} \geq 5\text{ GeV}, 20^\circ < \theta_\mu < 160^\circ) = (85 \pm 13 \pm 11)\text{ pb}$$

Der aus Modellrechnungen (LPAIR) erhaltene Wert für diesen Wirkungsquerschnitt liegt mit $\sigma \simeq 53\,pb$ etwa anderthalb Standardabweichungen niedriger als der gemessene Wert. Die Annahme, kein weiterer Prozeß trage wesentlich zur Produktion von Myonpaaren mit hoher invarianter Masse bei, wird dadurch zwar nicht widerlegt, jedoch müßte sie bei größerer zur Verfügung stehender Statistik weiter überprüft werden.

6.2.2 Υ–Meson–Zerfall

Die Anzahl der in den Daten gefundenen Kandidaten für den Prozeß $ep \to \Upsilon ep \to \mu\mu eX$ wird aus dem Massenspektrum abgeschätzt. Zu diesem Zweck wird folgende Funktion, die Υ–Signal und 'Zwei–Photon–Untergrund' getrennt voneinander beschreibt, an das Spektrum der invarianten Masse angepaßt (siehe Abbildung 6.6):

$$f(M_{\mu\mu}) = B \cdot \left[\frac{P1}{(\frac{M_{\mu\mu}}{9})^{2.3}} + \frac{P2}{P4 \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\,(-\frac{(M_{\mu\mu} - P3)^2}{2 \cdot P4^2}) \right] ,$$

dabei bedeuten B die Breite der *bins* des Massenspektrums, $P1$ die Höhe des Untergrundes bei 9GeV, also etwa in der Mitte des Massenspektrums, $P2$ die Anzahl der Υ–Ereignisse im Signalbereich, $P3$ die ermittelte Masse des Υ–Mesons und $P4$ dessen Zerfallsbreite. Den Exponenten 2.3, mit dem der Abfall des Untergrundes abgeschätzt wird, erhält man, wenn man eine Anpassung ausschließlich an den Untergrund, also mit dem ersten Summanden der Funktion vornimmt. In Abbildung 6.6.a werden alle vier Parameter für die Anpassung freigelassen, in Abbildung 6.6.b werden die Υ–Masse mit $P3 = 9.46$ [PDG94] und die Υ–Zerfallsbreite mit $P4 = 0.35$ festgesetzt und lediglich die Parameter $P1$ und $P2$ variiert. Der Wert für den Parameter $P4$ wird dabei um einen Faktor 1.4 größer als die aus dem Monte–Carlo bestimmte Zerfallsbreite gewählt (siehe Abbildung 6.3).

Die Werte, die das Anpassungsprogramm für die Parameter berechnet, sind in Abbildung 6.6 zusammen mit ihren statistischen Fehlern aufgelistet. Die Stabilität dieser Anpassung in Abhängigkeit von unterschiedlicher Wahl der *bins* des Massenspektrums ist untersucht worden (zwei Beispiele hierfür sind in Abbildung 6.6.a und 6.6.b gezeigt). An der Konstanz des Anpassungsparameters $P1$, der die Höhe des 'Zwei–Photon–Untergrundes' im Signalbereich wiedergibt, und des Parameters $P2$, der die Anzahl der 'Υ–Ereignisse' anzeigt, kann die Invarianz gegenüber unterschiedlicher Auflösung des Massenspektrums abgelesen werden. Somit ist davon auszugehen, daß die Anzahl der Υ–Ereignisse, wie sie sich aus der Anpassung ergibt, ein sinnvoller Wert ist. Der gefundene maximale Wert für die Anzahl der Υ–Mesonen ($P2$), der aus Abbildung 6.6.b abzulesen ist, wird zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benutzt, da letztendlich eine obere Schranke für denselben angegeben werden soll. Die sehr feine Einteilung des Histogramms wird deshalb gewählt, weil die Breite des Υ–Signals sich aus der ersten Anpassung in Abbildung 6.6.a zu $\Gamma_\Upsilon = 0.25\,\mathrm{GeV}$ ergibt.

Analog zum Zwei–Photon–Prozeß kann nun der Wirkungsquerschnitt für Υ–Produktion im gesamten Polarwinkelbereich bestimmt werden. Die Messung in dem zugänglichen

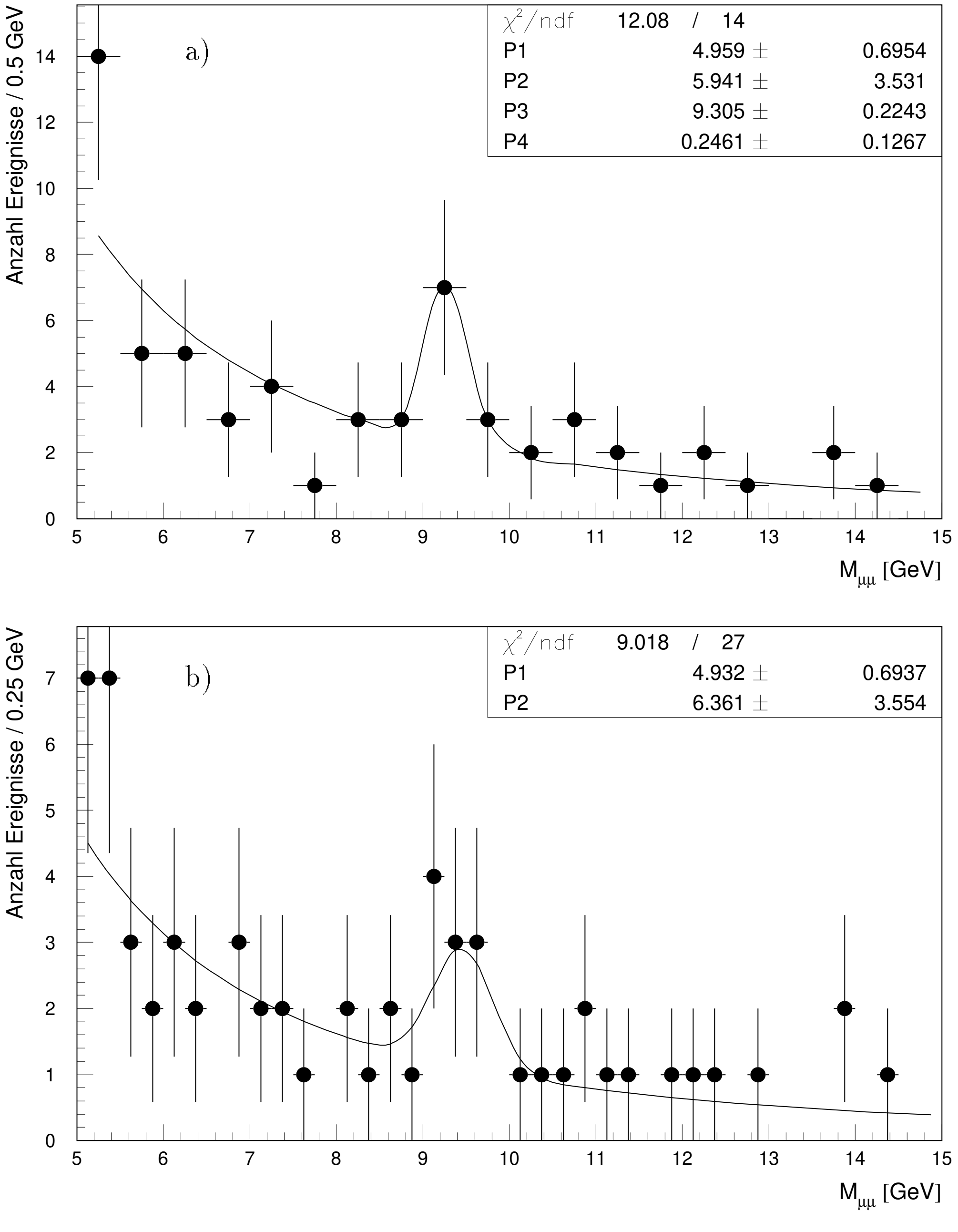


Abbildung 6.6: *Anpassung an das Spektrum der invarianten Masse mit Hilfe einer Gausskurve in dem Bereich der* Υ*–Resonanz und einer mit* $1/M^{2.3}$ *verlaufenden Kurve für den 'Zwei–Photon–Untergrund'. a) Alle Parameter wurden frei gelassen; die Datenpunkte umfassen jeweils* 0.5 *GeV des Massenspektrums. b)* M_Υ *und* Γ_Υ *wurden festgesetzt, wobei für* M_Υ *der Wert aus [PDG94] genommen wurde.* Γ_Υ *ergibt sich ebenso wie die Einteilung des Massenspektrums aus der Anpassung in Abbildung a. Somit ergibt ergibt sich eine maximale Anzahl von* Υ*–Ereignissen von* $N_\Upsilon{}^{max} = 6.4 \pm 3.6$*. Die Datenpunkte umfassen jeweils* 0.25 *GeV des Massenspektrums.*

Analyseschritte	ε
Akzeptanz	(55 ± 1) %
Myonpaaridentifikation	(70 ± 1) %
T_0–Schnitt	(97 ± 2) %
Myonpaaranalyse	(88 ± 1) %
Subtrigger	(84 ± 1) %

Tabelle 6.4: *Gezeigt sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten mit den zugehörigen statistischen Fehlern für die einzelnen Analyseschritte, wie sie sich aus Monte–Carlo–Ereignissen zur diffraktiven Υ–Produktion ergeben.*

Akzeptanzbereich wird mit Hilfe des Faktors α_θ, der aus Monte–Carlo–Studien bestimmt wird, auf den gesamten θ–Bereich extrapoliert:

$$\sigma_{ep\to\Upsilon ep\to\mu\mu eX} = \frac{N_\Upsilon}{\alpha_\theta \cdot \varepsilon_{T_0} \cdot \varepsilon_{\mu\mu} \cdot \varepsilon_{Analyse} \cdot \varepsilon_{Trigger} \cdot \int \mathcal{L}\, dt} = (10 \ \pm\ 5.6 \ \pm\ 1.4)\,\mathrm{pb}\,.$$

Die systematischen Fehler sind die in Tabelle 6.3 aufgelisteten. Berücksichtigt man das Verzweigungsverhältnis von $\Upsilon \to \mu\mu$ von $(2.48 \pm 0.07)\%$ [PDG94], so erhält man den Wirkungsquerschnitt für $ep \to \Upsilon eX$:

$$\sigma_{ep\to\Upsilon eX} = (400 \ \pm\ 230 \ \pm\ 60)\,\mathrm{pb}\,.$$

Faßt man statistischen und systematischen Fehler zu einem Gesamtfehler zusammen, so kann eine obere Schranke für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ep\to\Upsilon eX}$ angegeben werden:

$$\sigma_{ep\to\Upsilon eX} \ < \ 0.88\,\mathrm{nb} \qquad\qquad (95\ \%\ \text{Konfidenzniveau})\,.$$

Dieser Wirkungsquerschnitt ist für den gesamten $W_{\gamma p}$–Bereich (oberhalb von $W_{\gamma p} \simeq 11$ GeV) gültig. Bei hohem Q^2 wird der Wirkungsquerschnitt im wesentlichen bestimmt durch die Ladung der Quarks, aus denen das Vektormeson zusammengesetzt ist (vergleiche [H1C96.a]). Es wird ein Verhältnis von $\sigma(\Upsilon) : \sigma(J/\psi) = (1/3)^2 : (2/3)^2$ erwartet. Je nach angenommener Q^2–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts werden im Rahmen des VDM–Modells Werte zwischen $\sigma_{ep\to\Upsilon eX} \simeq 40\ pb$ und $\sigma_{ep\to\Upsilon eX} \simeq 390\ pb$ erwartet. Zum Vergleich sei der entsprechende J/ψ–Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ep\to J/\psi eX} = 27.5$ nb angegeben. Der gemessene Wert des rein elastischen Wirkungsquerschnitts für den Bereich 30 GeV $< W_{\gamma p} <$ 150 GeV liegt bei $\sigma_{ep\to J/\psi ep} = 12.25$ nb [H1C96.c].

6.3 Unelastische Ereignisse

Im Rahmen dieser Arbeit sind ausschließlich die quasielastischen Ereignisse untersucht worden. Für die unelastischen (Ereignisse, in denen mehr als zwei[3] Teilchen mit dem De-

---

[3] Im Falle, daß das gestreute Positron in den Detektor gelangt, sind es mehr als drei Teilchen.

tektor registriert werden) ist lediglich eines dieser Ereignisse in Abbildung 6.8 dargestellt; Abbildung 6.7 zeigt den Verlauf des Spektrums der invarianten Masse für die selektierten unelastischen Ereignisse.

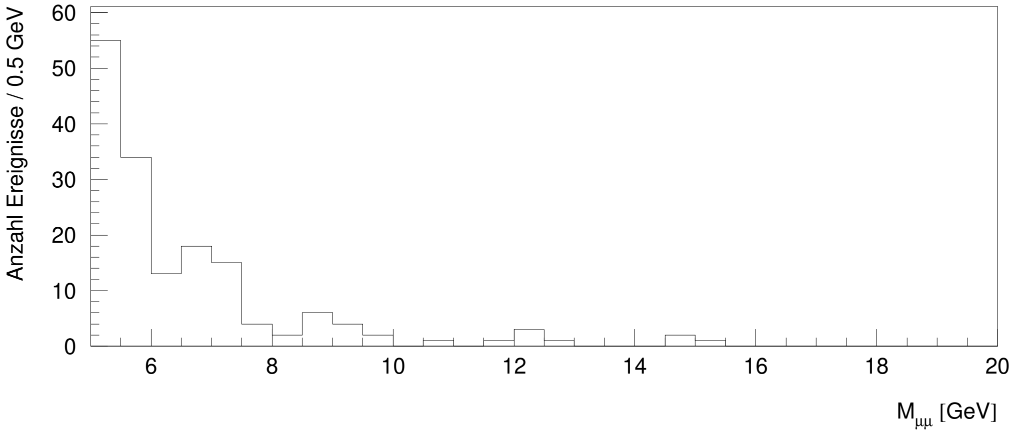


Abbildung 6.7: *Das Spektrum der invarianten Masse der unelastischen Ereignisse, die in dieser Arbeit nicht näher untersucht wurden.*

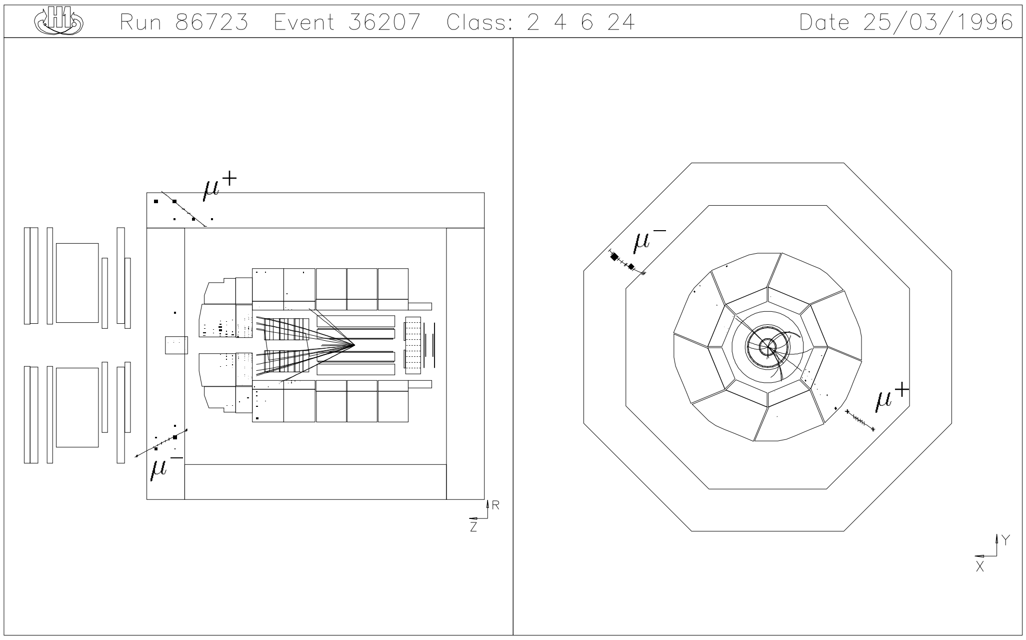


Abbildung 6.8: *Beispiel eines unelastisch erzeugten Myonpaares mit einer rekonstruierten invarianten Masse von* $M_{\mu\mu} \simeq 5.2$ *GeV.*

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Myonpaare mit einer invarianten Masse größer als 5 GeV untersucht. Es hat sich als wichtig herausgestellt, auch das LAr–Kalorimeter für die Myonidentifikation heranzuziehen, da selbst solch in der Regel hochenergetische Myonen, wie die hier selektierten, zum Teil nicht vom instrumentierten Eisen erkannt werden; die Information des LAr–Kalorimeters kann dann herangezogen werden, um diese Ereignisse nicht zu verlieren.

Die Verteilungen der wichtigsten physikalischen Größen der gefundenen 67 Ereignisse werden im Rahmen der statistischen Fehler gut von dem Monte–Carlo–Generator LPAIR beschrieben, es wurden jedoch in den Daten mehr Ereignisse selektiert, als von LPAIR vorhergesagt werden (39).

Mit Hilfe einer Funktion, die den Anteil an Myonpaaren aus Zwei–Photon–Prozessen und denjenigen aus Υ–Meson–Zerfällen an dem Massenspektrum getrennt beschreibt, wurde der Beitrag dieser beiden Anteile zu der selektierten Ereignisanzahl abgeschätzt. Die Anzahl der Myonpaare aus Υ–Zerfällen wurde auf diese Weise geschätzt auf 6.4, diejenige aus Zwei–Photon–Prozessen ergibt sich zu 60.6.

Mit diesen Ereignisanzahlen und den Nachweiswahrscheinlichkeiten, die zum größten Teil aus Monte–Carlo–Studien ermittelt worden sind, konnte für die quasielastische Myonpaarproduktion über QED–Prozesse der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden; für die Produktion von Υ–Mesonen in ep–Streuung wird aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Statistik lediglich eine obere Schranke angegeben:

$$\begin{aligned}
\sigma_{ep\to\mu\mu eX} \quad & (M_{\mu\mu} \geq 5\,\mathrm{GeV}, 20^\circ < \theta_\mu < 160^\circ) \; = \; (85 \,\pm\, 13 \,\pm\, 11)\,\mathrm{pb}\,, \\
\sigma_{ep\to\Upsilon eX} \quad & < \; 0.88\,\mathrm{nb} \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad (95\,\%\ \text{Konfidenzniveau})\,.
\end{aligned}$$

Dabei ist der Wert für die Υ–Meson–Produktion gültig für einen $W_{\gamma p}$–Bereich oberhalb von $W_{\gamma p} = 11.4$ GeV. Der im Rahmen des VDM–Modells erwartete Wert liegt zwischen $\sigma_{ep\to\Upsilon eX} \simeq 40\ pb$ und $\sigma_{ep\to\Upsilon eX} \simeq 390\ pb$. Zum Vergleich sei der entsprechende J/ψ–Wirkungsquerschnitt angegeben: $\sigma_{ep\to J/\psi eX} = 27.5\,\mathrm{nb}$. Der gemessene Wert des rein elastischen Wirkungsquerschnitts für den Bereich 30 GeV $< W_{\gamma p} <$ 150 GeV liegt bei $\sigma_{ep\rightarrow J/\psi ep} = 12.25\,\mathrm{nb}$ [H1C96.c].

Der wesentliche Beitrag an dem großen Gesamtfehler ist die sehr geringe Statistik. Eine Erhöhung der Statistik ist besonders wichtig für die Verbesserung der Messung des Υ–Wirkungsquerschnitts. Aber auch zur QED–Produktion von Myonpaaren mit hoher invarianter Masse können bei höherer Luminosität noch weitere Aussagen getroffen werden. Es ist zu untersuchen, ob die quantitative Differenz zwischen Daten und Monte–Carlo–Generator LPAIR, die in dieser Arbeit gemessen wurde, auch bei höherer Statistik signifikant ist, in diesem Fall müßte ein anderer Generator, der weitere QED–Prozesse (neben dem dominierenden multiperipheren Zwei–Photon–Prozeß) berücksichtigt, hinzugezogen werden.

Der Vergleich mit den Ergebnissen einer ähnlichen Analyse, die Elektronpaare statt der hier untersuchten Myonpaare selektiert, zeigt, daß oberhalb von $M = 20\,\mathrm{GeV}$ mehr Elektronpaare als Myonpaare gefunden werden [Sch96]: $N_{ee}/N_{\mu\mu} = 6/2$.

Die unelastischen Ereignisse sind nicht weiter untersucht worden. Ihre Analyse wäre interessant, da bei der Photon–Gluon–Fusion, die den maßgeblichen Anteil an unelastischen Ereignissen stellt, ein $b\bar{b}$–Paar (oder $c\bar{c}$–Paar) erzeugt wird. Die Quarks können zum einen einzeln in Myonen (und Neutrinos) zerfallen, was ein kontinuierliches Massenspektrum zur Folge hat, andererseits kann aber auch das $b\bar{b}$–Paar ein Υ–Meson erzeugen, das anschließend in ein Myonpaar zerfällt. Die Masse des b–Quarks ist hoch, so daß dieser Prozeß gut in perturbativer QCD berechenbar ist, und die Gluondichte im Proton besser als in der J/ψ–Analyse bestimmt werden kann.

Soll jedoch die quasielastische diffraktive Υ–Produktion genauer gemessen werden, so müßte zur Erhöhung der Statistik neben den hier selektierten Myonpaaren auch der Zerfallskanal $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$ untersucht werden.

Literaturverzeichnis

[Art91] N. Arteaga–Romero, C. Carimalo & P. Kessler
High–p_T lepton pair production at ep colliders: comparison between various production mechanisms
Z.Phys. C – Particles and Fields **52** (1991), 289–295

[Buc91] W. Buchmüller & G. Ingelman (eds.)
Physics at HERA. Proceedings of the Workshop. Hamburg, October 29-30, 1991.
Hamburg (DESY)

[Due94] Olaf Dünger
Untersuchung der Myonpaar–Erzeugung durch Photon–Photon–Kollision am e–p–Speicherring HERA
Dissertation, Hamburg (1994)
interner DESY Report F11/F22-94-01

[H1C93.a] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.
The H1 Liquid Argon Calorimeter System
Nucl. Instr. Meth. **A 336** (1993), 460–498

[H1C93.b] H1 Collaboration, I. Abt et al.
The H1 Detector at HERA
DESY Report 93-103 (Juli 1993)

[H1C94] H1 Collaboration, I. Abt et al.
The H1 Detector at HERA
überarbeitete Version von [H1C93](Juli 1994)

[H1C96.a] H1 Collaboration, S. Aid et al.
Elastic Electroproduction of ρ and J/ψ Mesons at Large Q^2 at HERA
DESY Report 96-023 (Februar 1996)

[H1C96.b] H1 Collaboration, S. Aid et al.
A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA
DESY Report 96-039 (März 1996)

[H1C96.c] H1 Collaboration, S. Aid et al.
Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA
DESY Report 96-037 (März 1996)

[H1I94] Statistics of the collected luminosity and related parameters for e^+p-collisions 1994.
http://dice2.desy.de/~f11lev/luminosity/ summary_tables/lt.1994.pos
H1 Information

[Kle96] C. Kleinwort
Persönliche Mitteilung (1996)

[Kre94] J. Krepke
Untersuchungen zur Ortsbestimmung von Spuren im H1–Myon–Detektor mit Hilfe der kalorimetrischen Informationen
Diplomarbeit, Hamburg (1994), H1–Note H1-03/94-348

[Kru94] U.–P. Krüger
Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1–Detektor bei HERA
Dissertation, Hamburg (1994)

[Mey95] A. Meyer
Nachweis von Myonen unter kleinem Polarwinkel im H1–Detektor bei HERA
Diplomarbeit, Hamburg (1995), H1–Note H1-10/94-395

[Owe77] J. F. Owens & E. Reya
Hadronic Υ production, parton distributions, and quantum chromodynamics
Phys. Rev. **D 17** (1977) No 11, 3003 - 3009

[PDG92] Partical Data Group, K. Hikasa et al.
Review of Particle Properties
Phys. Rev. **D 45** (1992) No 11, Part II, 1 - 584

[PDG94] Particle Data Group, L. Montanet et al.
Review of Particle Properties
Phys. Rev. **D 50** (1994) No 3, Part I, 1173

[Sch93.a] S. Schiek
Untersuchungen zur Spurverbindung zwischen dem H1–Myon–System und den inneren Spurkammern
Diplomarbeit, Hamburg (1993), H1–Note H1-01/94-339

[Sch93.b] G. Schmidt
Nachweis von Myonen im H1–Detektor
Diplomarbeit, Hamburg (1993), H1–Note H1-02/94-341

[Sch96] A. Schöning
Persönliche Mitteilung (1996)

Danksagung

Ich möchte mich bei Frau Prof. Naroska für die interessante Aufgabenstellung und die aufmerksame Betreuung während der Durchführung bedanken. Herrn Prof. Büßer danke ich für die Übernahme des Gutachtens.

Allen Mitgliedern der H1–Myongruppe danke ich für die stetige Bereitschaft, Fragen und Probleme zu diskutieren. Mein besonderer Dank gilt Benno, der mir in vielen Situationen zu einem besseren Verständnis der Physik und der Methodik bei H1 verholfen hat.

Für das Korrekturlesen und besonders für eine sehr abwechslungsreiche Studienzeit danke ich Christian.

Außerdem danke ich meinen Eltern, ohne deren Unterstützung das Studium wesentlich länger und mühsamer geworden wäre.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Hilfsmittel und Quellen selbständig angefertigt zu haben.

Hamburg, den