Untersuchung der Compton-Streuung bei Elektron–Proton Reaktionen bei HERA

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

'In sciences You are always first — You'll have to find Your own way.'

Vladimir Shekelyan.

Diese Arbeit soll im wesentlichen dazu dienen die Messung des elastischen Wirkungsquerschnittes der in Photoproduktion erzeugten J/ψ für sehr große Werte von $W_{\gamma p}$ zu ermöglichen bzw. verbessern.

Dieser Prozess wird bei H1 anhand des elektromagnetischen Zerfallskanals des J/ψ

$$\begin{aligned} e^+ + p &\longrightarrow e^+ + X + J/\psi(\longrightarrow e^+ + e^-) \\ &\frac{\Gamma_{e^+e^-}}{\Gamma_{total}} = 0.06 \end{aligned} \tag{0.1}$$

untersucht. Dies ist notwendig, da für die spezielle kinematische Region großer $W_{\gamma p}$ eine Analyse anhand des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ mit dem H1 Detektor nicht möglich ist.

Ziel meiner Arbeit war den Untergrund in den gemessenen J/ψ Daten mit Hilfe von Computersimulationen qualitativ und quantitativ zu beschreiben.

Kapitel 1

Beschleuniger und Experiment

1.1 Die Beschleuniger bei DESY

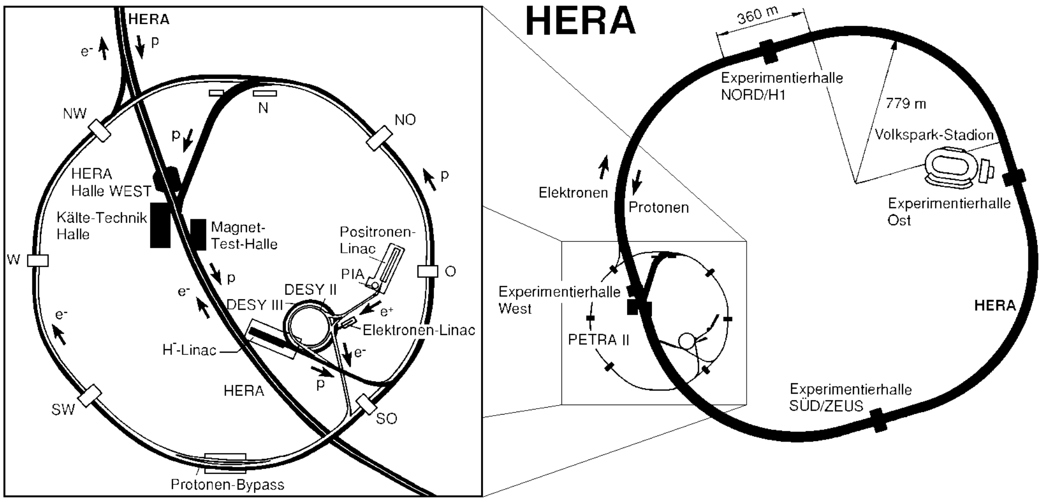

Abbildung 1.1: HERA (rechts) und die Vorbeschleuniger (links).

HERA — Hadron Elektron Ring Anlage — ist ein Lepton-Hadron Speicherring, der in zwei Wechselwirkungszonen Positron- und Protonstrahlen, bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx 300\,GeV$, zur Kollision bringt.

Die älteren Beschleuniger des DESY — bei der Stiftung Deutsches Elektronen Synchrotron werden seit über 30 Jahren Hochenergiephysik Experimente betrieben — dienen als Vorbeschleuniger für HERA. Beide Teilchensorten durchlaufen dabei fast den selben Weg. Zuerst werden Protonen bzw. Positronen mit Linearbeschleunigern auf Injektionsenergie für die Kreisbeschleuniger DESY II und DESY III gebracht. Diese beschleunigen jeweils ein Teilchenbündel („bunch“), bis es an den Speichering PETRA II weitergereicht wird. PETRA II sammelt bis zu 70 Bündel (beschleunigt sie nochmals) und füllt diese dann in den entsprechenden HERA-Ring ein. Sind alle Protonenbündel (max. 210, derzeit ca. 190) gefüllt, werden sie auf $820\,GeV$ beschleunigt. Anschließend werden die Positronenbündel (genausoviele wie Protonbündel) eingefüllt und auf $27.5\,GeV$ beschleunigt.

Die aus einzelnen Teilchenbündeln bestehenden Strahlen werden dann synchronisiert, sodaß die Proton- und Positronbündel in den Wechselwirkungszonen kollidieren. Man spricht hier auch von „bunchcross“ (**BC**), weil sich die Strahlen sozusagen kreuzen. Bei 210 Teilchenbündeln (je Strahl) kommt es alle $96\,ns$ zu einem bunchcross.

Aus technischen Gründen haben die Protonbündel eine Struktur: jedes Bündel ist ca. $1.4\,ns$ breit und jeweils $5\,ns$ vor und hinter dem eigentlichen Bündel befinden sich kleine „Sattelitenbündel“ („sattelite bunch“). Um den Einfluß von Reaktionen zwischen Strahlteilchen und Restgas (oder dem Strahlrohr) auf das Experiment besser bestimmen zu können, werden den Teilchenstrahlen sog. Führungsbündel („pilot bunches“) hinzugefügt. Diese haben keinen Gegenpart im anderen Teilchenstrahl, erzeugen also nur Untergrund-Ereignisse.

Der Speicherring HERA ermöglicht Lepton–Proton-Streuexperimente in völlig neuen kinematischen Bereichen. Im Vergleich zu den dafür bisher verwendeten Fixed-Target-Experimenten wurde Q^2 — das Quadrat des Viererimpulsübertrages — um gut zwei Größenordnungen verbessert. Aufgrund der Kinematik ist es möglich Reaktionen des Schwachen Neutralen und Geladenen Stroms bei hohem Q^2 anhand des hadronischen Endzustandes zu untersuchen, und die immense Rate an quasi reellen Photoproduktionsereignissen gestattet es seltene oder verbotene Zerfälle von Mesonen zu beobachten. Ein weiterer Schwerpunkt ist die Messung der Protonstrukturfunktion $F_2^p(x, Q^2)$ über einen großen kinematischen Bereich.

1.2 Das H1-Experiment

H1 ist ein Experimenten das um die nördliche Wechselwirkungszone des Elektron Proton Speicherringes HERA (s.Abb 1.1) gebaut wurde. Um die HERA-Physik möglichst gut zu messen wurden drei wichtige Konzepte für den H1-Detektor verwirklicht:

- H1 ist ein hermetischer Detektor. Mit Ausnahme des Strahlrohrs ist die Wechselwirkungszone rundum instrumentiert. Das ermöglicht zum Beispiel fehlende Energie oder transversalen Impuls zu messen — wichtig um z.B. ν_e bei Reaktionen des Schwachen Geladenen Stroms zu identifizieren.

- Die Energiekalibration ist stabil und genau. Notwendig ist dies für langzeit Messungen von Reaktionen mit großem Q^2, da hier nur sehr niedrige

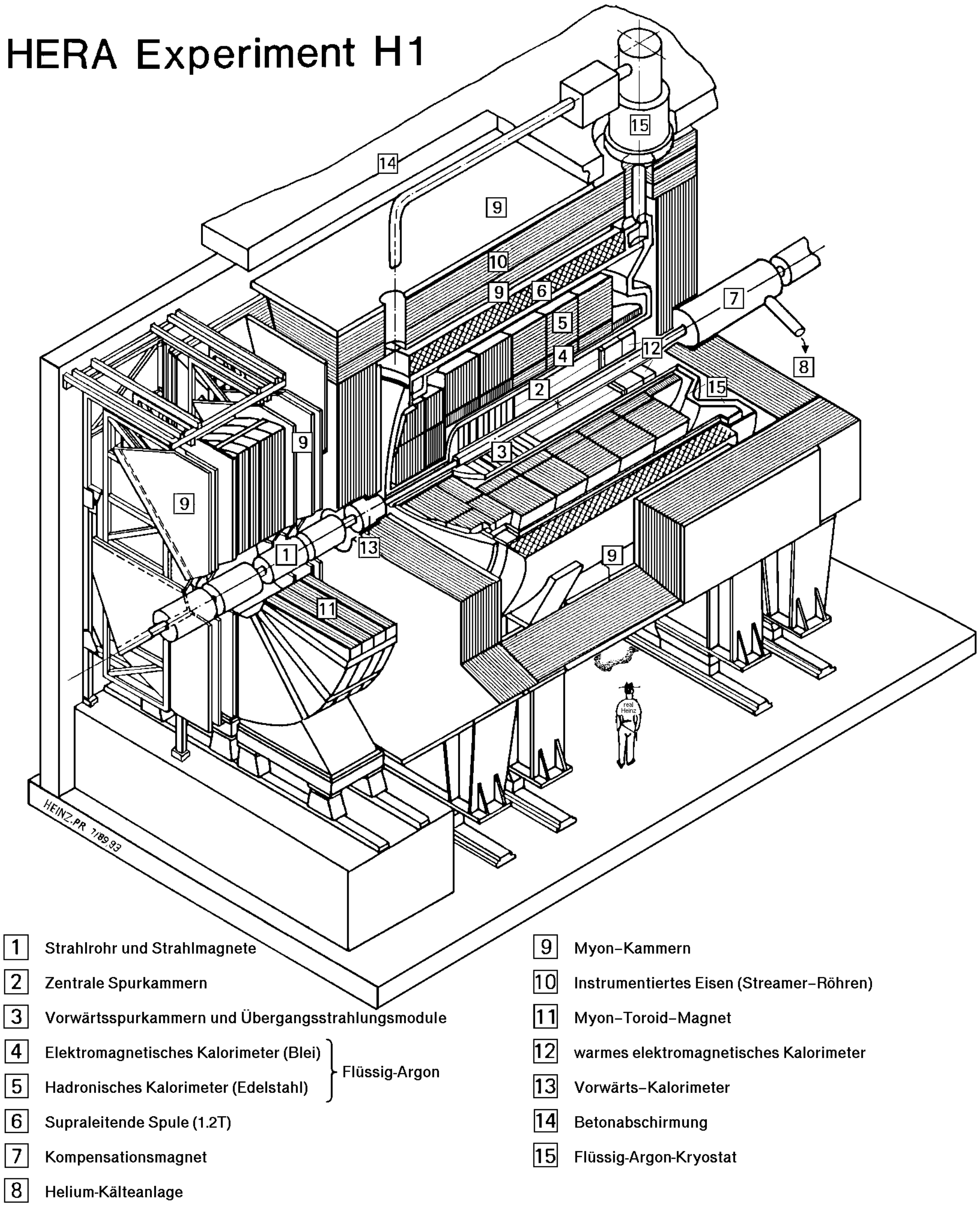

Abbildung 1.2: Aufriß des H1-Detektors.

Ereignisraten auftreten. Hohe Genauigkeit ist für die Messung von differentiellen Wirkungsquerschnitten wichtig. (Zum Beispiel werden Fehler bei der Messung von y in etwa mit dem Faktor y^{-1} verstärkt. Vergleiche dazu Abschnitt 2.2.)

- Gute Leptonidentifikation und Messung. (Zum Beispiel um Elektronen von Pionen zu unterscheiden.) Eine exakte Messung des gestreuten Elektrons ermöglicht zudem die beste Rekonstruktion der Kinematik. Für die Untersuchung von seltenen Zerfällen (z.B. $D^0 \longrightarrow \mu^+\mu^-$ oder e^+e^-) ist eine gute Leptonmessung unabdingbar.

Um die Elektronidentifikation zu optimieren wurde das Magnetsystem außen um das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter herumgebaut. Dadurch wird das tote Material vor dem Kalorimeter verringert. Der Magnet erzeugt im Bereich der zentralen Spurkammern ein weitgehend homogenes Feld von $1.15\,T$. Weiterhin entschied man sich für ein Flüssig-Argon Kalorimeter. Dieses erlaubt aufgrund der hohen Granularität sehr effizient zwischen Elektronen und Pionen zu unterscheiden. Das Flüssig-Argon Kalorimeter erfüllt außerdem die Kriterien einer einfachen, genauen und vor allem stabilen Energiekalibration, und sein hermetischer Aufbau gestattet Energieflüße und fehlende Energie zu bestimmen. Auf der Außenseite wird das Flüssig-Argon durch ein instrumentiertes Eisenjoch unterstützt, das neben der Rückführung des magnetischen Flusses auch der Myonerkennung dient. Innerhalb des Kalorimeters befindet sich ein hochauflösendes Spurerkennungssytem.

Für die möglichst genaue Messung des gestreuten Elektrons befindet sich im rückwärtigen Teil des Detektors zudem ein Bleiszintilations Kalorimeter (SpaCal).

Der Aufbau des Detektors trägt weiterhin der Assymetrie der Strahlenergie Rechnung, indem der vordere Teil bei weitem massiver und stärker instrumentiert ist.

1.2.1 H1-Koordinatensystem

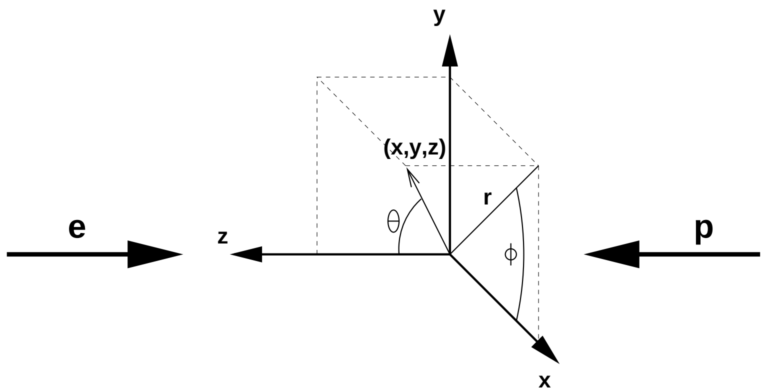

Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des H1-Koordinatensystems.

Das H1-Koordinatensystem (Abb. 1.3) ist als Rechtssystem definiert. Die x-Achse zeigt zum Zentrum des HERA-Ringes, die y-Achse zeigt senkrecht nach oben und die z-Achse in die Flugrichtung des Protonenstrahls. Als Nullpunkt dieses Koordinatensystems dient der nominelle Wechselwirkungspunkt.

Der Polarwinkel θ wird von der z-Achse zum Ortsvektor gemessen, der Azimutalwinkel ϕ von der y-Achse zu dessen Projektion in die xy-Ebene. r ist die Länge der Projektion.

In der Sprache von H1 bedeutet „flußabwärts" („downstream"), daß etwas bei größerer z-Koordinate ist, „flußaufwärts" („upstream") entsprechend bei kleinerer z-Koordinate. Das entspricht dem Bild, daß der Protonstrahl ein Fluß ist, der durch das Experiment fließt. „Vorne" im Detektor ist downstream vom Wechselwirkungspunkt, „hinten" entsprechend upstream davon. Als zentraler Bereich wird in etwa die θ-Region von 30° bis 150° bezeichnet — bzw. der z-Bereich von ca. $+1\,m$ bis $-1\,m$.

Die xy-Ebene wird als $r\phi$-Ebene bezeichnet, da sowohl x als auch y Namen von kinematischen Variablen sind. Man kann so Verwechslungen vorbeugen: Ereignisse in einer kinematischen xy-Projektion darzustellen ist genauso sinnvoll wie eine räumliche xy-Projektion.

1.2.2 Spurerkennung

Die Asymmetrie in den Strahlenergien bedingt, daß sich viele Teilchen unter kleinen Winkeln θ von der Wechselwirkungszone entfernen. Für eine möglichst gute Spurerkennung über den ganzen Winkelbereich, wurde das Spurerkennungssystem (Tracking) in zwei unabhängigen Geräten realisiert, die auf ihre jeweilige θ-Akzeptanz optimiert wurden: die zentralen und vorderen Spurkammern. Diese bestehen wiederum aus verschiedenen Subdetektoren. Für die Rückwärtsrichtung befindet sich direkt vor dem SpaCal eine Driftkammer (BDC), die dessen Ortsauflösung verbessern soll.

zentrale Jet-Kammern (CJC1/CJC2): Den größten Teil der zentralen Spurkammer nehmen zwei große konzentrische Driftkammern (**CJC1** und **CJC2**) ein. Die Drähte der Driftkammern sind parallel zur z-Achse gespannt und die einzelnen Driftzellen sind gegen die radiale Richtung geneigt (vgl. Abb. 1.4). Dadurch bewegen sich die Driftelektronen fast senkrecht zu den Primärteilchen (deren Spuren gemessen werden sollen), was eine einfache Unterscheidung bei der Rekonstruktion ermöglicht.

Die Auflösung der CJC in $r\phi$ liegt bei $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu m$, in z ist die Auflösung im Bereich von $\sigma_z \approx 2\,cm$. Die aus den CJC-Daten rekonstruierten Spuren liefern Informationen über den Transversalimpuls und die Ladung der Primärteilchen. Zusätzlich kann der spezifische Energieverlust eines Teilchens dE/dx gemessen werden, was eine genauere Teilchenidentifikation ermöglicht.

zentrale z-Kammern (CIZ/COZ): Ergänzt wird die zentrale Spurkammer mit zwei dünnen Driftkammern, der inneren (**CIZ**) und äußeren (**COZ**)

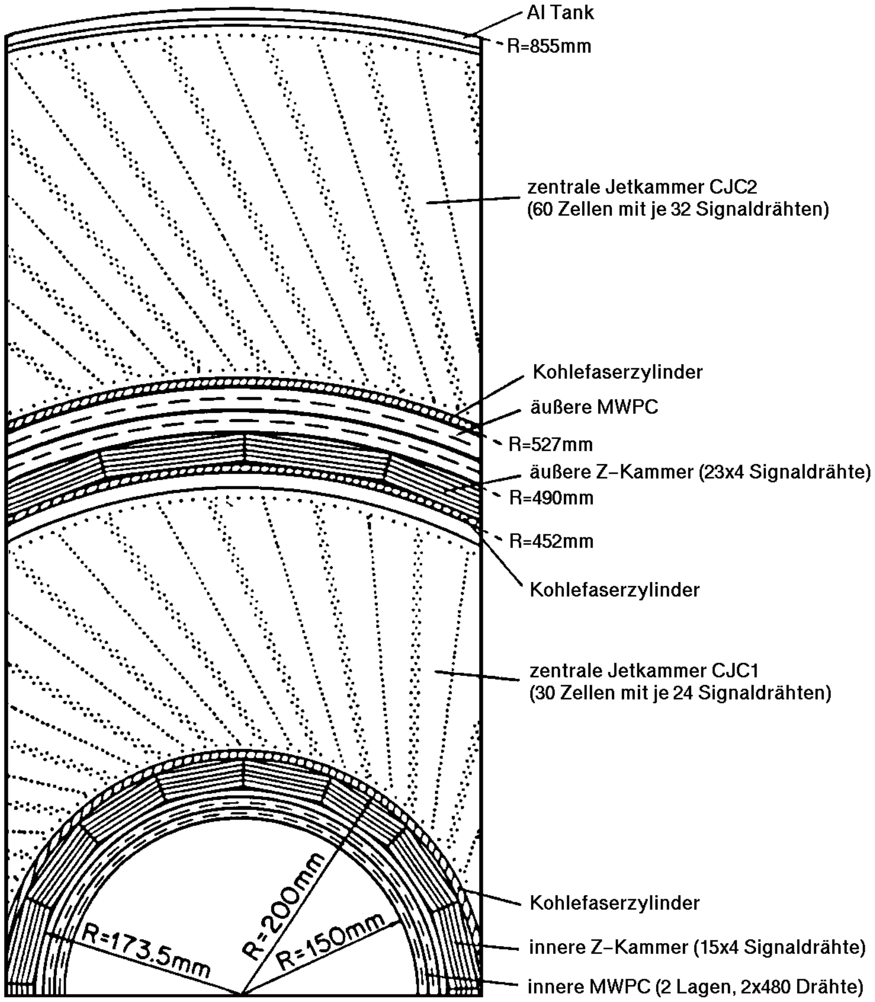

Abbildung 1.4: Radialer Schnitt durch die zentrale Spurkammer.

Z-Kammer. Hier sind die Drähte senkrecht zur Strahlachse gespannt, wodurch eine bessere z-Auflösung der Rekonstruktion erreicht wird. Sie liefern Spurelemente mit einer Genauigkit von $\sigma_z = 300\,\mu m$ in z und ca. 2% (auf 2π) Fehler in ϕ. Die CIZ befindet sich auf der Innenseite der CJC1, die COZ liegt zwischen den beiden CJCs.

Proportionalkammern: Bevor ein Ereignis auf Triggerstufe 4 (vgl. Absch. 1.2.6) teilweise rekonstruiert wird, stellen die zentralen Spurkammern nur Maskeninformationen über die ungefähre ϕ-Richtung der Jets zur Verfügung. Um über den gesamten Winkelbereich schnell ($800\,ns$) Trigger-Informationen zur Verfügung zu haben, wurde das Spursystem mit Proportionalkammern ausgerüstet.

Die von den Proportionalkammern gelieferten Informationen helfen zwischen unterschiedlichen *bunchcrosses* zu unterscheiden. Zusammengenommen ermöglichen die beiden zentralen Proportionalkamern (**CIP** und **COP**) und die vordere **FWPC** schon auf Triggerstufe 1 zu erkennen, ob ein Ereignis vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommt.

Die Vieldraht Proportionalkammern CIP und COP befinden sich jeweils auf der Innensite der CIZ und COZ, die FWPC ist Teil der „Supermodule“ der vorderen Spurkammern (s.u.).

vordere Spurkammern: Die vorderen Spurkammern bestehen aus drei fast identischen, aufeinanderfolgenden „Supermodulen“. Jedes Supermodul enthält (in Reihenfolge steigender z-Koordinate):

- drei, um jeweils $60°$ gegeneinander gedrehte,ebene Driftkammern, die eine möglichst genaue θ Messung erlauben sollen,
- eine Vieldraht Proportionalkammer FWPC für schnelle Triggerinformationen,
- ein passives Übergangsstrahlungsmodul, das eine teilweise Teilchenidentifikation (anhand der spezifischen Übergangsstrahlung) und damit die Unterscheidung von Elektronen und Pionen ermöglichen soll,
- und ein radiales Modul (eine Driftkammer) die genaue $r\phi$ Messungen liefert.

rückwärtige Driftkammer (BDC): Im rückwärtigen Bereich befindet sich die **B**ackward **D**rift **C**hamber. Diese ist direkt vor dem **SpaCal** eingebaut, um dessen Ortsauflösung zu verbessern. Sie mißt Teilchen in einem Winkelbereich $153° < \theta < 177°$.

Die BDC ist aus vier hintereinander liegenden Driftkammern aufgebaut, die jeweils in acht ϕ-Sektoren unterteilt sind. Um eine größere Auflösung zu erreichen sind die ersten beiden Kammern gegen die hinteren um $11.25°$ in ϕ gedreht. Die BDC erreicht eine azimutale Winkelauflösung von $\sigma_\phi = 0.5\,mrad$ und eine radiale Auflösung von $\sigma_r = 0.5\,mm$.

1.2.3 Flüssig-Argon Kalorimeter

Dieses Schichtenkalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil in einem gemeinsamen Kryostaten, der das aktive Medium (flüssiges Argon) auf einer Temperatur von $90.2°K$ hält. Der innere elektromagnetische Teil verwendet für jede Schicht $2.4\,mm$ dicke Bleiplatten als passives Material, dazwischen ist eine $2.35\,mm$ dicke Argonschicht. Gestützt wird er vom hadronischen Teil des Kalorimeters, dessen passive Elemente aus $16\,mm$ starken Edelstahlplatten bestehen (hinzu kommen noch zweimal $1.5\,mm$ Edelstahl für die Auslesezellen), das aktive Medium (Argon) ist hier $2.4\,mm$ dick.

Die θ-Akzeptanz des Flüssig-Argon erstreckt sich von $4°$ bis $155°$. In extremer Rückwärtsrichtung ($\theta > 140°$) hat das Kalorimeter nur einen elektromagnetische Teil.

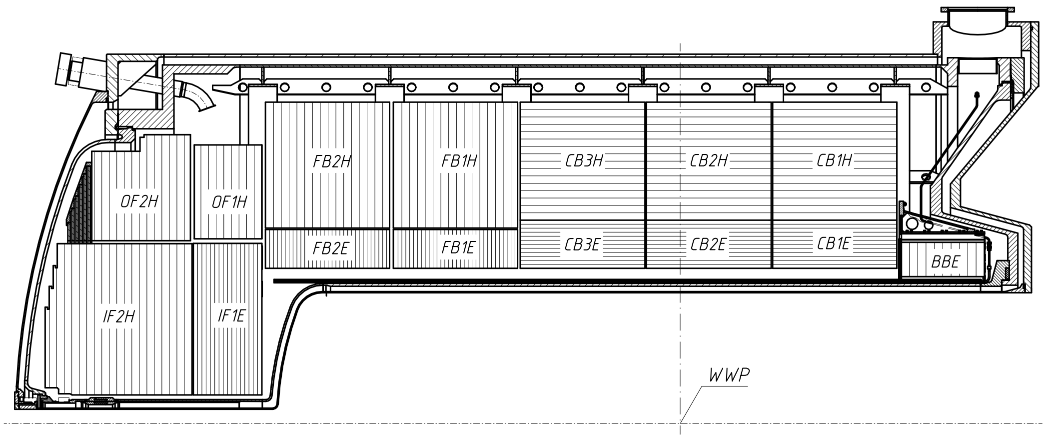

Abbildung 1.5: Längsschnitt entlang der z-Achse durch das Flüssig-Argon Kalorimeter entlang der z-Achse.

Die Reaktionsprodukte der Lepton Proton Streuung erzeugen in den Absorberplatten Teilchenschauer die das Argon ionisieren. Die so freigesetzte Ladung wird, wie in einer Ionisationskammer, aufgesammelt. Dabei wird von den sogenannten Geometric Pads nur der Teil der gesamten Schauerladung ausgewertet der sich im aktiven Medium befindet. Durch die statistische Schwankung dieser Probe wird die Energieauflösung des Kalorimeters begrenzt, es gilt $\sigma(E)/E \propto 1/\sqrt{E}$. (Für das H1-Kalorimeter gilt: die Auflösung für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen ist $\sigma(E_e)/E_e = 12\%/\sqrt{E_e} + 1\%$, für hadronische $\sigma(E_h)/E_h = 50\%/\sqrt{E_h} + 2\%$.)

Damit das Kalorimeter unabhängig von θ möglichst effizient arbeitet, sind die Absorberplatten in verschiedenen Winkeln angeordnet. Im zentralen Teil sind sie parallel zur Strahlachse orientiert, im vorderen und hinteren Teil senkrecht dazu (vgl. Abb. 1.5).

Elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkende Teilchen hinterlassen bei gleicher Energie unterschiedlich viel Ladung im Flüssig-Argon Kalorimeter. Wegen dieser Eigenschaft bezeichnet man es als „nicht kompensierend“. Um die Energie korrekt zu rekonstruieren, muß man bei der Rekonstruktion unterschiedliche Proportionalitätsfaktoren verwenden. Das ist ein weiterer Grund, warum der H1-Detektor für die Identifizierung von Elektronen optimiert wurde. Im Kalorimeter ermöglicht die hohe Granularität — räumliche Auflösung in der Größenordnung des Molière-Radius — Elektronen von Pionen anhand des Schauerprofils zu unterscheiden. Als weiteres Unterscheidungskriterium dient das Verhältnis der, im elektromagnetischen und hadronischen Teil des Kalorimeters deponiert, Energie eines Schauers.

1.2.4 SpaCal

Das **Spa**ghetti **Cal**orimeter ist seit 1995 im rückwärtigen Teil des Detektors, es ersetzt das warme elektromagnetische Kalorimeter BEMC (Punkt 12 in Abb. 1.2). Mit ihm kann man Teilchen in einem Winkelbereich $153° < \theta < 178°$ messen. Es besitzt einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil, die hintereinander eingebaut sind.

Das SpaCal ist aus langen Bleiplatten aufgebaut in die szintilierende Lichtleiter eingelegt sind — von diesen Spaghetti-förmigen Fasern kommt auch der Name des Kalorimeters. Die zu messenden Teilchen schauern in den Bleiplatten auf und regen so die Szintilatoren an, das Licht wird von den Fasern zu Photomultipliern geleitet.

Der elektromagnetische Teil des SpaCal verfügt über gute Energie, Ort und Zeitauflösung:

$$\begin{aligned}
\sigma_E &= \frac{(7.1\% \pm 0.2\%)}{\sqrt{E}} + (1.0 \pm 0.1)\% \\
\sigma_r &= \frac{(4.4 \pm 0.4)}{\sqrt{E/GeV}} mm + (1.0 \pm 0.2) mm \\
\sigma_\phi &\leq 2\, mrad \\
\sigma_t &= (0.38 \pm 0.03)\, ns
\end{aligned}$$

1.2.5 Luminositätssystem

Mit Hilfe des Lumi(nositäts)systems [1] werden mehrere Aufgaben gelöst. Die wichtigste davon ist die schnelle Messung der Luminosität anhand der Rate von Bethe-Heitler Prozessen $ep \longrightarrow ep\gamma$. Des weiteren erlaubt es die Messung der Energie von schwach gestreuten Elektronen, sowie das Erkennen von Photoproduktionsereignissen ($Q^2 \approx 0$).

Die größte Untergrundrate für den Bethe-Heithler Prozess liefern Bremsstrahlungsreaktionen des Elektronstrahls mit Restgas in der Strahlröhre $eA \longrightarrow eA\gamma$. Deren Rate kann aber mit Hilfe der sogenannten Elektronen Führungsbündel (pilot bunch, s.Absch. 1.1) korrigiert werden. Wenn R_{tot} die insgesamt gemessene Ereignisrate ist, R_0 die Rate vom Führungsbündel, I_{tot} und I_0 die zugehörigen Ströme, und σ_{korr} der für Akzeptanz und Triggereffizienz korrigierte Wirkungsquerschnitt des Bethe-Heitler Prozesses ist, dann berechnet sich die Luminosität zu

$$L = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{korr}} \tag{1.1}$$

Das Luminositätssystem besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, dem Elektron-„Tagger“ (**ET**) und dem Photon Detektor (**PD**). Da bei Bremsstrahlung die Winkelverteilung von Elektron und Photon für kleinen Streuwinkel stark überhöht ist, befinden sich diese beiden Detektoren nahe an der z-Achse und weit weg vom eigentlichen Detektor ($z_{ET} = -33.4\, m$, $z_{PD} = -102.9\, m$).

Für die Lumibestimmung müssen Elektron und Photon immer in (zeitlicher) Übereinstimmung gemessen werden.

Vor dem Photondetektor befinden sich ein Bleifilter (zwei Strahlungslängen X_0 dick) und ein Wasser Čerenkov Zähler (**CV**) ($1X_0$), um ihn vor Synchrotronstrahlung vom Elektronstrahl zu schützen. Gegen den Protonstrahl wird er mit einer zwei Meter starken Stahlwand abgeschirmt. Der Čerenkov Zähler dient als Veto gegen Ereignisse, bei denen das Photon mit dem Bleifilter interagriert.

Der Elektron Tagger dient weiter dazu quasi-reelle Photoprodunktions Ereignisse ($Q^2 < 0.01\,GeV^2$) zu kennzeichnen (engl: „to tag"). Das ist für gestreute Elektronen mit 20% bis 80% der Elektronstrahlenergie möglich. Sowohl der (PD) als auch der (CV) können in diesem Fall als Veto genutzt werden.

1.2.6 Datenerfassung und Trigger

Bei H1 findet alle $96\,ns$ ein Zusammenstoß („bunchcross") zwischen einem Elektronbündel und einem Protonbündel statt. Es kommt jedoch nur etwa alle 1000 BC zu einer echten e–p-Wechselwirkung. Untergrundereignisse aus z.B. Strahl–Gas oder Strahl–Wand Reaktionen, oder aus kosmischer Strahlung finden mit erheblich höherer Rate statt. Die Datenerfassung kann maximal 10 Ereignisse pro Sekunde auf Bänder sichern. Außerdem kann während der $2.3\,ms$ — das entspricht etwa $24000\,BC$—, die das vollständige Auslesen der Detektorinformationen beansprucht, keine weitere Messung stattfinden. Diese Zeit wird als Totzeit des Detektors bezeichnet. Tabelle 1.1 zeigt für einige Untergrund- und Physikereignisse typische Wirkungsquerschnitte und die zu erwartenden Raten bei Designluminosität ($L = 1.5 \cdot 10^{31} cm^2 s^{-1}$).

Strahl–Gas Wechselwirkung			50	kHz
kosmische Strahlung (μ)			700	Hz
quasireelle Photoproduktion	1.6	μb	25	Hz
gesammte $c\bar{c}$ Produktion	1	μb	15	Hz
tiefinelastische Streuung				
für niedrige Q^2	150	nb	2.2	Hz
hohe Q^2 (e im Flüssig-Argon)	1.5	nb	1.4	min^{-1}
des Geladenen Stroms	50	pb	3.0	h^{-1}
W Produktion	0.4	pb	0.5	d^{-1}

Tabelle 1.1: Typische Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten beim H1-Experiment.

Die Aufgabe des Triggers ist es aus der Ereignisflut bei H1 solche Ereignisse herauszufiltern die von einem speziellen Elektron–Proton Reaktionskanal von aktuellem physikalischem Interesse stammen, alle anderen Ereignisse zu verwerfen und dabei so wenig Totzeit wie möglich zu verursachen. Der Trigger wurde dazu wie ein mehrstufiges Sieb ausgelegt. Jede weitere Stufe bekommt weniger Ereignisse vorgelegt, hat etwas mehr Zeit und Informationen um ein

Ereignis zu bewerten und legt immer härtere Auswahlkriterien an. Bild 1.6, am Ende dieses Kapitels, zeigt den Aufbau des Triggers und die Rahmenbedingungen seiner fünf Stufen. Nur die ersten vier Stufen sind für die Ereignisreduktion während der Datennahme verantwortlich. Stufe 5 führt danach eine vollständige Ereignisrekonstruktion durch, klassifiziert jedes einzelne Ereignis, und stellt dann eine Teilmenge für die weitere Analyse zur Verfügung. Die dritte Stufe ist derzeit nur im prinzipiellen Design des Triggers vorgesehen aber noch nicht in Betrieb.

Stufe 1: Warteschlange und Signaturen

Für die erste Stufe des Triggers (**L1**) ist der HERA-Herzschlag (HERA-Clock), die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden *bunchcrosses* von $96\,ns$, die relevante Zeitscala die ich im folgende benutze ($1\,BC = 96\,ns$). Wichtige Detektoren, wie die Spurkammern (CJC) oder das Kalorimeter, benötigen im Vergleich dazu sehr viel Zeit (11 oder 13 BC) um ihre Meßergebnisse zu liefern. Außerdem bedingt die Größe des Experiments in den notwendigen Kabeln Signallaufzeiten von einigen BCs. Dazu kommt dann noch die Zeit, die die erste Triggerstufe für eine Entscheidung braucht. Diese Entscheidung (**L1keep**) liegt spätestens 24 BC nach der zugrundeliegenden Reaktion vor, dann müssen noch die Signallaufzeiten berücksichtigt werden, um die Triggerentscheidung allen Komponenten mitzuteilen, insgesamt $\approx 2.5\,\mu s$.

Damit die Daten eines Ereignisses nach dieser Zeit auch noch zur Verfügung stehen, speichern die einzelnen Detektoren diese in Warteschlangen (Pipelines) für bis zu 35 BC zwischen. Die exakte Länge einer Warteschlange hängt von der Detektorkomponente ab, sie wird jedoch meist so kurz wie möglich implementiert.

Solange die Stufe 1 nicht entscheidet, daß ein Ereignis weiterer Aufmerksamkeit würdig ist, nimmt der restliche Trigger keinerlei Notiz davon und der Detektor kann ohne Unterbrechung BC für BC neue Ereignisse erfassen. Wird jedoch L1keep gesetzt, wird das Experiment angehalten. Keine weiteren Daten werden in die Warteschlange geschrieben, und alle Ereignisse, die jetzt stattfinden gehen unbemerkt verloren. In diesem Augenblick beginnt die Totzeit des Detektors.

Der Stufe 1 Trigger besteht aus verschiedenen Triggersystemen, die in den Detektorkomponenten (meist hart verdrahtet) implementiert sind. Dort führen einfache „Signaturen“ (z.B. minimale Energiedeposition, oder Multiplizitäten) zu einer ja/nein-Entscheidung die als Triggerelement (**TE**) bezeichnet wird. Die sog. zentrale Trigger Logik (**CTL**) verknüpft die unterschiedlichen TE logisch zu mehreren „Subtriggern“. Wenn nur ein einziger Subtrigger „ja“ sagt, wird L1keep gesetzt. Es hat sich gezeigt, daß einige Subtrigger zu hohe Raten erzeugen, deswegen kann für jeden Subtrigger ein Unterdrückungsfaktor (Prescale) gesetzt werden. Ein Prescale von 100 bedeutet zum Beispiel, daß nur jedes hundertste JA dieses Subtriggers zu einem L1keep führt.

Stufe 2: Topologie und Assoziation

Nachdem L1keep gesetzt wurde, beginnt das Auslesen der gesamten Detektorinformation. Parallel dazu beginnt die zweite Stufe (**L2**) mit der Untersuchung der Triggerinformationen. Für die Entscheidungsfindung stehen ihr mehr Zeit ($25\,\mu s$) und alle Informationen der Stufe 1 TE zur Verfügung. Die zweite Stufe liefert als Ergebnis entweder „Ereignis verwerfen“ („reject“) oder „behalten“ („keep“). Erst wenn ein L2keep vorliegt wird mit den zeitraubenden Aufgaben der Datenübertragung begonnen. Falls Stufe 2 ein Ereignis als Untergrund klassifiziert (L2reject) wird das Auslesen abgebrochen und der Detektor ist schon nach wenigen μs wieder einsatzbereit. Die Totzeit wird somit um einen Faktor 100 reduziert.

Die auf Stufe zwei verfügbare Zeit erlaubt den Einsatz von Microprozessoren für die Triggerentscheidung. Es gibt derzeit zwei Konzepte um die Triggerinformationen zu verarbeiten.

Topologische Verknüpfungen: Die verschiedenen Informationen werden zueinander in räumliche (topologische) Beziehung gebracht. Zum Beispiel Eigenschaften wie „Back-to-Back“ (zweier Spuren) können hier überprüft werden [2, 3]. (Zwei Spuren sind back-to-back: In einer $r\phi$-Projektion haben die Spuren einen Winkelabstand von $\approx 180°$.)

Neuronale Netze: Hier werden hochdimensionale Korrelationen zwischen den einzelnen Triggergrößen ausgewertet [4]. (Es werden soz. bestimmte Physikklassen mit komplexen Mustern assoziiert.)

Die derzeit verfügbaren Trigger der Stufe 2 überprüfen nur Ereignisse, die von Stufe 1 Subtriggern mit besonders hoher Rate stammen. Das erlaubt den Prescale dieser Subtrigger deutlich zu verringern.

Stufe 4: schnelle Ereignisrekonstruktion

Auf Stufe vier (**L4**) stehen die vollständigen Detektordaten zur Verfügung. Hier arbeitet eine Prozessorfarm, bei der jedem Prozessor alle Daten eines Ereignisses zugeteilt werden, assynchron zur Datenerfassung. Jeder Prozessor rechnet solange, bis eine Entscheidung (verwerfen oder behalten) getroffen werden kann. Dabei wird jedoch nur eine schnelle, vereinfachte Variante der Rekonstruktion von Stufe 5 durchgeführt. Diese Triggerstufe soll vorallem protoniduzierten Untergrund aus Strahl–Gas und Strahl–Wand Reaktionen unterdrücken.

Wenn Stufe vier mit einem Ereignis zufrieden ist, wird es auf Bändern (sog. **P**roduction **O**utput **T**ape) gesichert (L4keep), ansonsten wird es verworfen (L4rejekt).

Damit sind die eigentlichen Aufgaben des Triggers, Reduktion der Ereignisraten und Datenreduktion, abgeschlossen.

Monitoring

Um das korrekte Arbeiten des Triggers überwachen zu können wird im laufenden Betrieb etwa ein Prozent aller Ereignisse, die von Stufe eins akzeptiert (L1keep) aber den folgenden Triggerstufen verworfen (L2/L4rejekt) wurden, trotzdem auf Bänder gesichert. Diese können dann offline analysiert werden.

Zusätzlich werden spezielle „L2/L4 transparent Runs“ aufgenommen. Also die vollständige Datennahme aller Ereignisse, die Stufe 1 akzeptiert hat, egal welche Meinung die folgenden Triggerstufen darüber hatten.

Stufe 5: Ereignis-Klassifizierung

Stufe fünf (**L5**) führt eine verfeinerte (endgültige) Rekonstruktion durch, deren Ergebnis als Ausgangspunkt für die Analyse dient. Dies geschieht unabhängig von der eigentlichen Datennahme („offline“). Deswegen steht hier sehr viel Zeit zur Verfügung.

Zusätzlich weist diese Stufe jedes Ereignis einer (oder mehreren) Physikklassen zu. Diese Physikklassen definieren, welche Art von Physik derzeit untersucht wird und von Interesse für die Forscher der H1-Collaboration ist. Nur die so klassifizierten Ereignisse werden in komprimierter Form (auf sog. **D**ata **S**election **T**ape) für die weitere Analyse zur Verfügung gestellt. Diese benötigen weit weniger Platz als die Rohdaten (POT) von Stufe 4.

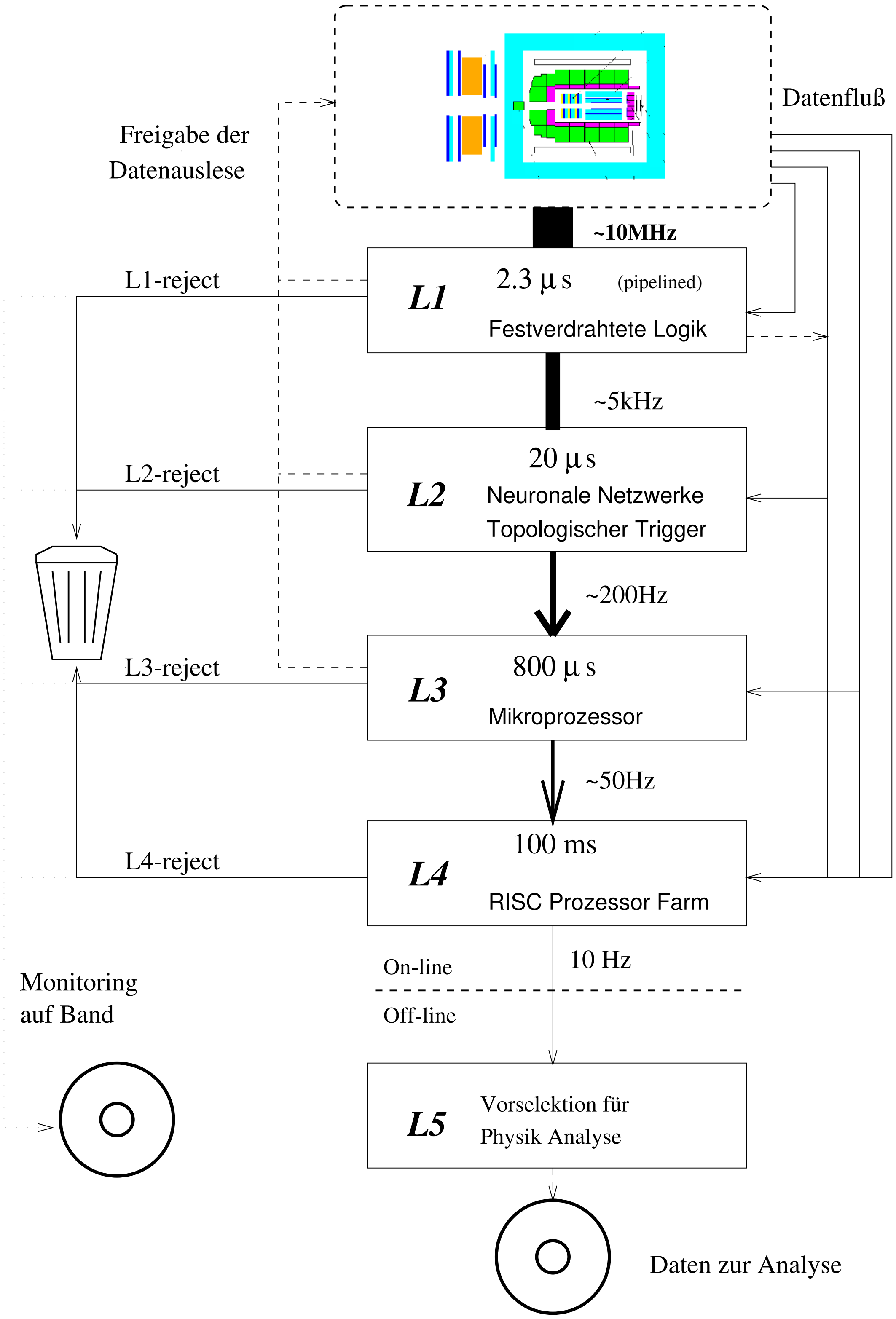

Abbildung 1.6: Schematisches Bild des Triggers, seiner Stufen und Rahmenbedingungen.

Kapitel 2

Physik bei HERA

In diesem Kapitel führe ich verschiedene Größen ein, die die Kinematik der Elektron–Proton-Streuung beschreiben. Dann stelle ich einige Methoden vor, mit denen man diese „kinematischen Variablen“ aus den Messungen des H1-Detektors rekonstruieren kann. Den Abschluß bildet die Betrachtung von zwei speziellen Physik Reaktionen: die QED-Compton-Streuung (ein Spezialfall des Bethe-Heitler Prozesses) und die Erzeugung des Vektormesons J/ψ in Photoproduktion.

Zur physikalischen Beschreibung der Lepton–Proton-Streuung benötigt man Modelle. Sehr gebräuchlich, und von den bisherigen Experimenten glänzend bestätigt, ist das sog. Standardmodell (“SM“), das elektroschwache Wechselwirkung und Quantenchromodynamik („QCD“) beinhaltet [5][6]. Dabei wird die Wechselwirkung, zwischen dem Lepton und dem Proton, durch den Austausch eine Teilchens, zwischen einem Quark/Parton des Protons und dem Lepton, beschrieben. Als Austauschteilchen fungieren die Eichbosonen der elektroschwachen Kraft (Photon, Z^0 oder W). Zur Berechnung des Streuvorgangs benötigt man eine sog. Strukturfunktion, die die Verteilung der Partonen im Proton angibt. Diese wird jedoch nicht vom Modell geliefert, sondern muß gemessen werden. Abbildung 2.1 zeigt den Feynman-Graphen niedrigster Ordnung für Lepton–Proton-Streuung.

Wird, wie bei $e + p \longrightarrow e + X$, ein neutrales Vektorboson (Photon und Z^0) ausgetauscht, so spricht man von einer „Reaktion des neutralen Stroms“ (**N**eutral **C**urrent). Entsprechend findet bei „Reaktionen des geladenen Stroms“(**C**arged **C**urrent), $e + p \longrightarrow \overline{\nu_e} + X$, der Austausch eines geladenen Vektorbosons (W^+ oder W^-) statt. Für meine Arbeit spielen Reaktionen des schwachen Stroms keine Rolle gegenüber denen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Für ihre Wirkungsquerschnitte gilt:

$$\frac{\sigma_{Z^0,W}}{\sigma_\gamma} \propto \frac{Q^2}{Q^2 + m^2_{Z^0,W}} \tag{2.1}$$

Sie werden für $Q^2 \approx 0$ wegen der großen Masse der Z^0- und W-Bosonen unterdrückt — $m_{Z^0} = 91\,GeV/c^2$, $m_W = 80\,GeV/c^2$.

Für Streureaktionen bei H1 unterscheidet man zwei Q^2-Regionen. (Q^2 ist die „Virtualität“ des ausgetauschten Vektorbosons; vgl. Abschnitt 2.1.) Für $Q^2 \approx 0$ spricht man von „(quasi-reeller) Photoproduktion“. Reaktionen mit hohen Impulsüberträgen ($Q^2 > 1\,GeV^2/c^4$), bei denen des gestreute Lepton im Detektor nachgewiesen wird, werden als „tiefinelastische Streuung“ (**D**eep **I**nelastic **S**cattering) bezeichnet. (Diese Unterscheidung ist natürlich vom Aufbau des H1 Detektors abhängig. Bevor 1995 das warme elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) gegen SpaCal ausgetauscht wurde, lag die Grenze für DIS-Ereignisse bei $Q^2 > 4\,GeV^2/c^4$.)

Anhand des hadronischen Endzustand (in Abbildung 2.1: „X“) unterscheidet man zwischen elastischen und inelastischen Prozessen. Bleibt das Proton intakt und ist es das einzige Teilchen im hadronischen Endzustand so hat man elastische Streuung, andernfalls inelastische.

2.1 Kinematishe Variablen

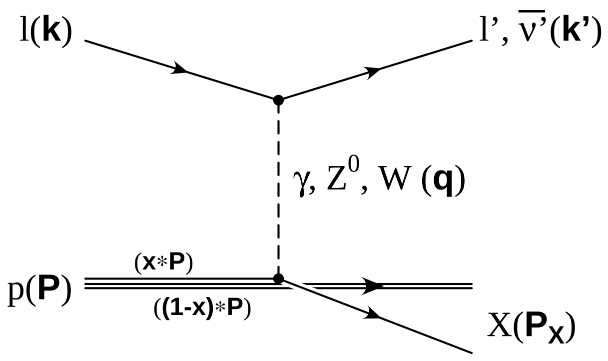

Abbildung 2.1: Feynman Graph der Lepton–Proton-Streuung in niedrigster Ordnung.

Ich beziehe mich hier auf die in Abbildung 2.1 gezeigten Teilchen und ihre dort (in Klammern) angegebenen Viererimpulse. l und l' bezeichnen das Lepton vor und nach dem Stoß. p ist das Proton, X der hadronische Endzustand. Das Austauschteilchen sei ein Photon (γ).

Zur Beschreibung der ep-Streuung werden meistens die folgenden fünf Variablen benutzt:

- s: das Quadrat der Lepton–Proton-Schwerpunktsenergie.

$$s = (k + P)^2 \tag{2.2}$$

- Q^2: die Virtualität des Photons.

  Da für q^2, das Quadrat des Impulsübertrages vom Leptons auf das Proton, immer $q^2 < 0\,GeV^2$ gilt, wird statt dessen $Q^2 = -q^2$ als Variable verwendet.

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{2.3}$$

- y: relativer Energieverlust des Leptons, im Ruhesystem des Protons bestimmt.

$$y = qP/kP \tag{2.4}$$

- x: die Bjorkensche Skalenvariable.

  Das „Bjorken x" gibt im Quark-Parton-Modell an, welchen Anteil am Protonimpuls das wechselwirkende Parton trägt.

$$x = Q^2/2Pq \tag{2.5}$$

- $W^2_{\gamma p}$; das Quadrat der γ–Proton-Schwerpunktsenergie.

$$\begin{aligned} W^2_{\gamma p} &= (q+P)^2 \\ &= q^2 + m_p^2 + 2qP \\ &\approx ys - Q^2 \end{aligned} \tag{2.6}$$

  $W_{\gamma p}$ kann als äquivalente Größe zu y verwendet werden.

Die kinematischen Variablen erfüllen die Gleichung $Q^2 = sxy$. Bei fester Schwerpunktsenergie s folgt damit, daß es nur zwei unabhängige Variablen gibt. Welche zwei man wählt hängt von dem jeweiligen Problem ab. Wie ich in 2.2 beschreiben werde, eignen sich Q^2 und y gut für die Rekonstruktion der Kinematik aus den Meßdaten.

2.2 Rekonstruktion der Kinematik mit dem H1-Detektor

Ich beschreibe im folgenden drei beim H1-Experiment gebräuchliche Methoden um die Kinematik aus den Meßdaten zu berechnen [7]. Dabei schließen sich die drei Ansätze nicht gegenseitig aus. Jede Methode kann zum Einsatz kommen, wenn die zur Verfügung stehenden Daten es erlauben, und man kann die Ergebnisse auch mischen. Also etwa y_{jb} mit Q_e. Oftmals wird die Kinematik mit zwei verschiedenen Verfahren rekonstruiert, damit man eine Kontrollmöglichkeit erhält. Die Doppelwinkelmethode eignet sich hierfür besonders, um evtl. Probleme bei der Energiekalibration zu umgehen.

2.2.1 Elektron Methode

Wenn das gestreute Lepton identifiziert, sein Streuwinkel und seine Energie E'_e in einem Kalorimeter gemessen wurde, so kann mit diesen Informationen die gesamte Streukinematik rekonstruiert werden. Diese Methode ist besonders wichtig, da das Flüssig-Argon seine beste Energieauflösung für die Messung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen hat.

E_e sei die Strahlenergie des einfallenden, θ_e der Polarwinkel des gestreuten Leptons, dann gilt:

$$Q^2 = 4E_eE'_e cos^2(\frac{\theta_e}{2}) \tag{2.7}$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} sin^2(\frac{\theta_e}{2}) \tag{2.8}$$

x berechnet man aus der Gleichung

$$x = \frac{Q^2}{sy} \tag{2.9}$$

und für s (das Quadrat der Lepton-Proton Schwerpunktsenergie) gilt unter Vernachlässigung der Lepton und Protonmassen:

$$s = (k + P)^2 = 4E_eE_p$$

Der Fehler der Elektron Methode für Q^2_e hängt direkt von der Auflösung der Winkel- und Energiemessung des Leptons ab. Für y_e ist der Fehler proportional zu $1/y_e$.

Für kleine Werte von y_e ist diese Methode also schlecht geeignet, hier verwendet man besser eine andere Rekonstruktion (z.B. die Methode von Jacquet–Blondel).

2.2.2 Methode von Jacquet–Blondel (J.B.)

Statt aus dem leptonischen Endzustand, kann man y und Q^2 auch aus dem hadronischen Endzustand berechnen. Dies ist für *Charged Current*-Ereignisse, bei denen das ν_e den Detektor ja unnachweisbar verläßt, die einzige mögliche Rekonstruktions-Methode.

Sei E_i die Energie eines Hadrons, $P_{\perp,i}$ dessen Impuls senkrecht bzw. $P_{||,i}$ parallel zur z-Achse. Dann liefert die Jacquet–Blondel-Methode [8]:

$$Q^2_{jb} = \frac{1}{1 - y_{jb}} \sum_{i=1}^{N_{Hadronen}} (P_{\perp,i})^2 \tag{2.10}$$

$$y_{jb} = \frac{1}{2E_e} \sum_{i=1}^{N_{Hadronen}} (E_i - P_{||,i}) \tag{2.11}$$

(Im realen Detektor hinterlassen die Hadronen Energie-Depositionen in Kalorimeterzellen die oft nicht mehr auf individuelle Teilchen rückschließen lassen. Deshalb summiert man dann nicht über alle Teilchen, sondern über alle Zellen.)

Durch die Wahl der Summationsglieder tragen Teilchen mit geringem transversalem Impuls nur wenig zum Ergebnis bei. Teilchen die das Strahlrohr nicht verlassen und deshalb mit dem Detektor nicht gemessen werden können, erzeugen also nur kleine Fehler. Für große y wird die J.B.-Methode allerdings ungeeignet für die Rekonstruktion von Q^2 und x. Deren Fehler werden dann sehr groß, da y beide Male als $1/(1-y)$ auftaucht.

Bei korrekter Anwendung der J.B.-Methode muß man sicherstellen, daß die aufsummierten Objekte wirklich vom hadronischen Endzustand kommen. Für meine Analyse verwende ich eine leicht modifizierte Variante dieser Rekonstruktion. Dabei werden einfach alle im Kalorimeter gefundenen Energiedepositionen berücksichtigt. Die so gewonnene Größe $\widetilde{y_{jb}}$ hat dann für den Fall, daß der leptonische Endzustand ebensfalls im Kalorimeter gemessen wurde, immer den Wert $\widetilde{y_{jb}} \approx 1$. (Also zum Beispiel bei QED-Compton Ereignissen.) Umgekehrt ist $\widetilde{y_{jb}} \approx 1$ ein Indiz dafür, daß das gestreute Lepton gemessen wurde.

Im Folgenden verwende ich nur diese Rekonstruktion für y und bezeichne sie mit y_{jb} (also *ohne* Tilde).

2.2.3 Doppel-Winkel Methode

Sind sowohl das Elektron als auch der Stromjet im Kalorimeter gemessen worden, so kann man die kinematischen Variablen auch aus deren Winkeln θ und θ_{jet} berechnen. (Daher auch der Name *Doppel* Winkel Methode.) Der Vorteil dieser Methode ist, dass man von den exakten Energiedepositionen unabhängig wird. Also z.B. auch von der Kalibration der Kalorimeter.

$$Q^2_{2W} = 4E_e^2 \frac{sin\theta_{jet}(1+cos\theta)}{sin\theta_{jet} + sin\theta - sin(\theta + \theta_{jet})} \tag{2.12}$$

$$y_{2W} = \frac{sin\theta(1-cos\theta_{jet})}{sin\theta_{jet} + sin\theta - sin(\theta + \theta_{jet})} \tag{2.13}$$

2.3 QED-Compton-Streuung

'Compton-Scattering is probably one of the best understood processes in photon interaction. As will be recalled, this is the scattering of photons on free electrons.'

W.R. Leo [9].

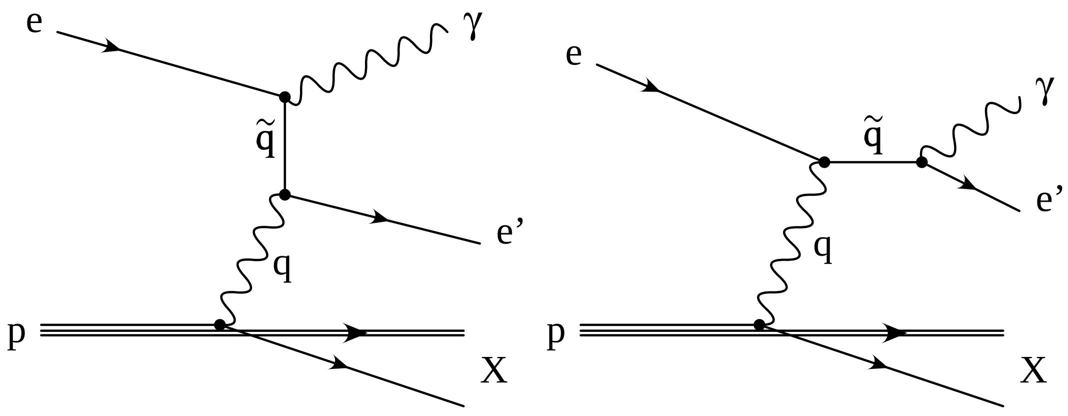

Abbildung 2.2: Bethe-Heitler-Prozess; links **I**(nitial) **S**(tate) **R**(adiation), rechts **F**(inal) **S**(tate) **R**(adiation).

Die QED-Compton-Streuung ist eine spezielle Konfiguration des in Abbildung 2.2 skizzieten Bethe-Heitler-Prozesses:

$$e + p \longrightarrow e + \gamma + X \tag{2.14}$$

Zu beachten ist für QED-Compton Streuung, daß in meiner bisherigen Nomenklatur der leptonische Endzustand l aus $e + \gamma$ besteht, und der hadronische Endzustand X kann natürlich auch nur aus einem Proton bestehen.

Für den Wirkungsquerschnitt σ der Reaktion 2.14 gilt in erster Näherung

$$d\sigma \approx \frac{d\tilde{q}}{\tilde{q}^2 - m_e^2} \frac{dq}{q^2} \tag{2.15}$$

er wird von $q^2, \tilde{q}^2 \longrightarrow 0$ dominiert.

Man unterscheidet drei grundsätzlich Konfigurationen des Bethe-Heitler-Prozesses [10, 11]:

Sowohl q^2 als auch $\tilde{q}^2 \longrightarrow 0$: Diese Reaktion hat einen sehr großen Wirkungsquerschnitt und wird als „Bremsstrahlung“ bezeichnet. Das Elektron verläßt den Detektor fast unabgelenkt durch die Strahlröhre, ebenso das nahezu parallel zum Elektron abgestrahlte Photon.

Bei H1 wird dieser Prozess zur Bestimmung der Luminosität verwendet (s.a. Abschnitt 1.2.5 der Detektorbeschreibung 1.2).

q^2 endlich, und $\tilde{q}^2 \longrightarrow 0$: Das Elektron wird relativ stark abgelenkt. Im Detektor werden das Elektron und der hadronische Endzustand nachgewiesen. Für das Photon ergeben sich entsprechend den zwei grundlegenden Bethe-Heitler Prozessen (vergleiche Abbildung 2.2) die folgenden Möglichkeiten:

Inital State Radiation: Das Photon wird parallel zur ursprünglichen Elektron-Richtung abgestrahlt und wird nicht gemessen. Zu beachten ist, daß das Elektron dadurch mit zu geringer Energie gemessen wird. Solche Ereignisse könen mit Hilfe des Photon Detektors (s.Absch 1.2.5) erkannt werden.

Final State Radiation: Jetzt wird das Photon parallel zum gestreuten Lepton abgestrahlt. Wird es gemessen und identifiziert, so kann man daraus den Leptonischen Endzustand rekonstruieren.

$q^2 \longrightarrow 0$ aber $\tilde{q}^2$ endlich: „QED-Compton-Streuung“. Wegen $q^2 \longrightarrow 0$ besitzt der leptonische Endzustand fast keinen transversalen Impuls. Das Elektron und Photon sind „back-to-back“: In einer $r\phi$-Projektion haben ihre Spuren einen Winkelabstand von $\approx 180°$.

Weil die Virtualität $Q^2 = -q^2 \approx 0$ ist, bezeichnet man diesen Prozess auch als „quasi-reell“.

2.3.1 Energie- und Teilchenflüße

Dieser Abschnitt soll einige Eigenschaften der QED-Compton Streuung zeigen. Dazu verwende ich (mit dem Computer) simulierte Ereignisse, und histogrammiere Energie- und Winkelverteilungen des leptonischen Endzustandes.

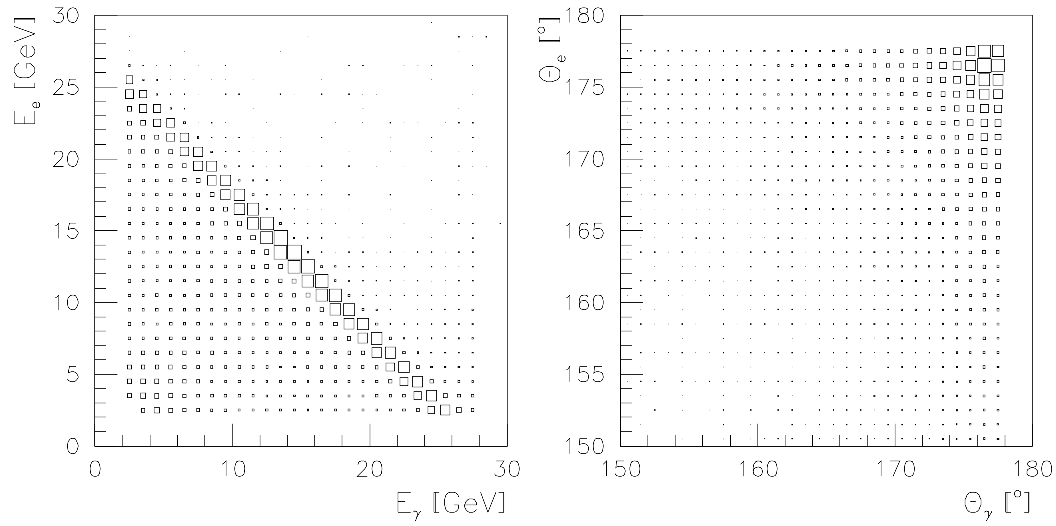

Abbildung 2.3: Korrelation der Energien von Elektron und Photon der QED-Compton Streuung. Und Verteilung des Polarwinkels der beiden Teilchen.

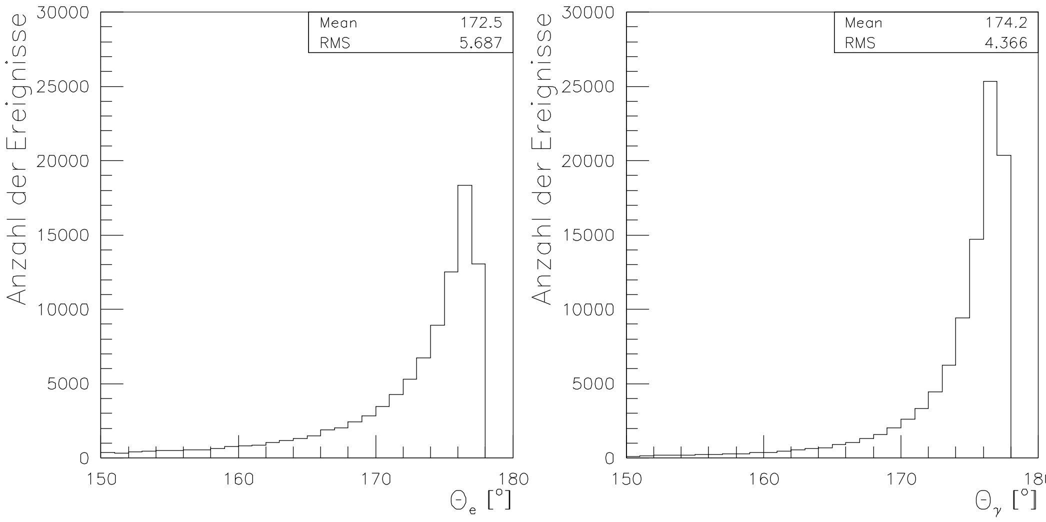

Abbildung 2.4: Spektrum des Polarwinkels von Elektron und Photon des leptonischen Endzustandes

Wie man in Abbildung 2.3 sieht besteht zwischen der Energie von Elektron und Photon ein starker (linearer) Zusammenhang. θ_e und θ_γ sind scheinbar nicht korreliert, jedoch erkennt man, daß die Verteilung für $\theta \longrightarrow 180°$ (das entspricht $\tilde{q}^2 \longrightarrow 0$.) ihr Maximum annimmt.

Die θ-Verteilung (Teilchenfluß) (Abb. 2.4) von Elektron und Photon des leptonischen Endzustandes weisen eine Assymetrie auf. Das Photon wird offensichtlich weniger stark gestreut als das Elektron.

Diese Eigenschaft der QED-Compton Streuung ist zunächst — wegen der Symmetrie der elektomagnetischen Wechselwirkung — nicht verständlich. Sie ist jedoch auf die zwei möglichen Bethe-Heitler Prozesse — *initial* und *final state radiation*, vergleiche die Feynman Diagramme in Abb. 2.2 — zurückzuführen.

Entsprechend unterscheiden sich auch die Energiespektren von Elektron und Photon, wie Abbildung 2.5 zeigt.

Für QED-Compton gibt es noch zwei weitere (sehr wichtige) charakteristische Größen (vgl. Abbildung 2.6). Die ϕ-Korrelation der beiden Endzustandsteilchen („back to back") und die in Abschnitt 2.2.2 vorgestellte Größe y_{jb} (bzw. $\widetilde{y_{jb}}$).

Da für QED-Compton das gestreute Lepton gemessen wird, gilt $y_{jb} \approx 1$ — im Idealfall gilt natürlich $y_{jb} = 1$, allerdings wird das Ergebnis durch die Detektorauflösung, leichte Fehler der Rekonstruktion und Energieverluste durch totes Material ausgeschmiert. Außerdem erkennen wir in Abbildung 2.6 den „radiative tail": Das Elektron gibt vor der eigentlichen QED-Compton Streuung Bremsstrahlung ab und verliert Energie. Diese Ereignisse sind verantwortlich für den „Schwanz" der Verteilung zu niedrigen y_{jb}.

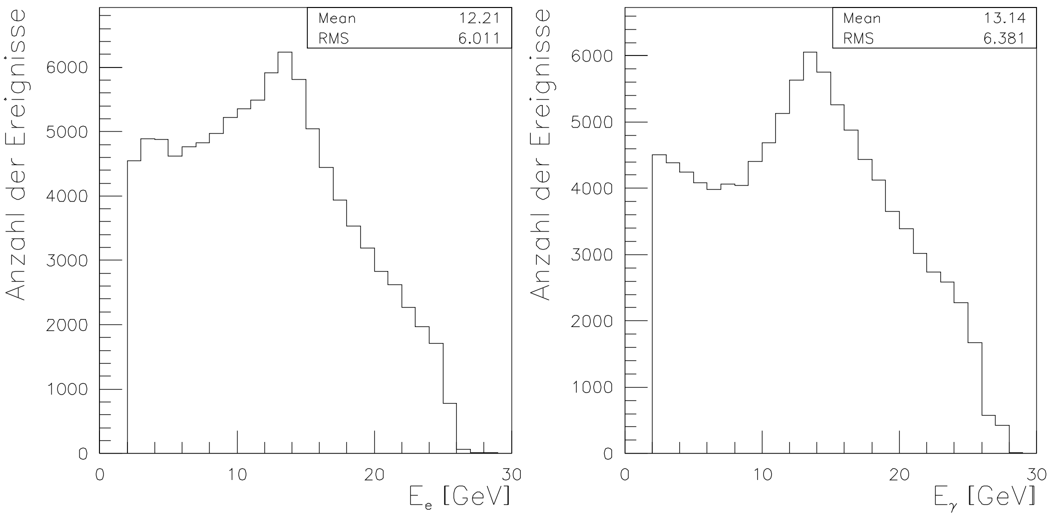

Abbildung 2.5: Vergleich des Energie-Spektrums von Elektron und Photon des leptonischen Endzustandes

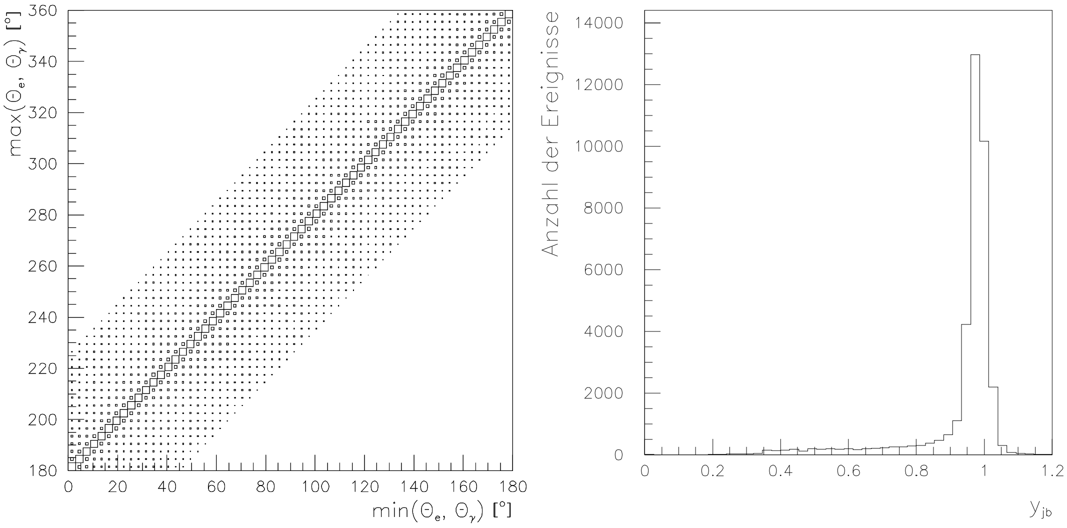

Abbildung 2.6: Zwei wichtige Eigenschaften der QED-Compton Streuung: Die Spuren von Compton-Elektron und -Photon erfüllen eine „back-to-back“ Bedingung. Und die aus den simulierten QED-Compton Ereignissen rekonstruierte y_{jb}-Verteilung.

2.3.2 Kinematik-Peak

Besonders interessant ist die starke lineare Korrelation der Teilchenenergien von Compton-Elektron und -Photon . Sie weisen auf eine annähernd konstante Energie des leptonischen Endzustandes hin. In Abbildung 2.7 histogrammiere ich diese Energie ($E_{l'} = E_e + E_\gamma$). Wie man sieht ergibt sich für $E_{l'} = E_{lBeam}$ ein deutliches Maximum. Dieses wird als „kinematik Peak“ bezeichnet.

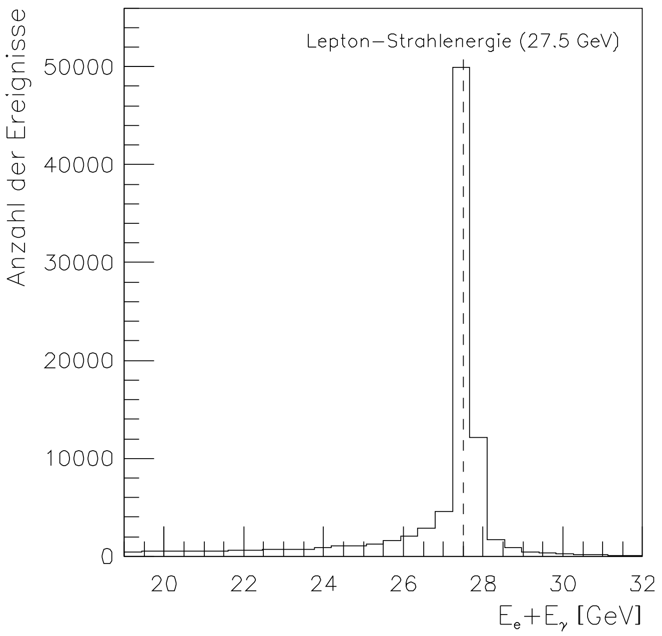

Abbildung 2.7: Die Energieverteilung des leptonischen Endzustandes. (Das deutliche Maximum bei Lepton-Strahlenergie wird als „kinematik Peak“ bezeichnet.)

Dieses Maximum des Spektrums bei Lepton-Strahlenergie resultiert aus einer *kinematischen* Bedingung und ist von der zugrunde liegenden Lepton–Hadron Streuung weitgehend unabhängig. Für kleine Streuwinkel des Leptons ($\theta_l > 150°$) gilt für den Wirkungsquerschnitt:

$$d\sigma \approx \frac{1}{1-(E_{l'}/E_{lBeam})} \tag{2.16}$$

2.3.3 Invariante Masse

Eine starke Korrelation der Energie zweier Teilchen weist oft auf einen anderen Effekt hin. Es könnte sich dabei um die Zerfallsprodukte eines kurzlebigen Teilchens handeln. Stammen zwei (oder mehrere) Teilchen aus einem Teilchenzerfall, so ist ihre Energie im gemeinsamen Ruhesystem gleich der Masse des zerfallenen Objekts. Man spricht hier auch von der „Invariante Masse“.

Sei p der Impuls eines Systems von Teilchen und E dessen Energie, so berechnet man damit die Invariante Masse des Systems zu

$$m^2 = 1/c^4(E^2 - p^2 \cdot c^2). \tag{2.17}$$

Wenn das System aus Zerfallsprodukten eines Teilchens besteht, so ist die Invariante Masse des Systems immer gleich der Masse dieses Teilchens. (Wird diese gemessen, so hat das resultierende Signal eine natürliche Breite, die aus der Lebensdauer des Teilchens resultiert. Im wesentlichen handelt es sich bei diesem Signal um eine Breit-Wigner Funktion. Zusätzlich wird es dann noch durch die Detektorauflösung verzerrt. Dies entspricht einer Faltung der B.W.- mit einer Gauß-Funktion.)

Bei QED-Compton handelt es sich um keinen Zweiteilchenzerfall. Dennoch weist das Spektrum der Invarianten Masse (Abb. 2.8) ein deutliches Maximum bei ca. $2\,GeV$ auf.

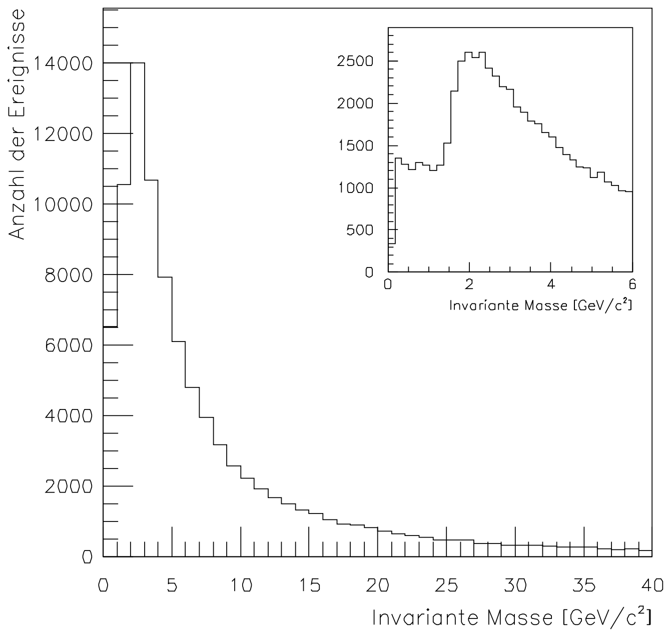

Abbildung 2.8: Spektrum der Invarianten Masse der simulierten QED-Compton Ereignisse.

Dies ist jedoch ein *Akzeptanz* Effekt. Der Wirkungsquerschnitt für QED-Compton steigt mit fallendem Öffnungswinkel zwischen Compton-Elektron und -Photon. Außerdem fällt die Invariante Masse dieses Prozesses mit dem Öffnungswinkel. Diesen Zusammenhang zwischen Winkel und Invarianter Masse zeigt Abbildung 2.9. Aus diesen beiden Bedingungen folgt eigentlich, daß das Spektrum der Invarianten Masse sein Maximum bei $0\,GeV/c^2$ haben müßte. Allerdings schränke ich bei der Simulation der QED-Compton Ereignisse den θ-*Akzeptanz*bereich auf Polarwinkel $\theta < 177.5°$ ein. Dadurch lege ich

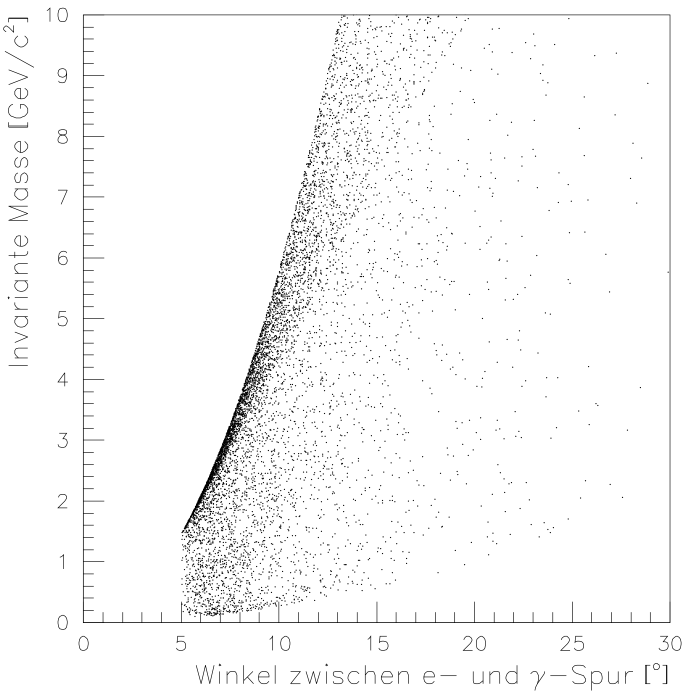

Abbildung 2.9: Zusammenhang zwischen dem Offnungswinkel zwischen Elektron und Photon und Invarianter Masse des leptonischen Endzustandes für QED-Compton Streuung.

automatisch eine untere Schranke von 5° an den Öffnungswinkel und somit an das Spektrum der Invarianten Masse. Hierdurch entsteht das Maximum bei Invarianter Masse von ca. $2\,GeV/c^2$.

2.4 J/ψ

Das Vektormeson J/ψ ist ein gebundener Zustand aus einem c und $\overline{c}$. Bei HERA wird es in tiefinelastischer Streuung und in quasi-reeller Photoproduktion erzeugt, also Lepton–Hadron Streuung mit $Q^2 = -q^2 \approx 0$ des virtuellen Photons.

Bei Photoproduktion des J/ψ fluktuiert das quasi-reelle Photon in ein Charm–Anticharm Paar, das über ein farbneutrales Teilchen (das Pomeron) mit dem Proton wechselwirkt [12, 13, 14]. Dadurch wird es zu einem reellen Teichen: dem J/ψ.

Das J/ψ hat eine Masse von $3.1\,GeV/c^2$. Es zerfällt über mehrere Kanäle. Ich untersuche in meiner Arbeit QED-Compton Ereignisse als Hintergrundsignal für den Zerfallskanal $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$, also den Prozess:

$$
\begin{aligned}
e^+ + p &\longrightarrow e^+ + X + J/\psi(\longrightarrow e^+ + e^-) \\
&\frac{\Gamma_{e^+e^-}}{\Gamma_{total}} = 0.06
\end{aligned}
\tag{2.18}
$$

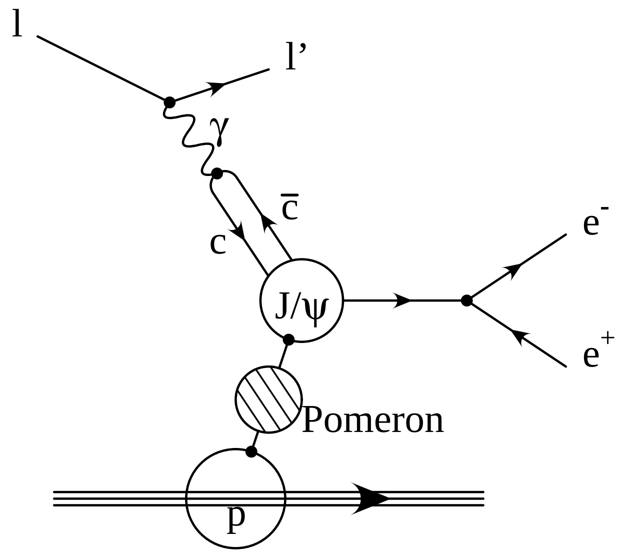

Abbildung 2.10: Erzeugung des J/ψ in *Photoproduktion*. Anschliessender Zerfall in e^+ und e^-.

Für hohe $W_{\gamma p}$ kann bei H1 nur dieser elektromagnetische Zerfallskanal des J/ψ untersucht werden. Eine Analyse über $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ benötigt Informationen aus den Spurkammern. Die J/ψ mit den höchsten $W_{\gamma p}$ werden in Rückwärtsrichtung produziert, dort stehen jedoch nur Kalorimeterinformationen zur Verfügung.

Für quasi reelle Photoproduktion gilt $Q^2 \approx 0$. Das gestreute Lepton und Proton verschwinden also durch das Strahlröhr und werden im Detektor nicht nachgewiesen.

2.4.1 Energie- und Teilchenflüße

In diesem und den folgenden Punkten will ich mit Hilfe von simulierten J/ψ Ereignissen einige wichtige Eigenschaften dieser Reaktion aufzeigen. Außerdem möchte ich Ähnlichkeiten und Unterschiede zum QED-Compton Prozeß darstellen.

Abbildung 2.11 zeigt, daß J/ψ aus Photoproduktion — einem Prozess mit $Q^2 \approx 0$ — niedrigen transversalen Impuls besitzen. Die meisten J/ψ werden in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung produziert.

Im Ruhesystem des J/ψ teilen sich die beiden Zerfallsprodukte (e^+ und e^-) dessen Ruheenergie ($m_{J/\psi} = 3.1 GeV/c^2$). Im Laborsystem werden Elektron und Positron dann mit dem Impuls des J/ψ entlang der Strahlachse „geboostet“. Dementsprechend sieht die Verteilung des Polarwinkels (Abb. 2.12) für die Zerfallsprodukte aus. Wegen dem geringen transversalen Impuls der J/ψ erwartet man, daß deren Zerfallsprodukte im Laborsystem „back-to-back“ gemessen werden. Das linke Histogramm von Abbildung 2.12 zeigt diese Korrelation. Diese spezielle Topologie ist eine wichtige Eigenschaft J/ψ Ereignisse,

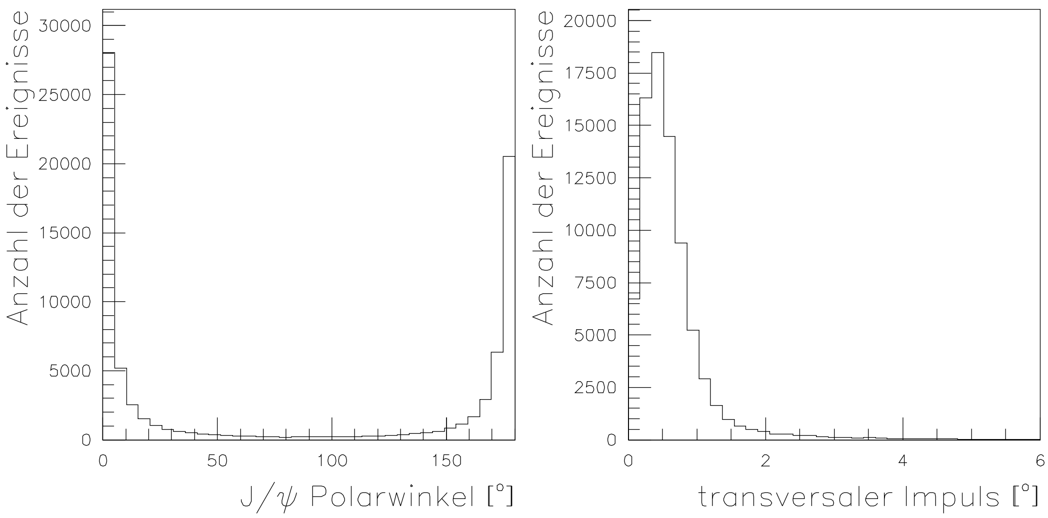

Abbildung 2.11: Das J/ψ wird hauptsächlich entlang der Strahlachse produziert. Der transversale Impuls der J/ψ aus Photoproduktion ist sehr niedrig.

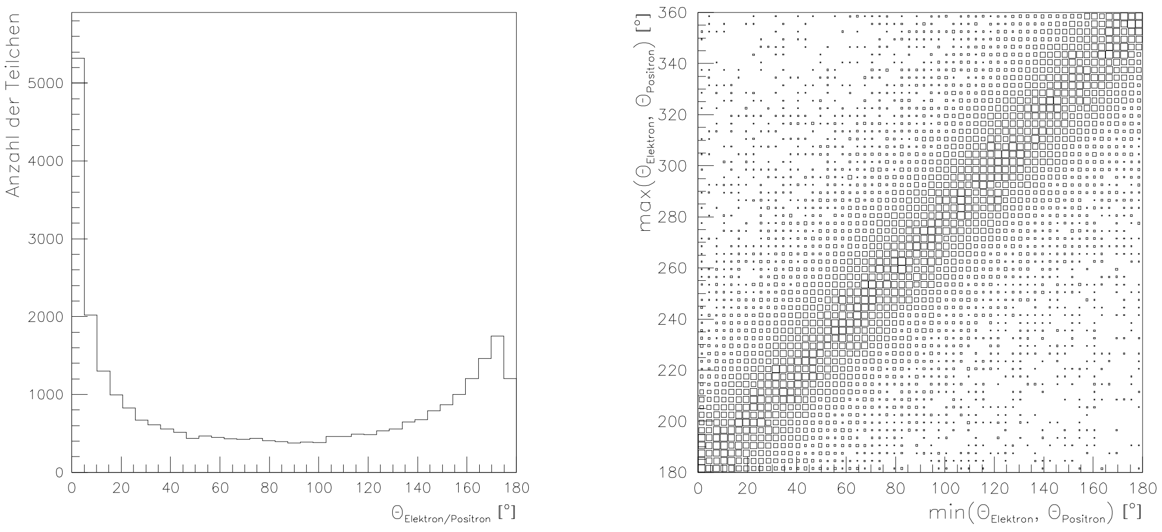

Abbildung 2.12: J/ψ-Zerfallsprodukte: Polarwinkel Verteilung und back-to-back Bedingung.

die bei der Datenerfassung genutzt wird, um J/ψ-Produktion von anderen (Hintergrund)Reaktionen zu unterscheiden.

Die Energieverteilung (Abb. 2.13) der beiden Zerfallsteilchen des J/ψ weist zwei Besonderheiten auf. Zunächst fällt auf, daß die beiden Energien korreliert sind. Dies ist natürlich auf die Invariante Masse des J/ψ zurückzuführen. Ich untersuche diese Eigenschaft in Punkt 2.4.2. Außerdem erkennt

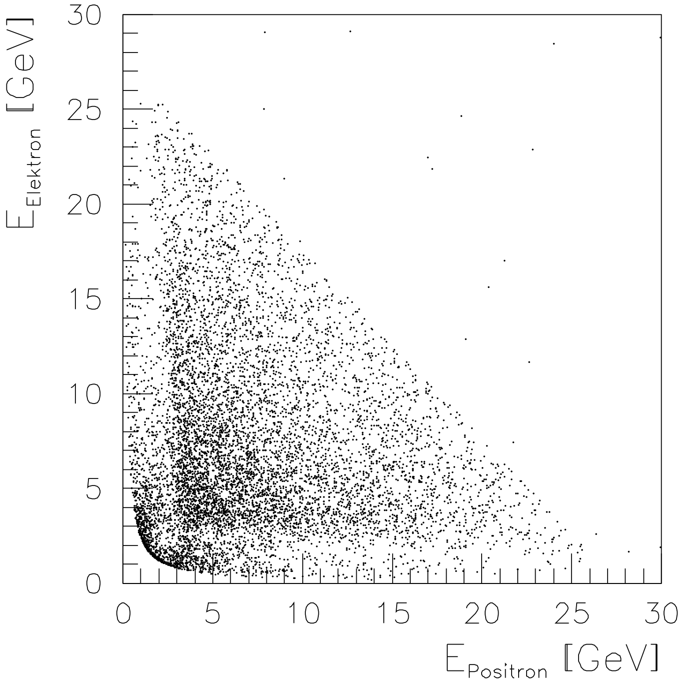

Abbildung 2.13: Energie-Korrelation von e^+ und e^- aus dem J/ψ-Zerfall.

man, daß für den Großteil der Ereignisse die Energiesumme von Elektron und Positron nach oben begrenzt ist:

$$E_{e^-} + E_{e^+} \leq E_{lBeam} \tag{2.19}$$

Diese Grenze ist durch die Kinematik elastischer Streuprozesse vorgegeben. (Für die Ereignisse mit $E_{e^-} + E_{e^+} > E_{lBeam}$ wurde das gestreute Lepton gemessen.)

In Abbildung 2.14 sehen wir einen wichtigen Unterschied zwischen QED-Compton Streuung und J/ψ Ereignissen. Für erstere liefert uns die Rekonstruktion der Kinematik ein $y_{jb}^{QED} \approx 1$. Für J/ψ erhalten wir sehr viel kleinere Werte $y_{jb}^{J/\psi} << y_{jb}^{QED}$. Die J/$\psi$ Ereignisse mit $y_{jb} \approx 1$ stammen von Reaktionen mit $Q^2 > 1.0GeV^2/c^2$. Hier wurde das gestreute Lepton im Detektor gemessen. Wie unter Punkt 2.2.2 beschrieben folgt daraus $y_{jb} \approx 1$. (y_{jb} bzw. $W_{\gamma p}$ untersuche ich eingehender in Punkt 2.4.3. Für meine Analyse ist der kinematische Bereich $W_{\gamma p} \approx s$ von besonderem Interesse.)

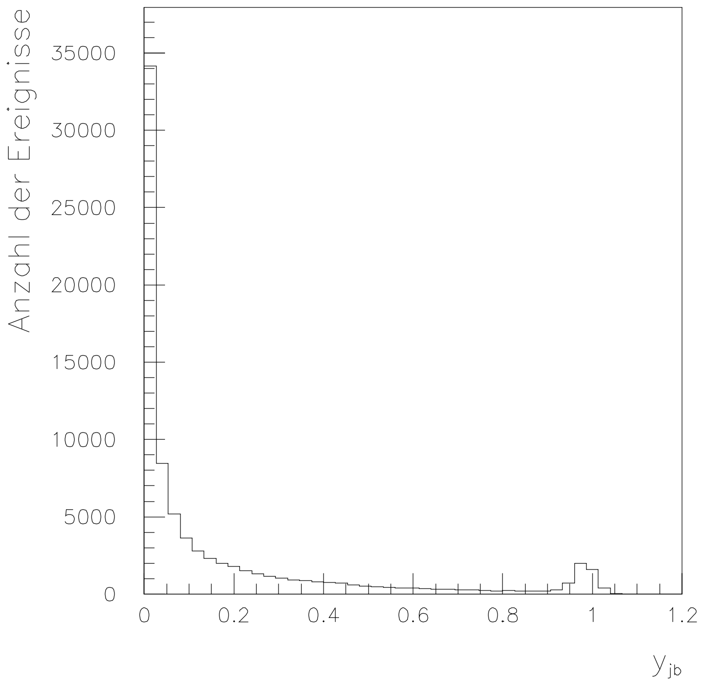

Abbildung 2.14: Verteilung des rekonstruierten y_{jb} für simulierte J/ψ Ereignisse.

2.4.2 Invariante Masse

Die Masse ist eine charakteristische Eigenschaft jedes Teilchens die, wie in Punkt 2.3.3 beschrieben, auch erhalten bleibt, wenn es selbst zerfällt. Kann man alle Zerfallsteilchen identifizieren, so kann aus ihnen die (Invariante) Masse berechnet werden. Dabei besitzt die Masse eines Teilchens — wegen der Energie–Zeit Unschärfe — eine natürliche Breite. Diese ist ebenso charakteristisch für ein bestimmtes Teilchen wie seine Masse.

Abbildung 2.15 zeigt das Invariante Masse Spektrum der simulierten J/ψ Ereignisse. Also eine „Messung" der J/ψ Masse, ein „J/ψ Signal". Dieses Signal hat eine mittlere Breite von $\approx 300 MeV/c^2$. Die natürliche Breite des J/ψ beträgt aber nur $\approx 88 keV/c^s$. Die Breite des gemessenen Signals gibt somit die Auflösung des H1-Detektors wieder.

(Prinzipiell kann man also J/ψ und andere (Hintergrund) Ereignisse anhand das Invariante Masse Spektrums unterscheiden.)

2.4.3 γ–Proton Schwerpunktsenergie

Das Augenmerk meiner Analyse liegt auf Ereignissen bei großem $W_{\gamma p}$. Für diese kinematische Region werden die J/ψ im rückwärtigen Teil des Detektors unter großen Polarwinkeln gemessen (vergleiche Abbildung 2.16).

In diesem Bereich kommen die meisten Hintergrundereignisse bei der J/ψ Messung von QED-Compton Ereignissen:

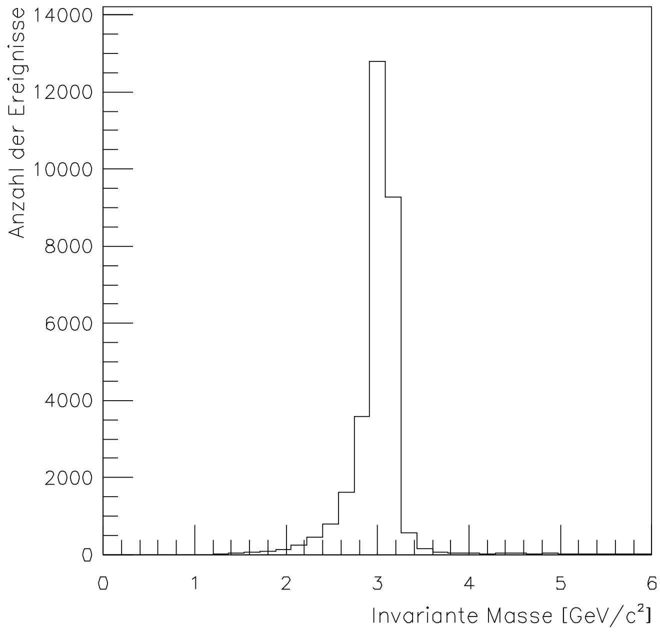

Abbildung 2.15: Spektrum der Invarianten Masse der simulierten J/ψ Ereignisse.

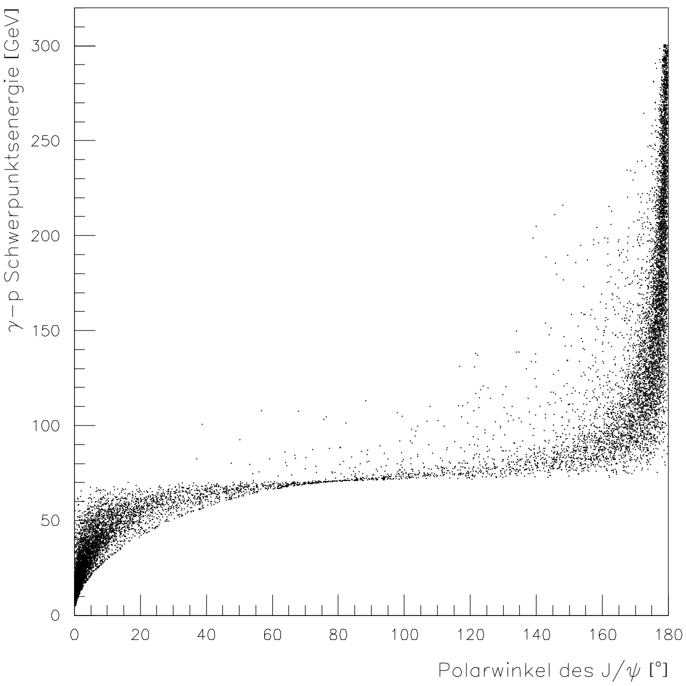

Abbildung 2.16: $W_{\gamma p}$ aufgetragen gegen den Polarwinkel des J/ψ.

- Die Rate an QED-Compton Ereignissen steigt mit zunehmendem θ.
- Die Invariante Masse der QED-Compton Streuung liegt zwischen $1\,GeV/c^2$ und $6\,GeV/c^2$.
- y_{jb} ist für beide Reaktionen sehr groß (> 0.6).
- Die Endzustandsteilchen werden in beiden Fällen back-to-back gemessen.
- die Rate an J/ψ Ereignissen fällt mit wachsendem θ.

Die beiden Reaktionen sind hier also fast ununterscheidbar. Und mit wachsendem $W_{\gamma p}$ sinkt der Anteil an J/ψ in der Statistik.

Ziel meiner Arbeit ist es die Messung des elastischen Wirkungsquerschnittes der Erzeugung von J/ψ in Photoproduktion für sehr große Werte von $W_{\gamma p}$ zu ermöglichen bzw. verbessern.

Kapitel 3

Monte Carlo

„Regentropfen sind billig.“

Markus Enzenberger.

Was ist „Monte Carlo“? Zum einen der Name der bekanntesten europäischen Glücksspiel-Metropole. Zum anderen ein (numerisches) Verfahren zur Lösung komplexer Aufgaben, das auf dem Prinzip der Großen Zahlen beruht. Monte Carlo Verfahren liefern Näherungslösungen indem sie statistische Testmessungen durchführen. Nach der Hauptstadt des Fürstentums Monaco wurden sie wegen dem Roulette benannt — einem einfachen Zufallszahlengenerator. Man kann Monte Carlo Verfahren gleichermaßen auf Probleme anwenden, die keine Zufallskomponente enthalten, wie auf solche, die rein zufallsbasiert sind.

„Was ist die beste Methode um in einer Hochsprache auf einem Computer die Zahl π zu ermitteln?“ — „Monte Carlo.“ — „Das ist eine Antwort, die eines Hochenergie-Physikers würdig ist.“

Gespräch zwischen Steffen Udluft und Markus Enzenberger.

Ein gern zitiertes Beispiel für Monte Carlo Verfahren ist die Schätzung der Zahl π mit Hilfe eines Zufallsexperimentes. (Das erste wurde 1768 von Georges Louis Leclerc Comte de Buffon durchgeführt.) Ich schildere hier ein ähnliches Gedankenexperiment:

> Man zeichnet auf eine quadratische Scheibe um eine der Ecken einen Viertelkreis mit Radius gleich Seitenlänge a des Quadrats. Dann legt man die Scheibe in den Regen. Für jeden Regentropfen der auf die Scheibe fällt gibt es eine Wahrscheinlichkeit von $P = \frac{1/4 \pi a^2}{a^2}$, daß dieser in dem Viertelkreis landet.

Man zählt wieviele N Regentropfen auf die Scheibe fallen, und wieviel n davon im Viertelkreis landen und erhält so eine Schätzung $P' = n/N$ für die Wahrscheinlichkeit P.

Damit erhält man dann eine Schätzung $\pi' = 4P'$ für die Zahl π.

Monte Carlo Verfahren garantieren, daß der relative Fehler unserer Schätzung sich immer wie $1/\sqrt{N}$ entwickelt. Jede neue signifikante Stelle erfordert also ca. hundert Mal so viele Regentropfen. Aber: „Regentropfen sind billig.“ Für die möglichst genaue Berechnung der Zahl π mit Hilfe von Computern sind Monte Carlo Verfahren aufgrund dieser langsamen Konvergenz jedoch nicht geeignet, da es sehr viel schnellere Verfahren gibt.

Vielmehr verwendet man Monte Carlo zur Berechnung hochkomplexer (hochdimensionaler) mathematischer Probleme, bei denen eine feste (kleine) Zahl signifikanter Stellen des Ergebnisses genügt, und die geschlossen nicht in sinnvoller Zeit berechnet werden können. Ganz natürlich ist außerdem die Simulation von statistischen Prozessen, wie z.B. Streuexperimente in der Hochenergiephysik (HEP), mit Hilfe von Monte Carlos.

Solche Simulationen sind notwendig um Meßergebnisse korrekt zu interpretieren und Fehler der Messung bzw. Rekonstruktion zu korrigieren. Aus verschiedenen Gründen können die Signale die bei einem Ereignis von dem Detektor aufgezeichnet werden nur ein unvollständiges und verzerrtes Bild der beobachteten Reaktion wiedergeben. Da für Signalleitungen oder Halterungen (oder auch das Strahlrohr) Platz benötigt wird, kann der Raum um den Wechselwirkungspunkt nicht vollständig mit Detektorkomponenten ausgefüllt werden. Es gibt also blinde Regionen. Rauschen in den Komponenten, oder Untergrundsignale, wie z.B. Strahl–Gas Reaktionen, können die korrekte Ereignisrekonstruktion verhindern. Auch große Spurdichten führen zu Unsicherheit (und Fehlern) in der Rekonstruktion. Und langlebige nicht wechselwirkende Teilchen (z.B. ν_e) können den Detektor unbemerkt verlassen.

Um die Auswirkung all dieser Effekte in einer Analyse berücksichtigen zu können verwendet man Computersimulationen. Zunächst erzeugt man mit Hilfe eines „Generators“ eine große Anzahl von Ereignissen der Physik Reaktion die man untersuchen will. Das Ergebnis eines Generators sind die Viererimpulse und Vertizes (Positionen) der Endzustandsteilchen der Reaktion — für QED-Compton zum Beispiel das Compton-Elektron und -Photon, sowie evtl. der hadronische Endzustand. Diese Teilchen werden mit Hilfe von H1SIM [15] durch den Detektor propagiert. Ihre Wechselwirkung mit dessen Material, die im Detektor hinterlassene Information, usw. wird dabei berechnet. Die daraus resultierenden Ereignisse werden dann, mit dem selben Programm (H1REC) wie die vom echten Detektor gemessenen, rekonstruiert. Ein Vergleich zwischen den generierten und rekonstruierten Größen dieser simulierten Ereignisse liefert dann alle Informationen, die man für die Korrektur der echten Daten benötigt.

Ziel meiner Arbeit ist es aber nicht die QED-Compton Streuung zu simulieren, um damit dann die gemessenen Ereignisse dieser Reaktion besser analysieren zu können. Sie soll statt dessen die Analyse von elastischen J/ψ

Ereignissen aus Photoproduktion bei hohen $W_{\gamma p}^2 \approx s$ verbessern bzw. ermöglichen. Für diese kinematische Region stellt die QED-Compton Streuung einen Großteil der Hintergrundereignisse — das sind Ereignisse, die von der Datenselektion als J/ψ-Kandidaten akzeptiert werden (siehe Kapitel 4). Der Endzustand der J/ψ und QED-Compton Ereignisse hinterlassen im Detektor eine gleichartige Signatur (vgl. Kapitel 2).

Allerings ist die QED-Compton Streuung eine Reaktion die — auch aus anderen HEP-Experimenten — sehr gut verstanden ist. Sie wird bei H1 zur Kalibration des rückwärtigen Kalorimeters (SpaCal) genutzt (s.a. 2.3). Ich versuche in meiner Arbeit diese gut bekannte Reaktion qualitativ und quantitativ exakt zu simulieren, damit ich diese Hintergrundereignisse aus der J/ψ Statistik entfernen kann (vgl. Kapitel 5).

Ein Schwerpunkt meiner Arbeit war die Simulation und Analyse des hadronischen Endzustandes der inelastischen QED-Compton Streuung. Dieser wird vom COM200 Generator nicht zur Verfügung gestellt. Die Informationen über den hadronischen Endzustand und eine exakte Simulation sind jedoch für meine Analyse sehr wichtig.

3.1 Der COM200 Monte Carlo Generator

Das Prinzip eines *Monte Carlo Generators* ist, viele zufällige Ereignisse zu erzeugen — eine *Statistik* von Ereignissen — die (im Limes großer Zahlen) dieselben Eigenschaften (z.B. Energie–, x–, Q^2–Verteilung) besitzt, wie die betrachtete Physik-Reaktion in Realität.

Die einfachste Methode diese Statistik zu gewinnen, ist gleichmäßig und zufällig beliebige Konfigurationen Y (z.B. der kinematischen Variablen) aus dem verfügbaren Phasenraum R auszuwählen. Dann bestimmt man die Wahrscheinlichkeit $p(Y)$ mit der diese spezielle Konfiguration auftreten kann. Zum Abschluß testet man diese Wahrscheinlichkeit gegen eine gleichmäßig verteilte Zufallszahl z. Gilt $z \leq p$ so wird die Konfiguration als Ereignis akzeptiert, ansonsten verworfen. (In der Physik spricht man nicht von Wahrscheinlichkeiten, sondern von Wirkungsquerschnitten, aber das Prinzip bleibt gleich.)

Zwei Beispiele, um obiges Prinzip zu verdeutlichen:

1) Sei $Y \in \{1, 2, \ldots, 6\}$ gleichverteilt, also $p(Y') = 1/6$. Nun wählt man ein Y' gleichmäßig aus $\{1, \ldots, 6\}$ und ein $z \in [0, 1]$ aus. Wenn gilt $z \leq p(Y') = 1/6$, so wird Y' als Ereignis (z.B. Würfelwurf) akzeptiert.

2)Sei $Y \in [0, 1]$ gleichmäßig verteilt, also $\frac{dp}{dY} = 0$. Es gilt dann:

$$p(Y \in [Y', Y' + dY]) = \frac{\int_{Y'}^{Y'+dY} dp/dY\, dY}{\int_0^1 dp/dY\, dY} = dY$$

Wähle nun gleichmäßig Y' und z aus. Teste ob $z \leq p(Y') = dY$ ist. Wenn ja akzeptiere Y' als Ereignis.

Diese Methode ist sehr einfach aber, wie das zweite Beispiel zeigt, nicht praktikabel (wenn dY klein wird). Für die meisten ausgewählten Konfigurationen Y' wird die Wahrscheinlichleit $p(Y')$ sehr klein sein und sehr viele werden (nutzlos) verworfen werden, bevor man eine als Ereignis akzeptiert.

Um dieses Problem zu beheben, verbessert man die Auswahl der Konfiguration. Statt einfach gleichmäßig aus dem vorhandenen Phasenraum zu wählen, verwendet man Zufallszahlen, deren Verteilung der Wahrscheinlichkeit ihrer zugehörigen Konfiguration entspricht. Ein abschließender Test kann dann entfallen. Wie man eine passend verteilte Zufallszahl bekommt soll das folgende Beispiel zeigen.

> Wir wollen eine zufällige Konfiguration $X \in [0, \pi/2]$, mit der Eigenschaft, daß $dp/dX = cos(X)$. Gegeben ist uns eine gleichmäßig verteilte Zufallszahl $Y \in [0, 1]$. Gesucht ist eine Funktion $f(Y)$, mit der $X = f(Y)$ die oben geforderten Eigenschaften hat. Es gilt:
>
> $$\begin{aligned} p(X') = p(X \in [X', X' + dX]) &= \frac{\int_{X'}^{X'+dX} cos(X)\, dX}{\int_0^{\pi/2} cos(X)\, dX} \\ &= sin(X' + dX) - sin(X') \end{aligned}$$
>
> und weiter
>
> $$\begin{aligned} p(X') = p(Y \in [f^{-1}(X'), f^{-1}(X' + dX)]) &= \frac{\int_{f^{-1}(X')}^{f^{-1}(X'+dX)} dp/dY\, dY}{\int_0^1 dp/dY\, dY} \\ &= f^{-1}(X' + dX) - f^{-1}(X') \end{aligned}$$
>
> daraus folgt dann
>
> $$f(Y) = sin^{-1}(Y)$$
>
> Allgemein gilt für $dp/dX = g(X)$, daß $f(Y) = G^{-1}(Y)$ die gesuchte Funktion ist, wobei $G(X') = \int_{X_{min}}^{X'} g(X)\, dX$. Wenn f gefunden ist, dauert die Auswahl einer Konfiguration $X' = f(Y)$ kaum länger als die Berechnung einer gleichverteilten Zufallszahl.

Für die QED-Compton Streuung bei e^+e^- Experimenten gibt es exakte Monte Carlo Generatoren, die obiges Verfahren anwenden. Für das H1-Experiment kann man diese aber nicht nutzen. Die wichtigsten Gründe sind

- die fehlenden Symmetrien der e^+e^- Experimente — also nur *ein* Positronenstrahl, die Protonmasse ist ca. 2000 Mal größer als die des Positrons und die Energien der Teilchen sind verschieden groß ($E_p \approx 30E_e$);
- das Proton ist kein Punktteilchen, sodaß alle Berechnungen Modellabhängig sind und keine exakten Wirkungsquerschnitte angegeben werden können.

Beim COM200-Generator wurde deswegen eine gemischte Methode verwirklicht [10, 11].

1. Die QED-Comton Streuung wird in drei Klassen eingeteilt: elastisch, inelastisch resonant und inelastisch protondissoziativ. Einmal, zu Beginn der gesammten Simulation, werden für diese drei Klassen (abhängig vom verwendeten Proton Modell) näherungsweise Wirkungsquerschnitte berechnet: $\sigma_{elastisch}$, $\sigma_{resonant}$, $\sigma_{dissoziativ}$.

2. Zuerst wählt der Generator mit Hilfe dieser drei Wirkungsquerschnitte die Klasse eines Ereignisses aus.

3. Innerhalb einer Klasse werden dann günstige Konfigurationen ausgewählt. Dazu verwendet der Generator spezialisierte Näherungen der differentiellen Wirkungsqerschnitte. Die Kinematik wird exakt berechnet, die Näherungen haben nur einen Einfluß auf die Verteilung der ausgewählten Konfigurationen. Eine Konfiguration Y' wird also mit einer geschätzten Wahrscheinlichkeit $\widetilde{P(Y')}$ ausgewählt.

4. Für die so gewonnene Konfiguration Y' wird mit Hilfe der „exakten" (d.h. nur modellabhängigen) Wirkungsquerschnitte die wirkliche Wahrscheinlichkeit $P(Y')$ berechnet. Dann wird gegen das statistische Gewicht $\frac{P(Y')}{\widetilde{P(Y')}}$ mit einer gleichmäßigen Zufallszahl getestet.

   Da jede Konfiguration schon möglichst günstig gewählt wurde ($P(Y') \approx \widetilde{P(Y')}$), sind diese Gewichte ≈ 1 und so werden viele Konfigurationen als Ereignis akzeptiert.

Mit den in Abschnitt 2.1 definierten Variablen gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der QED-Compton-Streuung:

$$\frac{d^4\sigma^{pe\longrightarrow Xe\gamma}}{dx\,dx'\,dQ^2\,d\Omega^*} = f^T_{\gamma^*/p}(x,x',Q^2)\left(\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\right)^T + f^L_{\gamma^*/p}(x,x',Q^2)\left(\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\right)^L \tag{3.1}$$

mit $x' = qk/Pk$, $d\Omega^* = du^*d\phi^*$, $u^* = cos(\theta^*)$. θ^* und ϕ^* sind die Streuwinkel im Schwerpunktsystem des Compton Streuprozesses.Die hochgestellten T und L beziehen sich auf die Polarisation des virtuellen Photons am Protonvertex. Für die Spektren des virtuellen Photons $f^{T(L)}_{\gamma^*/p}$ gilt:

$$f^T_{\gamma^*/p} = \frac{1-x}{4\pi^3 xx'}F^T(x,x',Q^2)\sigma_T^{\gamma^*/p} \tag{3.2}$$

$$f^L_{\gamma^*/p} = \frac{1-x}{4\pi^3 xx'}F^L(x,x',Q^2)\sigma_L^{\gamma^*/p} \tag{3.3}$$

wobei $F^L(x,x',Q^2) = F^T(x,x',Q^2) - \frac{x'^2}{2x^2} = \frac{(1-x'/x)Q^2 - x'^2 m_p^2}{Q^2+4x^2m_p^2}$; m_p ist die Protonmasse.

	Δ	N^*	N
M_R (GeV/c^2)	1236	1520	1688
σ_R (μb)	550	280	220
Γ_R (GeV)	0.12	0.12	0.12
Q_R^2 (GeV^2/c^4)	2.5	3.0	3.0

Tabelle 3.1: Von COM200 verwendete Werte für Masse, totalen Wirkungsquerschnitt, Breite der drei Resonanzen $\Delta(1236)$, $N^*(1520)$ und $N(1688)$

Die verbleibenden freien Parameter sind die modellabhängigen $\sigma_{T(L)}^{\gamma^*/p}$: transversaler (bzw. longitudinaler) Wirkungsquerschnitt der virtuellen Photoproduktion $\gamma^* p \longrightarrow X$. Um diese festzulegen, unterscheidet der COM200 Monte Carlo Generator verschiedene Q^2 und m_X Bereiche — m_X (andere Bezeichnung: W_H) ist die Masse des hadronischen Endzustandes — und teilt damit die QED-Compton Streuung in drei Klassen:

elastisch: $m_X = m_p$

Unter Verwendung der gebräuchlichen elektromagnetischen Formfaktoren des Protons:

$$\begin{aligned} G_E(Q^2) &= \frac{G_M(Q^2)}{2.79} = \left(\frac{1+Q^2}{Q_0^2}\right)^{-2} \\ Q_0^2 &= \frac{0.71\, GeV^2}{c^2} \end{aligned}$$

rechnet der Generator mit:

$$\sigma_T^{\gamma^*/p} = \frac{4\pi^2\,\alpha}{Q^2} G_M(Q^2) \frac{\delta(1-x)}{1-x} \tag{3.4}$$

$$\sigma_L^{\gamma^*/p} = \frac{16\pi^2\,\alpha\, m_p^2}{Q^4} G_E(Q^2) \frac{\delta(1-x)}{1-x} \tag{3.5}$$

(inelastisch) **resonant**: $(m_p + m_\pi) < m_X < 1.8\, GeV/c^2$

Aus den Ergebnissen von Photoproduktions Experimenten abgeleitet, werden für diesen Bereich nur die drei Resonanzen $\Delta(1236)$, $N^*(1520)$ und $N(1688)$ berücksichtigt. Die Wirkungsquerschnitte werden entsprechend zu

$$\sigma_T = \sum_R \sigma_R \frac{W_R^2\,\Gamma_R^2}{(m_X^2 - m_R^2)^2 + W_R^2 \Gamma_r^2} \left(1 + \frac{Q^2}{Q_R^2}\right) \tag{3.6}$$

$$\sigma_L = 0 \tag{3.7}$$

angenommen. Die vom COM200 Generator verwendeten Parameter dieser Resonanzen kann man Tabelle 3.1 entnehmen.

inelastisch (proton dissoziativ): $m_X > 1.8\,GeV/c^2$

Zunächst muß man sich für eine Protonstrukturfunktion entscheiden. Hier hat man im Prinzip die Wahl zwischen zwei Klassen von Strukturfunktionen: Solche die erst ab hinreichend großen Q^2 (meist ab etwa $4GeV^2/c^4$), und solche die für den gesamten Q^2 Bereich bis einschließlich $Q^2 = 0$ gültig sind.

Für meine Monte Carlo Simulation verwende ich die Strukturfunktion $H1BK(x, Q^2)$ [16]. Diese Parametrisierung ist für beliebige Q^2 gültig. Mit ihr werden dann die $\sigma_{T(L)}$ generell zu

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2}\,H1BK(x, Q^2) \tag{3.8}$$

$$\sigma_L = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2}\,\frac{4x^2m_p^2}{Q^2}\,H1BK(x, Q^2) \tag{3.9}$$

bestimmt.

Benutzt man eine Strukturfunktion die erst ab großen Q^2 gültig ist, so muß man diese für den Bereich kleiner $Q^2 \longrightarrow 0$ interpolieren. Der COM200 Generator verwirklicht dazu die folgende Methode:

Hier werden zunächst zwei verschiedene Q^2 Bereiche unterschieden.

- Wenn Q^2 hinreichend groß ist, wird das Quark-Parton Modell verwendet, um die γ–Proton Wechselwirkung zu beschreiben. Unter der Annahme, daß $\sigma_L = (Q^2/\nu^2)\sigma_T$ mit $\nu = Q^2/2m_px$, erhält man:

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2}\,F_2^p(x, Q^2) \tag{3.10}$$

$$\sigma_L = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2}\,\frac{4x^2m_p^2}{Q^2}\,F_2^p(x, Q^2) \tag{3.11}$$

  Dabei ist $F_2^p(x, Q^2)$ die Proton Strukturfunktion.

- Für den Fall, daß $Q^2 \longrightarrow 0$ wird von COM200 der Wirkungsquerschnitt der gut erforschten (realen) Photoproduktion verwendet:

$$\sigma_T \approx 100\mu b \tag{3.12}$$

$$\sigma_L = 0 \tag{3.13}$$

Dann wird $\sigma_{T(L)}$ mit Hilfe von

$$\phi(x, Q^2) = \frac{Q^2/Gev^2}{Q^2/GeV^2 \,+\, F_2^p(x, Q^2)} \tag{3.14}$$

gleichmäßig auf dem ganzen Raum so fortgesetzt, daß zwischen den beiden Q^2 Bereichen stetig interpoliert wird:

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} F_2^p(x,Q^2) \cdot \phi(x,Q^2) \tag{3.15}$$

$$\sigma_L = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} \frac{4x^2 m_p^2}{Q^2} F_2^p(x,Q^2) \cdot \phi(x,Q^2) \tag{3.16}$$

3.2 Simulation des hadronischen Endzustandes

Mein Beitrag zur Simulation der QED-Compton Streuung ist die Bereitstellung des hadronischen Endzustandes in einer Form, die von H1SIM weiterverarbeitet werden kann.

Im COM200-Generator ist dafür schon eine Schnittstelle vorhanden, diese wurde bisher jedoch nur für das gestreute Compton-Elektron und -Photon benutzt. Außerdem stehen innerhalb des Generators weitere Informationen — wie Klasse der inelastischen Reaktion, Masse des hadronischen Endzustandes oder für Protondissoziative Ereignisse der Anteil x des gestreuten Partons am Protonimpuls — zur Verfügung.

Ein kleines Monte Carlo generiert aus diesen Informationen die hadronischen Endzustandsteilchen. Diese übergebe ich dann an JETSET [17], das die Hadronisierung durchführt (vgl. Kapitel 2), bzw. den Zerfall der Protonresonanzen simuliert.

3.2.1 inelastisch resonante Ereignisse

Dieser Fall ist sehr einfach zu handhaben. Aus den Generatordaten bestimme ich Viererimpuls, Vertex und Teilchencode der Protonresonanz. (Ein Teilchencode ist eine Zahl die ein bestimmtes Teilchen identifiziert, also z.B. Down-Quark=1, Up-Quark=2, γ=22, Elektron=11, Proton=2212.)

JETSET berechnet dann den Zerfall der Protonresonanz (anhand der bekannten Kanäle; z.B. $\Delta \longrightarrow p\pi$, $\Gamma_{p\pi}/\Gamma_{tot} = 0.5$) bis nur noch „stabile" Teilchen übrig sind. (Stabil bedeutet hier, daß das Teilchens den H1-Detektor erreichen und dort wechselwirken kann. Diese Wechselwirkungen werden von H1SIM berechnet.) Als Ausgabe liefert es die Viererimpulse und Codes dieser Teilchen, und deren *Vertex* — ihre Position relativ zum Wechselwirkungspunkt.

3.2.2 protondissoziative Ereignisse

In Analogie zum COM200 Generator verwende ich das Quark-Parton Modell um den hadronischen Endzustand zu generieren. Ich wähle (s.u.) ein Parton des Protons aus und bestimme für dieses und den Protonrest die Viererimpulse. Diese, sowie die Teilchencodes und Informationen über den Farbfluß des

Systems übergeben ich wieder an JETSET, das dann die Hadronisierung berechnet. Weiterhin berechnet JETSET für jedes Teilchen die weiteren Zerfälle, bis nur noch stabile Objekte übrig bleiben (vgl. Punkt 3.2.1). Diese stelle ich dann H1SIM für die weitere Simulation zur Verfügung.

Um das gestreute Parton des Protons zu bestimmen, habe ich einen eigenen Monte Carlo Generator programmiert.

1. Zu Beginn berechne ich aus der Partondichte des Protons die Wahrscheinlichkeit für die einzelnen Partonen (also Up- und Down-Quark, Seaquarks, etc.)

   Die Partondichte entnehme ich der CERN Software PDFlib. Dabei handelt es sich um ein Programm, das eine sehr große Auswahl an Parametrisierungen der Partondichte zur Verfügung stellt. Dieses Vorgehen ist notwendig, da mir innerhalb des COM200 Generators zwar eine Strukturfunktion F_2^{COM200} zur Verfügung steht, jedoch keine Partondichten.

   > Aus dieser Wahl ergibt sich eine theoretische Schwierigkeit: Für jede Partondichte gibt es eine passende Strukturfunktion F_2^{Parton}. Dieses stimmt aber im Allgemeinen nicht mit der von COM200 verwendeten F_2^{COM200} überein. Und die differentiellen Wirkungsquerschnitte die mit diesen beiden Strukturfunktionen berechnet werden können große Unterschiede aufweisen.
   >
   > Für meine Simulation des hadronischen Endzustandes hat das jedoch kaum Auswirkungen. Anstatt die Verteilung der Partonen über die Partondichte zu bestimmen hätte ich auch einfach 2/3 Up- und 1/3 Downquarks annehmen können.

2. Mit diesen Wahrscheinlichkeiten wählt ein Monte Carlo Verfahren dann das gestreute Parton aus. Dabei unterdrücke ich jedoch alles außer Up- und Down-Quarks. Der Anteil anderer Partonen beträgt bei der verwendeten Partondichte nur ca. $5*10^{-5}$, das Monte Carlo wäre dadurch jedoch bei weitem komplexer geworden.

3. Nun liegt ein Quark–DiQaurk System vor. Unter Berücksichtigung der vom COM200 Generator berechneten Kinematik bestimme ich die Viererimpulse

   $$p_q = xP \tag{3.17}$$
   $$p_{dq} = (1-x)P \tag{3.18}$$

   von gestreutem Quark und Protonrest.

4. Für den Protonrest berücksichtige ich weiterhin die möglichen Spinzustände. (Also etwa für ein (ud) Diquark: $(ud)_0$ und $(ud)_1$.)

Kapitel 4

Datenselektion

In diesem Kapitel beschreibe ich den Auswahlprozeß, der zu den für meine Analyse verwendeten Daten geführt hat. Zunächst werde ich die von mir verwendeten Ereignisklassen anhand von einfachen Eigenschaften definieren. Dann leite ich daraus Bedingungen ab, die sich mit Größen des H1-Experimentes beschreiben lassen: z.B. Meßergebnisse von Detektorkomponenten oder Triggerentscheidungen. Die Ergebnisse dieses Selektionsprozesses werden am Ende des Kapitels in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Für meine Analyse benötige ich keine reinen QED-Compton Daten, um sie mit meinen QED-Compton Monte Carlos zu vergleichen. Viel mehr ist das Ziel meiner Arbeit zu zeigen ob, und wie gut der Untergrund bei der Messung des J/ψ Signals mit Hilfe von simulierten QED-Compton Ereignissen beschrieben werden kann. Ich beschreibe im folgenden die Auswahlkriterien mit denen die J/ψ Kandidaten für die Analyse ausgewählt wurden. Dieselben Kriterien wende ich dann sowohl auf die gemessenen Daten als auch auf das Monte Carlo an.

Für meine Untersuchung konzentriere ich mich auf J/ψ (und natürlich QED-Compton) Ereignisse bei kleinem Q^2 (vgl. hierzu Kapitel 2 und 3) und großem $W_{\gamma p}$. (Unter Vernachlässigung der Protonmasse gilt $W_{\gamma p}^2 = yS - Q^2$.) Im Detektor können bei dieser Reaktion nur die Zerfallsprodukte des J/ψ nachgewiesen werden. Das gestreute Proton und Positron verlassen wegen des kleinen Q^2 den Detektor unbemerkt durch das Strahlrohr. In dieser Arbeit wird das J/ψ anhand des Zerfallskanals

$$J/\psi \longrightarrow e^+ \, e^- \left(\frac{\Gamma_{e^+e^-}}{\Gamma_{total}} = 0.0599 \pm 0.0025 \right) \qquad (4.1)$$

nachgewiesen [18].

Die QED-Compton Streuung stellt für diesen Zerfallskanal die größte Hintergrundklasse dar. Ihr gemessener Endzustand (e^+ und γ) wird durch die Datenselektion als J/ψ Ereignis akzeptiert[1] (vgl. Abschnitt 2.4).

[1]Im Rückwärtigen Teil des H1 Detektors können Photonen nicht gut von Elektronen unterschieden werden. Vergleiche dazu Abschnitt 5.3.

4.1 Ereignisklassen

Ich unterscheide zwei Ereignisklassen, die sich anhand der verwendeten Detektorkomponenten und der Analysemethoden unterscheiden, und zwei $W_{\gamma p}$ Bereiche der J/ψ Produktion repräsentieren (vgl. Abschnitt 2.4).

*Cluster Cluster (***CC***) Ereignisse:* Im elektromagnetischen Teil des SpaCal werden zwei, lokal begrenzte Energiedepositionen („Cluster") gemessen. Diese stammen von den Zerfallselektronen des J/ψ (bzw. vom gestreuten Comptonelektron und -Photon).

*Track Cluster (***TC***) Ereignisse:* In den zentralen Spurkammern wird eine geladene Spur („Track") gemessen, die vom Ereignis-Vertex kommt und auf ein elektromagnetisches Cluster im Flüssig-Argon zeigt. Im SpaCal gibt es ein elektromagnetisches Cluster.

Die Spur und der em. Cluster im Flüssig-Argon Kalorimeter stammen von einem der Zerfallselektron des J/ψ, das Cluster im SpaCal von dem anderen. Für QED-Compton muß die Spur von dem gestreuten Positron stammen, das Cluster im SpaCal also von einem Photon.

Die CC-Klasse bildet den Schwerpunkt meiner Analyse. QED-Compton hat hier einen viel größeren Anteil an den Ereignissen, da der Wirkungsquerschnitt mit $\theta \longrightarrow 180°$ explodiert (vgl. Abschnitt 2.3 und Tabelle 4.1). Außerdem sind die J/ψ-Ereignisse mit den größten $W_{\gamma p}$ ebenfalls in dieser Klasse. Die TC-Klasse verwende ich gleichsam als Referenzklasse — z.B. zur Bestimmung von Effizienzen aus den Daten und für Vergleiche mit dem Monte Carlo. (Hier können J/ψ und QED-Compton Ereignisse anhand ihrer Invarianten Masse leicht unterschieden werden.)

Eine ausführliche Untersuchung des J/ψ und der Eigenschaften der CC- und TC-Klasse findet man in [19]. Ich orientiere mich in meiner Datenselektion an den dort gefundenen Kriterien, jedoch mußten einige Veränderungen vorgenommen werden, um die veränderten Bedingungen von 1997 gegenüber 1995 zu berücksichtigen.

4.2 Runselektion

Als Run bezeichnet man einen Abschnitt der Datenerfassung, während dessen Dauer vergleichbare Versuchsbedingungen geherrscht haben: es wurden die selben Detektorkomponenten verwendet, die Strahlbedingungen (z.B. Fokusierung, Neigung, usw.) oder die Untergrundstrahlung (vgl. Abschnitt 1.2.6) waren gleich.

Ich verwende alle Runs von 1997, die den folgenden Bedingungen genügen:

- Die Qualität der genommenen Daten wird als „good" bzw. „medium" angegeben.

Good: Die wichtigsten Detektoren des H1-Experimentes waren funktionsfähig und aktiv. Dazu gehören das Flüssig-Argon Kalorimeter und SpaCal, die beiden CJCs, die Proportionalkammern und die BDC, außerdem das Luminositäts- und Myonsystem.

Medium: Eine der oben genannten Komponenten — jedoch nicht das Flüssig-Argon , SpaCal, Lumisystem und eine der CJCs — war außer Betrieb. Oder ein paar der unwichtigeren Systeme sind ausgefallen. (Hierzu zählen z.B. die z-Kammern, Plug, BST, DCRPhi-trigger, etc.)

- Jeweils die für die CC- bzw. TC-Klassifikation zusätzlich benötigten Detektorkomponenten und Trigger (s.u.) waren aktiv.
- Für meine Analyse und zum Vergleich meiner Ergebnisse mit denen aus anderen Untersuchungen benötige ich auf jeden Fall das Luminositätssystem.

Zusätzlich verwende ich nur Daten aus einer Phase > 1.(Bei HERA unterteilt man die Datennahme in „Lumifills“. Wie in Abschnitt 1.1 beschrieben wird der Speicherring mit Teilchenbündeln gefüllt („fill“) die dann synchronisiert und zur Kollision gebracht werden (dadurch „entsteht“ Luminosität). Ein Lumifill ist die Periode in der die selben Proton- und Positronstrahlen verwendet werden. Jeder Lumifill ist in mehrere Phasen unterteilt.) Ab Phase 1 beginnt die eigentliche Datennahme des H1-Experimentes, und es steht die meiste Luminosität zur Verfügung. Hier liegt das Hauptaugenmerk des Experiments auf seltenen Reaktionen, wie z.B. verbotene Zerfälle von Mesonen oder Ereignisse bei extrem hohem Q^2 [20]. Trigger für andere (häufigere) Physikereignisse haben in dieser Phase meist große Prescales um die Totzeit des Detektors zu minimieren. Um das Problem der Prescales zu umgehen und das Funktionieren meiner Trigger zu sichern, verwende ich Phase 1 in meiner Analyse nicht.

Für diese Runselektion erhalte ich für die CC-Daten eine integrierte Luminosität von $14.5pb^{-1}$, und für TC $16.23pb^{-1}$. An Monte Carlo besitze ich insgesamt $14.49pb^{-1}$ integrierte Luminosität.

4.3 Triggerselektion

Damit ein Ereignis vom H1-Detektor als „sinnvoll“ akzeptiert wird, muß es gewisse Bedingungen — sogenannte Trigger-Bedingung oder kurz Subtrigger — erfüllen (vgl. 1.2.6). Ein einzelnes Ereignis kann dabei von vielen verschiedenen Subtriggern akzeptiert werden. Für eine konsistente Analyse ist es notwendig den Einfluß der Trigger (z.B. ihre Effizienz) auf die untersuchten Ereignisse möglichst genau zu kennen. Dies für jeden der 128 möglichen Subtrigger zu untersuchen ist jedoch nicht praktikabel.

Deswegen muß man sich für eine kleine Anzahl von (möglichst) effizienten Triggern entscheiden, die möglichst alle J/ψ-Kandidaten getriggert haben. Man analysiert dann nur die von diesen Triggern akzeptierten J/ψ-Kandidaten.

Außerdem durchläuft jedes Ereignis eine teilweise Rekonstruktion (Stufe 4 des Triggersystems). Diese soll vorallem protoninduzierten Untergrund — etwa Proton–Restgas oder Proton–Strahlrohr Reaktionen — ausschließen. Damit ein vom Detektor akzeptiertes Ereignis dann dauerhaft (auf sog. **D**ata **S**election **T**ape) archiviert wird, muß es einer sogenannte Physikklasse zuzuordnen sein. Diese Zuordnung erfolgt auf der Stufe 5 des Triggersystems und wird als L5-Triggerentscheidung bzw. L5-Klasse oder Ereignisklasse bezeichnet.

Für *Cluster Cluster* verlange ich

- den Subtrigger (S3) oder (S40), und
- die L5-Klasse 5 oder 7.

Bei *Track Cluster*

- den Subtrigger (S1), (S2) oder (S3), und
- die L5-Klasse 22, 23, 1 oder 4.

Allgemeine Informationen zur Funktion der Trigger wurden schon unter 1.2.6 gegeben. Im folgenden werde ich dir Triggerelemente, aus denen meine Subtriger aufgebaut sind, kurz beschreiben. (Die genaue Zusammensetzung der Subtrigger aus den verschiedenen Triggerelementen änderte sich dabei zeitweise. Davon waren hauptsächlich die Informationen des Flugzeitsystems betroffen. Die Subtrigger blieben jedoch stabil.)

(S1): Außer minimal (bzw. maximal) Forderungen an die Energie im elektromagnetischen (bzw. hadronischen) Teil des SpaCal, enthält dieser Subtrigger Spurbedingungen und Informationen vom Flugzeitsystem (**T**ime **Of** **F**light System) und den Veto-Wänden. Der Trigger hatte für den verwendeten Runbereich und Phase > 1 keinen Prescale.

Um aus den Energiedepositionen im SpaCal Triggerinformationen zu gewinnen, werden diese zu Clustern aufsummiert (siehe [21]). Aus diesen Clustern werden dann die "**I**nclusive **E**lectron **T**rigger" Triggerelemente gebildet, indem für verschiedene Bereiche (Zentral-, Mittel-, Außen-) des SpaCal bestimmte Mindestenergien gefordert werden.

Der Subtrigger (S1) fordert mit dem Triggerelement SPCLe_IET > 2 eine minimale Energiedeposition $> 5.5\,GeV$ im elektromagnetischen Teil des SpaCal, der zentrale Bereich des SpaCals wird dabei nicht berücksichtigt. Dieser wird besonders stark mit Untergrundstrahlung bombardiert. (Diesen zentralen Bereich bezeichne ich als "blinden Fleck" dieses Triggerelementes.) IET > 2 stellt die härtesten Bedingung an die SpaCal Cluster.

Zusätzlich enthält (S1) eine Maximalzahl erlaubter Spuren vom z-Vertex zVtx_mul < 7.

(S2): Dieser Subtrigger fordert mindestens eine Spur mit transversalem Impuls $> 800\,GeV/c$ (DCRPh_THig), ein signifikantes z-Vertex Histogramm (zVtx_sig) und minimale elektromagnetische Energie im SpaCal: SPCLe_IET > 1 verlangt im zentralen Bereich des SpaCal mindestens $6\,GeV$, im mittleren $> 3.5\,GeV$ oder im äußeren $> 2\,GeV$.

Dieser Trigger ist generell, abhängig von der Phase, mit einem Prescale versehen. Dieser beträgt maximal 20. Soweit im Rahmen dieser Arbeit erforderlich wurde dieser Faktor berücksichtigt.

(S3): Die Bedingung für eine minimale Energiedeposition von $> 5.5\,GeV$ außerhalb des zentralen SpaCal Bereichs (SPCLe_IET > 2) wird für diesen Trigger nochmals verschärft, indem eine sichtbare Gesamtenergie von $> 12\,GeV$ gefordert wird (SPCLe_ToF_E_2).

Dieser Trigger lief für Phase > 1 ohne Prescale.

(S40): Der Subtrigger (S40) dient als Eingabe für ein neuronales Netz der Stufe 2 (siehe Abschnitt 1.2.6): einem parallelen Algorithmus, der speziell für die Erkennung von J/ψ im SpaCal entwickelt wurde [19]. Es handelt sich dabei um einen Parallelrechner, der mit Masken auf die spezielle Back-to-Back Topologie (vgl. Abschnitt 2.4) der J/ψ Ereignisse testet. Dieser Trigger hatte für Phase > 1 keinen Prescale.

Die geforderten L1-Triggerelemente schließen Ereignisse aus, die apriori keine J/ψ aus Photoproduktion sein können. Zum Beispiel dürfen höchstens zwei Masken des DcRPhi-Triggers angesprochen haben (!DCRPh_Tc) und im SpaCal müssen Energiedepositionen sein (SPCLe_IET > 1).

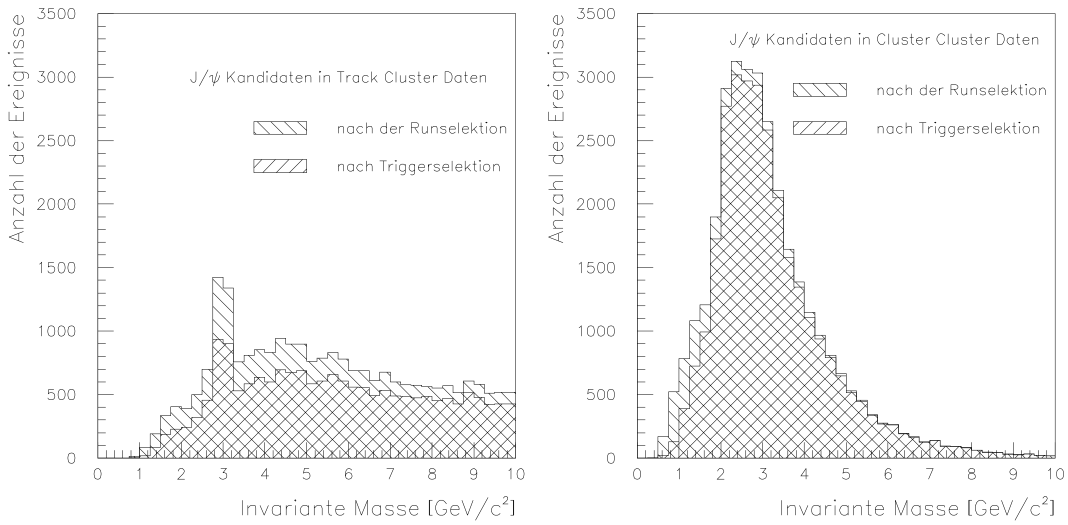

Abbildung 4.1: Die Wirkung der Trigger Auswahl auf die Statistiken der *Track Cluster* und *Cluster Cluster* Ereignisse in den gemessenen Daten.

In Abbildung 4.1 sieht man, wie sich diese Kriterien auf die Daten auswirken. Es vergleicht alle TC und CC Ereignisse (vgl. Abschnitt 4.1) mit denen, die von den oben aufgezählten Subtriggern akzeptiert und den geforderten L5-Klassen zugeordnet wurden.

4.4 Identifikation von Cluster Cluster Ereignissen

In diesem Abschnitt beschreibe ich alle Analyseschnitte, die von mir für die endgültige Selektion der J/ψ Kandidaten verwendet wurden — ein Analyseschnitt („Cut“) ist eine Bedingung, die ich für meine Analyse verwendet habe, die aber nicht Teil der H1 Datenerfassung ist. Die so ausgewählten Ereignisse bezeichne ich als *Cluster Cluster* Statistik oder kurz als CC. Ich beschreibe für jeden Cut kurz dessen Zweck. Die Auswirkungen kann man der Tabelle 4.1 am Ende des Kapitels entnehmen.

Aus den unten aufgezählten Cuts ergibt sich eine Schwierigkeit bei der Rekonstruktion des Ereignis-Vertex. (Die damit akzeptierten Ereignisse haben keine Spurinformationen.) Dieser wird deswegen als Run-Vertex — aus allen Ereignissen eines Runs berechneter „mittlerer“ Vertex — angenommen. Rekonstruierte Größen, wie der Winkel θ und daraus abgeleitete Größen (wie z.B. die invariante Masse) der gemessenen Teilchen, hängen sehr stark von dem verwendeten Vertex ab. Alle Angaben zu diesen Grössen sind entsprechend zu interpretieren.

Clusteranzahl: Im SpaCal müssen genau zwei elektromagnetische Cluster vorliegen.

maximaler Clusterradius: Diese Bedingung an den Clusterradius dient dazu Elektronen von Pionen (oder anderen Hadronen) zu unterscheiden.

Primärteilchen, die im SpaCal gemessen werden, erzeugen dort Teilchenschauer. Die transversale Ausdehnung dieser Schauer für Elektronen ist kleiner als der für z.B. Pionen (oder andere Hadronen).

Clusterenergie: Ich fordere zwei Cluster im SpaCal, die die folgenden Bedingungen erfüllen:

- ein Cluster hat $E_{Cluster1} \geq 4\,GeV$, und
- der andere mit $E_{Cluster2} \geq 6\,GeV$, liegt außerhalb eines Quadrats mit den Abmessungen $x \in [-17cm, +9cm]$ und $y \in [-9cm, +17cm]$ um die Strahlachse. (Dieses Quadrat entspricht dem „blinden Fleck“ des Triggerelementes SPCLe_IET > 2.)

Damit fordere ich also indirekt eine sichtbare Energie von $> 10\,GeV$.

θ-Akzeptanz: Für zu große Polarwinkel θ besteht die Gefahr, daß der Schauer der gemessenen Teilchen nicht ganz innerhalb des SpaCal verbleibt (sog. „leakage“), und damit dessen Energie zu gering geschätzt wird.

Deswegen fordere ich für beiden Cluster $\theta_{Cluster} < 176°$.

Veto mit Spurbedingungen:

- *Keine* Spuren in den zentralen Spurkammern, außer sie sind mit einem der SpaCal Cluster assoziiert. Wenn die beiden Cluster im SpaCal wirklich von den Zerfallselektronen eines J/ψ stammen, dann können diese Spuren nur von dem gestreuten Positron oder von Teilchen des hadronischen Endzustandes herrühren. Der erste Fall sollte ausgeschlossen werden, weil das Positron nur für große Q^2 derart stark gestreut wird. (Ziel der Untersuchung ist aber Messungen bei großem $W_{\gamma p}$ zu ermöglichen, und unter Vernachlässigung der Protonmasse gilt $W_{\gamma p}^2 = yS - Q^2$.)

  Der zweite Fall, wird ausgeschlossen, da elastische Prozesse beobachtet werden sollen.

- Zusätzlich verlange ich, daß im gesamten Detektor *keine* zusätzliche Spur gefunden wird. (Solche können z.B. in den vorderen Spurkammern vorliegen.)

kein *hadronisches Veto:* Für elektromagnetische Cluster wird oft zusätzlich gefordert, daß im hadronischen Teil des Kalorimeters hinter dem Cluster eine bestimmte Energie nicht überschritten wird. (z.B. $E_{had}^{Cluster} < 0.5\,GeV$.)

Da bei den, mit den bisher beschriebenen Kriterien, selektierten Ereignisse keine entsprechende hadronische Energie festgestellt werden konnte, verzichte ich auf ein weiteres Veto.

kein *BDC-Veto:* Um im Rückwärtsbereich Elektronen von Photonen zu unterscheiden, benutzt man oft die vor dem SpaCal eingebaute BDC (s.a. Abschnitt 1.2). Diese sollte für Elektronen immer ein Signal liefern, für Photonen jedoch nie — das wäre das perfekte Veto um QED-Compton Ereignisse aus den J/ψ Kandidaten zu entfernen.

Wie ich unter Abschnitt 5.3 zeige ist das jedoch nicht der Fall. Die Elektron-Effizienz der BDC liegt zwar bei $> 90\%$, aber Photonen werden fälschlicherweise — z.B. wegen Konversion des Photons $\gamma \longrightarrow e^+e^-$ — als geladenen Teilchen identifiziert. Die Wirkung der Effizienz kann man relativ leicht korrigieren. Die Fehlidentifizierung des Photons wird von der Simulation jedoch nicht so beschrieben wie in der Realität beobachtet. Die Gründe hierfür entziehen sich meiner Kontrolle, weswegen ich in meiner Analyse kein BDC-Veto verwende.

4.5 Identifikation von Track Cluster Ereignissen

Für TC gebe ich nur die geforderten Bedingungen an, werde sie aber nicht wie für CC diskutieren. Auch für diese Ereignisklasse finden sich die Ergebnisse am Ende des Kapitels in Tabelle 4.1.

(Im folgenden bezeichne ich als „erste“ Spur, „erstes“ Cluster, usw. die Größen des Teilchens mit dem kleineren Streuwinkel. Für das Teilchen mit dem größeren Streuwinkel spreche ich entsprechend von „zweitem“ Cluster, usw..)

Für TC-Ereignisse wird gefordert:

- Der Streuwinkel des ersten Teilchen erfüllt $80° < \theta_1 < 155°$.
- Das zweite Teilchen erfüllt $\theta_2 < 176°$.
- Es gibt genau eine Spur in den zentralen Spurkammern, und es gibt genau eine Spur die vom Vertex kommt.
- Für die Clusterenergien gilt $E_1^{Cluster} > 0.8\,GeV$, $E_2^{Cluster} > 3.5\,GeV$.
- Außerdem gibt es genau ein elektromagnetisches Cluster im SpaCal — oder genau zwei, falls die Spur des ersten Teilchens auch durch das SpaCal führt und dieses dort genug Energie hinterlassen hat.

4.6 Zusammenfassung der Datenselektion

Das Ergebnis der Datenselektion zeigen Tabelle 4.1 und Abbildung 4.2.

	Track Cluster		Cluster Cluster	
	Daten	Monte Carlo	Daten	Monte Carlo
Luminosität nach Runselektion	$16.23\,pb^{-1}$	$14.39\,pb^{-1}$	$14.40\,pb^{-1}$	$14.39\,pb^{-1}$
Ereignisse nach Runselektion	65884	100000	65890	100000
J/ψ-Kandidaten nach Runselektion	33074	6746	32710	29610
davon getriggert durch Subtrigger	(S1) 18239 (S2) 8087 (S3) 19348	(S1) 3551 (S2) 1617 (S3) 4465	(S40) 22080 (S3) 28250	(S40) 21678 (S3) 27865
Kandidaten nach Trigger Stufe 2	25582	5185	30730	29039
Kandidaten nach Trigger Stufe 5	25581	5179	30130	28662
Kandidaten nach Analyse-Cuts	2807	1245	18735	15889

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Track-Cluster und Cluster-Cluster Selektionskriterien und deren Wirkung auf Daten und Monte Carlo.

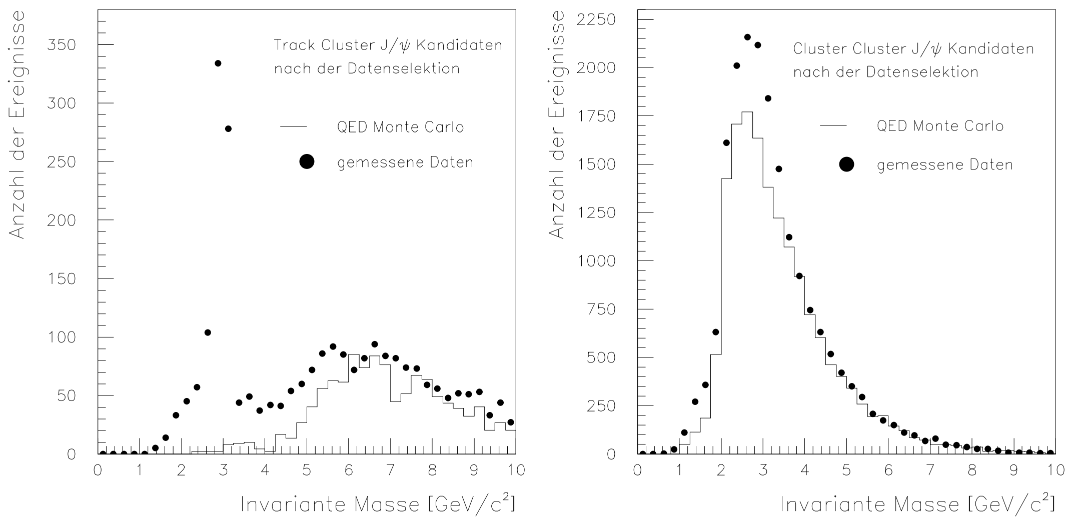

Abbildung 4.2: Vergleich der invariante Masse Spektren von simulierten QED-Compton und gemessenen J/ψ Kandidaten der **TC** und **CC** Statistiken. (Dabei wurden nur Korrekturen für relative Luminosität berücksichtigt.)

In Abbildung 4.2 werden, getrennt für die Ereignisklassen *Track Cluster* und *Cluster Cluster*, die Invariante Masse Spektren der gemessene J/ψ Kandidaten und simulierten QED-Compton Ereignissen miteinander verglichen. An Korrekturen berücksichtige ich nur die Normierung auf Luminosität.

Für die TC Ereignisse erkennt man deutlich, daß die QED-Compton Streuung deutlich größere Invariante Masse besitzt als das gut sichtbare J/ψ Signal (bei ca. $3\,Gev/c^2$). Für CC Ereignisse ist dies nicht der Fall — ein J/ψ Signal kann man hier nicht erkennen.

Die verbleibende Abweichung zwischen dem in den Daten (vor allem bei Track Cluster) sichtbaren Untergrund und dem QED-Compton Monte Carlo untersuche ich in Kapitel 5. Sie resultiert aus Korrekturen der Luminosität, weiteren Untergrundreaktionen (außer QED-Compton) und der Berechnung protondissoziativer QED-Compton Ereignisse.

Kapitel 5

Analyse

Diese Analyse soll zeigen ob und in wie weit der Untergrund in den *Cluster Cluster*-Daten mit Hilfe von simulierten QED-Compton Ereignissen beschrieben werden kann. Als Untergrund bezeichne ich alle Ereignisse in der Statistik, die nicht von J/ψ aus Photoproduktion herrühren. Im wesentlichen soll diese Arbeit dazu dienen die Messung des Wirkungsquerschnittes der elastisch Photoproduktion des J/ψ für sehr große Werte von $W_{\gamma p}$ zu ermöglichen bzw. verbessern.

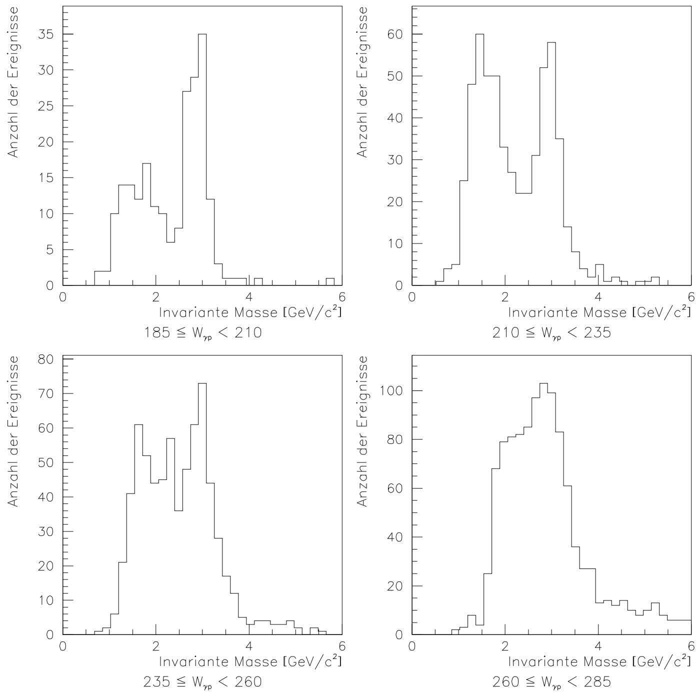

Abbildung 5.1: Das Spektrum der Invarianten Masse. Für Cluster-Cluster J/ψ Kandidaten in den 1997er Daten. Aufgeteilt in vier gleich große $W_{\gamma p}$ Bereiche.

Abbildung 5.1 zeigt das Spektrum der Invarianten Masse der gemessenen CC-Daten — ich bezeichne als Daten die Ereignisse aus der gemessenen Sta-

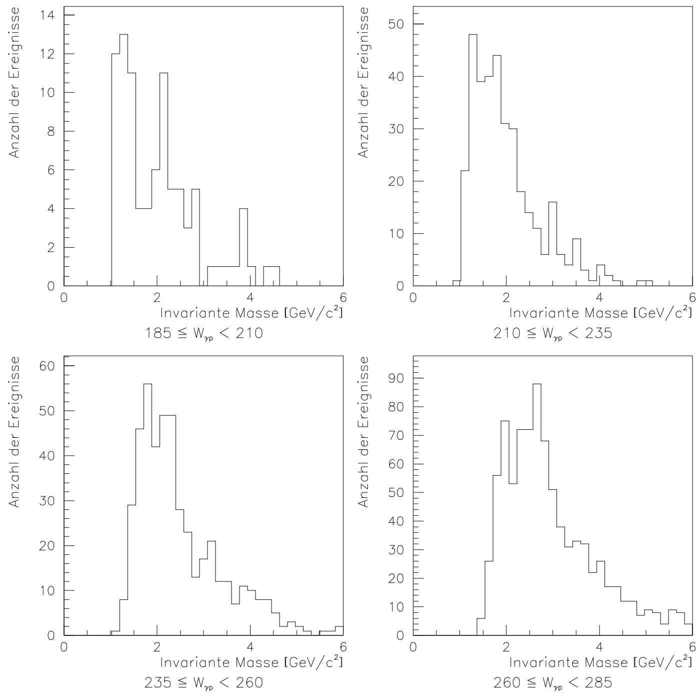

Abbildung 5.2: Das Spektrum der Invarianten Masse. Für Cluster-Cluster Ereignisse in den QED-Compton Monte Carlos für 1997. Aufgeteilt in vier gleich große $W_{\gamma p}$ Bereiche.

tistik die nach der CC Datenselektion übrig bleiben — aufgeteilt in vier $W_{\gamma p}$ Bereiche.

In den ersten drei Abbildungen erkennt man bei einer invarianten Masse von $\approx 3GeV/c^2$ ein „Signal“ — ein relativ schmales Maximum des Spektrums. Dieses Signal stammt von den J/ψ Ereignissen in den Daten. Besonderes Augenmerk gilt dem Bereich höchster $W_{\gamma p}$. Hier ist kein J/ψ Signal erkennbar.

Die entsprechenden Verteilungen für die *Cluster Cluster* QED-Compton Monte Carlos — also die simulierten QED-Compton Ereignisse die nach der CC Datenselektion übrig bleiben — zeigt Abbildung 5.2. Beim Vergleich dieser beiden Abbildungen (5.1 und 5.2) stellt man fest, daß das QED-Compton Monte Carlo eine sehr ähnliche Struktur wie der Untergrund in den gemessenen Daten aufweist.

Das ist der Ausgangspunkt meiner Analyse.

In meiner Analyse werde ich des öfteren eine Methode verwenden, die ich als „statistische Subtraktion“ bezeichne — oder auch „statistisch subtrahieren/abziehen“ bzw. nur „subtrahieren/abziehen“. Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis dieser Methode bei Anwendung auf die Spektren der Invarianten Masse von Daten und Monte Carlo. Ich erzeuge zwei Histogramme und subtrahiere dann binweise diese beiden Verteilungen voneinander. Das Ergebnis ist die absolute Abweichung der beiden Histogramme in jedem Bin. Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis dieser Methode: der statistischen Unterschied zwischen Daten

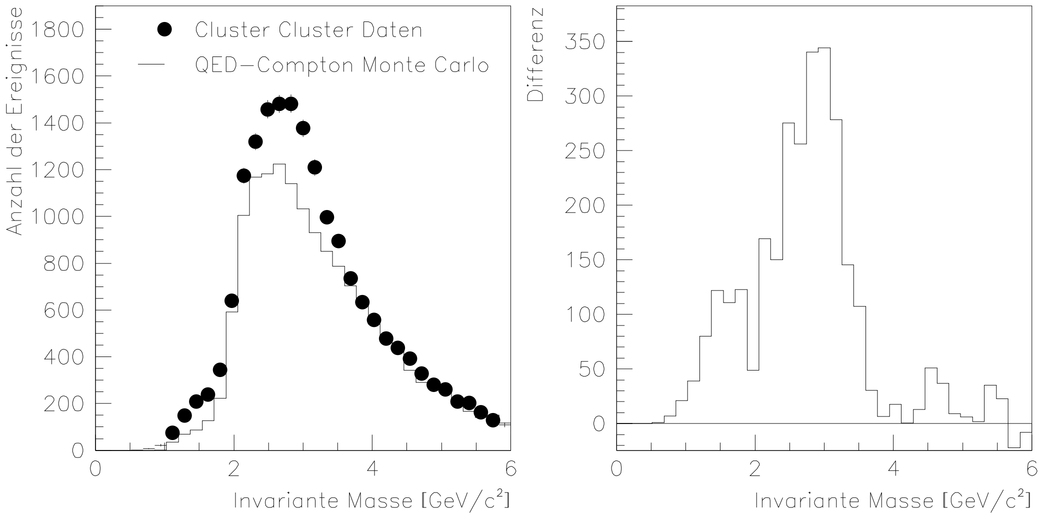

Abbildung 5.3: Vergleich der Invarianten Masse Spektren von Cluster Cluster Daten und Monte Carlo (oben). Differenz der beiden Verteilungen (unten).

und Simulation für eine Variable (hier Invariante Masse).

Damit diese Methode sinnvolle Ergebnisse liefert muß man darauf achten, daß die beiden Verteilungen, die man voneinander subtrahiert auf eine gemeinsame Größe normiert sind. Für meine Analyse verwende ich dazu die Luminosität, die einer Statistik zugrunde liegt (vergleiche Abschnitt 5.2).

Am Ende meiner Analyse soll das daraus resultierende Histogramm das Invariante Masse Spektrum echter J/ψ-Ereignisse wiedergeben, bereinigt von jeglichem Einfluß evtl. anderer (Untergrund-)Reaktionen.

Das rechte Histogramm in Abbildung 5.3 weist eine komplexe Struktur auf. Im wesentlichen gibt es jedoch zwei deutliche Überhöhungen — einen Überschuß an Ereignissen in den Daten im Vergleich zum Monte Carlo. Die Überhöhung bei ca. $3\,GeV/c^2$ entspricht in etwa dem was wir von den J/ψ-Ereignissen erwarten, allerdings ist das Signal noch zu breit. Allerings zeigt der Überschuß zwischen $1\,GeV/c^2$ und $2\,GeV/c^2$, daß es uns nicht gelungen ist den ganzen Untergrund zu simulieren. Wir müssen zunächst davon ausgehen, daß die Simulation im gesamten Spektrum fehlerhaft bzw. ungenau ist. Die hieraus resultierenden statistischen Fehler machen den Nutzen meiner Methode wieder zunichte.

Mögliche Gründe für die Abweichungen sind

- eine fehlerhafte Simulation der QED-Compton Streuung. Zum Beispiel könnte der Wirkungsquerschnitt falsch sein, was ein verändertes Spektrum oder eine falsche Normierung zur Folge hätte.

- Die Detektorsimulation hat Fehler. z.B. wird das Spektrum anders verschoben, oder einzelne Detektorkomponenten — oder auch totes Material wie Kabel — werden falsch bzw. nicht berücksichtigt.

- Die Abweichung stammt von weiteren Untergrundreaktionen, die ich bisher noch nicht berücksichtige. Beispiele hierfür sind Lepton Paarerzeugung oder Elektroproduktion.

In den folgenden Abschnitten werde ich die Abweichungen mit Hilfe von Cuts — das sind statistische Schnitte aufgrund meßbarer Eigenschaften der Ereignisse — untersuchen, und versuche die obigen Fehlerquellen auszuschließen.

5.1 y_{jb}-Cut

Ich verwende in diesem Abschnitt — wie auch im Rest dieser Arbeit — nicht das eigentliche y_{jb}, sondern das im Physik-Kapitel beschriebene $\widetilde{y_{jb}}$, das auch Teilchen des leptonischen Endzustandes berücksichtigt. Ich werde diese Größe im folgenden aber einfach als y_{jb} bezeichnen.

Eine wichtige Eigenschaft dieser Rekonstruktion ist $y_{jb} \approx 1$ falls der leptonische Endzustand gemessen wurde. Dies ist zum Beispiel für QED-Compton Streuung der Fall, für J/ψ Ereignisse aus den Cluster Cluster Daten jedoch nicht. Ein bestimmter y_{jb}-Cut kann also speziell QED-Compton Ereignisse unterdrücken oder auswählen.

5.1.1 y_{jb} Spektren

Im folgenden werde ich verschiedene y_{jb}-Spektren für Daten und Monte Carlo erzeugen und ihre Eigenschaften skizzieren. Diese werden ich in den folgenden Analyseschritten verwenden.

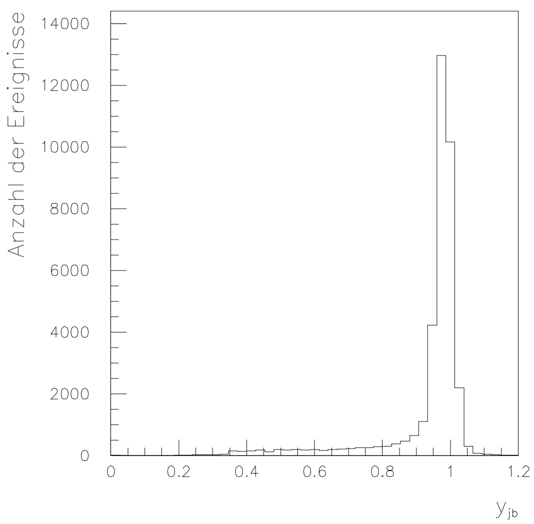

Abbildung 5.4: Die aus den simulierten QED-Compton Ereignissen gewonnene y_{jb}-Verteilung.

Abbildung 5.4 zeigt das y_{jb} Spektrum für die simulierten QED-Compton Ereignisse. Die Verteilung sollte eine Deltafunktion bei $y_{jb} = 1$ sein, allerdings wird sie durch die Detektorauflösung, kleine Fehler bei der Rekonstruktion und durch Energieverluste in totem Material ausgeschmiert. Das erklärt noch nicht den „Schwanz“ von Ereignissen zu kleinen y_{jb}. Dieser „radiative tail“ (Strahlungsschwanz), stammt von Ereignissen, bei denen des Lepton vor der eigentlichen QED-Compton Streuung Bremsstrahlung abgegeben hat. Dadurch wird seine Energie, und somit y_{jb} vermindert.

Nur 5% der Ereignisse habe ein $y_{jb} < 0.63$. Aus Untersuchungen der QED-Compton Streuung (z.B. [19]) kann man ableiten, daß dieser Cut gut als Veto gegen QED-Compton verwendet werden kann. Über 80% der QED-Compton Ereignisse haben $y_{jb} \geq 0.93$.

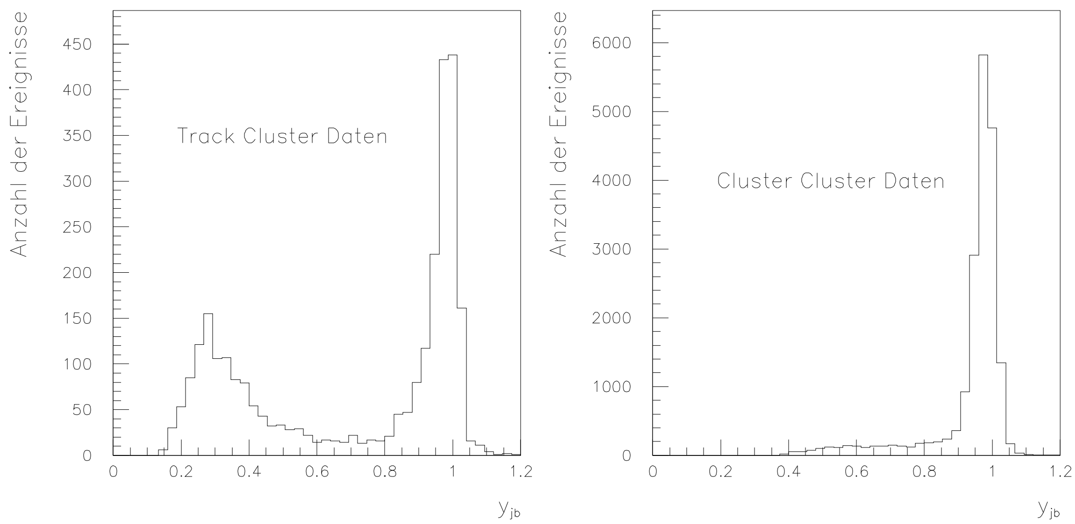

Abbildung 5.5: y_{jb}-Spektren der **TC**-Daten und der **CC**-Daten.

Die Spektren 5.5 für die TC- und CC-Daten unterscheiden sich deutlich. Während für Track Cluster eine deutliche Struktur für $y_{jb} < 0.63$ zu erkennen ist, wird diese in Cluster Cluster durch die vielen QED-Compton Ereignisse vollständig unterdrückt. Die Eigenschaften der TC-Daten untersuche ich in Punkt 5.1.2 genauer.

Für Cluster Cluster Ereignisse zeigt Abbildung 5.6 die Korrelation zwischen y_{jb} und der Invarianten Masse des beobachteten Endzustandes. In den QED-Compton Monte Carlos ist kein direkter Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen sichtbar. Es gibt ein breites Band für $y_{jb} \approx 1$ und für kleine invariante Massen einen Bereich in dem y_{jb} variiert. Dabei handelt es sich um den „radiative tail“ (vgl. Abschnitt 2.3).

Die Verteilung für die Cluster Cluster Daten weist das selbe Band für $y_{jb} \approx 1$ auf, es gibt hier jedoch zwei Massenbereiche, in denen y_{jb} starkt variiert:

- Das Band bei $y_{jb} \approx 1$ sind wahrscheinlich QED-Compton Ereignisse. Ebenso die Ereignisse für kleine Invariante Masse und $y_{jb} < 1$. Hier

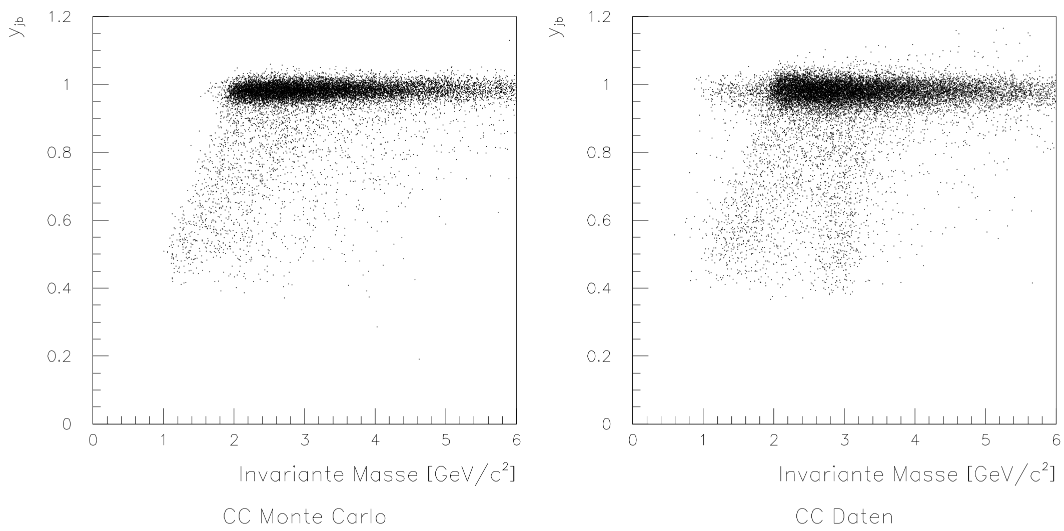

Abbildung 5.6: Für simulierte und gemessene **CC**-Ereignisse:y_{jb} eines Ereignisses aufgetragen gegen dessen Invariante Masse.

erkennt man, daß die QED-Compton Monte Carlos den in den Daten beobachteten Untergrund schon sehr gut beschreiben.

- Die Ereignisse mit invarianter Massen $\approx 3\,GeV/c^2$ und stark variierendem y_{jb} stammen wahrscheinlich von J/ψ aus Photoproduktion.

- Bei genauer Betrachtung stellen wir hier noch eine Besonderheit fest. Für $y_{jb} \approx 1$ und invariante Masse $< 2\,GeV/c^2$ gibt es in den Daten Ereignisse die auf den ersten Blick wie QED-Compton aussehen. Diese werden jedoch durch das Monte Carlo nicht beschrieben.

  Diese Ereignisse untersuche ich eingehend in Abschnitt 5.4.

5.1.2 Unterdrückung negativer Spuren

Unter diesem Punkt befasse ich mich eingehender mit QED-Compton Ereignissen in den Track Cluster Daten. Mit Hilfe der Spurinformationen die uns für TC-Ereignisse zur Verfügung stehen, können wir weitere Kriterien angeben, um speziell QED-Compton zu untersuchen.

Da TC-Ereignisse nur genau eine Spur — mit großen Qualitätsanforderungen wie min. 10 Hits auf den Spurdrähten und Herkunft vom Vertex — haben, muß diese für QED-Compton Ereignisse vom gestreuten Lepton, also einem Positron, stammen. Die, der rekonstruierten Spur zugewiesenen, Ladung ist also positiv. Analog kann man schließen, daß ein TC-Ereignis mit negativer Spur nicht von QED-Compton Streuung stammen kann. In Abbildung 5.7 sieht man wie sich die Track Cluster Daten in Ereignisse mit positiver und negativer Spur aufteilen.

Betrachten wir die Konkurenz-Reaktionen der QED-Compton Streuung, die für die negativen Spuren in den TC-Daten verantwortlich sind. Außer natürlich J/ψ könnte es sich bei so einem Ereignis zum Beispiel um ein ρ aus tiefinelastischer Streuung handeln, das nicht vollständig gemessen wurde: In SpaCal wurde das gestreute Lepton gemessen, die geladene Spur stammt von einem der Zerfallsprodukte (π^+ und π^-) des ρ, das andere verschwindet durch das Strahlrohr. Aus Symmetriegründen muß man annehmen, daß für diese Reaktionen genausoviele TC-Ereignisse mit *positiver* wie mit *negativer* Spur gemessen wurden. (Im Beispiel des ρ bedeutet das, daß π^+ und π^- gleich oft gemessen wurden.)

Unter dieser Annahme führt die statistische Subtraktion der y_{jb}-Verteilung für negative Spuren von der für positive zu einer reinen QED-Compton Verteilung. In Abbildung 5.7 sieht man das Ergebnis dieser Operation, welches ich z.B. in Abschnitt 5.2 verwenden werde.

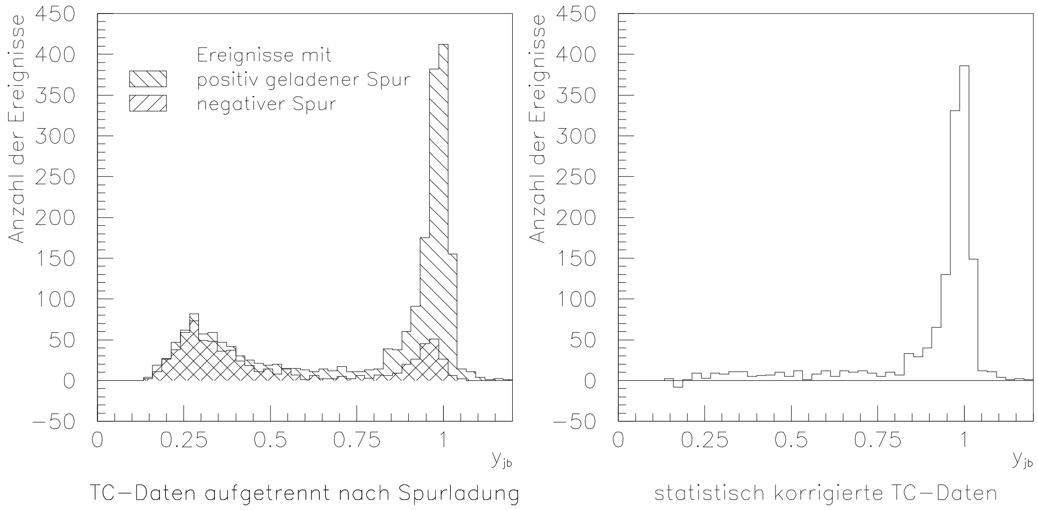

Abbildung 5.7: Die y_{jb}-Spektren für Track Cluster Daten, getrennt nach Ereignissen mit positiver und negativer Spur, und das Ergebnis der statistischen Subtraktion dieser beiden Verteilung.

5.1.3 Kinematik Peak

Ein Test für die Qualität der Simulation der QED-Compton Ereignisse ist das Energiespektrum des leptonischen Endzustandes. Wie im Physik-Kapitel unter 2.3.2 beschrieben, weißt dieses ein deutliches Maximum für $E_{l'} = E_{lBeam}$ auf, das als „kinematik Peak“ bezeichnet wird.

Mit Hilfe der Bedingung $y_{jb} \geq 0.93$ wähle ich QED-Compton Ereignisse aus den Cluster Cluster Daten und Monte Calos, und vergleiche deren Energiespektrum (s.Abb. 5.8). Eine starke Abweichung der Mittelwerte und Standardabweichungen könnte zum Beispiel bedeuten, daß die Rekonstruktion für Monte Carlo andere Kalibrations-Parameter verwendet als für Daten,

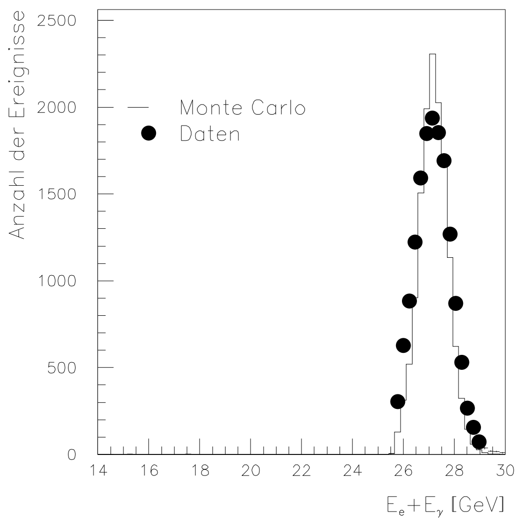

Abbildung 5.8: Vergleich der Energieverteilung des gemessenen leptonischen Endzustandes für gemessene und simulierte QED-Compton Streuung.

oder H1SIM diese Detektorkomponente nicht richtig simuliert. Die gemessenen Energien müssten entsprechend korrigiert werden um Daten und Simulation vergleichen zu können.

Die beiden Verteilungen stimmen in ihren Mittelwerten ($\overline{E_{l'}^{MC}} = 27.18$, $\overline{E_{l'}^{Daten}} = 27.17$) gut überein. Die Monte Carlo Verteilung ist jedoch etwas schmäler als die der Daten ($\sigma_{MC} = 0.5678$, $\sigma_{Daten} = 0.6976$).

5.1.4 Veto gegen QED-Compton

Punkt 5.1.1 und 5.1.3 zeigen, daß $y_{jb} > 0.93$ eine gute Bedingung für und $y_{jb} < 0.63$ ein gutes Veto gegen QED-Compton Ereignisse sind — hohe Effizienz für J/ψ [19] gute Untergrundunterdrückung von 95% QED-Compton.

Für meine Arbeit darf ich jedoch y_{jb} nicht als Veto nutzen. Ziel ist ja die Untersuchung von J/ψ für sehr großes $W_{\gamma p}$. Unter Vernachläßigung der Protonmasse und $Q^2 \approx 0$ gegenüber $W_{\gamma p} \approx s$ gilt

$$W_{\gamma p}^2 = y * s \tag{5.1}$$

für J/ψ-Ereignisse — im Gegensatz zu QED-Compton — gilt

$$y_{jb} \approx y \tag{5.2}$$

und damit

$$W_{\gamma p}^2 \approx y_{jb} * s \tag{5.3}$$

Aber ich kann jedoch eine obere Grenze in y_{jb} für meine Datenselektion verwenden. $W_{\gamma p} \approx 285 GeV$ ist das größte $W_{\gamma p}$ das ich untersuche. Ich betrachte deswegen eine obere Grenze von $y_{jb}^{\star} = 0.93$ als akzeptabel. (Das damit mögliche größte $W_{\gamma p}^{\star} = 290 GeV$.)

5.2 Normierung

Eine Normierung definiert wie groß ein Wert im Vergleich zu einem anderen ist. In meinem Fall vergleiche ich die Inhalte von statistischen Verteilungen miteinander. Um sicherzugehen, daß die Zahlen wirklich vergleichbar sind muß ich sie auf eine Größe beziehen, die für alle Statistiken die selbe Bedeutung hat — bei einer Meinungsumfrage wäre dies zum Beispiel die Zahl der befragten Personen. Ich wähle hierfür die integrierte Luminosität die einer Statistik zugrunde liegt.

Wenn ich die absoluten Werte zweier Verteilungen vergleiche bewichte ich sie mit ihrer relativen Normierung. Zum Beispiel habe ich für Track Cluster Daten $16.23 pb^{-1}$ integrierte Luminosität, für TC Monte Carlo jedoch nur $14.49 pb^{-1}$. Ich multipliziere alle Zahlen einer TC Monte Carlo Verteilung mit 16.23/14.49 wenn ich sie mit der äquivalenten Verteilung für TC Daten vergleichen will.

Dies ist ein sehr wichtiger Teil meiner Arbeit, die sich mit der Untergrundunterdrückung befaßt. Normalerweise beschreibt den Untergrund durch ein geeignetes Modell, dessen Normierung mit Hilfe einer mathematischen Anpassung berechnet werden muß. Das Modell beschreibt also nur die Form (Qualität), nicht jedoch die Quantität. Mit meiner Simulation will ich jedoch beide Eigenschaften beschreiben.

Im folgenden betrachte ich alle mir bekannten Korrekturen die ich bei dieser Normierung berücksichtigen muß. Für Normierung auf relative Luminosität sind dies die Proton Satelliten Bündel, und Unterschiede in der Effizienz der Datenselektion zwischen Simulation und Realität.

5.2.1 Korrektur für Proton Satelliten Bündel

Aus technischen Gründen befindet sich (zeitlich) kurz vor jedem Protonbündel („bunch“) ein sogenanntes Satellitenbündel („sattelite bunch“) 1.1. Die Protonen des Satteliten wechselwirken genauso mit dem Positronenstrahl, wie die des eigentlichen Protonbündels. Allerdings finden diese Reaktionen nicht am Wechselwirkungspunkt statt, sondern haben einen dazu verschobenen Ereignis-Vertex von $z \approx +70 cm$.

Den größten Einfluß auf die Datenerfassung beim H1-Experiment haben die Proton Satelliten Bündel bei der Messung der Luminosität. Die Bremsstrahlungsereignisse zwischen dem Elektronstrahl und einem sattelite bunch können nicht von denen mit dem eigentlichen Proton Bündel unterschieden werden. Ihr Einfluß auf die Bremsstrahlungsrate kann auch nicht mit Hilfe der Elektron Führungsbündel korrigiert werden 1.2.5, da diese ja keinen Gegenpart im Protonstrahl besitzen, und somit auch nicht deren Satelliten reagieren können.

Im Monte Carlo wird die Luminosität nicht gemessen, sondern vom Generator nach der Formel $\sigma = N/L$ berechnet. Ich berücksichtige für meine Simulation keinerlei Effekte des Satellitenbündels. Es werden keine Ereignisse mit verschobenem Ereignis-Vertex generiert.

Für Track Cluster Daten unterdrücken die Kriterien (Spurbedingungen) der Datenselektion alle Ereignisse, die von Reaktionen des Sattelitenbündels herrühren. (Für TC-Monte Carlo werden keine Ereignisse verworfen.) Es ist leicht einsichtig, daß aus diesem Grund die Luminosität der TC-Daten nach unten korrigiert werden muß.

Bei Cluster Cluster Daten werden die Ereignisse vom Satelliten Bündel nicht von der Datenselektion unterdrückt. Sie sind zunächst nicht von „normalen" Ereignissen zu unterscheiden. Allerdings wird ihre invarianter Masse durch die Rekonstruktion viel zu groß berechnet. Wie unter Abschnitt 4.4 beschrieben werden die Cluster Cluster Ereignisse immer mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt rekonstruiert. Für die sattelite Ereignisse wird deswegen ein zu großer Öffnungswinkel der beiden Spuren angenommen. Wie ich in Abschnitt 2.3 gezeigt habe hängt die invariante Masse der QED-Compton Streuung direkt mit dem Winkel zwischen den Spuren von Compton-Elektron und -Photon zusammen.

Die Ereignisse des Satelliten Bündels befinden sich also immer noch in den Cluster Cluster Daten, aber an einer völlig anderen Stelle des invariante Masse Spektrums, weit oberhalb des J/ψ Signals. Für meine Analyse korrigiere ich deswegen auch die Luminosität der Cluster Cluster Daten entsprechned nach unten.

Die Korrektur der Luminosität für 1997 Daten aufgrund des Sattelitenbündels beträgt ca. 6% [22]. An Cluster-Cluster-Daten stehen also nur $L = 13.54pb^{-1}$, und für Track-Cluster-Daten $L = 15.26pb^{-1}$ integrierte Luminosität zur Verfügung.

5.2.2 Effizienzkorrektur für Flüssig-Argon Kalorimeter

Diese Korrektur wirkt sich nur auf die Track Cluster Statistik aus.

Das Flüssig-Argon besitzt in Realität eine etwa 10% geringere Elektroneffizienz als in der Detektorsimulation angenommen [19]. Das bedeutet, daß in den Daten auch 10% weniger TC-Ereignisse erkannt werden, als im Monte Carlo. (Bei den restlichen ist kein Signal im Kalorimeter und das Ereignis wird von der Datenselektion verworfen.)

Um diesen Effekt auszugleichen, bewichte ich die Track Cluster Monte Carlo Ereignis mit einem statistischen Gewicht von 0.9.

Eine andere Möglichkeit wäre gewesen einen zusätzlichen Cut für Monte Carlo Track Cluster Ereignisse einzuführen, der zufällig 10% aller Ereignisse verwirft. Diese Methode hätte den Vorteil, daß sie die Realität besser wiederspiegelt. Alledings hat sie auch zwei Nachteile:

- Wenn ich die selbe Verteilung mehrmals erstelle, bekomme ich jedesmal leicht unterschiedliche Zahlen.

- Ich würde für Daten und Monte Carlo nicht länger die selben Analyse Schnitte verwenden.

5.3 BDC Effizienz- und Untergrundbestimmung

In diesem Abschnitt untersuche ich die **B**ackward **D**rift **C**hamber. Dieser rückwärtige Detektor sollte eigentlich hervorragend dazu geeignet sein QED-Compton zu entlarven. Er hat eine gute Elektron Effizienz — Wahrscheinlichkeit mit der ein Elektron, das den Detektor durchquert, auch als geladenes Teilchen erkannt wird — und Photonen sollten überhaupt nicht gemessen werden. Die **BDC** könnte somit als Veto gegen QED-Compton verwendet werden.

Aus verschiedenen Gründen werden Photonen jedoch fälschlicherweise als geladenen Teilchen indentifiziert. Zum Beispiel kann das Photon konvertieren ($\gamma \longrightarrow e^+e^-$) — das Photon tarnt sozusagen seine Spur.

Sind die verschiedenen Möglichkeiten, die zu einer *Fehlidentifikation* des Photons führen können gut bekannt, so ist es möglich deren Einfluß in der Detektorsimulation zu berücksichtigen. Mit Hilfe des Monte Carlos kann man dann sogar genau abschätzen wie sich ein BDC-Veto auf die Daten auswirken wird, welche Korrekturen angebracht werden müssen und wie die verschiedenen Spektren zu interpretieren sind.

Meine Analyse zeigt jedoch, daß die Simulation des H1-Detektors die *Fehlidentifikation* des Photons — Ich bezeichne dieses *fehlidentifizierte* Photon als „Scheinelektron“ — nicht korrekt wiedergibt. Deswegen verwende ich in meiner Analyse nur die Ortsauflösung der BDC. Ihre Informationen über die Ladung einer Spur — sehr nützlich bei der Klassifizierung eines Ereignisses — darf ich nicht verwenden.

5.3.1 Test-Statistik auswählen

Für eine Untersuchung der BDC benötige ich geeignete Testkandidaten. Um die Elektron-Effizienz ϵ_e^{BDC} der realen Detektorkomponente zu messen benötige ich Elektronen. Für die Simulation wird diese Effizienz zu $\epsilon_e^{MC} \approx 1$ angenommen. Um die Photon-Effizienz $\epsilon_\gamma^{BDC(MC)}$, also die Wahrscheinlichkeit daß ein Photon falsch als geladenes Teilchen identifiziert wird, zu messen benötige ich Photonen.

Da mir keine genormten Teststrahlen zur Verfügung standen, mit denen ich die Detektoren testen konnte, verwende ich dafür eine Untermengen der Track Cluster Statistik. Wie in Abschnitt 5.1 gezeigt, ist die y_{jb}-Verteilung hier besonders charakteristisch (vgl. Punkt 5.1.2). Außerdem besitzen wir bei TC-Ereignissen einen rekonstruierten Vertex, d.h. wir können einfach und genau ausrechnen welche Detektorkomponenten die beiden Teilchenspuren durchqueren.

- Um ϵ_e^{BDC} aus den Daten zu bestimmen, wähle ich TC-J/ψ Ereignisse aus, und fordere, daß die untersuchte Detektorkomponente funktionsbereit war.

Um möglichst allen QED-Compton Untergrund zu unterdrücken verlange ich $y_{jb} < 0.63$. Außerdem muß das stärker gestreute Teilchen die BDC auch wirklich durchquert (θ-Cut). Ich verlange außerdem eine Back-to-Back Bedingung, die von der Datenselektion für TC-Ereignisse nicht verwendet wird, um sonstigen Untergrund auszuschließen.

- Um die Photon-Effizienz ϵ_γ zu ermitteln gehe ich fast denselben Weg. Hier muß ich dieselbe Analyse jedoch für Daten und Monte Carlo durchführen.

  Um ein Test-Photon zu bekommen, verwende ich QED-Compton Kandidaten. Für QED-Compton Ereignisse stammt die geladene Spur vom gestreute Positron, das Teilchen, das die BDC trifft ist also ein Photon. Um diesmal möglichst viele nicht-QED-Compton Ereignisse auszuschließen fordere ich $y_{jb} > 0.93$ und eine positiv geladene Spur.

Für die ausgewählten Teststatistiken bestimme ich jeweils die Mächtigkeit: $N_e^{Daten/MC}$ die Anzahl der Ereignisse mit einem e^+ oder e^- als Testteilchen, bzw. $N_\gamma^{Daten/MC}$ für die Test-Photonen. Dann bestimme ich (getrennt für Daten und Monte Carlos) $N_\pm^{e/\gamma}$: die Zahl der Ereignisse, bei denen die BDC das Testteilchen (e/γ) als geladen identifiziert hat. Damit berechnen sich die Effizienzen:

$$\epsilon_e^{BDC} = \frac{N_\pm^e}{N_e^{Daten}} \tag{5.4}$$

$$\epsilon_\gamma^{BDC} = \frac{1}{\epsilon_e^{BDC}} \frac{N_\pm^\gamma}{N_\gamma^{Daten}} \tag{5.5}$$

$$\epsilon_\gamma^{MC} = \frac{N_\pm^\gamma}{N_\gamma^{MC}} \tag{5.6}$$

5.3.2 Ergebnisse

Für Winkel $\theta < 165°$ gestattet die geringe Zahl an Testkandidaten keine vernünftige Analyse der Photoneffizienz der BDC.

Bis zu einem Winkel $\theta \approx 170°$ sind Simulation und gemessene Daten im Rahmen der Fehler konsistent. Ich gehe im folgenden auf den Bereich $\theta > 170°$ ein.

In Abhängigkeit vom Streuwinkel θ zeigt Abbildung 5.9 die Elektron- und Photon-Effizienz der BDC. Die gemessene Photoneffizienz ϵ_γ^{BDC} wurde mit Hilfe der gemessenen Elektroneffizienz ϵ_e^{BDC} entfaltet, um die Wahrscheinlichkeit für ein Scheinelektron zu erhalten.

Die Elektron Effizienz der BDC liegt tatsächlich bei nahezu 100%. Allerdings sieht man auch, daß immerhin zwei drittel der gemessenen Photonen als geladene Teilchen fehlidentifiziert werden. Ein BDC-Veto gegen QED-Compton wäre also ineffizient.

Hinzu kommt, daß sich im Rahmen meiner Analyse ein Cut gleichartig auf gemessene Daten und simulierte Monte Carlos auswirken soll. In diesem

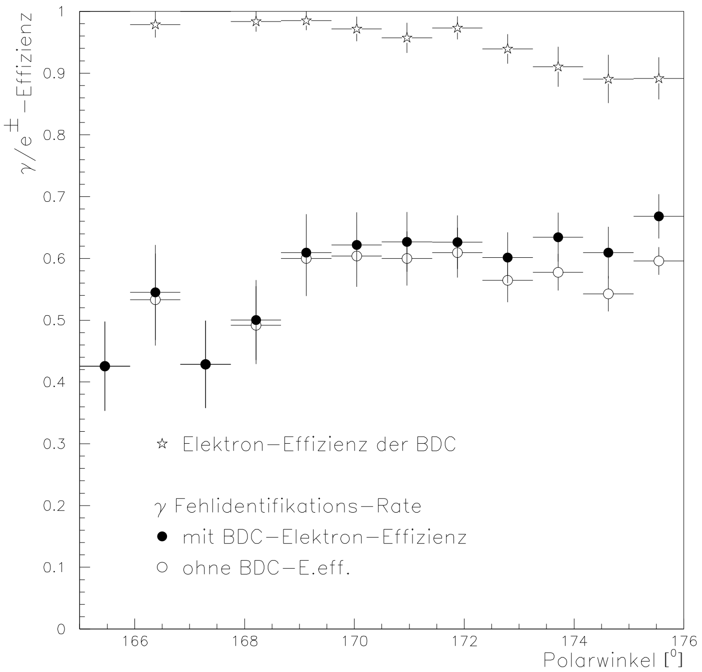

Abbildung 5.9: Elektron-Effizienz und Wahrscheinlichkeit einer Photon-Fehlidentifikation (Scheinelektron) der Backward Drift Chamber bestimmt aus Track-Cluster Daten.

Fall gilt das jedoch nicht, wie Abb. 5.10 zeigt. Die Fehlidentifikations-Rate in Daten und Monte Carlo ist nicht nur unterschiedlich groß — das könnte man leicht korrigieren — sie hat auch eine völlig andere Struktur.

In den Daten bleibt die Wahrscheinlichkeit für ein Scheinelektron nahezu konstant. Im Monte Carlo steigt sie bis $\theta \approx 173°$ leicht an, und fällt dann stark ab. Mit diesem Verhalten beschreibt die Simulation in etwa das, im Detektor für bestimmte Winkel θ vorhandene, tote Material. Bei $\theta \approx 170°$ endet die zentrale Spurkammer. Darauf folgen, bis $\theta \approx 173°$, die Signalleitungen und Halterungen der Spurkammer. Für größere Winkel gibt es außer dem Strahlrohr und dem rückwärtigen Silizium Tracker (BST) kaum noch totes Material vor der BDC. (All diese Teile werden im Monte Carlo als totes Material berücksichtigt.)

Weiterhin erkennt man in Abbildung 5.10, daß die Fehlidentifikation durch das Monte Carlo generell etwas niedriger beschrieben wird als ich es in den Daten beobachte.

Die Unterschiede zwischen Monte Carlo und den Daten, die vermutlich von einer schlechten Beschreibung, des toten Materials im rückwärtigen Bereich, durch die Detektorsimulation herrühren, können von mir nicht sinnvoll behoben werden.

Die Wirkung eines BDC-Vetos auf die Daten kann somit nicht abgeschätzt werden und würde jeden Versuch zu nichte machen den Untergrund

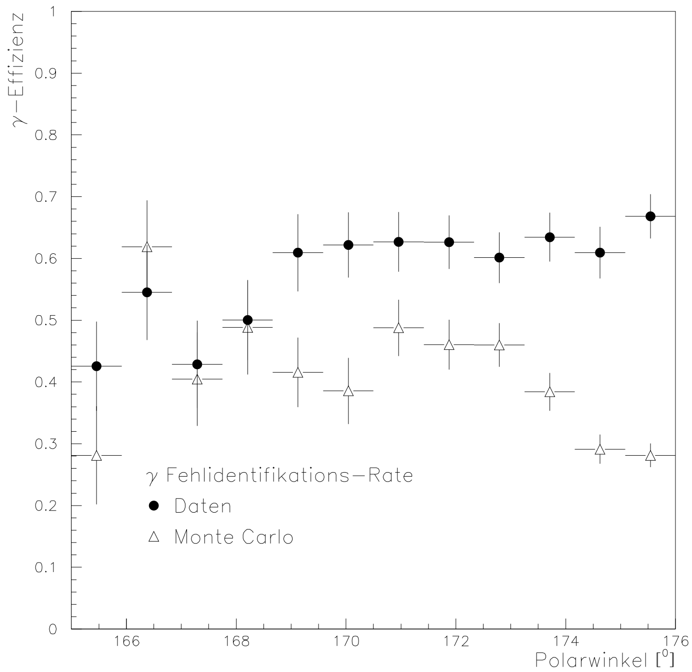

Abbildung 5.10: Direkter Vergleich der für die Backward Drift Chamber gemessenen und simulierten Photon-Fehlidentifikation.

in den *Cluster Cluster* Daten mit Hilfe von QED-Compton Monte Carlos zu beschreiben. Da ich außerdem die Effizienzen meiner Cuts mit Hilfe von J/ψ-Monte Carlos bestimme, kann ich die BDC nicht als Veto (gegen QED-Compton) nutzen.

5.4 Protondissoziative Ereignisse

Meine Analyse soll die Untersuchung von *elastischen* J/ψ verbessern. Die Datenselektion schließt schon viele inelastische Ereignisse durch Spurbedingungen aus. Dennoch befinden sich in der Statistik noch viele inelastische Ereignisse. Diese müssen identifiziert und beseitigt werden. Dazu benötige ich einen Cut — also eine Bedingung aus meßbaren Größen — der sowohl für elastische J/ψ als auch elastische QED-Compton Ereignisse eine hohe Effizienz besitzt. Eine solche Bedingung untersuche ich im nächsten Unterpunkt.

Natürlich werden auch damit nicht alle inelastischen Ereignisse unterdrückt. Die Eigenschaften der inelastischen QED-Compton Ereignisse werde ich deswegen im zweiten Unterpunkt genauer betrachten. Vorallem diskutiere ich dort die Wirkung verschiedener Proton Strukturfunktionen.

Der letzte Punkt dieses Abschnittes soll dabei helfen den Untergrund besser zu verstehen. Ich betrachte charakteristische Unterschiede für elastische und inelastische Ereignisse.

5.4.1 Cut gegen inelastische Ereignisse

Aus der Analyse von inelastischen J/ψ wurde in meiner Forschungsgruppe die folgende Bedingung für elastische Ereignisse gefunden [19]: **(IELAS)**

- die Energie im vorderen Bereich des Flüssig-Argon Kalorimeters darf eine Schwelle von $0.75\,GeV$ nicht überschreiten,
- der Proton Tagger (ein Szintilationszähler stromabwärts vom eigentlichen Experiment) darf nichts messen,
- und die forderen Myonkammern dürfen maximal ein Trefferpaar aufweisen.

Anhand der Monte Carlos will ich die Wirkung dieses Cuts auf QED-Compton Ereignisse im allgemeinen, und die *Cluster Cluster* Statistik im speziellen untersuchen.

betrachtete Statistik	**Generator Klasse**		
	elastisch	resonant	dissoziativ
alle generierten Ereignisse	62679	4578	32742
... mit **(IELAS)**	60246	1994	1199
nur **CC** Ereignisse	14638	1068	4434
... mit **(IELAS)**	14077	479	248

Tabelle 5.1: Die Verteilung der simulierten QED-Compton Ereignisse auf die drei Klassen elastisch, inelastisch resonant und inelastisch protondissoziativ. Jeweils in Abhängigkeit von der verwendeten Datenselektion, und mit bzw. ohne den Cut **(IELAS)**.

Aus Tabelle 5.1 erkennt man, daß die inelastischen Ereignisse ein gutes Drittel aller generierten Ereignisse ausmachen. Ein Vergleich der ersten beiden Zeilen der Tabelle zeigt wie der oben beschriebene Cut (IELAS) auf die drei Generator Klassen wirkt. Für elastische Ereignisse liegt die Effizienz bei $\epsilon_{ielas} = 96\%$. Das aus dem Cut gewonnene Veto !(IELAS) hat auf den inelastischen Ereignisse insgesamt eine Effizienz von $\epsilon^{tot}_{!ielas} = 91\%$ — für die beiden Klassen getrennt $\epsilon^{resonant}_{!ielas} = 56\%$ und $\epsilon^{dissoziativ}_{!ielas} = 96\%$. Das sind sehr gute Werte, weswegen ich diesen Cut für meine Analyse verwende.

Wie wirkt (IELAS) auf die Cluster Cluster Statistik? Zunächst betrachte ich wieviele Ereignisse der drei Generatorklassen nach der Cluster Cluster Selektion noch vorhanden sind und wende auf diese den (IELAS) Cut an. Das Ergebnis entnimmt man den beiden unteren Zeilen der Tabelle 5.1.

Die Datenselektion ist effizient für elastische und inelastisch resonante Ereignisse (ca. 20%), protondissoziative Ereignisse werden besonders stark unterdrückt, für sie liegt die Effizienz bei nur 7%. Die inelastischen Ereignisse haben insgesamt nur noch einen Anteil von 21% der CC Ereignisse, wobei inelastisch resonante QED-Compton Ereignisse 6% stellen, dissoziative 15%.

Für elastische CC Ereignisse hat (IELAS) weiterhin eine Effizient von $\epsilon^{CC}_{ielas} = 96\%$. Die Effizienz des Vetos !(IELAS) liegt insgesamt etwas niedriger, bei $\epsilon^{CC}_{!ielas} = 81\%$. (Für resonante Ereignisse bleibt in etwa konstant: $\epsilon^{CCresonant}_{!ielas} = 57\%$. Genauso $\epsilon^{CCdissoziativ}_{!ielas} = 91\%$ für dissoziative.)

Nach Anwendung von (IELAS) verbleiben weiterhin 5% inelastische Ereignisse in der CC Statistik. Diese Ereignisse sind ununterscheidbar von elastischen Ereignissen und ihre Wirkung auf die Daten kann nur mit Hilfe der Simulation abgeschätzt werden. Fünf Prozent ist in der Größenordnung der Korrekturen für Luminosität und der Effizienz des Flüssig-Argon Kalorimeters, die in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben wurden. (Auch das J/ψ Signal hat nur eine Anteil von ca. 10% an den CC-Daten.)

Die Zahl inelastischer Ereignisse im Monte Carlo ist, wie schon in Kapitel 3 beschrieben, stark modellabhängig. Sie hängt direkt vom verwendeten Proton-Modell ab, für dissoziative also von der Strukturfunktion F_2^p. Wie stark sich die Wahl dieser Funktion auswirkt, untersuche ich im folgenden Punkt.

5.4.2 Wirkung der Strukturfunktion

Ein sechstel der Cluster Cluster Monte Carlos besteht aus protondissoziativen Ereignissen. Deren Eigenschaften und Anzahl ist stark von der zur Simulation verwendeten Proton Strukturfunktion abhängig. Ich will diese Modellabhängigkeit meiner Simulation abschätzen und die notwendigen Korrekturen bestimmen.

Für die Produktion der Monte Carlos verwende ich eine Parametrisierung der Strukturfunktion, die ich als „**H1BK**“ bezeichne, diese vergleiche ich mit „**F2ALLM**“, einer Parametrisierung die für kleine Q^2 — also meine kinematische Region — optimiert wurde. Beide Parametrisierungen beschreiben den Verlauf der Proton Strukturfunktion für den gesamten Q^2 bereich und müssen für kleine Q^2 nicht interpoliert werden. (Eine eingehende Untersuchung dieser beiden Strukturfunktionen und Vergleiche der mit ihnen erzeugten Wirkungsquerschnitte findet man in [16])

Um für die neue Strukturfunktion keine neuen Monte Carlos produzieren zu müssen, verwende ich die mit H1BK erzeugte Statistik und gewichte jedes Ereignis mit dem Verhältnis

$$weight(x, Q^2) = \frac{\sigma_{F2ALLM}(x, Q^2)}{\sigma_{H1BK}(x, Q^2)}. \tag{5.7}$$

Dabei sind σ_{F2ALLM} und σ_{H1BK} die aus den beiden Strukturfunktionen resultierenden Wirkungsquerschnitte (vgl. Abschnitt 2.3).

Damit dieses Verfahren sinnvolle Ergebnisse liefert dürfen keine zu großen Gewichte $weight(Q^2, x)$ auftreten. Das wäre sonst ein Indiz, daß die beiden Strukturfunktionen prinzipiell völlig unterschiedliche Ereignisse generieren und eine Umbewichtung kein gutes Bild der von F2ALLM erzeugten Verteilung liefert.

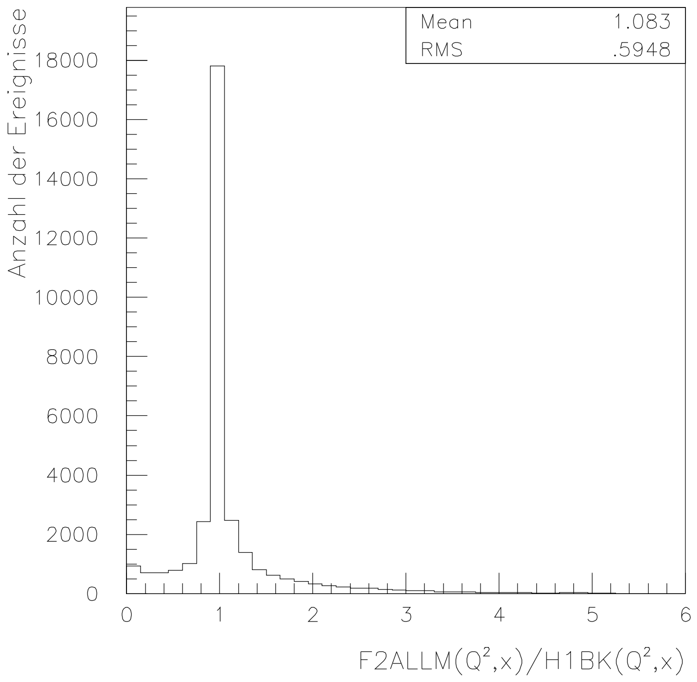

Abbildung 5.11: Spektrum der statistischen Gewichte $\frac{\sigma_{F2ALLM}}{\sigma_{H1BK}}$ auf den protondissoziativen QED-Compton Ereignissen.

Die beobachteten statistischen Gewichte (vgl.Abbildung 5.11) scheinen sinnvoll. Eine signifikante Zahl von Ereignisse bekommen jedoch Gewichte von Null zugewiesen. Diese werden also nur mit H1BK generiert. Es besteht die Gefahr, daß umgekehrt in den bisherigen Monte Calos genauso Ereignisse „fehlen“, die nur mit F2ALLM generiert worden wären.

Der totalen protondissoziative Wirkungsquerschnitt wird von beiden fast gleich wiedergegeben, der Mittelwert der Gewichte liegt bei 1.083 was einem etwa 8% größeren Wirkungsquerschnitt erwarten läßt. Es sind aber auch qualitative Unterschiede zu erwarten.

Abbildung 5.12 zeigt die Wirkung der neuen Strukturfunktion am Beispiel der Q^2- und Invarianten Masse Spektren. Der stärkste Effekt bei der Massenverteilung ist die Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes (quantitativ). Die Q^2-Verteilung zeigt wie sich die Dynamik der Simulation verändert (qualitativ).

5.4.3 Vergleich elastischer und inelastischer Cluster Cluster Daten

In diesem Abschnitt habe ich mich bisher ausschließlich mit den Eigenschaften des QED-Compton Monte Carlos befaßt. Jetzt will ich klären, welche prinzipiellen Unterschiede zwischen elastischen und inelastischen (resonant und protondissoziativ) Ereignissen in den CC Daten festzustellen sind. Dann un-

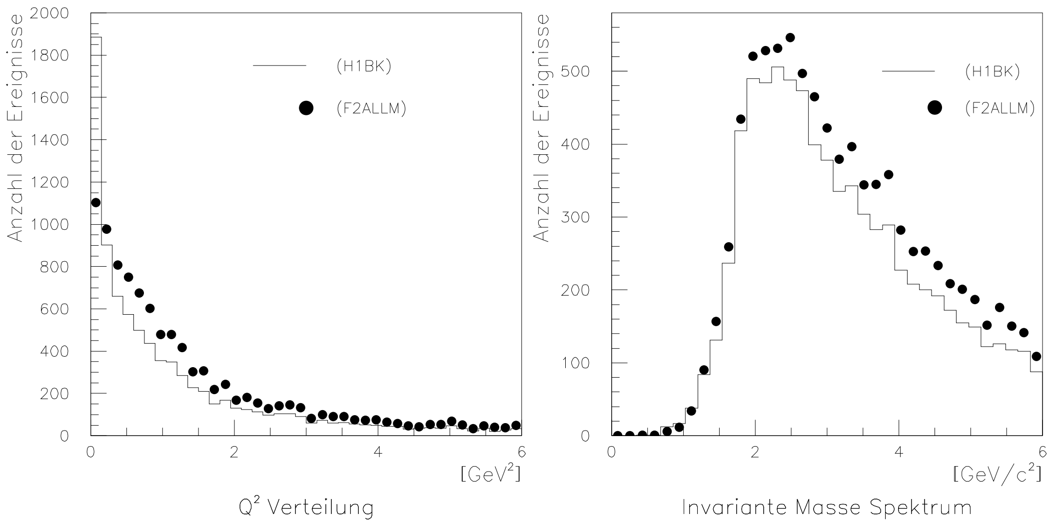

Abbildung 5.12: Vergleich der Q^2 und Invariante Masse Spektren des COM200 Generators auf inelastischen Ereignissen für die zwei Strukturfunktionen **H1BK** und **F2ALLM**.

tersuche ich getrennt für elastische und inelastische Ereignisse, wie gut die Daten vom Monte Carlo beschrieben werden.

Für ein gemessenes Ereignis weiß ich apriori natürlich nicht, ob es elastisch oder inelastisch war. Deswegen bezeichen ich ab jetzt ein Ereignis als elastisch, wenn es die Bedingung (IELAS) erfüllt, bzw. als inelastisch wenn es !(IELAS) erfüllt.

Bei Betrachtung der beiden Verteilungen in Abbildung 5.13 und Vergleich mit Abbildung 5.6, können wir eine Eigenart der inelastischen Daten feststellen: Für den Bereich kleiner invarianter Massen ($< 2\,GeV/c^2$) weisen diese Ereignisse mit $y_{jb} \approx 1$ auf. Dergleichen finden wir weder bei den elastische Daten, noch bei den simulierten QED-Compton Ereignissen. Es liegt also eine klare Assymetrie zwischen elastischen und inelastischen Ereignissen vor. Ich bezeichne diese inelastischen Ereignisse deswegen im folgenden als „assymetrische“ Ereignisse.

Aufgrund des hohen $y_{jb} \approx 1$ dieser Daten, möchte ich sie in diesem Punkt als QED-Compton Ereignisse betrachten. (Eine andere Quelle für diese Ereignisse diskutiere ich in Abschnitt 5.5.) Damit würde die in Abb. 5.3 beobachtete Überhöhung der Daten gegenüber dem Monte Carlo (für invariante Massen $< 2\,GeV/c^2$) teilweise von einer schlechten Simulation der inelastischen QED-Compton Ereignisse verursacht werden.

Zunächst haben die asymmetrischen Ereignisse scheinbar zu geringe invariante Masse um durch QED-Compton erklärt werden zu können. Wie in Abschnitt 2.3 geschildert hängt die invariante Masse der QED-Compton Streuung direkt von Öffnungswinkel zwischen Elektron- und Photonspur ab. Dort habe ich auch besprochen, daß diese beiden Spuren eine back-to-back Bedingung erfüllen. Aus der für meine Analyse geltenden θ-Akzeptanz ($\theta < 176°$) folgt

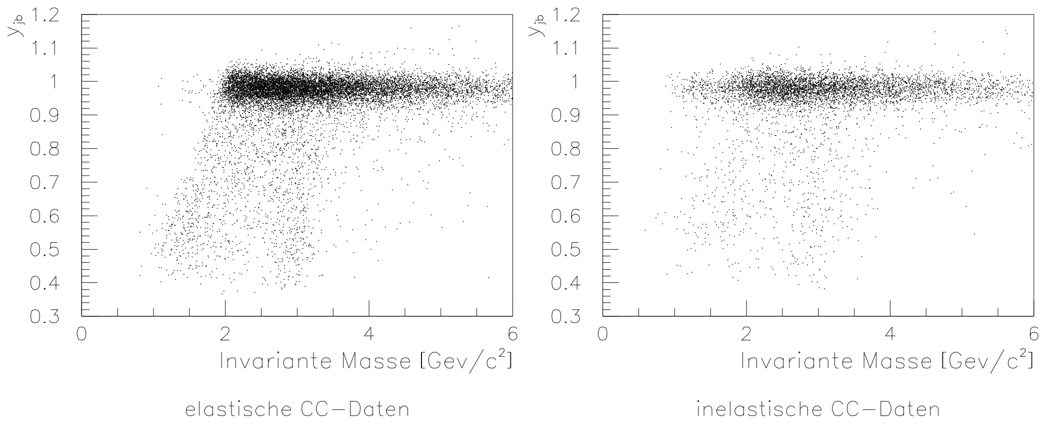

Abbildung 5.13: Korrelation zwischen Invarianter Masse und y_{jb} für gemessene Cluster Cluster Ereignisse, getrennt nach elastischen und inelastischen Ereignissen.

damit ein minimaler Öffnungswinkel von $\approx 8°$. Dieser entspricht in etwa einer minimalen invarianten Masse der QED-Compton Streuung von $\approx 2\,GeV/c^2$. Die einzige Möglichkeit, wie QED-Compton Ereignisse kleinere invariante Massen erreichen können, ist unter Verletzung der back-to-back Bedingung. Das entspricht QED-Compton Streuung bei großen Q^2.

Es stellt sich heraus, daß man die asymmetrischen Ereignisse durch eine Back-to-Back Bedingung — die Spuren der beiden gemessenen Teilchen müssen in einer $r\phi$-Projektion annähernd 180° zueinander haben — ausschließen kann (vergleiche dazu Abbildung 5.14).

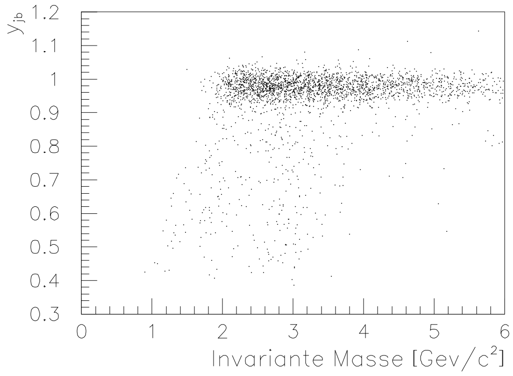

Abbildung 5.14: Inelastische **CC**-Daten die zusätzliche eine „Back-to-Back“ Bedingung erfüllen. Die Ereignisse bei kleiner invarianter Masse und $y_{jb} \approx 1$ werden hier unterdrückt.

Diese Ereignisse weisen außerdem große Werte von Q^2 auf wie ein Vergleich von Abbildung 5.15 mit den Q^2-Spektren aus Abbildung 5.12 zeigt.

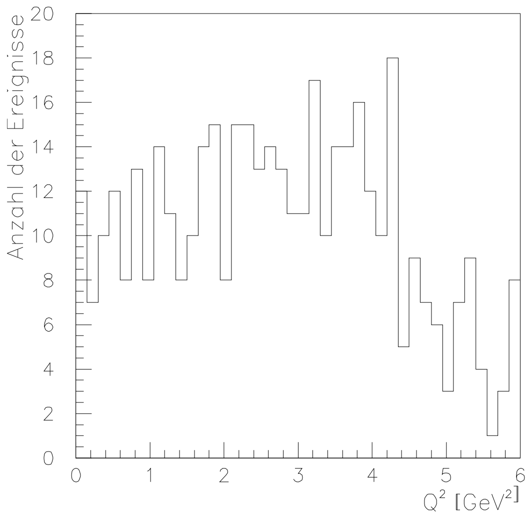

Abbildung 5.15: Q^2 Verteilung für die assymatrischen Ereignisse.

5.5 Untergrund aus anderen Reaktionen

Unter Berücksichtigung aller bisher gefundener Korrekturen, und nach Umgewichtung der protondissoziativen (simulierten) Ereignisse, kann der Untergrund in der *Cluster Cluster* Statistik immer noch nicht zufriedenstellend mit QED-Compton Monte Carlos beschrieben werden.

Eine Erklärung dafür sind weitere, bisher nicht berücksichtigte Untergrundreaktionen. Ich werde im folgenden zwei mögliche Quellen für derartige Untergrundereignisse betrachten.

5.5.1 Elektroproduktion bei großen Q^2

Eine weiter Ursache für die *asymmetrischen* Ereignisse — die ich in Punkt 5.4.3 untersucht habe — könnten Teilchen aus Elektroproduktion sein. (In Punkt 5.4.3 diskutiere ich die Möglichkeit, daß die *asymmetrischen* Ereignisse durch die Wahl einer andere Strukturfunktion bei der Produktion der QED-Compton Monte Carlos erklärt werden könnten.)

Elektroproduktion ist eine Reaktion bei großen Q^2. (Sie wird oft als tiefinelastische Streuung bezeichnet.) Der Bereich großer Q^2 ist experimentell dadurch gekennzeichnet, daß das gestreute Lepton im Detektor gemessen wird. (Für das H1-Experiment bedeutet das in etwa $Q^2 > 1GeV^2/c^4$.) Teilchen (oder deren Zerfallsprodukte) aus Elektroproduktion könnten durch die Datenselektion als J/ψ akzeptiert werden. Für die *asymmetrischen* Ereignisse gilt im wesentlichen $Q^2 > 1\,GeV^2$. Es könnte sich dabei also durchaus um Elektroproduktions Ereignisse handeln.

Solche Ereignisse — zum Beispiel $\omega(782)$ aus Elektroproduktion — können jedoch nur durch eine Fehlmessung als J/ψ Kandidaten akzeptiert werden:

Für das ω kommt hier der Zerfall

$$\omega \longrightarrow \pi^0\gamma \ \left(\frac{\Gamma_{\pi^0\gamma}}{\Gamma_{tot}} = 0.085 \pm 0.005\right) \qquad (5.8)$$

in Frage. Aufgrund der geringen Masse des ω erhalten seine Zerfallsprodukte im wesentlichen seinen Boost im Laborsystem vermittelt.

Damit dieses Ereignis als J/ψ-Kandidat akzeptiert wird muß nun das gestreute Lepton ($Q^2 > 1\,GeV^2/c^4$) im SpaCal gemessen werden, ebenso das Photon aus dem ω Zerfall. Das π^0 verschwindet in Rückwärtsrichtung durch das Strahlrohr.

Eine Analyse mit Hilfe von Monte Carlos wies jedoch nur eine handvoll Ereignisse auf, die vergleichbare Eigenschaften hatten. Die zwischen (protondissoziativen) Daten und simulierter QED-Compton Streuung beobachteten Unterschiede lassen sich damit auf keinen Fall erklären [23].

Das wichtigste Argument gegen die These ist jedoch gerade die Asymmetrie dieser Ereignisse. Elektroproduktion hat in etwa gleich große Wirkungsquerschnitte für elastische und protondissoziative Streuung. Ich müßte in den elastischen Daten also ähnliche Ereignisse (mit $y_{jb} \approx 1$ und kleiner invarianter Masse) sehen. Genau das ist aber nicht der Fall (vgl. Punkt 5.4.3).

Für meine Analyse gehe ich deswegen davon aus, daß es sich bei den *asymmetrischen* Ereignissen um QED-Compton Streuung handelt. Die Unterschiede zwischen den entsprechenden Monte Carlos und den Daten ergeben sich aus der Wahl der Proton Strukturfunktion, die zur Produktion der protondissoziativen QED-Compton Ereignisse verwendet wurden.

5.5.2 e^+e^- aus Photon-Photon-Streuung

Eine weitere Quelle für e^+e^- Ereignisse ist die Photon-Photon-Streuung. Das Elektron strahlt ein (quasireelles) Photon ab. Dieses Photon fluktuiert in ein e^+e^- Paar, das dann — über ein weiteres Photon — mit dem Proton wechselwirkt und so reell wird. Das Feynman Diagramm dieser Reaktion — allgemein als Lepton Paarerzeugung (LPair) bezeichnet — ist in Abbildung 5.16 zu sehen.

Ich habe eine Monte Carlo Simulation dieses Prozesses mit den gemessenen *Cluster Cluster* J/ψ Kandidaten verglichen. Die nach statistischer Korrektur mit den QED-Compton Monte Carlos verbleibende Überhöhung für Invariante Massen $< 2\,GeV/c^2$ kann mit Hilfe von *LPair* Ereignissen hinreichend gut erklärt werden. In Abbildung 5.17 sieht man, wie sich die statistischen Korrekturen durch QED-Compton und *LPair* auf das Invariante Masse Spektrum der elastischen Cluster Cluster J/ψ Kandidaten auswirkt.

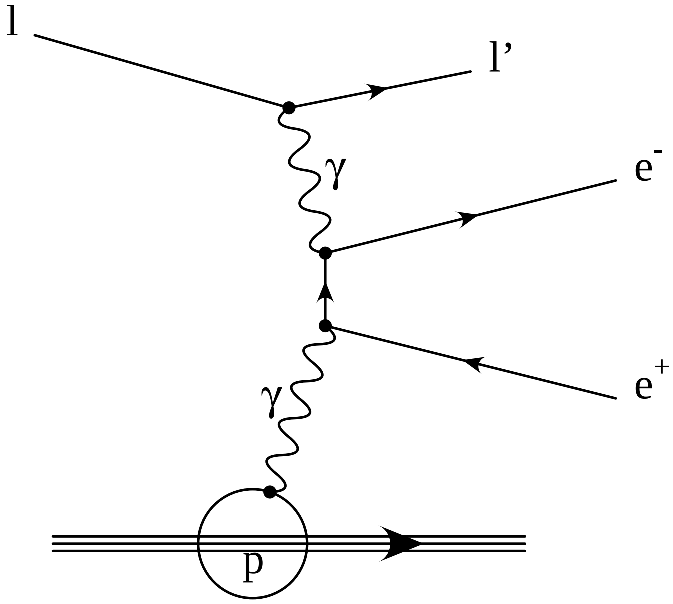

Abbildung 5.16: Feynmangraph niedrigster Ordnung der Lepton Paarerzeugung bei e–p-Wechselwirkung.

5.6 Zusammenfassung der Cluster Cluster Ergebnisse

In diesem Abschnitt stelle ich die Ergebnisse meiner Analyse der Cluster Cluster J/ψ Kandidaten geschlossen vor. Mein besonderes Interesse gilt dabei den Ereignisse bei hohen $W_{\gamma p} \approx s$.

Ich berücksichtige alle Korrekturen die ich im Verlauf dieser Analyse gefunden habe:

- Die Eigenschaften der protondissoziativen Ereignisse (vorallem die Normierung), die ich in den gemessenen Daten beobachte, werden durch die Proton Strukturfunktion $F2ALLM(x, Q^2)$ besser wiedergegeben als durch $H1BK(x, Q^2)$. Aus diesem Grund bewichte ich meine QED-Compton Monte Carlos, wie in Abschnitt 5.4 besprochen, entsprechend um.

- An zusätzlichen Reaktionen, die außer QED-Compton Streuung zum Untergrund in den gemessenen Daten beitragen können, berücksichtige ich nur Lepton Paarerzeugung (vergleiche Punkt 5.5).

- Für die relative Normierung verwende ich die Korrektur der Luminosität für „sattelite bunch“ (vgl. Abschnitt 5.2.1).

- Weiterhin verlange ich für alle Ereignisse die Bedingung (IELAS) um protondissoziative Ereignisse so weit wie möglich auszuschließen (siehe Abschnitt 5.4).

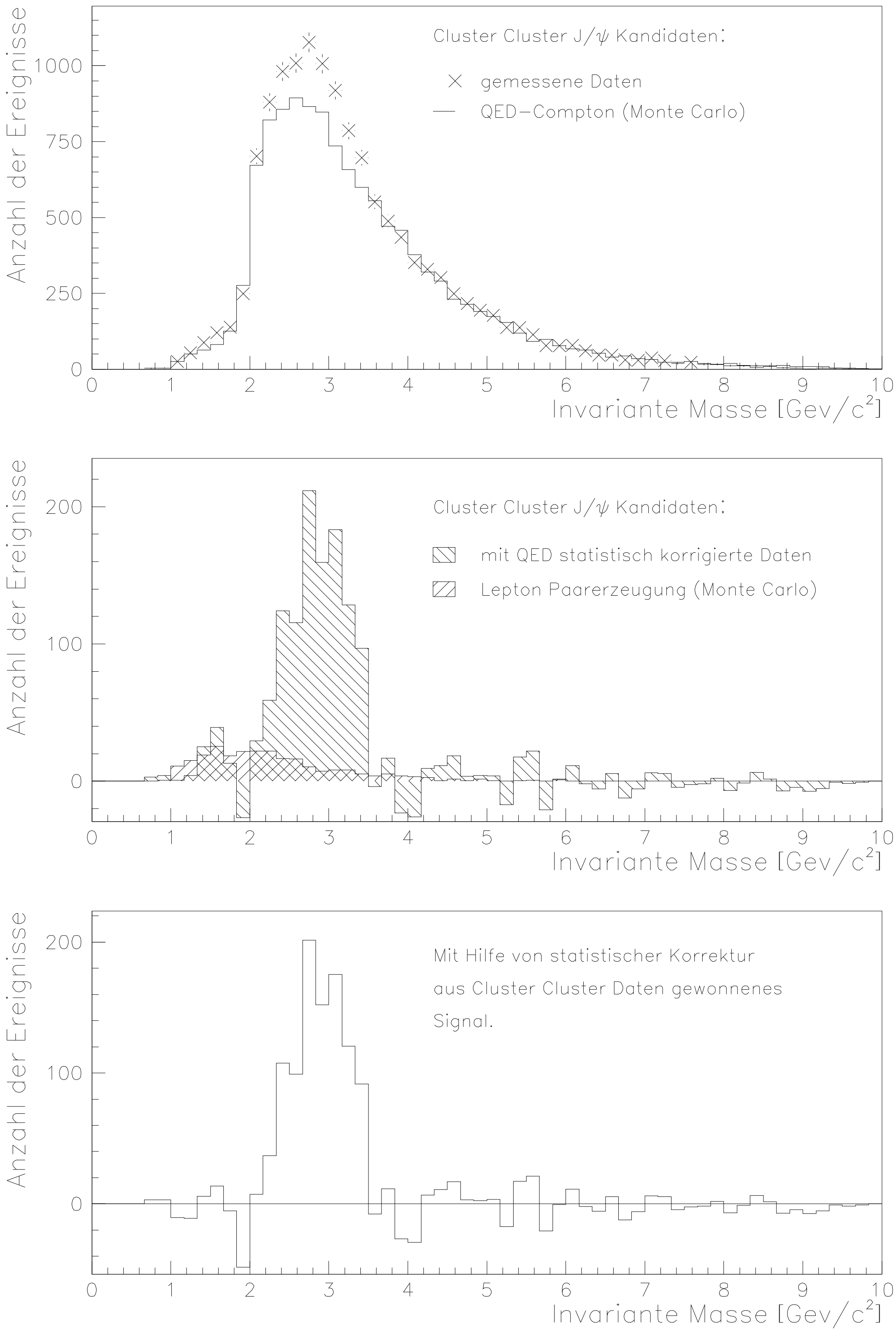

Abbildung 5.17: Statistische Korrektur der gemessenen (elastischen) J/ψ Kandidaten der Cluster Cluster Daten mit Hilfe von QED-Compton und Lpair Monte Carlos.

- Um QED-Compton möglichst effizient aus den Daten zu entfernen fordere ich zusätzlich ein maximales $y_{jb} < 0.93$ (vgl. Abschnitt 5.1).

Abbildung 5.19 zeigt die beiden Hauptquellen für Untergrundereignisse in den elastischen Cluster Cluster J/ψ Daten: QED-Compton und Lepton Paarerzeugung. Das untere Histogramm zeigt das Ergebnis der statistischen Subtraktion dieser beiden Untergrundklassen von der in den Daten gefundenen Verteilung. Dieses entspricht dem invariante Masse Spektrum der in den Daten enthaltenen J/ψ Ereignisse.

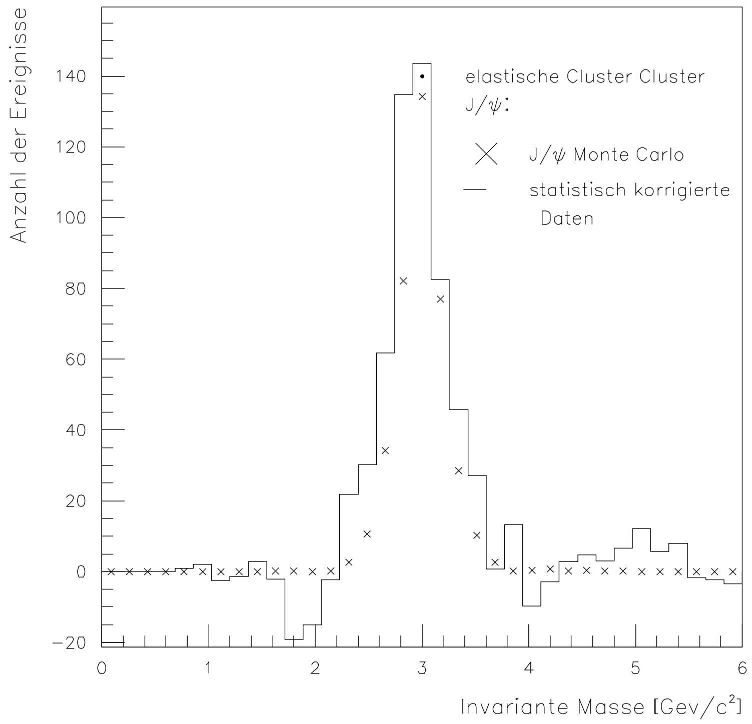

Abbildung 5.18: Vergleich des aus den gemessenen Daten, mit Hilfe von statistischer Korrektur, gewonnenen J/ψ Signals mit dem von einer „reinen" Statistik (J/ψ Monte Carlo) erwarteten Signal.

In Abbildung 5.18 vergleiche ich das durch meine Analyse aus den gemessenen Daten gewonnene invariante Masse Spektrum mit der äquivalenten Verteilung aus simulierten (reinen) J/ψ Ereignissen. Auf diese wende ich exakt die selben Analyse Schnitte und die gleiche Datenselektion an, wie auf meine anderen Monte Carlos und Daten. Die beiden Verteilungen stimmen in ihrer Struktur und ihrer Breite hinreichend gut überein. Das durch statistische Korrektur der Daten gewonnene Signal stammt von den J/ψ Ereignissen aus der Cluster Cluster Statistik.

Wie sich die J/ψ Ereignisse auf die unterschiedlichen $W_{\gamma p}$ Bins aufteilen zeigt Abbildung 5.20. Nach statistischer Subtraktion des mit Monte Carlo simulierten Untergrundes kann man auch für den höchsten $W_{\gamma p}$ Bereich das J/ψ

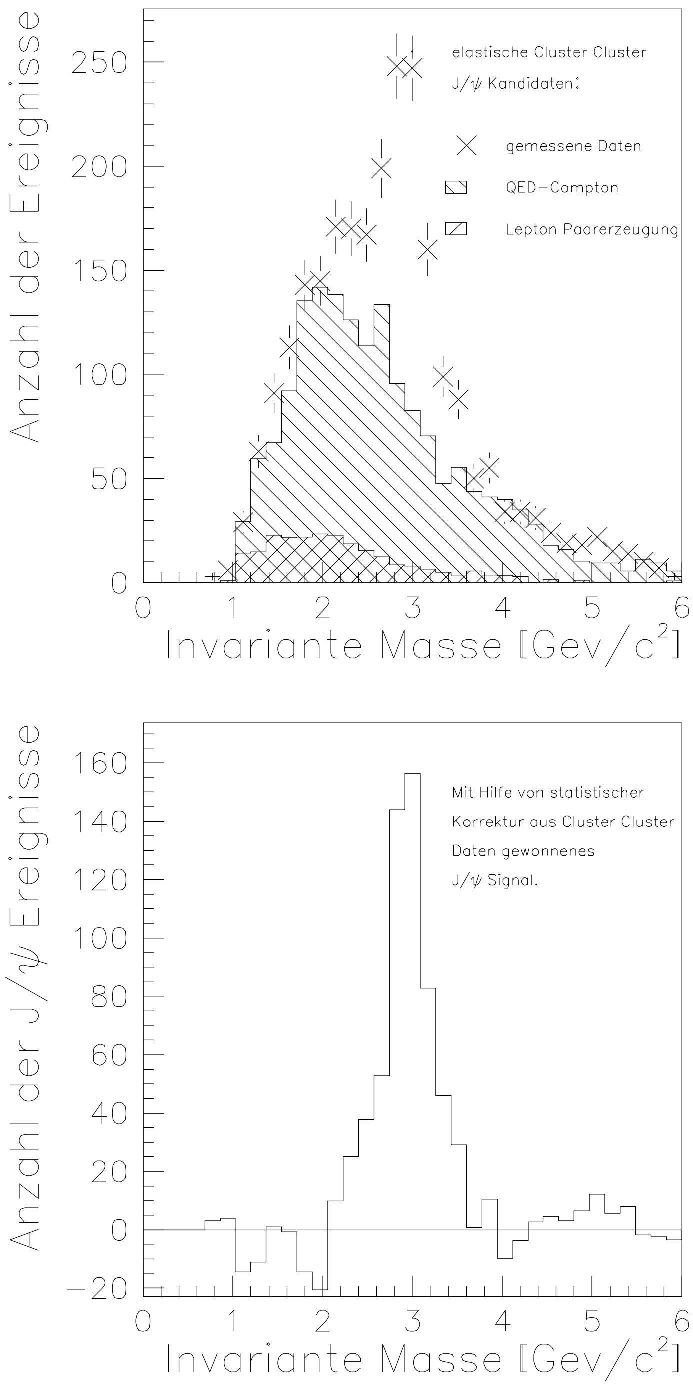

Abbildung 5.19: elastische Cluster Cluster J/ψ Kandidaten. Das obere Histogramm zeigt die invariante Masse Spektren für Daten und die Monte Carlos der beiden größten Untergrundklassen: QED-Compton und Lepton Paarerzeugung. Das untere Histogramm stellt das damit berechnete invariante Masse Spektrum der in den Daten enthaltenen J/ψ dar.

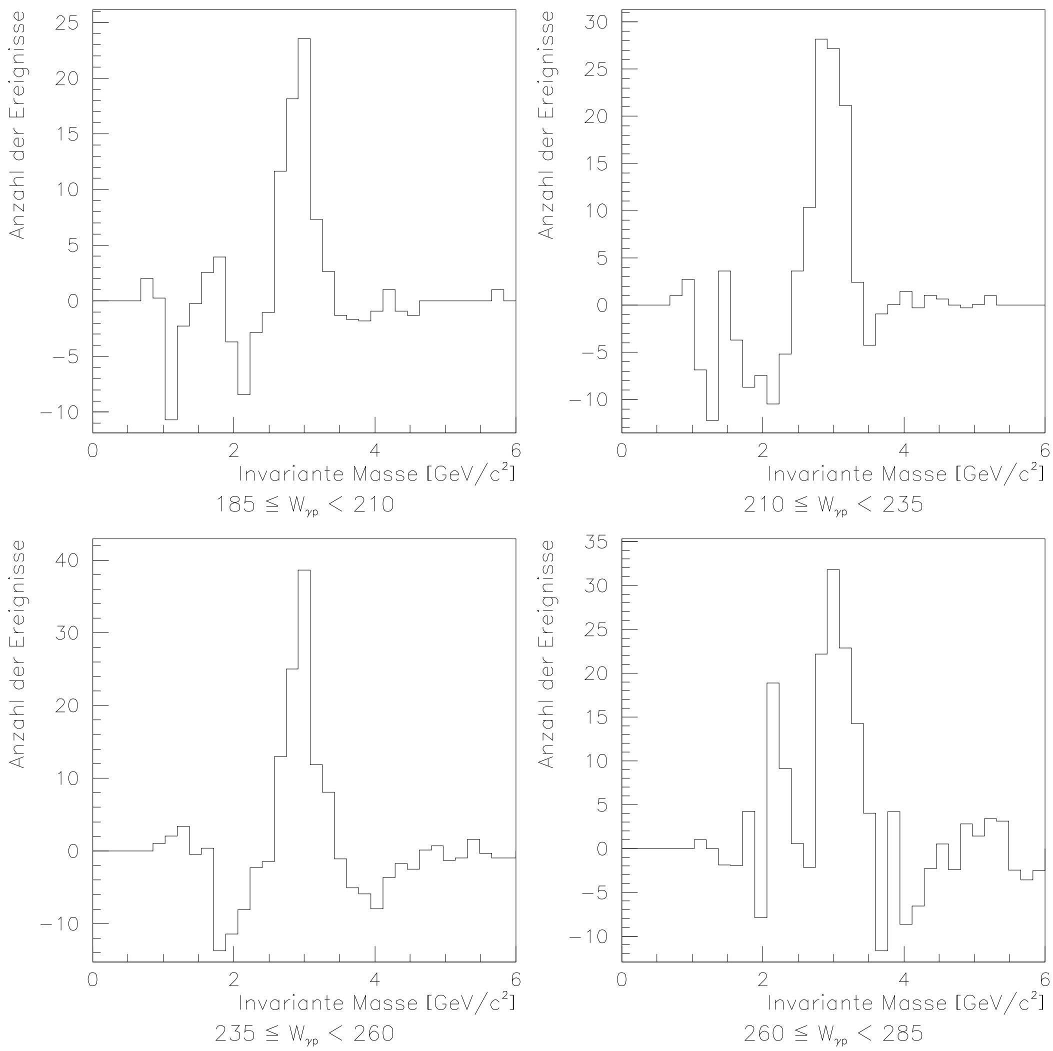

Abbildung 5.20: Statistische Korrektur der gemessenen (elastischen) J/ψ Kandidaten der Cluster Cluster Daten mit Hilfe von QED-Compton und Lpair Monte Carlos. Die Ereignisse sind in vier gleich große $W_{\gamma p}$ Bereiche aufgeteilt.

Signal bei $\approx 3GeV/c^2$ gut erkennen.

Obiges Ergebnis stellt zwar den Abschluß meiner Diplomarbeit dar, aber natürlich bleiben weiter Fragen offen, die eine eingehende Betrachtung verdienen.

Man erkennt in Abbildung 5.20 „um das J/ψ Signal“ deutliche Mulden. Hier fehlen scheinbar Ereignisse, bzw. in den Monte Carlos sind mehr Ereignisse vorhanden als in den Daten. Diesen Effekt könnte man zwar der Normierung zuschreiben, dem widerspricht aber die gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation die wir in Abbildung 5.19 beobachten. Es muß sich hier um andere Effekte handeln.

Abbildung 5.21 zeigt die selbe Verteilung wie Abbildung 5.20. **Mit der zusätzlichen Einschränkung des Polarwinkels auf** $\theta < 175.5°$ verringern sich die „Mulden“ um das J/ψ Signal. Das eigentliche Signal bleibt jedoch stabil. Anscheinend stammt die nicht optimale Simulation von QED-Compton Ereignissen aus extremer Rückwärtsrichtung. Dieser Bereich der Simulation ist sehr anfällig für kleinste Abweichungen. Zum Beispiel könnte der Effekt durch eine mangelhafte Simulation der Strahlbedingungen (z.B. Strahlneigung oder Ereignisvertex), durch Abweichungen in der Rekonstruktion zwischen Monte Carlos und Daten (vergleiche z.B. die Breite des „kinematik Peak“ unter Punkt 5.1.3) oder durch Fehler der Detektorsimulation (siehe Abschnitt 5.3) hervorgerufen werden.

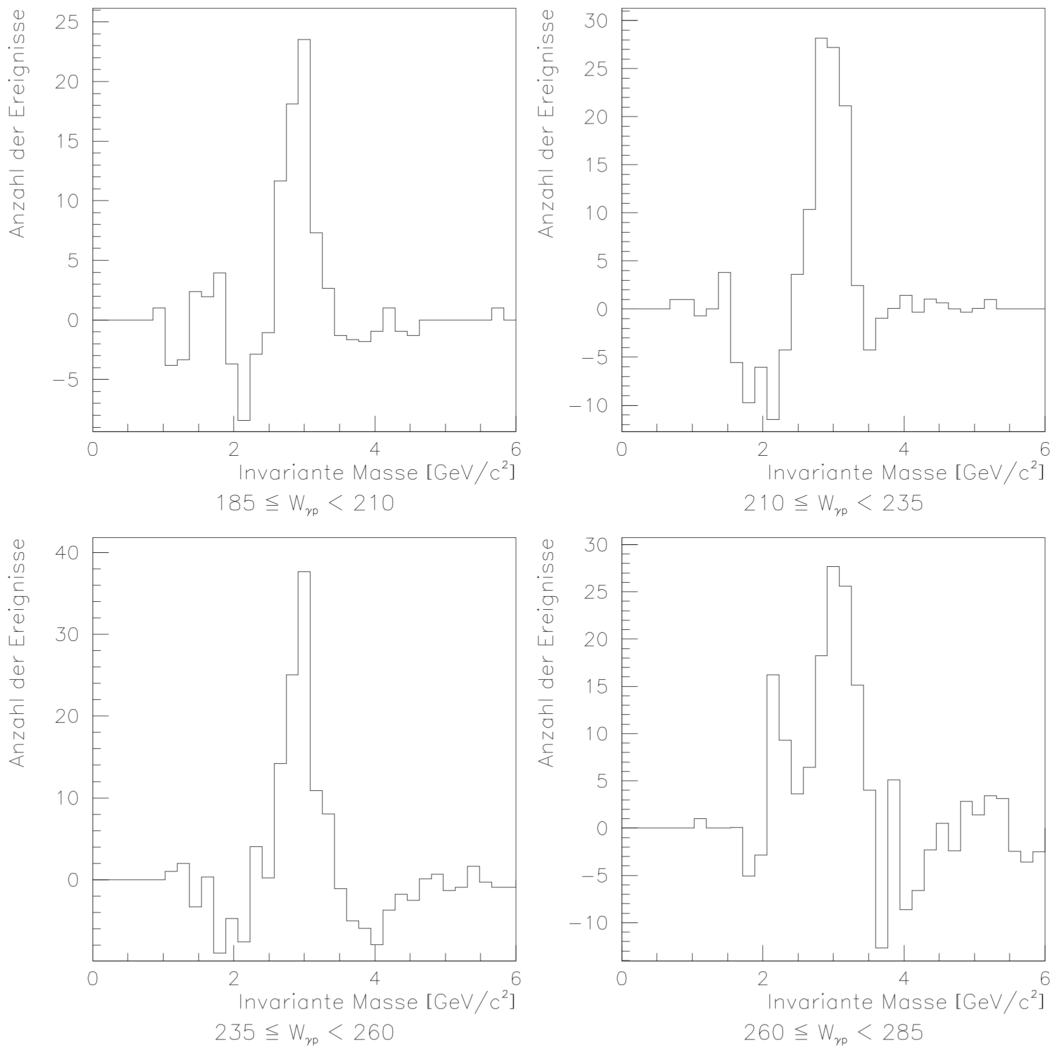

Abbildung 5.21: Nach **Einschränkung des Polarwinkels auf** $\theta < 175.5°$ stimmen Cluster Cluster Daten und Monte Carlo besser überein.

Literaturverzeichnis

[1] H1 Collaboration, . The H1 Detector at HERA. DESY Report DESY H1-96-01, DESY, 1996.

[2] J. C. Bizot et al. Hardware Study for a Topological Level 2 Trigger. H1–Note H1-09/92-240, DESY, 1992.

[3] J. C. Bizot et al. Status of simulation for a topological level 2 trigger. H1–Report H1-09/92-212, DESY, 1992.

[4] J. Fent et al. A neural network second level trigger for the H1-Experiment at HERA. Internal Report H1-10/95-457, DESY, 1995.

[5] D. Haidt und H. Pietschmann. Electroweak Interactions: Experimental Facts and Theoretical Foundation. *Landolt-Börnstein. New Series, 1/10.* Springer, Berlin, 1988.

[6] G. Altarelli. The standard electroweak theory and its experimental tests. In L. Mathelitsch und W. Plessas, *1994 Lecture notes in physics*, pp. 323–382, Schladming, Austria, 1993. Springer, Berlin, 1994.

[7] S. Bentvelsen et al. Reconstruction of (x, Q^2) and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA. In W. Buchmüller und G. Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 1, pp. 23–41. DESY, october 1991.

[8] A. Blondel und F. Jacquet. Detectors for Charged Current Events. In U.Amaldi, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, p. 377. DESY, 1979.

[9] William R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1987.

[10] A. Courau, S. Kermiche, T. Carli, und P. Kessler. Quasi-Real QED Compton Monte Carlo for Hera. H1-01/92-207.

[11] A. Courau. Quasi-Real QED Compton at HERA. H1-07/91-186.

[12] H. Joos. A Remark on the Photoproduction of Vector Mesons. *Phys. Lett.*, **B 24**, pp. 103–105, 1967.

[13] T. H. Bauer et al. The hadronic properties of the photon in high-energy interaction. *Rev. Mod. Phys.*, **50**, p. 261, 1978.

[14] P. D. B. Collins. An Introduction to Regge Theory & High Energy Physics. Cambridge University Press, Heidelberg, 1977.

[15] S. Egli. H1SIM Manual. *H1-Collaboration*, 1991. H1 Software Manual.

[16] H1 Collaboration. A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA. 1997, DESY-97 042.

[17] Torbjorn Sjöstrand. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and Manual. CERN-TH.7112/93.

[18] Physical Review D - Particles and Fields, August 1994.

[19] J. Möck. Untersuchung diffraktiver J/Ψ-Ereignisse im H1-Experiment bei HERA und Entwicklung neuronaler Triggeralgorithmen. Dissertation, TU München, 1997.

[20] H1 Collaboration. Observation of Events with very High Q^2 in ep Collisions at HERA. *Z. Phys.*, **C74**, 1997.

[21] V. Boudry et al. The Inclusive Electron Trigger for the SPACAL. H1 Note H1-03/95-430, DESY, 1995.

[22] S. Levonian. Korrektur der Luminosität durch Proton Satellitenbündel für 1997. Persönliche Mitteilung.

[23] A. Wegner. Analyse von inelstischen Ereignissen in den CC J/ψ Daten. Persönliche Mitteilung.

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Christian Kiesling danke ich für diese Chance auf eine interessante (Diplom) Arbeit und für sein Vertrauen in meine Fähigkeiten.

Für Unterstützung und Anleitung und die tägliche Hilfe bei meiner Arbeit möchte ich Armin Wegner danken. Ohne ihn wäre diese Arbeit evtl. nie fertig geworden :)... Ebenso herzlich möchte ich mich bei Jürgen Möck für sein J/ψ know how und bei Tancedi Carli für die Anregungen bei der Programmierung meines Monte Carlos danken.

Stellvertretend für all die Freunde, Verwandten und Kollegen, die mich durch mein Studium begleitet haben (vorallem durch die letzten heißen Tage) danke ich Bernhard Haizinger, ohne den ich wohl so manche formale Hürde des Studiums im ersten Anlauf gerissen hätte :)

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig verfaßt zu haben.

München, 26. Mai 1998

(Robert Sütterlin)