Untersuchung von Endzuständen mit mehreren Elektronen in der Elektron-Proton Streuung

von

Markus Stoye

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

2003

angefertigt am
I. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B
Prof. Dr. Ch. Berger

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Versuchsaufbau **3**
2.1 Der Doppelspeicherring HERA am DESY 3
2.2 Der H1-Detektor 4
2.2.1 Die Spurkammern 6
2.2.2 Die Kalorimeter 9
2.2.3 Der Protonen-Rest-Tagger 10
2.2.4 Das Luminositätssystem 10
2.2.5 Der Auslösemechanismus (Trigger System) 11

3 Theorie **13**
3.1 Grundlagen der *ep* Streuung 13
3.1.1 Prozesse der Ordnung α_{em}^2 13
3.1.2 Prozesse der Ordnung α_{em}^3 (Elektron-Photon-Kanal) 15
3.1.3 Prozesse der Ordnung α_{em}^4 (Multi-Elektron-Kanal) 17
3.1.4 Kinematische Einteilung am Protonvertex 19
3.1.5 Untergrund 21
3.2 Monte-Carlo Simulation 21
3.2.1 GRAPE 21
3.2.2 WABGEN 22
3.2.3 RAPGAP und PYTHIA 22

4 Elektronen und Photonen Analyse **25**
4.1 Grundlagen der Elektron- und Photonidentifikation 25
4.1.1 Der Elektron-Suchalgorithmus QESCAT 28
4.2 Selektion 29
4.3 Triggereffizienz 32
4.4 Untersuchung der Elektronidentifikation 33
4.4.1 Kalorimetrische Isolation 35
4.4.2 Spurkriterien für Elektronen 39
4.4.3 Effizienz der Identifikationskriterien 45

4.5 Untersuchung der Photonidentifikation 51
4.5.1 Spurkriterien für Photonen 52
4.5.2 Effizienz der Identifikationskriterien 55
4.6 CIP-Effizienz 55
4.6.1 CIP-Effizienz für Photonen 55
4.6.2 CIP-Effizienz für Elektronen 57

5 Ergebnisse der Analyse **59**
5.1 Der Zwei-Elektron-Kanal 59
5.2 Der Drei-Elektron-Kanal 62
5.3 Überprüfung des stark vorwärtigen Bereiches 64
5.4 Der inklusive Elektron-Photon-Kanal 66

6 Zusammenfassung **75**

Kapitel 1

Einleitung

Im Standard-Modell der Teilchenphysik besteht Materie aus zwei verschiedenen punktförmigen Teilchenarten, den Quarks und den Leptonen. Es gibt je sechs verschiedene Elementarteilchen:

$$\textit{Quarks}: \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad \textit{Leptonen}: \quad \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Die Wechselwirkung der Teilchen untereinander wird durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Quarks können im Gegensatz zu den Leptonen durch den Austausch von Gluonen auch stark wechselwirken. Aufgrund der starken Wechselwirkung, deren Potential mit dem Abstand zunimmt, sind Quarks nur in gebundenen Zuständen vorhanden. Leptonen wechselwirken nur elektroschwach. In den bisherigen Experimenten sind keine Abweichungen vom Standard-Modell etabliert worden. Modellvorhersagen können allerdings nicht für beliebig hohe Energiedichten überprüft werden. Die höchsten künstlich erzeugbaren Energiedichten werden in Speicherringen erreicht, in welchen zwei hochenergetische Teilchen zur Kollision gebracht werden. Die Schwerpunktsenergie und die Quantenzahlen der kollidierenden Teilchen legen den durch ein Experiment erreichbaren Bereich fest, in dem das Standard-Modell überprüft werden kann.

Die drei Speicherringe mit den höchsten Schwerpunktsenergien sind Tevatron, HERA[1] und LEP[2]. Bei Speicherringen, in denen Protonen beschleunigt werden, ist zu bedenken, dass nur ein Bruchteil der Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems in die Kollision von Elektron und Quark fließt. Die Schwerpunktsenergien und die kollidierenden Teilchen der Speicherringe sind in der Tabelle 1.1 aufgeführt.

Die Schwerpunktsenergie von HERA ist groß und die Quantenzahlen des Anfangszustandes sind einmalig. Somit gibt es bei HERA[3] die Möglichkeit, dass neue Physik

[1] Hadron-Elektron-Ring-Anlage

[2] LEP ist nicht mehr in Betrieb

[3] Das Hauptziel des HERA-Speicherring Experimentes liegt allerdings in der Untersuchung der Struktur des Protons.

Speicherring	s	Teilchen
Tevatron$_{II}$	2000 GeV	pp
HERA	320 GeV	ep
LEP$_{II}$	205 GeV	ee

Tab. 1.1: Schwerpunktsenergien und beschleunigte Teilchen der Speicherringe

gefunden werden könnte. Eine ausführlichere Diskussion über das Potential, neue Teilchen und Kräfte mit HERA zu finden, gibt es z.B. in Ref. [1].

Nur Elementarteilchenkollisionen, bei denen auch viel Energie transferiert wurde, eröffnen Einblicke in einen Bereich hoher Energie. Hoher Energietransfer führt zumeist auch zu hohen Impulsen senkrecht zur Strahlachse. Dieser Argumentation folgend wird aktuell eine Analyse aller Endzustände mit hohem Transversalimpuls durchgeführt [2], um nach Abweichungen vom Standard-Modell zu suchen.

In dieser Diplomarbeit werden Endzustände mit mehreren Elektronen und Endzustände mit einem Elektron und einem Photon bei hohen Transversalimpulsen analysiert. Endzustände mehrerer Elektronen sind besonders interessant, da eine gewisse Abweichung von der Erwartung des Standard-Modells zu den Messdaten in der Analyse [3] gefunden wurde. In dieser Arbeit wird der betrachtete Winkelbereich der Endzustände im Vergleich zur Analyse [3] erweitert und die Elektronidentifikation modifiziert. Endzustände mit Elektronen und Photonen sind interessant, da im Falle der elastischen Streuung[4] die gesamte Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems umgesetzt werden kann. Zudem sind die Elektron- und die Photonidentifikation technisch verwandt, so dass sich eine Erweiterung der im Titel genannten Aufgabenstellung anbot. Elektron- und Photonidentifikation sind in dieser Arbeit so gewählt, dass sie auch bei anderen Endzuständen eine gute Identifikation sicherstellen. Die Identifikationskriterien dieser Arbeit fließen auch in die Analyse [2] ein.

[4] s. Kapitel 3.1.1

Kapitel 2

Versuchsaufbau

In diesem Kapitel wird der Versuchsaufbau, d.h. der HERA Speicherring und der H1-Detektor, beschrieben. Besonders wird auf die Spurkammern eingegangen, da diese es ermöglichen, Elektronen von Photonen zu unterscheiden. Eine genauere Beschreibung befindet sich in [4].

2.1 Der Doppelspeicherring HERA am DESY

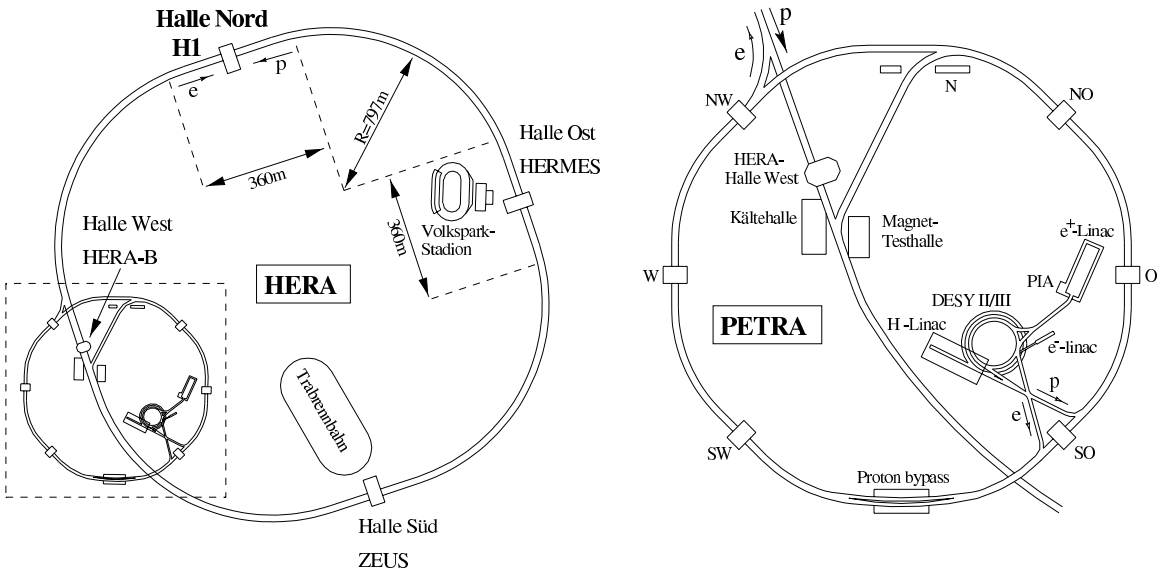


Abb. 2.1: Das DESY Gelände in Hamburg.

Das DESY[1] wurde 1959 gegründet. Seitdem wird dort vornehmlich Grundla-

[1]Deutsches Elektronen-Synchrotron

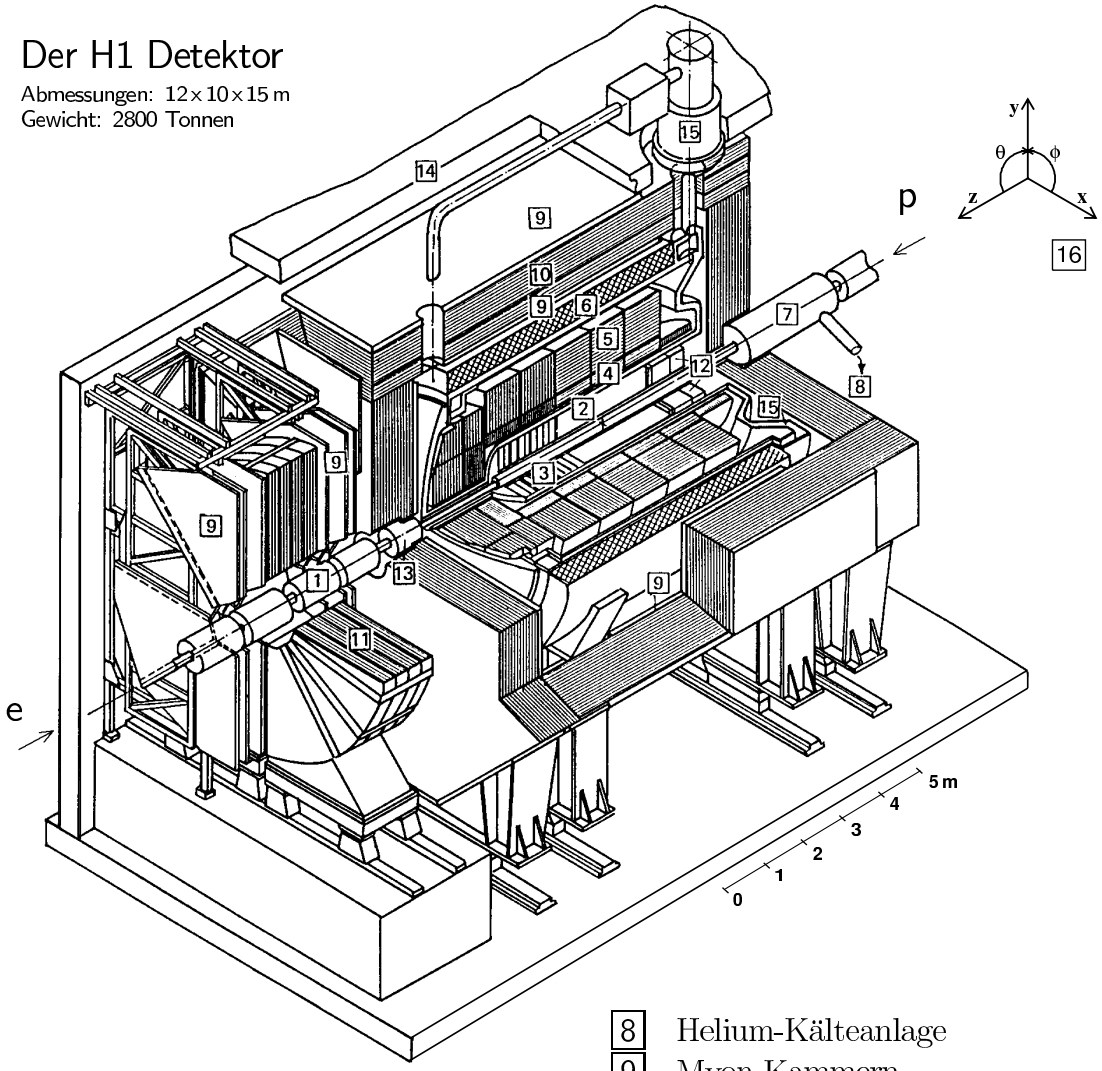
genforschung in der Hochenergiephysik betrieben. Zu diesem Zwecke wurden am DESY verschiedene Teilchenbeschleuniger gebaut, deren maximale Energie stets zunahm. Auch im internationalen Vergleich gehörten die im DESY errichteten Beschleuniger immer zu den leistungsstärksten. Der Beschleuniger DORIS wird nun als Synchrotronstrahlungs-Quelle für Experimente der Medizin, Biologie und Festkörperphysik verwendet. Der Speicherring PETRA dient jetzt als Vorbeschleuniger für den HERA Speicherring.

HERA ist der neueste Speicherring am DESY. Er wurde 1991 fertiggestellt. In diesem 6.3 km langen Speicherring werden Elektronen[2] mit 27.6 GeV und Protonen mit einer Energie von 920 GeV (820 GeV von 1994-1997) zur Kollision gebracht. Ein Elektron-Proton-Speicherring ist weltweit einzigartig und gibt die Möglichkeit, das Proton mit nie zuvor erreichter Qualität zu erforschen. Die hohe Schwerpunktsenergie von 320 GeV (300 GeV von 1994-1997) lässt Untersuchungen in einem Phasenraum zu, der nur von wenigen Experimenten erreicht wird. Vier Experiment-Hallen (s. Abb. 2.1) sind in gleichen Abständen an den HERA-Speicherring-Tunnel angeschlossen. In Halle-Nord steht der in dieser Arbeit genutzte Multi-Funktions-Detektor H1. In der Halle-Süd steht der Multi-Funktions-Detektor ZEUS.

2.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor ist ein Vielzweck-Detektor, der fast den gesamten 4π Raumwinkel um den Kollisionspunkt (Vertex) abdeckt. Wie in den meisten Hochenergie-Detektoren an Speicherringen sind um den Vertex zuerst Spurdetektoren angebracht. Aus der Krümmung der Spur im Magnetfeld wird der Impuls berechnet. Dahinter folgen Energie messende Detektoren (Kalorimeter). Hinter diesen folgen als letzte Detektorkomponenten die Muon-Detektoren, da Myonen den restlichen Detektor penetrieren. Neutrinos werden durch fehlende transversale (senkrecht zum Strahl gerichtete) Energie nachgewiesen. Somit können Viererimpuls, Kollisionsort, Kollisionszeitpunkt und Ladung rekonstruiert werden, sofern die Teilchen nicht in den technisch bedingten Nachweislücken des Detektors liegen. Der Detektor ist prinzipiell rotationssymmetrisch bezüglich der Strahlachse (Z-Achse). Er ist aufgrund der verschiedenen Energien und Teilchen der einlaufenden Strahlen asymmetrisch in der Z-Richtung. In Protonflugrichtung sind massivere Kalorimeter und aufwendigere Spurkammern angebracht, da energetischere und komplexere Objekte als das gestreute Elektron in diesen Bereich gestreut werden. Der Winkel einer Geraden durch den Kollisionspunkt zu der Strahlachse wird mit θ bezeichnet, wobei immer von Protonenflugrichtung zur Geraden gezählt wird. Bei kleinen θ-Winkeln wird von vorwärtiger Richtung gesprochen, dementsprechend bei großen θ-Winkeln vom rückwärtigen Bereich. Der

[2]Die Bezeichnung Elektron wird in der Beschleunigerphysik üblicherweise unabhängig von den Vorzeichen der Quantenzahlen benutzt.



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

Abb. 2.2: Eine isometrische Sicht des H1 Detektors.

Azimuthalwinkel um die Z-Achse wird üblicherweise mit ϕ bezeichnet (Koordinaten s. Abb. 2.2 [16]).

2.2.1 Die Spurkammern

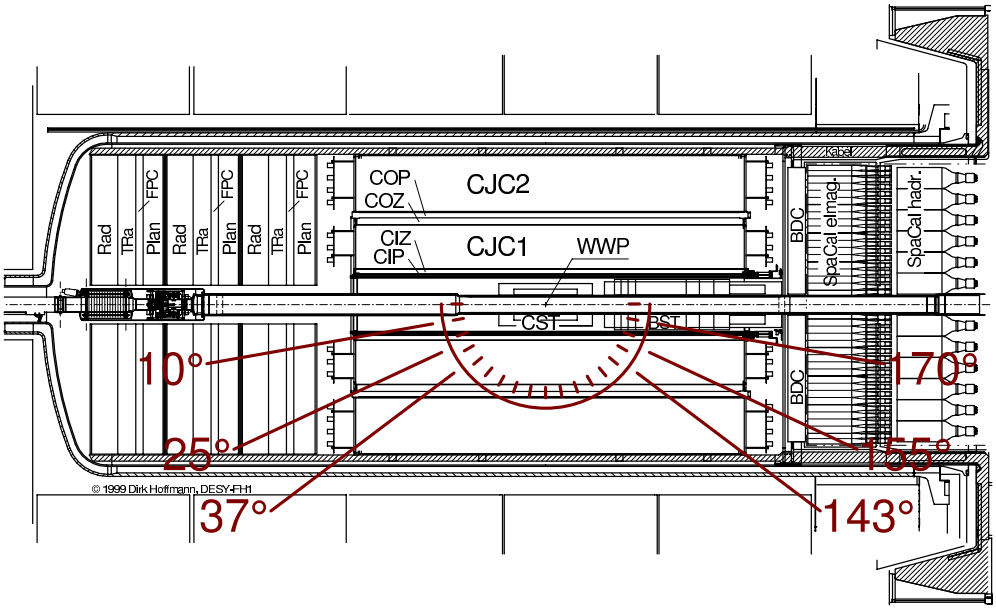


Abb. 2.3: Querschnitt durch die Spurkammern. Der Protonenstrahl kommt von rechts.

Die ionisierende Eigenschaft von hochenergetischen geladenen Teilchen gibt die Möglichkeit, ihre Flugbahnen zu rekonstruieren. Die im Zählgas der sogenannten Spurkammern durch Ionisierung erzeugten geladenen Teilchen werden durch ein elektrisches Feld beschleunigt. Die durch die Ionisierung entstandenen freien Elektronen erreichen dabei eine so hohe Energie, dass sie selbst wieder zu weiteren Ionisationen führen. Somit lösen sie eine Ladungslawine aus, die zu den Anoden der Spurkammern driftet. Ist die Gesamtladung der Lawine proportional zur Energie des primären Teilchens, so spricht man von einer Proportionalkammer. Dies ist auch der Arbeitsbereich der Spurkammern des H1-Detektors. Die Auflösung von Spurkammern kann dadurch verbessert werden, dass die zeitliche Differenz der verschiedenen Anodendraht-Signale berücksichtigt wird. Somit kann die Entfernung der Spur zu den einzelnen Anodendrähten ermittelt werden. Dazu sind allerdings neben den Anodendrähten weitere geladene Drähte notwendig, um eine möglichst konstante Driftgeschwindigkeit zu erzeugen. Solche Spurkammern werden Driftkammern genannt und haben eine hohe Ortsauflösung. Sie werden im H1 Detektor vornehmlich verwendet. Auch die ionisierende Wirkung in Festkörpern kann ausgenutzt werden. So misst man die lokale

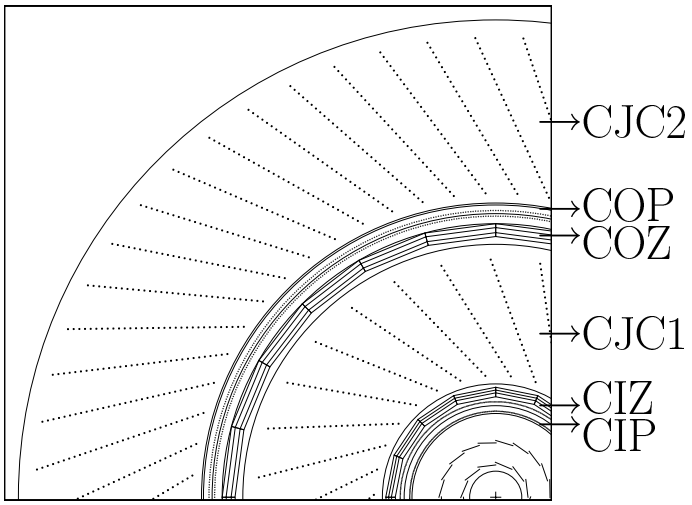


Abb. 2.4: Querschnitt durch die zentralen Spurkammern.

Ladungserzeugung durch hochenergetische geladene Teilchen in Siliziumstreifen, um ihren Durchstoßpunkt zu rekonstruieren. Diese Methode des Spurennachweises hat die höchste Auflösung.

In einer Betriebspause im Jahr 1996 wurde ein dünneres Strahlrohr mit einem Radius von 4,5 cm eingesetzt, um einen Siliziumstreifendetektor in den entstandenen Platz einzubauen. Der Zentrale-Silizium-Tracker (**CST**) arbeitet in einem θ-Winkelbereich von 30 bis 150 Grad. Er besteht aus zwei Siliziumstreifen-Zylindern, welche in Radien von 54 mm und 97 mm um die Strahlachse angebracht sind. Der Rückwärtige-Silizium-Tracker (**BST**) misst im Bereich von 165 bis 177 Grad in θ. Die Silizium Tracker verbessern insbesondere die Bestimmung des Kollisionspunktes und die Spurauflösung.

Die Zentrale-Jet-Kammern (**CJC1 & CJC2**) sind Driftkammern und haben insgesamt 2640 Signaldrähte, welche parallel zur Z-Achse gespannt sind. Diese hohe Anzahl an Signaldrähten ermöglicht eine gute Rekonstruktion der Trajektorie in der zum Strahl senkrecht gelegenen Ebene. Dies ist von besonderer Bedeutung, da das Magnetfeld von 1.2 Tesla parallel zur Z-Achse verläuft und somit die Spuren in der zum Strahl senkrecht gelegenen Ebene gekrümmt werden. Die Signaldrähte werden an beiden Enden getrennt ausgelesen, so dass man anhand des Laufzeitunterschiedes grob die Z-Koordinate der Spur bestimmen kann. Die Zentrale-Innere- und die Zentrale-Äußere-Z-Driftkammer (**CIZ & COZ**) dienen dazu, die Z-Koordinate genauer zu bestimmen. Die Signaldrähte dieser Kammern sind in Polygen-Ringen mit je vier Signaldrähten um die Z-Achse angebracht. In Z-Richtung werden die Teilchen nicht gekrümmt, so dass hier zwei Messpunkte ausreichen. Die Zentrale-Innere- und Äußere-Z-Proportionalkammern (**CIP & COP**) dienen vornehmlich dem Triggermechanismus. Sie sind schneller als die Driftkammern, haben aber eine schlechtere

Auflösung. In dieser Analyse werden die Proportionalkammern allerdings auch benutzt, um die Elektron- und Photonidentifikation zu verbessern. Die einzelnen Proportionalkammern (Pads) der CIP sind je 3.6 cm lang und decken einen ϕ-Winkel von 45 Grad ab. Die innere Schicht von Pads ist in einem Radius von 15.7 cm um den Strahl angebracht, die äußere in einem Radius von 16.2 cm. Die Geometrie der CIP führt dazu, dass ihre Auflösung von dem θ-Winkel abhängt und im vorwärtigen und rückwärtigen Bereich am besten ist. Die CIP deckt den θ-Winkel Bereich von 10 bis 170 Grad ab, die COP nur den Bereich von 25 bis 155 Grad.

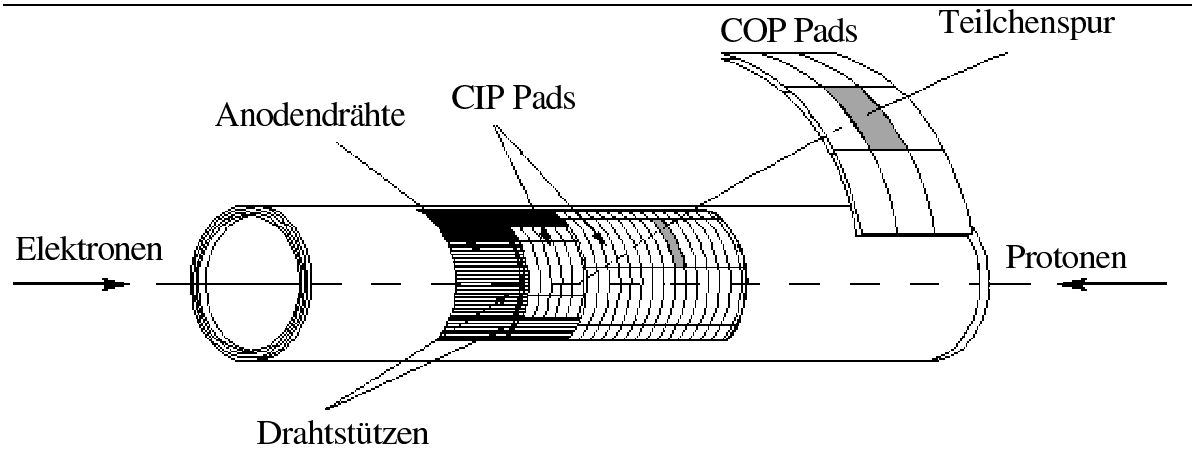


Abb. 2.5: Schematische Darstellung der CIP.

Den rückwärtigen Bereich deckt die Rückwärtige-Driftkammer (**BDC**) ab. Die Ausleseelektronik und Deckwand der CJC führen häufig zu Schauerprozessen, was insbesonders die Unterscheidung von Elektron und Photon in diesem Bereich erschwert.

In Vorwärtsrichtung folgen an die CJC drei sogenannte Supermodule. Diese drei Supermodule bilden die vorwärtige Driftkammer (**FDC**). Jedes Supermodul besteht aus drei Modulen. Das vom Kollisionspunkt aus gesehen erste Modul besteht aus einer Schicht von planar angebrachten rechteckigen Driftkammern. Die Signaldrähte dieser Driftkammern sind in X Richtung gespannt, also senkrecht zur Z-Achse. Das folgende Modul besteht aus einer Schicht von Proportionalkammern. Diesem Modul folgen Polypropylen-Folien, die als Übergangsstrahlungs-Erzeuger dienen. Für Elektronen in einem Bereich von 5 GeV bis 20 GeV ist die Übergangstrahlungseffizienz am höchsten, für Pionen derselben Energie ist sie wesentlich geringer. Hinter den Übergangsstrahlerfolien folgt als letztes Modul eine Driftkammer mit radial angebrachten Signaldrähten. Diese Driftkammer ist so konzipiert, dass sie auch die Übergangsstrahlung nachweisen kann. Der Protonenrest macht solch komplexe Module erforderlich, aber das hat zur Folge, dass die vielen verschiedenen Komponenten viel sogenanntes totes Material bilden, an dem Elektronen und auch Photonen aufschauern können. Da zudem auch noch die Deckwand der CJC mit ihrer Ausleseelektronik durchdrun-

gen werden muss, kommt es bei Photonen zu einer hohen Schauerwahrscheinlichkeit im Vorwärtsbereich. Genauere Studien hierzu finden sich in Ref. [5].

2.2.2 Die Kalorimeter

Im H1-Detektor werden Schauerkalorimeter verwendet. Das zu messende Teilchen durchdringt erst Absorbermaterial, in welchem es einen Teilchenschauer auslöst. Dieser Schauer durchdringt danach ein Detektormaterial, in dem er durch Ionisation oder Szintillation nachgewiesen wird. Weiterhin folgen abwechselnd Absorber- und Detektormaterial. Die physikalischen Eigenschaften des Schauers hängen nicht nur von der Anfangsenergie des primären Teilchens ab, sondern hängen zudem von Masse und Teilchenart des ersten Schauerteilchens ab. Das Schauerprofil kann daher zur Identifikation der Teilchen verwendet werden. Die zwei größten Kalorimeter bestehen aus je zwei hintereinander folgenden Kalorimetern. Das innere Kalorimeter ist das elektromagnetische Kalorimeter und das äußere das hadronische Kalorimeter. Teilchen, die ihre Energie im wesentlichen durch die elektromagnetische Wechselwirkung im Kalorimeter abgeben, deponieren ihre Energie hauptsächlich im elektromagnetischen Kalorimeter.

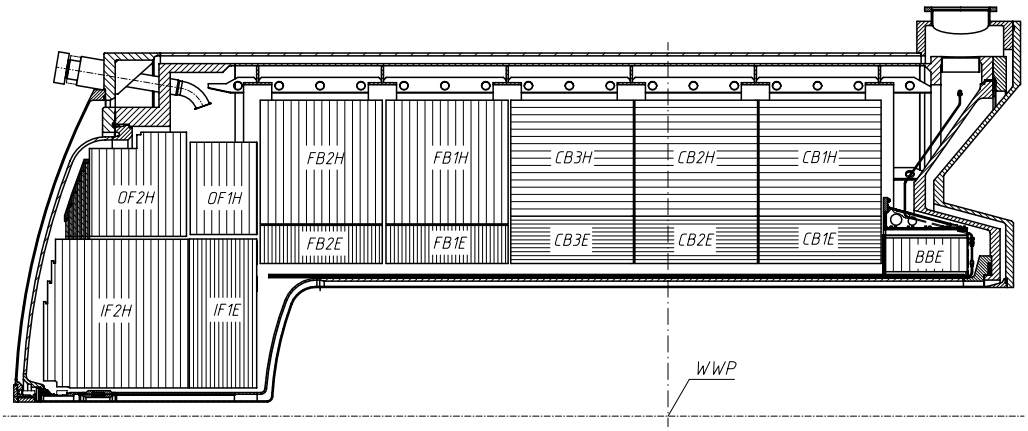


Abb. 2.6: Querschnitt in der Z-Y-Ebene durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter.

Der H1-Detektor hat zwei große Weitwinkel-Kalorimeter. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter deckt den θ-Winkelbereich von 4 bis 153 Grad ab. Das Detektormaterial ist flüssiges Argon, in welchem die Schauer anhand ihrer ionisierenden Wirkung im flüssigen Argon gemessen werden. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter hat eine besonders gute longitudinale und laterale Auflösung. Das Absorbermaterial ist im elektromagnetischen Bereich Blei und im hadronischen Bereich Edelstahl.

Der rückwärtige Bereich zwischen 153 und 179 Grad wird durch das Spaghetti Kalorimeter (**SPACAL**) abgedeckt. Besonders an diesem Kalorimeter ist, dass sich

nicht Absorbermaterial und Detektormaterial abwechseln, sondern als Detektormaterial szintillierende Glasfasern parallel zur Z-Achse in den Blei-Absorber eingelassen sind.

2.2.3 Der Protonen-Rest-Tagger

Der Proton-Rest-Tagger dient der Erfassung des Protonenrestes für kleine θ-Winkel. Sieben Szintillatoren sind als Detektormaterial direkt um das Protonenstrahlrohr angeordnet (s. Abb. 2.2.3). Dieser Detektor steht 24 m vom Kollisionspunkt entfernt in Protonenflugrichtung im HERA-Tunnel. Falls das Proton unter geringem Streuwinkel in mehrere Hadronen dissoziert, können diese dort noch nachgewiesen werden. Der Proton-Rest-Tagger kann benutzt werden, um elastische und inelastische Prozesse besser zu trennen.

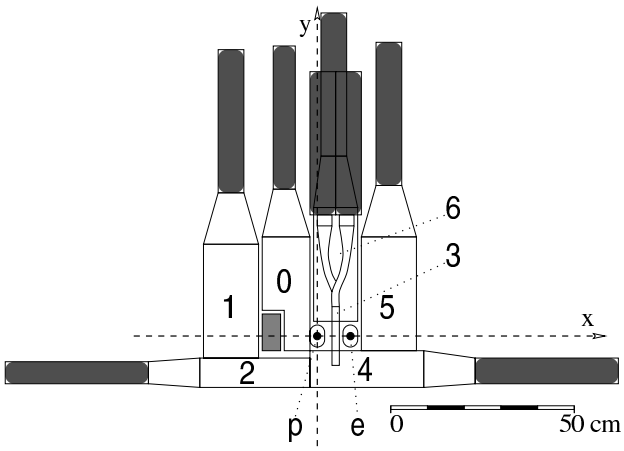


Abb. 2.7: Die sieben oben nummerierten Szintillatoren bilden das Detektormaterial des Proton-Rest-Taggers.

2.2.4 Das Luminositätssystem

Um die Luminosität zu bestimmen, wird ein gut berechenbarer Prozess mit einem hohen Wirkungsquerschnitt benutzt. Der Bethe-Heitler-Prozess $ep \rightarrow ep\gamma$ ist, bis auf den Protonenvertex, ein reiner QED Prozess und somit genau berechenbar. Da er über kleine Impulsüberträge definiert wird, ist sein Wirkungsquerschnitt groß[3]. Für niedriges Q^2 sind die Formfaktoren des Protons sehr genau vermessen und der

[3]Falls dem Leser hier nicht alle Begriffe und Argumentationslinien geläufig sind, so sei auf Kapitel 2 verwiesen.

Protonenvertex dementsprechend gut beschrieben. Dieser Prozess wird zur Luminositätsmessung benutzt. Es sind daher Detektoren notwendig, welche Elektronen und Photonen in der Nähe des Strahlrohrs in Elektronflugrichtung nachweisen können. Hierzu dient der Kleinwinkel-Elektronen-Detektor, welcher am Strahlrohr in 33,4 m Entfernung vom Kollisionspunkt in Elektronenstrahlflugrichtung angebracht ist. 69.5 m weiter in dieser Richtung ist im Tunnel der Photonen-Detektor angebracht. Die Zählrate dieses Detektors ist proportional zur Luminosität. Der Proportionalitätsfaktor ist, wie erläutert, gut berechenbar.

2.2.5 Der Auslösemechanismus (Trigger System)

Die Frequenz der Kollisionen der Elektron-Proton-Pakete liegt bei etwa 10MHz. Würden die Messdaten aus dem Detektor bei jeder möglichen Kollision der Elektron-Proton-Pakete komplett ausgelesen, so gäbe es einen Datenfluss von ca. 0.5 TByte/s [5]. Die technischen Möglichkeiten erlauben es aber nur ca. 10 Ereignisse pro Sekunde aufzunehmen. Dies stört wenig, da die Rate detektierbarer Ereignisse der Elektron-Proton-Streuung selbst für die häufigsten Prozesse bei unter 10 Hz liegt. Problematisch ist allerdings die hohe Rate der Streuung von Protonen an Atomkernen. Diese entsteht sowohl durch die Streuung der Protonen am Restgas im technischen Vakuum des Strahlrohres, als auch durch Streuung von hochenergetischen Protonen am Strahlrohrrand. Die Ereignisrate dieser Kollisionen liegt in der Größenordnung von 10^5 Hz. Höhenstrahlung und Synchrotronstrahlung führen zu weiterem Untergrund.

Diese Problematik ist HERA spezifisch, da Lepton-Lepton-Speicherringe keinen Untergrund in Folge von Streuung der Protonen an Atomkernen haben und Hadron-Hadron-Speicherringe aufgrund der starken Wechselwirkung größere Wechselwirkungsquerschnitte für Signal-Ereignisse haben. Die größeren Wechselwirkungsquerschnitte der Prozesse der Hadron-Hadron-Kollisionen führen zu einem besseren Verhältnis von Signal zum Untergrund als es bei HERA der Fall ist. Es ist für HERA also ein besonders effizienter Mechanismus nötig, der die Ereignisse der Elektron-Proton-Streuung herausfiltert.

Zur Filterung dienen drei Triggerstufen. Diese müssen sukzessiv durchlaufen werden, damit ein Ereignis aufgezeichnet wird. Die höheren Triggerstufen haben mehr Zeit und zum Teil auch mehr Informationen zur Bewertung des Ereignisses als die niedrigeren Stufen. Die erste und zweite Triggerstufe erhalten die gleiche Datenmenge eines Ereignisses. Die erste Triggerstufe führt in einem Zeitintervall, das dem zeitlichen Abstand zweier Elektron-Proton-Paket Kollisionen entspricht (96 ns), ihre Bewertung durch. Fällt die Bewertung des Ereignisses negativ aus, so werden die Speicherplätze mit den Daten der nächsten Ereignisse überschrieben. Die Eingangsrate wird durch die erste Triggerstufe verringert und der zweiten Triggerstufe steht somit mehr Zeit für die Bewertung zur Verfügung.

Die zweite Triggerstufe sucht nach genaueren Subdetektor übergreifenden Kor-

relationen. Dies geschieht zum einen durch eine topologische Analyse (**L2TT**) und zum anderen durch neuronale Netzwerke (**L2NN**), welche die Ereignisse klassifizieren und somit bewerten. Wird das Ereignis auch hier positiv bewertet, so wird nun die gesamte dem Ereignis zugehörige Datenmenge ausgelesen.

In der dritten Triggerstufe werden dann die physikalischen Größen wie Energie und Winkel der Teilchen in einer Rechenfarm recht zuverlässig rekonstruiert und eine weitere, auf Software basierte, Filterung durchgeführt. Die angenommenen Ereignisse werden klassifiziert und gespeichert.

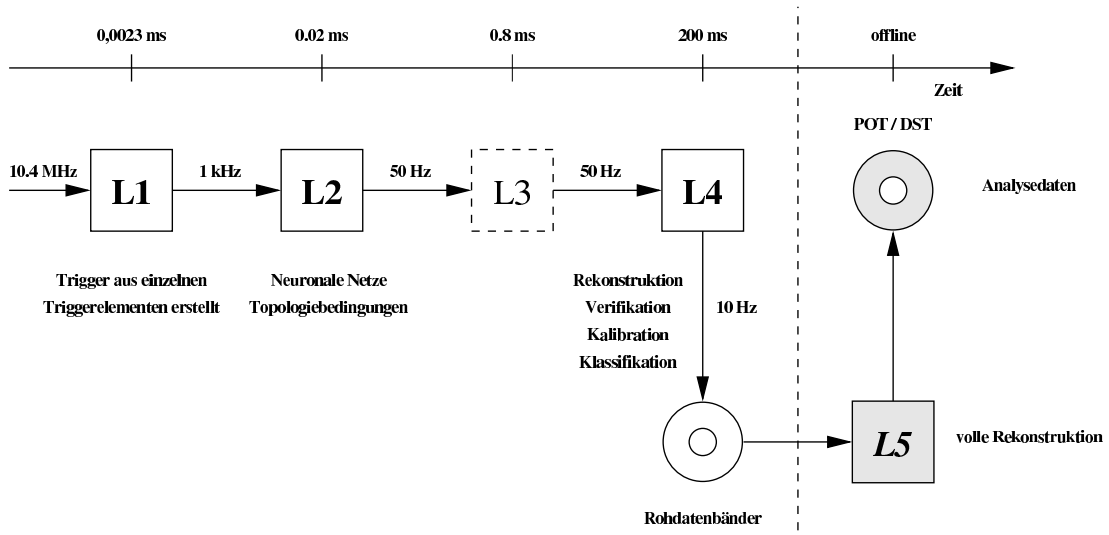


Abb. 2.8: Schematische Darstellung des Triggerverlaufes

Kapitel 3

Theorie

Zuerst werden Prozesse der ep-Streuung zur Ordnung α_{em}^2 besprochen. Dann werden Prozesse zur Ordnung α_{em}^3 diskutiert, insbesondere die Prozesse, welche den Elektron-Photon-Kanal dominieren. Dem folgt eine Aufführung der α_{em}^4 Prozesse, welche zum Multi-Elektron-Kanal bei hohen Transversalimpulsen erheblich beitragen. Eine Klassifizierung anhand des Protonrestes im Endzustand folgt. Zuletzt werden der Untergrund in den Kanälen und die Monte-Carlo-Simulation besprochen.

3.1 Grundlagen der ep Streuung

3.1.1 Prozesse der Ordnung α_{em}^2

Das Elektron wechselwirkt mit dem Proton, beziehungsweise mit seinen Konstituenten, durch Austausch von Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung.

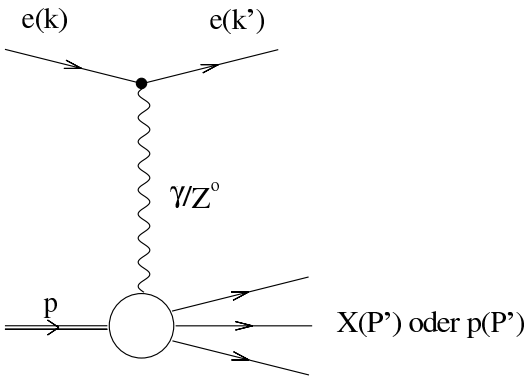


Abb. 3.1: Darstellung der Elektron-Proton Streuung in niedrigster Ordnung

Zur Beschreibung der Kinematik für die Prozesse niedrigster Ordnung der elektromagnetischen oder schwachen Wechselwirkung reichen drei Lorenzskalare, wenn man

über die Polarisation mittelt und X als einen Endzustand betrachtet. Die Skalare können aus den Viererimpulsen k,k' und P gebildet werden. Dabei ist k der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons, k' der des auslaufenden Elektrons (oder Neutrinos) und P der des einlaufenden Protons. Eine geeignete Auswahl der Lorenzskalare sei nun kurz erläutert.

Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist ein für jede Kollision gleicher Lorenzskalar. In den folgenden Formeln deutet $\approx$ an, dass die Massen des Protons und des Elektrons vernachlässigt wurden. E_p ist die Energie des einlaufenden Protons und E_e die des einlaufenden Elektrons. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie ist dann:

$$s = (P + k)^2 \approx 4E_pE_e \quad (\text{im} \quad \text{Laborsystem})$$

Ein weiterer interessanter Lorenzskalar ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages (q^2) zwischen Elektron und Proton:

$$q^2 = (k - k')^2 \approx -2E_eE'_e(1 - \cos\theta)$$

E'_e ist die Energie des auslaufenden Elektrons und θ der Winkel zwischen dem einlaufenden und dem auslaufenden Elektron. q^2 kann als die Masse des ausgetauschten Eichbosons interpretiert werden. Da ein reelles Photon die Masse 0 hat, wird q^2 oder $Q^2 = -q^2$ als Virtualität des Photons bezeichnet. Der Austausch hochvirtueller Eichbosonen führt immer zu einem großen Impulsübertrag auf die gestreuten Teilchen. Gestreute Elektronen mit hohem Transversalimpuls haben ein hochvirtuelles Photon ausgetauscht. Elektronen, die den Detektor entlang des Strahlrohres verlassen, haben im allgemeinen Eichbosonen geringer Virtualität ausgetauscht. Die Ereignisse mit kleiner Virtualität ($Q^2 \lesssim 1\ \text{GeV}^2$) werden als **Photoproduktions-**Ereignisse bezeichnet. Für Ereignisse in Photoproduktion ist es möglich, die einlaufenden Elektronen durch einen Fluss reeller Photonen zu nähern. Dies ist möglich, weil die quasireellen Photonen sich in der Streuung nahezu wie reelle Photonen verhalten und sie kollinear zu den Elektronen abgestrahlt werden. Quasireelle Photonen können zudem in hadronische Zustände fluktuieren, was mit Hilfe von Strukturfunktionen beschrieben wird.

Interessant ist der longitudinale Impulsübertrag durch die Eichbosonen, weil mit dem longitudinalen Impulsübertrag ein Energietransfer verbunden sein kann, der zu hohen invarianten Massen des Eichboson-Proton Systems führt. Das Skalar y gibt Informationen über den longitudinalen Impulsübertrag und den Energieübertrag, wie an folgender Formel zu erkennen ist:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} = \frac{1}{2E_e}(E_E + q_z) \approx 1 - \frac{E'(1 - \cos\theta)}{2E_e}$$

Hierbei ist E_E die Energiekomponente und q_z der longitudinale Impuls vom Viererimpuls des Eichbosons.

Aus zuvor definierten Größen kann die invariante Masse des Eichboson-Proton Systems M_{Ep} berechnet werden.

$$W = M_{Ep}^2 = (P+q)^2 = 2q \cdot P + 2q^2 = ys - Q^2$$

Die tatsächlich erreichbare invariante Masse eines Zustandes W_{real} wird dadurch weiter beschränkt, dass die Schwerpunktsenergie des Quark-Elektron-Systems $\sqrt{s_{real}}$ geringer als die Schwerpunktsenergie des Proton-Elektron-Systems $\sqrt{s}$ ist.

$$W_{real} = ys_{real} - Q^2$$

Falls W_{real} groß ist, können oft Teilchen mit hohem Transversalimpuls im Detektor gefunden werden, da sich diese Energie auf die auslaufenden Teilchen verteilt. Da in dieser Arbeit nach Objekten mit hohem Transversalimpuls gesucht wird, haben die selektierten Ereignisse niedrigster Ordnung also hohe W_{real} Werte oder zumindest hohe Q^2 Werte.

3.1.2 Prozesse der Ordnung α_{em}^3 (Elektron-Photon-Kanal)

Alle Prozesse der Ordnung (α_{em}^3) führen zu einem Endzustand mit einem Elektron (od. Neutrino) und einem reellen Eichboson der elektroschwachen Wechselwirkung. Es gibt vier Graphen der ep-Streuung von der Ordnung (α_{em}^3), die in einen Endzustand mit einem Elektron und einem Photon führen. Im wesentlichen trägt allerdings nur die Photonemission durch Elektronen zu diesem Kanal bei (s. Abb 3.2). Dies liegt daran, dass der Wirkungquerschnitt der Photonemission reziprok zum Massenquadrat des abstrahlenden Teilchens ist, falls das ausgetauschte Photon quasireell ist. Sonst wird die Photonemission zumindest noch mit dem Reziproken des Logarithmuses der Masse unterdrückt. Somit ist die Photonemission von der Proton-Seite aufgrund der hohen Masse des Protons (Quarks) stark unterdrückt. Der meist verwendete Oberbegriff der Bremsstrahlung des Elektrons für die Photonemission des Elektrons wird in drei kinematische Bereiche untergliedert.

Der QED-Compton Bereich

Der QED-Compton Bereich liefert den größten Beitrag zum Photon-Elektron-Kanal. **QED-Compton** Ereignisse definieren sich dadurch, dass die Virtualität des ausgetauschten Photons ($Q_p^2 = -q_p^2$ s. Abb 3.2) gering ist und das Viererimpulsquadrat (k^{*2}) des virtuellen Elektrons groß ist. Falls die invariante Masse vom Elektron-Photon-System $M_{e\gamma}$ groß genug ist, können Elektron und Photon in den Zentral-Detektor-Bereich gelangen. Da der Transversalimpuls des Elektrons hauptsächlich von der Emission des Photons herrührt, ist der ϕ-Winkel des Elektrons um ca. 180 Grad zu dem des Photons verschoben.

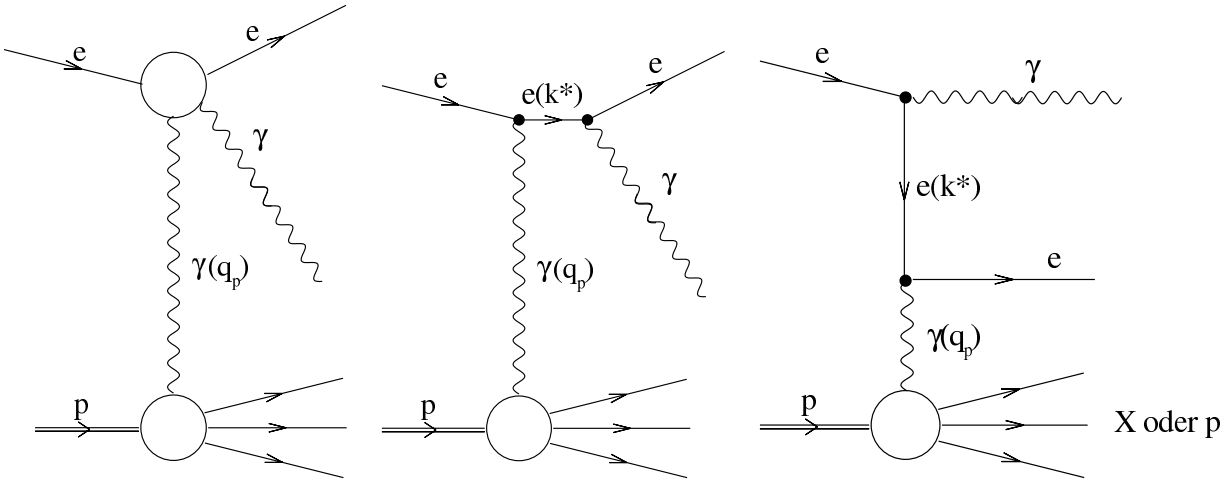


Abb. 3.2: Darstellung von Bremsstrahlungs Prozessen.

Ganz analog zu der Berechnung der invarianten Masse des Eichboson-Proton Systems im vorherigen Abschnitt lässt sich die invariante Masse des Eichboson-Elektron Systems $M_{e\gamma}$ für elastische Ereignisse berechnen. Es muss nur q durch q_p ersetzt werden, wobei q_p der Viererimpulsübertrag vom Proton auf das Elektron ist. Somit ist $M_{e\gamma}$=sy_p im elastischen QED-Compton Prozess, da die gesamte Schwerpunktsenergie zur Verfügung steht und q_p per Definition ~ 0 ist. Es kann also ein $M_{e\gamma}$ von bis zu 320 GeV erreicht werden.

Der Bereich tiefinelastischer radiativer Ereignisse

Ereignisse, bei denen der Impulsübertrag des Protons groß ist und die Virtualität des virtuellen Elektrons gering ist, werden als **tiefinelastische Ereignisse mit radiativen Photonen** bezeichnet. Der hohe Impulsübertrag vom Proton führt zu einer Streuung des Elektrons in den Zentralbereich des Detektors. Geringere Virtualität des virtuellen Elektrons (k^{*2}) führt zu einem kleinen Öffnungswinkel zwischen Elektron und Photon. Der Abstrahlungs-Wirkungsquerschnitt wächst für weichere Photonen und divergiert (in niedrigster Ordnung) für beliebig kleine Öffnungswinkel. Die Auflösung gibt allerdings einen natürlichen minimalen Öffnungswinkel für separat nachgewiesene Photonen. Falls das Photon vom auslaufenden Elektron abgestrahlt wird, ist k^{*2} gleich der invarianten Masse des Elektron-Photon-Systems. Elektron und Photon sind dann zumeist im zentralen Bereich. Wird das Photon allerdings vom einlaufenden Elektron abgestrahlt, so muss k^{*2} einen Schwellenwert erreichen, damit das Photon in den Hauptdetektor emittiert wird. Dieser Prozess ist also stark unterdrückt, da Q_p^2 (per Prozess-Definition) und k^{*2} groß sein müssen.

Der Bethe-Heitler Bereich

Die **Bethe-Heitler** Ereignisse werden dadurch charakterisiert, dass der Impulsübertrag vom Proton und das Viererimpulsquadrat des virtuellen Elektrons ungefähr Null sind. Das Elektron wird also vom virtuellen Photon kaum abgelenkt und das Photon wird beinahe kollinear abgestrahlt. Die transversale Energie von Photon und Elektron sind gering und die Teilchen verlassen den Hauptdetektor undetektiert entlang des Strahlrohres. Erst das Lumisystem ist in der Lage, Endzustände des Bethe-Heitler-Prozesses nachzuweisen. Der Prozess hat aufgrund der geringen Impuls- und Energieüberträge einen hohen Wirkungsquerschnitt. Dieser Bereich wird für die Bestimmung der Luminosität benutzt.

3.1.3 Prozesse der Ordnung α_{em}^4 (Multi-Elektron-Kanal)

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Prozesse beschrieben, die in niedriger Ordnung (α_{em}^4) zu Endzuständen mit mehreren Elektronen führen.

Zwei-Photon-Prozesse

Die insgesamt dominierenden Prozesse sind die **Zwei-Photon-Prozesse** mit Elektron-Paar-Erzeugung. Ihre Bezeichnung rührt daher, dass aus Proton und Elektron je ein virtuelles Photon emittiert wird. Im Zwei-Photon-System wird dann ein Elektron-Paar erzeugt (Abb. 3.3). Ist die invariante Masse des Zwei-Photon-Systems groß genug, so können die erzeugten Elektronen genügend Transversalimpuls erhalten, um im Detektor nachgewiesen zu werden. Das gestreute Elektron verlässt den Detektor zumeist entlang des Strahlrohres. Die Prozesse zeichnen sich dadurch aus, dass $q^2, q_p^2 \sim 0$ sind. Diese Prozesse werden in manchen Handbüchern auch als Bethe-Heitler-Artige Prozesse bezeichnet.

Bremsstrahlung mit Photonkonversion

Wenn das Elektron oder ein Quark ein Eichboson abstrahlt, welches in ein Elektron-Positron-Paar fluktuiert, das nicht weiter wechselwirkt, so wird der Prozess als **Bremsstrahlung mit Photonkonversion** bezeichnet. Wird ein Z^0 abgestrahlt, welches in ein Lepton-Paar zerfällt, so handelt es sich um ein Ereignis mit Z^0 **Produktion**. Da das Z^0 eine Masse von 91 GeV hat, erwartet man in der Verteilung der invarianten Masse des Elektron-Paares dort einen Peak. Leider ist die Statistik der genutzten Daten zu gering, um den Massenpeak aufgrund der Z^0 Produktion zu sehen. Der Beitrag der Z^0 Produktion zum gesamten Wirkungsquerschnitt wird erst bei hohen Transversalimpulsen und hohen invarianten Massen bedeutsam. Ereignisse, bei denen das Photon vom Elektron emittiert wird, werden auch **QED-Compton Prozesse mit Photonkonversion** genannt (s. Abb. 3.4). Der dominierende Graph der QED-Compton Streuung ist in Abbildung 3.4 rechts enthalten. Daher werden

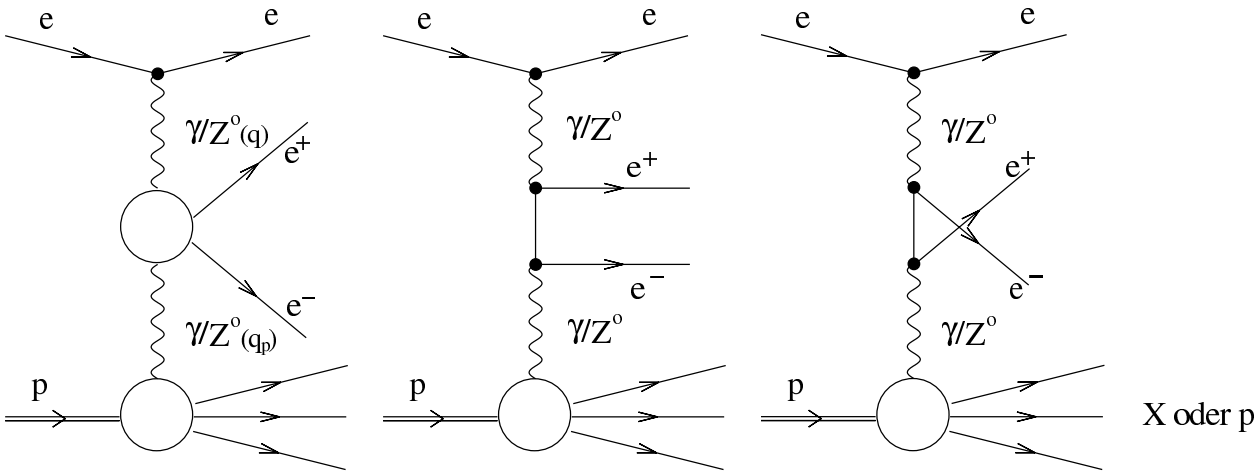


Abb. 3.3: Darstellung der Zwei-Photon-Prozesse.

diese Prozesse mit anschließender Konversation des Photons oft in eine neue Klasse Cabbibo-Parisi-Artige Prozesse zusammengefasst.

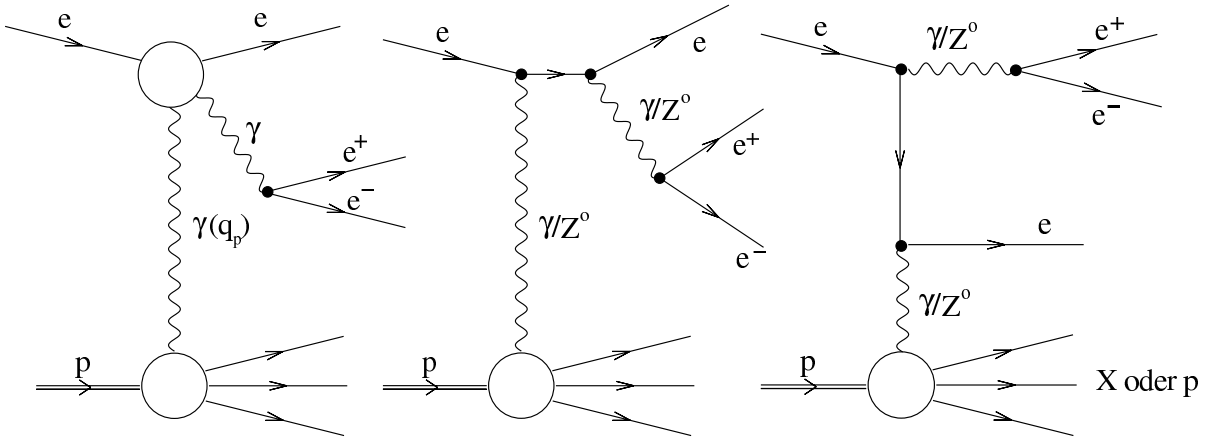


Abb. 3.4: Darstellung der QED-Compton Prozesse mit Photonkonversation (bzw. der Cabibbo-Parisi-Artigen Prozesse). Falls ein Z^0 abgestrahlt wird, handelt es sich um Z^0 Produktion.
Rechts: Der Cabibbo-Parisi-Prozess.

Wenn das Photon von der Protonseite emittiert wird, wird von **Drell-Yan-Artigen Ereignissen** gesprochen (s. Abb. 3.5). Gegenüber der Photonemission von Elektronen sind diese Prozesse aufgrund der höheren Masse der abstrahlenden Teilchen unterdrückt. Bei quasielastischen und elastischen Ereignissen werden diese Prozesse aufgrund der Protonmasse so stark unterdrückt, dass sie vernachlässigt werden können. Im **Drell-Yan-Prozess** (s. Abb. rechts 3.5) fluktuiert das vom Elektron emittierte Photon in einen hadronischen Zustand. Ab einem Q^2 von weniger als 20

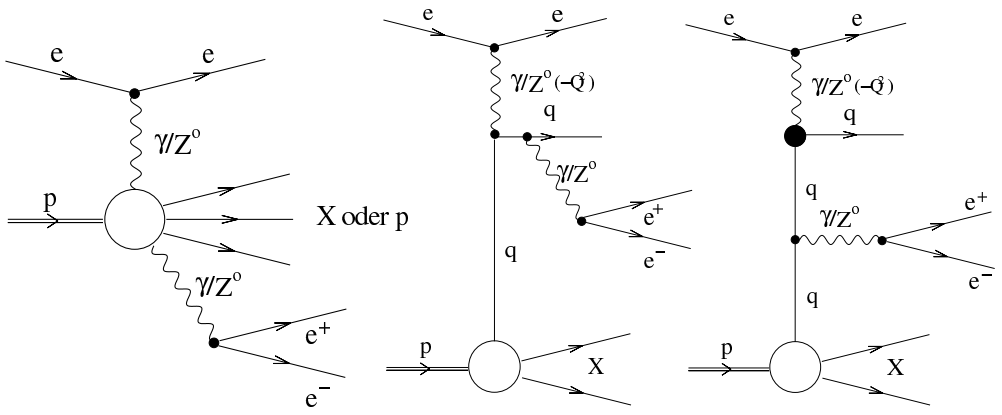


Abb. 3.5:
Darstellung der Drell-Yan-Artigen Prozesse.
Rechts: Der Drell-Yan-Prozess. Der Kreis an der Photon-Quark-Quark-Verknüpfung soll verdeutlichen, dass bei geringem Q^2 die hadronische Struktur des Photon berücksichtigt werden muss.

GeV^2 wird der Prozess meist als aufgelöster Drell-Yan-Prozess bezeichnet und zur Berechnung des Prozesses muss eine Photon-Strukturfunktion benutzt werden. Falls Q^2 groß ist, fluktuiert das Photon im wesentlichen in ein Quark-Paar, dessen interne Wechselwirkung vernachlässigbar ist. Dann ist der Drell-Yan-Prozess mit einem Bremsstrahlungsprozess identisch, in dem das einlaufende Quark ein Photon emittiert, das in ein Elektron-Paar konvertiert. Dies wird klar, wenn in Abbildung 3.5 der schwarze Kreis, welcher die Verwendung einer Strukturfunktion andeuten soll, durch einen Punkt, wie an den anderen Teilchenverknüpfungen, ersetzt wird. Da der Drell-Yan-Prozess die Elektron-Paarerzeugung von der Protonseite dominiert, werden diese Prozesse häufig als Drell-Yan-Artige Prozesse bezeichnet.

3.1.4 Kinematische Einteilung am Protonvertex

Kinematisch werden die Ereignisse in elastische, quasielastische und tiefinelastische Ereignisse eingeteilt. Bei **elastischen** Ereignissen bleibt das Proton intakt. Die Streuung von Elektron und Proton kann dann als Streuung an einem ausgedehnten Teilchen mit einer Ladungs- und Magnetdipoldichte verstanden werden. Im **quasielastischen** Fall wird das Proton angeregt (z. B. in ein Δ). Bei quasielastischen Ereignissen kann das Proton auch ganz dissozieren. **Tiefinelastisch** bedeutet, dass das Proton dissoziert. Die Grenze zwischen quasielastisch und tiefinelastisch ist fließend. Anhand der Masse $M_{Prot.Rest}$ des Protonenrestes kann eine Grenze zwischen quasielastisch und tiefinelastisch gezogen werden. Bei tiefinelastischen Ereignissen wechselwirkt das Elektron mit einem einzelnen Quark im Proton. Um dies zu verstehen, muss einem

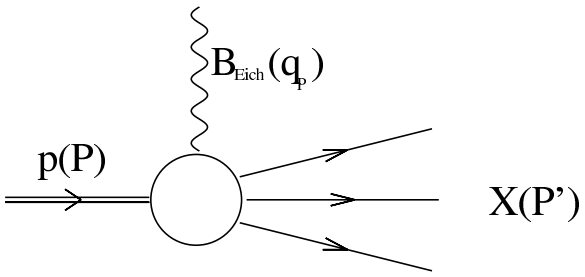


Abb. 3.6: Darstellung der Verknüpfung (des Vertexes) von Eichboson und Proton. Der Kreis soll andeuten, dass der sogenannte Protonvertex nicht berechnet werden kann.

bekannt sein, dass Eichbosonen mit hoher Virtualität Wechselwirkung innerhalb einer kurzen Längenskala vermitteln. Die Längenskala kann wesentlich kleiner als der Protondurchmesser werden. Die starke Wechselwirkung der Quarks nimmt für kleinere Längenskalen ab und daher sind Quarks innerhalb kleiner Längenskalen als frei anzusehen. Dies wird als asymptotische Freiheit der Quarks bezeichnet. Q_p^2 (s. Abb. 3.6 $Q_p^2 = -q_p^2$) ist die Virtualität der Eichbosons, das die Wechselwirkung mit dem Proton (Quark) vermittelt. Falls Q_p^2 groß ist, findet eine Wechselwirkung zwischen einem freien Quark und dem gestreuten Teilchen statt. Es wird daher auch in Q_p^2 eine Grenze zwischen tiefinelastisch und quasielastisch gezogen.

In den verschiedenen kinematischen Bereichen werden verschiedene sogenannte Strukturfunktionen benutzt, welche experimentell bestimmt worden sind, um die Streuung zu berechnen.

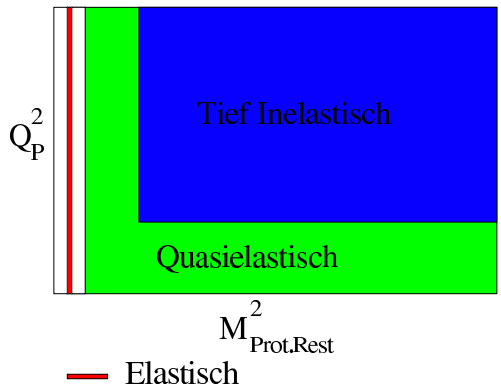


Abb. 3.7: Aufteilung des Phasenraumes in verschiedene Teilräume.

3.1.5 Untergrund

Vor allem werden, wie später erläutert wird, Pionen als Elektronen oder Photonen fehlidentifiziert. Pionen entstehen während der Hadronisierung. Unter Hadronisierung versteht man die Bildung von Hadronen, welche einhergeht mit der Zerstörung des Protons. Ein zuvor asymptotisch freies Quark, welches aus dem Proton entweicht, bildet ein Bündel Hadronen. Dieses Hadronen-Bündel wird im Jargon als Jet bezeichnet. Der Protonrest hadronisiert natürlich ebenfalls und zwar in Vorwärtsrichtung. Da bei dieser Analyse immer mehr als ein Photon oder Elektron mit hohem Transversalimpuls gefordert wird, ist aber, neben einem fehlidentifizierten Pion, auch ein weiteres echtes Photon oder Elektron mit hohem Transversalimpuls notwendig, damit das Ereignis in einen der Kanäle einfließt. Wie aus dem ersten Teil dieses Kapitels folgt, führen hauptsächlich (in erster Ordnung der ep-Streuung ausschließlich) tiefinelastische neutrale Strom (NC DIS) Ereignisse des neutralen Stroms zu einem Elektron und Jets mit hohen Transversalimpulsen. Sie bilden den Hauptanteil der fehlidentifizierten Ereignisse. Die Multi-Elektron- und Photon-Elektron Kanäle sind höherer Ordnung, somit ist der Wirkungquerschnitt der tiefinelastischen Prozesse viel größer. Eine weitere Quelle des Untergrundes sind als Elektronen fehlidentifizierte Photonen und als Photonen fehlidentifizierte Elektronen. Es gibt also eine gewisse Migration zwischen den Kanälen.

3.2 Monte-Carlo Simulation

Um die gemessenen Ereignisse mit den theoretischen Vorhersagen zu vergleichen, benutzt man Monte-Carlo Simulationen. Die Simulation findet in drei Stufen statt. In der ersten Stufe werden die Vierervektoren der auslaufenden Teilchen bestimmt. Dabei werden zum einen Feynmangraphen in niedriger Ordnung berechnet und zum anderen wird die Hadronisierung und die Abstrahlung radiativer Photonen simuliert. In der zweiten Stufe wird die Wechselwirkung der Teilchen im Detektor-Material simuliert. Hierzu wird das Programm H1SIM [10] verwendet, welches wiederum auf dem Programm GEANT [11] basiert. In der letzten Stufe wird die Detektorantwort für die generierten Ereignisse und die Daten vermittels des Rekonstruktionprogrammes H1REC [12] bearbeitet.

3.2.1 GRAPE

Für die Generation nicht resonanter Multi-Elektron-Ereignisse wurde der Monte-Carlo-Generator GRAPE [13] verwendet. Die Zwei-Photon Prozesse mit Paarerzeugung, QED-Compton-Artigen Prozesse, Drell-Yan-Artige Prozesse und Z^0-Bremsstrahlung werden von GRAPE simuliert. Die Bremsstrahlung von Protonen ist vernachlässigt, d.h. für elastische und quasielastische Ereignisse werden Drell-Yan-Artige Pro-

Monte-Carlo	$M_{ProtRest}$ [GeV]	Q^2_P [GeV^2]
GRAPE	5	1
WABGEN und RAPGAP	5	4

Tab. 3.1: Schwellenwerte zur Unterscheidung von quasielastischen und tiefinelastischen Ereignissen (s. Abb 4.3) für verschiedene Generatoren.

zesse nicht simuliert. Der aufgelöste Drell-Yan Prozess ist in der Simulation nicht enthalten. Studien zum Beitrag des aufgelösten Drell-Yan Prozesses wurden in [3] durchgeführt. Insbesondere wurde dabei der Beitrag des Prozesses bei hohen invarianten Massen betrachtet und es wurde festgestellt, dass der Beitrag vernachlässigbar ist. GRAPE berechnet die exakten Matrixelemente der elektroschwachen Theorie. Für die Feynman-Amplituden wird das automatische Berechnungs-Programm GRACE [15] verwendet. Auch die Interferenzen bei e^-e^- und e^+e^+ Endzuständen werden von GRAPE berücksichtigt. Auf Anfangs- und Endzustands-Strahlung wird korrigiert. Der vollständige hadronische Endzustand wird durch eine Verbindung zu den Programmen PYTHIA [16] und SOPHIA [18] erstellt. Die verschiedenen kinematischen Bereiche elastisch, quasielastisch und tiefinelastisch werden getrennt generiert, da verschiedene Proton-Struktur-Funktionen benutzt werden. Die Schwellenwerte von $M_{Prot.Rest}$ und Q^2_P für die kinematische Einteilung sind aus Tabelle 4.1 zu entnehmen. Der Vergleich der Multi-Lepton-Generatoren LPAIR und GRAPE ergibt, dass ihre Wirkungsquerschnitte übereinstimmen, wenn GRAPE auf die von LPAIR [19] generierten Prozesse reduziert wird. Da GRAPE Interferenzen und mehr Prozesse als LPAIR in Betracht zieht, führt es zu einer besseren Datenbeschreibung als LPAIR [14].

3.2.2 WABGEN

Für die Simulation der QED-Compton Ereignisse wird in dieser Analyse der Generator WABGEN [20] verwendet. Der WABGEN Generator baut auf dem Programmpaket BASE/SPRING [21] auf. Die Elektronmassen werden nicht vernachlässigt und Strahlungskorrekturen auf das einlaufende Elektron sind implementiert. Die Hadronisierung wird von dem eingebundenen JETSET7.4 [16] Programm durchgeführt. Die Schwellenwerte für die Trennung von quasielastischen und tiefinelastischen Ereignissen sind Tabelle 4.1 entnehmbar. Alle tiefinelastischen Elektron-Photon-Ereignisse wurden mit dem Generator RAPGAP [22] generiert.

3.2.3 RAPGAP und PYTHIA

Der tiefinelastische Untergrund wird mit dem Generator RAPGAP generiert. Die harten Subprozesse werden in niedrigster Ordnung berechnet. Höhere QCD Korrekturen

werden durch phänomenologische Modelle genähert. Tiefinelastische Multi-Lepton Prozesse und resonante Prozesse werden nicht von RAPGAP generiert. JETSET ist zur Hadronisierungsberechnung implementiert. Der Generator PYTHIA simuliert Photoproduktions-Ereignisse. Der kinematische Grenzwert zur Unterscheidung von Photoproduktions-Ereignissen und tiefinelastischen Ereignissen liegt bei Q^2 gleich 4 GeV^2. Es wird das Lund-String-Modell [17] zur Fragmentation angewandt.

Kapitel 4

Elektronen und Photonen Analyse

Das Kapitel fängt mit einer kurzen Erläuterung der grundlegenden Mechanismen und Algorithmen der Erkennung von Elektronen und Photonen an. Dem folgt die Beschreibung der in dieser Analyse verwendeten Grundselektionen und eine Abschätzung der Triggereffizienz. Mit dem Datensatz dieser Grundselektionen werden dann weitere Untersuchungen zur Elektron- und Photonidentifikation am H1-Detektor durchgeführt. Schließlich werden Identifikationskriterien festgelegt und deren Effizienzen bestimmt.

4.1 Grundlagen der Elektron- und Photonidentifikation

Grundlegend für das Verständnis des Nachweises von Elektronen und Photonen ist ihr Verhalten in Materie, welches daher im folgenden Abschnitt kurz erläutert wird. Dem folgt eine vereinfachte Beschreibung des Schauerverhaltens von Elektronen und Photonen in einem Schauerkalorimeter. Diese sogenannten elektromagnetischen Schauer werden mit einem Elektron-Suchalgorithmus ermittelt. Der in dieser Analyse benutzte Elektron-Suchalgorithmus wird im letzten Abschnitt beschrieben.

Elektronen und Photonen in Materie

Das Elektron gibt durch folgende Mechanismen seine Energie in Materie ab:

- Bremsstrahlung
- Ionisation und Anregung
- Møller-Streuung $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$
- Bhabba-Streuung $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$
- Annihilation

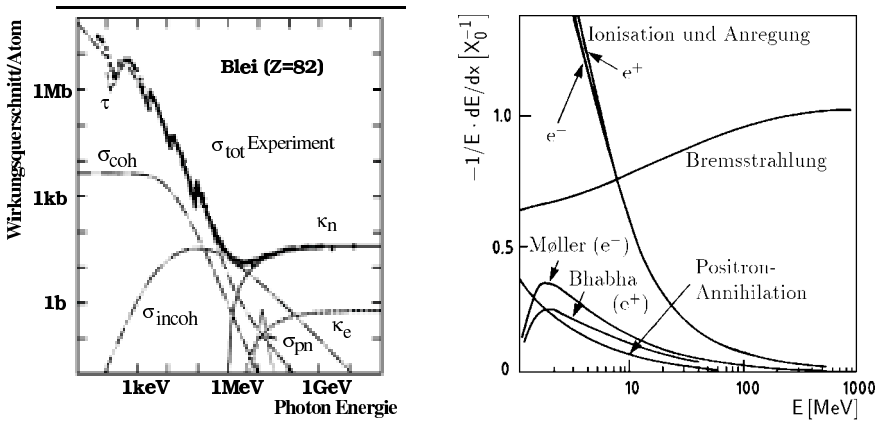


Abb. 4.1: Links: Wechselwirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Energie für verschiedene Prozesse (s. Text) der Photonen in Materie (Blei).
Rechts: Relativer Energieverlust der Elektronen in Materie pro Strahlungslänge.
Quelle: [26]

In Abbildung 4.1 ist der relative Energieverlust pro Strahlungslänge gegen die Elektronenergie abgetragen. Bei geringer Energie dominieren Ionisation und Anregung die Energieabgabe. Ionisation und Anregung sind die Prozesse, welche zu den elektrischen Ladungen und Photonen führen, die in Spurkammern und Kalorimetern direkt nachgewiesen werden. Bei hohen Energien dominiert die Bremsstrahlung. Nach Durchlaufen einer Strahlungslänge (X_0) fällt die Energie eines hochenergetischen Elektrons ($E_e > 1$ GeV) mittels der Bremsstrahlung im Mittel auf $\frac{E_0}{e}$ ab, wobei E_0 die Anfangsenergie des Elektrons und e die Eulerkonstante ist. X_0 kann aus den Materialkonstanten bestimmt werden, siehe z.B. Ref. [24]. Bei den Photonen ist es sinnvoll, den Wechselwirkungsquerschnitt pro Atom des Absorbermaterials anzugeben, um seine Wechselwirkung in Materie zu veranschaulichen (Abbildung 4.1). Folgende Prozesse führen zu Absorption oder Energieverlust des Photons.

- Photoeffekt(τ)
- Comptoneffekt(σ_{incoh})
- Elektron-Paarbildung(κ_n)
- Elektron-Paarbildung im Feld der Hüllenelektronen(κ_e)
- Rayleigh-Streuung(σ_{coh})

Bei hohen Energien dominiert die Paarbildung. Die durchschnittliche Eindringtiefe ist abhängig von den Materialkonstanten und kann mit der Strahlungslänge verknüpft werden.

Elektromagnetische Kaskade

Hochenergetische Elektronen und Photonen bilden im wesentlichen durch Bremsstrahlung und Paarbildung eine Kaskade. Schon nach geringer Schauertiefe ähneln sich die Schauerparameter. Details der Schauer könnten prinzipiell zur Unterscheidung der beiden Schauerarten dienen [30]. Eine zuverlässige Unterscheidung aufgrund des Schauerprofils ist allerdings trotz der guten lateralen und longitudinalen Auflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters kaum möglich. In dieser Analyse wird daher nicht zwischen von Photonen und von Elektronen induzierten Schauern unterschieden.

Um ein einfaches Bild der Schauerprofile zu bekommen, kann angenommen werden, dass die Photonemissionswahrscheinlichkeit eines Elektrons gleich der Paarbildungswahrscheinlichkeit eines Photons mit der gleichen Energie ist. Weiterhin sei angenommen, dass pro Strahlungslänge je ein Photon abgestrahlt (bzw. ein Elektron-Paar erzeugt) wird, wobei sich die Energie dabei gleichmäßig auf das abgestrahlte Photon und das Elektron (bzw. auf die beiden Elektronen) verteilt. Solange die Energien der Elektronen und Photonen in dem Bereich liegen, in welchem Bremsstrahlung und Paarbildung dominieren, wächst die Anzahl der Teilchen (N) exponentiell mit der Eindringtiefe in das Absorbermaterial (x) an $N = 2^{\frac{x}{X_0}}$. Die mittlere Energie der Teilchen ($\hat{E}$) ist $\hat{E}(x) = E_0 2^{-\frac{x}{X_0}}$. Die Energieschwelle, unter der Ionisation oder Photoeffekt dominieren, wird als kritische Energie E_{kr} bezeichnet. Teilchen unter dieser Energieschwelle werden durch das Detektormaterial direkt nachgewiesen und tragen nicht mehr zur Aufschauerung bei. Fällt die mittlere Energie unter den Wert der kritischen Energie, ebbt der Schauer ab. Die Eindringtiefe des Schauers (x_{max}) liegt also ungefähr bei:

$$x_{max} = X_0 \frac{\ln(\frac{E_0}{E_{kr}})}{\ln(2)}$$

In einem solchen Modell ist die Eindringtiefe also proportional zu $\ln(\frac{E_0}{E_{kr}})$ und zur Strahlungslänge. Das Maximum der Teilchenanzahl liegt bei:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_{kr}}.$$

Die Anzahl der Teilchen ist also proportional zu $\frac{E_0}{E_{kr}}$. Dieses vereinfachte Modell gibt schon eine gute Übersicht über den Schauerverlauf, genauere Modelle finden sich in [27], [28] und [29].

Die Eindringtiefe hadronischer Schauer ist auch ungefähr proportional zu $\ln(\frac{E_0}{E_{kr}})$, wobei E_0 hier die Energie des primären Hadrons ist. Der Unterschied in der Eindringtiefe rührt hauptsächlich aus der größeren mittleren Wechselwirkungslänge λ. Hadronische Schauer dringen tiefer in die Kalorimeter ein. Der Unterschied der mittleren Wechselwirkungslängen für Hadronen und Elektronen ist bei Blei besonders groß. Blei eignet sich daher als Absorbermaterial für das elektromagnetische Kalorimeter (Tab. 4.1).

Eisen	$X_{Fe} = 1.76$ cm	$\lambda_{Fe} = 16.76$ cm
Blei	$X_{Pb} = 0.56$ cm	$\lambda_{Pb} = 17.09$ cm

Tab. 4.1: Die mittlere Wechselwirkungslänge ist für Elektronen ca. eine Größenordnung geringer als für Hadronen.

Die laterale Schauerausdehnung von elektromagnetischen Schauern wird durch die Vielfachstreuung bestimmt. Die transversale Schauerausdehnung im Material ist vom sogenannten MOLIÉRE-Radius abhängig (X_M), welcher mit der Strahlungslänge folgendermaßen verknüpft ist: X_M =21 MeV$\frac{X_0}{E_{kr}}$ (siehe [31] und [32]). 99% der Schauerteilchen sind in einem Radius von $3X_M$ um die Schauerachse enthalten. Hadronen sind meist in Jets eingebettet, so dass ihr laterales Schauerprofil weniger isoliert und konzentriert ist.

4.1.1 Der Elektron-Suchalgorithmus QESCAT

Elektromagnetische Schauer der Elektronen sind wie erläutert kompakt und isoliert. In dieser Analyse wird der Elektron-Suchalgorithmus QESCAT unter Verwendung des Subalgorithmus QECFWD [6] benutzt, um die Elektron-Kandidaten zu suchen. Der Algorithmus ermittelt anhand des Schauerprofils sogenannte Estimatoren, um elektromagnetische Schauer zu erkennen (Tab 4.2).

Eine hohe Energiedeposition im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters bildet die Grundlage für einen elektromagnetischen Schauer. Um diesen Schauer wird ein Konus von 7.5 Grad gelegt. Die Spitze des Koni liegt im Vertex. Dieser Konus definiert nun den Schauerrand. Innerhalb dieses Koni werden Messungen der elektromagnetischen Kalorimeterzellen und der ersten Schicht der hadronischen Kalorimeterzellen bentuzt, um die Estimatoren NCEL, EAEM, EAHN und EATR zu bilden. Sie gewährleisten, dass es sich um einen kurzen und kolliminierten Schauer handelt. Um den ersten Konus wird ein zweiter Konus mit einem Radius von 0.25 in der $\eta\phi$-Ebene gelegt. η ist die Pseudorapidität eines Teilchens, welche vom Winkel θ abhängig ist.

$$\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$$

$\Delta\eta$ ist bezüglich einer Lorenztransformation in Z-Richtung invariant. Somit ist der Abstand $\Delta\eta\phi$ eines Teilchens zu einem anderen im Schwerpunkts- und Laborsystem gleich. In diesem Konus werden die Energien im hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeter getrennt aufsummiert. Mit Hilfe dieser Größen werden die Estimatoren EAIF und EAHD bestimmt. Diese Estimatoren dienen dazu, die final selektierten Kandidaten zu isolieren. Die in Tabelle 4.2 angegebenen Schwellenwerte für

Estimatorname	Definition	Schwellenwert
ETOT	totale Schauerenergie	>5GeV
NCEL	Anzahl der Kalorimeterzellen	>3
EAEM	Energiebruchteil der ersten beiden Lagen der elektromagnetischen Sektionen(3 Lagen in IF)	>0.94+0.05cos $(2\theta_e)$
EAHN	Energiebruchteil im heißen Kern	>0.4 im Vorwärtsbereich >0.8 im Rückwärtsbereich
EATR	Transversale Dispersion	<3.0 im Vorwärtsbereich <7.5 im Rückwärtsbereich
EAIF	Energiebruchteil der elektro-magnetischen Schauerenergie zur Gesamtenergie in einem Konus um den Elektron-Kandidaten mit R=0.25	>0.98 oder 0.95> falls: EAHD-ETOT(1-EAHD) <300 MeV
EAHD	hadronische Energie in einem Konus um den Elektron-Kandidaten mit R=0.25	siehe obige Spalte

Tab. 4.2: Definition und Schwellenwerte der Estimatoren vom Elektron-Suchalgorithmus QECFWD.

die Estimatoren sind die Standardeinstellung [7] und werden auch in dieser Analyse verwendet.

4.2 Selektion

Die H1-Daten aus den Jahren 1994 bis 2000 bilden den Grunddatensatz dieser Analyse. In dieser Arbeit werden nur Datennahmeperioden berücksichtigt, bei denen alle wichtigen Detektorkomponenten innerhalb bestimmter Qualitätsparameter funktionierten. Nur die als *good* oder *medium* eingestuften Datennahmeperioden entsprechen dieser Forderung. Zusätzlich wird verlangt, dass die Hochspannungen der CIP und weiterer wichtiger Detektor-Komponenten aktiviert waren. Die Luminosität der Vorselektion nach diesen Qualitätsforderungen beträgt 115.2 pb^{-1}.

Um Ereignisse, die nicht aus einer Elektron-Proton Streuung herrühren, zu unterdrücken, werden weitere Schnitte durchgeführt. Die Untergrund-Such-Algorithmen (**qgb**) 0 bis 8 aus dem Softwarepaket QBGFMAR [25] werden abgefragt. Die Z-Koordinate des rekonstruierten Kollisionspunktes darf nur um ± 35 cm von dem nominellen Kollisionspunkt abweichen (**Zvtx**). Die Differenz von ermitteltem Kollisionszeitpunkt und nominellem Kollisionszeitpunkt muss kleiner sein als 60 HERA-Uhr-Ticks (**Tnull**). Ein HERA-Uhr-Tick entspricht ca. 0.2 ns. Der Wert $\sum_i E_i - P_{z,i}$

Kriterium	Schwellenwerte
qbg 0 bis 8	aus
Zvtx	$\pm$35 cm
Tnull	$\pm$60 HERA Ticks
ϕ-Crack	$\pm 2^0$ um Detektorlücken (alle 45^0)
E-P_z	E-P_z < 80 GeV
Z-Crack	Z > -180 cm und Z $\notin 18cm < Z < 27cm$
Pt_{em1}	Pt> 10 GeV
Pt_{em2}	Pt> 5 GeV
θ	$10^0 < \theta < 150^0$

Tab. 4.3: Schnitte für den Basisdatensatz

muss unter 80 GeV liegen, wobei i über alle hadronische Objekte, elektromagnetische Schauer und Myonen läuft. E ist die Energie der Objekte und P_z die Z-Koordinate des Impulses. Da die Elektronen eine Anfangsenergie von 27.6 GeV haben, ergibt sich bei Vernachlässigung der Massen für den Elektron-Proton-Anfangszustand:

$$\sum_i E_i - P_{Z,i} = 27.6GeV - (-27.6\text{GeV}) = 55.2\text{GeV}$$

55.2 GeV ist somit auch der Wert des Endzustandes. Da nicht alle Objekte des Endzustandes nachgewiesen werden, hat dieser Wert große Abweichungen. Falls das Elektron im Detektor nachgewiesen wird, liegt der Wert um 55.2 GeV, andernfalls ist er kleiner.

Falls elektromagnetische Schauer am Rand der kalorimetrischen Detektormodule liegen (**ϕ-Crack und Z-Crack**), werden sie nicht als Elektron- oder Photon-Kandidaten verwendet. Zwischen den Modulen gibt es schmale Detektorlücken und somit ist eine gute Messung der Schauergrößen nicht mehr möglich. Die übrigen elektromagnetischen Schauer sind nach ihrem Transversalimpuls sortiert. Die für diese Analyse verwendeten Ereignisse müssen mindestens zwei elektromagnetische Schauer aufweisen. Der Θ-Winkel der elektromagnetischen Schauer muss zwischen 10 und 150 Grad liegen. Der Transversalimpuls des ersten elektromagnetischen Schauers liegt über 10 GeV und der des zweiten über 5 GeV. Die Schnitte für den **Basisdatensatz** sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Der Basisdatensatz wird sehr gut von der Monte-Carlo-Erwartung in Form und Quantität beschrieben (s. Abb. 4.2).

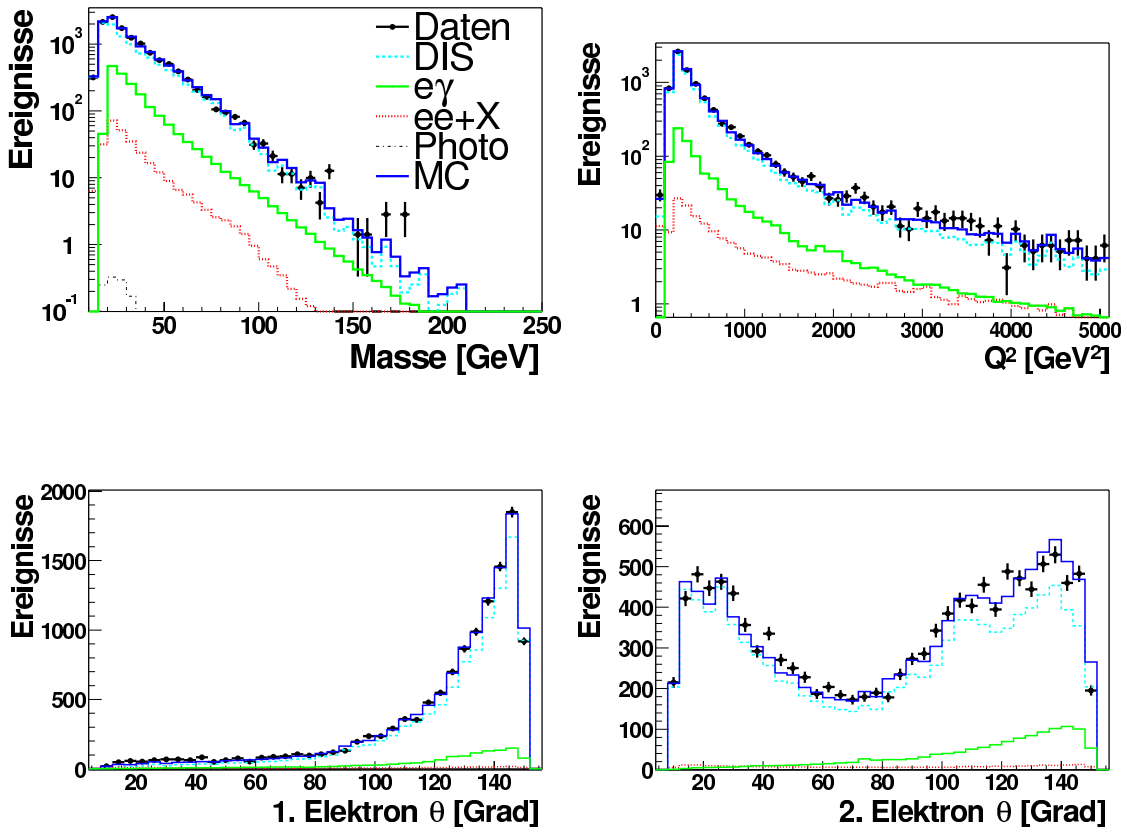


Abb. 4.2: Die elektromagnetischen Schauer des Basisdatensatzes sind verwendet worden. Links oben: Die invariante Masse ist aus den zwei Elektron-Kandidaten bestimmt. Rechts oben: Q^2 ist aus dem Elektron-Kandidaten mit dem höchsten P_t ermittelt. Unten: θ-Verteilungen der elektromagnetischen Schauer.

4.3 Triggereffizienz

Damit die Daten eines Ereignisses gespeichert werden, muss mindestens eine Triggerbedingung erfüllt sein und es darf keine Trigger-Veto-Bedingung ausgelöst werden. Die Triggerbedingungen werden Subtrigger genannt. In den in dieser Analyse benutzten Detektorkomponenten lösen Elektronen und Photonen meist den Subtrigger S67 aus. Der Subtrigger S67 besteht aus mehreren Kriterien. Kriterien, aus deren logischen Verknüpfungen Subtrigger gebildet werden, heißen Triggerelemente. Damit der Subtrigger S67 ein Ereignis positiv bewertet, müssen das Triggerelement LAR_e1 und ein T0-Triggerelement erfüllt sein. Das Triggerelement LAR_e1 fordert in einem zusammenhängenden Bereich eine hohe Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter. Elektronen mit einer Energie über 10 GeV erfüllen in über 99% der Fälle diese Bedingung [7]. In den T0-Triggerelementen wird überprüft, ob der Zeitpunkt der Messung mit einem nominellen Kollisionszeitpunkt in Einklang zu bringen ist. Die T0-Triggerelemente sind das kalorimetrische T0-Triggerelement (LAr-T0) und die Spurkammer-T0-Triggerelemente (FwdRay-T0 und Zvtx-T0). Die Effizienz der T0-Bedingung des Kalorimeters ist stark von der Elektronenergie abhängig und steigt mit zunehmender Energie (Fig 7.4 in [7]). Da der Untergrund im Bereich unter 15 Grad sehr hoch ist, wird dieser Bereich von diesem Triggerelement nicht berücksichtigt. Das FwdRay-T0 und das Zvtx-T0 Triggerelement benutzen die Proportionalkammern und weitere schnelle Spurkammern (CIZ und COZ), um anhand der Spurinformation den Kollisionszeitpunkt zu bestimmen. Der T0-Zeitvergleich durch die Messungen der Proportionalkammern ist unabhängig vom T0-Zeitvergleich durch die kalorimetrischen Messdaten.

Die Effizienzen von Triggern werden mit Hilfe sogenannter Monitortrigger ermittelt. Diese Monitortrigger müssen unabhängig vom zu testenden Trigger sein. Die Effizienz ergibt sich dann aus: $\frac{N_{TestTrigg}}{N_{MonTrigg}}$, wobei $N_{MonTrigg}$ die Anzahl der Ereignisse mit aktiviertem Monitor Trigger ist und $N_{TestTrigg}$ die Anzahl der Ereignisse, bei denen beide Trigger aktiviert wurden. Da es für den S67 keinen adäquaten Monitortrigger gibt, wird der S67 Subtrigger in zwei unabhängige Subtrigger zerlegt. Da die Triggerelementeffizienz des Triggerelements LAr-e1 bei hohen Energien ungefähr eins ist, lässt sich der Trigger S67 in zwei unabhängige Trigger aufteilen:

$$S67 = Lar_e1 \cdot (LAr_T0 \quad \text{oder} \quad Zvtx_T0 \quad \text{oder} \quad FwdRay_T0)$$

$$\sim (Lar_e1 \cdot LAr_T0) \cdot (Lar_e1 \cdot (Zvtx_T0 \quad \text{oder} \quad FwdRay_T0)$$

Das **oder** der obigen Formeln ist das einschließende oder. Die beiden Subtrigger, aus denen sich S67 zusammensetzt, werden hier mit $S67_{SpurenT0}$ und $S67_{LArT0}$ bezeichnet.

$$S67_{SpurenT0} = Lar_e1 \cdot (Zvtx_T0 \quad \text{oder} \quad FwdRay_T0)$$

$$S67_{LArT0} = Lar_e1 \cdot LAr_T0$$

$S67_{SpurenT0}$ und $S67_{LArT0}$ sind bei hohen Energien unabhängig und können daher gegenseitig als Monitortrigger benutzt werden. Die Effizienz von $S67_{SpurenT0}$ gibt im wesentlichen die Effizienz des T0-Zeitvergleichs anhand der Spurinformationen wieder. Die Effizienz von $S67_{SpurenT0}$ ist mit der Effizienz des Triggerelements LAr-T0 gleichzusetzen.

Zur Bestimmung der Effizienzen wird ein elastischer QED-Compton Datensatz benutzt, bei dem Elektron und Photon einen Transversalimpuls von über 10 GeV haben. In diesem Datensatz können nur die elektromagnetischen Schauer und die Spur des Elektrons die Triggerelemente auslösen. Die Effizienz von $S67_{SpurenT0}$ ist in Abbildung 4.3 links in Abhängigkeit von θ des Elektrons bestimmt worden. Die Effizienz von $S67_{SpurenT0}$ liegt bei einem Elektron also um 80%. Das FwdRay Triggerelement arbeitet in einem Θ-Bereich von unter 35 Grad. Aufgrund der geringen Statistik ist eine Aussage über die Effizienz kaum möglich. Weitere geladene Teilchen im Detektor erhöhen die Effizienz. Die Effizienz von $S67_{LArT0}$ ist in Abbildung 4.3 in Abhängigkeit von der Energie des Elektrons aufgetragen. Hierbei ist zu bedenken, dass jeder der beiden elektromagnetischen Schauer aus dem Datensatz diesen Trigger ausgelöst haben kann. Die Effizienz von $S67_{LArT0}$ gibt also die Wahrscheinlichkeit wieder, wie oft zumindest einer der beiden elektromagnetischen Schauer das Triggerelement LAr-T0 ausgelöst hat. Die Effizienz liegt um 95%. Da $S67_{SpurenT0}$ und $S67_{LArT0}$ unabhängig sind, gilt für die Effizienz des Subtriggers S67 ($\epsilon(S67)$):

$$\epsilon(S67) = \epsilon(S67_{SpurenT0}) \cdot \epsilon(S67_{LArT0}))$$

Der Subtrigger $S67$ hat somit bei den in dieser Arbeit betrachteten Kanälen eine Effizienz, die nahe eins liegt. Die Effizienz des Subtriggers kann daher im weiteren Verlauf der Arbeit vernachlässigt werden.

4.4 Untersuchung der Elektronidentifikation

Um die Elektronidentifikationskriterien zu studieren, werden verschiedene Datensätze benutzt. Ein Datensatz mit hoher Anzahl an fehlidentifizierten Elektron-Kandidaten ist der Basisdatensatz. Daher eignet er sich besonders, um die Beschreibung fehlidentifizierter Elektron-Kandidaten und die Effektivität der verschiedenen Kriterien zu analysieren. Für diese Analyse werden verschiedene Θ-Bereiche eingeteilt, da die Qualität der Spurmessung und die äquivalente Strahlungslänge des toten Materials vom Θ-Winkel abhängen. Für die Messung des Transversalimpulses in der Spurkammer ist insbesondere die Länge der Projektion der Spur auf die X-Y-Ebene in der CJC wichtig.

- $10^0 < \Theta < 20^0$ **Stark Vorwärtiger Bereich**. Dieser Bereich wird von der CIP, CIZ, CJC1 und der FDC abgedeckt. Die Projektion der Spurlänge in der CJC

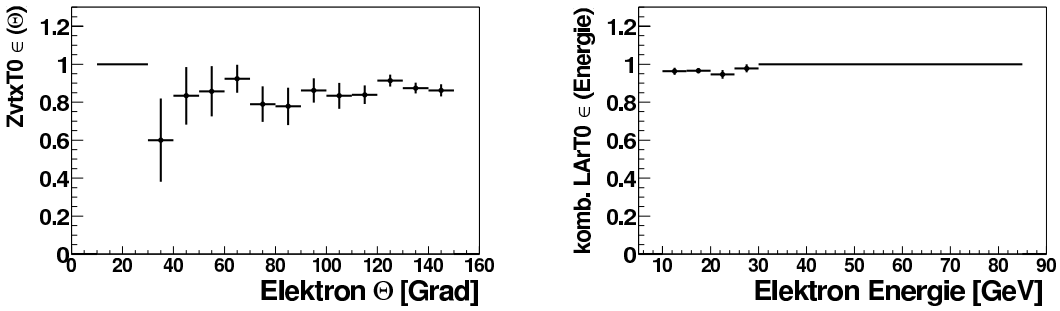


Abb. 4.3:
Links: Effizienz des Zvtx-T0 Triggerelements.
Rechts: Effizienz des LAr-T0 Triggerelements bei zwei elektromagnetischen Schauern. Die Bezeichnung komb.LArT0 in Abbildung 4.3 soll andeuten, dass die Effizienz von LAr-T0 für zwei Schauer ermittelt wurde.

auf die X-Y-Ebene ist kleiner als < 12.9 cm. Die äquivalente Strahlungslänge des toten Materials liegt zwischen 1.3 und 3 für Elektronen. Die Schauerwahrscheinlichkeit ist also sehr hoch und die Messung des Transversalimpulses sehr schlecht.

- $20^0 < \Theta < 37^0$ **Vorwärtiger Bereich**. Es stehen dieselben Spurkammern wie im stark vorwärtigen Bereich zur Verfügung. Ab $\Theta > 25^0$ tragen jedoch auch die Spurkammern CIZ, COP und CJC2 zur Messung bei. Die Projektion der Spurlänge in der CJC auf die X-Y-Ebene liegt zwischen 12.9 cm und 64.1 cm. Die äquivalente Strahlungslänge des toten Materials reicht von 1.2 bis 2.2 für Elektronen. Die Schauerwahrscheinlichkeit ist also geringer als im stark vorwärtigen Bereich und die Messung des Transversalimpulses ist besser.

- $37^0 < \Theta < 143^0$ **Zentraler Bereich**. Die Spur wird von CIP, CIZ, CJC1, COZ, COP und CJC2 gemessen. Die Projektion der Spurlänge in der CJC auf die X-Y-Ebene ist maximal, d.h. 64.1 cm. Die äquivalente Strahlungslänge ist mit ca. 0.4 $1/\sin(\Theta)$ gering. Die Schauerwahrscheinlichkeit ist also gering und die Transversalimpulsmessung optimal. Der Θ-Winkel der Spur wird auch gut bestimmt, da CIZ und COZ verwendet werden können.

- $143^0 < \Theta < 150^0$ **Rückwärtiger Bereich**. Dieselben Spurkammern wie im zentralen Bereich tragen zur Messung bei. Die äquivalenten Strahlungslängen des durchdrungenen Materials liegen zwischen 0.6 und 1.7. Die Projektion der Spurlänge liegt zwischen 40.3 cm und 64.1 cm. Die Schauerwahrscheinlichkeit ist somit etwas höher als im zentralen Bereich und die Spurmessung etwas schlechter.

Die Angaben der äquivalenten Strahlungslängen folgen aus [5] und beziehen sich auf die Strecke vom Kollisionspunkt zum Kalorimeter. Genauere Studien zum Schauerverhalten sind in [5] zu finden.

Neben den technischen Unterschieden ist auch wichtig, wie die verschiedenen Bereiche bei hohen invarianten Massen zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Falls Teile des Protonrestes eines DIS Ereignisses im vorwärtigen Bereich als elektromagnetischer Schauer fehlidentifiziert werden, führt dies zumeist zu Untergrund mit hoher invarianter Masse. Dies liegt daran, dass die fehlidentifizierten Hadronen dann einen großen Winkel zum gestreuten Elektron haben, welches für kleine Q^2 im rückwärtigen Bereich liegt. Aber auch ein großer Anteil des Multi-Elektron-Signals bei hohen invarianten Massen liegt in diesem Bereich (s. Abb. 4.4). Über 2/3 der Ereignisse des Multi-Elektron-Signals mit einer invarianten Masse von über 100 GeV haben ein Elektron, dessen θ-Winkel zwischen 10 und 20 Grad liegt.

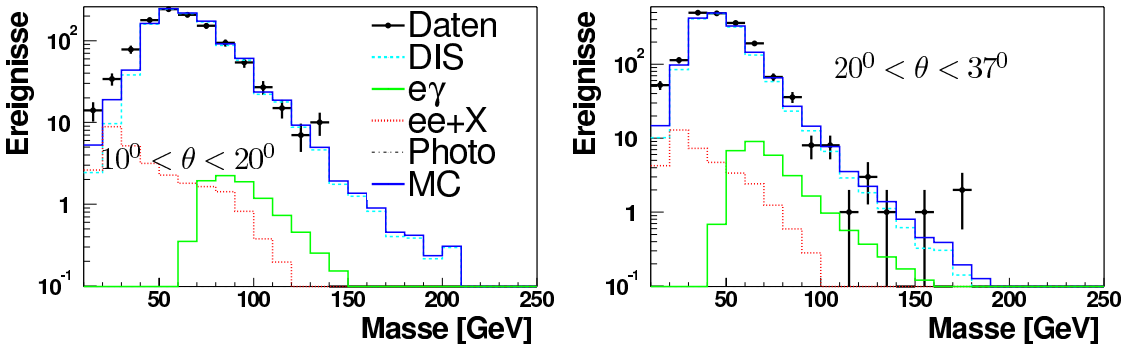


Abb. 4.4: Die invariante Masse ist aus den beiden elektromagnetischen Schauern des Basisdatensatzes errechnet worden. Ein elektromagnetischer Schauer muss im jeweils genannten θ-Bereich liegen.

4.4.1 Kalorimetrische Isolation

Um eine bessere Isolation des elektromagnetischen Schauers zu gewährleisten, wurden größere Isolations-Koni untersucht. Die Estimatoren EAIF[1] und EAHD sind auch für Koni mit Radien von 0.5, 0.75 und 1 in der $\eta\phi$-Ebene erstellt worden. Der Estimator EAIF ist für verschiedene Radien und θ-Bereiche in Abbildung 4.5 dargestellt. Es wird deutlich, dass größere Koni insbesondere im stark vorwärtigen Bereich geeignet sind, um DIS von Multi-Elektron oder Compton Ereignissen zu trennen. Es ist zudem dort auch notwendig, hart auf die Kalorimetrische-Isolation zu schneiden, da die Spurkammern in diesem Bereich eine sichere Identifikation der Kandidaten anhand von Spurkriterien nicht ermöglichen. Allerdings wird insbesondere die Nachweiswahrschein-

[1] s. Kap. 4.1.1

lichkeit für Elektronen in tiefinelastischen Ereignissen durch einen strengen Schnitt geringer. Im zentralen Bereich kann der Schwellenwert geringer gewählt werden und ein kleinerer Isolations-Konus benutzt werden, da man anhand der Spurinformationen auch Elektronen in der Nähe eines Jets noch klar identifizieren kann. Im rückwärtigen Bereich ist die Beschreibung der Estimatoren durch das Monte-Carlo schlechter, was daran liegt, dass der Rand des Flüssig-Argon-Kalorimeters erreicht wird. Ein strenger Schwellenwert ist in diesem Bereich allerdings auch nicht so erforderlich, da dort der Untergrund durch fehlidentifizierte Hadronen gering ist. Obige Argumente bedenkend, werden folgende Schwellenwerte gefordert:

- Stark Vorwärtiger und Vorwärtiger Bereich: **EAIF** $>$ **0.985** bei einem Konus von R $= 1$.
- Zentraler Bereich: **EAIF** $>$ **0.975** bei einem Konus von R $= 0.75$.
- Rückwärtiger Bereich: **EAIF** $>$ **0.95** bei einem Konus von R $= 0.75$.

Von der Gesamtenergie des Schauers (ETOT) muss die Energie des Schauers im elektromagnetischen Kalorimeter (ETOT·EAEM) abgezogen werden, um die Energie des elektromagnetischen Schauers im hadronischen Kalorimeter zu bestimmen. Die gesamte Energie im hadronischen Kalorimeter, welche innerhalb eines Koni mit dem Radius R in der $\eta\phi$-Ebene liegt, ergibt den Estimator EAHD. Die Spitze des Koni liegt dabei im Kollisionspunkt und die Symmetrieachse des Koni führt durch das Zentrum des elektromagnetischen Schauers. Die Differenz zwischen der Energiedeposition, die innerhalb des Isolations-Konus im hadronischen Kalorimeter gemessen wurde, zur Energie des Kandidatens im hadronischen Kalorimeter ergibt die als Had-Energie in Abbildung 4.6 aufgetragene Größe:

$$\text{Had-Energie} = \text{EAHD} - (\text{ETOT} \cdot (1 - \text{EAEM}))$$

Wird ein Schwellenwert dieser Größe überschritten, so ist es sinnvoll, strenger auf die kalorimetrische Isolation zu schneiden, da die Energie in der Nähe des Elektrons einen hohen hadronischen Anteil aufweist. In QESCAT wird genau dies getan (Tabelle 4.1). Da aber die Beschreibung der Daten durch die Simulation für größere Koni nicht zufriedenstellend ist, ist ein solches Veto für größere Koni nicht möglich (Abb. 4.6). Der Unterschied zwischen Daten und Monte-Carlo ist für kleine Werte von Had-Energie besonders groß. Nur im stark vorwärtigen Bereich wird gefordert, dass Had-Energie < 5 GeV ist.

Insgesamt ist die Beschreibung der Daten nach den Schnitten der kalorimetrischen Isolation zufriedenstellend. Die starke Unterdrückung der DIS Ereignisse im Vorwärtsbereich wird beim Vergleich des zweiten Elektrons in Abb. 4.2 und Abb. 4.7 deutlich.

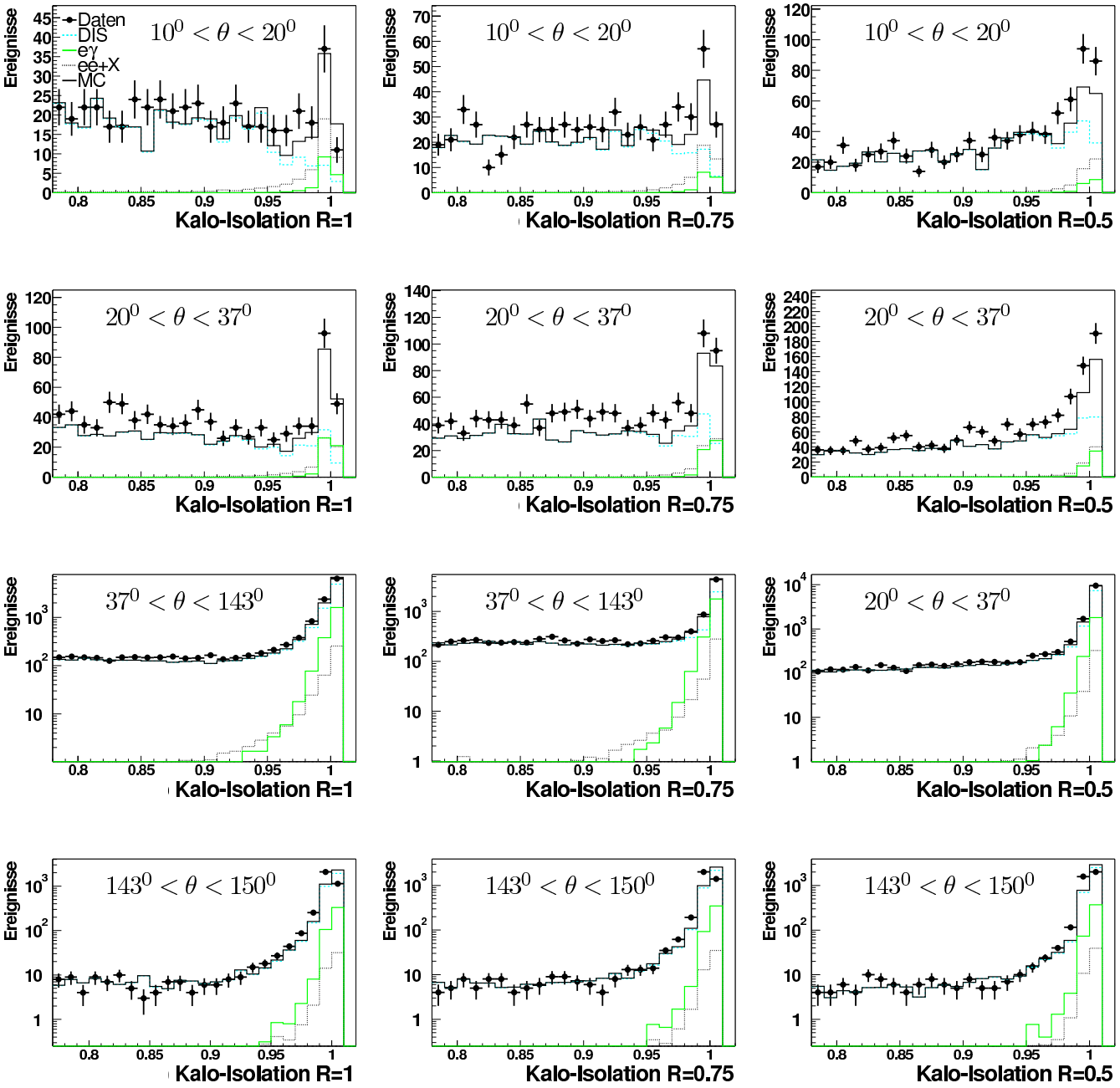


Abb. 4.5: In den obigen Histogrammen ist das kalorimetrische Isolationskriterium für verschiedene θ-Bereiche und verschiedene Isolations-Koni eingetragen. Es wurde der Basisdatensatz benutzt und beide elektromagnetische Schauer verwendet.

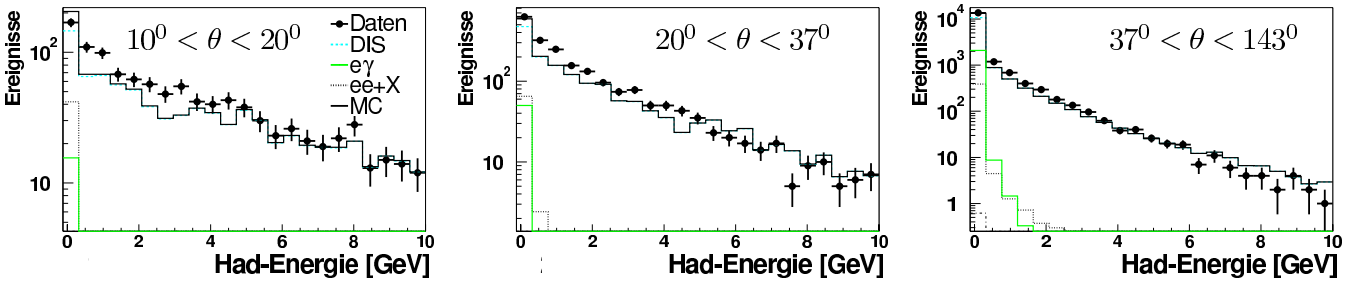


Abb. 4.6: Aufgetragen ist Had-Energie (siehe Text) für Elektronen aus dem Basisdatensatz. Die Elektronen liegen jeweils im genannten θ-Bereich.

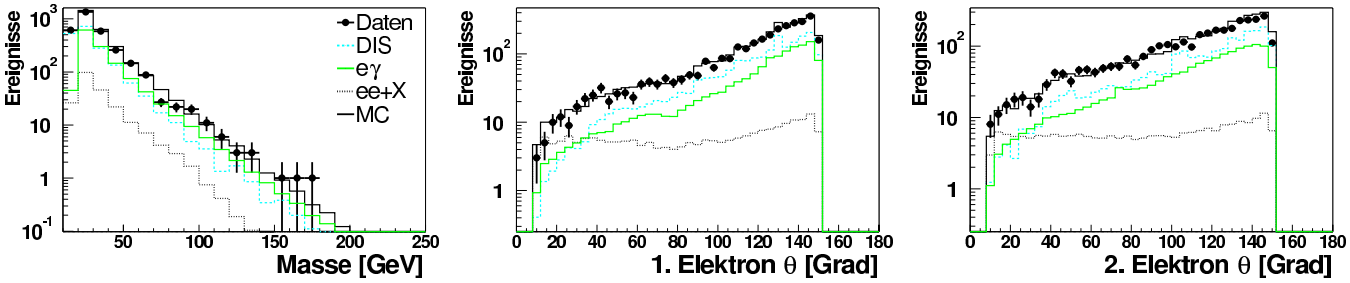


Abb. 4.7: Die verwendeten Elektron-Kandidaten erfüllen die kalorimetrische Isolation. Die invariante Masse ist aus den beiden Elektron-Kandidaten berechnet worden.

4.4.2 Spurkriterien für Elektronen

Spur-Schauer-Abstand

Falls eine Spur in die Nähe eines elektromagnetischen Schauers führt, ordnet der Elektron-Suchalgorithmus QESCAT diese Spur dem Schauer zu. QESCAT zieht nur Spuren in Betracht, deren Extrapolation in die Nähe des Kollisionspunktes führt. Der Kollisionspunkt wird dann wie ein weiterer Messpunkt für die Spurrekonstruktion verwendet. Solche Spuren werden in der DTRA-Bank gespeichert und daher **DTRA-Spuren** genannt. Der Abstand der in das Kalorimeter extrapolierten DTRA-Spur zu dem elektromagnetischen Schauer ergibt den Spur-Schauer-Abstand. Für ein Elektron muss dieser Wert der Auflösung entsprechend um 0 verteilt sein. Manche Spuren haben keinen Messpunkt in der CIZ oder der COZ, was dazu führt, dass die Auflösung des θ-Winkels schlechter wird. Der Anteil solcher Spuren ist allerdings gering ($<$2.5% im Messbereich der COZ), so dass dieser Effekt vernachlässigt werden kann und hier keine weitere Berücksichtigung findet. Detaillierte Studien zu dieser Problematik sind in [7] zu finden.

Die Beschreibung des Spur-Schauer-Abstands durch das Monte-Carlo ist akzeptabel. Die Rekonstruktion der Spurkammergrößen ist allerding nicht optimal. In Abbildung 4.8 sind Abweichungen von der Simulation zu den Daten erkennbar. Den in dem Histogramm bei -10 cm eingetragenen Ereignissen wurde keine Spur zugeordnet. Insgesamt ist der Spur-Schauer-Abstand in den Monte-Carlos etwas zu gering. Schon in den Arbeiten [7] und [8] ist dies festgestellt worden. Für den stark vorwärtigen Bereich stimmen die Daten mit der Simulation nur unzureichend überein. Die deutliche Abweichung bei -10 cm weist darauf hin, dass generell weniger Elektronen in den Daten als Elektronen im Monte-Carlo eine Spur zugewiesen wird. Dort wird daher der Spur-Schauer-Abstand nicht als Identifikationskriterium genutzt. In allen Bereichen außer dem stark vorwärtigen wird für Elektron-Kandidaten gefordert:

- Spur-Schauer-Abstand $<$ 12 cm

Transversalimpuls-Vergleich (Pt-Match)

Der Transversalimpuls geladener Teilchen wird zum einen aus der Krümmung ihrer Spuren im Magnetfeld bestimmt und zum anderen aus der im Kalorimeter deponierten Energie und dem θ-Winkel des Schauers. Dabei werden die Massen der Teilchen vernachlässigt. Falls ein geladenes Pion den elektromagnetischen Schauer vortäuscht, so wird die Energie im Kalorimeter nicht richtig kalibriert. Hadronische Teilchen hinterlassen Energie durch Anregung der Kerne, welche dann nicht gemessen wird. Solche Effekte verringern die gemessene Energie allerdings nicht um Größenordnungen, so dass die beiden verschieden ermittelten Transversalimpulse nicht stark voneinander abweichen. Neutrale Pionen werden als Photonen im Detektor detektiert, da sie nach einer mittleren Wegstrecke von 25 nm zu 99% in ein Photon-Paar zerfallen. Wird

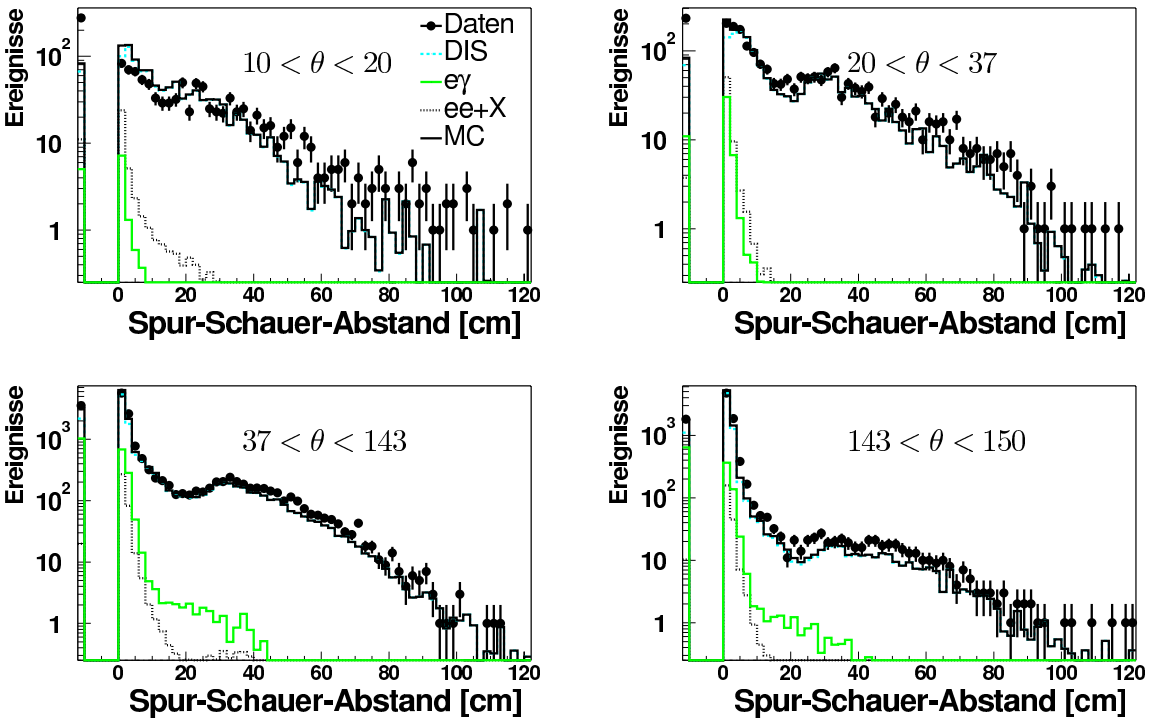


Abb. 4.8: Der Spur-Schauer-Abstand für verschiedene Θ-Bereiche. Es wurden die Elektron-Kandidaten des Basisdatensatzes verwendet.

einem Photon eine Spur eines anderen Teilchens zugeordnet, so stimmen die Ergebnisse der verschiedenen Bestimmungen natürlich nicht überein. Die Krümmung der Spuren von konvertierten Photonen wird nicht richtig rekonstruiert, da der Kollisionspunkt fälschlicherweise als Ursprung der Spur angenommen wird. Insgesamt führen also nur Elektronen zu einer der Auflösung und den Kalibrationsfehlern entsprechenden Übereinstimmung der verschieden ermittelten Transversalimpulse. Es ist sinnvoll, das Inverse des Transversalimpulses zu vergleichen, da der Fehler der Krümmungsbestimmung nur schwach vom Transversalimpuls abhängig ist und den Hauptanteil zum Fehler beiträgt. Das Inverse des Transversalimpulses ist proportional zur Krümmung der Spur. Die Qualität der Messung des Transversalimpulses in der Spurkammer ist von der Länge der Spur in der X-Y-Ebene in der CJC abhängig, so dass verschiedene Schwellenwerte für die einzelnen θ-Bereiche gewählt werden müssen. Pt_{Kalo} ist der im Kalorimeter ermittelte Transversalimpuls und Pt_{Spur} der aus der Krümmung errechnete Transversalimpuls. Zur Elektronidentifikation wird gefordert:

- Stark Vorwärtiger Bereich: Kein Pt-Match
- Vorwärtiger Bereich: $\frac{1}{Pt_{Kalo}} - \frac{1}{Pt_{Spur}} < 0.4$ 1/GeV
- Zentraler Bereich: $\frac{1}{Pt_{Kalo}} - \frac{1}{Pt_{Spur}} < 0.2$ 1/GeV
- Rückwärtiger Bereich: $\frac{1}{Pt_{Kalo}} - \frac{1}{Pt_{Spur}} < 0.4$ 1/GeV

Spur-Spur-Abstand

Die Spuren isolierter Elektronen sollten ebenfalls isoliert sein. Es kann aber auch vorkommen, dass eine Elektronenspur in der Rekonstruktion zu zwei dicht aneinanderliegenden Spuren führt. Da sich allerdings insbesondere konvertierte Photonen durch zwei nahe aneinander liegende Spuren auszeichnen, ist es notwendig, einen Mindestabstand von der Elektronenspur zur nächsten Spur zu fordern. Neben den DTRA-Spuren gibt es zwei weitere Spurklassen. Zum einen gibt es die DTNV-Spuren. Die Extrapolationen dieser Spuren müssen nicht in die Nähe des Kollisionspunktes führen. Die DTNV-Spuren sind die Spuren mit den geringsten Qualitätskriterien in der DST-Datenbank. Alle weiteren Spuren sind mindestens auch DTNV-Spuren. Zum anderen gibt es die Lee-West-Spuren. Dies sind DTRA-Spuren, welche weitere Qualitätskriterien erfüllen [35]. Die Spur-Spur-Abstände sind für die verschiedenen θ-Bereiche und verschiedene Spurklassen in Abbildung 4.10 dargestellt. Im stark vorwärtigen Bereich ist der Abstand zur nächsten Spur meist gering. Zudem ist die Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo in diesem Bereich schlecht. Eine Bedingung an den Spur-Spur-Abstand sollte daher im stark vorwärtigen Bereich nicht gefordert werden. Insgesamt wird folgende Spur-Spur-Isolation verlangt:

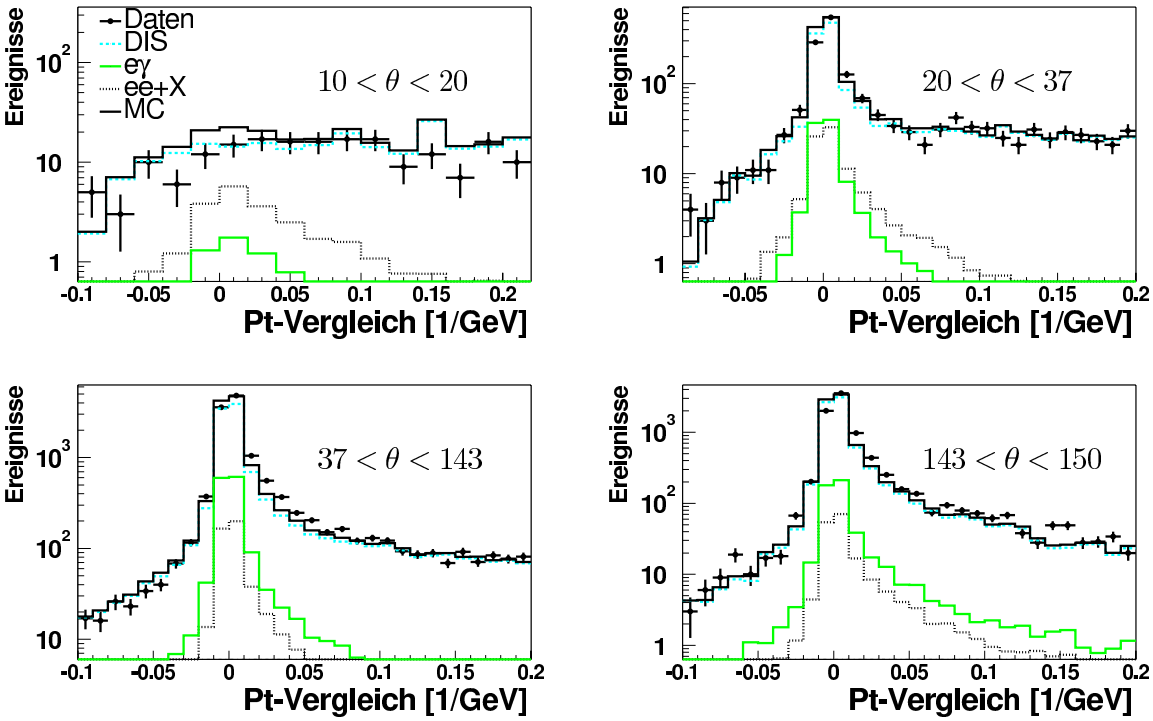


Abb. 4.9: Transversalimpuls-Vergleich für verschiedene θ-Bereiche. Beide Elektron-Kandidaten des Basisdatensatzes sind benutzt worden, um die Histogramme zu erstellen.

- Spur-Spur-Abstand zu Lee-West-Spuren < 0.5 in der $\eta\phi$-Ebene in allen Bereichen, außer dem stark vorwärtigen Bereich.

CIP-Vergleich und Spur-Anfangs-Kriterium

Bei dem CIP-Vergleich wird überprüft, ob das Elektron auch in der CIP ein Signal erzeugt hat. In dem Pad[2], welches durch die Gerade, die vom rekonstruierten Kollisionspunkt zum elektromagnetischen Schauer führt, gekreuzt wird, wird ein Signal erwartet (Abb. 2.5). Der Abstand vom Durchstoßpunkt der Geraden bis zum nächsten signalgebenden Pad in Z-Richtung ist die als D_{CIP} bezeichnete Größe. Ermittelt wird diese Größe wie folgt:

$$Z_{extra} = (Z_{em} - Zvtx)\frac{R_{CIP}}{R_{em}} + Zvtx$$

$$D_{CIP} = Z_{extra} - Z_{CIP,Alg}$$

Z_{em} ist die Z-Koordinate und R_{em} ist der Abstand von der Z-Achse des elektromagnetischen Schauers. $Zvtx$ ist die Z-Koordinate des ermittelten Kollisionspunktes und R_{CIP} der Radius der betreffenden CIP-Pad-Schicht. $Z_{CIP,Alg}$ ist die Z-Koordinate des vom Algorithmus ermittelten nächsten aktiven Pads. Hierbei werden nur die Pads in Betracht gezogen, die in der gleichen ϕ-Region liegen. Aufgrund der Auflösung der CIP handelt es sich hierbei um 45 Grad Intervalle. Die Grenzen der Intervalle von innerer und äußerer Pad-Schicht sind um 22.5 Grad verschoben. $Z_{CIP,Alg}$ ist gleich 300 cm, falls kein Pad in dem ϕ-Intervall ein Signal gibt. Die D_{CIP}-Verteilung gibt in diesem Fall also im wesentlichen eine Z-Verteilung wieder und liegt in einem Bereich von 180 cm bis 420 cm. In den Abbildungen 4.11 ist D_{CIP} für verschiedene θ-Bereiche und für die innere und äußere Pad-Schicht aufgetragen. An den Histogrammen wird deutlich, dass Elektronen zumindest in einer der beiden Pad-Schichten ein Signal aufweisen. Photonen erzeugen keine Signale. Das wird im rückwärtigen Bereich besonders deutlich, da dort ca. 50% des Compton-Monte-Carlos um den Wert 300 liegen. Dies entspricht der Tatsache, dass 50% der elektromagnetischen Schauer des Signales der Compton Simulation von Photonen erzeugt wird. Eine quantitative Erfassung des Verhaltens der CIP bezüglich Elektronen und Photonen findet sich in Kap. 4.5.1 und 4.6.1.

Der CIP-Vergleich ist besonders im stark vorwärtigen Bereich wichtig, da dort sonst prinzipiell kaum zwischen konvertiertem Photon und Elektron unterschieden werden kann. Zudem ist dort die Konversationsrate sehr hoch.

In der CJC wird von einer Spur auch die Entfernung der ersten aktivierten Signaldrähte zur Z-Achse ermittelt. Spuren konvertierter Photonen fangen häufig erst hinter den Spurkammern COP und COZ an, da die Trennwände dieser Spurkammern

[2]siehe Kap. 2.2.1

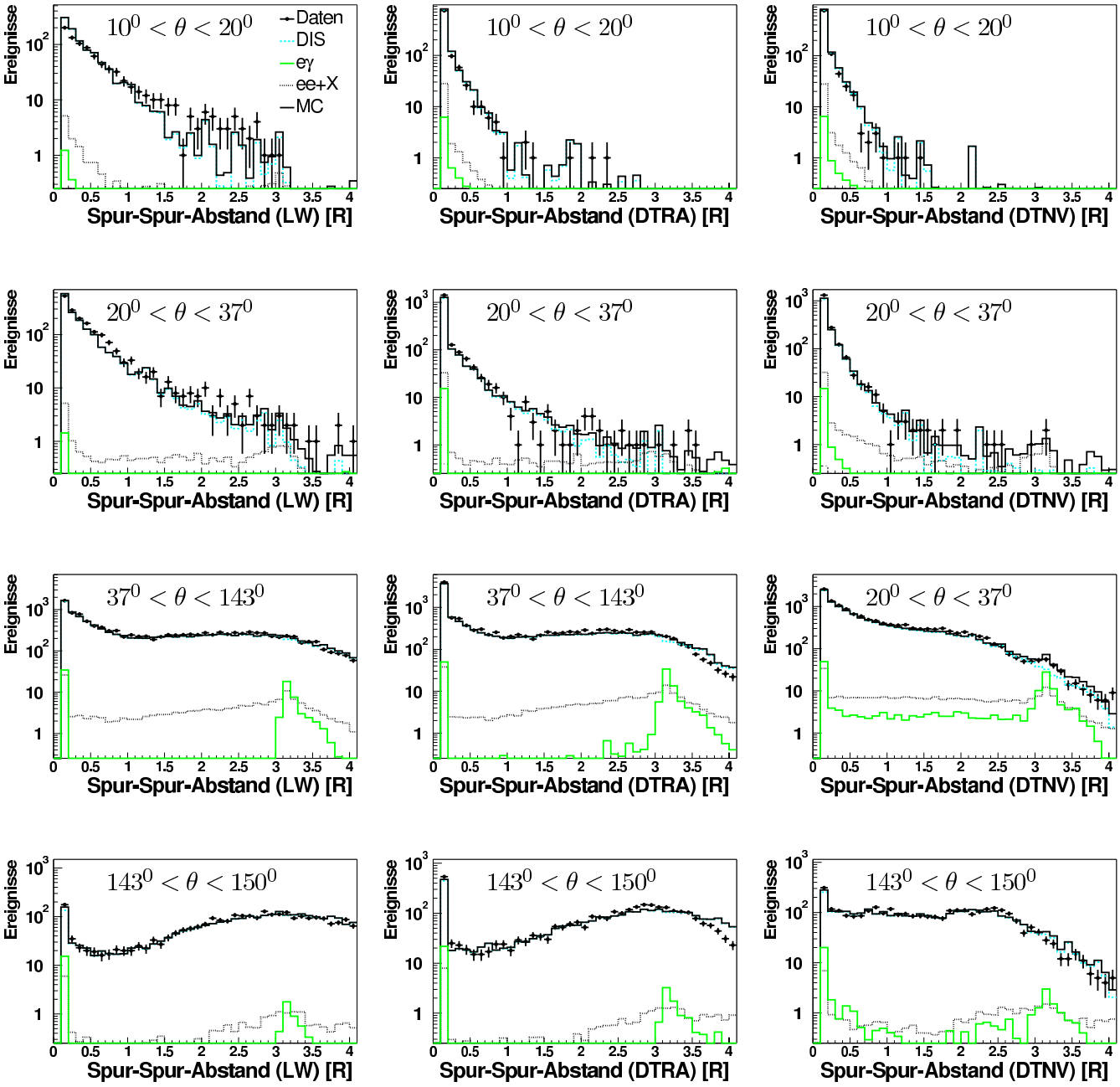


Abb. 4.10: Der Spur-Spur-Abstand für verschiedene Spurklassen und Θ-Bereiche. Es wurden die elektromagnetischen Schauer des Basisdatensatzes verwendet.

Material zum Aufschauern bieten. Es ist daher sinnvoll zu fordern, dass der Spuranfang vor diesen Schichten liegt. Beide Kriterien dienen also insbesondere dazu, Photonen und Elektronen zu unterscheiden. Folgende Schnitte werden durchgeführt:

- Zwischen 10 und 30 Grad in θ:
  D_{CIP} der äußeren Pad-Schicht $< \pm 10$ cm **oder**
  D_{CIP} der inneren Pad-Schicht $< \pm 10$ cm.
- Sonst:
  Spuranfang < 30 cm.

4.4.3 Effizienz der Identifikationskriterien

Im Multi-Elektron-Kanal kann die Effizienz nur aus dem Monte-Carlo bestimmt werden, da viele fehlidentifizierte Objekte im Basisdatensatz sind. Um die Effizienz der Identifikationskriterien zu ermitteln, sind Datensätze notwendig, bei denen wenige Fehlidentifikationen vorkommen. Ein DIS-Datensatz und ein elastischer QED-Compton-Datensatz erfüllen diese Bedingung. Der Vergleich der Effizienzen in diesen Kanälen verdeutlicht zudem die Abhängigkeit der Effizienz von Ereigniseigenschaften, wie z.B. von der Elastizität. Die Effizienz für elastische Ereignisse ist größer, da dort weniger Elektronen durch Isolationskriterien verworfen werden.

Elektron-Effizienz im DIS-Datensatz

Der DIS-Datensatz wird anhand von Kriterien erstellt, die auch in den DIS-Analysen [7] und [8] verwendet wurden. Es wird ein E-P_z Schnitt von 45 GeV $< \sum E - P_z < 65$ GeV durchgeführt, um sicherzustellen, dass das gestreute Elektron im Detektor nachgewiesen wurde[3]. Es wird auch ein y Schnitt verlangt. Dieser Schnitt unterdrückt Photoproduktions-Ereignisse, da nur große y-Werte zu Photoproduktions-Ereignissen mit hohen Transversalimpulsen führen. Gefordert wird $0.15 < y < .85$. Das aus dem elektromagnetischen Schauer berechnete Q^2 muss größer als 100 GeV^2 sein[4]. Ein Schnitt, der die Balance der Transversalimpulse überprüft, reduziert den Untergrund von nicht ep-Kollisionsereignissen. Technisch wird dieser Schnitt durch folgende Forderung durchgeführt: $0.6 < \frac{P_{t,h}}{Pt,e} < 1.2$. $P_{t,h}$ ist hierbei der Transversalimpuls der hadronischen Objekte und $P_{t,e}$ der Transversalimpuls des Elektrons. Um QED-Compton Ereignisse auszuschließen, darf nur ein elektromagnetischer Schauer in einem Ereignis gefunden werden. Ereignisse des geladenen Stroms werden durch einen Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls unterdrückt $\sum_i P_{t,i} < 15$ GeV, wobei i über alle elektromagnetische Schauer, Myonen und hadronische Objekte läuft. Nach diesen Schnitten ist der Untergrund kleiner als 1%.

[3] E-P_z Schnitt s. 4.2
[4] Physikalische Begründung der y und Q^2 Schnitte s. 3.1.1

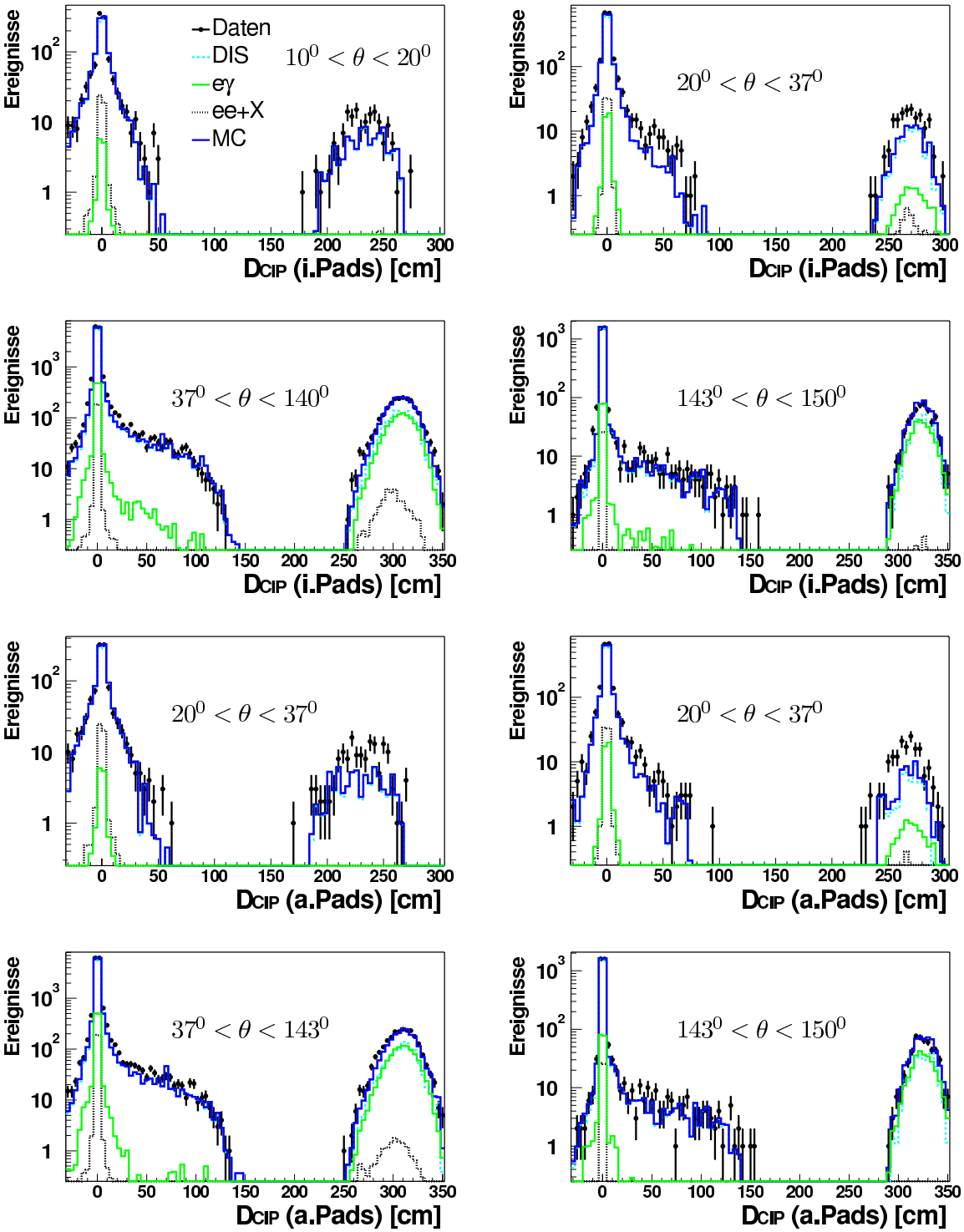


Abb. 4.11: D_{CIP} für verschiedene θ-Bereiche und die verschiedenen Pad Schichten (i.P.= innere Pad-Schicht, a.P = äußere Pad-Schicht). Es wurden die Elektron-Kandidaten des Basisdatensatzes verwendet. Die Elektronen liegen im jeweils genannten θ-Bereich.

In Abb. 4.12 sind die Effizienzen in Abhängigkeit von θ und nach den einzelnen Schnitten dargestellt. Die Effizienz der Daten liegt im zentralen Bereich bei knapp unter 80%. Im vorwärtigen Bereich ist sie um 10% bis 15% geringer. Das Monte-Carlo überschätzt die Effizienz im gesamten θ-Bereich um ca. 3%. Eine geringere Effizienz in den Daten als im Monte-Carlo ist um 40 Grad erkennbar. Dies liegt an der schlechten Beschreibung des Transversalimpuls-Vergleiches und des Spurabstandes. Falls diese Schnitte, wie im stark vorwärtigen Bereich, ganz weggelassen werden, steigt der Untergrund allerdings stark an. Die kalorimetrische Isolation um 40 Grad ist nicht so effektiv wie im stark vorwärtigen Bereich. Nach einer Reskalierung des Monte-Carlos mit einem Faktor von 0.97 ist die Übereinstimmung von Monte-Carlo und Daten gut. Eine Reskalierung im Prozent-Bereich (5%) wird z.B. auch in [3] durchgeführt. In Abbildung 4.13 ist die Effizienz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Transversalimpuls-Vergleich für Elektronen mit geringem Transversalimpuls ein strenges Kriterium ist. Die Abhängigkeit der Effizienz vom Transversalimpuls wird ebenfalls gut beschrieben.

Elektron-Effizienz im elastischen QED-Compton-Datensatz

Wie ein elastischer QED-Compton-Datensatz erstellt werden kann, ist in Kap. 2.5 beschrieben. Mit diesem QED-Compton-Datensatz ist die in Abb. 4.14 dargestellte Effizienz bestimmt worden. Die Statistik ist verglichen mit dem DIS-Datensatz sehr gering, somit kann die Effizienz nur grob ermittelt werden. Nachdem das Monte-Carlo um 3% reskaliert wurde, stimmen Monte-Carlo und Daten innerhalb der statistischen Fehler überein. Die Effizienz liegt bei etwa 85%, das ist 5% höher als bei dem DIS-Datensatz. Dies liegt am Unterschied der Topologien, insbesondere der Elastizität, der beiden Datensätze.

Elektron-Effizienz im Multi-Elektron Kanal

Aus der Tabelle 5.4 kann die Effizienz der Kriterien und die Reinheit des Datensatzes nach den jeweiligen Schnitten bestimmt werden. Die Effizienz des Nachweises eines Zwei-Elektron-Ereignisses nach allen Schnitten ist 51.5%. Dies stimmt gut mit der in DIS bestimmten Effizienz für ein einzelnes Elektron überein, da $(0.76)^2 \sim 0.51)$ ist. Die Reinheit des finalen Datensatzes ist 85.5%. Im Drei-Elektron-Kanal liegt die Reinheit bei 99.5%. Der Untergrund in diesem Kanal ist so gering, da bei einem DIS oder Compton Ereignis zwei Objekte fehlidentifziert werden müssen, um in den Drei-Elektronen-Kanal zu gelangen.

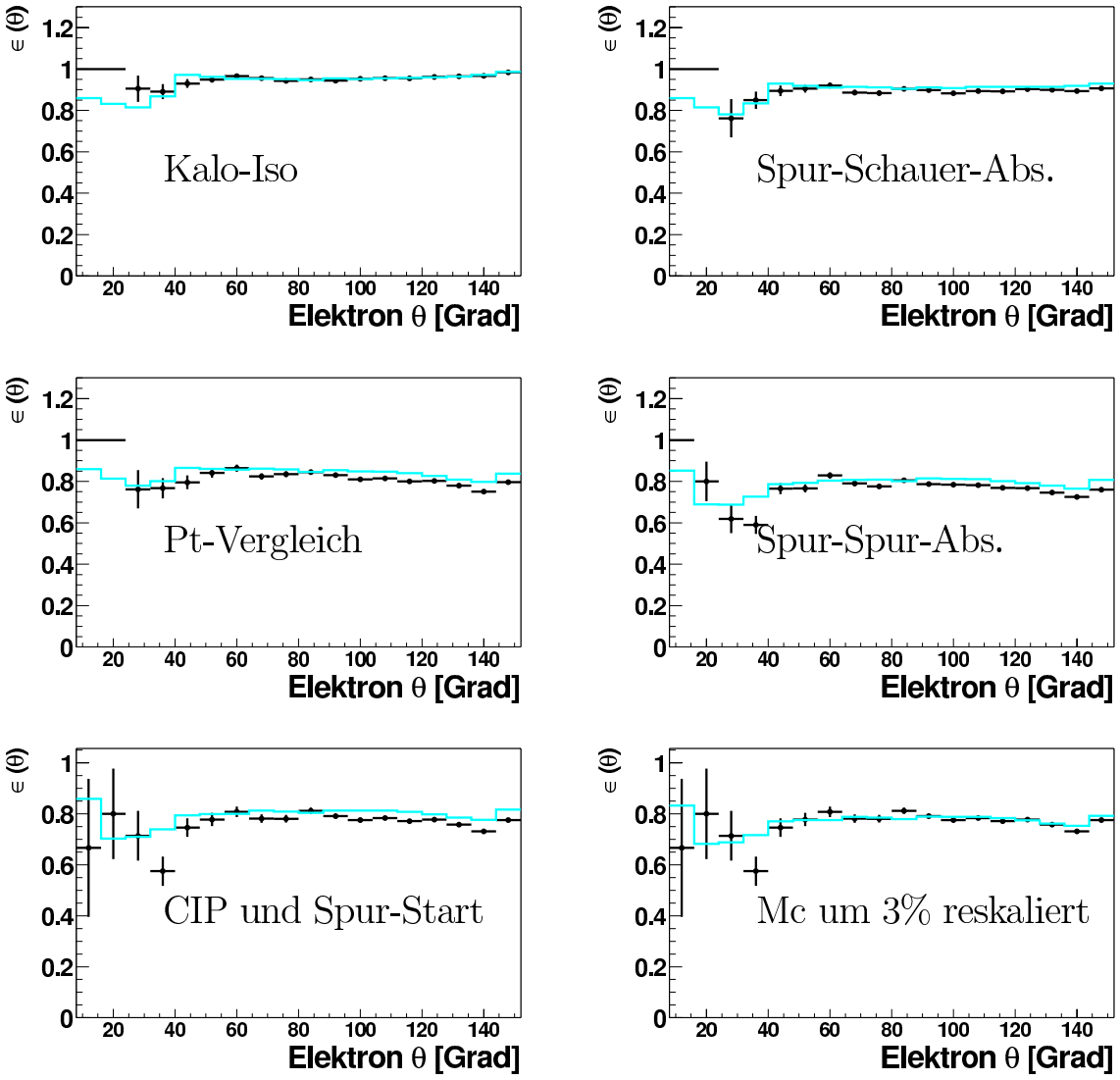


Abb. 4.12: Effizienzen der Elektron-Identifikation in Abhängigkeit vom θ-Winkel nach verschiedenen Schnitten. Zur Bestimmung der Effizienzen sind Elektronen aus einem DIS-Datensatz verwendet worden. Die aufgetragenen Effizienzen sind die Effizienzen nach dem im Histogramm genannten Schnitt und den zuvor genannten Schnitten. Im letzten Histogramm ist die Effizienz nach allen Schnitten mit um 3% reskaliertem Monte-Carlo zu sehen.

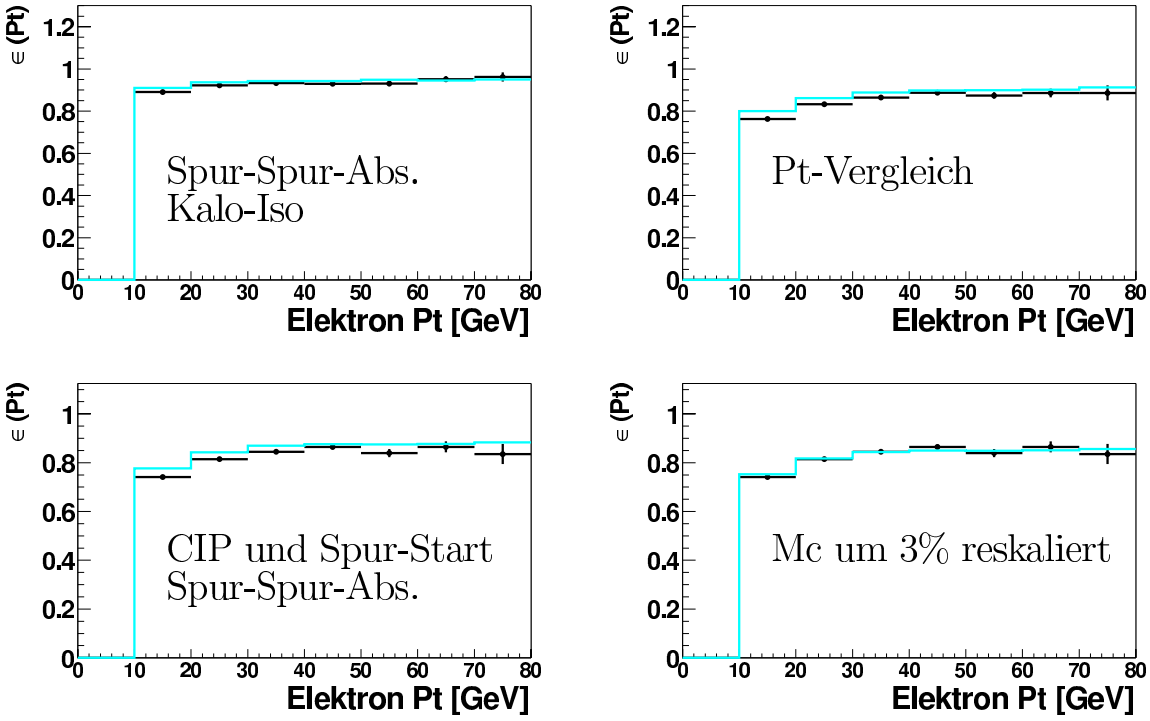


Abb. 4.13: Effizienzen der Elektron-Identifikation in Abhängigkeit vom Transversalimpuls nach verschiedenen Schnitten. Zur Bestimmung der Effizienz sind Elektronen aus einem DIS-Datensatz verwendet worden. Die aufgetragenen Effizienzen sind die Effizienzen nach den im Histogramm genannten und den zuvor genannten Schnitten. Im letzten Histogramm ist die Effizienz nach allen Schnitten mit reskaliertem Monte-Carlo zu sehen.

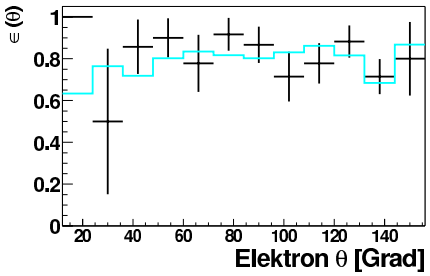


Abb. 4.14: Die finale Effizienz für den Nachweis eines Elektrons in Abhängigkeit vom θ-Winkel. In obiger Darstellung ist das MC um 3% reskaliert worden. Es wurde das Elektron eines elastischen QED-Compton Datensatzes verwendet. Die graue Linie gibt die Monte-Carlo-Erwartung an.

Datensatz	Daten	MC	Multielektron	DIS	Compton
Basisdatensatz	10841	10323	256	8886	1184
Kalo-Iso	3211	3398.8	221.4	1881.9	1286.8
Spur-Schauer-Abst.	402	430.0	200.1	181.3	48.6
Pt-Vergleich	226	236.6	156.4	52.9	27.4
Spur-Spur-Abst.	160	170.2	139.0	20.8	10.3
CIP & Spurstart	143	155.1	131.1	17.5	6.0

Tab. 4.4: Die Effizienzen nach den verschiedenen Schnitten in der Multi-Elektron-Analyse sind aus dieser Tabelle berechenbar. Auch die Reinheiten der verschiedenen Datensätze werden aus der Tabelle deutlich. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zwei-Elektron Ereignisse ist nach allen Schnitten 51.1%. Die Reinheit ist 85.5%. Diese Werte sind aus dem Mont-Carlo bestimmt.

4.5 Untersuchung der Photonidentifikation

Um die Photonidentifikationskriterien zu studieren, wird ein **Photonbasisdatensatz** erstellt. In diesem Datensatz werden zwei mit QESCAT (s. Kap. 4.1.1) gefundene elektromagnetische Schauer verlangt, die einen Transversalimpuls von über 10 GeV haben und zudem in einem θ-Bereich zwischen 10 bis 150 Grad liegen. Es muss weiterhin mindestens ein Elektron nach den im vorherigen Kapitel definierten Kriterien gefunden worden sein. Elektromagnetische Schauer, denen keine DTRA Spur innerhalb einer Entfernung von 25 cm zugeordnet wurde, sind die Photon-Kandidaten, welche in den folgenden Histogrammen eingefüllt wurden. Die QED-Compton und radiative DIS Ereignisse sind für das Monte-Carlo getrennt eingefüllt. Bei den radiativen DIS (DIS eγ) Ereignissen ist im Monte Carlo überprüft worden, dass generiertes und gefundenes Photon übereinstimmen, um Signal und Untergrund trennen zu können. Die in den folgenden Histogrammen als DIS eingefüllten Ereignisse sind somit der einzige Monte-Carlo-Untergrund. Der Photonbasisdatensatz enthält genug DIS Untergrund, um Fehlidentifikationen durch Hadronen zu studieren. Der Untergrund durch fehlidentifizierte Elektronen ist in dieser Analyse gering, trotzdem ist die Photonenidentifikation so gewählt, dass dieser Untergrund stark reduziert wird. Somit kann die Photonenidentifikation allgemein verwendet werden.

Der kalorimetrischen Isolation ist nur ein kurzer Abschnitt gewidmet, da sie für Photonen und Elektronen nicht prinzipiell unterschiedlich ist. Die Unterscheidung zwischen Elektron und Photon wird anhand der Spurkammer-Informationen durchgeführt. Photonen hinterlassen keine Spur in den Spurkammern, da sie bei hohen Energien kaum Energie durch Ionisierung anderer Teilchen abgeben (s. Abb 4.1).

Kalorimetrische Isolation

Die kalorimetrische Isolation des elektromagnetischen Schauers wird ähnlich wie bei der Elektronidentifikation gehandhabt (Abschnitt 4.4.1). Der einzige Unterschied in der kalorimetrischen Isolation liegt im zentralen Bereich. Für Photonen wird ein Isolations-Konus mit einem Radius von 1 in der $\eta\phi$-Ebene im zentralen Bereich benutzt. Für Photonen wird somit ein größerer Konus verwendet. Die Begründung für diese unterschiedlichen Kriterien liegt darin, dass neutrale Pionen bei hohen Energien nur durch Isolationskriterien von Photonen zu unterscheiden sind (siehe auch Abbschnitt. 4.5.1(CIP-Vergleich)). Für Photonen wird also gefordert:

- Zentraler Bereich EAIF > 0.975 bei einem Konus von R=1
- sonst siehe 4.4.1

4.5.1 Spurkriterien für Photonen

Spur-Schauer-Abstand in cm

Neben dem in Kapitel 4.4.2 definierten Spur-Schauer-Abstand der DTRA-Spur[5], die dem elektromagnetischen Schauer zugeordnet ist, wird ein weiterer Spur-Schauer-Abstand berechnet. Der Abstand der dem Schauer am nächsten gelegenen DTNV-Spur wird mit demselben Algorithmus ermittelt. Der Wert, den der Abstands-Algorithmus ausgibt, falls keine DTNV Spur in den Bereich des elektromagnetischen Schauers deutet, ist 100 cm. In Abbildung 4.15 sind die Spurabstände aufgetragen. Aus der Betrachtung der Histogramme folgt, dass es DTNV-Spuren gibt, welche auf den Schauer zeigen, obwohl keine DTRA-Spur auf den Schauer zeigt. Es gibt einen gewissen DTNV-Spuruntergrund, so dass die Schwellenwerte der Isolationskriterien auf diese Spuren etwas lockerer gewählt werden sollten.

Um sicherzustellen, dass auf den elektromagnetischen Schauer keine Spur deutet, werden folgende Schwellenwerte verlangt:

- DTRA Spur-Schauer-Abstand > 50 cm
- DTNV Spur-Schauer-Abstand > 25 cm

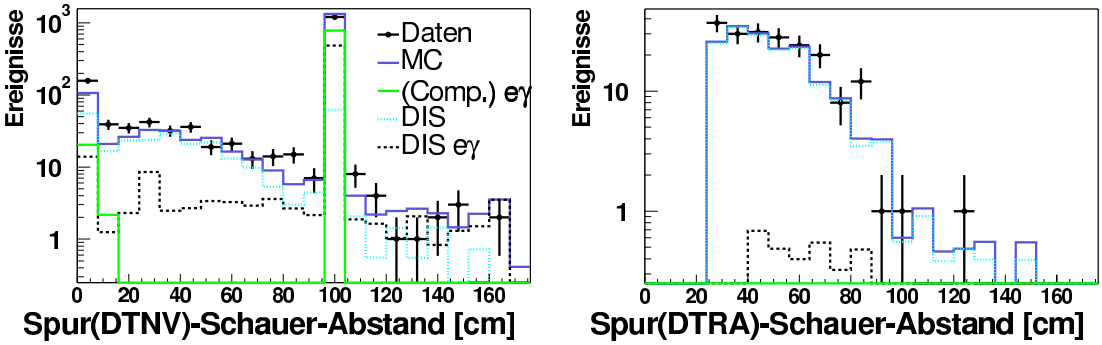


Abb. 4.15: Der Spur-Schauer-Abstand vom Photon-Kandidaten des Photonbasisdatensatzes für DTRA- und DTNV-Spuren.

Spur-Schauer-Abstand in $\eta\phi$-Ebene

Der Spur-Schauer-Abstand in der $\eta\phi$-Ebene berechnet sich aus dem Abstand der Extrapolation des elektromagnetischen Schauers zum Kollisionspunkt und der nächsten

[5]Spurklassifikationen s. 4.4.2

gemessenen Spur. Dieser Spur-Schauer-Abstand ist von der Detektorgeometrie und dem Inertialsystem unabhängiger als der im vorherigen Abschnitt definierte Spur-Schauer-Abstand. Der Spur-Schauer-Abstand in der $\eta\phi$-Ebene ist somit komplementär zum zuvor definierten Spur-Schauer-Abstand. Falls keine Spur in die Umgebung des elektromagnetischen Schauers zeigt, gibt der Abstands-Algorithmus den Wert 9.9 aus. In Abbildung 4.16 ist der Spur-Schauer-Abstand aufgetragen. Folgende Schwellenwerte werden für Photonen verlangt:

- DTRA Spur-Schauer-Abstand > 0.5 R
- DTNV Spur-Schauer-Abstand > 0.25 R

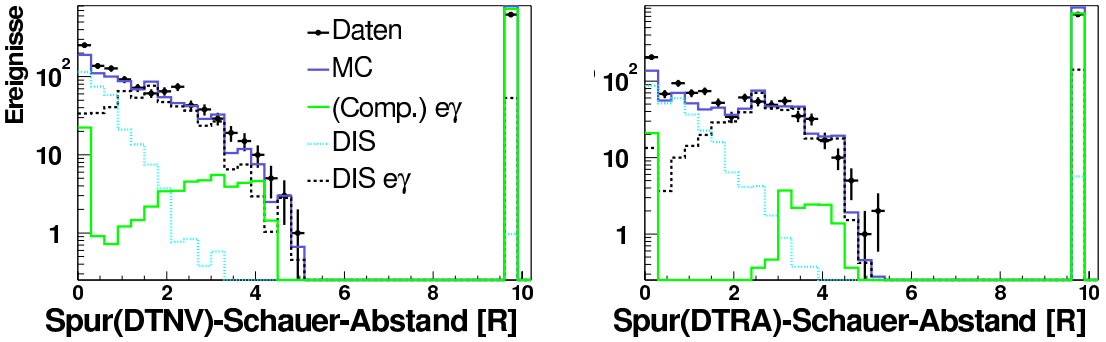


Abb. 4.16: Spur-Schauer-Abstand in $\eta\phi$-Ebene (R) von Photonen für unterschiedliche Spurklassen. Es wurde der Photon-Kandidat des Photonbasisdatensatzes verwendet.

CIP-Vergleich

Die CIP ist insbesondere geeignet, um Untergrund durch fehlidentifizierte Elektronen zu unterdrücken. Studien zum Verhalten der CIP wurden mit sehr sauberen Datensätzen im folgenden Kapitel durchgeführt. In Abbildung 4.17 ist der CIP-Vergleich[6] für Photonen aufgetragen, nachdem alle anderen Photonidentifikationskriterien schon verlangt wurden. In Abbildung 4.18 ist der CIP-Vergleich für die Elektronen des gleichen Datensatzes dargestellt. Elektronen erzeugen ein CIP-Signal und der CIP-Vergleich-Wert ist daher zumeist nahe Null. Insgesamt ist der Untergrund durch fehlidentifizierte Elektronen im Elektron-Photon-Kanal äußerst gering, denn sonst würde ein deutlicher Peak in den Darstellungen des CIP-Vergleichs der Photonen (Abb. 4.17) nahe Null zu sehen sein. Der verbleibende DIS Untergrund

[6] siehe Seite 43

stammt also von Pionen. Neutrale Pionen zerfallen zu 98.8% in zwei Photonen, welche dann zusammen eine invariante Masse von 135 MeV haben. Falls die beiden Photonen insgesamt einen Transversalimpuls von über 10 GeV im Laborsystem haben, ist somit der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen im Laborsystem sehr klein. Die beiden Photonen werden nicht getrennt, sondern als ein Photon detektiert. Für hohe Transversalimpulse ist es daher prinzipiell schwer, neutrale Pionen und Photonen anhand des Schauerprofils und des Fehlens einer Spur zu unterscheiden. Die Isolationskriterien verwerfen allerdings fast alle Ereignisse, bei denen die Photonen aus dem Zerfall des neutralen Pions stammen. Es ist in Abbildung 4.17 zu erkennen, dass bei Ereignissen aus dem DIS Untergrund oft Signale in der weiteren Umgebung von Null liegen. Dies liegt daran, dass die fehlidentifizierten Objekte zumeist in der Nähe weiterer Teilchen liegen.

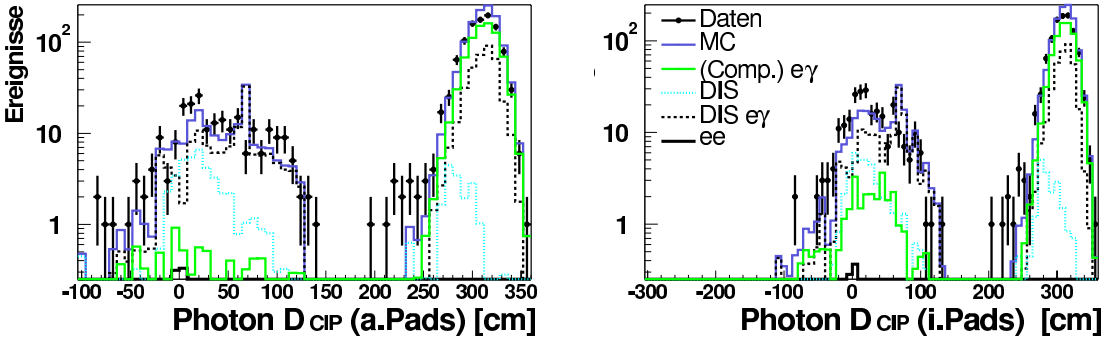


Abb. 4.17: CIP-Vergleich für Photonen im $e\gamma$-Kanal. Es wurden die Photon-Kandidaten des Photonbasisdatensatzes verwendet, nachdem die zuvor genannten Identifikationskriterien schon gefordert wurden.

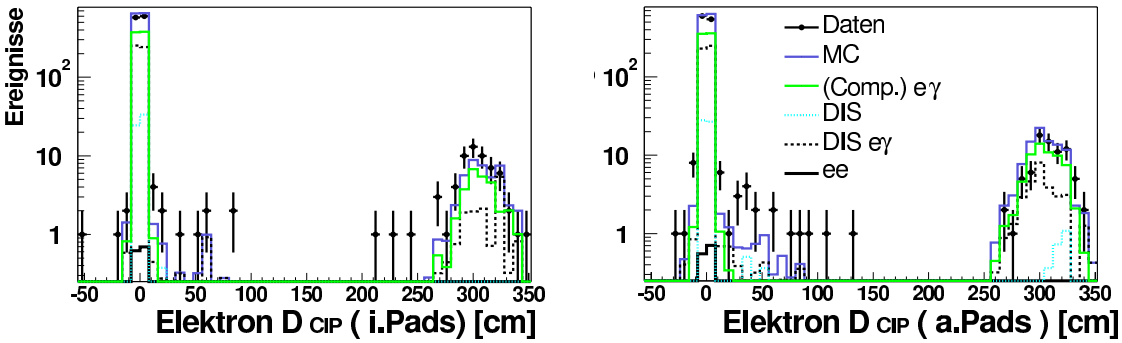


Abb. 4.18: CIP-Vergleich für Elektronen $e\gamma$-Kanal. Für die Photonen des benutzten Datensatzes wurden die in den vorherigen Abschnitten genannten Identifikationskriterien gefordert.

4.5.2 Effizienz der Identifikationskriterien

Es ist nicht möglich einen reinen Datensatz mit Photonen zu erstellen, ohne Kriterien der Photonidentifikation zu verlangen. Daher ist es nicht möglich, die Effizienz der Photonidentifikation direkt aus den Daten zu bestimmen. Die Effizienz muss aus dem Monte-Carlo bestimmt werden. Da jedoch Daten und Monte-Carlo sowohl vor den Schnitten als auch nach den Schnitten gut übereinstimmen, kann daraus geschlossen werden, dass die Effizienz im Monte-Carlo gut mit der Effizienz in den Daten übereinstimmt. Die Effizienz ist in Abbildung 4.19 aufgetragen. Sie liegt im zentralen θ-Bereich bei ca. 90%. Im vorwärtigen Bereich fällt sie ab, da es dort viel totes Material gibt, an dem das Photon aufschauern kann. Für steigende Transversalimpulse fällt die Effizienz ab, denn bei hohen Energien steigt die Konversationswahrscheinlichkeit (s. Abb 4.1).

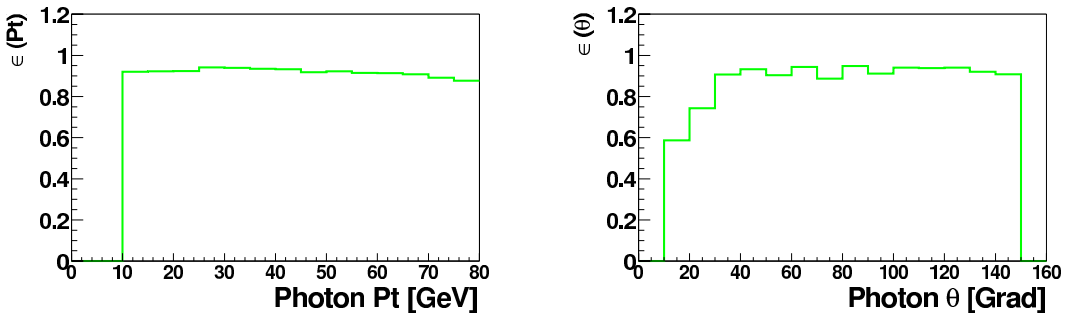


Abb. 4.19: Die Effizienz für Photonen in Abhängigkeit vom θ-Winkel (links) und vom Transversalimpuls (rechts). Es wurde ein QED-Compton-Monte-Carlo benutzt, um die Effizienz zu bestimmen.

4.6 CIP-Effizienz

4.6.1 CIP-Effizienz für Photonen

Um die Effizienz der CIP aus den Daten zu bestimmen, wurde ein Datensatz erstellt, der von elastischen QED-Compton Ereignissen dominiert ist. Hierzu wurde ein Photon, das alle Identifikationskriterien bis auf den CIP-Vergleich erfüllt, und ein elektromagnetischer Schauer, dessen zugeordnete Spur einen Spur-Schauer-Abstand von weniger als 25 cm hat, gefordert. Um Photoproduktions-Ereignisse zu unterdrücken, wurde $52GeV < \sum_i E_i - P_{z,i} < 58GeV$ gefordert[7]. Zudem sind Elastizitäts-Kriterien gefordert worden. Hierzu werden der Proton-Remanent-Tagger (PRT), die Vorwärts-Myonen-Kammer (FMD) und die Energie im Kalorimeter unter 10 Grad (FKE10) benutzt. Die Effizienzen der verschiedenen Szintillatoren-Kanäle des Proton-Remanent-

[7]Erklärungen zu diesem Schnitt finden sich in 4.2

Taggers werden von den Monte-Carlos nicht beschrieben. Um die Korrektur-Faktoren zu bestimmen, wurde der DIS Datensatz verwendet. Für die Ereignisse des Datensatzes wurde FKE10 $>$ 10 GeV verlangt, so dass hadronische Aktivität im vorwärtigen Bereich sichergestellt ist. Aus dem Vergleich der Daten mit dem Monte-Carlo ergeben sich die Korrektur-Faktoren, mit denen die Monte-Carlo-Ewartungen der einzelnen Kanäle gewichtet werden müssen (s. Tab 4.5). Die Kanäle 4 bis 7 haben einen Effizienzunterschied von über 50% und werden daher in dieser Analyse ausgeschlossen.

Kanal	1	2	3	4	5	6	7
Daten/MC	0.604	0.727	0.751	0.361	0.458	0.452	0.404

Tab. 4.5: Effizienz-Korrektur-Faktoren des Proton-Remanent-Tagger.

Das Rauschen der Vorwärts-Myonen-Kammern muss auch berücksichtigt werden. Die Korrekturwerte sind aus [36] übernommen. Unter Berücksichtigung dieser Korrekturen werden folgende Kriterien gefordert, um elastische Ereignisse zu klassifizieren.

- Anzahl der PRT Hits $= 0$
- FKE10 $<$ 100 MeV
- Anzahl der Hits in der FMD < 3
- Höchstens eine gute DTRA-Spur

Der Untergrund des so erstellten elastischen QED-Compton Datensatzes durch DIS- und Multi-Elektron-Ereignisse liegt bei unter 1%. Im vorwärtigen Bereich ist der Untergrund durch Multi-Elektron-Ereignisse größer, da dort die Unterscheidung von Elektron und Photon aufgrund der Spurkammern schwieriger ist. Da die Multi-Ektron-Ereignisse durch die CIP verworfen werden, fällt die Effizienz des Monte-Carlos in Abb. 4.20 im vorwärtigen Bereich ab. Die Effizienz des eγ-Monte-Carlos liegt aber im gesamten Θ-Bereich bei über 98.5%. Insgesamt werden 98.7% der Monte-Carlo-Ereignisse und 97.6% $\pm$ 0.06% der Ereignisse aus den Daten nachgewiesen. Hierbei ist $\pm$ 0.06% der statistische Fehler. Der systematische Fehler, wie z.B. der Fehler auf die Reinheit des Datensatzes, liegt sicherlich in einer ähnlichen Größenordnung. Das Verhalten der CIP ist bezüglich der Photonen also gut durch das Monte-Carlo beschrieben. Weder Rauschen noch Signale in der CIP, welche durch Photonen ausgelöst werden, führen zu einer wesentlichen Verringerung der Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit.

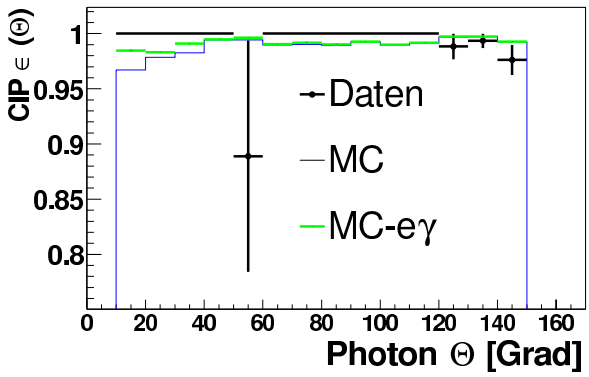


Abb. 4.20: Die Effizienz der Erfüllung des CIP-Match Kriteriums für Photonen. Es wurden Photonen aus einem elastischen QED-Compton-Datensatz benutzt.

4.6.2 CIP-Effizienz für Elektronen

Um festzustellen, wie häufig Elektronen einen CIP Hit erzeugen, wird der DIS Datensatz (s. Kapitel 4.4.3) benutzt. Alle Elektronidentifikationkriterien werden, bis auf das CIP Kriterium im vorwärtigen Bereich, für das Elektron des DIS Datensatzes abgefragt. Die Elektronen dieses Datensatzes eignen sich für die Bestimmung der Effizienz der CIP, da die Fehlidentifikationsrate im DIS Datensatz mit den zusätzlichen Qualitätsforderungen an das Elektron sehr gering ist. Die Effizienz ist in Abbildung 4.21 in Abhängigkeit von θ und von der Energie des Elektrons aufgetragen. In den Daten liegt die Effizienz zwischen 97% und 98%. Die Effizienz wird vom Monte-Carlo um 2% überschätzt. Addiert man auf die Effizienz des Monte-Carlos die 2%, so beschreibt das Monte-Carlo die Daten wieder befriedigend. In Kanälen, in denen fehlidentifizierte Elektronen einen erheblichen Untergrund bilden, könnte auf diese Effizienz-Differenz korrigiert werden. Falls gefundenes und generiertes Elektron im Monte-Carlo übereinstimmen, müssten dann die CIP Hits im Monte-Carlo in 2% der Fälle nicht beachtet werden.

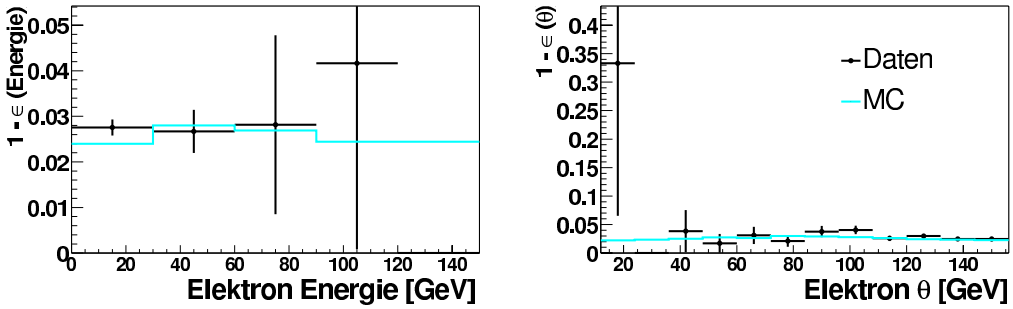


Abb. 4.21: Abweichung der CIP-Effizienz der beiden Pad-Schichten von 1 für Elektronen als Funktion von der Energie (links) und des θ-Winkels (rechts). Auf das Monte-Carlo ist ein Korrekturfaktor von 2% addiert worden. Die Elektronen stammen aus einem DIS Datensatz.

Kapitel 5

Ergebnisse der Analyse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse vorgestellt. Betrachtet wird der Zwei-Elektron-Kanal, der Drei-Elektron-Kanal und der Elektron-Photon-Kanal. Die Elektronen und Photonen erfüllen die zuvor definierten Identifikationskriterien. Die Schwellenwerte der Transversalimpulse und der betrachtete θ-Bereich sind aus Tabelle 5.1 zu entnehmen. Die Elektronen sind nach Transversalimpuls sortiert.

5.1 Der Zwei-Elektron-Kanal

In diese Klasse fallen die Ereignisse, bei denen zwei Elektronen im betrachteten Phasenraum (s. Tab. 5.1) nachgewiesen werden und kein weiteres Elektron im betrachteten Bereich gefunden wird. Der Zwei-Elektron-Kanal ist insgesamt gut beschrieben. Die Standard-Modell-Erwartung entspricht 141.5 Ereignissen und 130 Ereignisse werden in den Daten nachgewiesen. Die Effizienz für den Nachweiß von Elektronen ist in den Daten um ca. 3% geringer als im Monte-Carlo. Falls man das Monte-Carlo entsrechend reskaliert sinkt die Monte-Carlo-Erwartung auf 133.1 Ereignisse. In den folgenden Abbildungen ist das Monte-Carlo nicht reskaliert.

Die θ-Verteilungen der ersten beiden Elektronen aus den Multi-Elektron-Ereignissen sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Daten entsprechen in den Verteilungen den Erwartungen des Standard-Modells. Jedoch ist ein Unterschuss der Daten bei

Objekt	P_t min [GeV]	θ min [Grad]	θ max [Grad]
1. Elektron	10	10	150
2. Elektron	5	10	150
3. Elektron	5	10	170
Photon	10	10	150

Tab. 5.1: Kinematische Bereiche der selektierten Elektronen und Photonen.

ca. 40 Grad in der θ-Verteilung erkennbar. Dies kann an der schlechteren Beschreibung der Effizienz in diesem Bereich liegen (vgl. Abb. **??**). Die Übereinstimmung von Daten und Vorhersage ist in den Verteilungen des Transversalimpulses gut (s. Abb 5.2). Auffällig sind hier zwei Ereignisse bei hohen Transversalimpulsen. Diese beiden Ereignisse haben auch die höchsten invarianten Massen (s. Abb 5.3). In der Abbildung 5.4 ist der $\sum$ E-P_Z Wert der Multi-Elektron-Ereignisse abgebildet. Es sind keine Abweichungen in der Verteilung erkennbar. Die Beschreibung der Verteilung der invarianten Masse (M_{ee}) ist auch zufriedenstellend. Um die Beschreibung bei hohen invarianten Massen der Elektron-Paare zu überprüfen, werden die Erwartung aus dem Standard-Modell und die Messung ab einer gewissen Mindestmasse verglichen. In einem Massenbereich zwischen 100 und 150 GeV stehen einer Erwartung von 1.32 Ereignissen 2 gemessene Ereignisse gegenüber. Die Erwartung besteht zu 62% aus Multi-Elektron-Ereignissen, zu 29% aus DIS-Ereignissen und zu 9% aus QED-Compton-Ereignissen. Eine Abweichung vom Standard-Modell ist nicht festgestellt worden. Ereignisdarstellungen der Ereignisse mit hoher invarianter Masse sind in den Abbildungen 5.15 und 5.16 angefügt. In Abbildung 5.17 und 5.18 sind zwei weitere Ereignisse mit zwei Elektron-Kandidaten dargestellt, deren invariante Masse über 100 GeV liegt. Diese beiden Ereignisse werden jedoch in dieser Arbeit durch den Z-Crack-Schnitt verworfen.

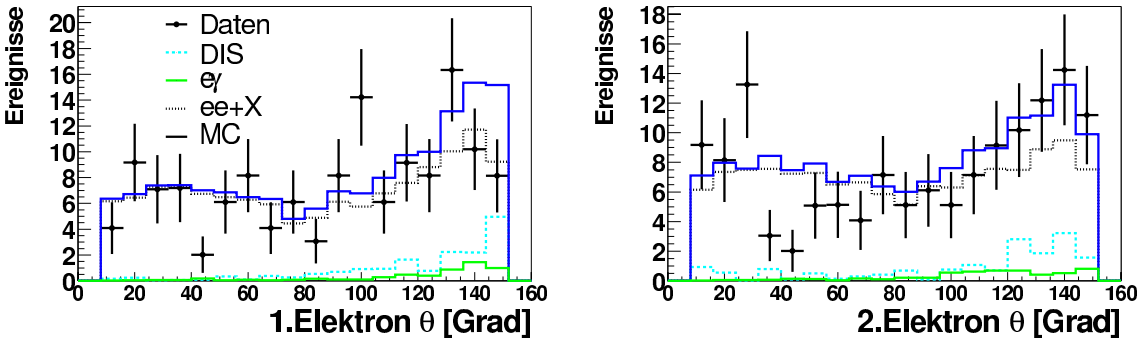


Abb. 5.1:

θ-Verteilung der Elektronen in den Multi-Elektron-Kanälen.
Die durchgezogene Linie beschreibt die Gesamterwartung des Monte-Carlos. Die gepunktete Linie stellt die Erwartung aus Ereignissen mit zwei nachgewiesenen Elektronen dar. Die gestrichelte und die graue durchgezogene Linie beschreiben den DIS und den QED-Compton Untergrund.

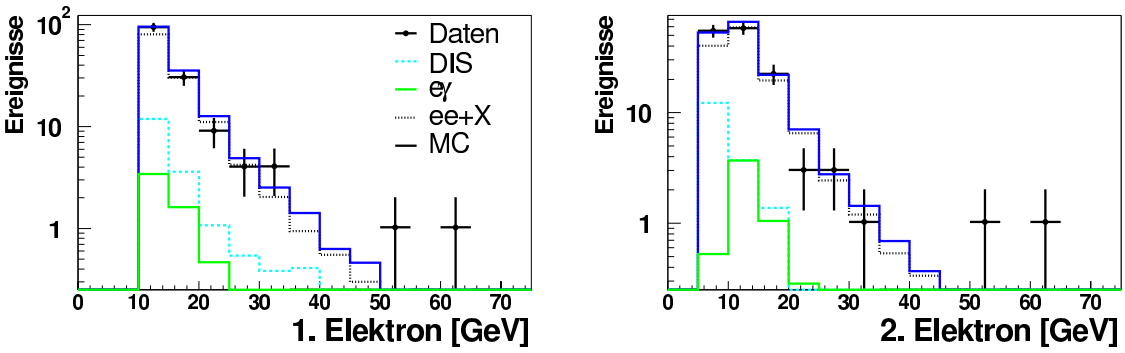


Abb. 5.2: Transversalimpuls-Verteilungen der Elektronen in den Multi-Elektron-Kanälen.

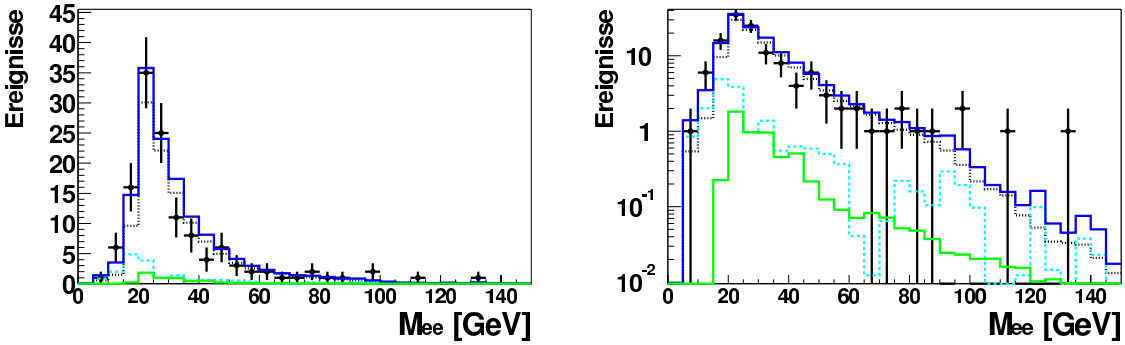


Abb. 5.3: Die invariante Masse des Elektron-Paares im Zwei-Elektron-Kanal (links linear und rechts logarithmisch abgetragen).

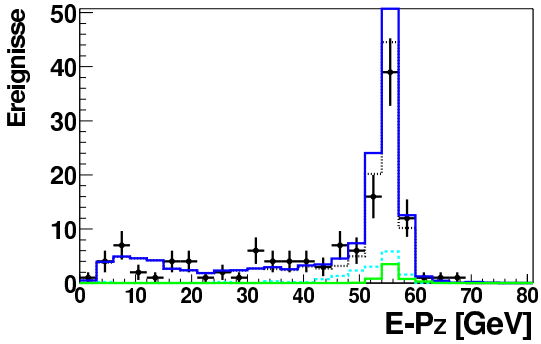


Abb. 5.4: E-P_z-Verteilung in den Multi-Elektron-Kanälen.

Kriterium	$10^0 < \theta < 20^0$	$20^0 < \theta < 160^0$	$160^0 < \theta < 170^0$
Kal. Isolation R=0.75	0.975	0.975	-
CIP-Vergleich	ja	-	ja
Spur-Schauer-Abst.	-	< 12 cm	-

Tab. 5.2: Identifikationskriterien für das dritte Elektron in verschiedenen θ-Bereichen

5.2 Der Drei-Elektron-Kanal

Ereignisse werden dem Drei-Elektron-Kanal zugerechnet, falls drei Elektronen im betrachteten Phasenraum (s. Tabelle 5.1) gefunden wurden. Der Untergrund im Drei-Elektron-Kanal ist gering, da zwei Objekte als Elektron fehlidentifiziert werden müssen, damit Untergrund diesem Kanal zugerechnet wird. Die Schwellenwerte der Identifikationskriterien sind für das dritte Elektron daher gelockert. Die Schwellenwerte sind in Tabelle 5.2 angeführt. Die Anzahl der gefundenen Ereignisse entspricht der Standard-Modell-Erwartung. Die Verteilungen des θ-Winkels und des Transversalimpulses sind für das dritte Elektron gut beschrieben (s. Abb 5.5). Die invarianten Massen der Elektron-Paare in den Daten entsprechen der Erwartung. Bei der Bestimmung der invarianten Masse $M_{ee,max}$ der Ereignisse wurde immer das Elektron-Paar mit der höchsten invarianten Masse gewählt. In Abbildung 5.6 sind diese invarianten Massen aufgetragen. Rechts ist in Abbildung 5.6 die maximale invariante Masse aller Multi-Elektron-Ereignisse aufgetragen.

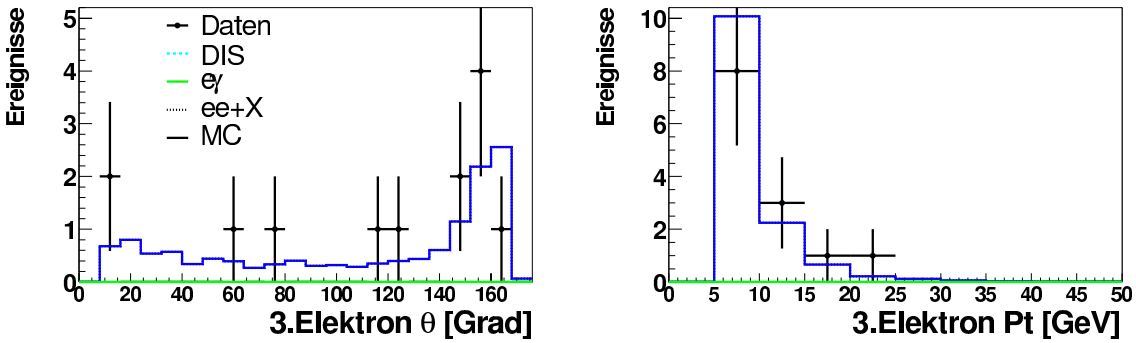


Abb. 5.5:
Links: θ-Verteilung des dritten Elektrons im *eee*-Kanal.
Rechts: Transversalimpuls-Verteilung des dritten Elektrons im *eee*-Kanal.

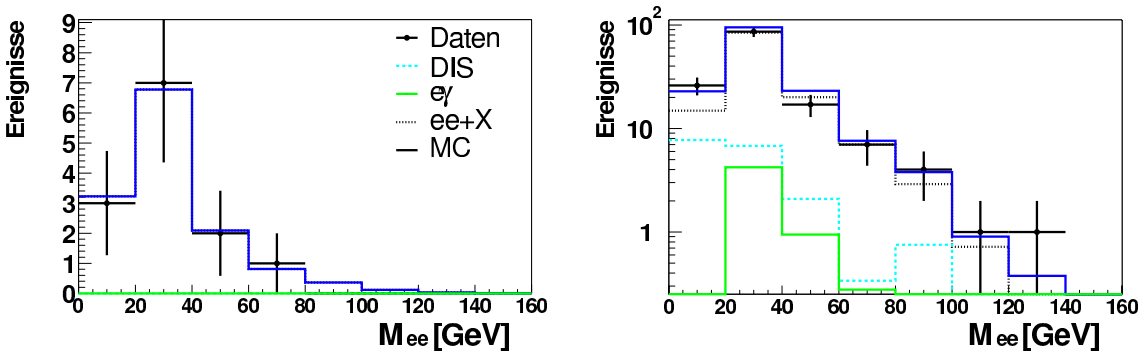


Abb. 5.6:
Links: Die maximale invariante Masse eines Elektron-Paares im *eee*-Kanal.
Rechts: Die maximale invariante Masse eines Elektron-Paares in den Multi-Elektron-Kanälen.

Kanal	Daten	SM	Signal	Untergrund
ee $M_{ee} > 100$ GeV	2	1.44	0.84	0.60
ee $M_{ee,max} > 100$ GeV	0	0.21	0.21	0.0
eee und ee $M_{ee,max} > 100$ GeV	2	1.65	1.05	0.60

Tab. 5.3: Vergleich von Standard-Modell und Daten bei hohen invarianten Massen für Zwei-Elektron-Ereignisse ee und Drei-Elektron-Ereignisse eee.

5.3 Überprüfung des stark vorwärtigen Bereiches

In dem Bereich zwischen 10 und 20 Grad ist in dieser Arbeit erstmalig nach Multi-Elektronen-Ereignissen mit hohem Transversalimpuls gesucht worden. Die Gesamtanzahl der gefundenen Daten stimmt mit der Standard-Modell-Erwartung überein. Die invariante Masse ist für Ereignisse mit einem Elektron im stark vorwärtigen Bereich gut beschrieben (s. Abb 5.7). Es werden 0.72 Zwei-Elektron-Ereignisse mit einer invarianten Masse von über 100 GeV erwartet und 0.45 Ereignisse aus dem Untergrund. Es wird kein Ereignis mit einer invarianten Masse von über 100 GeV in den Daten gefunden. Im stark vorwärtigen Bereich liegen Untergrundereignisse bevorzugt bei hohen invarianten Massen (s. Abb 5.7 rechts). Es ist kein Überschuss bei hohen invarianten Massen zu erkennen. Um sicherzustellen, dass die Einstellung der Schwellenwerte nicht zu hart gewählt wurde, sind die Schwellenwerte gelockert worden. Dann sind die Verteilungen der invarianten Massen erneut betrachtet worden. In Abbildung 5.8 ist die invariante Masse für einen Datensatz aufgetragen, bei dem der Schwellenwert der kalorimetrischen Isolation auf 0.975 reduziert wurde. In Abbildung 5.8 ist die kalorimetrische Isolation nach allen anderen Schnitten aufgetragen. Die Beschreibung der kalorimetrischen Isolation ist gut. Der Schwellenwert des CIP-Vergleiches wurde auf 15 cm erhöht und die invariante Masse erneut betrachtet (s. Abb. 5.9). Wiederum ist kein Überschuss bei hohen Massen zu erkennen. Es wird im stark vorwärtigen Bereich also selbst dann kein Überschuss gefunden, wenn die gewählten Schnitte deutlich gelockert werden.

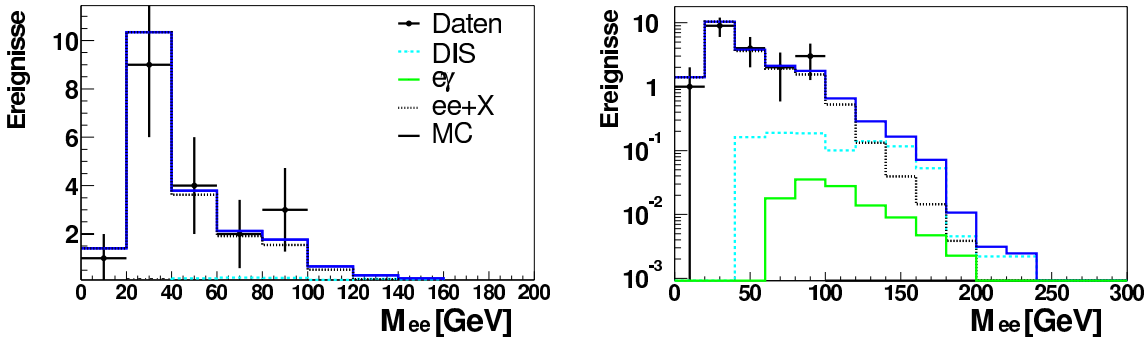


Abb. 5.7: Invariante Masse für die selektierten Zwei-Elektron-Ereignisse, bei denen ein Elektron im stark vorwärtigen Bereich ($10^0 < \theta < 20^0$) liegt (links linear und rechts logarithmisch abgetragen).

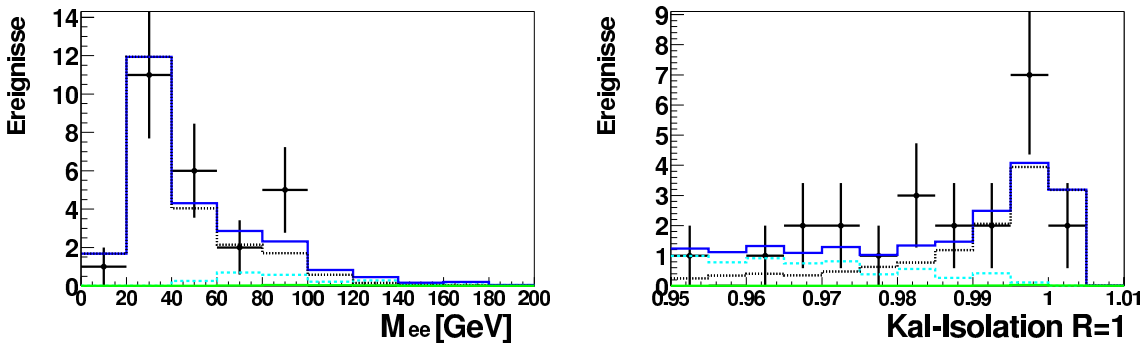


Abb. 5.8:
Links: Invariante Masse für Zwei-Elektron-Ereignisse, bei denen ein Elektron im stark vorwärtigen Bereich ($10^0 < \theta < 20^0$) liegt. Der Schwellenwert der kalorimetrischen Isolation wurde auf 0.975 reduziert.
Rechts: Die kalorimetrische Isolation für Elektronen im vorwärtigen Bereich nach allen anderen Schnitten.

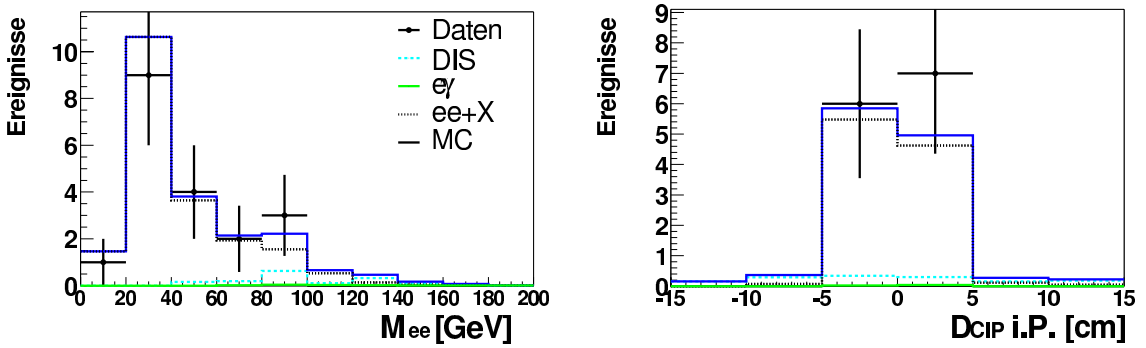


Abb. 5.9:
Links: Invariante Masse für Zwei-Elektron-Ereignisse, bei denen ein Elektron im stark vorwärtigen Bereich ($10^0 < \theta < 20^0$) liegt. Der Schwellenwert des CIP-Vergleichs (D_{CIP}) wurde auf 15 cm erhöht.
Rechts: Der CIP-Vergleich (D_{CIP}) für Elektronen im vorwärtigen Bereich nach allen anderen Schnitten.

Kanal	Daten	SM	Signal	Untergrund
$e\gamma$ $M_{e\gamma,max} > 150$ GeV	2	1.281	1.276	0.005

Tab. 5.4: Vergleich von Standard-Modell und Daten bei hohen invarianten Massen

5.4 Der inklusive Elektron-Photon-Kanal

Die Erwartung stimmt in diesem Kanal gut mit den Daten überein. Insgesamt werden 1174.1 Ereignisse erwartet und 1137 gefunden. Falls man das Monte-Carlo mit einem Faktor von 0.97 reskaliert, um den Unterschied der Effizienz in den Daten und in dem Monte-Carlo zu berücksichtigen, sinkt die Monte-Carlo-Erwartung auf 1139 Ereignisse. Die Verteilungen des θ-Winkels und des Transversalimpulses sind für Elektron und Photon gut beschrieben (Abb. 5.10, 5.11, 5.12 und 5.13). Auffällig sind in den Verteilungen des Transversalimpulses zwei Ereignisse, welche Transversalimpulse von über 80 GeV haben. Diese beiden Ereignisse haben auch die höchsten invarianten Massen. Im Histogramm (Abb. 5.14), in welchem die invariante Masse $M_{e\gamma}$ aufgetragen ist, stimmen Monte-Carlo und Daten gut überein. Zwei Ereignisse haben eine besonders hohe invariante Masse. Falls alle Ereignisse mit einer Masse von über 150 GeV in Betracht gezogen werden, stehen einer Erwartung von 1.3 Ereignissen 2 Ereignisse aus den Daten gegenüber. Es gibt also keinen bedeutenden Überschuss bei hohen invarianten Massen im Elektron-Photon-Kanal. Die beiden Ereignisse mit einer invarianten Masse von über 150 GeV sind in Abbildung 5.19 und 5.20 dargestellt.

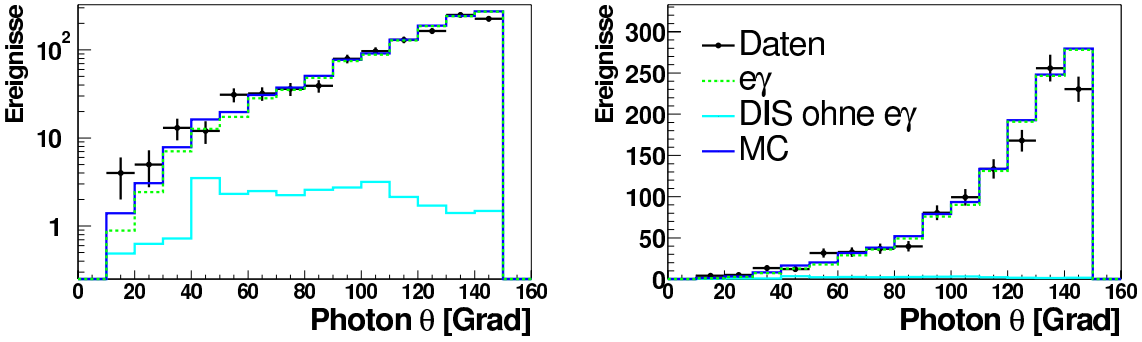


Abb. 5.10: θ-Verteilung des Photons im Photon-Elektron-Kanal (links linear und rechts logarithmisch abgetragen).
Die schwarze durchgezogene Linie gibt die gesamte Monte-Carlo Erwartung an, die graue gestrichelte Linie stellt die eγKanal Erwartung dar und die graue durchgezogene Linie gibt den Untergrund an.

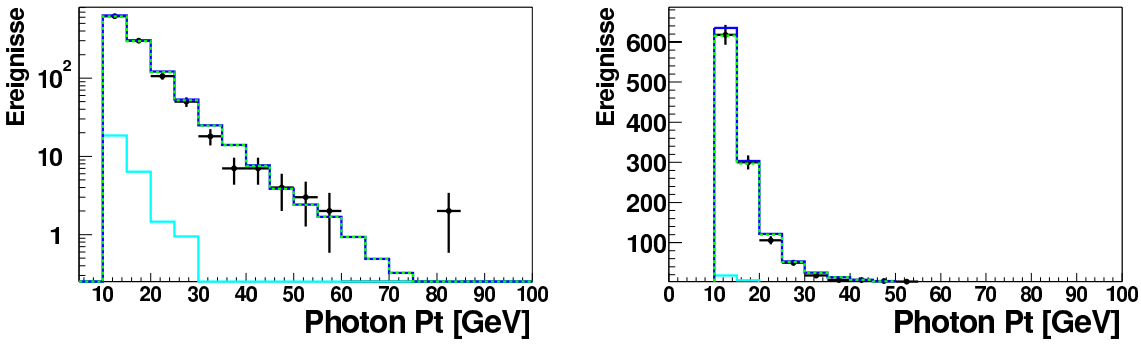


Abb. 5.11: Transversalimpuls-Verteilung der Photonen im Photon-Elektron-Kanal (links linear und rechts logarithmisch abgetragen).

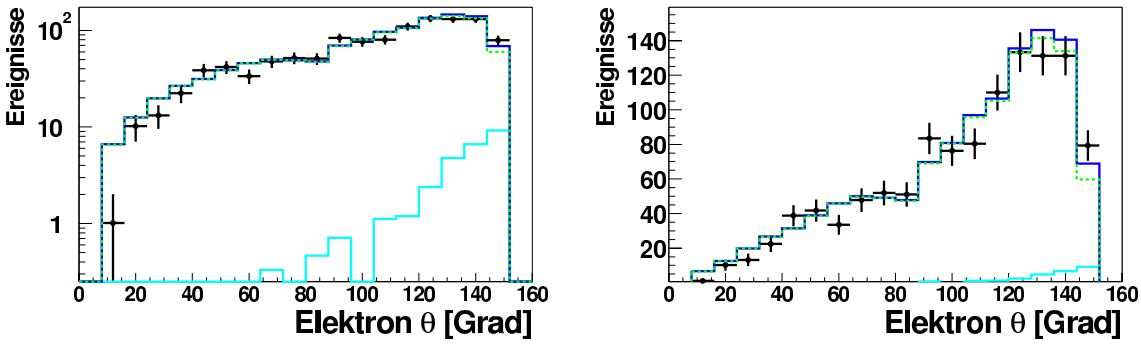


Abb. 5.12: θ des Elektrons im Photon-Elektron-Kanal (links linear und rechts logarithmisch abgetragen).

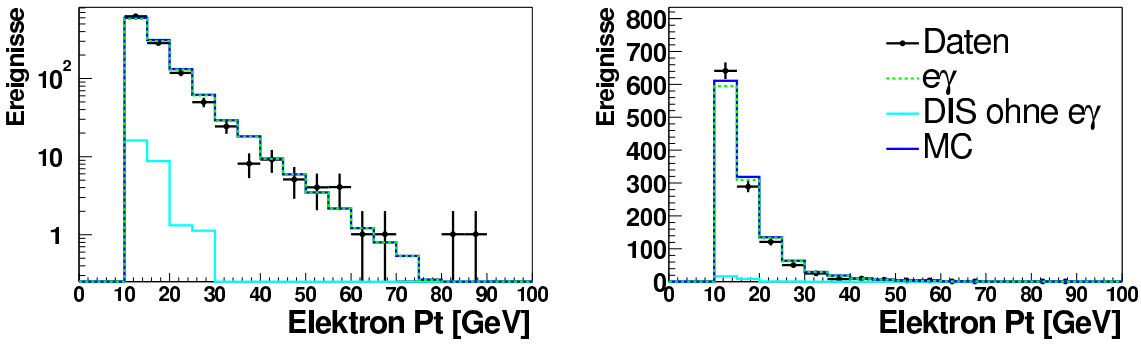


Abb. 5.13: Transversalimpuls-Verteilung der Elektronen im Photon-Elektron-Kanal (links linear und rechts logarithmisch abgetragen).

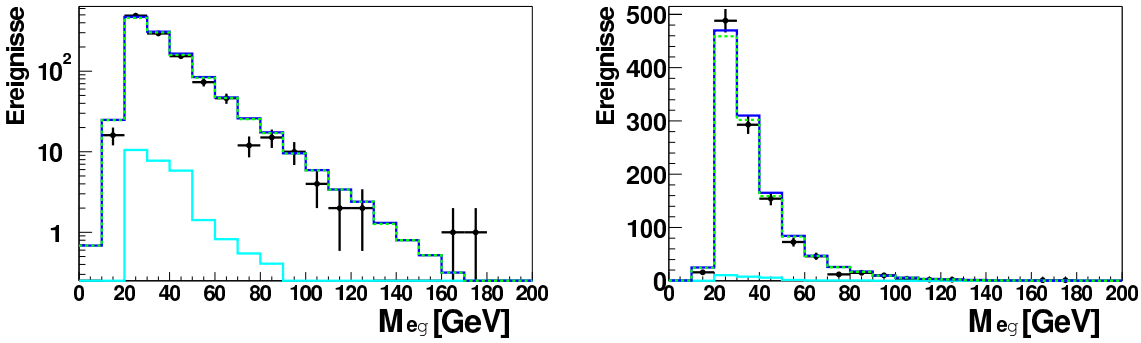


Abb. 5.14: Die invariante Masse von Elektron und Photon (links linear und rechts logarithmisch abgetragen).

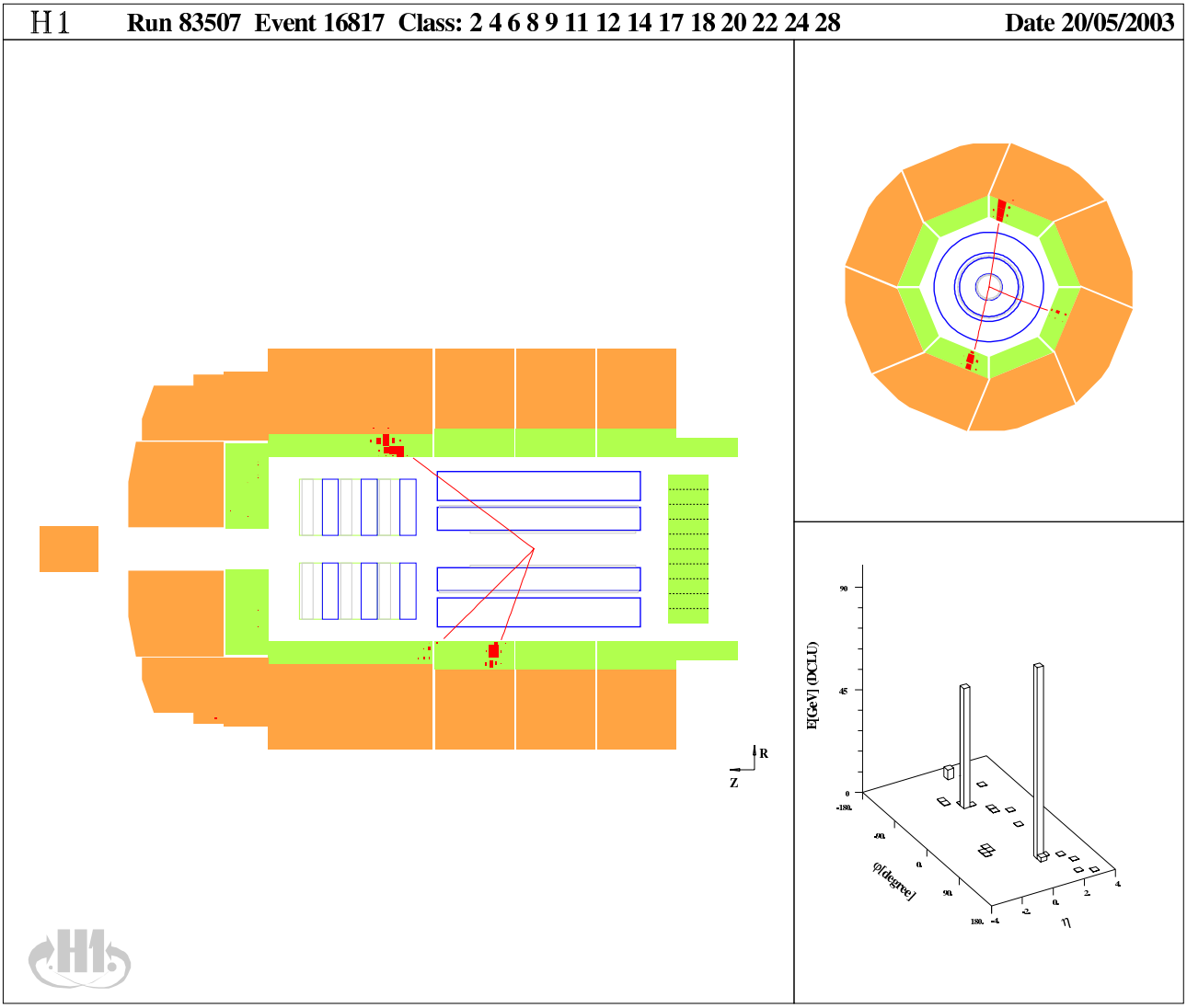


Abb. 5.15: Ein Zwei-Elektron-Ereignis. Das Elektron-Paar hat eine invariante Masse von 111 GeV. Die Transversalimpulse der Elektronen sind 54 und 50 GeV. In allen Identifikationskriterien liegen die Werte der Elektronen nicht nahe an den Schwellenwerten. Unten links ist ein weiterer Elektron-Kandidat mit geringer Energie zu erkennen.

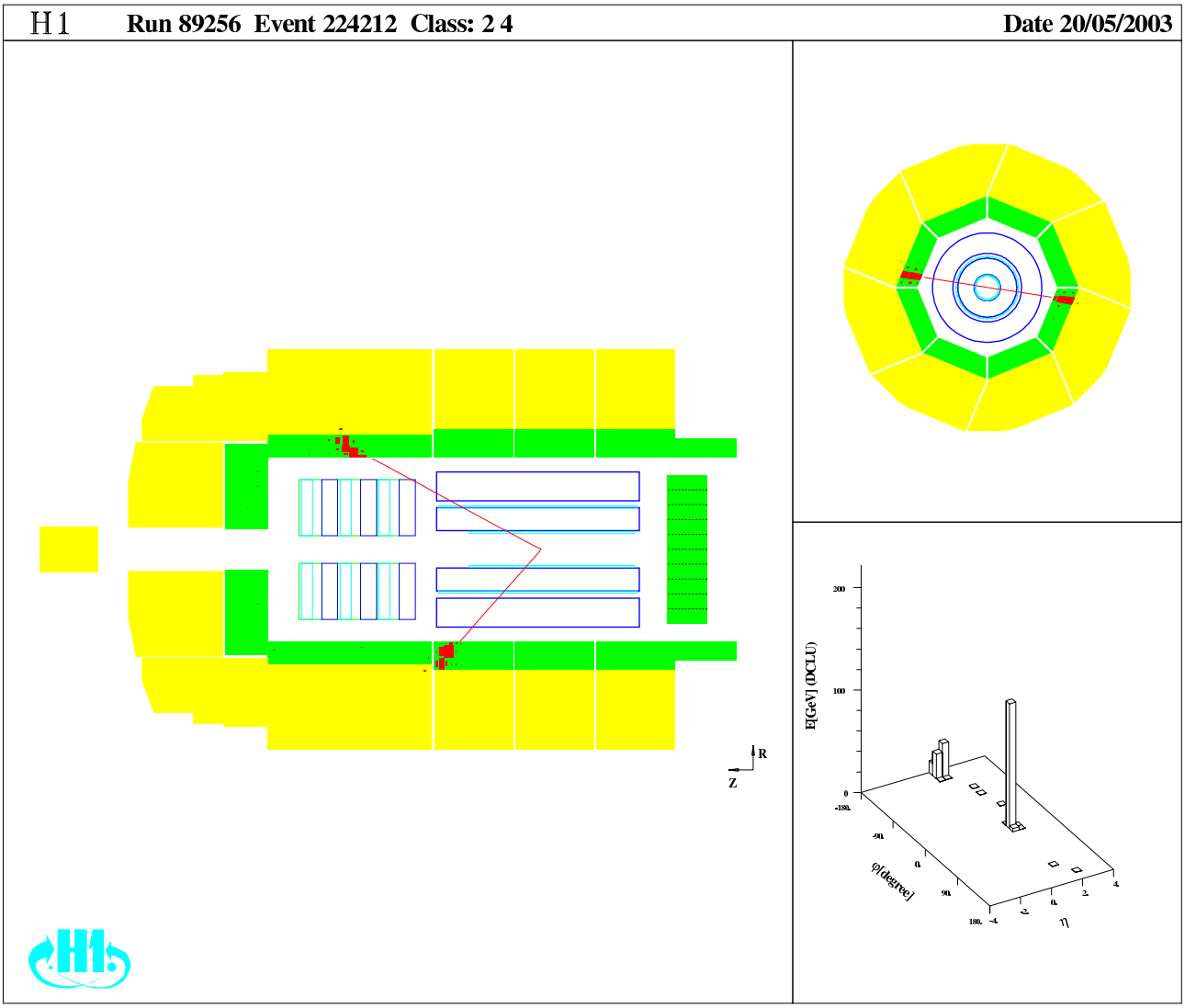


Abb. 5.16: Ein Zwei-Elektron-Ereignis. Das Elektron-Paar hat eine invariante Masse von 130 GeV. Die Transversalimpulse der Elektronen sind 55 und 45 GeV. In allen Identifikationskriterien liegen die Werte der Elektronen nicht nahe an den Schwellenwerten.

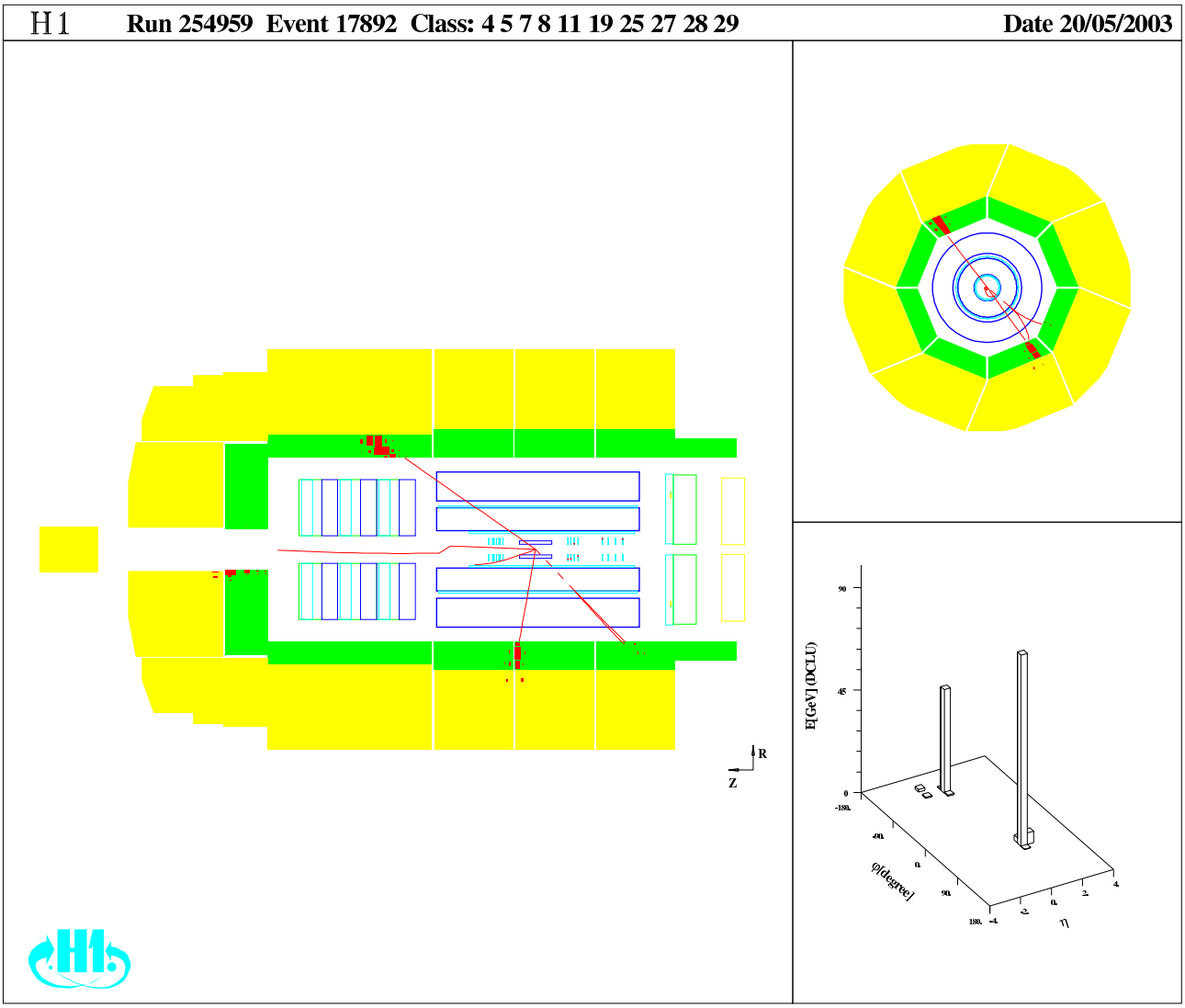


Abb. 5.17: Ein Zwei-Elektron-Kandidat. Das Elektron-Kandidaten-Paar hat eine invariante Masse von 113 GeV. Die Z-Koordinate des unteren Elektron-Kandidaten ist 20.5 cm und liegt somit über dem Schwellenwert des Z-Crack-Schnittes von 18 cm. Das Minimum der Effizienz des Elektronnachweises im Z-Crack liegt bei ca. 23 cm [14] und es wird in dieser Arbeit auf ± 5 cm geschnitten. In diesem Z-Crack-Bereich ist die Effizienz des Elektron-Suchalgorithmuses QESCAT gering und schlecht beschrieben (s. [7] S.66 Fig. 7.7). Die Estimatoren von QESCAT werden in diesem Bereich (Z-Crack) also schlecht simuliert.

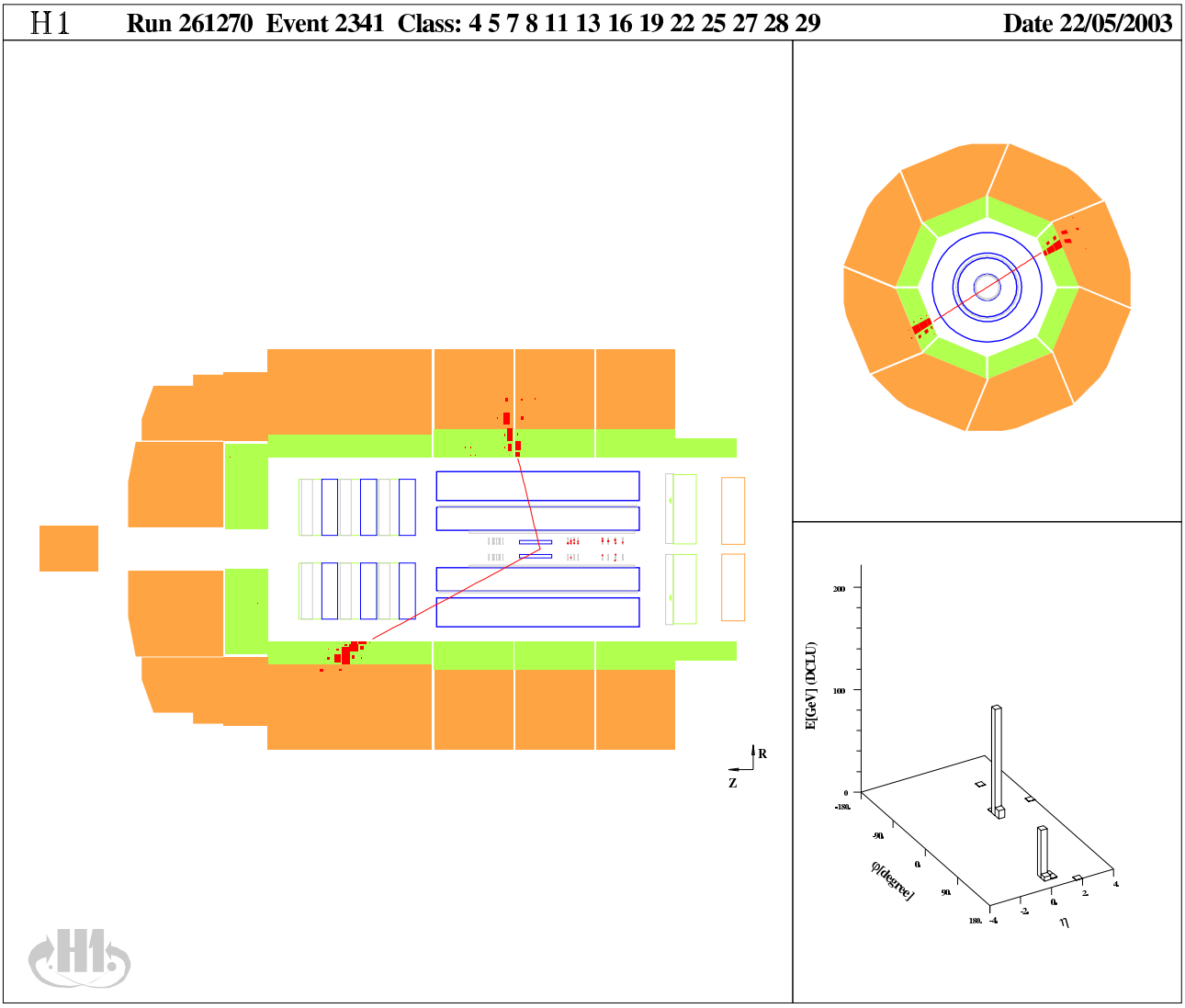


Abb. 5.18: Ein Zwei-Elektron-Kandidat. Das Elektron-Paar hat eine invariante Masse von 119 GeV. Bei dem oberen Elektron-Kandidaten ist auch eine geringe Energiedeposition im hadronischen Anteil des Kalorimeters sichtbar. Zudem ist eine geringfügige Energiedeposition auch in der Umgebung des Kandidaten erkennbar. Der Wert der kalorimetrischen Isolation bei einem Konus von 0.75 in der $\eta\phi$-Ebene ist 0.9761 (Schnittgrenze 0.975), der Anteil der elektromagnetischen Energie beträgt 0.925 (Schnittgrenze 0.895). Die Z-Koordinate ist 25.26 und liegt somit nur ca. 2 cm vom Minimum der Elektron-Effizienz im Z-Crack entfernt.

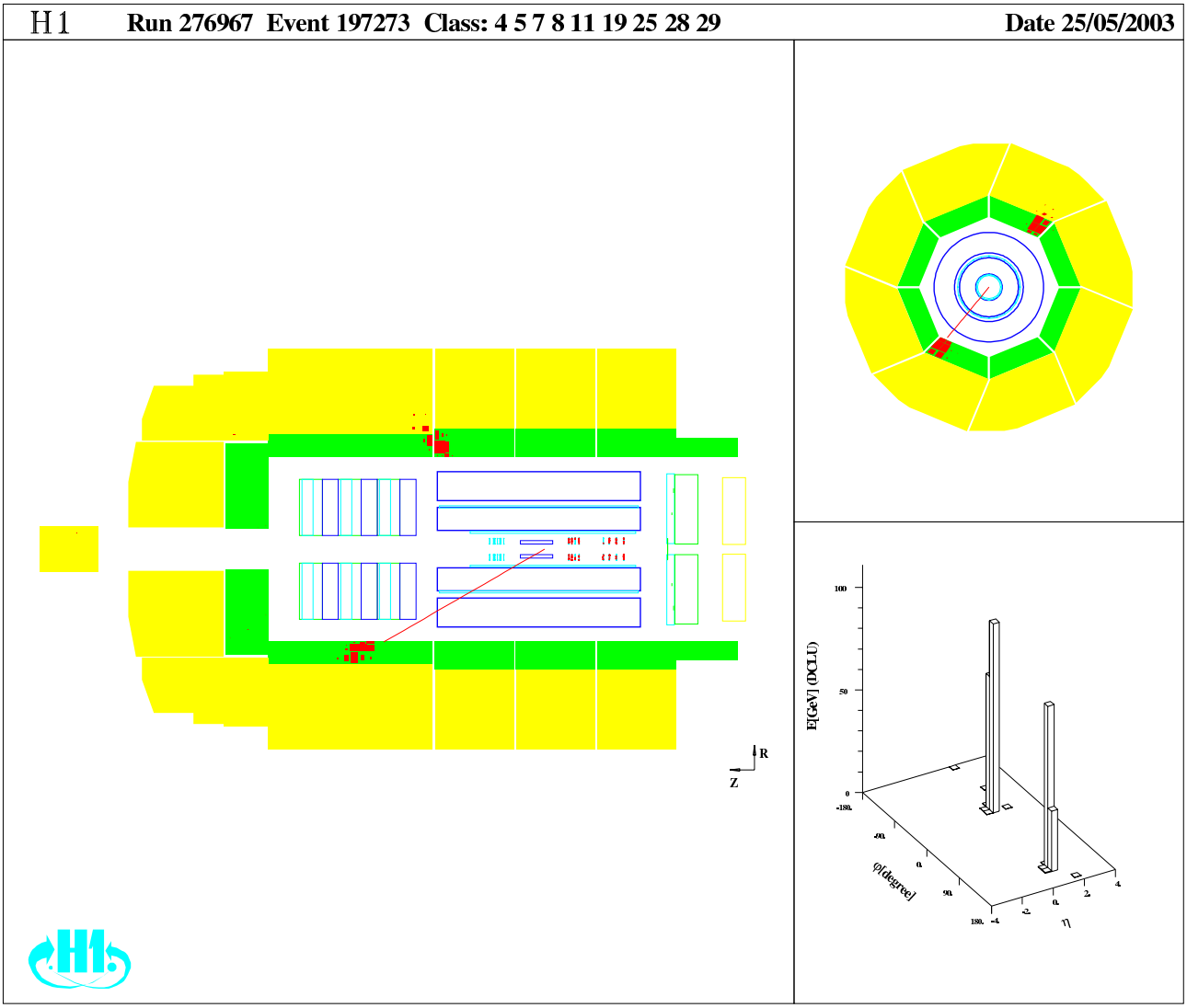


Abb. 5.19: Ein Elektron-Photon-Ereignis. Die Elektron-Photon-Masse ist 167 GeV. Die Transversalimpulse sind 84 und 80 GeV.

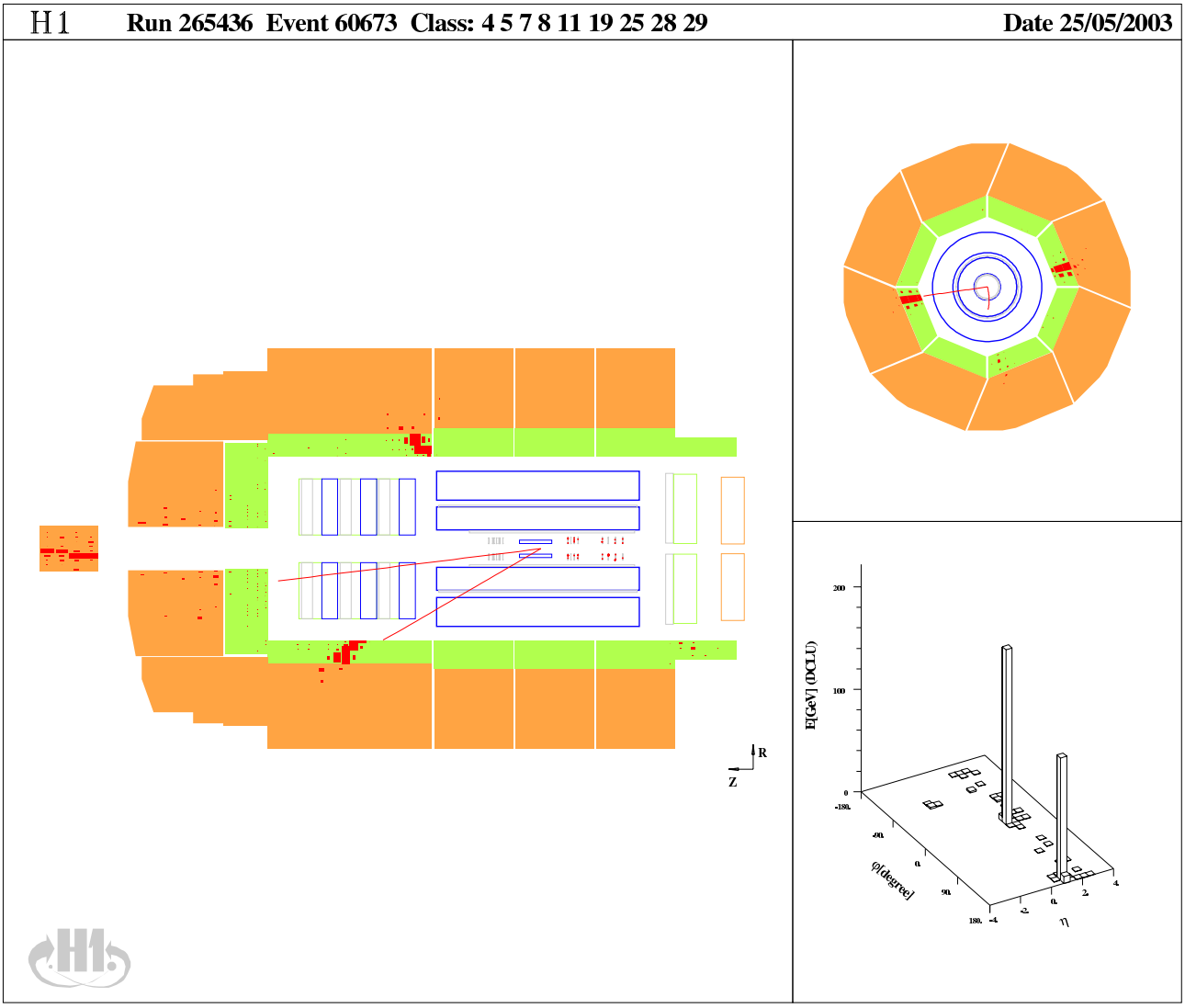


Abb. 5.20: Ein Elektron-Photon-Ereignis. Die Elektron-Photon-Masse ist 177 GeV. Die Transversalimpulse sind 89 und 84 GeV.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist in den Multi-Elektron-Kanälen und im Elektron-Photon-Kanal bei hohen Transversalimpulsen nach Abweichungen vom Standard-Modell gesucht worden. Hierzu wurde die Identifikation der Elektronen und Photonen ausführlich studiert. Die Isolation des elektromagnetischen Schauers zur nächsten Energiedeposition im Kalorimeter ist erweitert worden, um Fehlidentifikationen aufgrund von Pionen zu reduzieren. Weiterhin wurde die Proportionalkammer CIP zur Identifikation von Elektronen und Photonen verwendet. Die CIP eignet sich, um Photonen von Elektronen zu trennen, da Elektronen ein Signal in den Proportionalkammern der CIP erzeugen, die das Elektron durchläuft. Im vorwärtigen Bereich werden für Elektronen entsprechende Signale verlangt. Dies unterdrückt signifikant den Pion- und Photonuntergrund zum Elektronsignal. Für Photonen wird verlangt, dass kein entsprechendes Signal in der CIP erzeugt wurde. Dieses Kriterium ist insbesondere für eine vom betrachteten Kanal unabhängige Identifikationsmethode von Bedeutung, denn der Großteil des Untergrundes entsteht in vielen denkbaren Kanälen dadurch, dass ein Elektron keine gemessene Spur hinterlassen hat. Weitere Identifikationskriterien sind dem Messverhalten der verschiedenen Detektorkomponenten entsprechend eingestellt worden. Die oben genannten Modifikationen der Identifikationskriterien verbessern insbesondere die Elektronenidentifikation im vorwärtigen Bereich. Die Unterscheidung von Elektron und Photon verbessert sich im gesamten θ-Bereich erheblich.

Die verbesserten Identifikationskriterien werden dann zur Untersuchung von Endzuständen mit mehreren Elektronen und Endzuständen mit einem Elektron und einem Photon angewandt. Die neuen Identifikationskriterien ermöglichen es, den betrachteten Phasenraum im Vergleich zu anderen Analysen dieser Kanäle zu erweitern. Erstmalig wurden Zwei-Elektron-Ereignisse mit einem Elektron zwischen 10 und 20 Grad bei hohem Transversalimpuls analysiert.

In den betrachteten Kanäle wurde keine signifikante Abweichung vom Standard-Modell festgestellt. Die Erkenntnisse über Identifikationskriterien fließen zudem in die aktuelle Analyse [2] ein.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Das DESY-Gelände in Hamburg 3
2.2 Der H1 Detektor 5
2.3 Die Spurkammern 6
2.4 Querschnitt durch die zentralen Spurkammern 7
2.5 Schematische Darstellung der CIP 8
2.6 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter 9
2.7 Der Protonen-Rest-Tagger 10
2.8 Schematische Darstellung des Triggerverlaufes 12

3.1 Darstellung der Elektron-Proton Streuung in niedrigster Ordnung . . . 13
3.2 Darstellung der QED-Compton Prozesse 16
3.3 Darstellung der Zwei-Photon Prozesse 18
3.4 Darstellung der QED-Compton Prozesse mit Photonkonversation . . . 18
3.5 Darstellung der Drell-Yan-Artigen Prozesse 19
3.6 Der Protonvertex 20
3.7 Aufteilung des Phasenraumes in kinematische Bereiche 20

4.1 Wechselwirkung von Elektronen und Photonen in Materie 26
4.2 Kontroll-Histogramme für den Basisdatensatz 31
4.3 Triggerelement Effizienzen der S67 Triggerelemente 34
4.4 Massenabhängigkeit vom Θ-Bereich der Elektronen 35
4.5 Kalorimetrische Isolation mit verschiedenen Isolation-Koni und in verschiedenen Θ-Bereichen 37
4.6 Hadronische Isolations-Koni 38
4.7 Kontroll-Histogramme nach den Schnitten der kalorimetrischen Isolation 38
4.8 Der Spur-Schauer-Abstand der Elektron-Kandidaten für verschiedene Θ-Bereiche 40
4.9 Der Pt-Vergleich der Elektron-Kandidaten für verschiedene θ-Bereiche . 42
4.10 Der Spur-Spur-Abstand der Elektron-Kandidaten für verschiedene Spurklassen und Θ-Bereiche 44
4.11 Das CIP Vergleich-Kriterium für verschiedene Θ-Bereiche 46
4.12 Elektron Identifizierungseffizienz (θ) im DIS-Datensatz 48

4.13 Elektron Identifizierungseffizienz (P_t) im DIS-Datensatz 49
4.14 Elektron Identifizierungseffizienz in einem elastischen QED-Compton Datensatz 49
4.15 Spur-Schauer-Abstand in cm von Photonen für unterschiedliche Spurklassen 52
4.16 Spur-Schauer-Abstand in R von Photonen für unterschiedliche Spurklassen 53
4.17 CIP-Vergleich für Photonen im Elektron-Photon-Kanal 54
4.18 CIP-Vergleich für Elektronen im Elektron-Photon-Kanal 54
4.19 Effizienz für Photonen 55
4.20 CIP-Effizienz für Elektronen 57
4.21 Effizienz für Elektronen der CIP 58

5.1 θ-Verteilungen im ee-Kanal 60
5.2 Pt-Verteilungen im ee-Kanal 61
5.3 Masse-Verteilungen im ee-Kanal 61
5.4 E-P_z-Verteilung im ee-Kanal. 61
5.5 θ- und P_t-Verteilung im eee-Kanal 62
5.6 Masse-Verteilung im eee-Kanal und für alle Multi-Elektron-Ereignisse . 63
5.7 Masse-Verteilung und kalorimetrische Isolation im eee-Kanal mit gelockerter Isolation 64
5.8 Masse-Verteilung und CIP-Vergleich bei gelockertem CIP-Vergleich . . 65
5.9 Massen und E-P_z Verteilungen im eeeKanal 65
5.10 θ-Verteilung der Photonen 66
5.11 Pt-Verteilung der Photonen im Photon-Elektron-Kanal 67
5.12 θ-Verteilung der Elektronen im Photon-Elektron-Kanal 67
5.13 Pt-Verteilung der Elektronen im eγKanal 67
5.14 Masse-Verteilung im eγKanal 68
5.15 Ereignisdarstellung eines ee-Ereignisses mit hoher invarianter Masse . . 69
5.16 Ereignisdarstellung eines ee-Ereignisses mit hoher invarianter Masse . . 70
5.17 Ereignisdarstellung eines ee-Kandidaten mit hoher invarianter Masse im Z-Crack 71
5.18 Ereignisdarstellung eines ee-Kandidaten mit hoher invarianter Masse im Z-Crack 72
5.19 Ereignisdarstellung eines $e\gamma$-Kandidaten mit hoher invarianter Masse . 73
5.20 Ereignisdarstellung eines $e\gamma$-Kandidaten mit hoher invarianter Masse . 74

Tabellenverzeichnis

1.1 Schwerpunktsenergien und beschleunigte Teilchen der drei größten Speicherringe 2

3.1 Schwellenwerte zur Unterscheidung von quasielastischen und tiefinelastischen Ereignissen 22

4.1 Wechselwirkungslängen von Hadronen und Elektronen in verschiedenen Materialien 28
4.2 Schwellenwerte und Definition der Elektron-Estimatoren 29
4.3 Schnitte des Basisdatensatzes 30
4.4 Effektivität der verschiedenen Schnitte in der Multi-Elektron-Analyse . 50
4.5 Effizienz-Korrektur-Faktoren des Proton-Remanent-Tagger 56

5.1 Kinematische Bereiche der selektierten Elektronen und Photonen 59
5.2 Identifikationskriterien für das dritte Elektron 62
5.3 Vergleich von Standard-Modell und Daten bei hohen invarianten Massen in den Multi-Elektron-Kanälen 63
5.4 Vergleich von Standard-Modell und Daten bei hohen invarianten Massen im $e\gamma$-Kanal 66

Literaturverzeichnis

[1] M. Kuze, T. Sirois, Search for Particles and Forces beyond the Standard Model at HERA ep and Tevatron $p\overline{p}$ Colliders, DESY-Internal Note DESY-02-165 (2002).

[2] General Research for New Phenomena at H1, H1-Collaboration, (vorausichtlich 2003).

[3] C. Diaconu, E. Sauvan, C. Vallée, H1-Internal T0, High P_t Multi-Electron Produktion at HERA, 28.Feb 2003.

[4] Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at Hera.

[5] D. Hoffmann: Dissertation, Zwei-Elektronen-Ereignisse im H1-Detektor, Uni-Hamburg (2000).

[6] P. Bruel, Dissertation, Orsay (1998).

[7] B. Heinemann, Dissertation, Measurement of Charged an Neutral Current Cross Section in Positron-Proton Collisions, Uni-Hamburg (1999).

[8] J. Scheins, Dissertation, Suche nach Kontakt-Wechselwirkungen und Gravitationseffekten in der tief-inelastischen Streuung bei Hera, RWHT-Aachen (2001).

[9] N. Artege, G. Romero, C. Carimalo, P. Kessler, Zeit.f.Phys. C52 289 (1991).

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

[11] R. Burn, R. Hagelberg, M. Handsroul und C. Lassalle, GEANT: Simulation Programm For Particle Physics Experiments, User Guide And Reference Manual, (1991).

[12] internal H1 software package.

[13] T. Abe, GRAPE-Dilepton (Version1.1): A Generator for dilepton production in ep collisions, Comput. Phys. Commu. 136 [arXiv:hep-ph/0012029] (2001).

[14] C. Diaconu, E. Sauvan, C. Vallée, Conference Paper, 31_{st} Inter. Conf. on High Energy Physics, Multi-Electron Production at High Transverse Momentum in ep collisionws at HERA, 2002.

[15] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata und Y. Shimizu, KEK Report 92-19 (1993).

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

[17] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelmann und T. Sjöstrand, Parton fragmentation an string dynamics, Phys.Rept.97 (1983).

[18] A. Mucke, R. Engel, P. Rachen, R. J. Protheroe und T. Stanev, Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics, Compu. Phys. Commun. 101 [arXiv:hep-ph/9903478] (2000).

[19] S. P. Baranov, O. Dünger, H. Shooshtari und J. A. Vermaseren, LPAIR: A generator for lepton pair production, Physics at HERA, vol. 3 1478-1482. (1991).

[20] P. Kandel, Diplomarbeit, Monte-Carlo-Untersuchungen zur Weitwinkelbremsstrahlung im H1-Detektor, I. Physikalisches Institut RWTH-Aachen (1998).

[21] S. Kawabata, A New Version of the Multi-dimensional Integration and Event Generation Package BASES/SPRINGS, KEK PrePrint 94-197 Feb. 1995H/D.

[22] H. Jung, The RAPGAP Monte Carlo for Deep Inelastic Scattering, www-h1.desy.de/~jung/rapgap/rapgap.208.ps.gz (2001).

[23] DJANGO 2.1: G. A. Schuler und H. Spiesberger, Proceedings of the workshop Physics at Hera, Vol. 3 Monte-Carlo Generators, Eds.W.Buchmüller, GH.Ingelmann (1991).

[24] E. Segré , Nuclei and Particles, Benjamin, New York, (1995).

[25] E. Chabert et al. Marsaille, An Updated PHAN package for cosmic and halomuon topological rejection in high Pt physics analysis, internal H1 software package, H1 Internal Note h1-1198-556 (1998).

[26] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys.Rev. D50 1173 (1994).

[27] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studien Bücher (1992).

[28] B. Rossi Hight Energy Particles. Prentice Hall Inc., Englewood Cliffs, NJ (1995).

[29] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press (1954).

[30] C. Caso et al., Review of Particle Physics , European Physical Journal, Seite 794 (1998).

[31] G. Moliére, Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen, Teil I: Zeitschrift für Naturforschung 2a, 133-145 (1947) Teil II 3a, 78-97 (1948).

[32] G. Bathow, E. Freytag, Measurements of longitudinal and lateral development of electromangetic cascades in lead, copper and aluminium at 6 GeV, Nuclar Physics B20, 592-602 (1970).

[33] P. Thomson, Dissertation, University of Birmingham, England (1999).

[34] F. P. Schilling, Dissertation, Diffractive jet production in deep-inelastic e^+p collisions at Hera, Desy (2001).

[35] Lee West, H1 internal Note, How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code (2000).

[36] C. Schmitz, Diplomarbeit, Elektroproduktion von Myon-Paaren im Massenbereich der Υ-Resonanz, RWTH-Aachen (2002).

Danksagung

Zuerst möchte mich bei Prof. Dr. Ch. Berger als betreuenden Gutachter, sowie bei Prof. G. Flügge als Zweitgutachter, für die Ermöglichung dieser Diplomarbeit bedanken. Ich möchte mich auch bei den Aachenern Physikern in Hamburg bedanken, namentlich bei Adil Aktas, Dr. Sascha Caron, Gilles Frising, Dr. Hans U. Martyn, Dr. Boris Leißner, Martin Wessels und Anja Vest, welche alle zum Gelingen der Arbeit beitrugen. Hierbei gilt mein besonderer Dank meinen Bürokollegen Sascha Caron und Gilles Frising. Nicolas Keller gilt zudem mein Dank, da er mir den Code zum Auslesen der CIP zugänglich machte und zudem stets zu Diskussionen bereit war. Zudem möchte ich mich bei meinen Eltern für ihre Unterstützung bedanken.