

Trigger- und Datenanalyse von $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen
im H1-Detektor bei HERA

von
Georg Ihorst

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule
Aachen

im Oktober 1993

angefertigt im

III. Physikalischen Institut Lehrstuhl B
(Prof. Dr. G. Flügge)

G. Ihorst

Trigger- und Datenanalyse von $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen
im H1-Detektor bei HERA

von
Georg Ihorst

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule
Aachen

im Oktober 1993

angefertigt im

III. Physikalischen Institut Lehrstuhl B
(Prof. Dr. G. Flügge)

Inhaltsverzeichnis

1	Elektron-Proton-Streuexperimente	4
1.1	Kinematische Größen der Lepton-Nukleon-Streuexperimente	5
1.2	Entwicklung der Charm-Quark-Physik	7
1.2.1	Modelle der J/ψ -Erzeugung bei γ -Proton Kollisionen	8
1.2.2	Kinematik der Photon-Gluon-Fusion	9
2	Der H1-Detektor bei HERA	11
2.1	Die HERA-Anlage	11
2.2	Der H1-Detektor	13
2.3	Der Aufbau des H1-Detektors	13
2.4	Für die $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle wichtige Detektorkomponenten	17
2.4.1	Merkmale der Spurkammer	17
2.4.2	Eigenschaften des Kalorimeters	19
2.5	Der H1-Trigger	22
2.5.1	Untergrundereignisse bei H1	22
2.5.2	Der Level-1-Trigger	22
2.5.3	Level-2 und Level-3-Trigger	23
2.5.4	Der Level-4-Trigger	23
3	Rekonstruktion und Simulation von Daten bei H1	24
3.1	Rekonstruktion und Simulation von J/ψ 's bei H1	25
3.2	Eigenschaften der J/ψ -Zerfälle im H1-Detektor	26
3.2.1	Kinematik der Zerfallsleptonen der J/ψ 's	26
3.2.2	Bestimmung der invarianten Masse der J/ψ 's	29
4	Elektronidentifizierung	31
4.1	Eigenschaften von Schauern	31
4.2	Vermessung der Schauer	34
4.3	Größen zur Elektronidentifizierung	34
4.4	Anwendung auf sichere Elektronereignisse (cosmic-myon- gestreute Elektronen) .	36
4.5	Untersuchung von Monte-Carlo-Pionen	37
4.6	Vergleich von Monte-Carlo-Ereignissen mit H1-Daten	37
4.6.1	Vergleich der Schauerenergie bei verschiedenen Teilchen	38
4.6.2	Vergleich bei der Schauerlänge	41
4.6.3	Vergleich bei der Schauerbreite	45
4.6.4	Vergleich bei anderen Schauerparametern	49
4.7	Effizienz der Elektronenerkennung	55

5	Datenselektion	57
5.1	L4-Trigger-Analyse	57
5.2	Analyse der vom Level-4-Trigger abgewiesenen Ereignisse	59
5.3	Daten-Selektion für POT,DST	60
5.4	Datenselektion für den $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall	60
6	Datenanalyse von $J/\psi \rightarrow e^+e^-$-Zerfällen	63
6.1	Die gewählten Schnitte bei der Analyse	63
6.2	Effizienz in Hinblick auf Monte-Carlo-Daten	63
6.3	Datenanalyse	64
6.3.1	Die ersten Schritte der Analyse	64
6.3.2	Analyse der Daten im Jahr 1992	65
6.3.3	Analyse der Daten im Jahr 1993	68
	Literaturverzeichnis	72
	Danksagung	74

Einleitung

Bei HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage) können neuartige Experimente zur Elektron-Proton-Streuung durchgeführt werden. Hierfür wurden bisher zwei Detektoren gebaut: der ZEUS- und der H1-Detektor.

Mit diesen Großinstrumenten können, unter anderem, auch Elementarteilchen mit schweren Quarks untersucht werden. Eins davon ist das J/ψ . Ein Ziel bei dieser Untersuchung ist die Vermessung der Gluondichte in neuen kinematischen Bereichen.

Das J/ψ erzeugt eine gut erkennbare Ereignissignatur im Detektor, da es zu jeweils 6 % in ein Elektron-Positron- oder Myon-Antimyon-Paar zerfällt. Diese hinterlassen in einem Magnetfeld zwei entgegengesetzt gekrümmte Spuren in den Spurkammern.

Ein Entstehungsprozeß der J/ψ 's wird durch die Photon-Gluon-Fusion beschrieben. Durch diesen Prozeß kann aus den kinematischen Eigenschaften der J/ψ -Produktion eine Gluonstrukturfunktion berechnet werden. Die Gluonstrukturfunktion gibt die Verteilung des Gluons, ein zwischen den Quarks der Nukleonen wechselwirkendes Teilchen, wieder.

Von Nachteil bei dieser Art der Bestimmung der Gluonstrukturfunktion ist allerdings der recht geringe Wirkungsquerschnitt von etwa 15 nbarn^1 bei der J/ψ -Produktion unter HERA-Bedingungen.

Im Jahr 1992 wurde beim H1-Experiment eine integrierte Luminosität von etwa 25 nbarn^{-1} erreicht. Somit konnte mit einer Rate von etwa 375 produzierten J/ψ 's gerechnet werden. Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die Messung dieser J/ψ -Zerfälle nachzuweisen. Hierzu wurde vor allem an der Identifizierung der Elektronen und Positronen in einem bestimmten Zerfallskanal des J/ψ 's gearbeitet.

Im ersten Kapitel wird kurz auf die HERA-Physik eingegangen. Danach erfolgt eine kurze Heranführung und Beschreibung der J/ψ -Physik.

Im zweiten Kapitel wird über die HERA-Anlage und speziell den H1-Detektor berichtet. Hierbei werden auch die einzelnen Detektorkomponenten beschrieben. Die Spurkammern und das Flüssig-Argon-Kalorimeter erhalten dabei als Hauptdetektorelemente zum Nachweis von $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Reaktionen eine besondere Berücksichtigung.

Im dritten Kapitel werden die Hauptprogramme zur Analyse der beim H1-Detektor entstehenden Prozesse vorgestellt. Hierbei wird auch der Ereignisgenerator beschrieben, der eine Monte-Carlo-Simulation der zu untersuchenden Vorgänge bei der J/ψ -Produktion ermöglichte.

Im vierten Kapitel erfolgt ein Bericht über die Elektronidentifikation, die zur Unterscheidung der J/ψ 's von den Untergrunddaten verhilft.

Im fünften Kapitel wird die Effektivität des L4-Triggers bei J/ψ -Ereignissen beschrieben, wobei simulierte J/ψ 's einem Triggertest unterzogen wurden. Wesentliches Ziel war hierbei die Bestimmung der Triggerakzeptanzraten, d.h. das Verhältnis der akzeptierten J/ψ -Ereignisse zu den insgesamt produzierten J/ψ -Ereignissen beim H1-Detektor. Danach schließt sich ein Bericht über die weitere Filterung der Daten an. Hierbei geht es dann um die Weiterselektion der Daten zur rationelleren Analyse in den einzelnen Rechnersystemen. Die Effektivität einer speziellen Selektion der in ein Elektron-Positron-Paar zerfallenden J/ψ 's wurde ermittelt.

Im sechsten Kapitel wird die konkrete J/ψ -Analyse beschrieben, die sich auf die Daten des Jahres 1992 bezieht.

Am Ende steht eine Zusammenfassung dieser Arbeit.

¹Ein nbarn = 10^{-9} barn entspricht 10^{-33} cm^2 .

Kapitel 1

Elektron-Proton-Streuexperimente

Bei Streuungen von α -Teilchen an den Atomen einer Goldfolie gelang es 1914 Rutherford die Struktur von Kernen, die nur einen Durchmesser von 10^{-13} cm im Vergleich zu den etwa 10^{-8} cm großen Atomausmaßen hatten, zu belegen. Dies eröffnete den Bereich der Kernphysik.

In den späten sechziger Jahren gelang es durch Elektron-Nukleon-Streuexperimente Substrukturen in Proton und Neutron, den Bestandteilen der Atomkerne, nachzuweisen. Dies war ein Beweis für die Parton- oder Quarkstruktur dieser Teilchen.

Mit HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) ist es möglich, neuartige kinematische Bereiche bei der Elektron-Proton-Streuung zu studieren. Bei einer Energie der Protonen von 820 GeV ¹ und der Elektronen von 27 GeV können Schwerpunktennergien von etwa 300 GeV erreicht werden. Dies bedeutet, daß im Proton Strukturen aufgelöst werden können, die umgerechnet 10^{-17} cm groß sind. Das ist etwa zehntausendmal kleiner als der Durchmesser des Protons selbst.

Die Erklärung dieser Streuexperimente erfolgt zumeist durch das Quark-Partonmodell, das bei den früheren Streuexperimenten große Erfolge aufweisen konnte.

Der Hauptbestandteil dieses Quarkmodells ist die Annahme von Quarks als Substrukturen des Protons oder Neutrons. Die starke Wechselwirkung der Quarks untereinander wird durch die Quantenchromodynamik erklärt. Diese Theorie beschreibt Gluonen als Kräfteaustauschteilchen zwischen den Quarks.

Ein besonderes Merkmal dieser Theorie ist, daß Quarks niemals als freie Teilchen auftreten. Falls jedoch bei Streuexperimenten hohe Impulsüberträge auf das Proton vermittelt werden können, verhalten sich die gestoßenen Quarks bei diesem Impulsübertrag für eine kurze Zeit wie freie Teilchen. Hierdurch kann dann, unter anderem, die Rolle der Gluonen, als Träger der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks, bei neuartig hohen Impulsüberträgen vermessen werden.

Die Wechselwirkung vom Elektron her geschieht entweder durch einen neutralen Strom, d.h. durch ein Photon oder Z-Boson oder durch einen geladenen Strom über ein W^{\pm} -Boson. Der Impulsübertrag durch ein W- oder Z-Boson geschieht allerdings relativ selten.

¹Ein GeV entspricht etwa $1.6 \cdot 10^{-10}$ Joule

1.1 Kinematische Größen der Lepton-Nukleon-Streuexperimente

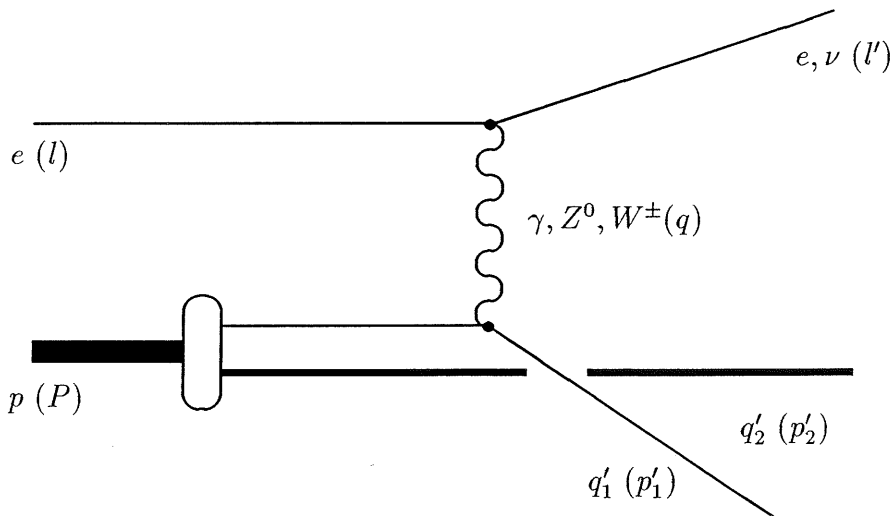


Abbildung 1.1: Tief inelastische Elektron-Protonstreuung. Als Austauschteilchen fungieren hierbei Z^0, W^\pm bei der schwachen Wechselwirkung oder γ 's bei der elektromagnetischen Wechselwirkung. Das bei der Streuung beteiligte Quark fragmentiert oftmals, d.h. bei dessen Abtrennung vom Proton bilden sich neue hochenergetische Teilchen. Diese zeigen sich dann als einen "Jet", einen Strom von hochenergetischen Teilchen. (Nach [Jan92])

Die Beschreibung der kinematischen Größen bei der Elektron-Proton-Kollision findet zumeist in folgender Weise statt [Fel92]:

$$e(l) + p(P) \rightarrow e(l') + X(x')$$

$l, P, l', x' = p_1' + p_2'$ sind dabei die Viererimpulse des ankommenden bzw. gestreuten Elektrons oder Protons und des bei der Streuung entstehenden Fragmentierungsrestes.

$X = q_1' + q_2'$ ist die Summe der Teilchen, die sich bei der Streuung gebildet haben, zusammen mit dem Proton. Das Proton kann sich bei dieser Streuung auch in andere protonähnliche Teilchen mit gleicher Baryonenzahl verwandeln. Für die nächsten angegebenen Formeln kann dieser Anteil zunächst noch unberücksichtigt bleiben.

Als wichtigste Parameter werden zumeist x_B , y und Q^2 angegeben. x_B bezieht sich hierbei auf den Parameter x nach Björken.

$$Q^2 = -(l - l')^2 = -q^2$$

$$x_B = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l}$$

Diese Größen sind bei Vernachlässigung der Elektron- und Protonmasse in einfacher Weise mit der Gesamtschwerpunktenergie s der Elektron-Proton-Kollision verbunden.

$$s = (l + P)^2$$

$$x_B = \frac{Q^2}{sy}$$

Bei den Elektron-Proton-Streuexperimenten bei HERA können die Wechselwirkungen in neuen Bereichen von x_B studiert werden. Bei Q^2 -Werten von 5 bis 30 $(GeV/c)^2$ werden Bereiche bis $x_{B,min} = 10^{-4}$ erreicht.

Das bekannteste der physikalischen Forschungsziele von HERA ist die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$. Diese Strukturfunktion wurde bisher schon in vielen anderen Experimenten vermessen und kann jetzt mit HERA in neuartige kinematische Regionen erweitert werden. Die $F_2(x, Q^2)$ -Strukturfunktion gibt in erster Ordnung die elektromagnetische Streuung des Elektrons an die Quarks des Protons wieder. Die Kräfte, bei denen die Gluonen als Austauschkräfte zwischen den Quarks eine Rolle spielen, müssen bei der Bestimmung dieser Strukturfunktion nur in zweiter Ordnung berücksichtigt werden. Sie spielen hierbei nur eine untergeordnete Rolle

Bei der Elektron-Proton-Streuung können die Quarks besser durch die Photon-Gluon-Fusion vermessen werden. Diese wird später in den Kapiteln über die J/ψ -Physik genauer beschrieben. Durch die Bestimmung dieser Strukturfunktion kann nachgeprüft werden, ob das Standardmodell über die Wechselwirkung der Quarks mit den Gluonen auch weiterhin seine Gültigkeit bei diesen hohen Schwerpunktenergien hat.

1.2 Entwicklung der Charm-Quark-Physik

In den sechziger Jahren wurde bei der Entwicklung der Quark-Physik ein neues Ordnungsschema für die Einteilung der bisher bekannten Mesonen und Hadronen vorgeschlagen.

Das gängigste Schema war dabei das Prinzip des achtfachen Weges. Die bekannten Quarkquantenzahlen up, down und strange bildeten hierbei eine $SU(3)$ -Gruppe, in der sich dann acht ($3^2 - 1 = 8$) Mesonen einordnen ließen.

Aus Symmetriegründen entstanden hierbei auch Überlegungen, diese $SU(3)$ -Gruppe zu einer $SU(4)$ -Gruppe zu erweitern.

Die Elementarteilchen der Teilchenphysik in den sechziger Jahren:

Wechselwirkungen :	Photon, Graviton, schwache Ströme	
Leptonen:	Elektron	Myon
	Elektronneutrino	Myonneutrino
Quarks:	up	??????
	down	strange

Der bekannteste Ansatz war dabei die Einführung einer zusätzlichen Quarkquantenzahl "Charm" [Bj64]. Um 1970 konnte dann im Zusammenhang mit der sehr viel weiter entwickelten Theorie der schwachen Wechselwirkung eine weitere Begründung für diese neue Quantenzahl gegeben werden. Sie wurde unter der Bezeichnung GIM-Mechanismus bekannt [Gla70] (GIM := Glashow-Iliopoulos-Maiani), der eine sehr viel geringere Zerfallsrate von Kaonen, Elementarteilchen mit Strange-Quarks, in bestimmten Zerfallsmoden voraussagt, als nach einer Theorie ohne Charm-Teilchen zu erwarten war. Die geringere Zerfallsrate war experimentell schon vorher gefunden worden und erhielt mit dem GIM-Mechanismus eine gute Erklärung. Dieser Mechanismus konnte allerdings nur wenig über die Masse des vermuteten Charm-Quarks aussagen.

Im November 1974 wurde dann gleichzeitig bei zwei verschiedenen Experimenten in Brookhaven und Stanford eine Resonanz eines Teilchens gefunden, welches eine Masse von $3.1 \text{ GeV}/c^2$ hatte [Aub74],[Aug74].

Es war die J/ψ -Resonanz. Dieses Teilchen erhielt wegen seiner gleichzeitigen Entdeckung von zwei verschiedenen Kollaborationen einen Doppelnamen. Die J/ψ -Resonanz war die direkte Bestätigung der Charm-Hypothese, da es einen Charm-Anticharm-Zustand darstellt. Eine Besonderheit des J/ψ 's ist die relativ große Häufigkeit, mit der es in ein Elektron-Positron- oder Myon-Antimyon-Paar zerfällt.

Nach der Zweig-Regel wäre der Zerfall in Hadronen mit Charm-Quark-Anteilen sehr stark begünstigt. Durch die zu kleine Masse des J/ψ 's ist dies unterdrückt. Daher fällt der elektromagnetische Zerfallskanal in Leptonen sehr stark ins Gewicht und die Lebensdauer des J/ψ 's ist relativ lang. Das J/ψ ist auch zu leicht, um in ein Tau-Paar, dem Lepton der dritten bekannten Quark-Familie, zu zerfallen.

1.2.1 Modelle der J/ψ -Erzeugung bei γ -Proton Kollisionen

Bei der Entstehung der J/ψ 's bei diesen Elektron-Proton-Kollisionen gibt es verschiedene Produktionsmechanismen und daher verschiedene Modelle zu ihrer Berechnung. Diese Modelle setzen jeweils unterschiedliche kinematische Verhältnisse bei den Stoßprozessen voraus.

J/ψ -Produktionsmechanismen

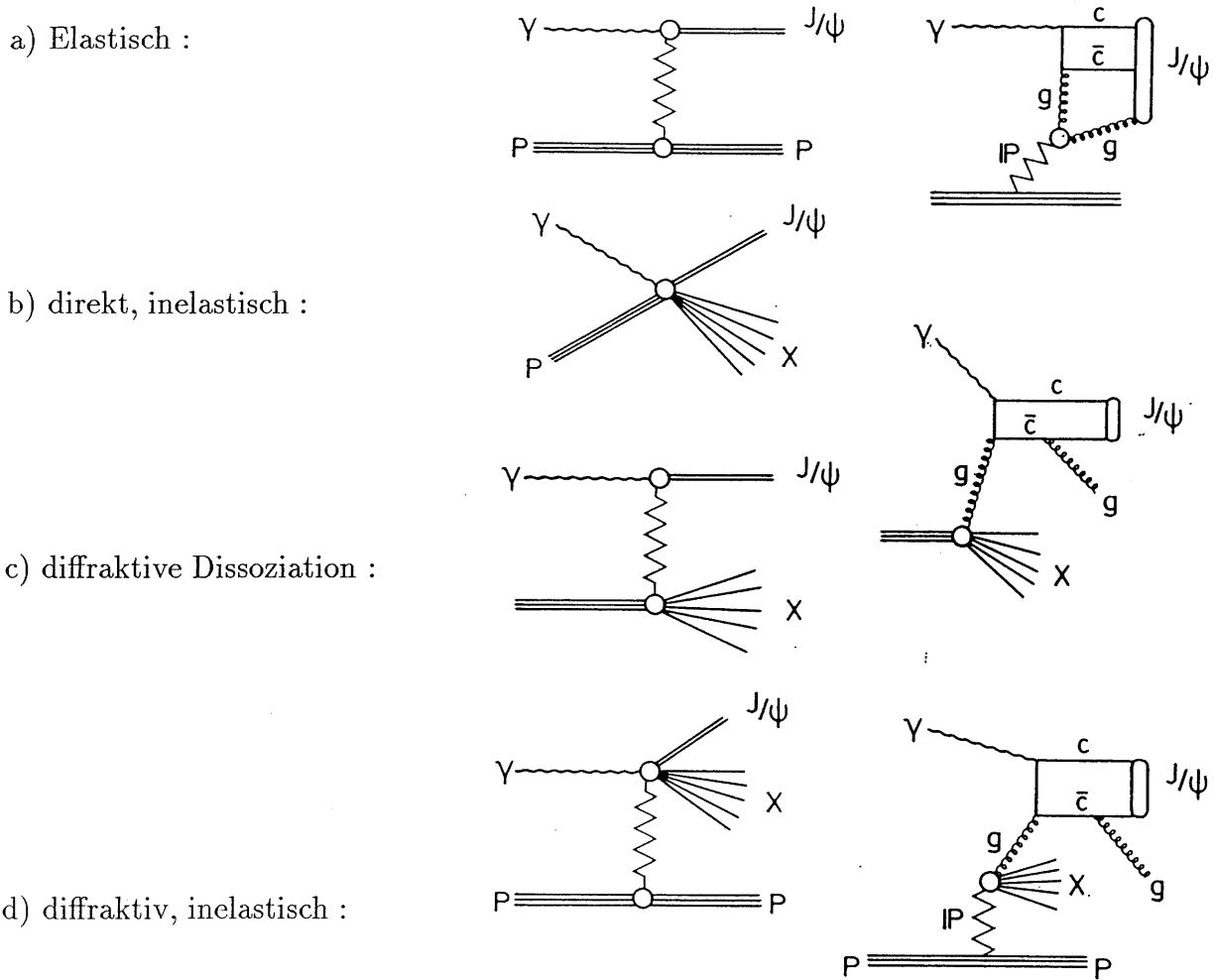


Abbildung 1.2: Veranschaulichung der verschiedenen bekannten J/ψ -Produktionsmechanismen, die bisher bei γ -Proton-Streuungen auftraten. Auf der linken Seite sind die Prozesse skizziert. Auf der rechten Seite sind die möglichen Modelle dargestellt.

Die J/ψ -Hauptproduktionsmechanismen werden nach elastischer/ inelastischer und inelastisch/diffraktiver Erzeugung unterschieden. Besonders interessant für diese Arbeit ist die direkte, inelastische Produktion, die mit dem Modell der Photon-Gluon-Fusion erklärt werden kann.

Unter a) ist die direkte elastische Produktion dargestellt. Das Proton bleibt erhalten und neben dem J/ψ werden keine weiteren Teilchen produziert. Aus Farberhaltungsgründen koppeln zwei Gluonen an das Proton und den $c\bar{c}$ -Zustand. Diese zwei Gluonen können in einigen physikalischen Modellen ein Pomeron (\mathbb{P}) bilden.

Das Pomeron wurde postuliert, um die Änderungen des Proton-Wirkungsquerschnittes bei hochenergetischen Proton-Antiproton-Kollisionen erklären zu können.

Für die Bestimmung der Gluonstrukturfunktion ist die direkte, inelastische Produktion unter b) am interessantesten. Hiernach kann in erster Ordnung eine Funktion der Gluondichte berechnet werden.

Bei der Photon-Gluon-Fusion ist der Impulsübertrag des Elektrons relativ gering ($Q^2 \simeq 0$). Über den Impulsübertrag des Gluons zum $c\bar{c}$ -Zustand kann daher die Gluonstruktur des Protons ermittelt werden.

Ein anderer Prozeß der J/ψ -Entstehung bei Photon-Proton-Kollisionen ist der Resolved-Photon-Prozeß. Das Photon spaltet sich dabei in seine hadronischen Bestandteile auf. Nach dem Vektor-Dominanzmodell bilden sich hierbei vorwiegend solche Teilchen, die die gleichen Quantenzahlen wie das Photon haben.

Während die Produktionsrate der leichten Vektormesonen bei den Teilchenkollisionen relativ hoch ist, wird das J/ψ durch seine große Masse sehr viel seltener produziert. Der Wirkungsquerschnitt der Resolved-Photon-Produktion liegt bei etwa 0.11 nbarn.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt der J/ψ -Produktion bei HERA-Energien liegt bei Elektron-Proton-Kollision bei etwa 15 nbarn. Die inelastische Produktion durch Photon-Gluon-Fusion macht dabei mit etwa 9 nbarn den Hauptanteil aus [Ali93].

1.2.2 Kinematik der Photon-Gluon-Fusion

Mit Hilfe der Photon-Gluon-Fusion bei der J/ψ -Erzeugung durch Elektron-Proton-Kollisionen kann die Gluonstrukturfunktion in neuartigen kinematischen Bereichen vermessen werden.

Zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion werden neue Variablen bei der Berechnung der Photon-Gluon-Fusion eingeführt.

$$e(l) + p(P) \rightarrow e(l') + J/\psi(p_{J/\psi}) + X(p_x)$$

l , P , l' , $p_{J/\psi}$ und p_x sind, wie auch im allgemeinen Kapitel über die Streuphysik beschrieben, die kinematischen Größen dieser Streureaktion. $X(p_x)$ ist allgemein die Summe des Protons oder Protonrestes.

Der Photon-gluon-Kopplung fällt eine besondere Bedeutung zu :

$$\gamma g \rightarrow q\bar{q}$$

$q\bar{q}$ bezieht sich hierbei auf das bei der Photon-Gluon-Fusion entstehende Quark-Antiquark-Paar.

Deren Schwerpunktsenergie wird mit \hat{s} beschrieben :

$$\hat{s} := (p_g + q)^2$$

p_g entspricht hierbei dem Gluonimpuls, während q den Impulsübertrag des Elektrons beschreibt :

$$q^2 = Q^2 = (l - l')^2$$

p_g kann jetzt in Einheiten des Protonimpulses P beschrieben werden, woraus sich folgende Beschreibung dieser Kinematik ergibt:

$$p_g = x_g P$$

$$\hat{s} = (p_g + q)^2 = 2p_g q - Q^2 = 2x_g P q - Q^2$$

Aus der Relation $P \cdot q = yP \cdot l \simeq y \cdot s/2$ folgt dann :

$$x_g = \frac{\hat{s} + Q^2}{ys}$$

Eine ähnliche Beschreibung wie die Formel für die tief-inelastische Streuung mit $x = \frac{Q^2}{ys}$.

Bei der Photon-Gluon-Fusion allerdings ist meistens $Q^2 \simeq 0$. Die Bestimmung der invarianten Masse \hat{s} tritt in den Vordergrund und wird zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion mit dem Parameter x_g genutzt.

Mit der Einführung einer neuen Variablen $z_{J/\psi}$ kann diese neue Größe \hat{s} durch die Kinematik der J/ψ 's beschrieben werden :

$$z_{J/\psi} = \frac{P \cdot p_{J/\psi}}{P \cdot q}$$

Hiermit kann \hat{s} dann durch beobachtbare Größen beschrieben werden [Jan92] :

$$\hat{s} = \frac{p_{tJ/\psi}^2}{z_{J/\psi}(1 - z_{J/\psi})} - \frac{m_{J/\psi}^2}{z_{J/\psi}}$$

Für die kinematischen Bereiche von $z_{J/\psi} \rightarrow 1$ und $z_{J/\psi} \rightarrow 0$ gelten dann die elastischen Produktionsprozesse bzw. der Bereich der Resolved-Photon-Prozesse. Hier lassen sich die Formeln der Photon-Gluon-Fusion nicht mehr so günstig anwenden.

Für $y \simeq 0.5$, $0 < z_{J/\psi} < 0.8$ kann der mögliche Bereich von x_g bis

$$x_{gmin} \approx 10^{-4}$$

erschlossen werden, wobei frühere Experimente nur in Bereiche bis etwa 10^{-2} gelangten [Aub83].

Kapitel 2

Der H1-Detektor bei HERA

Mit HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) ist es möglich, hochenergetische kinematische Prozesse bei der Elektron-Proton-Streuung zu studieren.

2.1 Die HERA-Anlage

HERA ist ein doppelter Speicherring auf dem Gelände des Deutschen Elektronensynchrotrons DESY in Hamburg. Er besteht aus zwei, etwa kreisförmigen Speicherringen, die jeweils Protonen und Elektronen auf die Energien von 820 bzw. 27 GeV¹ beschleunigen können [Abb. 2.1]. An zwei Schnittpunkten werden diese Teilchen dann zur Kollision gebracht.

In der HERA-Anlage sind bisher zwei Detektoren zur Untersuchung der Elektron-Proton-Streuung installiert : Der ZEUS- und der H1-Detektor.

Die Protonen und Elektronen durchlaufen zur Vorbeschleunigung zuerst jeweils einen Linearbeschleuniger, der sie auf eine Energie von jeweils 50 bzw 200 MeV bringt. Dann werden sie in dem Ringbeschleuniger DESY III auf 7.5 GeV beschleunigt. Danach erhalten sie im PETRA-II-Ringbeschleuniger eine Energie von 40 bzw. 14 GeV, bevor sie im großen HERA-Ringbeschleuniger ihre endgültige Energie von 820 bzw. 27 GeV erreichen.

Die HERA-Anlage hat einen Umfang von 6.3 km. Sie ist nicht ganz kreisförmig. Die Radien von vier Kurvenstücken betragen 800 m. Um die Protonen in diesen Kurvenstücken auf der Bahn halten zu können, wird ein Magnetfeld von 4.7 Tesla benötigt. Dies wird durch supraleitende Magnete erzeugt.

¹Zum Vergleich : Die Ruhemasse des Protons und Elektrons beträgt etwa 1 bzw. 0.0005 GeV/c². Die Energie übertrifft damit die Ruhemasse um ein Vielfaches

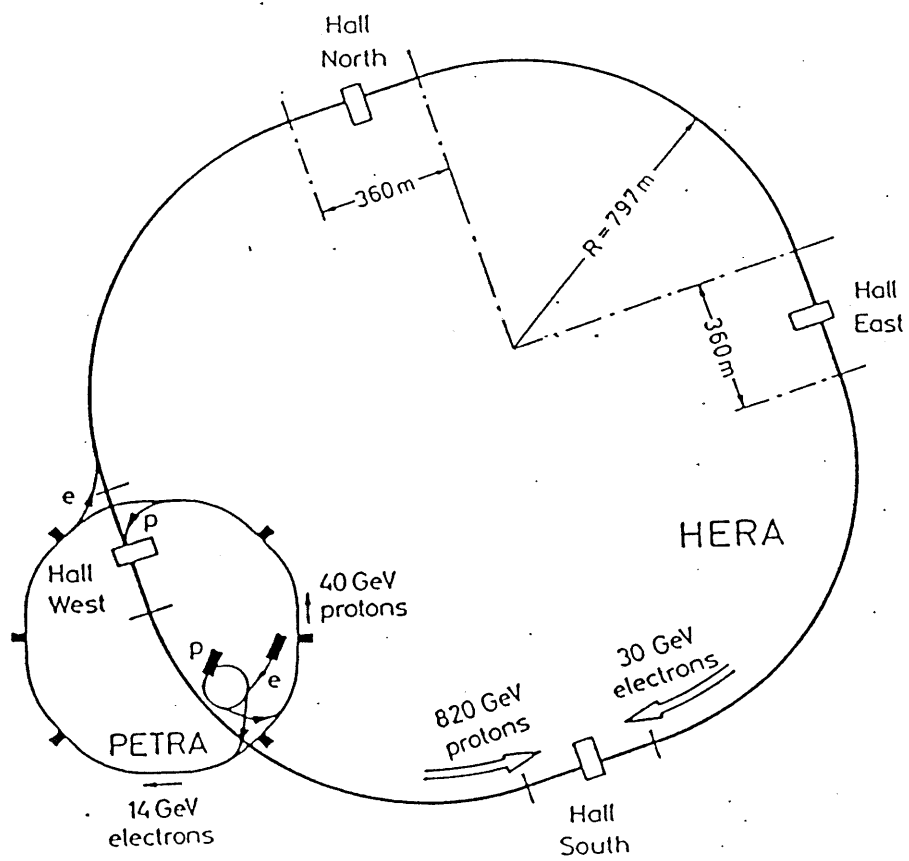


Abbildung 2.1: Skizze der HERA-Anlage

2.2 Der H1-Detektor

Für den Nachweis der gestreuten Teilchen bei den Elektron-Proton-Kollisionen sind beim H1-Detektor unterschiedliche Detektorkomponenten entwickelt worden.

Eine Anforderung an die technischen Leistungen dieser Meßgeräte war die möglichst gute Messung der Impulse und Energien der entstehenden Teilchen. Um den Wechselwirkungspunkt - den Bereich, wo die Elektronen und Protonen in der Strahlröhre aneinandertreffen - befinden sich die Spurrkammern. Diese Spurrkammern können vor allem die Impulse von geladenen Teilchen im niederenergetischen Spektrum gut aufzeichnen. Als zweites großes Detektorelement befindet sich um die Spurrkammern herum das Flüssig-Argon-Kalorimeter und das hintere elektromagnetische Kalorimeter. Diese dienen vor allem dazu, die gesamte Energie der entstehenden Teilchen zu messen. Diese Kalorimeter wurden so konzipiert, daß sie vor allem hochenergetische Teilchen und Jets (Jets := ein Bündel oder Strahl von Teilchen) im Energiebereich von 10 bis 100 GeV gut ausmessen können.

Da bei HERA unterschiedliche Teilchen mit verschiedenen Energien aufeinanderstoßen, wurde ein asymmetrischer Aufbau bezüglich der Strahlrichtung gewählt. Der Impuls des Schwerpunktes der beiden kollidierenden Teilchen beträgt 790 GeV in Protonrichtung, d.h. die Gesamtmenge der neu entstehenden Teilchen hat zusammen mit dem ursprünglichen Elektron und Proton einen Vorwärtsimpuls in Protonrichtung von dieser Größe.

Daher wurde der Detektor in Vorwärtsrichtung mit anderen Meßsystemen und umfangreicher ausgestattet als in Rückwärtsrichtung.

2.3 Der Aufbau des H1-Detektors

Der H1-Detektor gliedert sich in die folgenden Detektorkomponenten auf:

[1] Das Strahlrohr und die Strahlmagnete

Zentral durch den Detektor hindurch läuft das Strahlrohr, durch das die Protonen und Elektronen in entgegengesetzter Richtung hindurchfliegen. Die Elektronen und Protonen sind in Paketen gebündelt, die sich dann jeweils im Wechselwirkungspunkt inmitten des Detektors treffen. Jedes Paket enthält jeweils etwa 10^{10} Protonen oder Elektronen.² Die Strahlmagnete dienen dazu, daß diese Pakete möglichst gut gebündelt inmitten des Strahlrohres bleiben und sich dann optimal treffen können.

[2] Die Spurrkammern

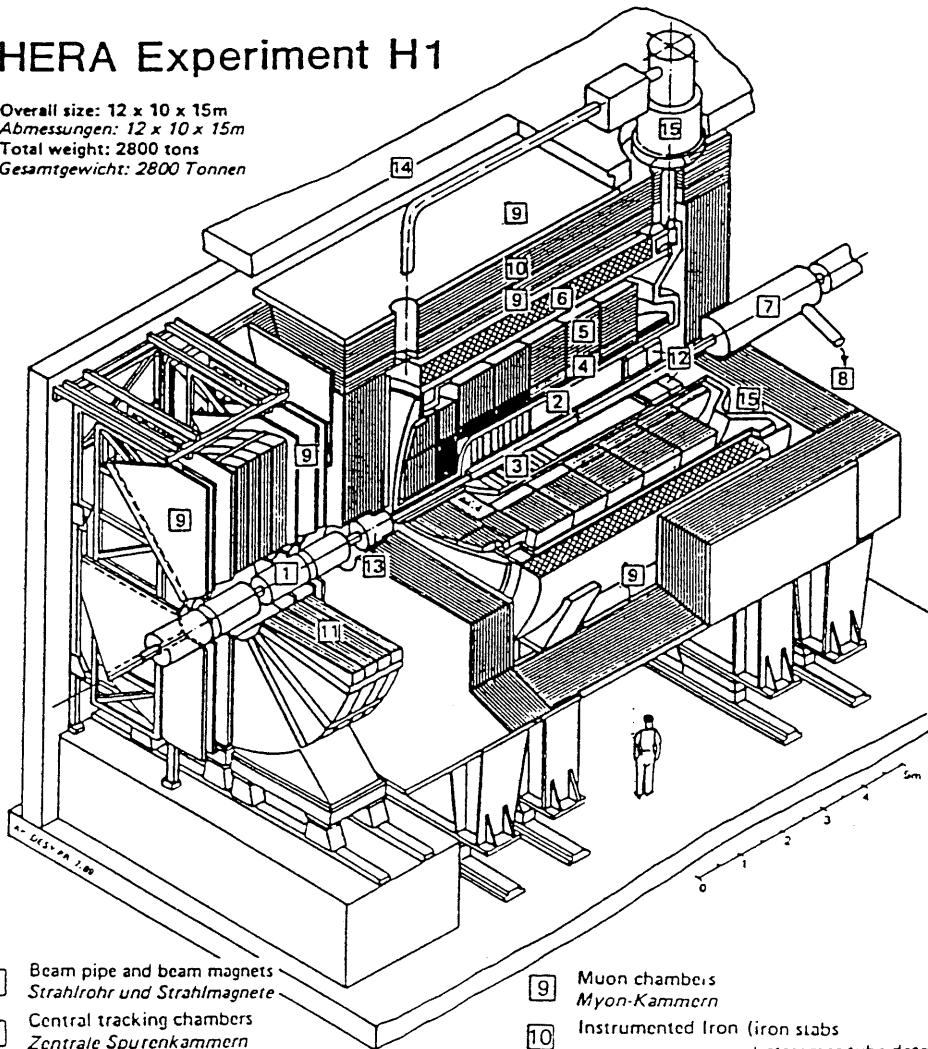
Die zentralen Spurrkammern CTD (engl.: central tracking detectors) ermöglichen eine Rekonstruktion der Spuren der bei den Elektron-Proton-Kollisionen entstehenden geladenen Teilchen. Das CTD besteht aus den inneren und äußeren großen Driftkammern CJC1 und CJC2 (engl.: central-jet-chamber) mit einer guten Spurauflösung in r - ϕ -Richtung und zwei kleineren Driftkammern CIZ und COZ (engl.: central-inner-z-chamber, central-outer-z-chamber) mit einer guten Auflösung in z -Richtung. Bei diesen Spurrkammern befinden sich noch zwei Proportionalkammern CIP und COP (engl.: central-inner-proportional chamber, central-outer-proportional chamber) zur schnellen Triggerung der Ereignisse.

In Rückwärtsrichtung, d.h. in Laufrichtung der Elektronen, befindet sich die Rückwärtsproportionalkammer BPC (engl.: backward-proportional-chamber).

²Dies sind etwa zehn Milliarden Teilchen

HERA Experiment H1

Overall size: 12 x 10 x 15m
 Abmessungen: 12 x 10 x 15m
 Total weight: 2800 tons
 Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



- | | | | |
|---|---|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 | Muon chambers
Myon-Kammern |
| 2 | Central tracking chambers
Zentrale Spurenkammern | 10 | Instrumented Iron (iron slabs
+ streamer tube detectors)
Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streamerrohr-Detektoren) |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
Vorwärtspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul | 11 | Muon toroid magnet
Myon-Toroid-Magnet |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 | Warm electromagnetic calorimeter
warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 | Superconducting coil (1,2 T)
Supraleitende Spule (1,2 T) | 14 | Concrete shielding
Betonabschirmung |
| 7 | Compensating magnet
Kompensationsmagnet | 15 | Liquid Argon cryostat
Flüssig Argon Kryostat |
| 8 | Helium cryogenics
Helium Kälteanlage | | |

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor

In Protonlaufrichtung, vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, befinden sich die Vorwärtspurkammern FTD's (engl.: forward-tracking-detectors) die aus je drei Hauptmodulen bestehen [3]. Diese drei Hauptmodule bestehen jeweils aus einer radialen Driftkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor, einer Vieldrahtproportionalkammer MWPC (engl.: multi-wire-proportional-chamber) und einer planaren Driftkammer.

Die Proportionalkammern überdecken fast den ganzen Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt. Mit ihrer guten Zeitaufösung geben sie schnelle Signal an die Triggerlogik weiter. Die Proportionalkammern sind so ein wichtiger Bestandteil der Spurkammertrigger.

[4],[5] Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Um die zentralen Spurkammern herum befindet sich das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Es ist aufgeteilt in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil. Es umschließt die Wechselwirkungszone im Vorwärtsbereich fast vollständig.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Bleiplatten, Auslesepads und flüssigem Argon. Der hadronische Teil hat eine ähnliche Struktur, die allerdings aus Stahl- statt Bleiplatten besteht.

[12] Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter

In Rückwärtsrichtung, an die zentralen Spurkammern anliegend, befindet sich zusätzlich ein Kalorimeterteil, welches somit zusammen mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter die Wechselwirkungszone fast vollständig umgibt. Es besteht aus Bleiszintillatoren und dient hauptsächlich dazu, die Energie des gestreuten Elektrons zu messen. Die Energieauflösung, d.h. die Sicherheit, mit der dieses Kalorimeter die Energie der eintreffenden Teilchen mißt, beträgt $10\%/\sqrt{E/GeV}$. Es ist hierbei die Energie des eintreffenden Teilchens. Da die Spuren der Teilchen, die in das rückwärtige Kalorimeter gelangen, meistens nur teilweise rekonstruiert werden können, ist dieser Detektorteil nicht sehr gut für die J/ψ -Analyse geeignet. Die nachfolgende Arbeit über die Identifizierung der Elektronen und Positronen der J/ψ -Zerfälle bezieht sich daher nur auf das Flüssig-Argon-Kalorimeter.

[9],[10] Die Myonkammern und die Eiseninstrumentierung

Um das Kalorimeter herum befindet sich der Magnet [6], der für die Impulsmessung der Spuren in den inneren Spurkammern das homogene Magnetfeld von 1.15 Tesla liefert. Um diesen Magneten herum sind Myonkammern und in der den ganzen Detektor abschirmenden, stützenden Eisenkonstruktion befinden sich Gasentladungsröhren (engl. streamer tubes). Diese Gasentladungsröhren dienen vor allem dazu, die noch aus dem Kalorimeter heraustretenden Teilchen zu messen.

Um diese Röhren und in der Eiseninstrumentierung befinden sich noch Myonkammern zum speziellen Nachweis von Myonen. Die bei den Elektron-Proton-Kollisionen entstehenden Myonen ionisieren das Detektormaterial nur geringfügig. Sie durchqueren daher meistens noch die Spurkammern und das Kalorimeter, wo die meisten anderen Teilchen absorbiert werden.

Eine andere Aufgabe des Materials der Eiseninstrumentierung besteht in der Rückführung des magnetischen Flusses vom Hauptmagneten [6].

[11],[13] Das Plugkalorimeter und der Toroid

Um die Lücke in der Umfassung durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter im Winkelbereich von 0.6 Grad und 3.0 Grad bei der Messung der Teilchen in Vorwärtsrichtung zu schließen, wurde hier ein weiteres Kalorimeter gebaut. Es besteht wie das Flüssig-Argon-Kalorimeter in einer

Kombination aus passivem Absorbermaterial und aktivem Nachweismedium aus Kupferplatten mit dazwischenliegenden Siliziumdetektoren.

Die Hauptaufgabe dieses Vorwärts-Kalorimeters besteht in der Erfassung von nahe an der Strahlröhre liegenden Jets und der Registrierung des Proton-Restes bei der Fragmentation des Protons bei der Streuung am Elektron.

[11] In Vorwärtsrichtung außerhalb der Eiseninstrumentierung befinden sich Myonkammer-systeme zur Messung von in Vorwärtsrichtung fliegenden Myonen. Sie sind eingebettet zwischen einem Magneten, der eine bessere Impulsmessung der Myonen ermöglicht.

2.4 Für die $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle wichtige Detektorkomponenten

Für die Analyse der J/ψ 's, die in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen, sind vor allem die zentralen Spurkammern und das elektromagnetische Kalorimeter geeignet.

Die Spurkammern messen mit großer Genauigkeit die von den Elektronen oder Positronen erzeugten Spuren. Das Kalorimeter kann als Entscheidungshilfe dazu dienen, die Elektronen und Positronen von anderen Teilchen, vor allem Pionen, zu unterscheiden.

2.4.1 Merkmale der Spurkammer

Die inneren und äußeren Spurkammern (CJC1 und CJC2) sind mit Drähten ausgerüstet, die parallel zu der Strahlröhre verlaufen. In den einzelnen Unterteilungen der Spurkammern sind die Drähte in geradliniger Anordnung aufgespannt, um ein möglichst homogenes elektrisches Feld zu erzeugen. Dadurch kann dann die Lage der Spur in r - ϕ -Richtung mit einer Genauigkeit von $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$ vermessen werden.

In z -Richtung beträgt die Auflösungsgenauigkeit 2.2 cm. Die gute Auflösung dieser Spurenkammern in r - ϕ -Richtung kann vor allem für eine gute Impulsauflösung der bei den Elektron-Proton-Streuungen entstehenden Teilchen genutzt werden. Für die J/ψ -Produktion bedeutet dies, daß die invariante Masse mit sehr großer Genauigkeit bestimmt werden kann.

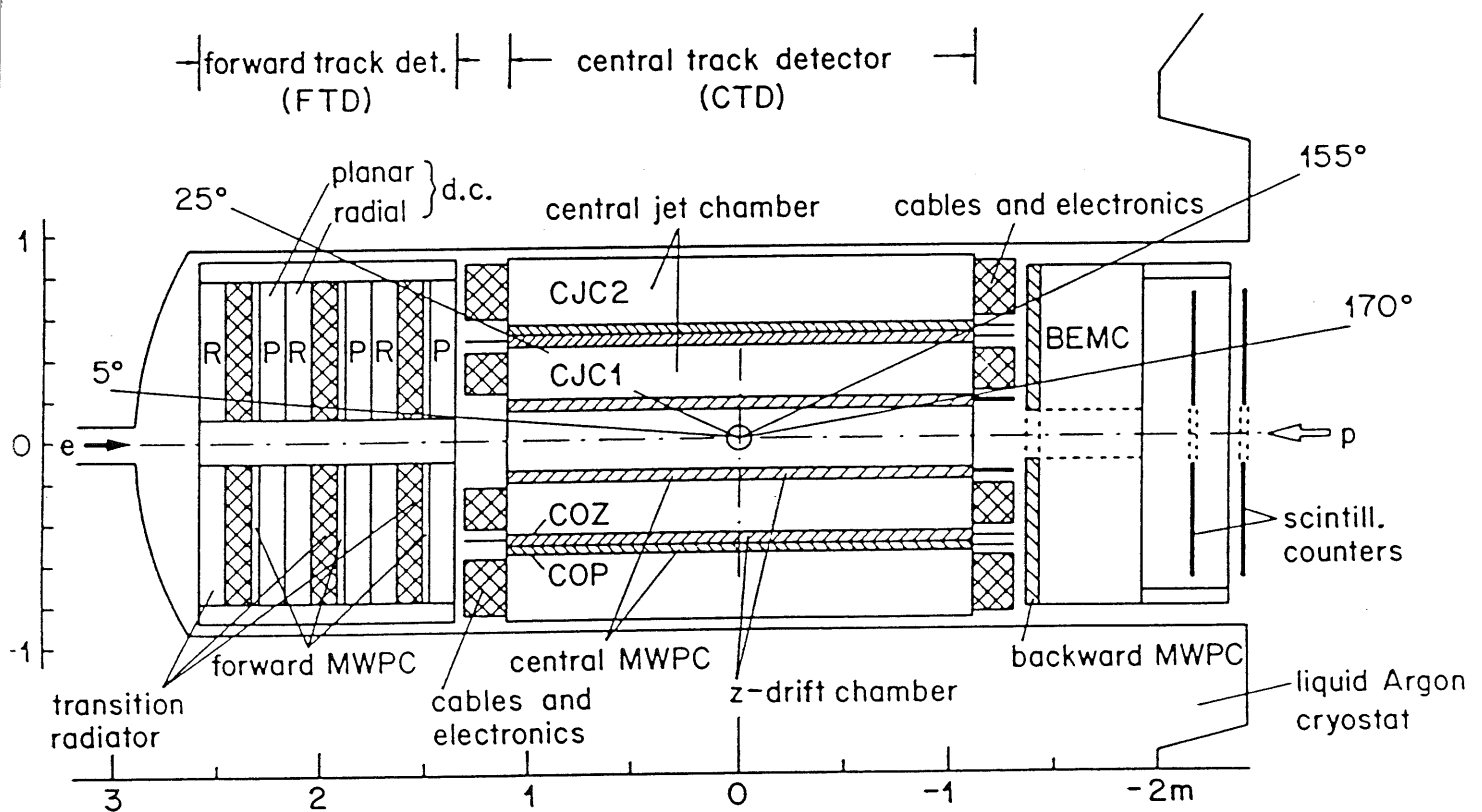


Abbildung 2.3: Ein Durchriß der Zentral- und der Vorwärtspurkammern

Zwischen der inneren und äußeren zentralen Driftkammer und über der äußeren zentralen Driftkammer befinden sich die inneren und äußeren z-Zentral-Driftkammern (CIZ und COZ) [Abb.2.3] Sie zeichnen sich vor allem durch eine gute Spurauflösung in z-Richtung, d.h.in Richtung der Strahlröhre, aus. Diese Driftkammern haben eine Auflösung von $300 \mu\text{m}$ in z-Richtung und von 2.8 cm in r- ϕ -Richtung.

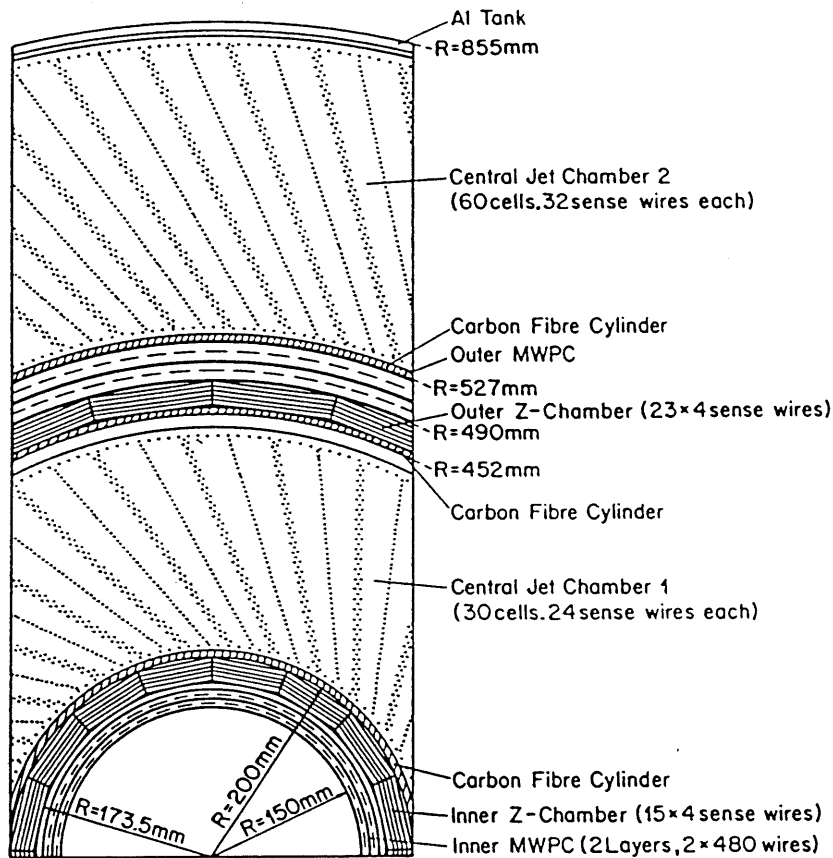


Abbildung 2.4: Ein Radialschnitt durch die zentralen Spurkammern

Deutlich zu sehen in Abb. 2.4 ist die versetzt angelegte Struktur der Drähte in den zentralen Spurkammern. Sie dient vor allem dazu, den Einfluß des Magnetfeldes auf die Ionenwanderung in den Spurkammern auszugleichen.

Wenn ein geladenes Teilchen durch die Zellen der Driftkammern hindurchgeht, ionisiert es ein Teil des Gases. Die freiwerdenden Ionen wandern zu den entgegengesetzt geladenen Drähten oder Platten. Aus der Ankunftszeit der Ionen an den Drähten kann eine genaue Rekonstruktion der Spur des geladenen Teilchens erfolgen. Unter einem starken Magnetfeld ist der Weg der driftenden Ionen gekrümmt. Die Driftstrecke erhält zu den einzelnen Anodendrähten einen speziellen Winkel, den Lorentzwinkel. Der Lorentzwinkel ist von der an den Signaldrähten angelegten Spannung, dem Magnetfeld sowie der Gasmischung abhängig. Die Ankunftszeit der Elektronen an den Signaldrähten bei dieser Ionisierung kann mit einer Genauigkeit von 0.5 ns gemessen werden. Um den durch den Lorentzwinkel unterschiedlichen Driftweg der freigewordenen Elektronen auszugleichen, wurden die Signaldrähte daher in einer Reihe in den einzelnen Driftkammerzellen um 30° versetzt von der radialen Richtung gespannt. Durch diese Versetzung gelangen die Elektronen der Spuren von negativ und positiv geladenen Teilchen gleichzeitig an die Signaldrähte und die Triggerbedingungen sind für beide Spurarten gleich

gegeben.

Im Falle des J/ψ 's, dessen besondere Ereignissignatur in zwei entgegengesetzt geladene Spuren in den zentralen Driftkammern besteht, ist dies vor allem bei dem DC-r- ϕ -Trigger wichtig. Der DC-r- ϕ -Trigger ist ein Triggerelement, welches sich auf zwei kollinear zueinander gelegene Spuren in den Driftkammern bezieht (DC := drift-chamber).

2.4.2 Eigenschaften des Kalorimeters

Ein anderer wichtiger Detektorteil bei der Identifizierung der Elektronen und Positronen vom J/ψ -Zerfall ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter.

Mit diesem Kalorimeter soll vor allem die Energie der Teilchen, die bei der Elektron-Proton-Kollision entstehen, vermessen werden.

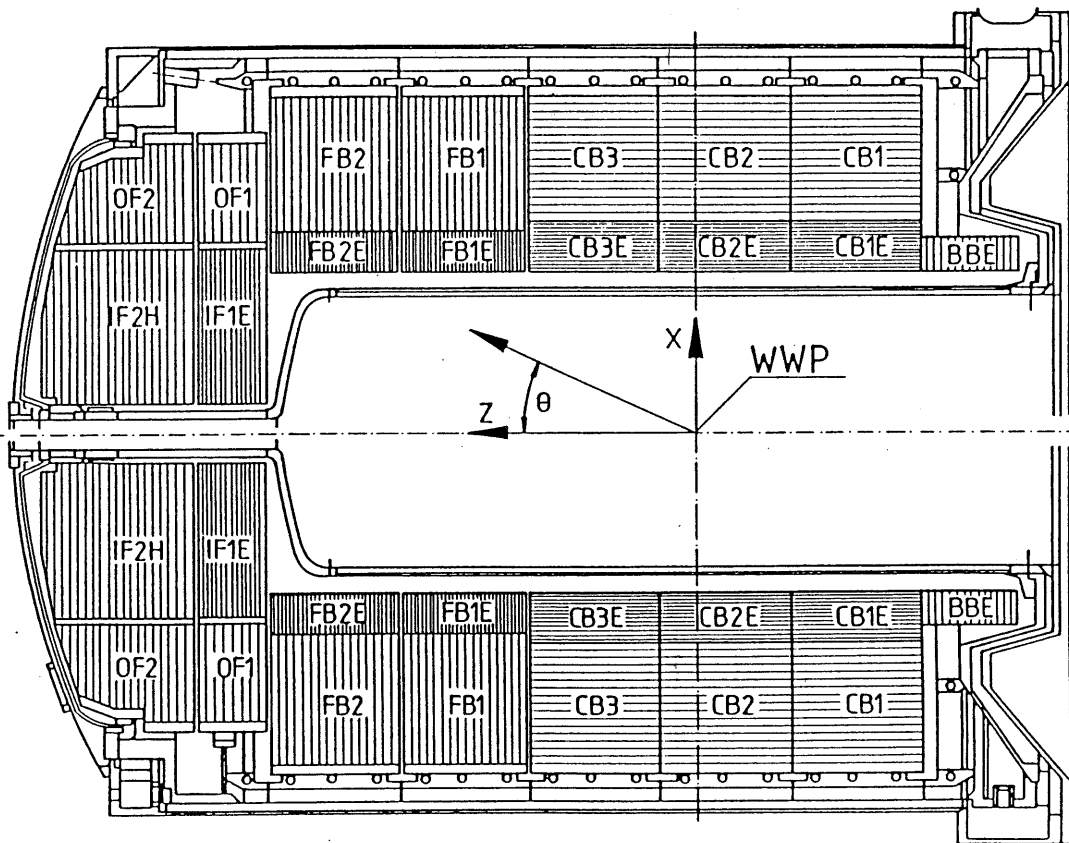


Abbildung 2.5: Querschnitt des H1-Kalorimeters

Deutlich zu sehen in Abb. 2.5 sind die unterschiedlichen Sektoren des Kalorimeters. Die Anordnung der einzelnen Kalorimeterplatten bestimmt, unter anderem, die Segmentierung und damit die räumliche Meß-Auflösung des Kalorimeters. Auch die feinere Segmentierung des elektromagnetischen Kalorimeters, welches für die Teilchenidentifikation sehr wichtig ist, ist deutlich zu sehen.

Wenn hochenergetische Teilchen in das Kalorimeter gelangen, schauen sie meist auf. Das heißt, daß diese Teilchen ihre Energie auf weiterionisierende Elektronen oder andere Teilchen,

vor allem Bremsstrahlungsphotonen, übertragen. Diese Teilchen oder Quanten geben ihre Energien ihrerseits an andere Teilchen weiter und so fort. Die Bremsstrahlungsphotonen konvertieren bei Energien größer als 1.022 MeV hauptsächlich in Elektron-Positron-Paare.

Die Zerfallselektronen der J/ψ 's haben durch die kinematischen Verhältnisse bei H1 meistens Energien von 0.5 bis 5 GeV. Sie verlieren auf gleicher Strecke im Kalorimeter sehr viel stärker an Energie als die Pionen, die meist als unerwünschter Untergrund bei der J/ψ -Analyse auftreten. Der Energieverlust von Elektronen erfolgt im Bereich über 10 MeV überwiegend durch Bremsstrahlung.

Über die Form und Energieverteilung eines Schauers läßt sich die Teilchenart der im Kalorimeter eintreffenden Teilchen bestimmen. Da die Pionen, Kaonen, Protonen und Elektronen, welche zum allergrößten Teil diese Schauer erzeugen, eine unterschiedliche Masse haben, besitzen sie auch bei gleichem Impuls verschiedene Gammafaktoren. Der Gammafaktor ist das Verhältnis der Gesamtenergie eines Teilchens zu seiner Ruhemasse. Er gibt an, inwieweit das Teilchen relativistisch berechnet werden muß.

Bei einem Impuls von 2 GeV besitzt das Pion z.B. einen Gammafaktor von etwa 14, das Kaon einen Faktor von 4, das Proton von 2 und das Elektron von 4000. Durch diesen unterschiedlichen Gamma-Faktor ändert sich auch das Ionisationsverhalten dieser Teilchen. Teilchen mit kleinem Gammafaktor ionisieren weniger Teilchen pro Weglänge als solche mit großem Gammafaktor.

Auch andere Faktoren spielen hierbei eine Rolle. Bei Elektronen findet vorwiegend eine elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Absorbermaterial des Kalorimeters statt. Bei Hadronen spielt die starke Wechselwirkung mit den Kernen des Absorbermaterials eine dominierende Rolle. So können z.B. Pionen mit den Protonen und Neutronen des Absorbers wechselwirken und somit neue ionisierende aber auch neutrale Teilchen herauslösen [Sta91].

Da der Energieverlust der Elektronen oberhalb 1 GeV ungefähr konstant bleibt, wird dieser zumeist mit der Strahlungslänge beschrieben. Die Strahlungslänge gibt an, wann ein Teilchen nach einem Durchgang durch ein bestimmtes Material auf 36.8 %³ seiner Energie abgebremst wurde. Für Blei ist diese Strahlungslänge 0.56 cm, für Eisen 1.76 cm und für flüssiges Argon 14,0 cm. Deutlich zu erkennen in (Abb. 2.6) sind die starken Unterschiede bei der Absorption der Schauerenergien in Blei und Kupfer.

Bei Pionen spielt die starke Wechselwirkung mit den Kernen die dominierende Rollen beim Energieverlust des Teilchens während des Durchgangs durch den Absorber. Der Energieverlust durch Ionisation ist im Vergleich zu den Elektronen durch den unterschiedlichen Gammafaktor⁴ sehr viel geringer. Die Weglänge, in der zu 63.2 %⁵ eine nukleare Wechselwirkung stattfindet, wird nukleare Absorptionslänge genannt. Zur Messung der Energie der durch diese Ionisation erzeugten Schauer wurde beim H1-Detektor eine Schichtbauweise aus passivem Absorbermaterial und aktivem Nachweismedium gewählt. Das passive Absorbermaterial stoppt die meisten Teilchen im Kalorimeter. Dadurch kann dann zumeist der gesamte Schauer vermessen werden, der durch das eintreffende Teilchen ausgelöst wurde.

³36 % = e^{-1}

⁴Bei einem Impuls von 1 GeV besitzt das Elektron z.B. einen Gammafaktor von 2000, während das Pion nur einen von etwa 7 besitzt

⁵63.2 % = $1 - e^{-1}$

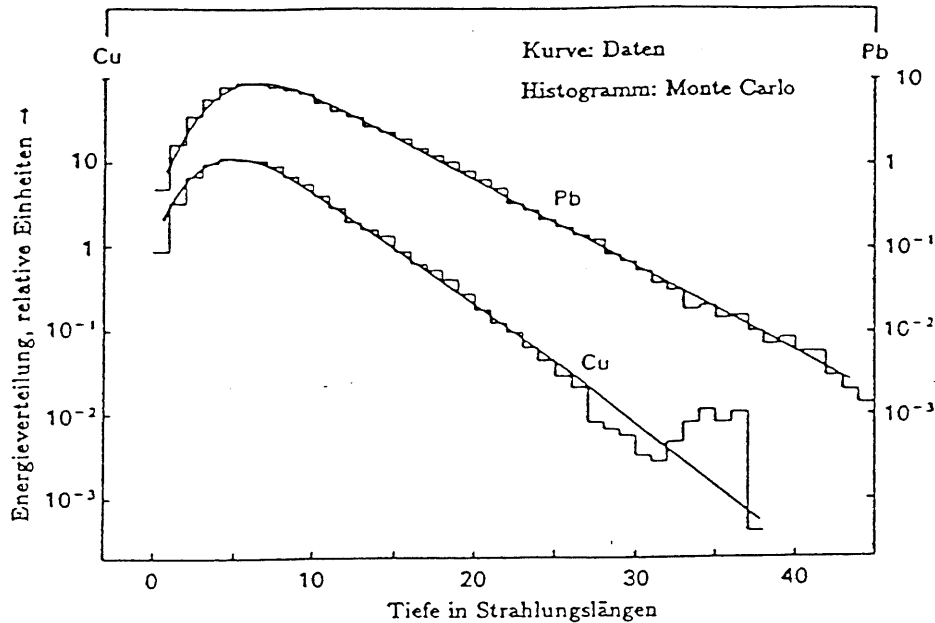


Abbildung 2.6: Longitudinale Eindringtiefe eines elektromagnetischen Schauers für verschiedene Absorbermaterialien nach Bathow et al. [Bat70]

Das aktive Nachweismedium besteht aus flüssigem Argon. Es befindet sich zwischen Hochspannungsplatten, die in sogenannten Padsegmenten auf Ladungsausgleich überprüft werden. Wenn ein Teilchen das flüssige Argon ionisiert, wandern die dabei entstehenden Elektronen und Ionen zu den jeweilig entgegengesetzt geladenen Kondensatorplatten. Gemessen wird dann über einen Widerstand der Ladungsausgleich [Bin90].

Um die Energie der Elektronen möglichst kompakt messen zu können, wurde das innere Absorbermaterial des Kalorimeters aus Blei gewählt. Durch die sehr kleine Strahlungslänge der Elektronen bei ihrem Durchgang durch das Kalorimeterteil werden die meisten dann in diesem sogenannten elektromagnetischen Kalorimeter gestoppt. Das äußere Absorbermaterial besteht aus Stahl. Dadurch wird die gesamte Kalorimeterkonstruktion stabiler und da Eisen eine ähnlich lange nukleare Absorptionslänge wie Blei besitzt, werden die Hadronen gleichermaßen gut gestoppt wie im Bleikalorimeterteil. Die Kalorimeterkonstruktion aus Stahl wird deshalb der hadronische Teil des Kalorimeters genannt.

2.5 Der H1-Trigger

Der Trigger wird bei H1 benötigt, um die hohe Untergrundrate von den physikalisch interessanten Ereignissen filtern zu können. Die physikalisch relevanten Ereignisse sind diejenigen Ereignisse mit direkter Elektron-Proton-Kollision.

Bei vollem Luminositätsbetrieb entsteht beim H1-Detektor alle 96 ns eine Kollision von einem Elektron- mit einem Protonbunch (bunch := Teilchenpaket im Elektron- oder Protonring, die durch die Beschleunigerfelder zusammengebündelt wurden). Die Wahrscheinlichkeit von einer Teilchenkollision ist allerdings mit 1 zu 10^{-3} pro bunch-crossing relativ gering [H1D93]

Um die große Menge von Untergrunddaten filtern zu können, wurden vier Stufen von Filtersystemen für die aufgenommenen Daten geschaffen. Die ersten beiden Stufen bestehen aus Hardware-Komponenten, die dritte und vierte Stufe sind Softwarekombination.

2.5.1 Untergrundereignisse bei H1

Als größter Untergrund treten bei den Elektron-Proton-Kollisionen Beamwall- bzw. Beamgasereignisse auf. Dies sind Ereignisse, bei denen die Elektronen und Protonen der Bunche in der Strahlröhre mit dem Restgas oder mit den Teilen der Innenwand zusammenstoßen. Zum allergrößten Teil sind hieran die Protonen beteiligt. Diese Ereignisse haben dadurch überwiegend einen großen Impulsanteil in Vorwärtsrichtung. In Verbindung mit einer schnellen Vertexbestimmung dieser Ereignisse können sie dann zumeist in der Level-1- und Level-4-Triggerstufe erkannt und abgewiesen werden.

2.5.2 Der Level-1-Trigger

Der Level-1-Filter besteht aus Kombinationen von verschiedenen Triggermasken, die aus verschiedenen schnell herbeirufbaren Detektormessungen ein logisches Bitmuster entwickeln und daraus Aufzeichnungsentscheidungen trifft. Die Detektormessungen werden im Pipeline-Verfahren gespeichert, d.h., daß die Messungen von mehreren Bunch-crossings (das Treffen von Teilchenpaketen) parallel verarbeitet werden. Hierdurch tritt auf dieser Entscheidungsstufe keine Totzeit auf. Totzeit bedeutet die Zeit, in der der Detektor wegen der Aufzeichnung von Ereignissen keine weiteren Ereignisse aufnehmen kann.

Für die J/ψ 's sind auf dieser Triggerebene vor allem die Triggerelemente der folgenden Detektorkomponenten wichtig:

- Der R- ϕ -Trigger

Diese Triggerkomponente spricht auf rekonstruierte Spuren in den zentralen Driftkammern an. Aufgrund von hohem Untergrund von Beamwall- und Beamgasereignissen kann vor allem diese Komponente nur in Kombinationen mit anderen Triggerkomponenten benutzt werden.

- Der z-Vertex-Trigger

Diese Triggerkomponente spricht auf eine schnelle Rekonstruktion der Richtungen der Spuren an. Falls diese bevorzugt aus dem Wechselwirkungsbereich kommen, werden ver-

schiedene Stufen dieser Triggerkomponente ausgelöst. Dieser Trigger nutzt hierbei die schnell abrufbare Information der CIP- und COP-Proportionalkammerdetektoren.

- **Der Kalorimetertrigger**

Er triggert in verschiedenen Stufen bei Ansprechen von "Triggertürmen" im Kalorimeter. Dies sind einzelne Kalorimeterteile zusammengeschaltet, wobei die Projektion von der Richtung des Wechselwirkungspunktes aus erfolgt. Bei Messungen bestimmter Minimalenergien in diesen Türmen spricht dieser Trigger an. Das Problem ist hier das natürliche Rauschen im Kalorimeter. Die Rauschschwellen betragen zwischen 2 und 5 GeV gemessener Energie pro Turm. Hierdurch ist es sehr schwer, niederenergetische Ereignisse, wie die der J/ψ 's, die nur durchschnittlich 2 GeV an Energie pro Turm deponieren, zu triggern.

2.5.3 Level-2 und Level-3-Trigger

Die Level-2 und Level-3-Trigger sind noch nicht endgültig beim H1-Detektor installiert. Sie sind vor allem dazu gedacht, die hohe Untergrundrate, die bei vollem Luminositätsbetrieb beim H1-Detektor vorherrscht, zu filtern. Hierzu soll dann eine möglichst vollständige Rekonstruktion der Daten von den einzelnen Detektorelementen dienen. Die Datenaufnahme bei dieser Stufe ist nicht mehr totzeitfrei.

2.5.4 Der Level-4-Trigger

Der Level-4-Trigger ist ein Softwarefilter. Er nutzt die schnelle Ereignisrekonstruktion und die Kombinationen der Level-1-Trigger-Bits. Im Jahr 1992 arbeitete der Level-4-Trigger bei einer Abweisungsrate von 70 % und beschränkte die vom Level-1-Trigger ankommende Rate von 26 auf 8 Hz, die dann auf Datenträger aufgezeichnet werden konnte. Der Level-4-Trigger nahm die Zurückweisung der Beamwall- und Beamgasereignisse hauptsächlich durch die Bestimmung des Vertexes vor. Wenn die Vertizes der gemessenen Spuren außerhalb eines bestimmten Bereiches des Wechselwirkungspunktes liegen, werden diese Ereignisse verworfen.

Kapitel 3

Rekonstruktion und Simulation von Daten bei H1

Um die aufgenommenen Daten des H1-Detektors richtig analysieren und beurteilen zu können, müssen umfangreiche Rechnersysteme und Softwarekomponenten bereit gestellt werden.

Der erste Schritt, um die physikalischen Ereignisse beim H1-Detektor zu verstehen, besteht darin, sie durch ein Softwareprogramm zu simulieren. Diese Simulation wird Monte-Carlo-Simulation genannt, da die verschiedenen physikalischen Ereignisse nach ihren kinematischen Eigenschafts- und ihren Häufigkeitsverhältnissen erzeugt werden.

Die Simulation erfolgt mit einem Softwareprogramm, welches die erforderlichen Berechnungen ausführt, um eine möglichst gute Beschreibung der Streuprozesse darzustellen. Es berechnet dabei, nach den jeweiligen Matrixelementen und Phasenraumkorrekturen des physikalischen Prozesses, die Häufigkeiten und Eigenschaften der gestreuten oder neuentstehenden Teilchen. Diese Teilchen haben dabei diejenige Viererimpulsverteilung, die im Rahmen des jeweiligen Softwareprogramms, des sogenannten Generators, für sie berechnet wurden.

Die Detektorsimulation erfolgt beim H1-Detektor durch das Programmpaket H1SIM. Mit dieser Simulation werden die einzelnen Detektorreaktionen auf die bei den Monte-Carlo-Generierungen "erzeugten" Teilchen dargestellt. Die Genauigkeit der Detektorsimulationen wurde aufgrund von Kalibrationsmessungen immer besser auf ihre Genauigkeit hin überprüft und verbessert.

Die Simulation der Detektoreigenschaften kann in verschiedenen Abstufungen durchgespielt werden. Bei der genauest möglichen werden die Schauer in den Kalorimeterteilen nach dem GEANT-Schauersimulationsprogramm durchgeführt. Dies ist allerdings nur mit sehr viel Rechenaufwand zu erreichen. Um Rechenzeit zu sparen, wurden vereinfachte Schauersimulationsweisen eingeführt. Diese benutzen eine parametrisierte Version des GEANT-Programms, um die rechenaufwendigen Einzelschritte der vollständigen Schauersimulation zu vereinfachen.

Für die Analyse der H1-Daten werden die Meßdaten des H1-Detektors zuerst vom Softwarepaket H1REC analysiert. Dieses berechnet aus den einzelnen Detektormesswerten die jeweiligen physikalisch verwertbaren Meßwerte. Aus den angetroffenen Punkten auf den Drähten in den Spurräumen, die von einem geladenen Teilchen stammen, wird die Spur des Teilchens rekonstruiert. Die Meßwerte der einzelnen Kalorimeterzellen werden auf die Energiewerte umgerechnet und mehrere nahe zusammenliegende Zellen zu einem sog. "Cluster" zusammengefaßt. Diese Cluster beschreiben zumeist einen Schauer von Teilchen im Kalorimeter.

Das H1REC-Rekonstruktionsprogramm kann auch die von H1SIM simulierten Ereignisse auswerten. Dies dient dazu, simulierte mit reellen Streuprozessen möglichst gut vergleichen zu können.

Diese einzelnen Berechnungen von Monte-Carlo-Generatorprogrammen, dem H1SIM- und dem H1REC-Programm werden in einzelnen Datenbanken, den BOS-Bänken abgelegt. Die Größe der BOS-Bänke ist dynamisch varierbar, um den unterschiedlichen Größen der Datenmengen bei den verschiedenen H1-Ereignissen gerecht zu werden. Hierdurch kann der verfügbare Speicherplatz besser ausgenutzt werden.

In einem weiteren Analyseprogramm H1PHAN werden die einzelnen Angaben vom H1REC-Programm in eine einfach zu verarbeitende Form gebracht. Auch einzelne physikalische Parameter, wie z.B. x_B und y werden hier schon vorberechnet.

3.1 Rekonstruktion und Simulation von J/ψ 's bei H1

Für die J/ψ -Analyse bei Elektron-Proton-Streuungen wurde ein spezieller Generator entwickelt, der die Kinematik der entstehenden J/ψ 's bei den speziellen Produktionsmechanismen simuliert [EPJ92]. Der EPJPSI-2.0-Generator generiert die J/ψ -Ereignisse nach den folgenden Moden :

- Der direkte Prozeß : Die J/ψ 's entstehen im Zusammenhang mit einem begleitenden Gluon, welches noch mit anderen gleichzeitig dabei entstehenden Teilchen anschauen kann. Das Photon koppelt hier mit geringen Q^2 -Überträgen an das entstehende J/ψ an. Dieser Prozeß ist die Photon-Gluon-Fusion und kann dazu dienen, die Gluondichte des Protons bei bestimmten kinematischen Verhältnissen des J/ψ 's zu bestimmen.
- Resolved Photon Process mit direkter J/ψ -Produktion : Das Photon verhält sich bei der Ankopplung an die Gluonen des streuenden Protons wie ein Quark-Antiquark-Paar. Es wird die Gluonstruktur des Photons ermittelt, welches hier wie ein hadronischer Zustand behandelt wird.
- Resolved Photon Process mit intermediären χ -Zuständen : Hierbei wird angenommen, daß sich zuerst ein χ -Zustand entwickelt, der ein angeregter $c\bar{c}$ -Zustand ist. Der χ -Zustand zerfällt unter Aussendung eines Photons in ein J/ψ
- Hart diffraktive Prozesse: Das $c\bar{c}$ -Paar koppelt über ein Pomeron an die Quarks des Protons an. Hierdurch wird entweder einfach elastisch ein J/ψ erzeugt oder zusätzlich durch ein Gluon noch ein Jet abgestrahlt.

Studien über die Unterscheidbarkeit dieser verschiedenen Prozesse beim H1-Detektor wurden unter [Ove91] durchgeführt.

Für die folgenden Untersuchungen wurden 4440 J/ψ -Ereignisse generiert, die je zur Hälfte in ein Elektron- und ein Myonpaar zerfallen. Die Prozeßkinematik entsprach hierbei der vor-ausgerechneten Wechselwirkungen der Photon-Gluon-Fusion. Die Gesamtzahl der generierten Ereignisse entspricht dabei einer gesammelten Luminosität von 10 pb^{-1} .¹

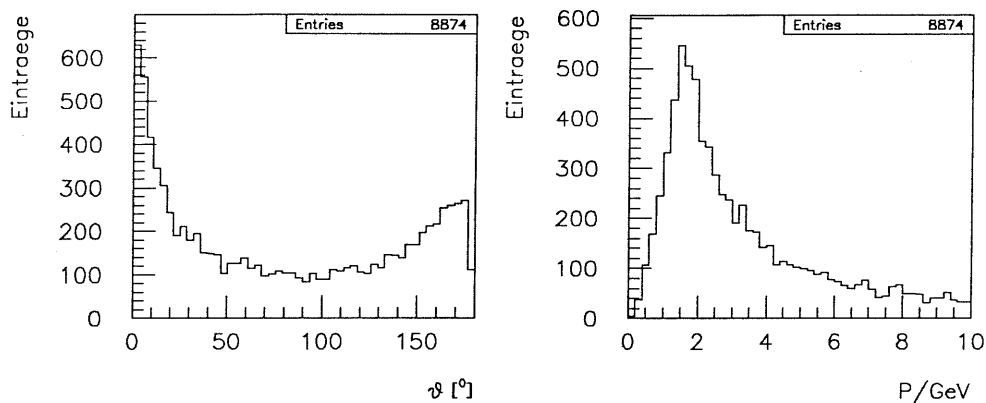
¹Ein Picobarn = 10^{-12} barn entspricht 10^{-36} cm^2 .

3.2 Eigenschaften der J/ψ -Zerfälle im H1-Detektor

3.2.1 Kinematik der Zerfallsleptonen der J/ψ 's

Die mit dem EPJPSI-2.0-Generator erzeugten J/ψ -Zerfälle weisen eine spezielle Signatur bei den Zerfallsleptonen auf.

Monte-Carlo-Ereignisse



Wie aus dem linken Diagramm gefolgert werden kann, fliegen die Elektronen und Positronen der J/ψ -Zerfälle vorwiegend in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung des Detektors. Die höhere Zahl der Einträge im Vorwärtsbereich basiert auf den Vorwärtsboost, der durch den Gesamtimpuls des Proton-Elektron-Systems mit 790 GeV/c in Protonrichtung ausgelöst wird. Die hohe Zahl der Einträge im Rückwärtsbereich entsteht durch die Mitnahme des Photonimpulses durch das J/ψ . Das Photon wird hauptsächlich in der Richtung des gestreuten Elektrons abgestrahlt.

Diese Prozeßkinematiken bilden sich in der Winkel- und Impulsverteilung der Zerfallsleptonen der J/ψ 's ab.

Das rechte Diagramm zeigt die Energien der Zerfallsleptonen. Das Maximum der Verteilung bei 2 GeV/c zeigt den Hauptimpulsbereich der Leptonen bei der J/ψ -Analyse an.

Monte-Carlo-Ereignisse

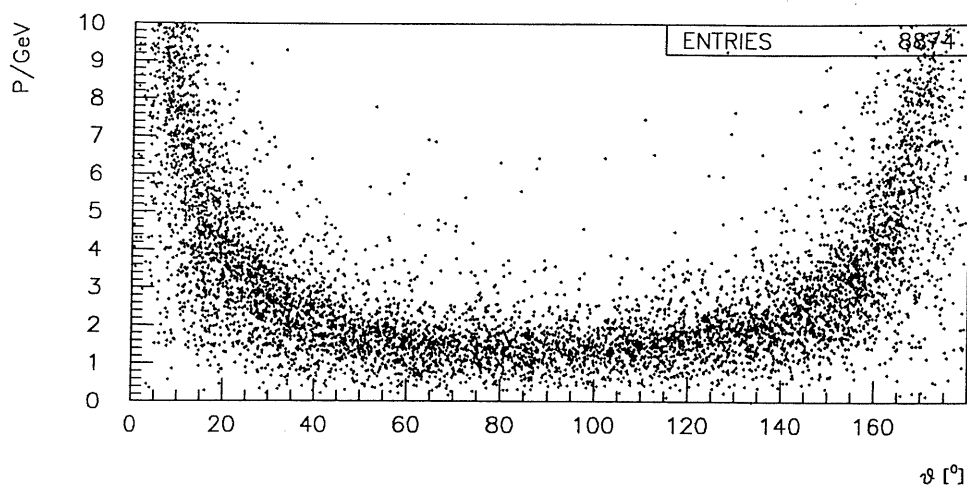
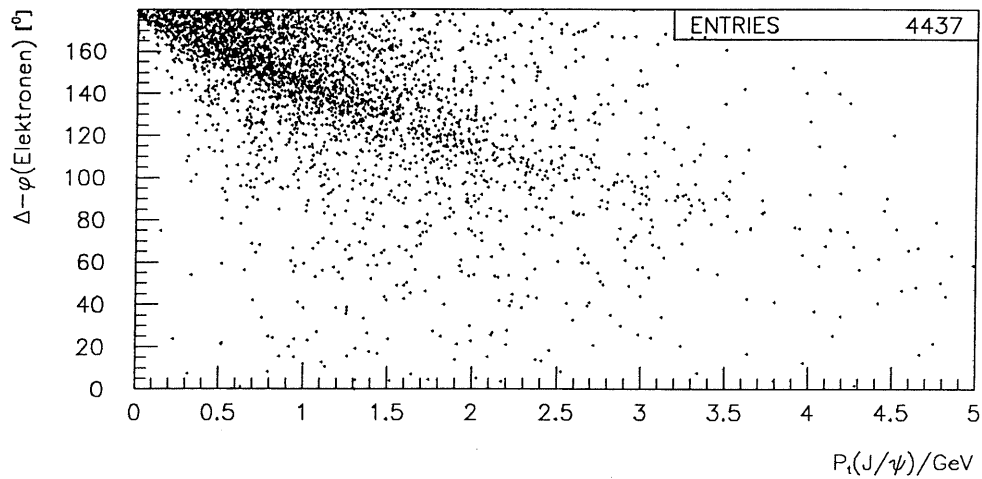


Abbildung 3.1: Einträge von θ der beiden Zerfallsleptonen des J/ψ 's

Diese Signatur der Energien der Leptonen in Abhängigkeit vom Winkel der Spur zur Strahlachse zeigt deutlich die Schwierigkeiten bei der J/ψ -Erkennung. Die Leptonen, die in den Zentralbereich des Detektors fliegen, wo sie sehr viel besser von den zentralen Spurkammern erfaßt werden können, sind sehr viel niederenergetischer als die Zerfallselektronen, die unter einem kleinen Winkel zur Strahlachse in den Detektor fliegen.

Letztere werden nicht mehr vollständig von den Spurkammern erfaßt und können so nicht sehr gut vermessen werden. Auch die Verbindung von der Spur zu einem Schauer im Kalorimeter fehlt dann häufig. Diese Spur-Schauer-Verbindung ist allerdings notwendig um die Elektronen von den restlichen Teilchen unterscheiden zu können.

Monte-Carlo-Ereignisse



Wie an diesem Diagramm deutlich zu sehen ist, fliegen die Elektronen und Myonen fast kollinear voneinander weg, wenn das J/ψ einen geringen Transversalimpuls besitzt ($p_t < 1 \text{ GeV}$). Für J/ψ -Ereignisse mit geringen Transversalimpulsen gibt dies eine wichtige Signatur bei der Erkennung wieder.

3.2.2 Bestimmung der invarianten Masse der J/ψ 's

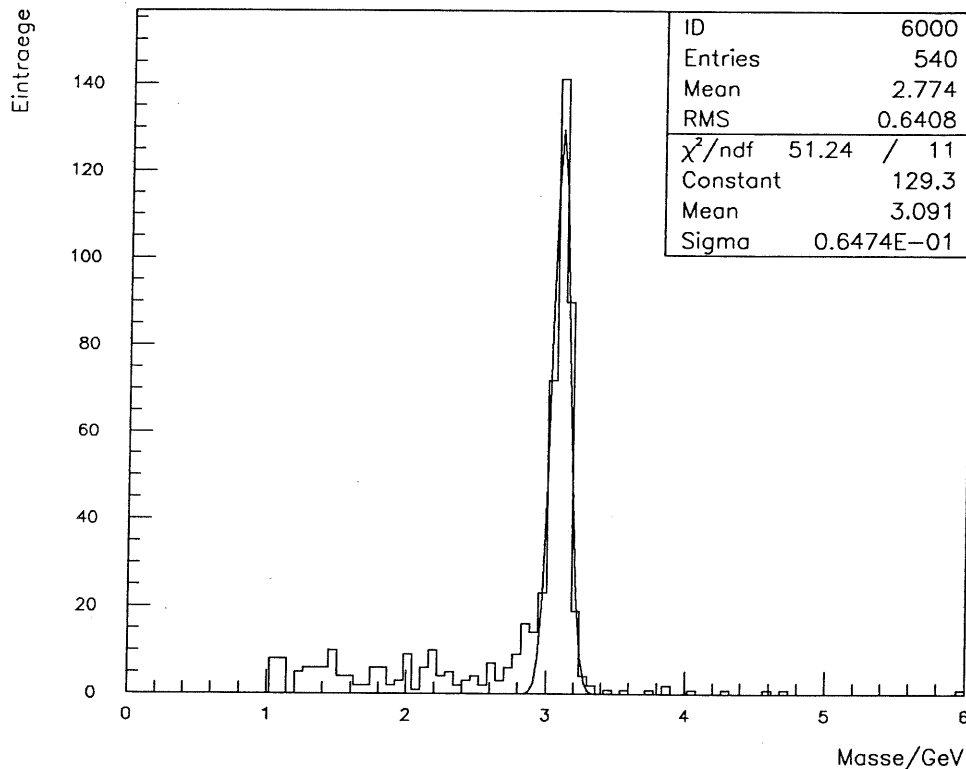


Abbildung 3.2: Plot der invarianten Masse bei Monte-Carlo-erzeugten J/ψ -s.

Sind zwei Spuren durch die Kalorimeterinformation als e^+ bzw. als e^- erkannt worden, so lassen sich deren Viererimpulse rekonstruieren. Die invariante Masse des Spurpaares ermöglicht die weitere Klassifizierung des J/ψ -Kandidaten.

Hier ist die invariante Masse von zwei entgegengesetzt geladenen Teilchen aufgetragen worden. Die Spuren mußten im Kalorimeter noch zusätzlich mit einem rekonstruierten Schauer verbunden sein. Die invariante Masse konnte hier im Gauß-Fit mit einem σ von ± 65 MeV bestimmt werden. Dies entspricht einer Genauigkeit von ± 2.2 %.

Die genaue Massenbestimmung der J/ψ 's erlaubt folglich mit großer Sicherheit die Rekonstruktion und Analyse dieser Teilchen.

Die Bestimmung der Impulse der Elektronen im Bereich von 0.5 bis 5 GeV/c erfolgt - zum Vergleich - mit einer Sicherheit von $\delta p/p = p/GeV/c \cdot 0.3\%$ [H1D88].

Die berechnete Genauigkeit der Bestimmung der invarianten Masse des J/ψ 's erfolgt nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz zu

$$(\delta m)^2 = (\delta p_1)^2 \cdot (dm/dp_1)^2 + (\delta p_2)^2 \cdot (dm/dp_2)^2$$

Bei der Berechnung des Fehlers für die invariante Masse ergibt sich dann eine Fehlerabhängigkeit der Massenbestimmung von :

$$\delta m/m = \sqrt{(\delta p_1/p_2)^2 + (\delta p_2/p_1)^2}$$

Bei gleichen Impulsen würde sich dann der Fehler in Abhängigkeit von der Masse wie folgt berechnen:

$$\delta m/m = \sqrt{2} \cdot 0.003 \cdot p/\text{GeV}$$

Dies ergäbe beim J/ψ mit der Masse von $3.1\text{GeV}/c^2$ eine Abweichung von $\pm 0.63\%$ oder etwa $\pm 20\text{MeV}/c^2$.

Verglichen mit der Abweichung aus dem Monte-Carlo-Fit, scheint dies viel zu gering zu sein. Diese Abweichung kann allerdings in der Abhängigkeit von den angegebenen Impulsen p_1, p_2 begründet sein. Die berechnete Abweichung gibt nur den vorgegebenen Fall von einem Elektron-Positron-Paar mit jeweils 1.55 GeV wieder.

Auch muß die Möglichkeit von Vielfachstreuung durch Detektormaterial berücksichtigt werden.

Kapitel 4

Elektronidentifizierung

Wenn ein Teilchen in das Kalorimeter hineintrifft, löst es je nach Impuls und Teilchen unterschiedliche Reaktionen im Kalorimeter aus. Es überträgt seine Energien auf die Teilchen vom Detektor oder auf Bremsstrahlungsphotonen. Diese geben dann wiederum ihre Energie auf andere Teilchen weiter. Dadurch bildet sich eine Wolke von ionisierenden Teilchen aus, deren Energie gemessen werden kann. Diese Wolke bildet einen sogenannten Schauer.

4.1 Eigenschaften von Schauern

Mit Hilfe der Größen, die die Struktur des Schauers beschreiben, läßt sich die Teilchenart der ins Kalorimeter eintreffenden Teilchen bestimmen. Hierzu werden nun verschiedene Parameter des Schauers genommen, die sich vor allem auf die Form und die Energieverteilung beziehen.

Die unterschiedlichen Energieabgaben der im Kalorimeter eintreffenden Teilchen wirken sich vor allem auf die Länge der Schauer aus. Auch andere Eigenschaften, wie die Verteilung der Energie, die Breite und andere Eigenschaften des Schauers werden hierdurch beeinflusst.

Ein wichtiges Kennzeichen sind Länge und Breite des Schauers. Die Schauer, die durch einfallende Elektronen ausgelöst werden, sind im allgemeinen kürzer, als die Schauer, die durch Pionen bei gleichem Impuls ausgelöst werden. Bei mehreren Teilchen, die nahe beieinander in das Kalorimeter gelangen, ist eine einzelne Identifikation nicht mehr möglich.

Wegen der Kalibration des Liquid-Argon-Kalorimeters wurden beim CERN in Genf verschiedene Tests ausgeführt. Dabei wurden unter anderem die Schauergrößen von 30 bzw. 20 GeV Elektron- bzw. Pionteststrahlen untersucht. Die Ergebnisse ließen eine deutliche Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen zu. Allerdings ist diese Unterscheidungsmöglichkeit bei niedrigen Energien (0.5 bis 5.0 GeV) nur noch bedingt gegeben.

Bei Elektronen im Energiebereich von 10 bis 30 GeV ist die Elektronidentifikation schon sehr viel besser möglich als in dem Energiebereich, der durch die zerfallenden J/ψ 's erzeugt wird. Hier zeichnen sich vor allem die Pionen durch eine sehr viel größere Schauerlänge pro Schauerenergie aus. Dadurch ist eine Unterscheidung sehr viel besser möglich.

Bei den CERN-Tests erwies es sich nun, daß Schauer, die durch Pionen ausgelöst werden, eine andere Energieabgabe zeigten, als die Schauer, die durch Elektronen ausgelöst werden. Aufgrund von Monte-Carlo-Analysen mit dem GEANT-Schauer-Simulationsprogramm wurden nun Gewichtsfunktionen für die Energiemessungen dieser Schauer entwickelt.

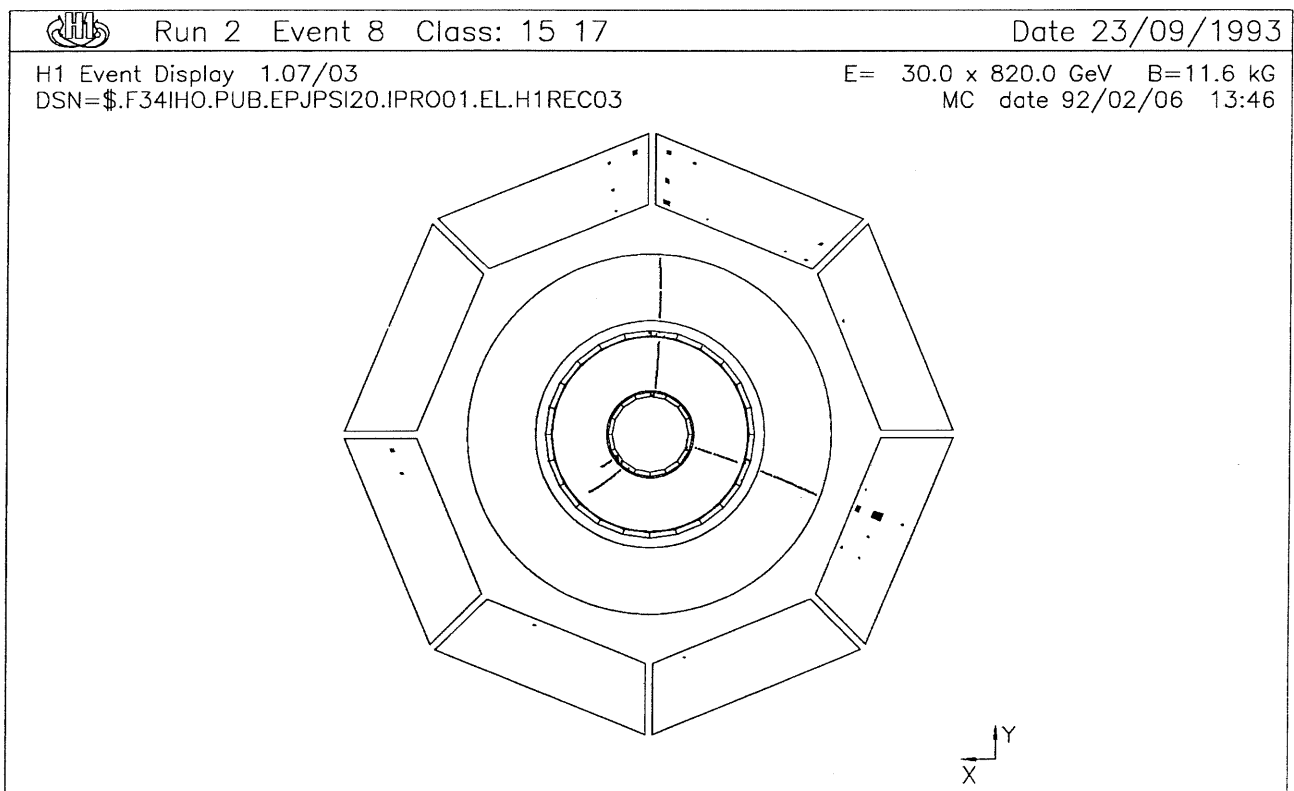


Abbildung 4.1: Ein typisches Monte-Carlo- J/ψ -Ereignis, dargestellt in radialer Projektion mit dem H1-Event-Display-Programm. Deutlich zu sehen sind die beiden Spuren der Zerfallselektronen der J/ψ 's. Sie führen jeweils auf einen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter hin. Da das J/ψ hier einen relativ großen Transversalimpuls hat, haben die beiden Spuren von den Zerfallselektronen einen eher kleinen Öffnungswinkel in r - ϕ -Projektion.

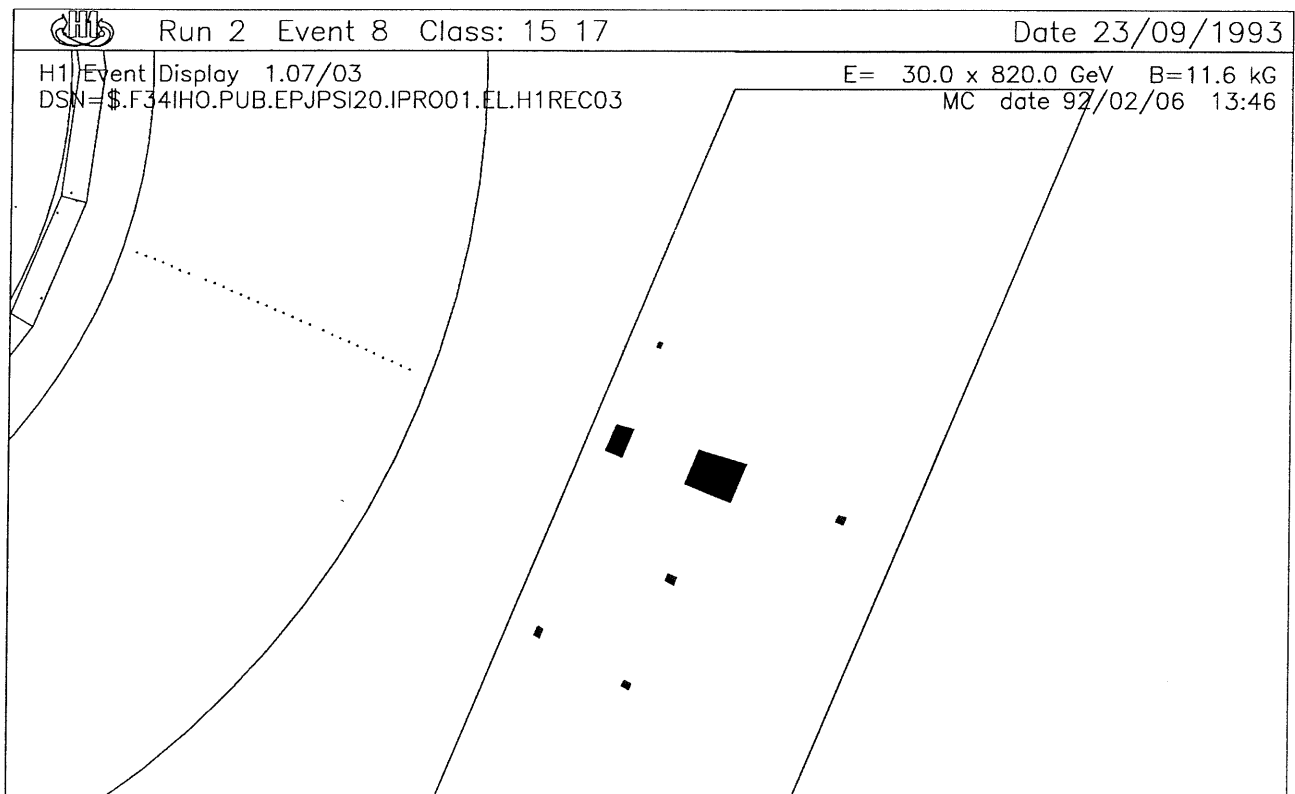


Abbildung 4.2: In vergrößerter Form ist hier noch einmal der Schauer eines in das Kalorimeter fallenden Elektrons zu sehen. Deutlich zu erkennen ist, daß in der ersten Lage gleich drei Einträge zu finden sind

4.2 Vermessung der Schauer

Die Energien der Schauer werden mit Gewichtungsfunktionen berechnet. Diese Gewichtungsfunktionen wurden im Laufe der Kalibrationsmessungen ermittelt, die für das Flüssig-Argon-Kalorimeter durchgeführt wurden.

Für Schauer, die sich nur im elektromagnetischen Kalorimeter befinden, wird unter anderem eine einfache Gewichtung für die Messung elektromagnetischer Schauern vorgenommen. Sie schließt den Energieverlust mit ein, der wegen des Durchgangs des Teilchens durch das Material zwischen den zentralen Spurräumen und dem Kalorimetermaterial auftritt. Diese Energieangaben wird vom H1REC-Rekonstruktionsprogramm in den AEDR- und AE1R-Bänken abgelegt.

4.3 Größen zur Elektronidentifizierung

Falls die Verlängerung einer Spur innerhalb einer bestimmten Distanz an einem Schauerschwerpunkt vorbeigeht, wird diese Spur als diesem Schauer zugeordnet betrachtet [Bou92]. Diese Distanz kann wählbar festgelegt werden und wurde zunächst auf 15 cm eingestellt. Von der Verlängerung dieser Spur aus werden dann verschiedene Schauerparameter berechnet, die sich vor allem auf die Länge, Breite und Energieverteilung im Schauer beziehen. Im H1REC-Programmpaket werden diese verschiedenen Schauerparameter unter dem Modul RPARID mit der Routine RELECT bestimmt. Unter anderem können folgende Parameter in dieser Routine berechnet werden :

EAK0 : Der Anteil der Energieabgabe in der ersten Lage des Kalorimeters, verglichen mit der Gesamtenergie des Schauers. Diese Größe ist vor allem für die Erkennung von Schauern sensitiv, die durch Gammastrahlung oder durch die im Detektor ausgelöste Streustrahlung hervorgerufen wird. Diese ergibt zumeist in der ersten Lage des Kalorimeters einen Schauer.

EAH4 : Der Anteil der Energieabgabe in den vier energiereichsten Zellen des Schauers, die aneinanderhängen, verglichen mit der Gesamtenergie des Schauers.

EAL1 : Gewichtete Schauerlänge =

$$\langle l \rangle = \frac{1}{A} \sum_i \frac{E_i \cdot L_i}{Vol_i}$$
$$A = \sum_i \frac{E_i}{Vol_i}$$

Die gewichtete Schauerlänge gibt die Länge des Schauers an, gewichtet mit der Energieabgabe pro Zelle und Volumen des Kalorimeters. Sie gibt also den Energieschwerpunkt, gemessen von der eintreffenden Spur aus, an.

E ist die angegebene Energiemenge einer Zelle.

Der Index i bezieht sich auf die verschiedenen Kalorimeterzellen des Schauers, die einzeln einen festen Energiewert abgeben.

Die Summierung wird über das Volumem der jeweiligen Zellen Vol normiert. Dies dient dazu, die jeweilige Korrektur durch die unterschiedliche Menge an Absorbermaterial auszugleichen.

EAL2 : Gewichtete Schauerlänge zum Quadrat =

$$\langle l^2 \rangle = \frac{1}{A} \sum_i \frac{E_i \cdot L_i^2}{Vol_i}$$

$$A = \sum_i \frac{E_i}{Vol_i}$$

Die gewichtete Schauerlänge zum Quadrat gibt den Schauerschwerpunkt an, wobei die Längen, von der eintreffenden Spur aus bis zu Zellen gemessen, quadratisch berechnet werden. Die Energiebeträge pro Volumen werden wieder jeweils von den einzelnen Zellen des Kalorimeters genommen, und anschließend über die Summe der Energiebeträge pro Volumen gemittelt.

EAR1 : Gewichtete Schauerbreite =

$$\langle r \rangle = \frac{1}{A} \sum_i \frac{E_i \cdot R_i}{Vol_i}$$

$$A = \sum_i \frac{E_i}{Vol_i}$$

Die gewichtete Schauerbreite wird ähnlich wie die gewichtete Schauerlänge berechnet, beinhaltet allerdings die Radien der Schauer, gemessen von der geometrischen Verlängerung der eintreffenden Spur aus.

EAR2 : Gewichtete Schauerbreite zum Quadrat =

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{A} \sum_i \frac{E_i \cdot R_i^2}{Vol_i}$$

$$A = \sum_i \frac{E_i}{Vol_i}$$

Auch hier wird wie bei der gewichteten Schauerlänge zum Quadrat der gewichtete Radius des Schauers zum Quadrat genommen.

EARL : Gewichtete Schauerbreite mal gewichteter Schauerlänge minus gewichteter kombinierter Schauerlänge mal Schauerbreite

$$\langle r \rangle \langle l \rangle - \langle rl \rangle = \frac{1}{A^2} \sum_i \frac{E_i \cdot R_i}{Vol_i} \sum_i \frac{E_i \cdot L_i}{Vol_i} - \frac{1}{A} \sum_i \frac{E_i \cdot R_i \cdot L_i}{Vol_i}$$

$$A = \sum_i \frac{E_i}{Vol_i}$$

Diese Größe gibt an, inwieweit der gewichtete Radius mit der gewichteten Länge in Funktion gebracht werden kann. Er zeigt eine Abhängigkeit der Schauerparameter voneinander an.

4.4 Anwendung auf sichere Elektronereignisse (cosmic-myon- gestreute Elektronen)

Zur Detektorkalibration des H1-Kalorimeters dienen vor allem auch kosmische Myonen. Sie bestrahlen den H1-Detektor mit einer Frequenz von etwa 20 Hz.

Mit diesen Myonen kann vor allem die Kalibration des Kalorimeters, der Myondetektoren und der Eiseninstrumentierung überprüft werden.

Bei der kontinuierlichen Bestrahlung des H1-Detektors mit kosmischen Myonen treten immer wieder Fälle auf, bei denen die Myonen Elektronen und Positronen aus dem Detektormaterial streuen. Diese bilden sich entweder durch die direkte Streuung von Myonen an den Elektronen des Detektormaterials oder durch Konversion von Elektron-Positron-Paaren durch die Bremsstrahlungsphotonen, die vom Myon abgestrahlt werden. Wenn diese Elektronen und Positronen durch die zentralen Spurkammern fliegen und anschließend in das Kalorimeter gelangen, sind sie ein sehr gut geeignetes Studienmaterial zur Detektorkalibration. Die Impulse können durch die Krümmung der Spur in den Jet-Kammern gemessen werden.

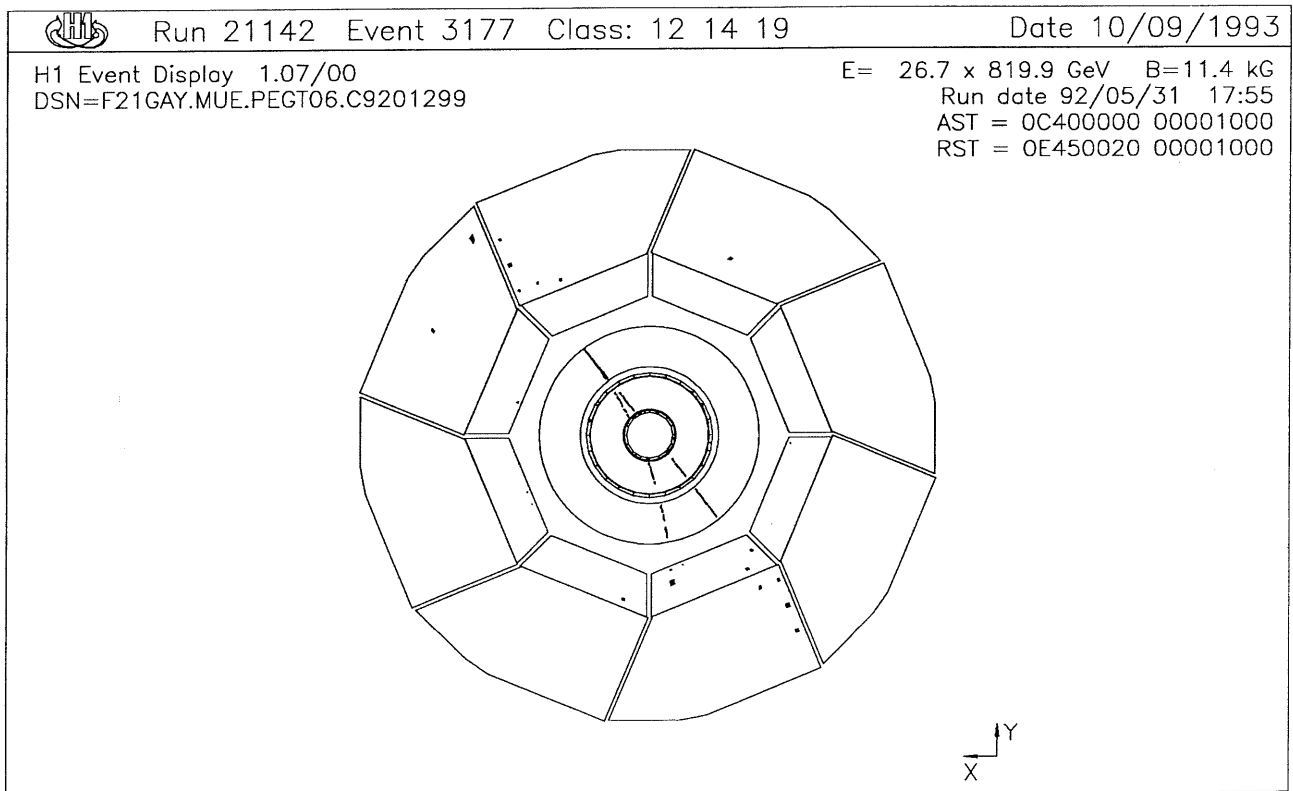


Abbildung 4.3: Ein H1-Ereignis-Bild eines kosmischen Myons. Das Myon streute ein Elektron im Kalorimeter, welches durch die Spurkammern flog und dann im elektromagnetischen Kalorimeter aufschauerte.

4.5 Untersuchung von Monte-Carlo-Pionen

Die Effizienz der Elektronidentifizierung wurde bei Monte-Carlo-Untersuchungen überprüft. Hierzu wurde ein Reihe von Ereignissen bearbeitet, die mit dem Pythia 5.6 - Generator geschaffen wurden.

Der Pythia 5.6 - Generator generiert unter anderem Streuereignisse, bei denen Teilchen mit Charm- oder Bottom-Anteilen auftreten. Bei diesen Ereignissen tritt auch immer ein bestimmter Anteil von geladenen Pionen im niederenergetischen Bereich auf. Diese Pionereignisse sind ein bedeutender Untergrund bei der Suche nach den J/ψ -Ereignissen, da vor allem die niederenergetischen Pionen eine ähnliche Schauerstruktur beim Eintreffen im Kalorimeter haben wie die Elektronen.

Die Vierervektoren der Pionen aus den Daten des Pythia-Generators wurden mit den Spuren der dann simulierten und rekonstruierten Ereignisse verglichen. Es wurde nachgeprüft, ob in einem festen Winkelbereich um diesen Vierervektor herum eine rekonstruierte Spur vorliegt. Falls mehrere Spuren in diesem Winkelbereich auftraten, wurde dieses generierte Pion verworfen. Mit diesen generierten Pionen, die in einem festen Winkelbereich alleine einen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter erzeugten, konnten dann die Schnitte zur Elektronidentifizierung überprüft werden.

4.6 Vergleich von Monte-Carlo-Ereignissen mit H1-Daten

Für die Elektronidentifizierung wurden nun die Schauerparameter der Monte-Carlo-Elektronen von J/ψ 's, wirkliche Elektronereignisse, Monte-Carlo-Pionen und vorselektierte H1-Daten miteinander verglichen. Die vorselektierten H1-Daten wurden der J/ψ -Klasse von der POT, DST-Selektion entnommen.

Bei dieser weiteren Selektion wurden folgende Forderungen erhoben:

- zwei entgegengesetzt geladene, vertexverbundene Spuren
- der Impuls jeder Spur ist größer als $0.5 \text{ GeV}/c$
- die invariante Masse beider Spuren liegt zwischen 1 und $6 \text{ GeV}/c^2$
- beide Spuren sind mit einem Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter verbunden

Auch bei den Untersuchungen der Parameter bei cosmic-myon-gestreuten Elektronen, den Monte-Carlo-Pionen und den Monte-Carlo-Elektronen wurde gefordert, daß der Impuls jeder Spur größer als $0.5 \text{ GeV}/c$ sein soll.

Die Schauerparameter wurden aufgezeichnet und aus den Vergleichen zwischen Monte-Carlo- und Hintergrunddaten die günstigsten Schnitte für die Elektronidentifizierung bei den Energien der J/ψ -Zerfallsteilchen abgeschätzt.

4.6.1 Vergleich der Schauerenergie bei verschiedenen Teilchen

Schauerenergie

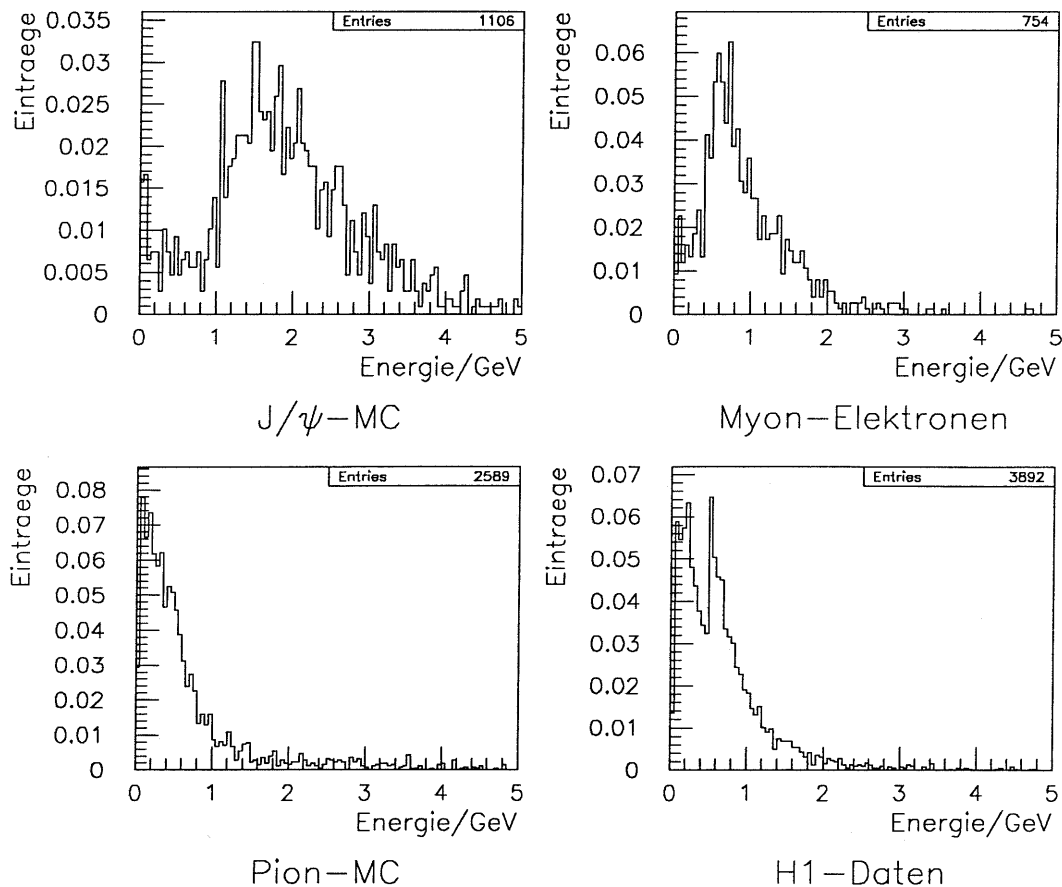


Abbildung 4.4: Die Energien der Schauer bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten im Vergleich

Bei dem Vergleich zwischen J/ψ -Monte-Carlo-Daten und myon-gestreuten Elektronen ist deutlich eine unterschiedliche Verteilung der Maxima zu sehen. Dies erschwert die Aufgabe, aus dem Vergleich zwischen Monte-Carlo- und H1-Daten die Wirksamkeit der zur Elektronsuche erforderlichen Schnitte abzuschätzen. Vor allem der Bereich um 2 GeV, dem Hauptbereich der Monte-Carlo-Elektronen, ist bei den Myon-gestreuten Elektronen statistisch nicht sehr gut belegt.

Der Vergleich zwischen H1-Daten und Monte-Carlo-Pionen ergibt schon eine bessere Vergleichsmöglichkeit. Deutlich ist hier bei den H1-Daten ein Knick der Verteilung bei 0.5 GeV zu sehen. Dies stammt aus der Vorselektion der H1-Daten für die Klasse 17. Hierbei mußten die Schauer als Untergrenze eine Energie von 0.5 GeV vorweisen, um die Kriterien für die Selektion von $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen zu erfüllen.

Schauerenergie-Impuls-Verhaeltnis

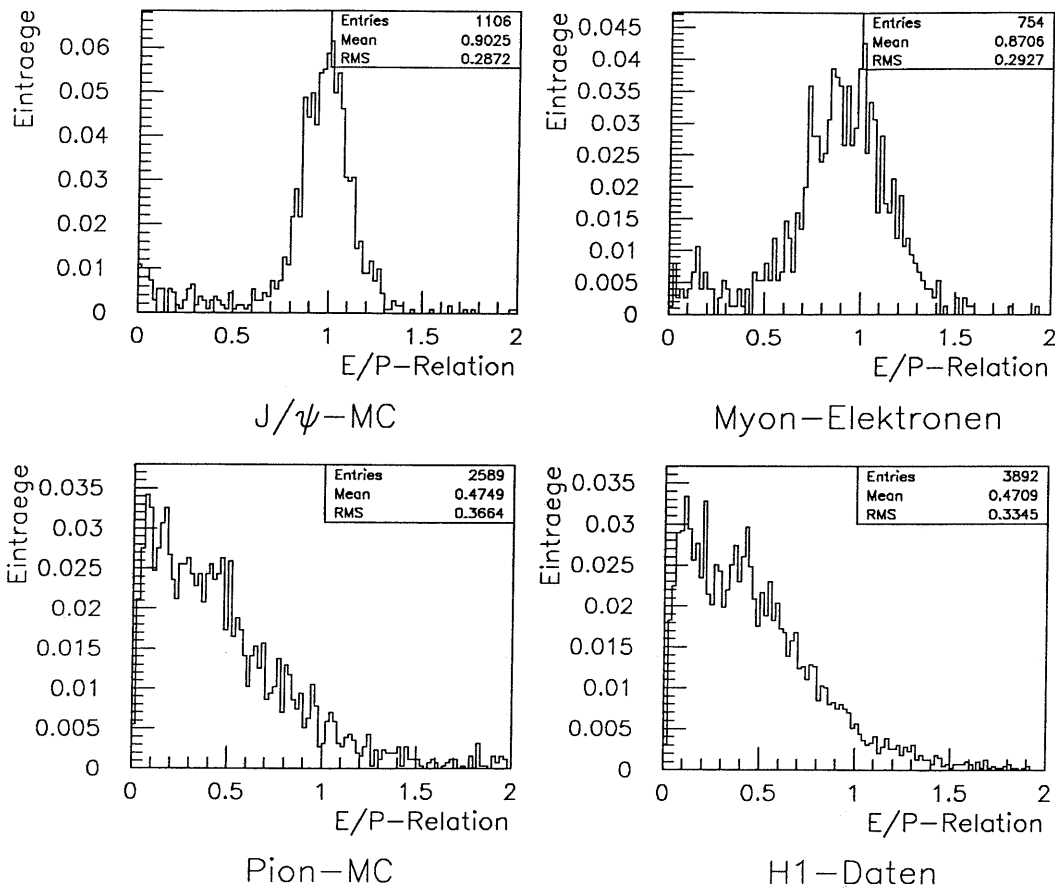


Abbildung 4.5: Das Energie-Impuls-Verhältnis bei Monte-Carlo und gemessenen Daten

Das Schauerenergie-Impuls-Verhältnis zeigt eine gute Möglichkeit auf, die Elektronen von den restlichen Teilchen zu unterscheiden. Da die meisten Elektronen schon im elektromagnetischen Kalorimeter gestoppt werden, wird auch meistens die gesamte Energie von ihnen dort deponiert. Die Pionen geben zumeist nur einen Teil ihrer Energie dort ab.

Die Energieabgabe der Pionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter erfolgt nach anderen Prozessen als die der Elektronen. Dadurch entsteht eine grundsätzlich geringere Energiemessung bei diesen Teilchen. Die Energieangaben in der AE1R-Bank beziehen sich nur auf Elektronen als aufschauende Teilchen. Entsprechend werden bei Pionen nur verminderte Energieangaben berechnet.

Da auch die Energieabgabe der Pionen im elektromagnetischen Kalorimeter anders berechnet werden muß, ergeben sich die verschieden gelagerten Einträge in den obigen Diagrammen für die verschiedenen untersuchten Teilchen. Die Pionen zeigen deutlich eine geringere Energieabgabe in der Skalierung der AE1R-Bank.

Bei Untersuchungen der Energien von Schauern, die nicht Elektronen zugeordnet werden, werden diese durch Software-Methoden neu gewichtet [BIN90]. Dies betrifft vor allem die Einträge im hadronischen Teil des Kalorimeters. Hier sind dann fast nur Schauer von elektromagnetisch schwach reagierenden Teilchen zu finden. Dies sind vor allem Myonen und Pionen.

Schauerenergie–Impuls–Verhaeltnis zur Energie

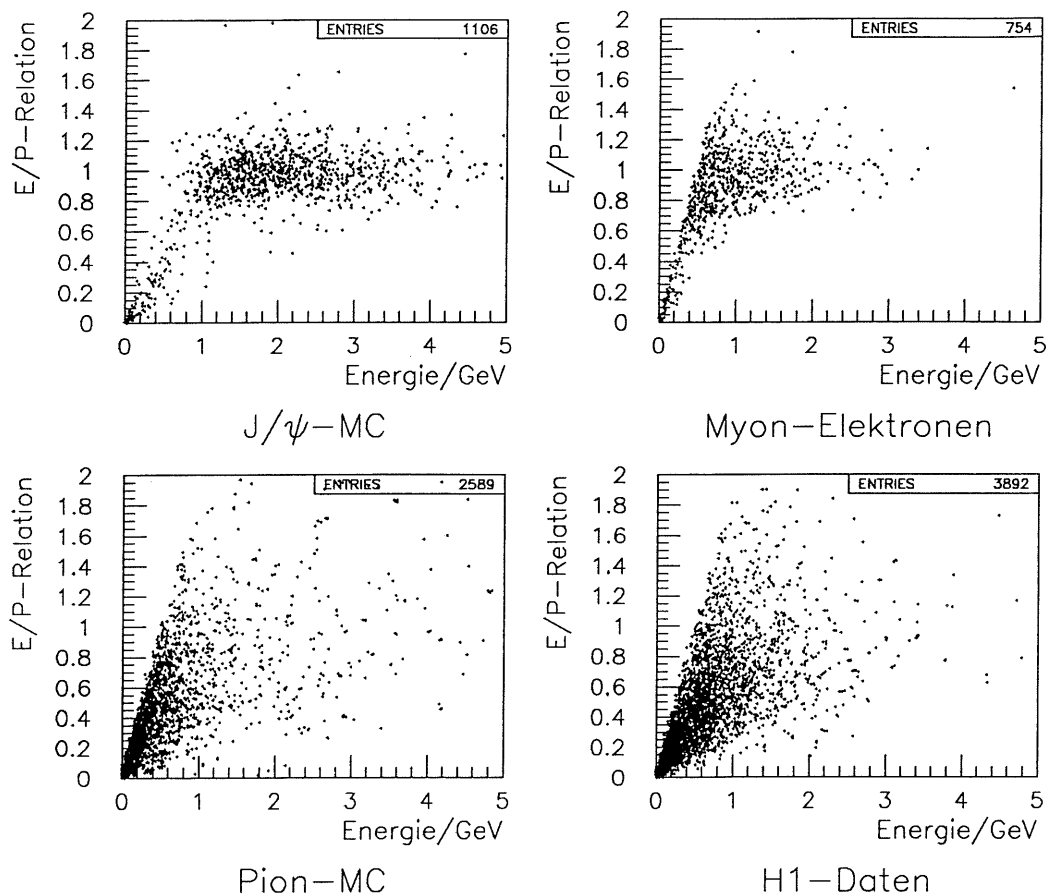


Abbildung 4.6: Das Energie-Impuls-Verhältnis im Vergleich zur Schauerenergie bei Monte-Carlo und gemessenen Daten

Deutlich zeigt sich hier, daß die Energie-Impuls-Auflösung sehr stark von der Teilchenenergie und Teilchenart abhängig ist. Vor allem bei Schauern, die eine Energie kleiner als 1 GeV besitzen, ist ein guter Vergleich kaum noch möglich. Daher wurde auch bei der Elektronidentifizierung ein Schnitt von Schauerenergie $> 0.5 \text{ GeV}$ eingeführt.

Ansonsten ist es hier mit Einschränkungen möglich, mit einem Schnitt über das Schauerenergie-Impulsverhältnis eine Teilchenidentifikation durchzuführen. Für die Elektronidentifikation bei der Suche nach $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Zerfällen wurde ein Schnitt von $0.5 < \text{E/P-Verhältnis} < 2.0$ gesetzt.

Für die simulierten Elektronen erscheint das E/P-Verhältnis, vor allem im 1 GeV-Bereich, günstiger bei 1 zu liegen als bei den reellen H1-Elektron-Daten. Bei Untersuchungen mit mehr Einträgen kann vielleicht später eine Lösung dieser Inkonsistenz gefunden werden.

4.6.2 Vergleich bei der Schauerlänge

Mittlere Schauerlänge

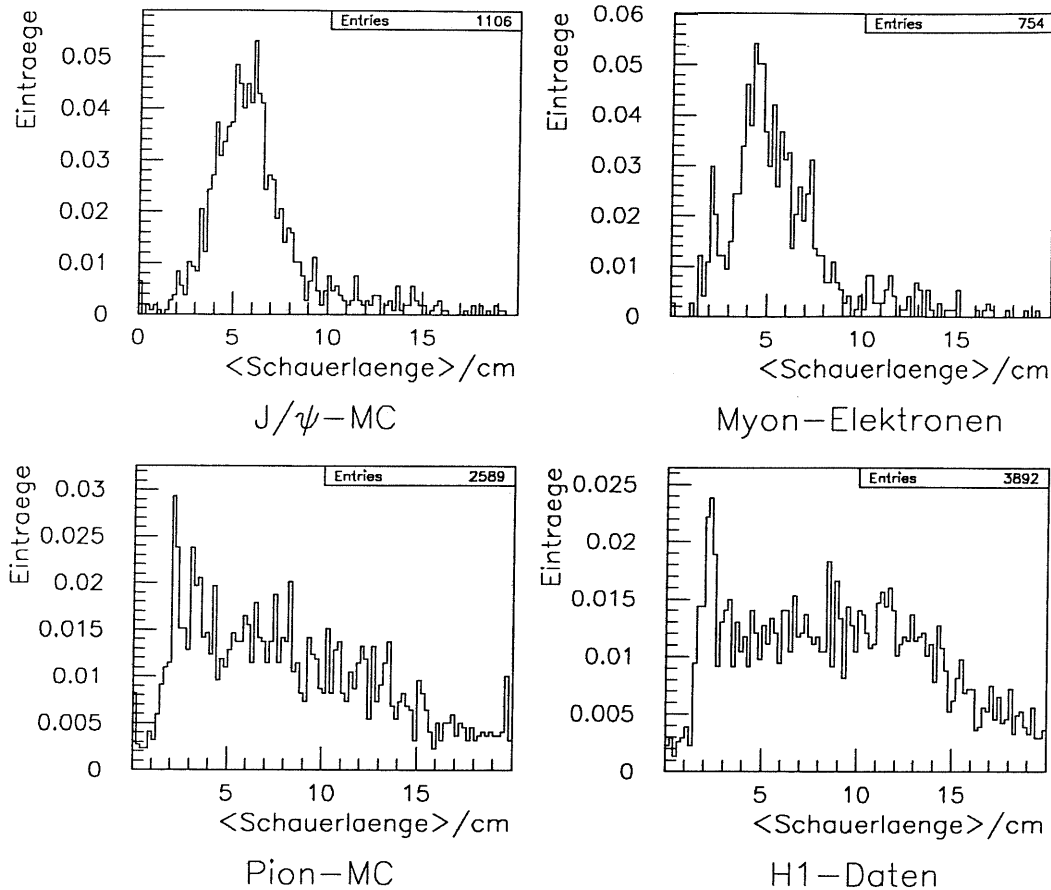


Abbildung 4.7: Die mittlere Länge bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten. Die Einträge sind, wie bei allen folgenden eindimensionalen Diagrammen, auf 1 normiert.

Die mittlere Schauerlänge ist bei Teilchenenergien von 0.5 bis 5 GeV deutlich vom Teilchentyp abhängig. Wie hier zu sehen ist, enden die mittleren Schauerlängen von Monte-Carlo-Elektronen deutlich bei etwa 10 cm. Dies wird auch durch die cosmic-myon-gestreuten Elektronen gezeigt.

Die mittleren Schauerlängen bei Monte-Carlo-Pionen und H1-Daten zeigen ein sehr viel ausgedehnteres Profil.

Mittlere Schauerlaenge zur Schauerenergie

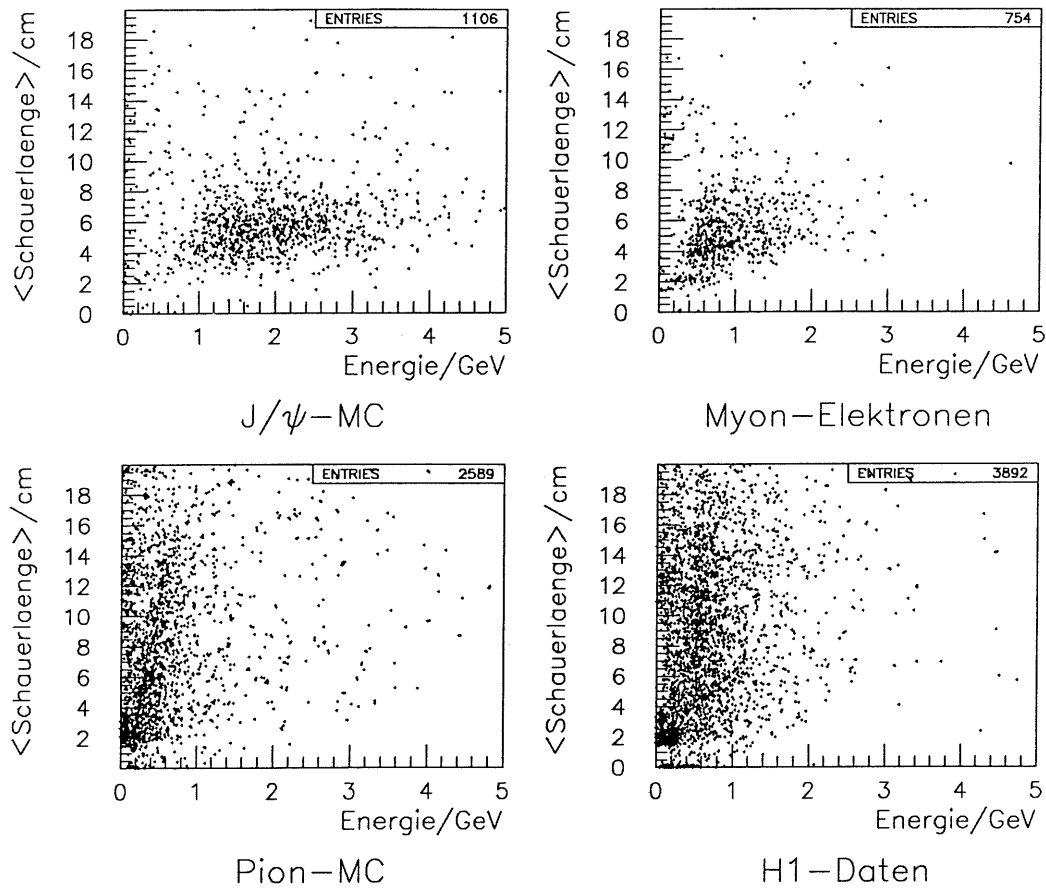


Abbildung 4.8: Die mittlere Länge bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten im Vergleich zur Schauerenergie

Hier zeigt es sich deutlich, daß die mittlere Schauerlänge im Bereich von 0.5 bis 5 GeV fast unabhängig von der Energie des Schauers ist. Eine schwache Abhängigkeit der Untergrenze dieser Länge von der Energie ist zu sehen. Sie läßt sich für Schnitte bei der Suche nach J/ψ 's allerdings nur schlecht ausnutzen, da auch die Monte-Carlo-Pionen und H1-Daten in diesem Bereich wenig Einträge haben. Dies führt auf einen Schnitt bei der Identifizierung der Elektronen von $\langle l \rangle < 10\text{cm}$ ($l :=$ Schauerlänge).

Mittlere quadrierte Schauerlaenge

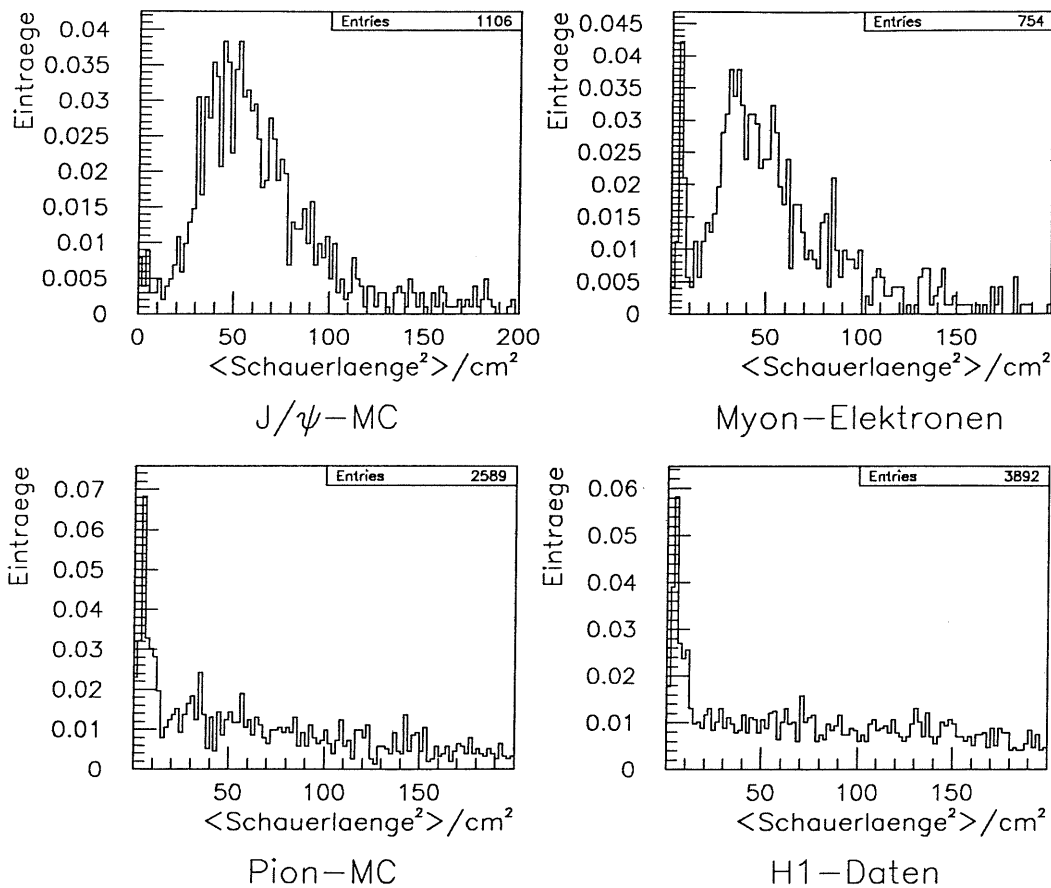


Abbildung 4.9: Die mittlere quadratische Länge bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten

Die mittlere quadratische Länge des Schauers ergab hier noch ein anderes Unterscheidungskriterium bei der Suche nach Elektronen. Auch hier scheinen die meisten Elektronen eine obere Grenze für die mittlere quadratische Schauerlänge zu haben.

Auffallend ist die annähernd flache Verteilung bei den Monte-Carlo-Pionen sowie bei den H1-Daten. Nur im Bereich von $\langle l^2 \rangle \simeq 10 \text{cm}^2$ bildet sich eine deutliche Spitze ab. Auch bei den myon-gestreuten Elektronen ist diese Spitze bei dieser quadrierten mittleren Schauerlänge zu sehen.

Die annähernd flache Verteilung bei den Pionen und die deutliche Konzentrierung der Einträge bei $20 \text{cm}^2 < \langle l^2 \rangle < 100 \text{cm}^2$ zeigten die Möglichkeit an, einen Schnitt für die Elektronidentifizierung mit dieser Meßgröße anzusetzen.

Mittlere quadrierte Schauerlänge zur Schauerenergie

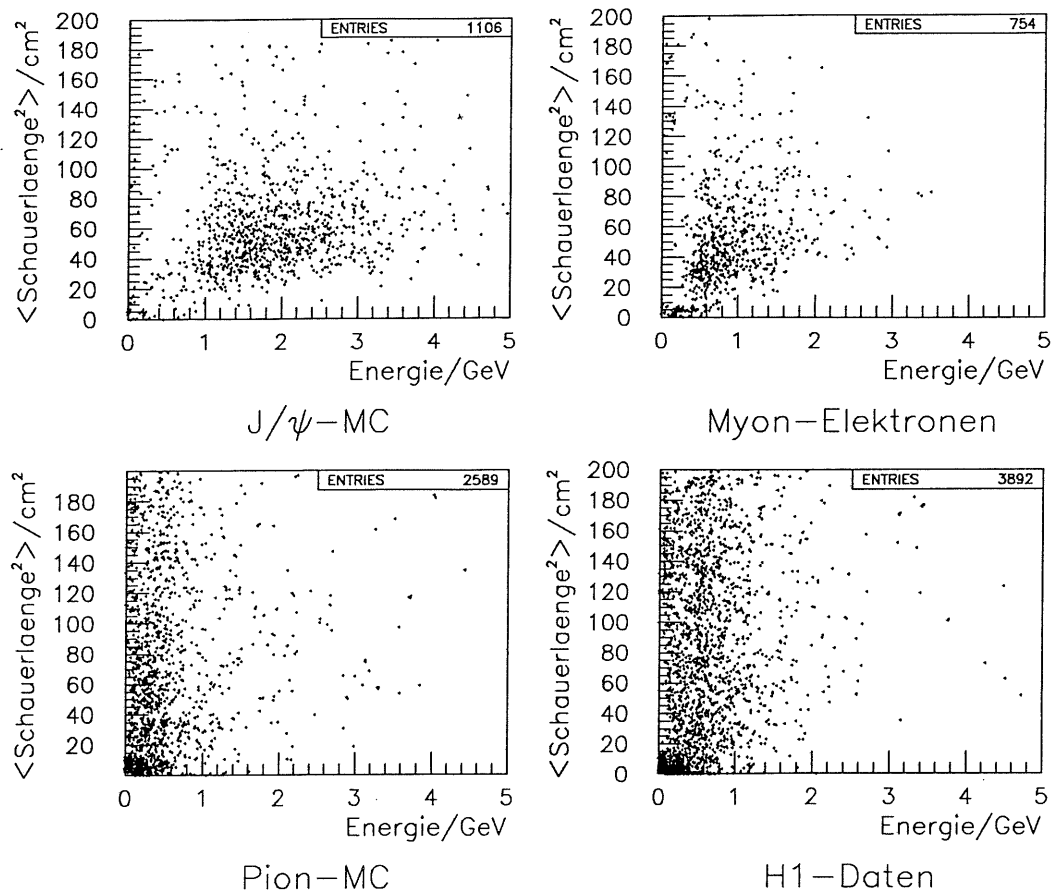


Abbildung 4.10: Die mittlere quadratische Länge bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten im Vergleich zur Schauerenergie

Die Einträge zeigen bei myon-gestreuten Elektronen, sowie bei Monte-Carlo-Elektronen einen ähnlichen Verlauf in der Abhängigkeit der quadrierten mittleren Schauerlänge von der Schauerenergie. Deutlich ist auch zu sehen, daß die Werte innerhalb der schon beschriebenen Grenzen von $20\text{cm}^2 < \langle l^2 \rangle < 100\text{cm}^2$ liegen.

Bei Monte-Carlo-Pionen sowie bei H1-Daten zeigt sich fast keine Abhängigkeit der quadrierten mittleren Schauerlänge von der Schauerenergie.

Für die Suche nach Elektronspuren wurde daher ein Schnitt von $\langle l^2 \rangle < 140\text{cm}^2$ genommen.

4.6.3 Vergleich bei der Schauerbreite

Mittlere Schauerbreite

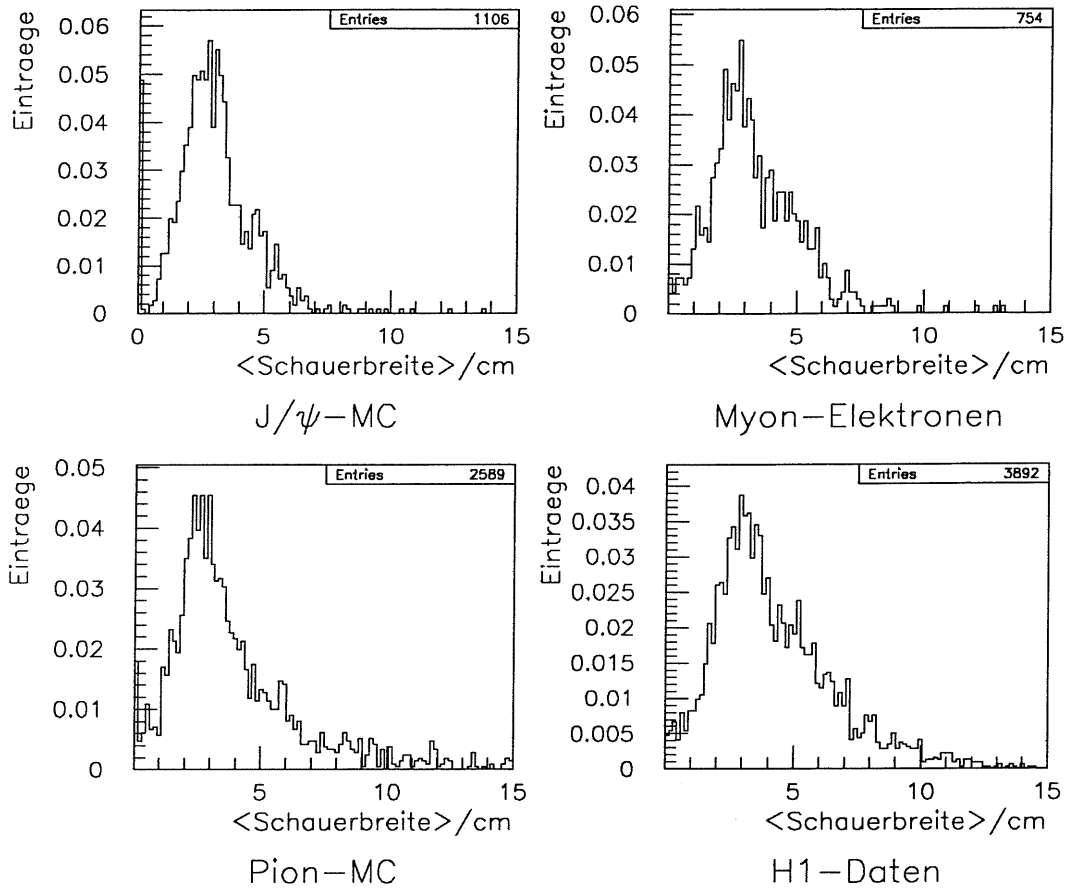


Abbildung 4.11: Die mittlere Breite bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten

Die mittlere Breite bei den Schauern scheint bei allen Teilchentypen gleich zu sein. Hier ergibt sich anscheinend keine Möglichkeit, die Teilchen mit dieser Größe zu unterscheiden.

Auffällig ist hier noch eine andere Struktur der Einträge bei den cosmic-myon gestreuten Elektronen im Vergleich zu den Monte-Carlo-Elektronen der J/ψ's. Die gemessenen Elektronen ergaben durchschnittlich breitere Schauer als die Monte-Carlo-Elektronen obwohl sie eine geringere Energie aufweisen.

Mittlere Schauerbreite zur Energie

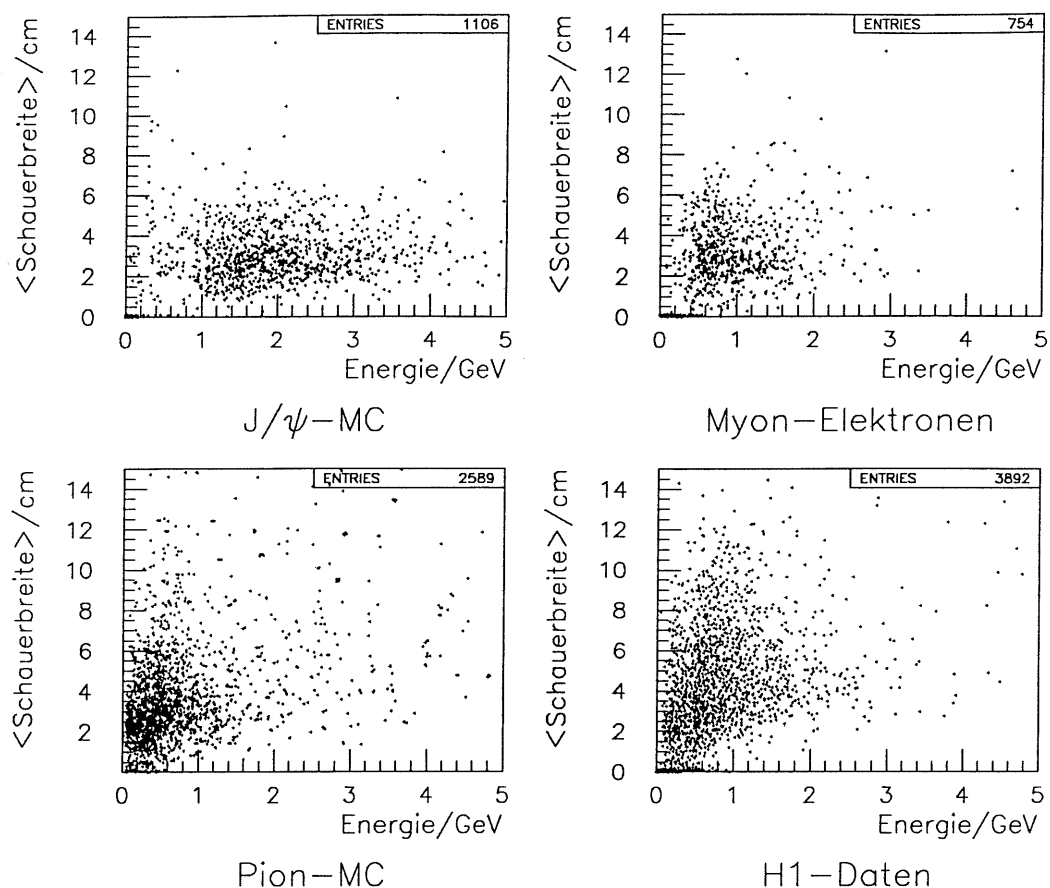


Abbildung 4.12: Die mittlere Breite bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten im Vergleich zur Schauerenergie

Die mittlere Breite des Schauers scheint auch hier nicht sehr stark von der Schauerenergie abhängig zu sein. Auffallend scheint eine breitere Verteilung der Schauerbreite bei den Monte-Carlo-Pionen und den H1-Daten zu sein. Die Obergrenze der Schauerbreite scheint bei Elektronen bei etwa 6 cm zu liegen, während sie bei Monte-Carlo-Pionen und in den H1-Daten deutlich über 10 cm liegt.

Auffallend ist hier eine etwas breitere Verteilung der cosmic-myon-gestreuten Elektronen bei den Energien zwischen 1 und 5 GeV im Vergleich zu den Monte-Carlo-Elektronen. Im Bereich um 1.5 GeV liegen die Einträge breiter, zwischen 2 und 6 cm, Schauerbreite verteilt, während sie bei den Monte-Carlo-Elektronen enger, zwischen 2 und 4 cm, konzentriert liegen.

Mittlere Schauerbreite zum Quadrat

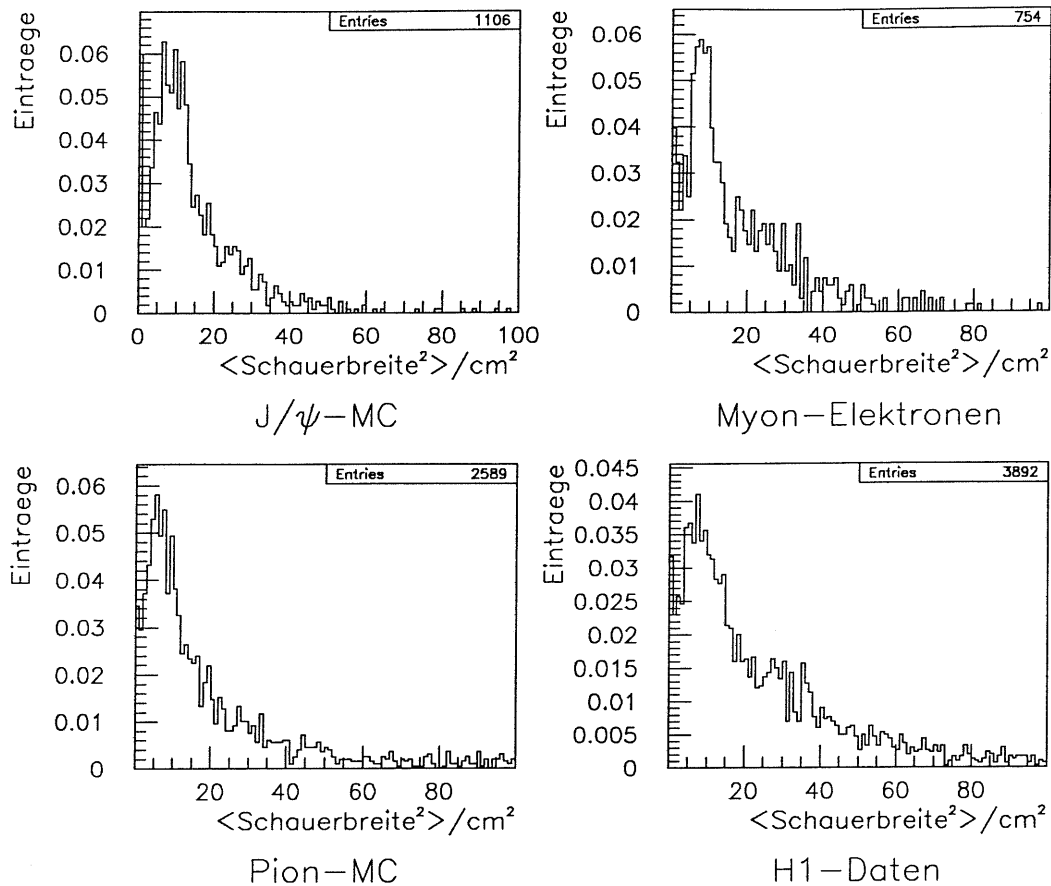


Abbildung 4.13: Die mittlere quadratische Breite bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten

Die mittlere quadratische Breite der Schauer erlaubt kaum eine Unterscheidung von Pionen und Elektronen. Auffallend ist hier allerdings ein schnellerer Abfall der Verteilungen bei den Elektronen jeweils im Monte-Carlo-Bild sowie bei wirklichen Elektronereignissen.

Das Diagramm der Schauerbreiten von den H1-Daten zeigt hier eine relativ flache Verteilung. Er unterscheidet sich deutlich von dem Diagramm der Monte-Carlo-Pionen. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich in den komplexen Detektoreigenschaften zu finden. Möglichkeiten zur Erklärung sind die Effekte des Magnetfeldes vom H1-Detektor, das Rauschen im Kalorimeter, Vielfachstreuung der Spuren in den zentralen Spurenkammern etc.

Mittlere Schauerbreite zum Quadrat zur Energie

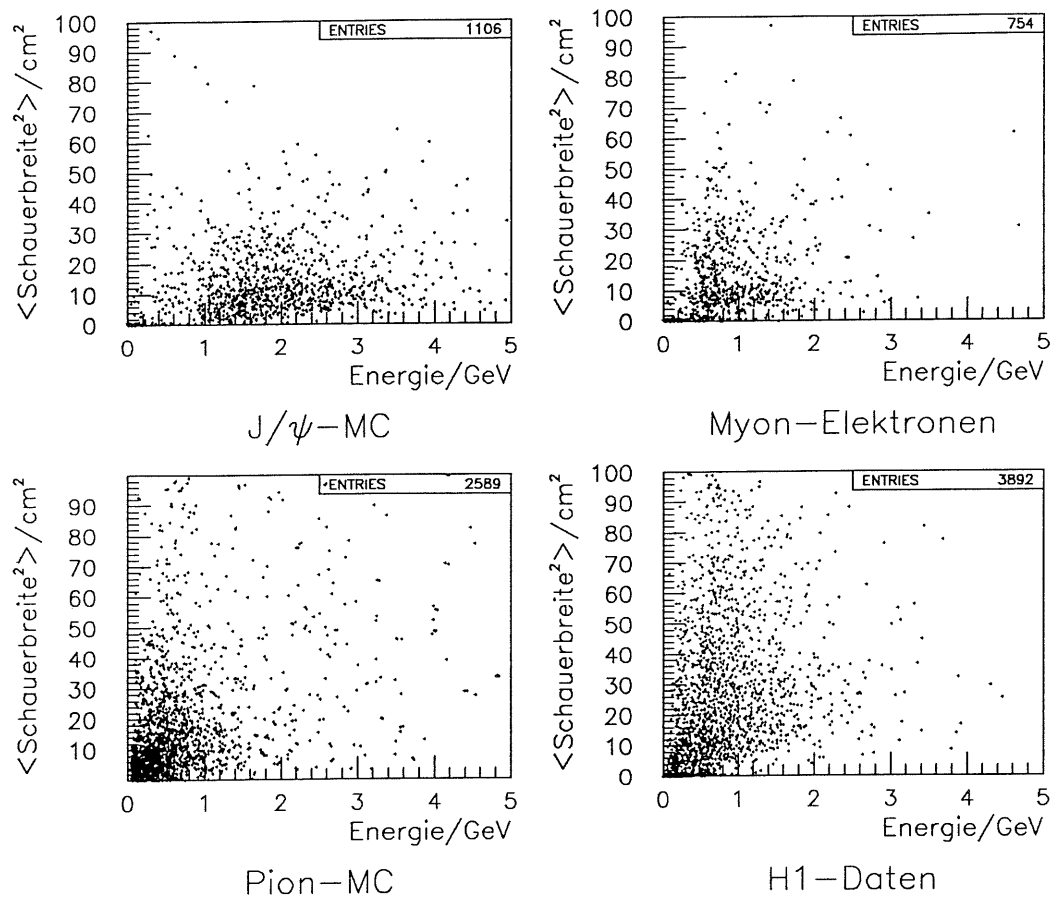


Abbildung 4.14: Die mittlere quadratische Breite bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten im Vergleich zur Schauerenergie

Auffallend ist hier eine komplexere Struktur bei den myon-gestreuten Elektronen. Vor allem im Bereich von Energie(Schauer) $> 1.5\text{GeV}$ ergibt sich eine andere Verteilung als bei den Monte-Carlo-Elektronen. Bei größerer Statistik in diesem Bereich von wirklichen Elektron-Ereignissen müßten hierzu systematisch die Gründe dafür untersucht werden.

Auch die Unterschiede der Schauerstrukturen zwischen den Monte-Carlo-Pionen und den H1-Daten ist deutlich zu sehen. Auffallend bei den H1-Daten ist die gleichmäßigere Verteilung der Einträge im Gegensatz zu den Monte-Carlo-Pionen.

Die Einträge bei den Monte-Carlo-Pionen sind überwiegend im Bereich $\langle r^2 \rangle < 35\text{cm}^2$ konzentriert. ($r :=$ mittlere Schauerbreite, gemessen vom Schwerpunkt des Schauers aus)

Für einige Untersuchungen wurde ein Schnitt bei dieser Größe von $\langle r^2 \rangle < 35\text{cm}^2$ gesetzt. Angesichts der ungewissen Schauerentwicklung bei den cosmic-myon-gestreuten Elektronen im Energiebereich des Schauers größer als 1.5GeV wurde dieser Schnitt später allerdings wieder fallengelassen.

4.6.4 Vergleich bei anderen Schauerparametern

Energie(erste Lage)/Gesamtenergie : EAK0

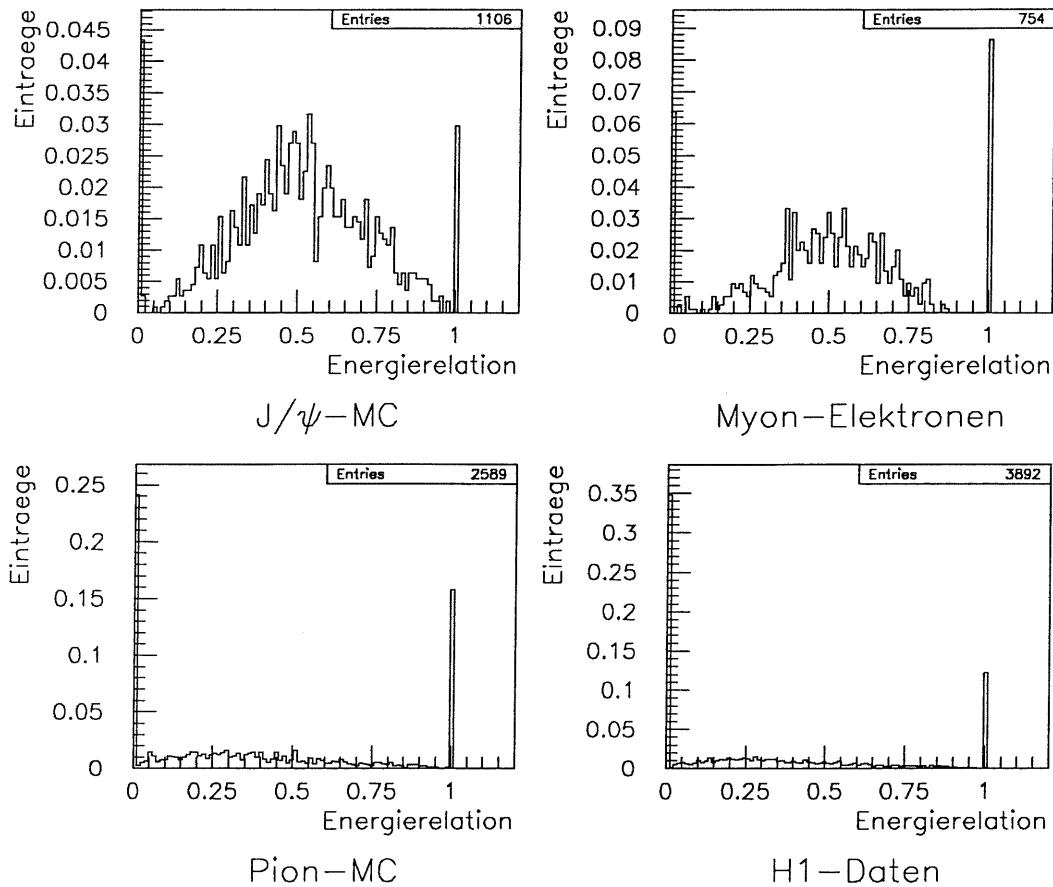


Abbildung 4.15: Das Verhältnis der Energie in der ersten Lage, verglichen mit der Gesamtenergie des Schauers

Diese Größe gibt den Anteil der deponierten Energie in der ersten Lage, verglichen mit der gesamt abgegebenen Energie an. Bei Monte-Carlo- und cosmic-myon-gestreuten Elektronen ist hierbei noch eine Strukturierung der Verteilungen zu sehen. Auffallend ist dabei, daß im Bereich von $0.1 < EAK0 < 0.9$ eine gute Übereinstimmung unter diesen Verteilungen vorherrscht. Im Bin von $EAK0 = 1$ sind bei den myon-gestreuten Elektronen allerdings verhältnismäßig dreimal mehr Einträge. Bei mehr Statistik könnte vielleicht auch hier eine Lösung für dieses Problem gefunden werden. Möglichkeiten wären: zu vereinfachte Simulation, Untergrundereignisse durch mißdeutete Myonen, Mißinterpretation des Rauschens im Kalorimeter etc.

EAK0 zur Schauerenergie

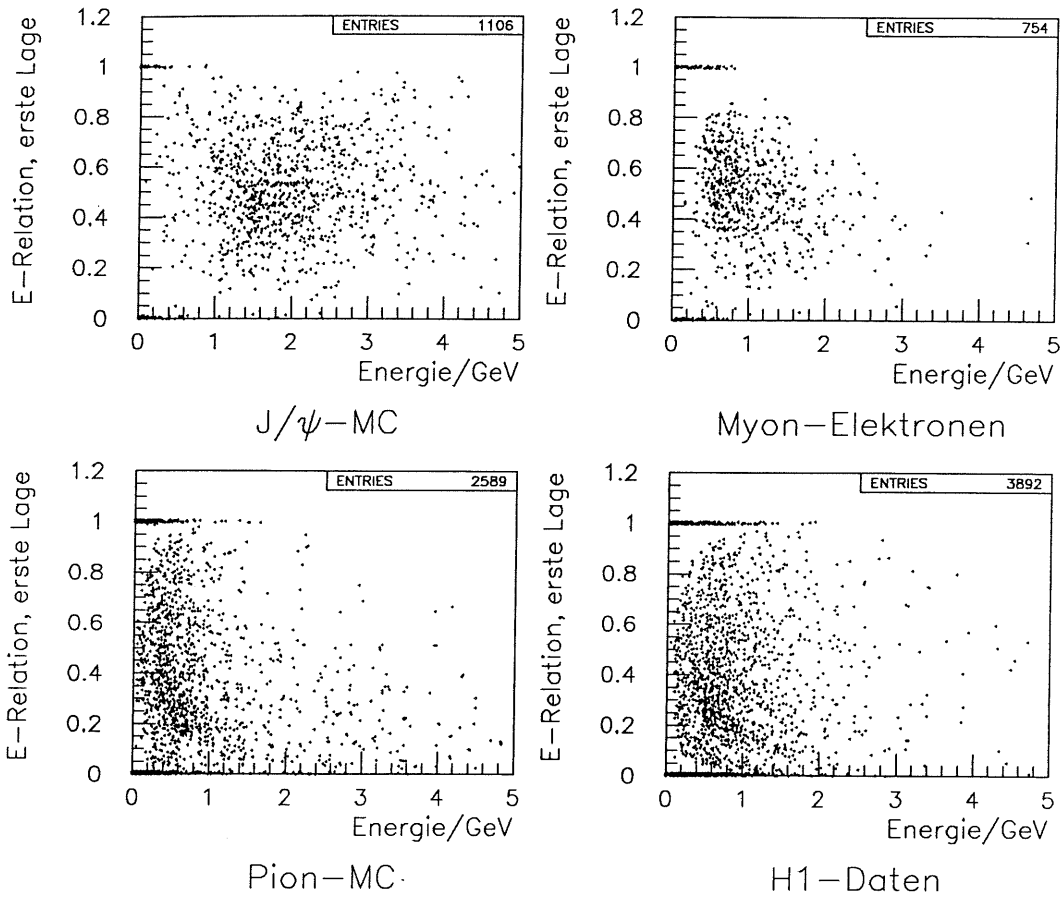


Abbildung 4.16: Die Relation Energie(erste Lage)/Gesamtenergie in Relation zur Schauerenergie

Bei den Einträgen zu EAK0 ergibt sich hier auch zwischen den Monte-Carlo- und den cosmic-myon-gestreuten Elektronen ein verschiedenes Profil. Auffällig ist eine Lücke bei den Einträgen der myon-gestreuten Elektronen im Energiebereich von $E > 2 \text{ GeV}$ und $EAK0 > 0.7$. Eventuell liegt dies an den verschiedenen Einschußrichtungen der Elektronen im Kalorimeter bei den zwei verschiedenen Verteilungen.

Da bei den cosmic-myon-gestreuten Elektronen die meisten Einträge bei $EAK0 > 0.9$ auch bei $E(\text{Schauer}) < 0.5 \text{ GeV}$ liegen, wurde dies für einen Schnitt von $EAK0 < 0.9$ ausgenutzt.

Energierelation der 4 energier.Zellen

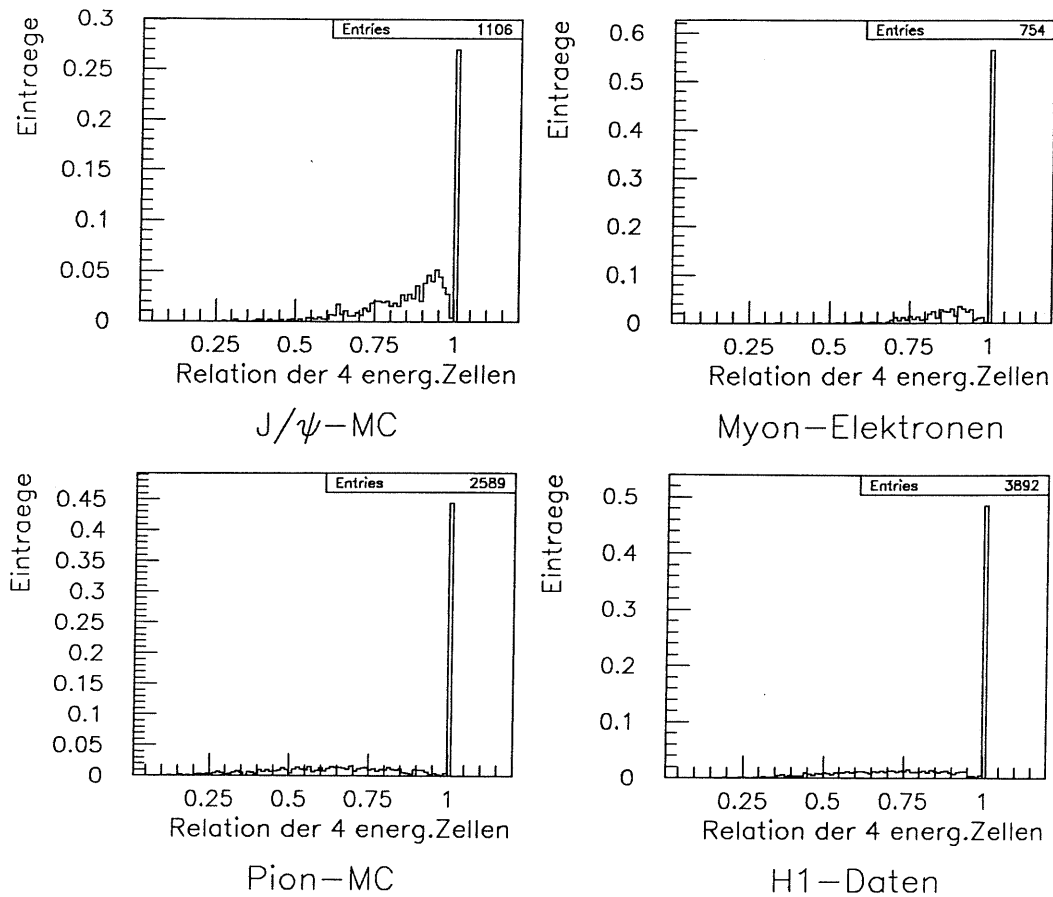


Abbildung 4.17: Die Energierelation der vier energiereichsten, verbundenen Zellen zur Gesamtenergie des Schauers : EAH4

Wie an diesen Diagrammen zu sehen ist, enthalten die Diagramme mit den Einträgen der Elektronereignisse eine andere Strukturierung als bei den Pion-Monte-Carlo-Ereignissen und den H1-Daten.

Auffallend ist, daß bei den Einträgen für die Diagramme der Myon-elektronen ein sehr viel höherer Prozentsatz einen Eintrag bei 1 hat, als bei den Monte-Carlo-Elektronen. Es sind etwa 56 % bei den Myon-Elektronen, während es bei den Monte-Carlo-Elektronen nur etwa 27 % sind. Dies kann mit den unterschiedlichen Energiebereichen der Elektronen von den Monte-Carlo-Ereignissen im Gegensatz zu den myon-gestreuten Elektronen zusammenhängen.

Energierelation der 4 energier. Zellen zur Energie

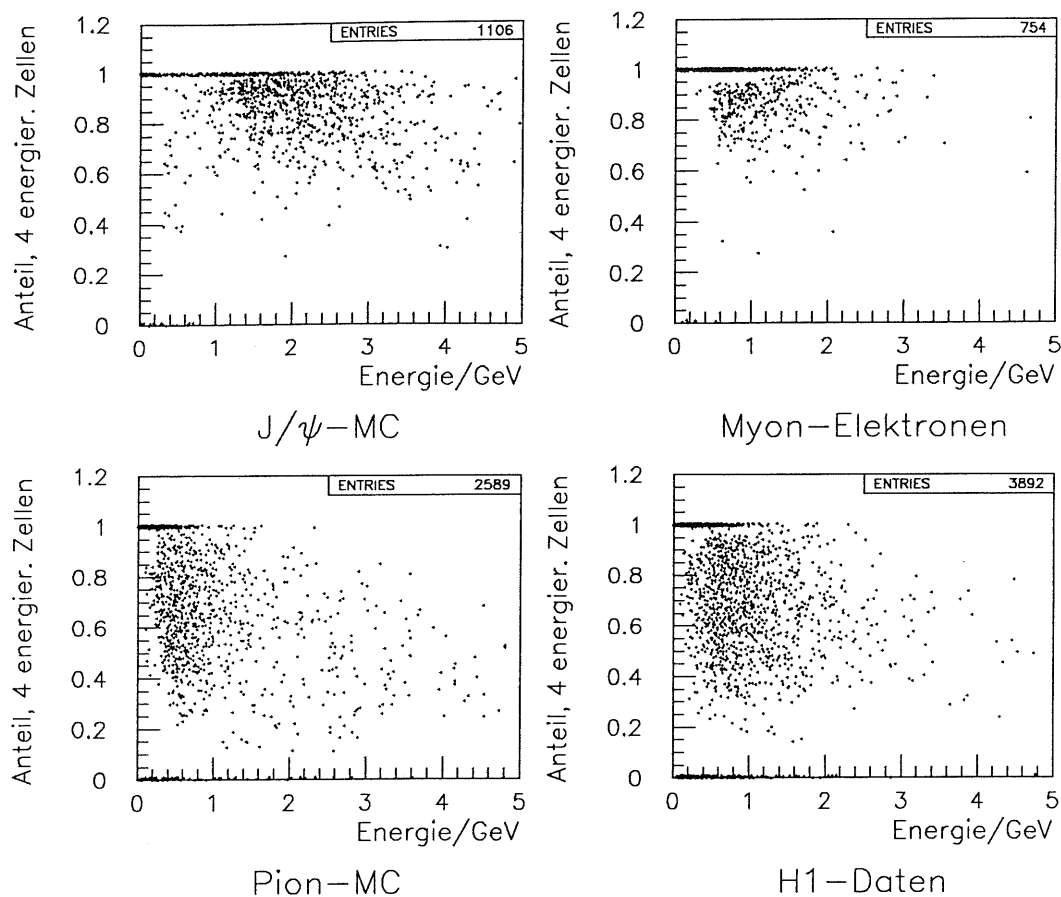


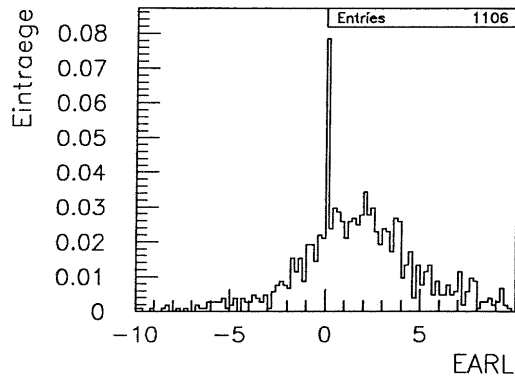
Abbildung 4.18: Das Verhältnis EAH4 zur Gesamtenergie des Schauers

Bei diesen Einträgen des Parameters EAH4 in Abhängigkeit der Schauerenergie lassen sich die unterschiedlichen Strukturen jeweils bei unterschiedlichem Teilchentyp erkennen.

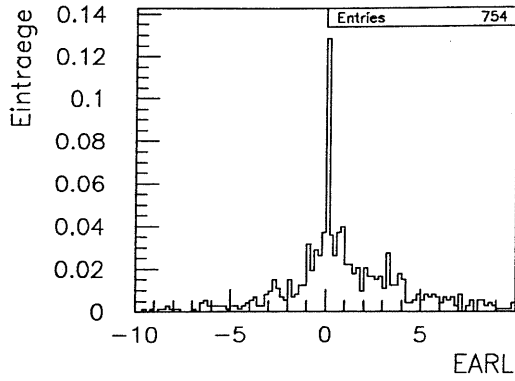
Bei Elektronen ist eine Zusammenballung der Meßwerte oberhalb 0.5 bei EAH4 zu sehen, bei nur schwacher Abhängigkeit von der Schauerenergie. Bei den Monte-Carlo-Pionen und den H1-Daten sind die Meßwerte eher gleichmäßig zwischen 0.2 und 1 verteilt bei ebenfalls schwacher Abhängigkeit von der Schauerenergie.

Bei einem Schnitt von EAH4 > 0.5 konnte keine wesentlich bessere Ausbeute von Elektronen erzielt werden, so daß mit diesem Parameter später nicht mehr gearbeitet wurde.

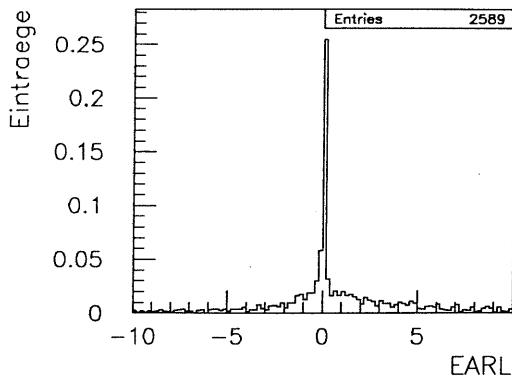
EARL



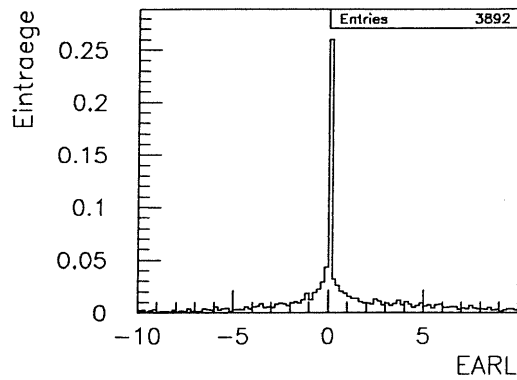
J/ ψ -MC



Myon-Elektronen



Pion-MC



H1-Daten

Abbildung 4.19: Die Differenz von $\langle r \rangle \langle l \rangle - \langle rl \rangle$ bei Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten

Der Parameter EARL gibt eine weitere Möglichkeit an, die Schauer von Pionen und Elektronen zu unterscheiden. Hier sind die Möglichkeiten allerdings begrenzt. Zu sehen sind allerdings schon eine deutliche Häufung der Einträge bei den Monte-Carlo-Elektronen im positiven Bereich. Bei den myon-gestreuten Elektronen wird dieser Eindruck allerdings nicht so gut bestätigt.

EARL zur Schauerenergie

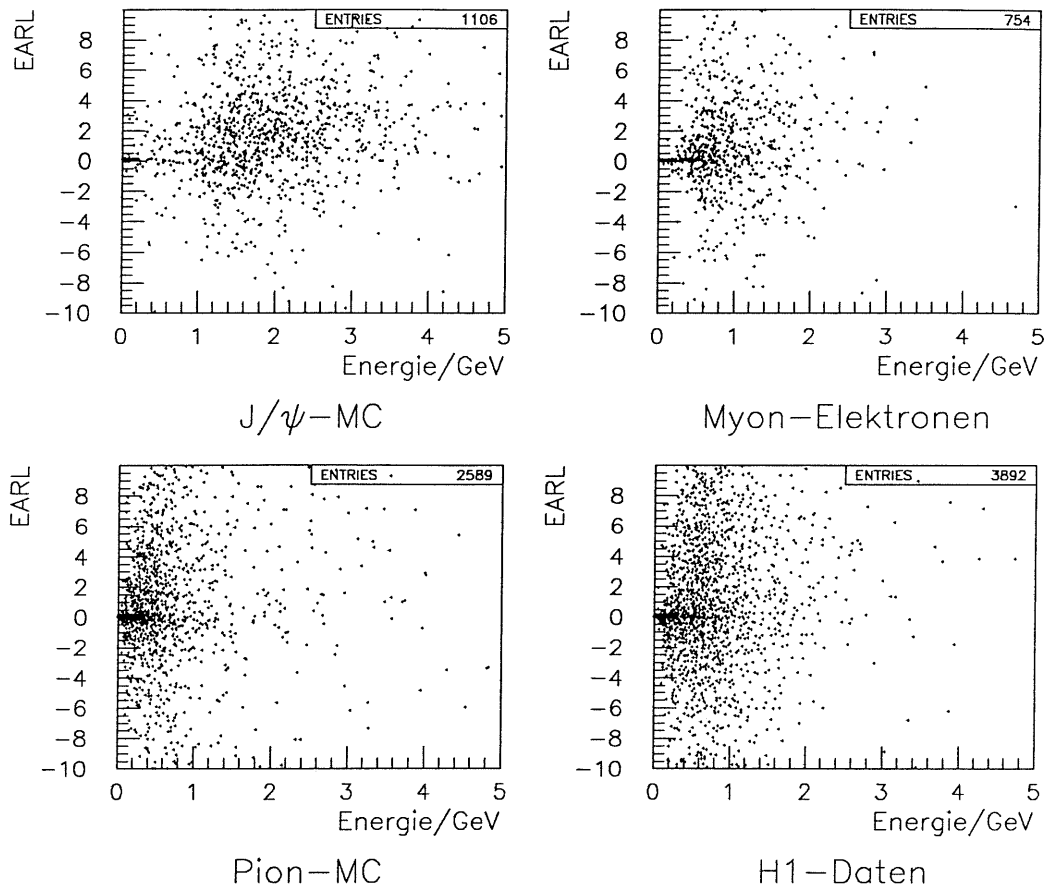


Abbildung 4.20: Die Differenz $\langle r \rangle \langle l \rangle - \langle rl \rangle$ im Vergleich zur Schauerenergie

Deutlich zu sehen ist hier, daß die vielen Einträge bei EARL=0 vorwiegend im niederenergetischen Bereich des Schauers kleiner als etwa 0.7 GeV stattfinden. Es sind wahrscheinlich vorwiegend Einträge von Schauern, die aus einzelnen Zellen des Kalorimeters hervorgehen. Die Einträge von einzelnen Zellen haben allerdings keine Struktur, so daß $\langle r \rangle \langle l \rangle$ und $\langle rl \rangle$ dann gleich sind.

Auch hier ist die Häufung der Einträge bei den Monte-Carlo-Elektronen im positiven Bereich von EARL zu sehen. Allerdings wird auch hier bei den cosmic-myon-gestreuten Elektronen diese Eigenschaft der Monte-Carlo-Elektronen nicht bestätigt. Eine höhere Statistik der realen Elektronen im höherenergetischen Bereich ist notwendig um hier Unterschiede oder Gemeinsamkeiten zwischen Monte-Carlo- und H1-Daten-Elektroneigenschaften klären zu können.

4.7 Effizienz der Elektronenerkennung

Um die Effizienz der Elektronidentifikation bei Detektordaten zu überprüfen, wurden die Daten der cosmic-myon-gestreuten Elektronen genommen. Bei 799 Spuren von Elektronen oder Positronen konnte eine Identifizierungseffizienz von 71 % erreicht werden. Hierbei wurden Schnitte für die Schauergrößen angesetzt, wie sie sich bei den zuvor diskutierten Parametern als besonders günstig erwiesen hatten. Dies wurde mit Monte-Carlo-Elektronen von J/ψ -Zerfällen noch überprüft.

Schnitte bei der Elektronsuchroutine, wie sie bei der Benutzung der vorher erklärten Parameter angewandt wurden:

$$\begin{aligned}
 0.5 < EPFRAC < 2.0 \\
 EAL1 < 10cm \\
 EAL2 < 140cm^2 \\
 EAK0 < 0.9 \\
 ED > 0.5GeV
 \end{aligned}$$

Hierbei wird gefordert, daß mindestens ein rekonstruierter Schauer zu dieser Spur verbunden wurde. Der Abstand von der künstlichen Verlängerung der Spur zu dem Schwerpunkt des Schauers sollte weniger als 15 cm betragen. Von diesen Schauern mußte mindestens einer diesen vorgenannten Schnitten entsprechen.

Spuren von gestreuten Elektronen :	# 799	
Spuren von Elektronen mit geeignetem Schauer :	# 755	100 %
Identifizierte Elektronen :	# 536	71 ± 3 %

Monte-Carlo-Elektronen :	# 4440	
Spuren von Elektronen mit geeignetem Schauer	# 915	100 %
Identifizierte Elektronen	# 708	77 % ± 3 %

Mit einem unselektierten Ereignis-file wurde die Untergrundaufnahme bei dieser Elektronidentifizierungsmethode geprüft. D.h. daß hier die Rate bestimmt wird, mit der beliebige, mit Schauern verbundene Spuren mit Elektronen identifiziert werden.

Diese Spuren stammen hauptsächlich, d.h. mit einem Anteil von über 95 %, von geladenen Pionen.

Spuren	# 7952	
Spuren mit geeignetem Schauer	# 1222	100 %
Als Elektronen identifiziert :	# 92	7.5 ± 0.8 %

Diese Schnitte wurden auch an den mit Schauern verbundenen Monte-Carlo-Pionen geprüft. Dabei ergab sich die folgende Rate von missinterpretierten Elektronen:

Spuren von MC-Pionen	# 3701	
Spuren mit geeignetem Schauer	# 2596	100 %
Als Elektronen identifiziert :	# 235	9.05 ± 0.60 %

Dies legt den überraschenden Schluß nahe, daß in H1-Daten, die immer einen bestimmten Anteil von Elektronspuren besitzen, prozentual weniger Elektronen identifiziert werden als unter Monte-Carlo-Pionen. Dies liegt vor allem an den Begleitumständen dieser speziellen Suche nach niederenergetischen Elektronen.

- Die Schauer-Spur-Verbindung : In Monte-Carlo-Simulationen wird von der Spur ausgehend im Kalorimeter ein Schauer simuliert . Daher ist hier die Spur-Schauer-Verbindung sehr viel wahrscheinlicher als bei H1-Daten.
- Das Rauschen im Kalorimeter : Die irrtümliche Rekonstruktion von Schauern aus Kalorimetersegmenten mit starkem Rauschen stellt eine weitere Schwierigkeit der Spur-Schauer-Verbindung dar.

Hierdurch werden viele Spuren zu falsch rekonstruierten Schauern verbunden. Diese werden dann meistens in den weiteren Analyseschritten verworfen.

Kapitel 5

Datenselektion

Die Messungen von dem H1-Detektor durchlaufen nach der Aufnahme noch durch verschiedene Filter, bevor sie dann zur Analyse zurückgelegt werden. Zwei Filter sind hierbei der Level-4-Filter und die POT-DST-Selektion.

5.1 L4-Trigger-Analyse

Der Level-4-Filter benutzt verschiedene Kriterien eines Ereignisses, welches in einem schnellen Modus rekonstruiert wurde, und die Triggerbits des Level-1-Filters, um dieses Ereignis entweder zu verwerfen oder auf Band aufschreiben zu lassen. Hierbei werden dann auch bestimmte Ereignisse verwiesen, die dann speziellen Hintergrundereignissen, wie Beamwall- oder Beamgas-Reaktionen gleichen.

Mit Monte-Carlo-Ereignissen von J/ψ 's wurde die Triggerakzeptanzrate des Level-4-Triggers überprüft. Diese J/ψ 's zerfallen gleichermaßen in ein Elektron-Positron- wie in ein Myon-Antimyon-Paar.

Bei der Analyse der auf Level-4-Trigger-Ebene abgewiesenen Ereignisse ergab sich folgendes Bild bei den in ein Elektron-Positron- und Myon-Antimyon zerfallenden Monte-Carlo- J/ψ 's :

L4-Trigger-Effizienz bei Monte-Carlo-Daten von J/ψ 's $\rightarrow e^+e^-$ und J/ψ 's $\rightarrow \mu^+\mu^-$		
Ereignisse	# 949	100 %
Akzeptierte Ereignisse	# 925	97.5 ± 3.2 %

Die Akzeptanzrate erscheint mit 98 % akzeptierten Ereignissen genügend hoch zu sein. Problematisch wird es, wenn Detektorfehler oder die Effekte vom Rauschen im Detektor nicht richtig berücksichtigt werden.

Die Signatur des J/ψ -s alleine mit zwei Spuren in den Zentraldetektoren und zwei niederenergetischen Einträgen im elektromagnetischen Kalorimeter können sehr leicht von Störeffekten überlagert werden.

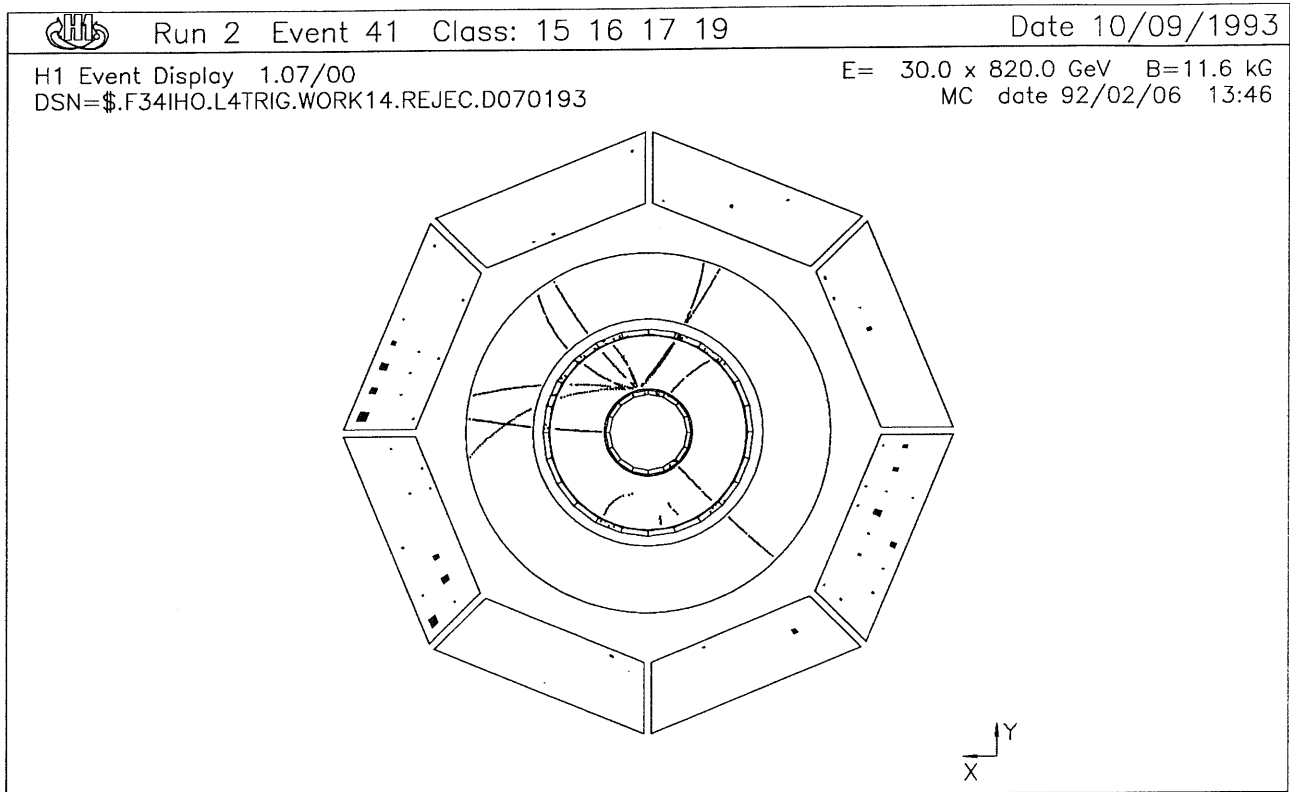


Abbildung 5.1: H1-Event-Bild eines vom Level-4-Filter abgewiesenen J/ψ -Monte-Carlo-Ereignisses

Bei diesem Ereignis in Abb 5.1 wurde eine Reihe von Spuren rekonstruiert, die von den inneren Rand der zentralen Spurenkammern aus anfangen. Die zwei Spuren der Zerfallsleptonen des J/ψ 's gehen von der Mitte der Strahlröhre aus nach rechts unten bzw. nach links zur Mitte hin.

Dieses Ereignis wurde wegen einem falschen Vertex-Fit in xy-Richtung verworfen. Der Grund war hierbei das Bündel von Spuren, die außerhalb der eigentlichen J/ψ -Produktion zusammengeführt wurden.

Der L4-Triggers weist diejenigen Ereignisse zurück, die einem Untergrundereignis sehr ähnlich sehen. Bei der künftigen Datenanalyse von J/ψ -Ereignissen sollte daher eine mögliche Ähnlichkeit von physikalisch verwertbaren Ereignissen mit Untergrundereignissen untersucht werden. Die Abweisraten von diesen Ereignissen durch den L4-Trigger sollte daher mit diesen Untersuchungen möglichst genau berechnet werden.

5.2 Analyse der vom Level-4-Trigger abgewiesenen Ereignisse

Von den Ereignissen beim H1-Detektor werden etwa 70 % durch den Level-4-Trigger abgewiesen. Von diesen abgewiesenen Ereignissen werden noch etwa 1 % auf Band geschrieben, um die Effizienz des Level-4-Triggers zu überprüfen. Bei diesen verworfenen Ereignissen können Untersuchungen durchgeführt werden, ob Ereignisse, die bestimmte Kriterien bei speziellen Analysen erfüllen, von diesem Trigger verworfen werden.

Diese Ereignisse wurden hier mit verschiedenen Schnitten untersucht. Ein Schnitt wurde für die spezielle Ereignis Selektion von in ein Elektron-Positron-Paar zerfallenden J/ψ 's genutzt (Schnitt 1). Diese Selektion dient dazu, die Ereignisse bei H1 in verschiedene Klassen zu ordnen. Für die Klasse 17 bei dieser Selektion, die speziell die J/ψ -Zerfälle erfaßt, wurde bei den in ein Elektron-Positron-Paar zerfallenden J/ψ 's folgende Bedingungen gesetzt:

- Es sind zwei Spuren im Zentraldetektorbereich, die entgegengesetzt geladen sind und deren Impulse eine invariante Masse von 2.1 bis 4.1 GeV aufweisen.
- Mit einer Spur ist ein Schauer verbunden, wobei dieser Schauer eine Energie größer als 0.5 GeV aufweisen muß.
- Der Impuls dieser Spuren soll größer als 0.5 GeV/c sein.

Bei einem weiteren Schnitt 2 wurde daraufhin verlangt, daß beide Spuren mit einem Schauer verbunden sind.

Beim dritten Schnitt wurden auch spezielle Schnitte eingesetzt, um die Elektronen von den Pionen zu unterscheiden, und der invariante Massenbereich wurde auf 2.9 bis 3.3 GeV/c² eingeschränkt.

Analyseeffizienz von Level-4-abgewiesenen Daten im Jahr 1992		
Ereignisse	# 6828	100 %
Akzeptierte Ereignisse Schnitt 1	# 231	3.4 +/- 0.2 %
Akzeptierte Ereignisse Schnitt 2	# 38	0.56 +/- 0.09 %
Akzeptierte Ereignisse Schnitt 3	# 0	0 %

Es wurden hierbei alle Ereignisse verworfen, die in dem Bereich der zuletzt benutzten Schnitte fallen. Die Ereignisse, die die hier vorgestellte Analyse erfaßt, wurden kaum vom L4-Trigger abgewiesen.

5.3 Daten-Selektion für POT,DST

Die POT-(Production-Output-Tape)-bzw.DST-(Data-Summary-Tape)-Selektion dienen dazu, die Datenmenge, die zuletzt nach den Triggerstufen zurückbleibt, zu klassifizieren, um eine schnellere und effektivere physikalische Analyse durchführen zu können.

Für jede spezielle physikalische Untersuchung bei H1 gibt es eine eigene Physikklasse von Ereignissen, die mit der ECLASS-Spezifizierung geordnet werden.

Die Ereignisklasse, die für die J/ψ -Ereignisse eingerichtet wurde, enthält jetzt speziell diejenigen Ereignisse, bei denen zwei entgegengesetzt geladene Spuren auftreten, deren invariante Masse um $3.1 \text{ GeV}/c^2$ gelagert ist. Die Breite dieses Massenfensters liegt bei $2 \text{ GeV}/c^2$. Obwohl es bei der Analyse möglich ist, die invariante Masse dieser J/ψ -Zerfälle mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 100 \text{ MeV}/c^2$ zu bestimmen, ist es doch sinnvoll, die Breite dieses Auswahlfensters bei der Vorselektion möglichst groß zu setzen. Hierdurch kann dann bei der Datenanalyse ein besseres Bild über den Untergrund gewonnen werden.

5.4 Datenselektion für den $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall

Für die Selektion der J/ψ 's, die in Elektronen zerfallen, wurde ein spezielles Verfahren entwickelt, welches sich vor allem auf die Spur-Schauer-Verbindung bezog.

Wenn das Elektron in das elektromagnetische Kalorimeter gelangt, löst es eine Kaskade von Schauerreaktionen aus. Aus der geometrischen Verbindung von Spurende und Cluster kann eine Beziehung hergeleitet werden. Aus der Schauerform und den Energieangaben der einzelnen Zellen läßt sich die Teilchenart und die Gesamtenergie des Schauers bestimmen. Aus der Krümmung der Spur läßt sich der Impuls des Teilchens bestimmen.

Die Bestimmung der invarianten Masse der zwei Spuren erfolgt durch die Viererimpulsmultiplikation der Summe dieser zwei Impulse:

$$m_{inv} = \sqrt{(q_1 + q_2)^2}$$

Diese wurde bei dieser Selektion in die Grenzen von $2.1 \text{ GeV}/c^2$ bis $4.1 \text{ GeV}/c^2$ gesetzt.

Bedingungen der POT - und DST - Selektion für den Zerfall des J/ψ in ein Elektron-Positron-Paar :

- eine invariante Masse von 2.1 bis $4.1 \text{ GeV}/c^2$ von zwei entgegengesetzt geladenen Spuren in den Driftkammern
- jede Spur hat einen Impuls grösser als $0.5 \text{ GeV}/c$
- zu mindestens einer Spur existiert eine Verbindung zu einem Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter

Verbindung bedeutet hier, daß von der gedachten Verlängerung der Spur ein Maximalabstand von 15 cm zu dem Schwerpunkt des Clusters bestehen muß

- es existiert die RCLX und die RCLP-Bank von der Spur

Die RCLX-Bank gibt die vom H1REC-Software-Programmpaket berechneten Verbindungen von Spuren zu Schauern wieder. Die RCLP-Bank gibt die Schauerparameter der zu einer Spur verbundenen Schauer an.

- die Summe der ungewichteten Energie, gemessen bei den einzelnen Zellen des Clusters, ist grösser als 500 MeV
- der Anteil der Schauer-Energie, verglichen mit dem Impuls der dazugehörigen Spur, liegt zwischen 0.01 und 5.0

POT-und DST-Selektion mit der neuen Ereignisklassifizierung		
Ereignisse	# 14436	100 %
Selektion bei 92-Run-POT-Daten	# 63	0.44 +/- 0.05 %
Ereignisse	# 9534	100 %
Selektion bei 92-Run-DST-Daten	# 206	2.16 +/- 0.15 %

Tabelle 1: Die Selektionsrate der neuen Ereignisklassifizierung mit der neuen Routine für die Selektion der J/ψ 's $\rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse

Kombinierte POT-und DST-Selektion mit der neuen Ereignisklassifizierung		
Ereignisse	# 10689	100 %
Selektion bei 92-Run-POT-Daten	# 173	1.618 +/- 0.12 %
Ereignisse	# 6979	100 %
Selektion bei 92-Run-DST-Daten	# 710	10.17 +/- 0.38 %

Tabelle 2: Die Selektionsrate der neuen Ereignisklassifizierung mit der neuen Routine für die Selektion der J/ψ 's $\rightarrow e^+e^-$ Ereignisse zusammen mit der Routine zur Selektion der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse

Dies gibt die Effizienzen an, mit der die neuentwickelte Selektion für die $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse auf früher genommene Daten für die J/ψ -Klasse reduziert. Entsprechend den Voraussetzungen für die neuen Bedingungen bei der Datennahme beim H1-Detektor im Jahr 1993 mußten spezielle Kriterien für diese Reduzierung gewählt werden. Dazu gehörten eine Reduzierung von etwa 2 % bei den H1-POT-Daten und von etwa 10 % bei den H1-DST-Daten vom Jahr 1992 mit der neuen Selektion für diese Klasse.

Mit Monte-Carlo-Ereignissen wurde die Effektivität dieser POT-,DST- Selektion überprüft. Hierzu wurde ein Ereignisfile von J/ψ 's genommen, die nur in Elektron-Positron-Paare zerfallen.

Um die Effizienz dieser Selektion bei den speziellen Bedingungen zu überprüfen, wo die beiden Spuren durch den Zentralbereich der Spurkammern fliegen ($25^\circ(\text{Spur}) < \theta < 155^\circ(\text{Spur})$) wurde hierauf ebenfalls ein Schnitt gesetzt.

Neue POT-und DST-Selektion bei MC- J/Ψ 's (Elektron-Positron-Zerfall)		
Ereignisse	# 1421	100 %
Selektion	# 686	48.3 +/- 1.8 %
Ereignisse $25 < \theta < 155$	# 479	100 %
Selektion	# 462	96.5 +/- 4.5 %

Tabelle 3 : Die Selektionsrate der neuen Ereignisklassifizierung mit der neuen Routine für die Selektion der J/ψ 's $\rightarrow e^+e^-$ bei Monte-Carlo-Ereignissen

Kapitel 6

Datenanalyse von $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Zerfällen

Mit Hilfe der Elektronidentifizierung konnte eine Möglichkeit zum Nachweis der in Elektronen zerfallenden J/ψ 's gezeigt werden.

Dies konnte nun dazu genutzt werden, die im Jahr 1992 und 1993 beim H1-Detektor bei HERA aufgenommenen Daten zu analysieren.

6.1 Die gewählten Schnitte bei der Analyse

Von den Schauergrößen, die im H1REC-Rekonstruktionsprogramm zur Schauerparametrisierung benutzt wurden, konnten schließlich die folgenden Schnitte zur Datenanalyse benutzt werden:

$$\begin{aligned}0.5 < EPFRAC < 2.0 \\ < l > < 10cm \\ < l^2 > < 140cm^2 \\ EAK0 < 0.9 \\ ED > 0.5GeV \\ 0.9 < P(vertexv.)/P(nvertexv.) < 1.1\end{aligned}$$

EPFRAC : Das Verhältnis der Energie im Schauer zu dem Impuls des Teilchens.

ED : Die Gesamtenergie des Schauers, die durch Summieren der einzelnen Zellenergien erreicht wird. Die Energien wurden mit einer Korrektur berechnet, die den Energieverlust der Teilchen beim Durchgang zwischen Spurkammer und Kalorimeter berücksichtigte.

$P(vertexv.)/P(nvertexv.)$: Vergleich des Impulses von der vertexverbundenen Spur zum Impuls dieser Spur bei keiner Vertexverbindung.

6.2 Effizienz in Hinblick auf Monte-Carlo-Daten

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Daten kann die Effizienz dieser Analyse überprüft werden. Es wurden 4440 von EPJPSI 2.0 generierten J/ψ 's genommen und durch H1SIM simuliert. Anschließend wurden sie durch H1REC rekonstruiert. Dieses Ensemble von J/ψ 's zerfällt mit gleichen Anteilen in Elektron-Positron- wie in Myon-Antimyon-Paare. Für die Überprüfung der Daten-

analyse der J/ψ 's wurden diejenigen Ereignisse selektiert, bei denen die J/ψ 's in ein Elektron-Positron-Paar zerfielen. Von den 4440 erzeugte J/ψ 's zerfielen 2211 in ein Elektron-Positron-Paar. Hiervon konnten dann 240 als J/ψ 's identifiziert werden, deren Elektronen Einträge im Kalorimeter erzeugten, die innerhalb der gewählten Schnitte fielen.

Als Ergebnis dieser Überprüfung konnten folgende Raten erhalten werden.

J/ψ 's(Elektron-Positron-Paarzerfall)	# 2211	100 %
Identifizierte J/ψ 's, harter Schnitt	# 240	11 +/- 0.7 %
J/ψ 's(bei den Spuren im Winkel $25 < \theta < 155$)	# 740	100 %
Identifizierte J/ψ 's Spuren im Winkel $25 < \theta < 155$	# 240	32 +/- 2.1 %

Es wurden jeweilig alle generierten J/ψ 's untersucht, sowie nur diejenigen J/ψ 's, deren Zerfallsleptonen einem Winkel θ von 25° bis 155° in den Detektor überstreichten. Unter diesen Bedingungen ist die Spurauflösung in den zentralen Driftkammern besser, da die Leptonen den gesamten r - ϕ -Bereich dieser Kammern durchquerten. Auch die Bedingungen für eine Spur-Schauer-Verbindung sind in diesem Winkelbereich günstiger. Die Spuren werden in den vorderen Spurendetektoren nicht mehr so vollständig rekonstruiert wie in den zentralen Spurenkammern.

Der Anteil von diesen J/ψ 's, deren Zerfallsleptonen durch den Zentralbereich fliegen, beträgt allerdings nur etwa 33 %.

6.3 Datenanalyse

6.3.1 Die ersten Schritte der Analyse

Aus den H1-DST-Daten des Jahres 1992 wurden 226 727 Ereignisse von den Elektron-Proton-Streumessungen genommen. Aus der KVKR-Bank des H1-REC-Rekonstruktionsprogramms wurden die Spurdaten zur Impulsmessung und Schauerverbindung übernommen. In der KVKR-Bank sind diejenigen Spuren gespeichert, die sich innerhalb der Strahlröhre zu einem Vertex zusammenfügen lassen. In einem ersten Schritt der Analyse wurden 13213 Ereignisse vorselektiert. Bei dieser Vorselektion wurden zwei entgegengesetzt geladene Spuren innerhalb des Ereignisses gefordert, die einen Mindestimpuls von 500 MeV/c aufweisen.

In weiteren Schritten der Analyse wurden verschiedene Schnitte getestet, um diese Ereignisse weiter zu reduzieren. In einem ersten Schritt wurden zwei entgegengesetzt geladene Spuren sowie eine Spur-Schauer-Verbindung gefordert. Das hieß, daß vom H1REC-Rekonstruktionsprogramm der jeweiligen Spur mindestens ein Schauer zugeordnet werden mußte. Von der gedachten Verlängerung der Spur sollte bis zum Schwerpunkt der Schauer ein Höchstabstand von 15 cm bestehen. Von diesen Ereignissen wurde dann die Möglichkeit der Elektronerkennung bei den jeweiligen Spuren geprüft.

6.3.2 Analyse der Daten im Jahr 1992

Bei der Auftragung der invarianten Masse ergab sich folgendes Bild:

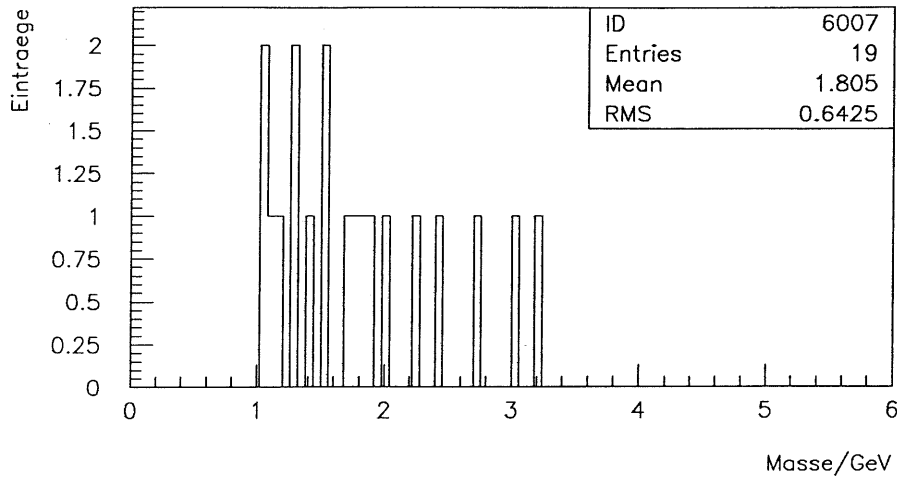


Abbildung 6.1: Plot der invarianten Masse der Ereignisse mit möglichen J/ψ 's

Folgende Statistik ergab sich bei der Selektion dieser Ereignisse. Schnitt 1 bezieht sich auf Ereignisse, wo zwei Spuren, deren invariante Masse innerhalb der gewählten Grenzen liegt, jeweils mit einem Schauer verbunden sind. Die Schauerenergie sollte größer als 500 MeV sein.

Bei dem zweiten Schnitt wurden die geschilderten Schnitte zur Elektronidentifizierung angewandt.

Die letzten zwei Ereignisse beinhalten jeweils zwei Spuren, deren invariante Masse innerhalb des Massenbereichs liegen, die für eine J/ψ -Identifizierung notwendig sind.

Datenereignisse (vorselektiert)	# 13213	100 %
Ereignisse Schnitt 1 $1\text{GeV}/c^2 < m(\text{inv}) < 6\text{GeV}/c^2$	# 240	1.8 ± 0.1 %
Ereignisse Schnitt 2 $2.7\text{GeV}/c^2 < m(\text{inv}) < 3.5\text{GeV}/c^2$	# 19	0.09 ± 0.03 %
Datenereignisse (beide Spuren im Winkel $25 < \text{Theta} < 155$)	# 2	0.01 ± 0.05 %

Als mögliche Kandidaten konnten die folgenden Ereignisse ausgewählt werden, die bei zwei Spuren folgende invariante Massen aufweisen:

Ereignis 32561 Run 21041 $M(\text{inv.}) = 3.19 \text{ GeV}/c^2$

Ereignis 33150 Run 2501 $M(\text{inv.}) = 3.00 \text{ GeV}/c^2$

Im H1-Look-Event-Display ergab sich folgendes Bild für diese Ereignisse :

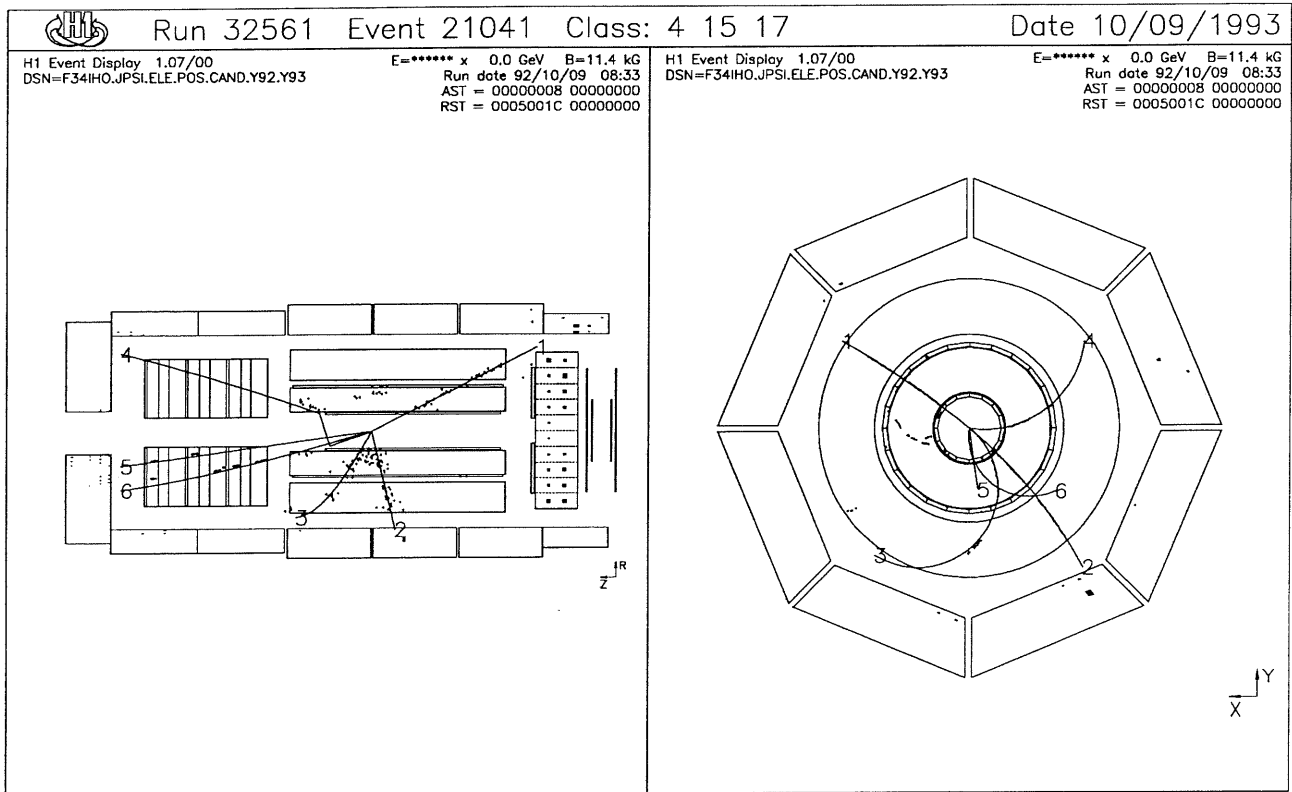


Abbildung 6.2: Radial- und Seitenansicht des H1-Detektors mit den entsprechenden Spuren in den Spurkammern und den Einträgen im Kalorimeter

Im Ereignisabbild (Abb. 6.2) deuten die Spuren 1 und 2 auf mögliche Zerfallselektronen von einem J/ψ hin. In der Seitenansicht ist deutlich zu erkennen, daß eine Spur unter einem recht kleinen Winkel zur Strahlröhre verläuft. Dadurch gelangt das Teilchen in das BBE (Backward-barrel-electromagnetic-Kalorimeter: der letzte hintere Teil des elektromagnetischen Kalorimeters). Während in den Forward-Barrel- und den Central-Barrel-Bereichen das hadronische Kalorimeter eine Kontrolle über den weiteren Verlauf des Schauers ermöglicht, ist dies im BBE-Bereich nicht möglich. Daher ist hier die Bestimmung des Teilchentyp mit einer größeren Unsicherheit behaftet. Die Schauer eines Pions, die noch meist bis ins hadronische Kalorimeter hineinreichen, können im BBE oft nicht vollständig ausgemessen werden.

Bei der zweiten Spur sind gut die Merkmale eines, durch ein Elektron hervorgerufenen Schauers zu erkennen. Die Schauerlänge ist sehr kurz und erstreckt sich nur über zwei Plattenlagen und in der ersten Lage befinden sich zwei Kalorimetersegmente mit Energieangaben. Die Spuren führen in $r-\phi$ -Projektion annähernd kollinear voneinander weg, welches auf den geringen P_t -Impuls von $0.95 \text{ GeV}/c$ des J/ψ 's hinweist. Das J/ψ hat hierbei $z_{J/\psi} = 0.95$ und $x_{\text{Gluon}} = 1.9 \cdot 10^{-3}$.

Das zweite Ereignis mit J/ψ -Signatur

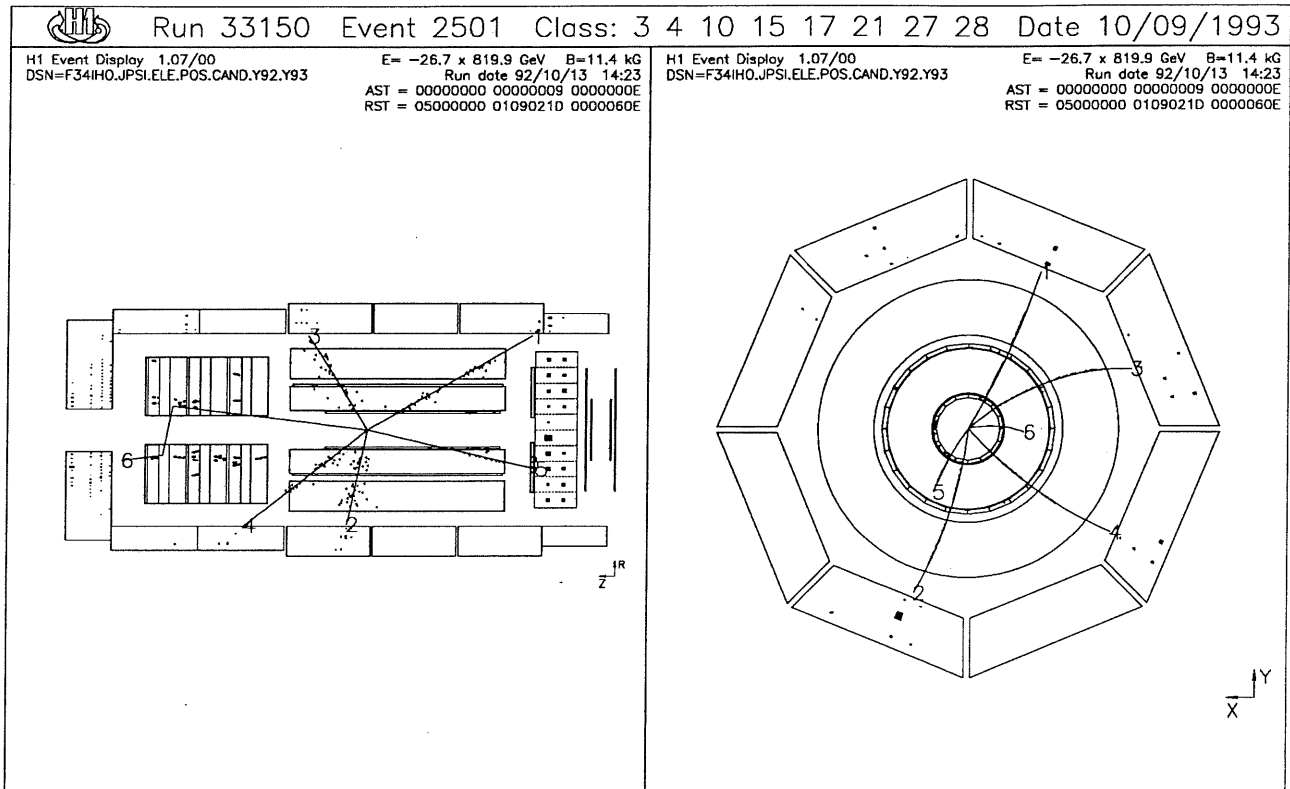


Abbildung 6.3: Radial- und Seitenansicht des H1-Detektors mit den entsprechenden Spuren in den Spurkammern und den Einträgen im Kalorimeter

Die beiden Zerfallselektronen des J/ψ 's sind Spur Nummer 1 und Nummer 2. Auch hier ist zu sehen, daß der Schauer von Spur 1 zum Teil in das BBE hineinreicht. Der Transversalimpuls vom J/ψ ist wiederum mit $0.97 \text{ GeV}/c$ recht gering.

Bei diesem Ereignis ist $z_{J/\psi} = 0.55$ und $x_{Gluon} = 1.0 \cdot 10^{-3}$.

6.3.3 Analyse der Daten im Jahr 1993

Nach dem vorher beschriebenen Schema wurden auch die neugewonnenen Daten des Jahres 1993 analysiert. Bei der Auftragung der invarianten Masse ergab sich folgendes Bild bei den Daten des Jahres 1992 und 1993:

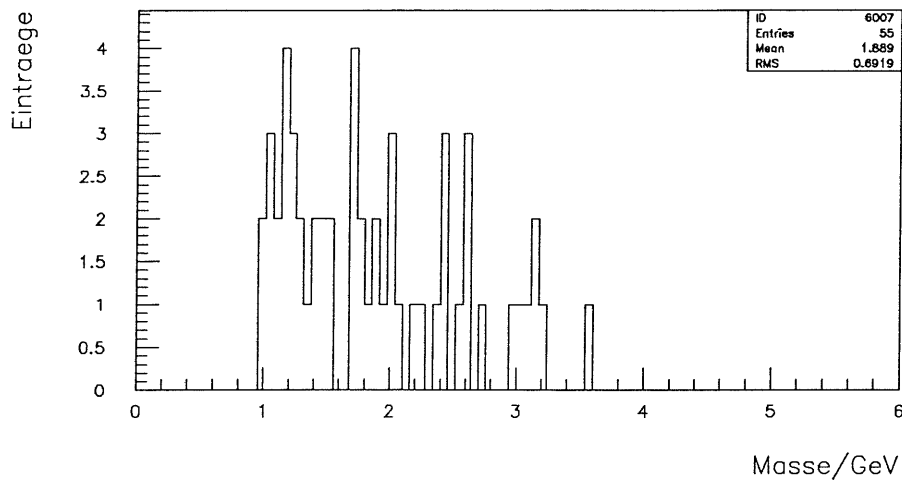


Abbildung 6.4: Plot der invarianten Masse der Ereignisse mit möglichen J/ψ 's

Als neue Ereignisse, die als $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ in Frage kommen, können die folgenden Ereignisse angesehen werden:

Ereignis 71879 Run 53905 $M(\text{inv.}) = 3.10 \text{ GeV}/c^2$

Ereignis 7020 Run 54659 $M(\text{inv.}) = 3.13 \text{ GeV}/c^2$

Ereignis 15662 Run 54863 $M(\text{inv.}) = 2.95 \text{ GeV}/c^2$

Ereignis 10542 Run 59364 $M(\text{inv.}) = 3.13 \text{ GeV}/c^2$

Im H1-Look-Event-Display ergab sich folgendes Bild für zwei dieser Ereignisse :

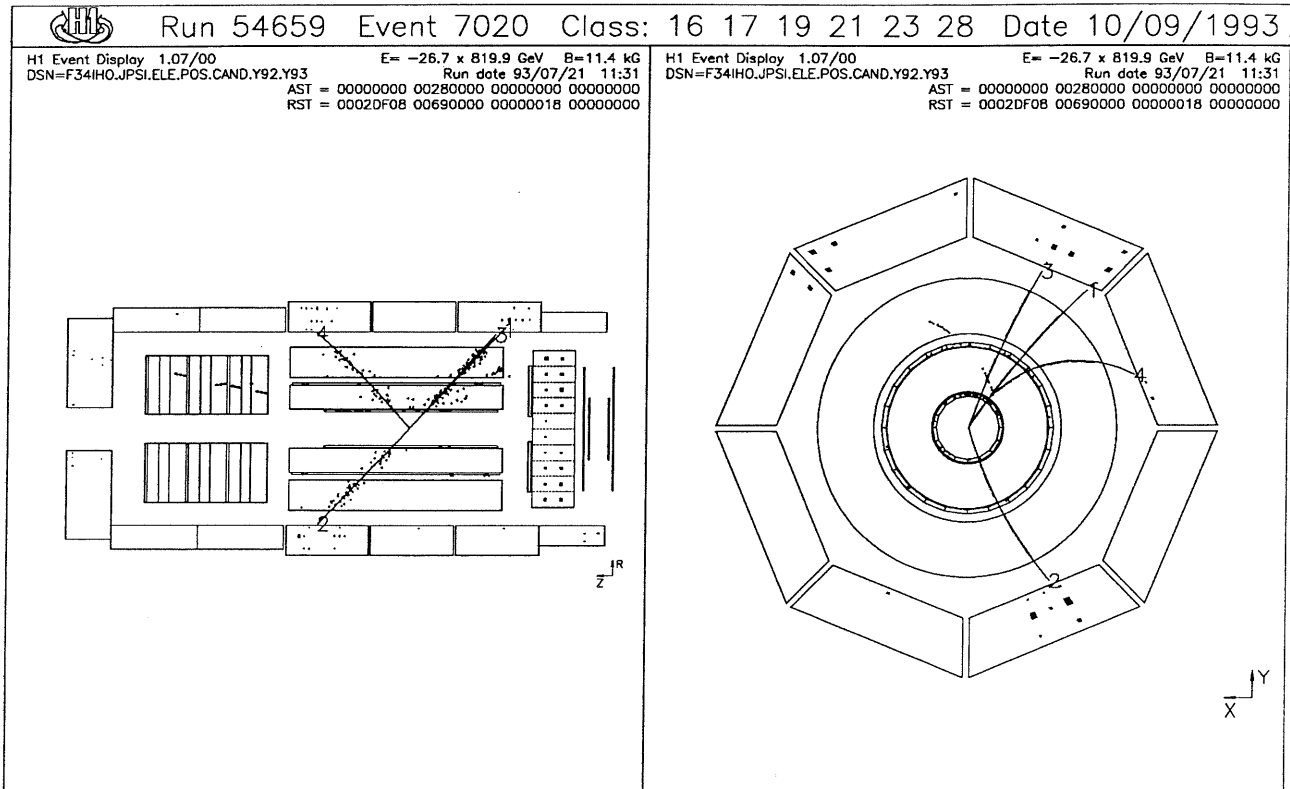


Abbildung 6.5: Vorderansicht des H1-Detektors mit den entsprechenden Spuren in den Spurkammern und den Einträgen im Kalorimeter

Die beiden Elektronen des zerfallenden J/ψ 's werden durch Spur 2 und Spur 3 verdeutlicht. Auffällig bei Spur 3 ist die breite Verteilung des Schauers in der zweiten Lage des Kalorimeters. Dies tritt durch die starke ionisierende Wirkung des Elektrons im Detektormaterial auf.

Bei Spur 2 tritt neben dem Hauptschauer, der der Spur zugerechnet werden konnte, noch ein weiterer Schauer in der Nähe auf. Dieser entstand wahrscheinlich durch ein Elektron, welches durch das Positron von dem J/ψ -Zerfall aus dem Material der äußeren Spurkammerumfassung gestreut wurde.

Der Transversalimpuls des J/ψ 's stimmt mit $1.13 \text{ GeV}/c$ mit dem durchschnittlichen Erwartungswert bei den Transversalimpulsen der Monte-Carlo- J/ψ 's überein. Dieses J/ψ -Ereignis hat $z_{J/\psi} = 0.54$ und $x_{\text{Gluon}} = 1.8 \cdot 10^{-3}$

Das zweite Ereignis mit J/ψ -Signatur

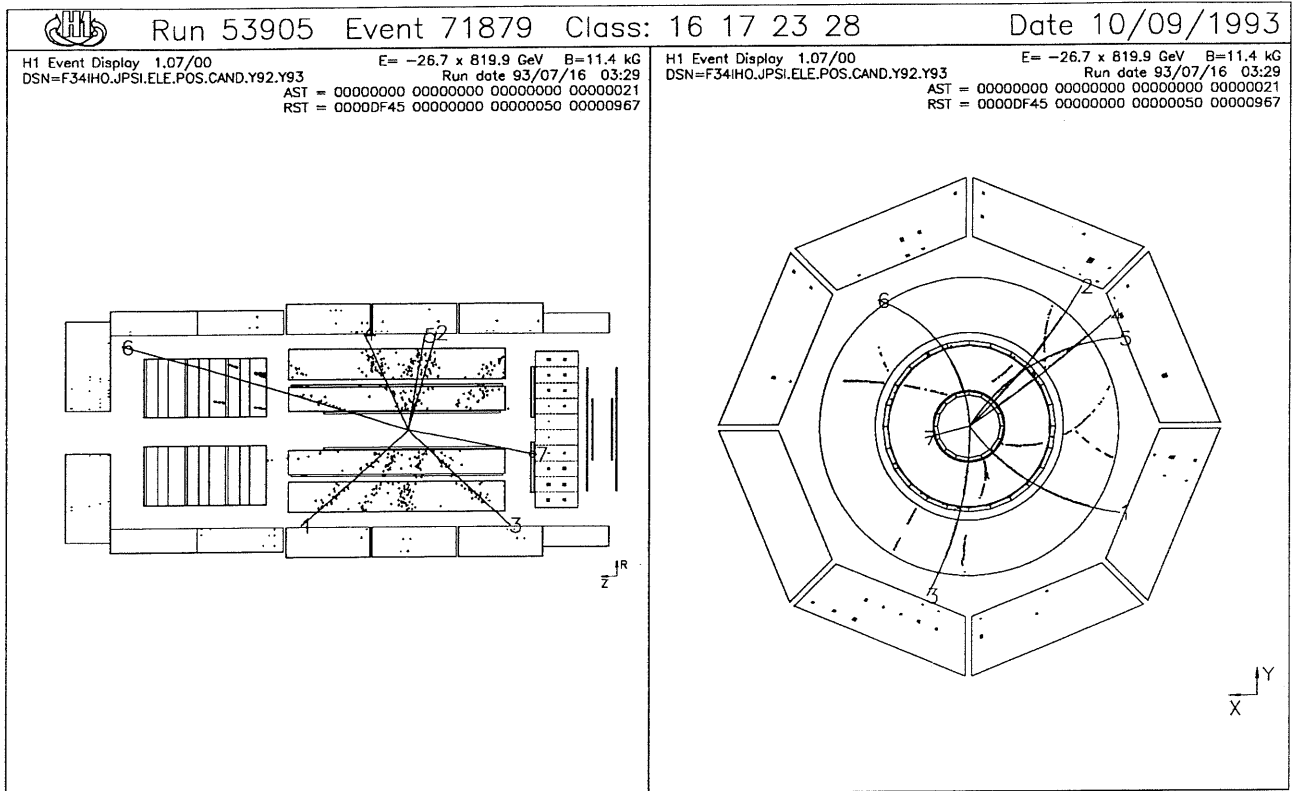


Abbildung 6.6: Radial- und Seitenansicht des H1-Detektors mit den entsprechenden Spuren in den Spurkammern und den Einträgen im Kalorimeter

Bei diesem Ereignis sind die Spuren 4 und 3 die wahrscheinlichen Zerfallselektronen eines J/ψ . Der Transversalimpuls des J/ψ 's ist mit $2.60 \text{ GeV}/c$ recht hoch.

Dieses J/ψ hat $z_{J/\psi} = 0.59$ und $x_{Gluon} = 4.6 \cdot 10^{-3}$

Diese J/ψ -Ereignisse, die sehr viele Spuren beinhalten, müssen später noch genauer auf die Untergrundrate hin untersucht werden. Bei der Möglichkeit der Fehlidentifizierung von Pionen und anderen Teilchen als Elektronen muß diese Rate vorher genau bekannt sein um die Anzahl der Untergrundereignisse abschätzen zu können.

Auch die Rate mit der bei Ereignissen mit beliebiger Multiplizität ein zufälliges Elektron-Positron-Paar auftritt, deren invariante Masse im Bereich der J/ψ -Masse liegt, muß vorher bestimmt werden.

Zusammenfassung

Mit dieser Untersuchung konnte gezeigt werden, daß mit dem H1-Detektor J/ψ 's nachgewiesen werden können, die in Elektronen zerfallen. Es gibt dabei allerdings noch offene Fragen, wie z.B. die Effektivität der Elektronidentifizierung. Die Effektivität dieser Elektronidentifizierung bei der J/ψ -Analyse ist mit 11 % nachgewiesenen Monte-Carlo-Ereignissen recht gering. Dies liegt vor allem an den niedrigen Energien dieser Zerfallsteilchen (etwa $1-5 \text{ GeV}/c^2$). Bei besserem Verständnis des elektromagnetischen Kalorimeters kann diese Effizienz noch verbessert werden. Die Abweisrate des L4-Triggers ist mit 3 % genügend gering Dies liegt vor allem an den bisher locker gefaßten Bedingungen dieses Triggers. Bei später geplanten Verschärfungen dieses Triggers muß jedoch auf die Abweisrate bei $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen geachtet werden. Bei Ereignissen mit niedriger Multiplizität und niedriger Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter, wie der der J/ψ -Ereignisse, kann eine Verschärfung von Schnittbedingungen oft auch interessante physikalische Ereignisse unterdrücken. Dies betrifft vor allem die Beamwall- und Beamgasereignisse als Untergrund

Hier muß noch eine Lösung gefunden werden. Als Beispiel könnte der spezielle ρ -Trigger beim H1-Detektor angeführt werden. Auch bei den ρ -Zerfällen war der Zerfall in zwei relativ niederenergetische Pionen bei geringer Multiplizität nur sehr ungenügend getriggert worden.

Bei der ECLASS-Selektierung ist es vor allem notwendig, auch nicht vertexbezogene Spuren zu nehmen. Auch wenn diese Selektion der J/ψ -Ereignisse eine Effizienz von 96 % ergab bei Ereignissen, bei der beide Spuren der Zerfallselektronen innerhalb der Zentralspurkammern liegen, ist dies nur eingeschränkt zu gebrauchen. Dies betrifft vor allem die Fälle, wo nur Teilstücke von den Spuren gemessen werden können. Hier kann es vor allem bei Ereignissen mit nur zwei Spuren zu einem Fehlen eines gemeinsamen Vertizes kommen.

Literaturverzeichnis

- [Ali93] A. ALI: Heavy Quark Physics in Photo- and Leptoproduction Processes at HERA and Lower Energies, DESY-Note 93-105
- [Aub74] J.J. AUBERT ET AL.: Experimental Observation of a Heavy Particle J, Phys. Lett. 23, 1404 (1974)
- [Aub83] J. J. AUBERT ET AL. (EMC): Production of charmonium in 250 GeV μ^+ -Iron interactions, Nucl.Phys. B213 (1983) 1
- [Aug74] J.E. AUGUSTIN ET AL.: Discovery of a Narrow Resonance in e+e- Annihilation, Phys. Lett. 23, 1406 (1974)
- [Bai83] R.BAIER, B.RÜCKL: Myonproduction of J/ψ and the photon-gluon scattering process $\gamma_\nu g \rightarrow J/\psi g$, Nucl.Phys.B218(1983) 289
- [Bat70] G.BATHOW ET AL.: Measurement of the longitudinal and transversal development of electromagnetic cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV Nucl. Phys. B20 (1970) 592
- [Bin90] E.BINDER : Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden, Interner Bericht DESY F21-90-02, Mai 1990
- [Bjø64] B.J. BJØRKEN, S.L. GLASHOW: Elementary particles and SU(4), Phys. Lett. 11, 255 (1964)
- [Bou92] V. BOUDRY, Y. SIROIS, T. CARLI, W. KRASNY: Electron Identification in RPARID module of H1-REC, H1-Software note 33
- [Cal93] THE H1 CALORIMETER GROUP: The H1 Liquid Argon Calorimeter System, Technical Report DESY 93-078
- [Col90] MICHAEL COLOMBO: Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargonkalorimeter des H1-Detektors, Diplomarbeit Universität Dortmund 1992
- [Ebb92] REGINA EBBINGHAUS: Überprüfung eines Algorithmus zur Trennung von Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors, Diplomarbeit Universität Dortmund 1992
- [EPJ92] HANNES JUNG: The Monte Carlo Generator EPJPSI for J/ψ -Mesons in High Energy Electron Proton Collisions, PITHA 92/10, April 1992

- [Fel92] J. FELTESSE: HERA The new frontier Lectures presented at the SLAC Summer Institute Stanford, California, 5-16 August 1991 DAPNIA/SPP 92-01
- [Gay92] JÖRG GAYLER: Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter, H1-Note-250-10/92
- [Gla70] S.L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS, L. MAIANI: Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry, Phys. Rev. D2, 1285 (1970)
- [H1D88] H1 COLLABORATION: H1 - A detector for HERA H1-05/88-85
- [H1D93] H1 COLLABORATION: The H1 detector at HERA, Technical Report DESY 93-103
- [Jan92] THOMAS JANSEN: Triggerstudien für $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Ereignisse im H1-Detektor bei HERA, Diplomarbeit RWTH Aachen 1992
- [Jun92] H. JUNG, G.A. SCHULER, J. TERRON: J/ψ -Production Mechanismen and Determination of the Gluon Density at HERA, DESY-Note 92-028 und in Int. J. mod. Phys. A7, 7955-7988
- [Tam92] RAINER TAMOSCHAT: Untersuchungen zum Photon- und Elektronnachweis mit dem H1-Detektor unter Berücksichtigung des Magnetfeldes, Diplomarbeit Universität Dortmund (1992)
- [SAX91] D H SAXON: The HERA Physics Program, Technical report DESY 91-101
- [Sta91] JENS STAECK: Kalibration von Schauerzählern für den HERA H1-Detektor mittels Pion-Teilchenstrahlen, Diplomarbeit RWTH Aachen (1991)
- [Ove91] OLIVER OVERBECK: Untersuchungen zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion des Protons, Diplomarbeit RWTH Aachen (1991)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. G. Flügge danke ich für die Möglichkeit am III.Physikalischen Institut und beim DESY in Hamburg eine interessante Aufgabe als Diplomarbeit bearbeiten zu können.

Dr. Hannes Jung danke ich vor allem für die unermüdliche Betreuung, die er mir zuteil werden ließ. Ihm ist vor allem Dingen der Erfolg meiner Arbeit zu verdanken.

Insgesamt möchte ich mich bei allen Mitarbeitern und Institutsangehörigen vom III.Physikalischen Institut in Aachen und beim DESY in Hamburg, die mir in komplexen Sachlagen halfen, bedanken.