Untersuchung von Myonen im Vorwärtsbereich des H1-Detektors

Diplomarbeit am Institut für Experimentalphysik

der Universität Hamburg

Christian Sager

Januar 2006

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Anfang dieses Jahrtausends wurde der weltweit einzige Speicherring die Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage HERA, in dem Protonen und Elektronen gespeichert und auf einander geschossen werden, aufgerüstet. Im Zuge der Verbesserungen am H1 Detektor für die HERA II Phase, wurden die radialen Driftkammern, die Übergangsstrahlungsmodule und die Vieldrahtproportionalkammer entfernt. Statt dessen wurden weitere planare Driftkammern eingebaut. Dieser Umbau motiviert die Untersuchung des Spurdetektors in Protonrichtung FTD. Die Untersuchung wird mit FMD–Myonen (FMD: vorderer Myondetektor) aus diffraktiven J/Ψ–Zerfällen in ein FMD–Myon und ein zentrales Myon durchgeführt. Die Verteilung der Energie $W_{\gamma p}$ im Proton–Photon–Schwerpunktsystem dieser Ereignisse ist durch den Akzeptanzbereich des FMDs bedingt im Intervall [25 GeV; 40 GeV] besonders hoch. Somit wird im Rahmen dieser FTD–Untersuchung auch der $W_{\gamma p}$–Bereich von 25 GeV bis 40 GeV für diffraktive J/Ψ–Zerfälle in Myonen untersucht.

In dieser Arbeit soll die Qualität und die Quantität der Spurrekonstruktion in Abhängigkeit von der Zahl der Supermodule untersucht werden. Es wird folgenden Fragen nachgegangen: Wie oft wurde zu einem Teilchen, welches den FTD durchquert hat im FTD eine Spur rekonstruiert. Wie oft wurde die Ladung richtig bestimmt. Wie gut ist die Impulsauflösung. Und wie gut ist die Massenauflösung einer Masenverteilung, in die der im FTD rekonstruierte Impulsvierervektor eingeht. Die Untersuchungen sind bis auf die Untersuchung der Häufigkeit der Rekonstruktion einer FTD–Spur einander sehr ähnlich, da diese aus dem Impuls des Teilchen gebildet werden können. Wenn zum Beispiel der Impuls mit einem hohen Grad an Genauigkeit bestimmt werden kann, wird auch die Ladungsbestimmung zu einem hohen Prozentsatz richtig sein. Eine gute Massenauflösung und eine gute Impulsauflösung bedingen sich gegenseitig. Man kann also ein Ergebnis einer dieser ähnlichen Untersuchung mit den anderen Ergebnissen kontrollieren.

Für die Untersuchung des FTDs braucht man Teilchen, die sicher durch den FTD gegangen sind und nicht erst hinter diesem erzeugt und nachgewiesen wurden. Außerdem sollten neben diesem Teilchen keine weiteren Teilchen, welche mit diesem verwechselt werden könnten durch den FTD gegangen sein. FMD–Myonen aus diffraktiven J/Ψ–Zerfällen in ein FMD–Myon und ein zentrales Myon erfüllen beide Bedingungen: 1. Sie sind im

Vertex entstanden und im FMD nachgewiesen worden, somit muß das Myon durch den zwischen Vertex und FMD liegenden FTD, dessen Polarwinkelakzeptanzbereich den des FMDs enthält, gegangen sein. 2. Neben dem FMD–Myon können keine weiteren Teilchen außer Teilchen aus Untergrundereignissen oder aus aufgelösten Protonen durch den FTD gegangen sein.

Nach der Beschreibung des Detektors im ersten Kapitel wird im zweiten Kapitel die Selektion der Ereignisse mit diffraktiven J/Ψ–Zerfällen in ein FMD–Myon und ein zentrales Myon beschrieben. Das dritte Kapitel behandelt die Untersuchung des FTDs und im letzten Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchung zusammengefaßt.

Kapitel 1

Der H1–Detektor

In diesem Kapitel wird der H1–Detektor, insbesondere die beiden für diese Untersuchung wichtigen Detektoren vorderer Spurdetektor und vorderer Myondetektor, beschrieben. Der H1–Detektor liegt zusammen mit drei anderen Experimenten (HERMES, ZEUS und HERA–B) am Speicherring HERA beim Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg (Abb. 1.1). Im Speicherring HERA laufen die Elektronen im Uhrzeigersinn und die Protonen gegen den Uhrzeigersinn in bis zu 210 Elektron–Paketen und Proton–Paketen, in welchen mehr als 10 Billionen Teilchen gebündelt werden, umher. In den Wechselwirkungspunkten trifft im zeitlichen Abstand von 96 ns ein Elektron–Paket auf ein Protonpaket. Dies entspricht einer Ereignisrate von 10,4 MHz. An einem der Wechselwirkungspunkte steht der H1–Detektor, welcher mit einer Rate von 50 Hz Ereignisse auf Magnetband speichern kann. Das Triggersystem des H1–Detektors, welches in vier Stufen unterteilt ist, selektiert aus 10 Millionen Ereignissen die pro Sekunde im Wechselwirkungspunkt stattfinden 50 Ereignisse [1] . Die Triggerlogik schließt auf den unteren Triggerstufen durch schnelles Auslesen weniger Detektorkomponenten, welche auf den unteren Triggerstufen nur wenig Information an die Triggerlogik senden, in kurzer Zeit viele Ereignisse aus. Auf den höheren Triggerstufen werden pro Zeiteinheit weniger Ereignisse ausgeschlossen. Die Triggerlogik wertet für die höheren Triggerstufen eine größere Menge an Information von mehreren Detektorkomponenten aus und hat mehr Zeit zum Selektieren der Ereignisse. Abbildung 1.2 zeigt die wesentlichen Komponenten des H1–Detektors. $\boxed{1}$ Strahlrohr und Strahlmagnete. $\boxed{2}$ Zentrale Spurkammern. $\boxed{3}$ Vorderer Spurdetektor. $\boxed{4}$ Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei/Flüssig–Argon). $\boxed{5}$ Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl/Flüssig–Argon). $\boxed{6}$ Supraleitende Spule (B = 115 T). $\boxed{7}$ Kompensationsmagnet (B = 4,83 T). $\boxed{8}$ Helium–Kälteanlage. $\boxed{9}$ Myonkammern. $\boxed{10}$ Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerrohrkammern). $\boxed{11}$ Myon–Toroidmagnet (B = 1,6 T). $\boxed{12}$ Warmes elektromagnetisches Kalorimeter (SpaCal). $\boxed{13}$ Vorwärtskalorimeter (Plug). $\boxed{14}$ Betonabschirmung. $\boxed{15}$ Flüssig–Argon–Kryostat. Nun werden die Detektorkomponenten beschrieben, die für

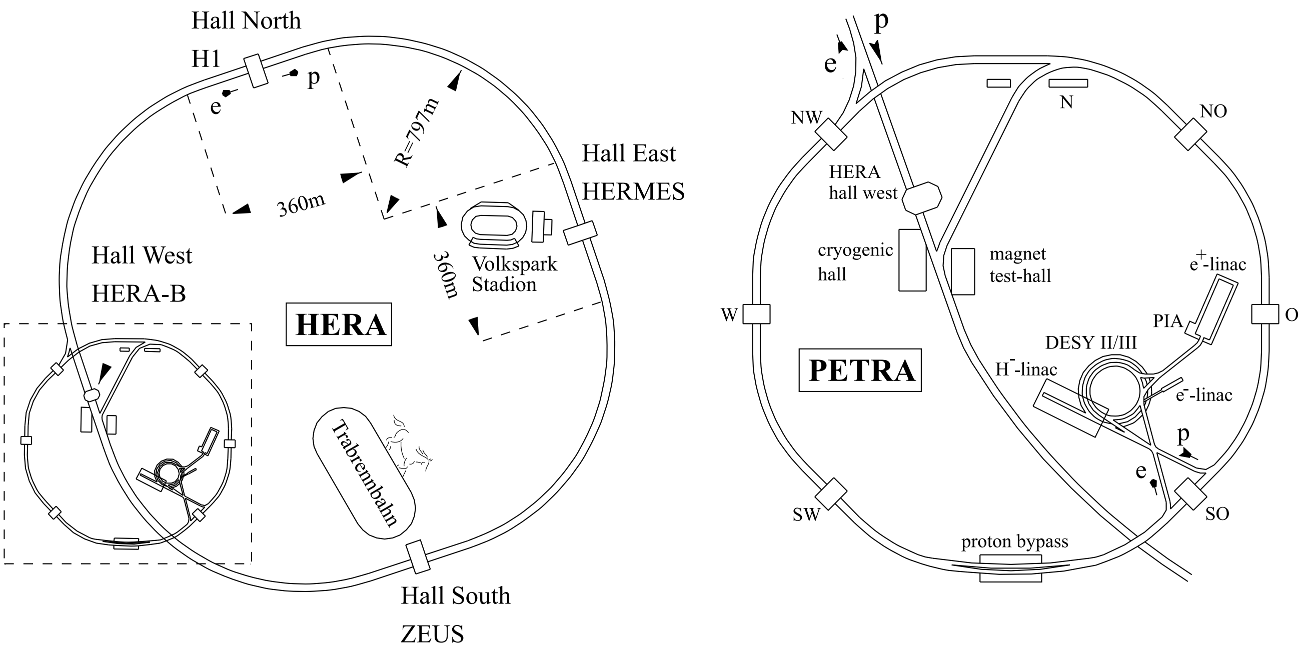

Abbildung 1.1: Links: Skizze des Speicherrings HERA, in dem Protonen und Elektronen aufeinander geschossen werden. Rechts: Vergrößerter Ausschnitt der Positron–Elektron–Tandem–Ring–Anlage PETRA, welche heute als Vorbeschleuniger für HERA dient.

die Untersuchung des FTDs relevant sind. Dies sind der vordere Spur Detektor $\boxed{3}$ und der vordere Myon Detektor FMD $\boxed{11}$.

Abbildung 1.3 zeigt eine Skizze des FTDs. Der FTD besteht aus drei Supermodulen. Die Supermodule 0 und 1 bestehen aus jeweils drei planaren P-Modulen und zwei planaren Q–Modulen. Supermodul 2 hat aus Platzgründen ein planares Q–Modul weniger. P–Module, welche schon vor der Verbesserung von HERA I nach HERA II im H1–Detektor vorhanden waren, haben 28 Zellen mit jeweils 4 parallelen Drähten, während die Q–Module, welche während der Aufrüstung des H1–Detektors im Rahmen der Verbesserung von HERA I nach HERA II eingebaut wurden, 32 Zellen mit jeweils 8 parallelen Drähten haben. Die P–Module sind um 60° gegeneinander um die z–Achse verdreht. Für jedes Supermodul hat das erste P–Modul (in z–Richtung) die Drähte parallel zur y–Achse, die des zweiten sind um +60° um die z–Achse verdreht und die des dritten um −60°. Die Drähte der P–Module sind um +30° und −30° zum ersten Modul um die z–Achse verdreht.

Durchquert ein geladenes Teilchen den FTD, so ionisiert es das Gas in den Zellen des FTDs. Im FTD wird die Driftzeit gemessen, welche die durch die Ionisation ausgelöste Ladungslawine aus Elektronen bis zu den positiv geladenen Drähten in den Zellen des FTDs benötigt. Die Driftstrecke d ist senkrecht zur Teilchenspur und senkrecht zu

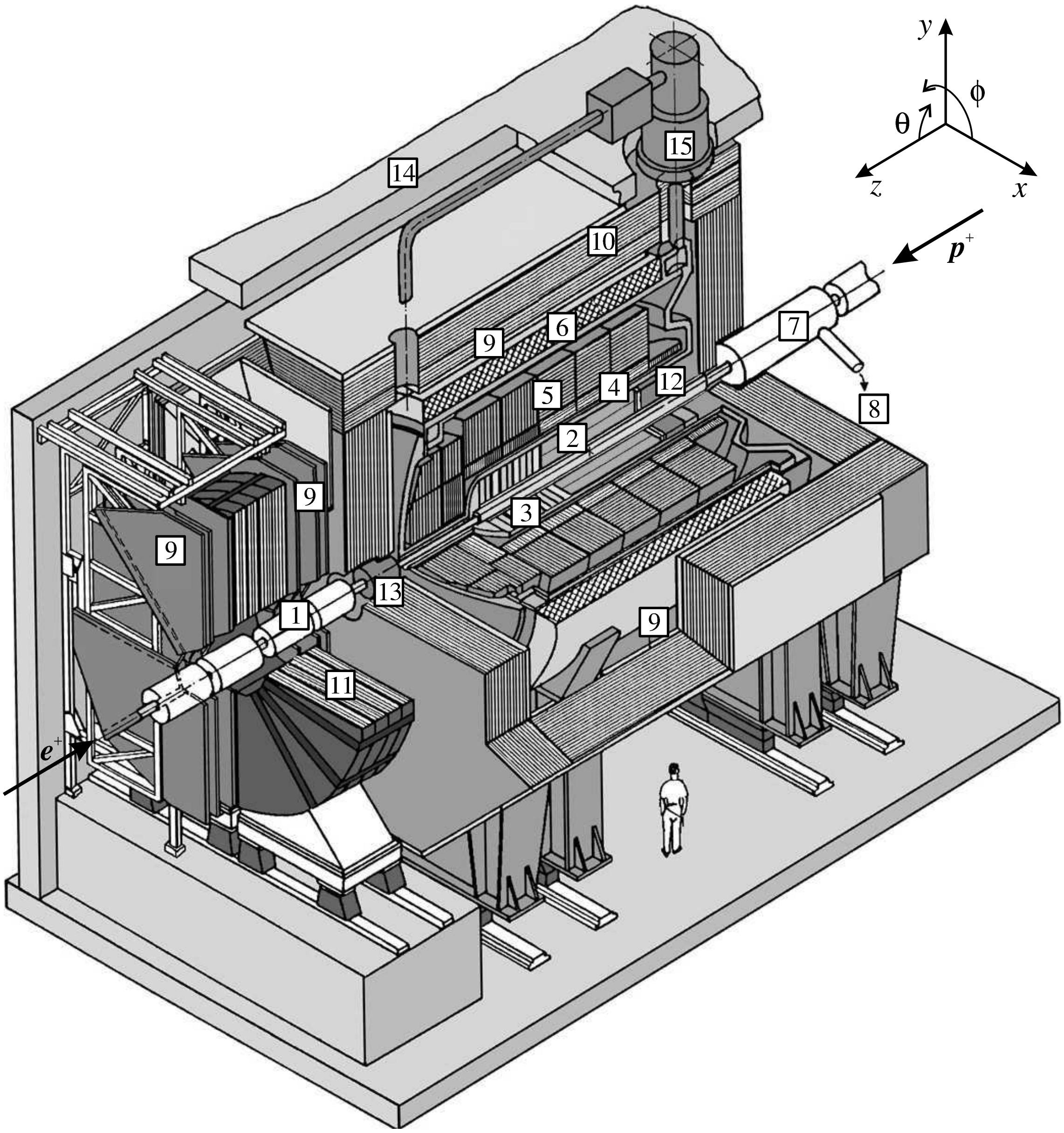

Abbildung 1.2: Der H1–Detektor

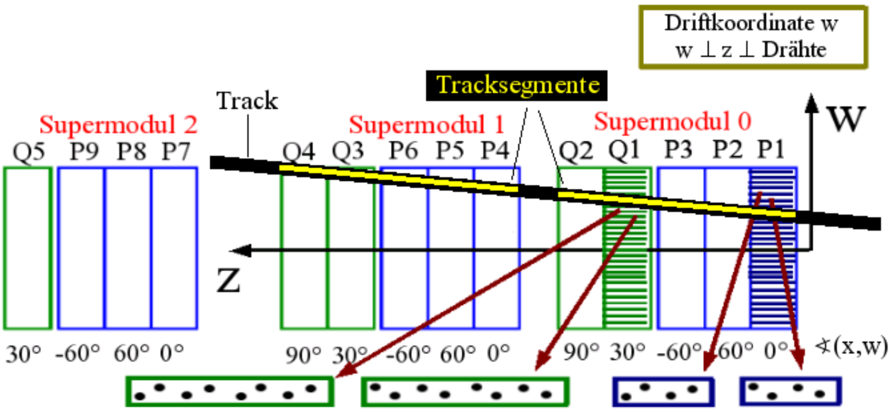

Abbildung 1.3: Spurdetektor in Protonrichtung FTD dargestellt mit Supermodulen, Modulen, Zellen und Drähten.

den Drähten. Wenn für mindestens drei Drähten eines P–Moduls beziehungsweise für fünf Drähte eines Q–Moduls die Driftstrecke gemessen werden konnte, so sagt man, hat sich in dem betreffenden Modul ein Cluster gebildet. Die Voraussetzung für die Rekonstruktion eines Spursegmentes ist die Bildung von Clustern in mindestens drei Modulen eines Supermoduls. Aus den rekonstruierten Spursegmenten wird die Spur des Teilchens im FTD rekonstruiert.

Ein Spursegment reicht für die Spurrekonstruktion im FTD aus. Aus einem Cluster eines Supermodules kann der Spurverlauf nicht bestimmt werden. Man hat hier nur die Information des Abstands der Spur zu mindestens drei Drähten (dies sind die Driftstrecken d) zur Verfügung. Diese Information reicht aus, um eine Ebene zu bestimmen in welcher der Tangentenvektor der Spur am Ort des betrachteten Moduls liegen muß. Diese Ebene tangiert die Zylinderoberflächen, welche um die Drähte mit dem Radius der zum Draht gehörigen Driftstrecke d liegen. Durch die Schnittlinie der Ebenen zweier Module erhält man eine Gerade, welche cum grano salis den Tangentenvektor der Spur im Punkt auf der Geraden, welcher von den beiden Modulen gleichweit entfernt ist darstellt. Diese Information, welche durch zwei Cluster in zwei Modulen eines Supermodules geliefert werden reicht für eine Impulsbestimmung sprich einem Spursegment aus. Es werden drei Module verlangt, um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen.

Der Akzeptanzbereich des FTD für Polarwinkel liegt bei $5° < \theta < 25°$. Im Bereich $7° < \theta < 17°$ können Teilchen in allen drei Supermodulen des FTDs nachgewiesen werden. Dies entspricht dem Akzeptanzbereich des FMDs für Polarwinkel. Der FMD ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Die Spur eines Myons im FTD wird durch die Verbindung der Spuren in den Spurkammern in z–Richtung vor und hinter dem Toroiden rekonstruiert. Die Ver-

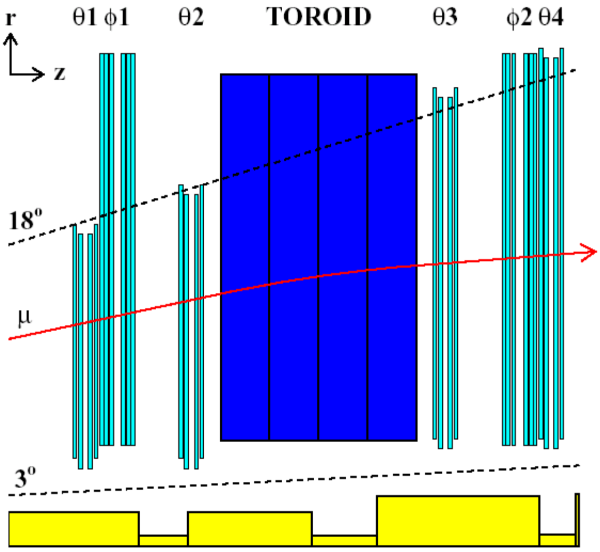

Abbildung 1.4: Vorderer Myondetektor FMD. In der Mitte liegt dunkelblau gezeichnet der Toroid. Die Spurkammern liegen in hellblau gezeichnet in z–Richtung vor und hinter dem Toroiden.

bindung erfolgt über Schnitte der Polar– und Azimutalwinkel der Spurkammerspuren. Der Impuls der Spur kann aus der Krümmung der rekonstruierten Spur und dem bekannten Magnetfeld im FMD (B =1,6 T) rekonstruiert werden. Die Genauigkeit der Spurmessung hängt ab von der Anzahl der Spurpunkte (Hits) in den Spurkammern des Toroiden, von dem Verlauf der Spur durch den Toroiden (dieser ist zum Beispiel schlecht, wenn die Spur zum Teil außerhalb des Toroiden liegt) und von der statistischen Größe χ^2. Die Qualität der Spurrekonstruktion wird in fünf Klassen [2] unterteilt. Für die Untersuchung in dieser Arbeit werden nur die beiden Klassen, welche eine gute Impulsmessung gewährleisten verwendet.

Kapitel 2

Selektion der Daten

In dieser Arbeit werden die vom H1-Detektor im Jahr 2005 gesammelten Daten verwendet. Dies entspricht den Daten von Run 401699 bis 436055. Insgesamt wurden in diesem Zeitraum 176.741.791 Ereignisse auf DST (data summary tape) gespeichert. Die integrierte Luminosität über diesen Zeitraum beträgt 115 pb^{-1}.

Im ersten Abschnitt „Selektion von J/ψ–Ereignissen“ werden Ereignisse mit diffraktiven J/ψ–Zerfällen in zwei Myonen, von denen das eine im FMD (Polarwinkel $\theta < 20°$) und das andere im zentralen Bereich des Detektors (Polarwinkel $20° < \theta < 160°$) detektiert wird, selektiert. Im Folgenden wird das im FMD detektierte Myon als FMD–Myon und das im Zentralbereich detektierte Myon als zentrales Myon bezeichnet. Im zweiten Abschnitt werden aus den im ersten Abschnitt erhaltenen J/ψ–Ereignissen Ereignisse, in denen dem FMD-Myon eine FTD–Spur zugeordnet werden kann, selektiert. Im dritten Abschnitt wird eine bessere Näherung für die Bahn des Myons in Vorwärtsrichtung gesucht. Im nächsten Kapitel wird die Qualität der FTD–Spuren untersucht.

2.1 Selektion von J/ψ–Ereignissen

Die Selektion kann in vier Teilselektionen gegliedert werden:

- 1. Selektionsschritt: Vorselektion der Daten
- 2. Selektionsschritt: Selektion des FMD–Myons
- 3. Selektionsschritt: Selektion des zentralen Myons
- 4. Selektionsschritt: Erhöhung des Reinheitsgrades des J/ψ–Signals

Im ersten Selektionsschritt werden Ereignisse mit Myonen selektiert. Untergrundereignisse werden ausgeschlossen. Im zweiten Selektionsschritt werden Ereignisse mit einem

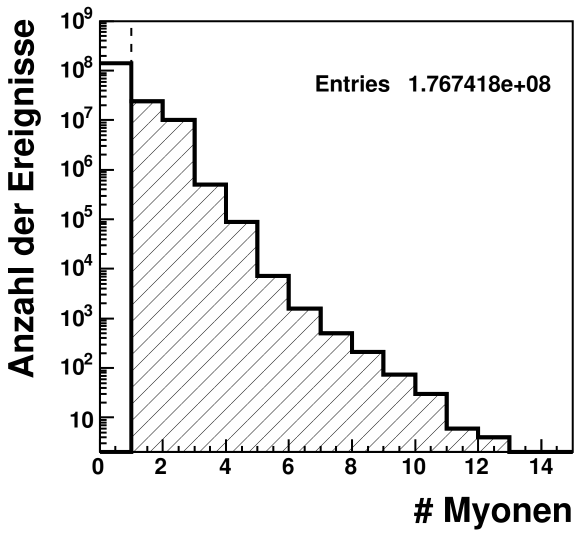

Abbildung 2.1: Anzahl der Myonen in allen vom H1-Detektor im Jahr 2005 aufgezeichneten Ereignissen. Ereignisse, welche zum schraffierten Bereich des Histogramms gehören, werden selektiert. Die anderen Ereignisse werden verworfen.

FMD–Myon selektiert. Es werden Schnitte angewendet, die eine hohe Qualität des FMD–Myons sicherstellen. Im dritten Selektionsschritt wird im Vorwärtsbereich und Zentralbereich des Detektors auf die Multiplizität und auf kinematische Größen von Spuren, die nach dem Verfassser der Selektionsprozedur Lee–West–Spuren genannt werden, geschnitten. Lee–West-Spuren sind Spuren, die an den Runvertex oder an den Ereignisvertex angepaßt sind und die in der Tabelle im Anhang A.1 angeführten Schnitte erfüllen. Diese Schnitte stellen eine hohe Qualität der Spurmessung sicher. Eine Beschreibung von Lee–West–Spuren findet sich bei [JW]. Im vierten Selektionsschnitt wird die Breite des J/Ψ–Signals durch Ausschluss von Untergrundereignissen verringert. Die Schnitte dieser vier Selektionen sind in der Tabelle 2.1 mit der Zahl der verbleibenden Ereignisse aufgelistet.

2.1.1 Vorselektion der Daten

2005 wurden 176.741.791 Ereignisse auf DST aufgezeichnet. Aus diesen Ereignissen werden Ereignisse mit mindestens einem Myon selektiert (Abb. 2.1). In Abbildungen, in denen Schnitte dargestellt werden, werden Ereignisse selektiert, welche im schraffierten Bereich des Histogrammes zu finden sind. Die anderen Ereignisse werden verworfen. Zur Unterdrückung von Untergrund wird verlangt, daß der Betrag der z-Koordinate des Ereignisvertex in Bezug auf den nominellen Vertex kleiner als 35 cm ist (Abb. 2.2 a). Ereignissen, denen kein Ereignisvertex zugeordnet werden konnte, sind im Histogramm bei $z_{\mathrm{Vertex}} = 0$

Vorselektion		
# Myon	# Myon $>$ 0	34.304.184
Untergrund	$\|z_{Vertex}\| < 35\,\text{cm}$	30.845.232
Selektion des FMD–Myons		
FMD–Myon	#FMD–Myon $>$ 0	1.754.727
Ein FMD–Myon	$FwdQual < 3$	1.654.969
muß diese drei	$p > 5\,\text{GeV}$	1.650.491
Schnitte erfüllen	-400 cm $\leq z_{FWD} \leq$ 300 cm	1.621.383
Selektion des zentralen Myons		
Lee–West–Spuren	Es gibt mindestens eine Lee–West–Spur	261.070
	Es gibt mindestens eine zentrale Lee–West–Spur	246.482
	Genau eine der zentralen Lee–West–Spuren hat $p_t >$ 0.8GeV (Im Folgenden ist mit zentraler Spur diese zentrale Lee–West–Spur gemeint)	52.209
	Entgegengesetzte Ladung der zentralen Spur zum FMD–Myon	27.228
	Das Teilchen der zentralen Spur wurde entweder im Kalorimeter oder im instrumentierten Eisen als Myon identifiziert	3573
Erhöhung des Reinheitsgrades des J/ψ–Signals		
Lee–West–Spuren	Es gibt neben der zentralen Spur keine weiteren zentralen Lee–West–Spuren	2107
	und höchstens eine Lee–West–Spur im Vorwärtsbereich.	2064
	Falls es eine Lee–West–Spur im Vorwärtsbereich gibt, muß $p_t >$ 0.8 GeV sein	2002

Tabelle 2.1: Schnitte für die Selektion der Daten. In der letzten Spalte ist die Zahl der Ereignisse, welche die Schnitte erfüllen, gezeigt.

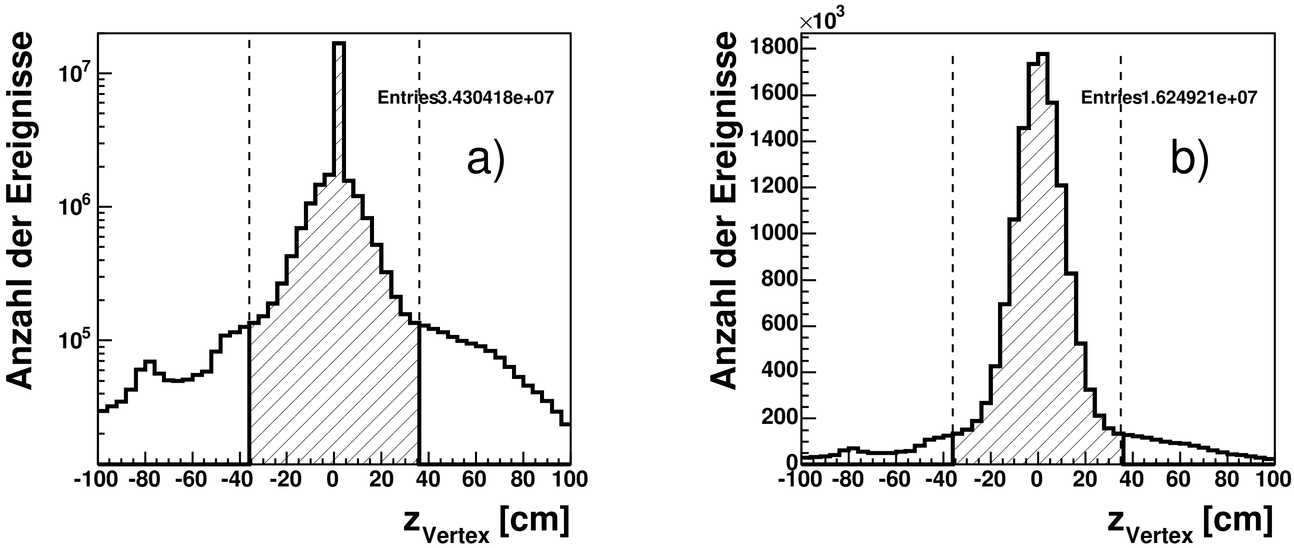

Abbildung 2.2: z-Koordinate des Ereignisvertex z_{Vertex}: a) Für alle Ereignisse b) Für Ereignisse mit $z_{\text{Vertex}} \neq 0$ cm

cm eingetragen. Es sind 18.054.978 Ereignisse. Nimmt man diese heraus, erhält man eine gaußförmige z_{Vertex}-Verteilung (Abb. 2.2 b). In dieser Selektion werden die Ereignisse mit $z_{\text{Vertex}} = 0$ cm nicht ausgeschlossen.

Es verbleiben 30.845.232 Ereignisse. Schnitte auf kosmische Myonen sind nicht nötig, da diese „von oben" in den Detektor eintreten und bei einem dca (distance of closest approach: kürzester Abstand einer Spur zum Vertex) von 35 cm aus geometrischen Gründen nur selten in den FMD gelangen können (Abb. 2.3).

2.1.2 Selektion des FMD–Myons

Im Ereignis muß ein im FMD erkanntes Myon vorkommen (Abb. 2.4). Durch einen Schnitt auf genau ein FMD–Myon im Ereignis, würde man gute Ereignisse, in denen durch Untergrundereignisse, wie zum Beispiel aufgelöste Protonen, zusätzliche Myonen im FMD vorkommen, verlieren.

Die FMD–Myonen können Qualitäten von eins bis fünf annehmen. Die Qualität dieses Myons muß eins oder zwei sein, da nur bei diesen Qualitäten die Impulsmessung hinreichend genau ist. [2] In der Abbildung 2.5 ist die Häufigkeitsverteilung der Qualitäten der FMD–Myonen dargestellt. In diesem und allen folgenden Histogrammen der Abschnitte „Vorselektion" und „Endgültige Selektion " gibt es für jedes Myon eines Ereignisses einen Eintrag, so daß an der Ordinate nicht die Zahl der Ereignisse, sondern die Zahl der FMD-Myonen aus allen Ereignissen abzulesen ist. Allerdings weichen Spur– und Ereigniszahl nur

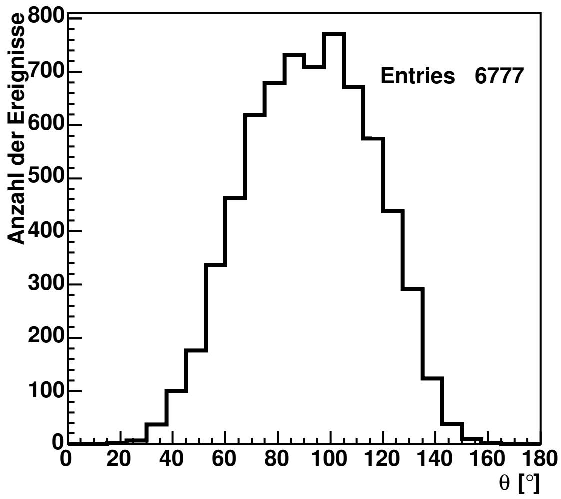

Abbildung 2.3: Polarwinkelverteilung von kosmischen Myonen im H1-Detektor. Diese Verteilung wurde für einen Datensatz mit diffraktiven J/ψ–Zerfällen in zwei Myonen, welche beide im zentralen Teil des H1–Detektors erkannt wurden, selektiert.

um 4 ‰ voneinander ab.

Es werden Ereignisse selektiert, in denen der Impuls des FMD–Myons größer als 5 GeV ist, da Myonen zwischen FMD und Vertex 3 GeV ihres Impulses und im FMD weitere 2 GeV verlieren. Eine Impulsverteilung der selektierten Myonen zeigt Abbildung 2.6.

Für die Impulsmessung der FMD-Myonen werden in dieser Arbeit nur Informationen aus dem FMD verwendet. Für den Betrag des Impulses des FMD–Myons am Vertex wird der Wert genommen, der sich durch Addition von 3 GeV zum Wert des im FMD gemessenen Impulses ergibt. Auch Polarwinkel und Azimut werden aus FMD–Daten gebildet: Die Richtung des Myons am Vertex wird in erster Näherung als die Richtung der Geraden angenommen, die durch den Vertex und durch den Einschlagspunkt des Myons im FMD geht.

Wir definieren die Größe z_{FWD}: Sei θ_{Vor} der Polarwinkel der FMD–Spur in den Spurkammern des FMD vor dem Toroiden. Und x_{Vor}, y_{Vor} und z_{Vor} seien die kartesischen Koordinaten des ersten Spurpunktes der Spur in den Spurkammern des FMD vor dem Toroiden. Dann ist

$$z_{\mathrm{FWD}} := z_{\mathrm{Vor}} - \frac{\sqrt{x_{\mathrm{Vor}}^2 + y_{\mathrm{Vor}}^2}}{\tan\theta_{\mathrm{Vor}}}.$$

Durch einen Schnitt auf die Größe z_{FWD} werden die Daten nun weiter selektiert: -400 cm $< z_{\mathrm{FWD}} <$ 300 cm (Abb. 2.7). Dieser Schnitt wurde dem „moun finding algorithm“ entnommen, in welchem er zusammen mit dem Schnitt FMD-Qualität $<$ 3 die Aufgabe

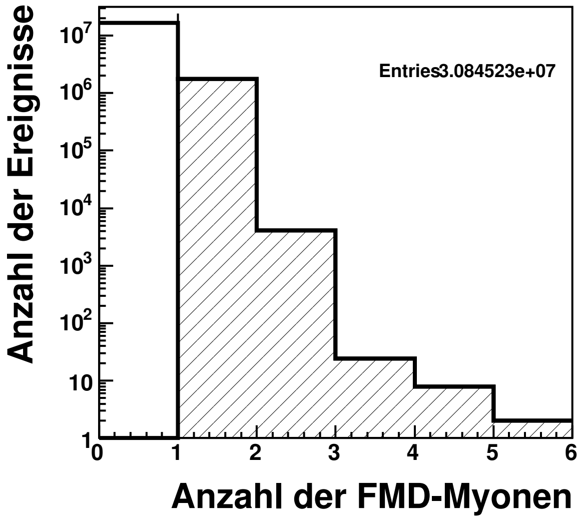

Abbildung 2.4: Anzahl der FMD–Myonen

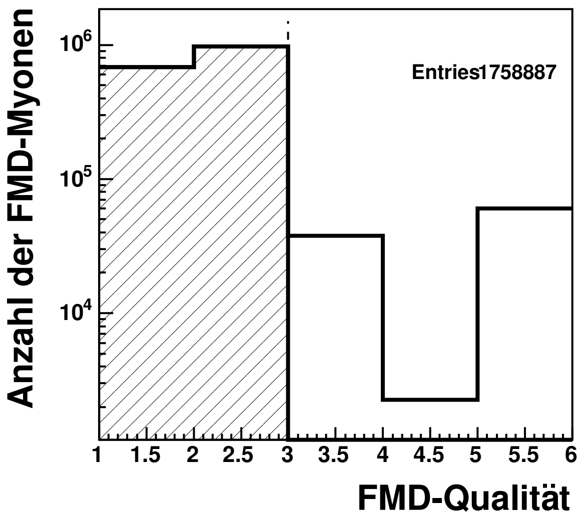

Abbildung 2.5: Qualitäten der FMD–Myonen

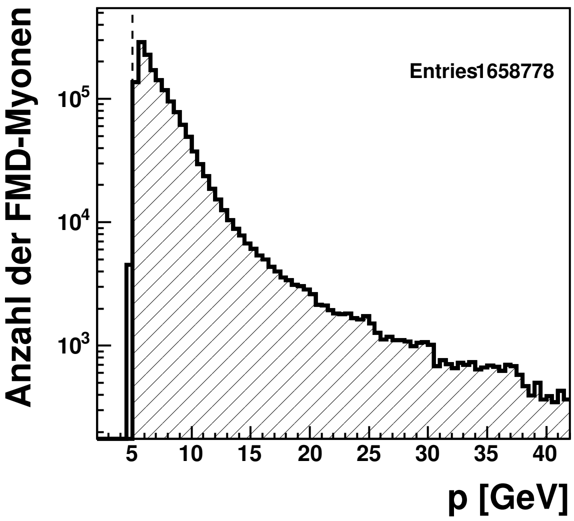

Abbildung 2.6: Impuls des FMD–Myons

erfüllt, Spuren als Lee–West–Toroidspuren [3] zu kennzeichnen. Lee–West–Toroid–Spuren sind Spuren deren Impuls im FMD gut gemessen werden konnte und mit hinreichend großer Wahrscheinlichkeit vom Vertex kommt. Die Schnittparameter -400 cm und 300 cm liegen unsymmetrisch zum nominelen Vertex. Die Ursache dieser Unsymmetrie liegt in der unsymmetrischen Verteilung der Größe z_{FWD}. Diese ist unsymmetrisch, da ein im FMD um $\Delta\theta_{\mathrm{Vor}}$ zu groß gemessener Winkel eine kleinere Abweichung der Größe z_{FWD} zu kleineren Werten bewirkt als ein im FMD um $\Delta\theta_{\mathrm{Vor}}$ zu klein gemessener Winkel zu größeren Werten. Durch den Schnitt -400 cm $< z_{\mathrm{FWD}} <$ 300 cm werden Myonen, die nicht aus der Elektron–Proton–Reaktion am Ereignisvertex stammen, wie zum Beispiel Halomyonen, von der Untersuchung ausgeschlossen.

NB: Der Schnitt -400 cm $< z_{\mathrm{FWD}} - z_{\mathrm{Vertex}} <$ 300 cm könnte effizienter sein als der Schnitt -400 cm $< z_{\mathrm{FWD}} <$ 300 cm. Dies wird an dieser Stelle jedoch nicht untersucht.

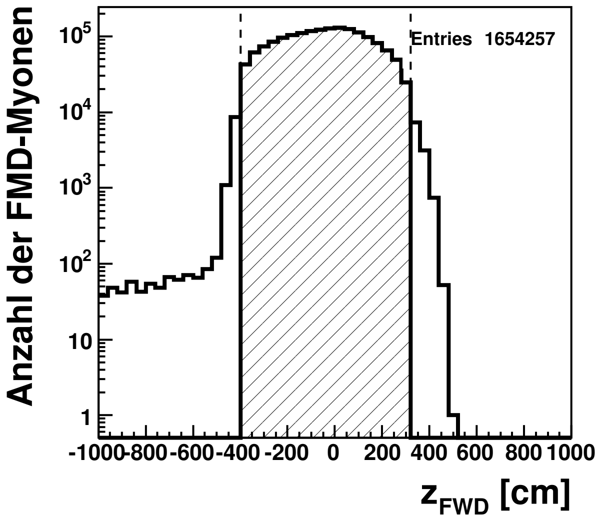

Abbildung 2.7: z-Koordinate des Vertex der Vorwärtsspur z_{FWD}

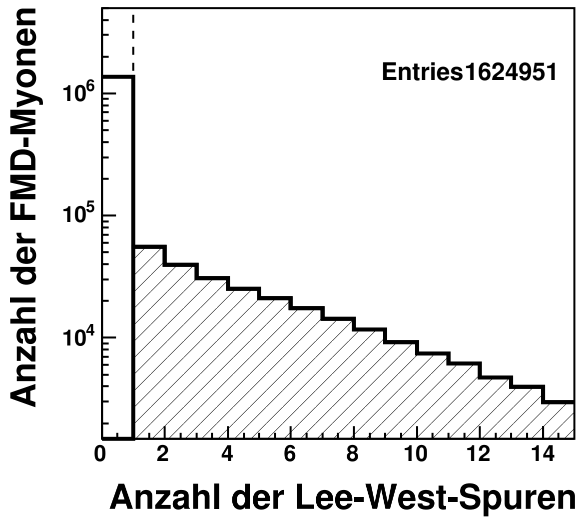

Abbildung 2.8: Anzahl der Lee–West–Spuren

2.1.3 Selektion der zentralen Spur

In der Vorselektion wurden Ereignisse mit einem guten FMD-Myon selektiert. In diesem Abschnitt wird mit den im Teil „Selektion des zentralen Myons“ der Tabelle 2.1 aufgeführten Schnitten zu der FMD–Spur eine Spur im zentralen Teil des H1–Detektors ($20^\circ < \theta < 160^\circ$) selektiert. Die Spur soll zu einem Myon mit entgegengesetzter Ladung zum FMD–Myon gehören. Die Schnitte dieses Abschnittes beziehen sich auf die Multiplizität und kinematische Größen von Lee–West–Spuren im Vorwärtsbereich und im Zentralbereich des Detektors. In der Vorselektion sind 1.621.383 Ereignisse mit FMD–Myonen selektiert worden. In 261.070 Ereignissen gibt es mindestens eine Lee–West–Spur (Abb. 2.8). Für sämtliche Lee–West–Spuren dieser Ereignisse ist zur Kontrolle der Selektion der Transversalimpuls gegen den Polarwinkel in Abbildung 2.9 dargestellt. In 246.482 Ereignissen gibt es mindestens eine zentrale Lee–West–Spur (Abb. 2.10).

Es werden Ereignisse, in denen von den zentralen Lee-West–Spuren genau eine Lee–West–Spur $p_t > 0.8\,\text{GeV}$ hat, selektiert (Abb. 2.11). Myonen können im Zentralbereich entweder vom Kalorimeter [6] oder von den Myonkammern [4] nachgewiesen werden. Der Schnitt $p_t > 0.8$ GeV ist durch den Mindestimpuls, den Myonen benötigen, um das Kalorimeter zu erreichen und dort nachgewiesen zu werden, begründet. Dieser beträgt 0.8 GeV. Im Folgenden wird diese zentrale Lee–West–Spur als die zentrale Spur bezeichnet.

Das Teilchen der zentralen Spur soll die entgegengesetzte Ladung des FMD–Myons tragen (Abb. 2.12). Anhand der Abbildung 2.12 kann die Anzahl der J/Ψ–Ereignisse abgeschätzt werden. Von den 52322 Einträgen gehören 27256 Einträge zu entgegengesetzt

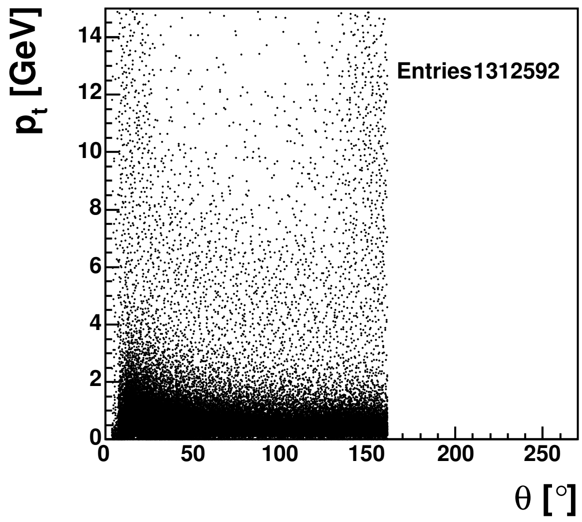

Abbildung 2.9: Kontrollverteilung: Transversalimpuls gegen Polarwinkel der Lee–West–Spuren

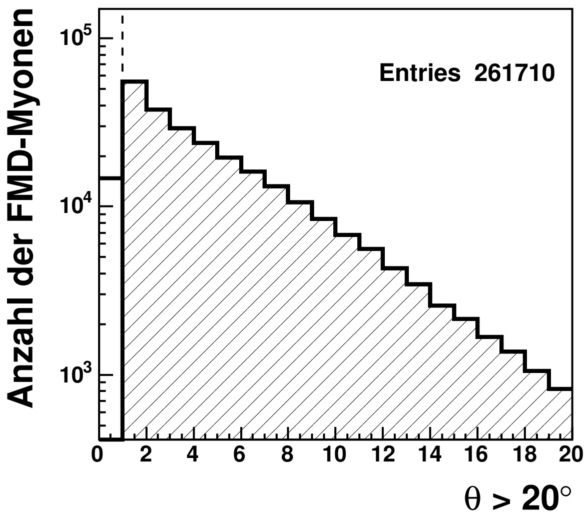

Abbildung 2.10: Anzahl der Lee–West–Spuren mit $\theta > 20°$

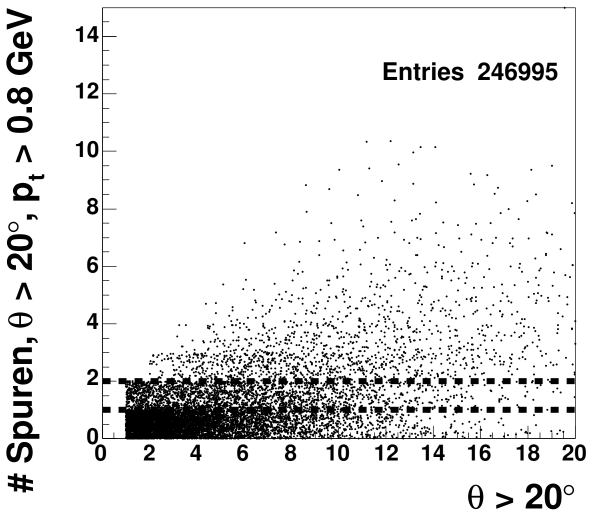

Abbildung 2.11: Anzahl der Lee–West–Spuren mit $\theta > 20°$ und $p_t > 0.8\,\mathrm{GeV}$ gegen die Anzahl der Lee–West–Spuren mit $\theta > 20°$

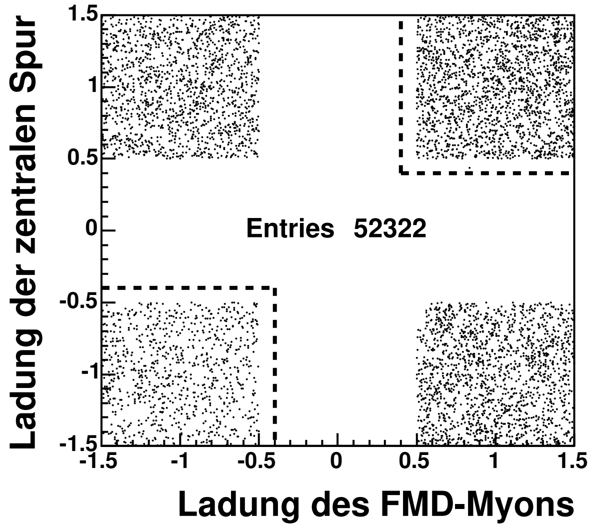

Abbildung 2.12: Ladung der zentralen Spur gegen die Ladung der FMD–Myonen. Ereignisse in denen es für jedes FMD–Myon einen Eintrag in den durch gestrichelte Linien gekennzeichneten Bereichen gibt, werden verworfen. Gibt es für mindestens ein Myon einen Eintrag in den Bereichen links oben oder rechts unten so wird das Ereignis selektiert.

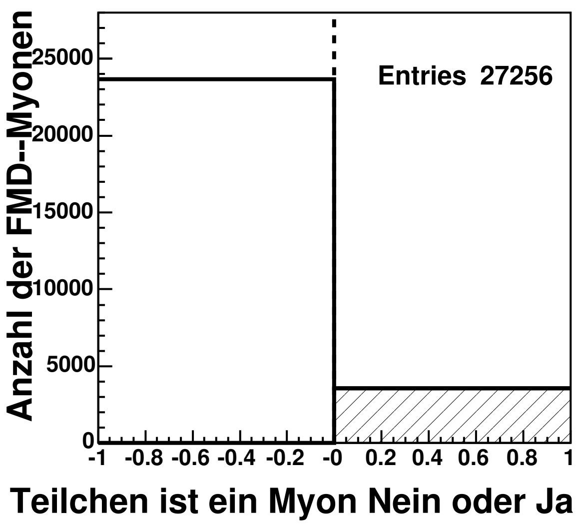

Abbildung 2.13: Wurden die Teilchen der zentralen Spur als Myon identifiziert? Die Höhe des linken Balkens des Histogrammes gibt die Zahl der Teilchen an, welche nicht als Myon eingestuft wurden, während die Höhe des rechten Balkens die Zahl der Teilchen angibt, welche als Myon eingestuft wurden.

geladenen Spuren. 25066 Einträge gehören zu gleichgeladenen Spuren. Gäbe es keine Signalereignisse in der Selektion erwartet man nach dem statistischen „Gesetz der Großen Zahl“ ungefähr gleich große Zahlen für die beiden Fälle. Die Zahl der J/Ψ–Teilchen sollte bei 27256 - 25066 = 2190 Ereignissen liegen. Die Unsicherheit von 25000 Ereignissen liegt bei 150 Ereignissen. Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz liegt die Unsicherheit der Zahl der J/Ψ–Teilchen durch diese Schätzung somit bei $\Delta = \sqrt{150^2 + 150^2} = \sqrt{2} \cdot 150 \approx 200$. Fazit: In der Selektion sollten 2000 J/Ψ–Teilchen zu finden sein.

Das die zentrale Spur erzeugende Teilchen soll als Myon durch den „muon finding algorithm“ [2] im Kalorimeter oder im instrumentierten Eisen identifiziert worden sein (Abb. 2.13). Der dritte Selektionsschritt ist hiermit abgeschlossen. Die bisherige Selektion umfasst 3573 Ereignisse. Die invariante Masse der Myonpaare dieser Ereignisse ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Zur Illustration wird in Abbildung 2.15 die invariante Masse von zwei FMD-Myonen gezeigt. Die Ereignisse mit zwei FMD–Myonen wurden aus den Daten des Runbereichs 401699 - 426498 (Januar bis September 2005) selektiert. An die Massenverteilung der Abbildung 2.14 wurde eine Funktion f angepasst. f setzt sich aus der Summe zweier Gauß-Funktionen g_1 und g_2 zusammen $f = g_1 + g_2$. Die eine Gauß-Funktion soll das J/Ψ–Signal und die andere die Untergrundereignisse anpassen.

Für jede Gaußfunktion wurden drei Parameter variert: Ein Normierungsparameter $\hat{N}$, der Mittelwert $\bar{x}$ und die Standardabweichung σ:

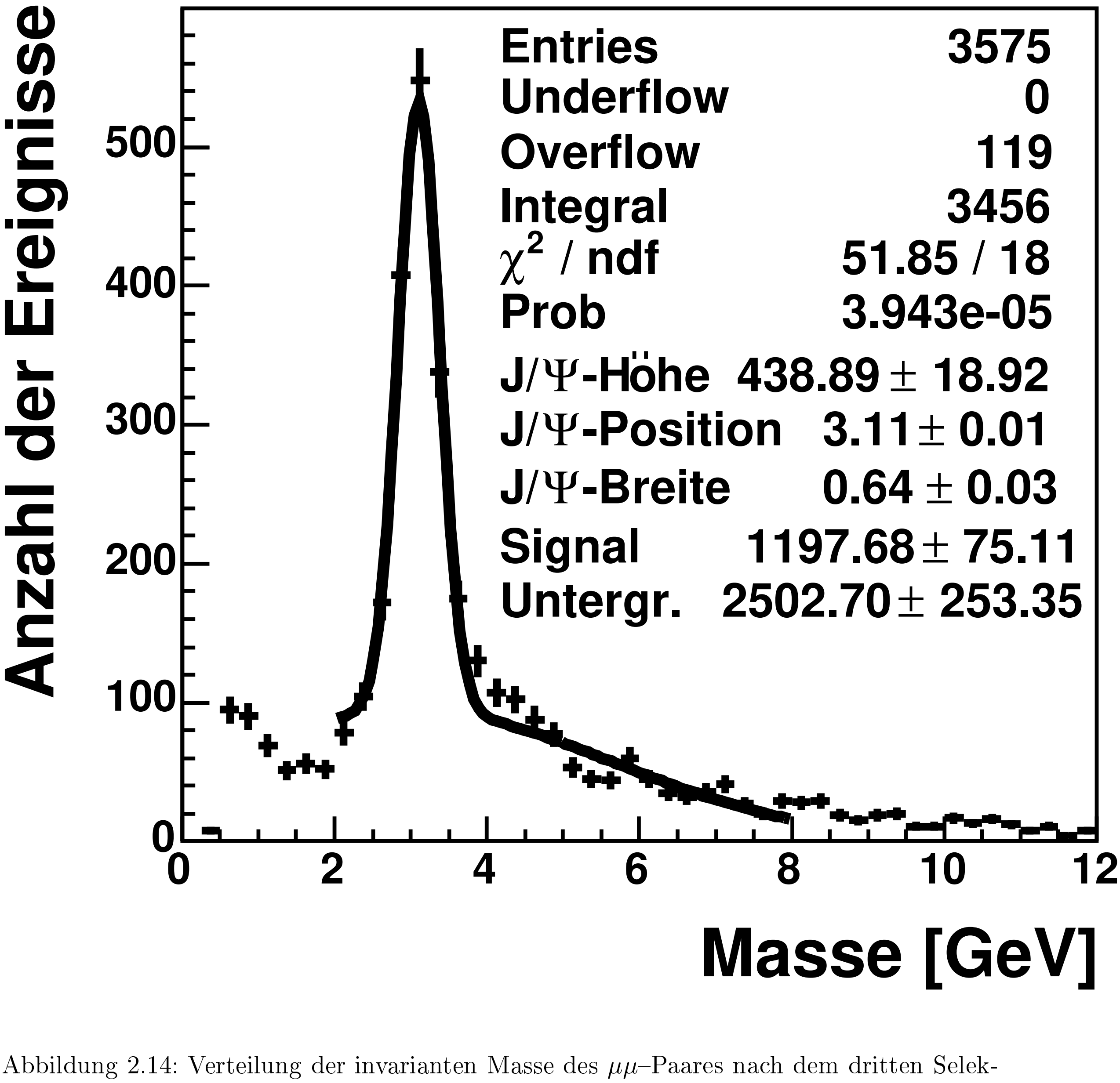

Abbildung 2.14: Verteilung der invarianten Masse des $\mu\mu$–Paares nach dem dritten Selektionsschritt „Selektion des zentralen Myons“. An die Verteilung wurde die Summe zweier Gauß-Funktionen angepasst.

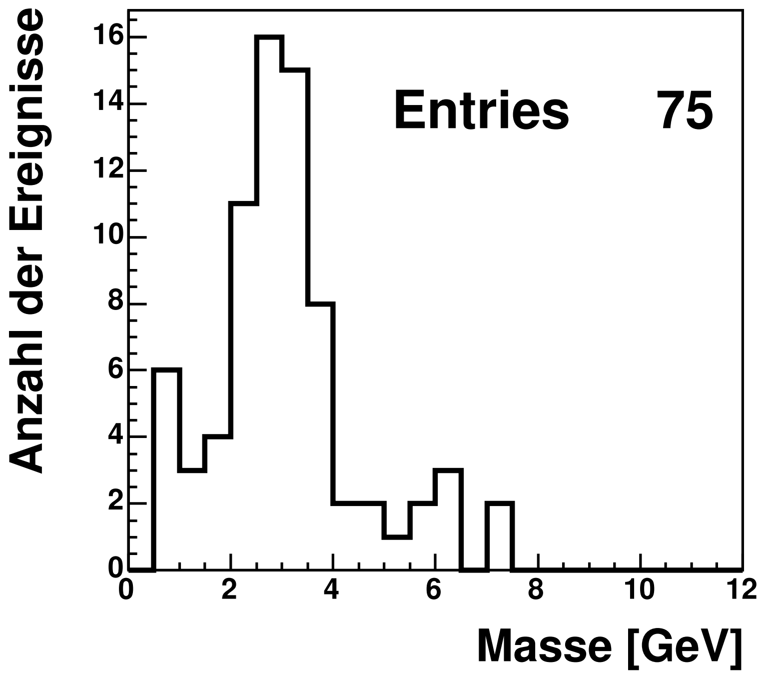

Abbildung 2.15: Zur Illustration: Invariante Masse von zwei FMD-Myonen. Run 401699 - 426498.

$g(x) = \hat{N}\, e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\cdot\sigma^2}}$.

Die Gauß-Funktion zur Anpassung des Untergrundes wurde gewählt, da sie den Zweck erfüllt, im Bereich 2 GeV bis 8 GeV den Verlauf des Untergrundes grob wiederzugeben. Der J/Ψ-Peak sollte seiner Natur nach mit einer Lorentz-Kurve beschrieben werden. Um die Zahl der Ereignisse im Peak und die Halbwertsbreite abzuschätzen, kann man eine Gaußfunktion benutzen. Eine Gauß-Funktion nimmt bei einem Wert der ein Sigma von ihrem Mittelwert entfernt ist, einen Wert an, der $e^{-\frac{1}{2}} \approx 60$ % des Maximums beträgt. Die Hälfte des Wertes erhält man bei einem Wert $\sqrt{\ln 4} \cdot \sigma$. Die Halbwertsbreite Γ ist somit $\Gamma = 2\sqrt{\ln 4}\cdot\sigma \approx 2{,}35\,\sigma$. Das Integral $\int\limits_{-\infty}^{+\infty} g(x)\mathrm{d}x$ ist $N = \hat{N}\cdot\sqrt{(2\pi)}\,\sigma \approx 2{,}51\,\hat{N}\,\sigma$. Die Zahl N ist in der Abbildung 2.14 unter „Signal" und „Untergrund" aufgeführt. Allerdings weicht diese Zahl von der Zahl der Ereignisse unter einer Lorentzkurve ab, da eine Gauß-Kurve viel schneller als eine Lorentzkurve abfällt und es im Allgemeinen nicht möglich ist zu einer gegebenen Lorentzkuve eine Gaußkurve zu konstruieren, die die gleiche Höhe im Maximum, die gleiche (Halbwerts-)Breite und die gleiche Fläche einschließt. Diese Abweichungen, welche von der Höhe und Breite des Signals abhängig sind, stellen aber kein Problem dar, da die Zahl N proportional zur physikalisch relevanten Zahl der Ereignisse im Peak N_{Peak} von $-\sigma$ bis $+\sigma$ ist: $N_{\mathrm{Peak}} = N \cdot 0{,}683$.

2.1.4 Erhöhung des Reinheitsgrades des J/ψ–Signals

In diesem Unterabschnitt wird untersucht, ob die im Teil „Selektion der zentralen Spur“ der Tabelle 2.1 aufgeführten Schnitte, welche im Folgenden als Schnitte der Schnittklasse 1 bezeichnet werden, durch die im Teil „Erhöhung des Reinheitsgrades des J/ψ–Signals“ der Tabelle 2.1 aufgeführten Schnitte ergänzt werden sollten. Die um diese Schnitte ergänzte Klasse der Schnitte der Schnittklasse 1 wird im Folgenden als Schnittklasse 2 bezeichnet. Von den Selektionen zu den Schnitten der Schnittklasse 1 und Schnittklasse 2 werden Signal und Untergrund der Massenverteilung miteinander verglichen.

Schnitte der Schnittklasse 1: Alle Ereignisse der Vorselektion, in der es genau eine zentrale Lee–West–Spur mit $p_t > 0.8$ GeV gibt. Diese zentrale Spur muß zu einem Myon gehören und entgegengesetzte Ladung zum FMD–Myon haben.

Diese Schnitte selektieren 3573 Ereignisse.

Schnitte der Schnittklasse 2: Schnitte der Schnittklasse 1 + zusätzliche Bedingungen. Die zusätzlichen Bedingungen lauten: Es darf im zentralen Bereich keine weiteren Lee–West–Spuren geben und im Vorwärtsbereich darf höchstens eine Lee–West–Spur vorkommen. Von der Lee–West–Spur im Vorwärtsbereich wird $p_t > 0.8$ GeV verlangt.

Der Schnitt auf den Transversalimpuls der Vorwärtsspur $p_t > 0.8$ GeV soll Untergrundspuren in Vorwärtsrichtung ausschließen.

Die Schnitte dieser Schnittklasse selektieren 2002 Ereignisse.

Die Schnitte der Schnittklasse 2 entsprechen der erwarteten Signatur von diffraktiven J/ψ-Zerfällen in zwei Myonen, von denen eines in den vorderen Bereich und das andere in den zentralen Bereich des Detektors fliegt, während der Polarwinkel des Elektrons größer als 165° ist und das Proton beziehungsweise der Protonrest bei Protondissoziation unter kleinen Polarwinkeln ($\theta < 6°$) keine weiteren Spuren im Detektor erzeugen. Es ist plausibel, daß man Ereignisse mit wenig Spuren besser in reinerer Form selektieren kann als Ereignisse mit mehreren Spuren. Dies motiviert die Schnitte der Schnittklasse 2. Schnitte der Schnittklasse 1 berücksichtigen zusätzliche Spuren im Ereignis. Zusätzliche Spuren können aus Untergrundereignissen stammen oder aber durch die Zerfallsteilchen des Protons bei Protondissoziation im inneren Randbereich von FMD und FTD erzeugt werden.

In den 3573 Ereignissen nach Schnitten der ersten Schnittklasse kommt genau ein als Myon identifiziertes und zum FMD–Myon entgegengesetzt geladenes Teilchen mit einer Lee–West–Spur mit einem Polarwinkel zwischen 20° und 160° und einem Impuls über 0.8 GeV vor. Für diese Ereignisse ist in den drei folgenden Histogrammen Abb.2.16, die Zahl der Lee–West–Spuren in Vorwärtsrichtung, in zentraler Richtung und die Anzahl der Vorwärtsspuren gegen die Anzahl zentraler Spuren dargestellt.

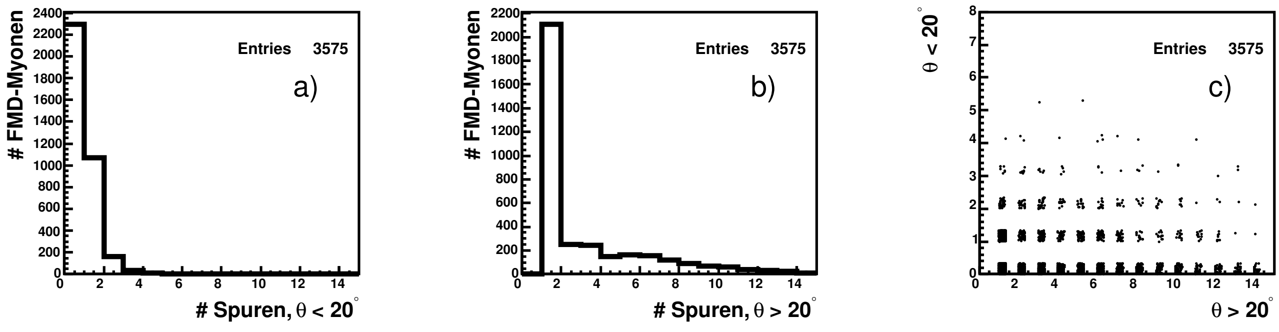

Abbildung 2.16: Zahl der Lee-West-Spuren in Vorwärtsrichtung ($\theta < 20°$)

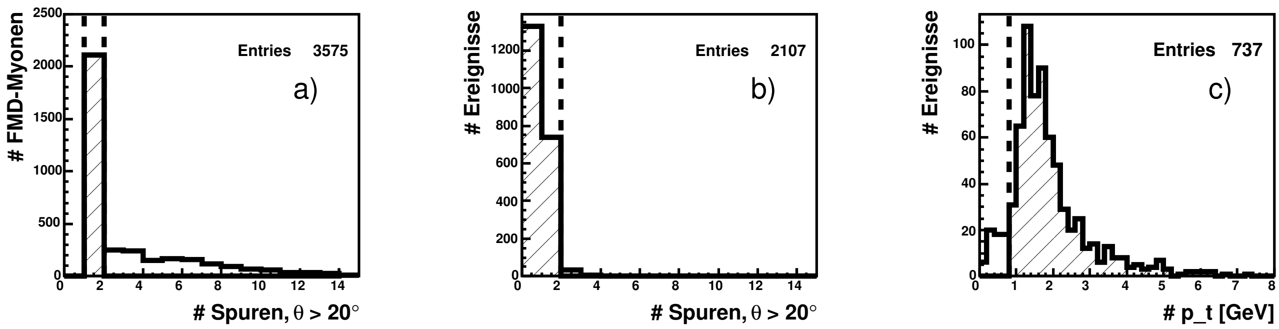

Abbildung 2.17: Zahl der Lee-West-Spuren in Vorwärtsrichtung ($\theta < 20°$)

Es wird nun gemäß der zweiten Schnittklasse geschnitten. Zuerst werden 2107 Ereignisse selektiert, in denen es neben der zentralen Spur mit $p_t > 0.8$ GeV keine weiteren zentralen Spuren gibt (Abb. 2.17 a).

Dann werden 2064 Ereignisse mit höchstens einer Lee–West–Spur in Vorwärtsrichtung selektiert (Abb. 2.17 b).

In diesem Histogramm ist an der Ordinate die Zahl der Ereignisse aufgetragen. Diese Zahl ist gleich der Zahl der FMD–Myonen, welche die bisher angeführten Schnitte erfüllen. Dieser Sachverhalt gilt auch für jede Untermenge der 2107 Ereignisse. Im Folgenden wird die Achsenbezeichnung „Anzahl der Ereignisse“ der Bezeichnung „Anzahl der FMD–Myonen“ vorgezogen.

Von den 2064 Ereignissen gibt es in 737 Ereignissen genau eine Vorwärtsspur und in 1327 Ereignissen keine Spur in Vorwärtsrichtung.

Falls es eine Spur in Vorwärtsrichtung gibt, muß diese $p_t > 0.8$ GeV erfüllen (Abb. 2.17 c). In 675 Ereignissen mit genau einer Vorwärtsspur ist dies der Fall. Somit haben wir insgesamt $675\,\text{Ereignisse} + 1327\,\text{Ereignisse} = 2002\,\text{Ereignisse}$ selektiert.

Vergleich der J/Ψ–Signale nach Schnitt 1 und nach Schnitt 2			
	Schnitt 1	Schnitt 2	$\frac{\#\ \text{Schnitt1} - \#\ \text{Schnitt 2}}{\#\ \text{Schnitt1}}$ [%]
Volle Breite [MeV]	640 ± 30	590 ± 20	7
# Signal	1198 ± 75	935 ± 59	22
# Untergrund	2503 ± 253	906 ± 105	64

Tabelle 2.2: Vergleich der J/Ψ–Signale nach Schnitten der Schnittklasse 1 (Schnitt 1) und nach Schnitten der Schnittklasse 2 (Schnitt 2)

Nun werden die Massenverteilungen nach Schnitten der Schnittklasse 1 und nach Schnitten der Schnittklasse 2 miteinander verglichen. In Abbildung 2.18 sind diese einander gegenübergestellt. Die Daten, welche zum Vergleich der beiden Verteilungen dienen, sind in Tabelle 2.2 dargestellt. Das Signal nach Schnitten der Schnittklasse 2 ist schmaler als das Signal nach Schnittern der ersten Schnittklasse. Außerdem werden nach Schnitt 2 64 % der Untergrundereignisse nach Schnitt 1 ausgeschlossen, während nur 22 % der Signalereignisse von Schnitt 1 durch Schnitt 2 nicht selektiert werden.

Die Massenverteilung der ausgeschlossenen Ereignisse ist in der Abbildung 2.19 dargestellt. Schnitt 2 schließt viele Untergrund Ereignisse insbesondere im Bereich 0,4 GeV bis 1,4 GeV aus.

Hiermit ist die Selektion von J/Ψ–Ereignissen abgeschlossen. Die Kontrollverteilungen dieser Selektion sind Gegenstand des nächsten Unterabschnitts.

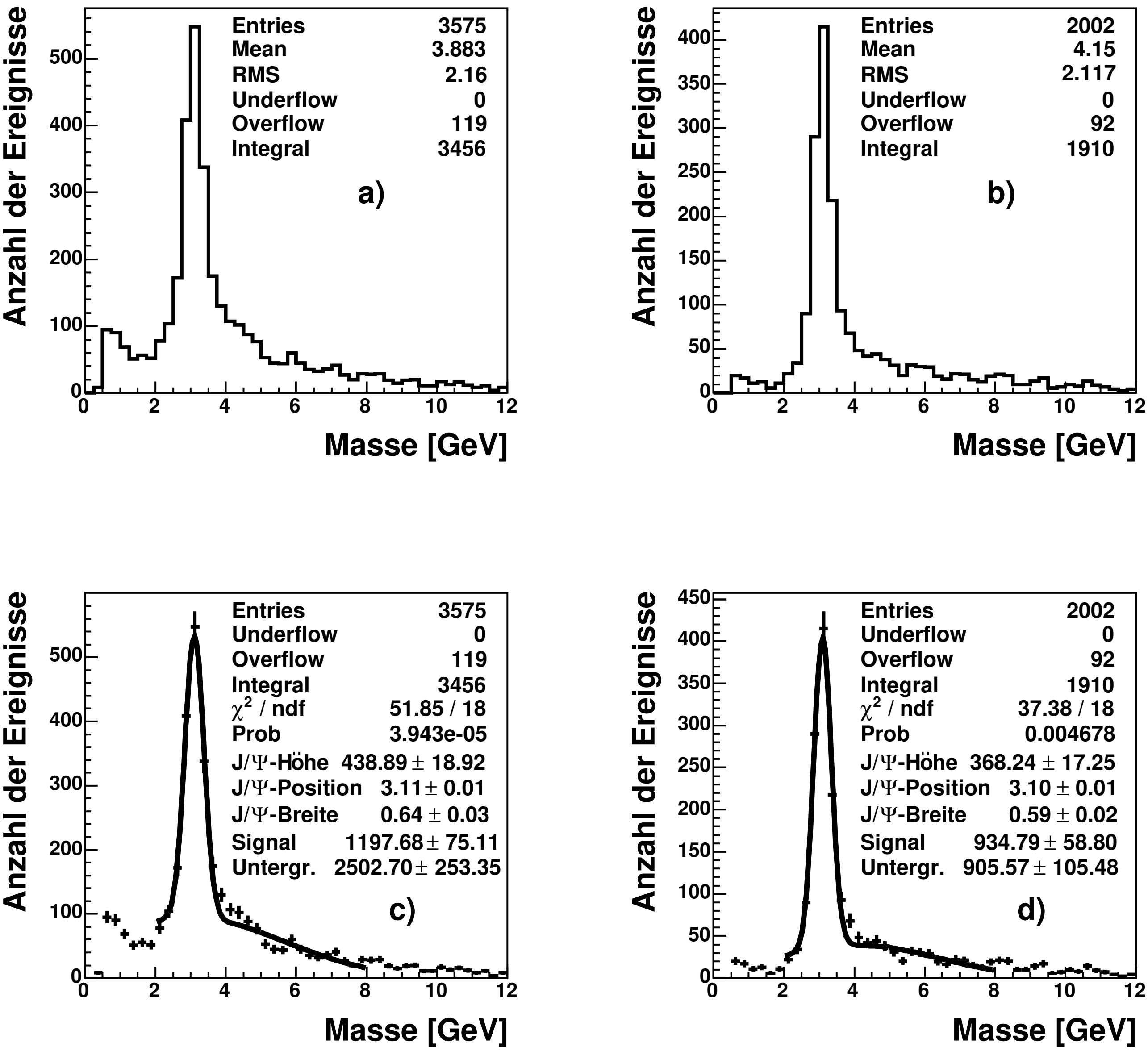

Abbildung 2.18: a) $\mu\mu$–Masse für die Selektion nach Schnitten der ersten Schnittklasse ohne Anpassungsgraph; b) $\mu\mu$–Masse für die Selektion nach Schnitten der zweiten Schnittklasse ohne Anpassungsgraph; c) $\mu\mu$–Masse für die Selektion nach Schnitten der ersten Schnittklasse mit Anpassungsgraph; d) $\mu\mu$–Masse für die Selektion nach Schnitten der zweiten Schnittklasse mit Anpassungsgraph.

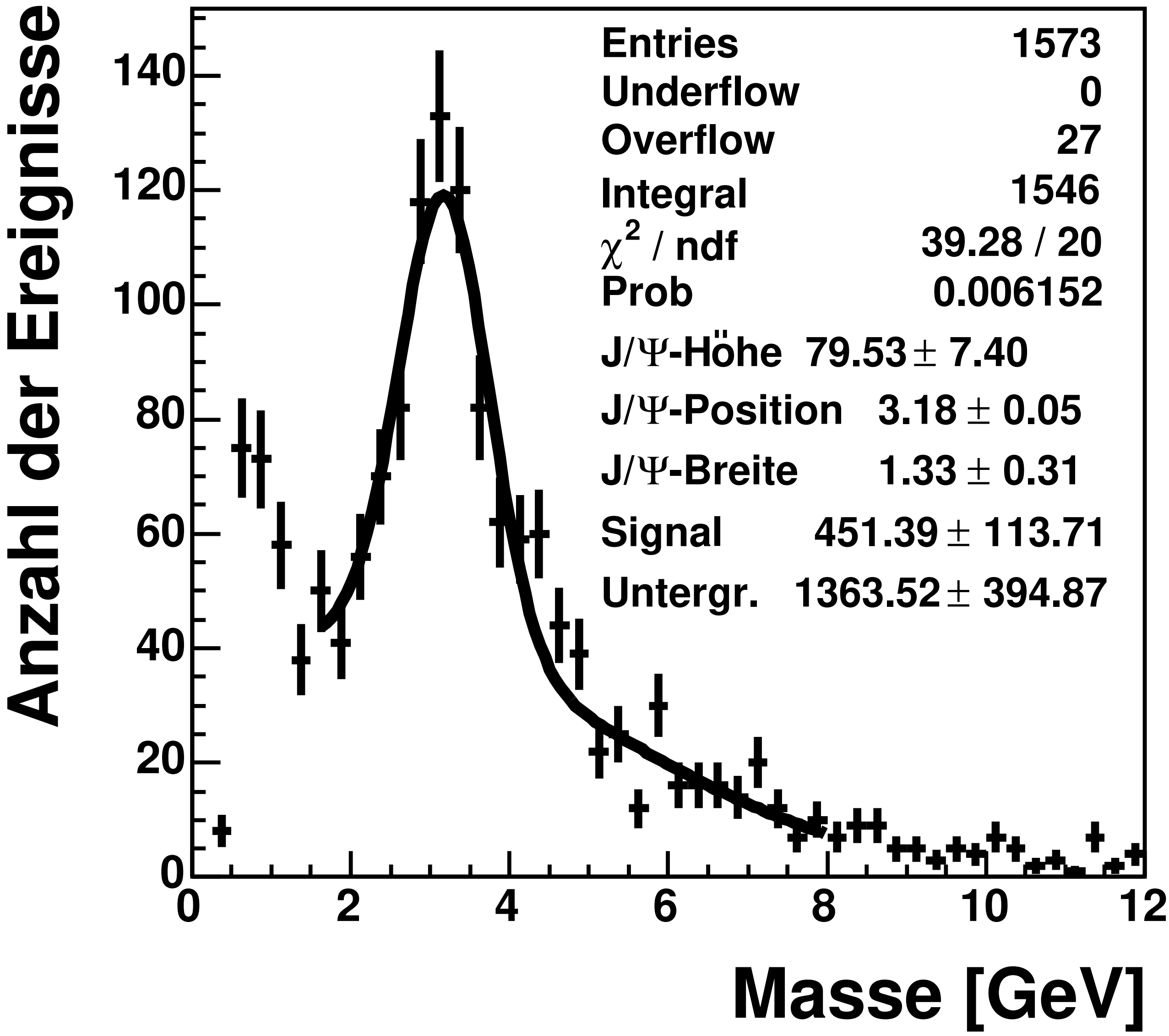

Abbildung 2.19: Masse des $\mu\mu$–Paares für Ereignisse, die durch Schnitt 1 aber nicht durch Schnitt 2 selektiert werden. Diese Ereignisse werden durch den Schnitt auf die Spurmultiplizität im Zentral– und Vorwärtsbereich verworfen

Subtrigger S16, S18 und S50	
Subtrigger	Wesentliche Triggerelemente der Subtrigger
S16	Vordere Endkappe des instrumentierten Eisens
	FMD
S18	Instrumentiertes Eisen
	Mindestens eine FTT-Spur mit einem Impuls über 900 MeV
S50	Triggerelemente wie S16
	Zusätzlich mindestens eine FTT-Spur mit einem Impuls über 400 MeV

Tabelle 2.3: Wesentlicher Aufbau der Subtrigger ,welche am häufigsten in den selektierten Ereignissen gefeuert haben: Subtrigger S16, S18 und S50

2.1.5 Kontrollverteilungen der J/Ψ–Selektion

Abbildung 2.20 zeigt die Kontrollverteilungen für die Impulse $\mathrm{p_{FMD}}$, Transversalimpulse $\mathrm{p_{t,FMD}}$, Polarwinkel θ_{FMD} und Azimutalwinkel ϕ_{FMD} des FMD–Myons in der linken Spalte. Die gleiche Abbildung zeigt in der rechten Spalte die entsprechenden Größen der zentralen Spur $\mathrm{p_{zentral}}$, $\mathrm{p_{t,zentral}}$, $\theta_{\mathrm{zentral}}$ und ϕ_{zentral} . In der nächsten Abbildung (Abb.2.21) wird die Verteilung der z–Koordinate des Vertex gezeigt. Wie erwartet hat diese die Form einer Gauß–Verteilung. In den 2002 Ereignissen gibt es kein einziges Ereignis mit $z_{\mathrm{Vertex}} = 0$ cm. Die Ereignisse mit $z_{\mathrm{Vertex}} = 0$ cm werden durch Schnitte auf Lee–West–Spuren im Rahmen der Selektion des zentralen Myons (Tab. 2.1) ausgeschlossen. Der Anteil von Ereignissen mit $z_{\mathrm{Vertex}} = 0$ cm liegt nach den Schnitten der Selektion des FMD–Myons mit 76 % höher als direkt nach dem Schnitt $|z_{\mathrm{Vertex}}| < 35$ cm mit 53 %. Durch den ersten Schnitt der Selektion des zentralen Myons, mit dem Ereignisse mit mindestens einer Lee-West–Spur selektiert werden, wird der Anteil von Ereignissen mit $z_{\mathrm{Vertex}} = 0$ cm auf 0,4 % reduziert. Nach dem letzten Schnitt der Selektion des zentralen Myons, durch den 3573 Ereignisse selektiert werden, gibt es noch ein Ereignis mit $z_{\mathrm{Vertex}} = 0$ cm (0,03 %).

In dieser Selektion werden keine Schnitte auf Subtrigger angewendet. Solche Schnitte finden in Arbeiten Anwendung, in denen Wirkungsquerschnitte ausgerechnet werden. Dies ist in dieser Arbeit nicht der Fall. Dennoch wird die Verteilung der Subtrigger an dieser Stelle gezeigt (Abb. 2.22 a). In der Tabelle 2.3 sind die wesentlichen Triggerelemente der Subtrigger S16, S18 und S50 angeführt. Eine detailierte Beschreibung der Subtrigger vom H1-Detektor findet sich in [1] .

Neben S16 sprachen S18 und S50 am häufigsten auf Ereignisse diffraktiver J/Ψ–Zerfälle in ein Myon in Vorwärtsrichtung und ein Myon in zentraler Richtung an. S50 kann aufgrund

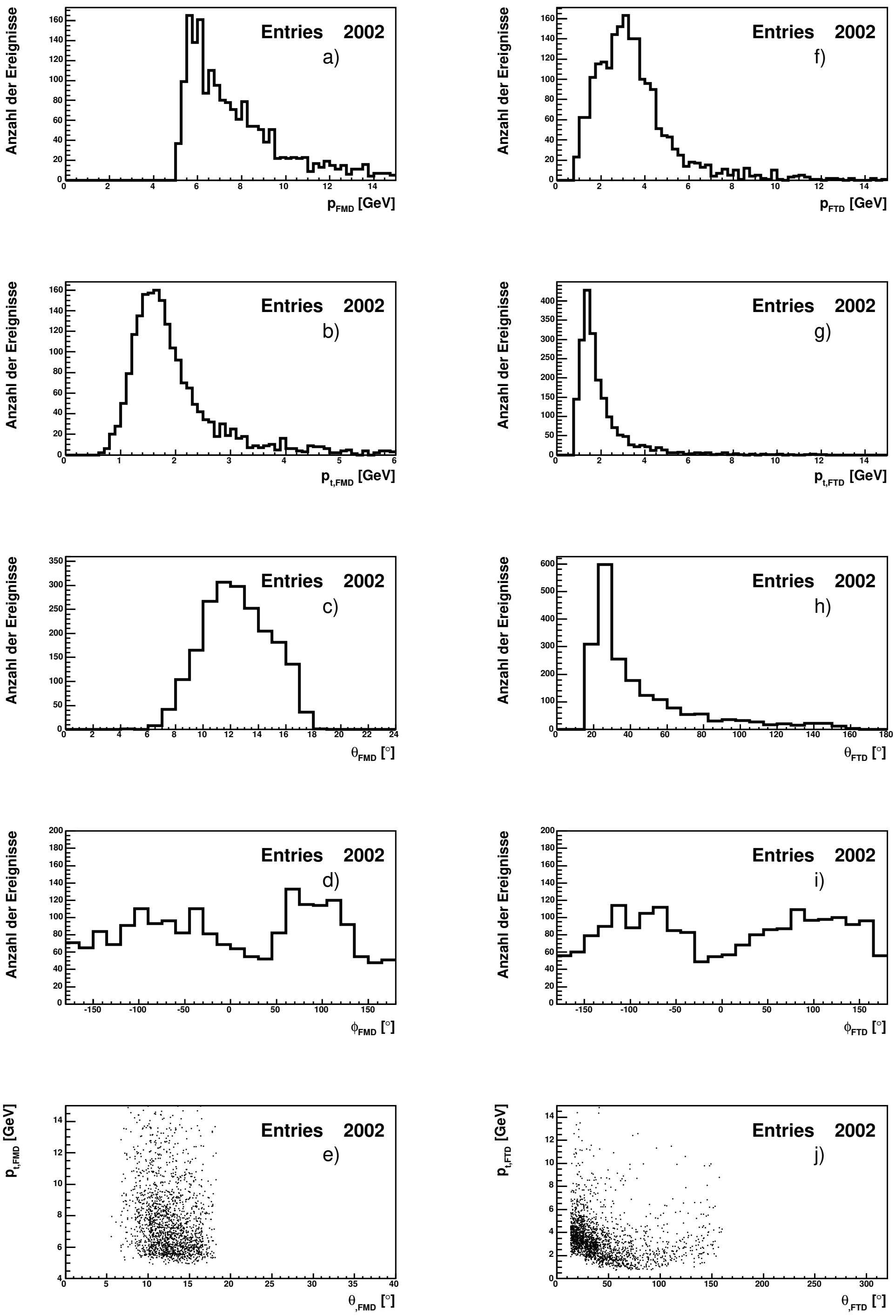

Abbildung 2.20: Linke Spalte: Größen des FMD–Myons: a) Impuls $\mathrm{p_{FMD}}$; b) Transversalimpuls $\mathrm{p_{t,FMD}}$; c) Polarwinkel θ_{FMD}; d) Azimutalwinkel ϕ_{FMD}; e) Impuls p_{FMD} gegen Polarwinkel θ_{FMD}. Rechte Spalte: kinematische Größen des zentralen Myons: f) Impuls $\mathrm{p_{zentral}}$; g) Transversalimpuls $\mathrm{p_{t,zentral}}$; h) Polarwinkel $\theta_{\mathrm{zentral}}$; i) Azimutalwinkel ϕ_{zentral}; j) Impuls p_{zentral} gegen Polarwinkel $\theta_{\mathrm{zentral}}$.

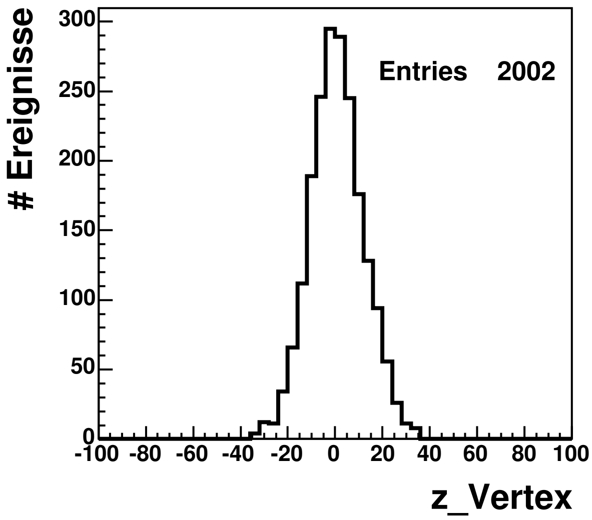

Abbildung 2.21: z_{Vertex}–Verteilung

der zusätzlichen Bedingung zu S16 im Gegensatz zu diesem ohne künstliche Ratenreduktion laufen. S50 hat seinen Betrieb mit Bedingungen, die der Tabelle 2.3 entsprechen, erst Mitte des Jahres 2005 am 26 Juni aufgenommen. Allerdings kann daraus nicht geschlossen werden, daß S50 mehr Physikereignisse als S16 sammelt (Abb. 2.22 b). Ereignisse, welche von S16 getriggert wurden, werden doppelt so oft von S50 getriggert als von S18 (Abb. 2.22 c). Dies ist auf den höheren Grad der Ähnlichkeit im Aufbau aus Triggerelementen von S16 und S50 als von S16 und S18 zurückzuführen. Aus diesem Grund wird auch das Verhältnis der Zahl von S50 getriggerten Ereignissen zu der Zahl von S18 getriggerten Ereignissen größer, wenn in diesen Ereignissen S16 nicht getriggert hat (Abb. 2.22 d). Diese Ereignisse wurden über viermal so oft von S18 wie von S50 getriggert.

Die nächste Abbildung (Abb.2.23) zeigt folgende kinematischen Größen: Die Bjorken Skalenvariable y, der Viererimpulsübertrag Q^2 und die Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System $W_{\gamma p}$. Die Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-SystemW $_{\gamma p}$ kann aus der Bjorken Skalenvariable y, der Schwerpunktsenergie im Elektron-Proton-System s und dem Viererimpulsübertrag Q^2 berechnet werden:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{\mathrm{ys} - \mathrm{Q}^2} \tag{2.1}$$

y ist in 2.23 a) dargestellt. Möglich sind Werte zwischen null und eins. In vier Ereignissen ist $y > 1$. Dies ist auf Meßungenauigkeit zurückzuführen. Die meisten Ereignisse liegen bei kleinem y. Dies bedeutet, daß in den meisten Ereignissen das gestreute Elektron durch die Streuung nur wenig kinetische Energie verloren hat. In den Abbildungen 2.23 ist Q^2 dargestellt. Durch die im vorigen Abschnitt „Erhöhung des Reinheitgrades des

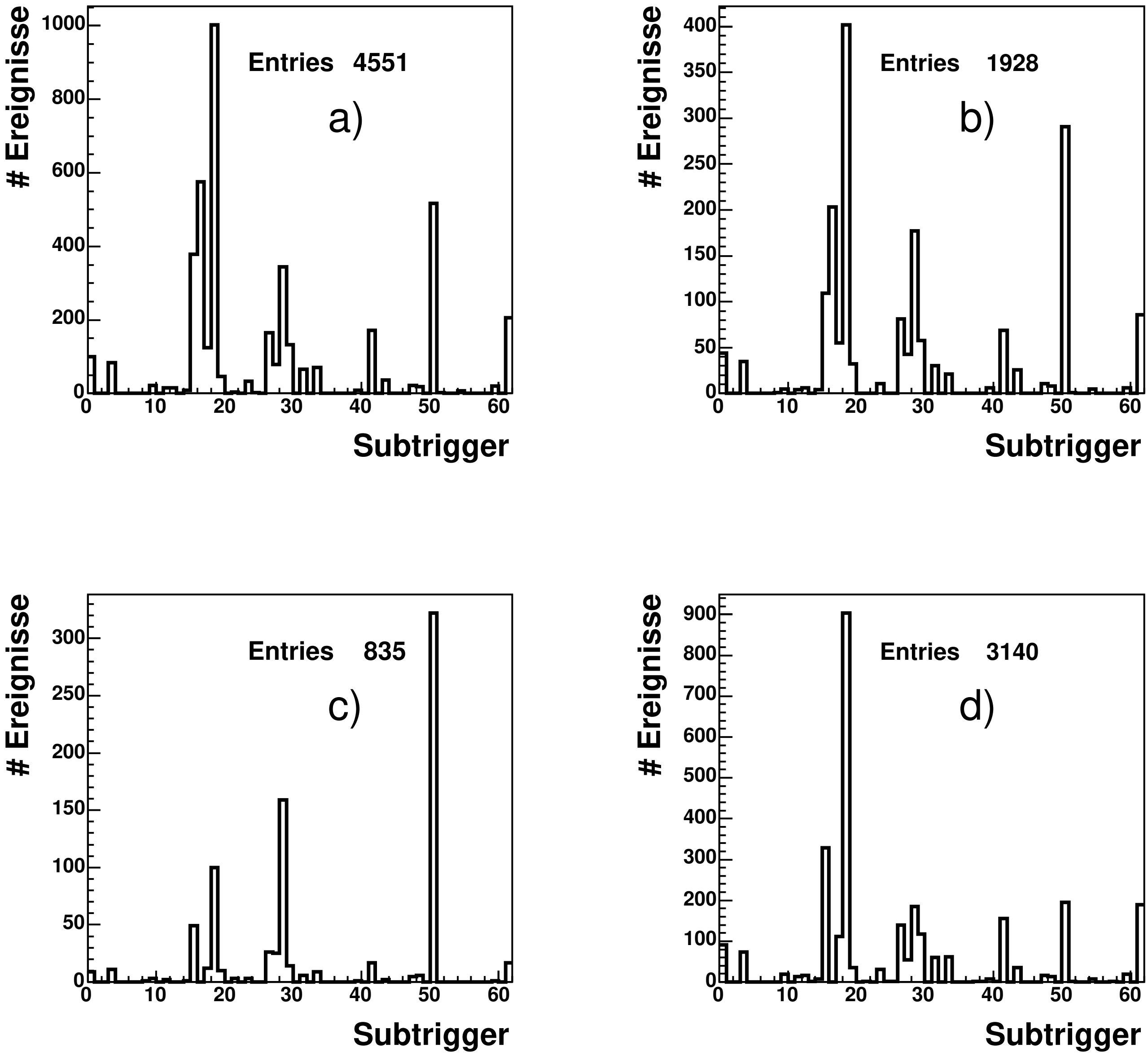

Abbildung 2.22: a) Verteilung der Häufigkeit der Subtrigger S0 bis S61; b) Verteilung der Häufigkeit der Subtrigger S0 bis S61 ab Run 419146 (26.Juni 2005); c) Verteilung der Häufigkeit der Subtrigger S0 bis S61 in Ereignissen, die auch von S16 getriggert wurden; aufgrund besserer Darstellbarkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit von Subtrigger mit kleiner Ansprechwahrscheinlichkeit sind die 566 Einträge für S16 nicht mit eingezeichnet; d) Verteilung der Häufigkeit der Subtrigger S0 bis S61 in Ereignissen, die nicht von S16 getriggert wurden.

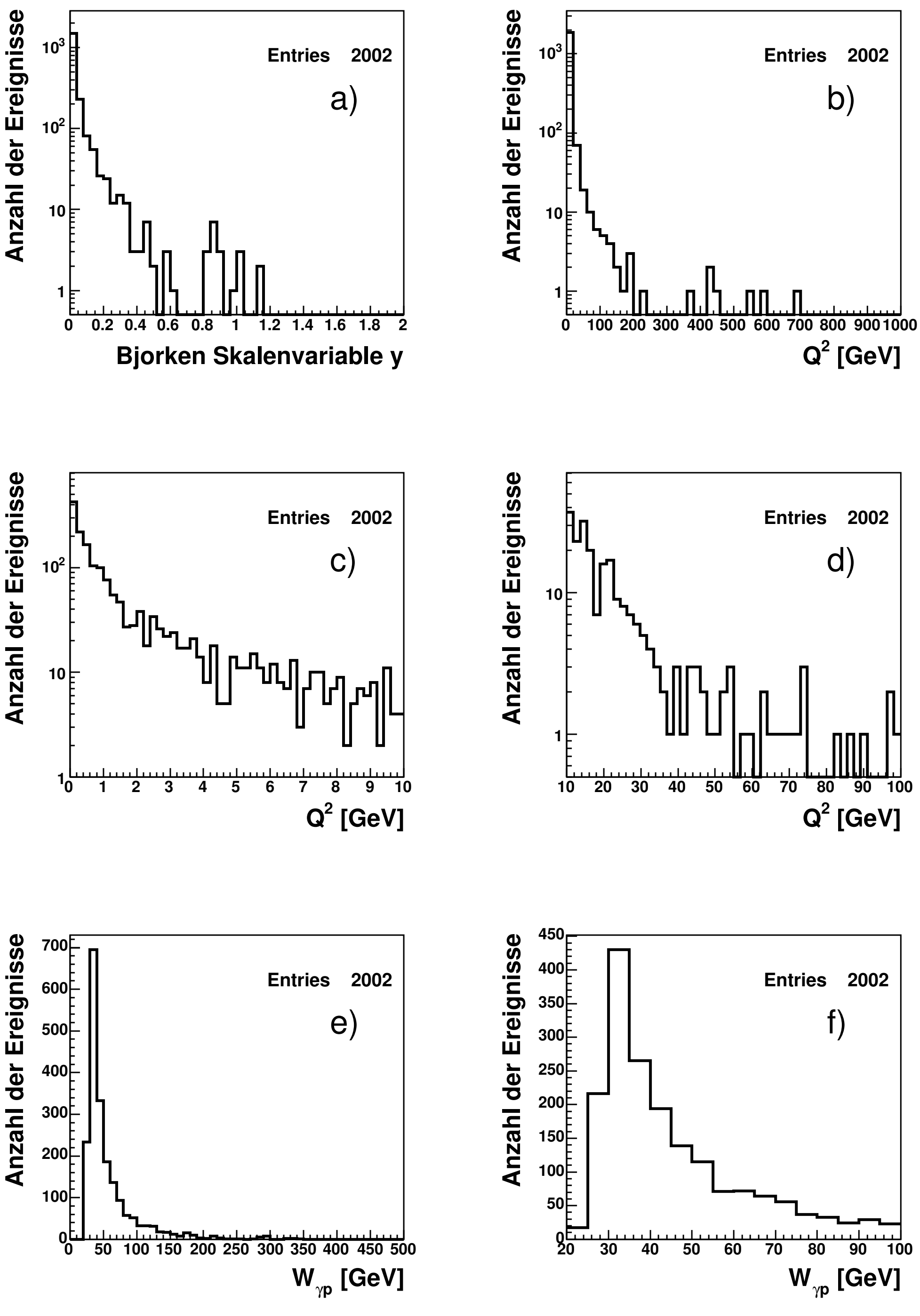

Abbildung 2.23: a) Bjorken Skalenvariable y; b) Q^2 von 0 GeV bis 1000 GeV; c) Q^2 von 0 GeV bis 10 GeV; d) Q^2 von 10 GeV bis 100 GeV; e) $W_{\gamma p}$ von 0 GeV bis 500 GeV; f) $W_{\gamma p}$ von 20 GeV bis 100 GeV.

J/ψ–Signals“ besprochene Signatur mit einem gestreuten Elektron mit $\theta > 165°$ wird Q^2 auf den Bereich $Q^2 < 2$ GeV beschränkt. Dort sind auch die meisten Ereignisse zu finden. In Ereignissen mit $Q^2 > 2$ GeV muß das Elektron einen Polarwinkel $\theta < 165°$ haben. Es kann aber aufgrund der Selektion keine Spur erzeugt haben, welche den Kriterien der für Lee–West–Spuren genügt. In den Abbildungen 2.23 e) und f) wird die $W_{\gamma p}$-Verteilung gezeigt. Zwischen 25 GeV und 45 GeV sind die Werte der Verteilung am größten. Dieses Verhalten kann wieder theoretisch über die angesprochene Signatur des letzten Abschnitts erklärt werden. Durch die Polarwinkel der beiden Myonen muß $W_{\gamma p}$ besonders häufig Werte zwischen 25 GeV und 45 GeV annehmen [5].

2.2 Selektion von J/ψ–Ereignissen mit Verbindung von FMD–zu FTD–Spur

In diesem Abschnitt wird versucht, dem FMD–Myon eine an den Runvertex angepasste FTD–Spur zuzuordnen. Im folgenden Absatz wird erklärt, warum an den Runvertex angepasste FTD–Spur und nicht Lee–West–Spuren zugeordnet werden.

In den 2002 selektierten Ereignissen kommt in 994 Ereignissen genau eine Lee-West–Spur mit $\theta < 20°$ vor. Diese Spuren müssen alle im FTD nachgewiesen worden sein. Dies kann man Abbildung 2.24 entnehmen, in der die Verteilung in die Lee–West–Klassen: Vorwärtsspuren, Kombinierte Spuren und zentrale Spuren in Abhängigkeit des Polarwinkels der Lee–West–Spur θ für die 261.070 Ereignisse der Selektion mit mindestens einer Lee–West–Spur im Ereignis gezeigt wird. Somit bietet es sich an, die 994 Ereignisse mit Lee–West–Spuren für die Zuordnung zu selektieren. Dies wird nicht gemacht, denn: Im nächsten Abschnitt sollen FTD–Spuren und keine Lee–West–Spuren untersucht werden. Um die Menge der FTD–Spuren hinreichend von Untergrund zu befreien reicht die Forderung nach der Anpassbarkeit der Spur an den Runvertex und $p_t > 0{,}5\,\mathrm{GeV}$. Die Schnitte für Lee–West–Spuren sortieren für die Untersuchungen des nächsten Kapitels zu viele Ereignisse aus. In diesem Abschnitt werden endgültig 1406 Ereignisse selektiert, in denen dem FMD–Myon eine FTD–Spur zugeordnet wird, während die Zahl der Ereignisse mit dem FMD–Myon zugeordneten Lee–West–Spuren höchstens 994 sein kann. Ein weiterer Grund keine, Lee–West–Spuren zu nehmen, ist die Gefahr, daß die in Tabelle A.1 aufgeführten Schnitte für Lee-West–Spuren die Ergebnisse der Untersuchung des nächsten Kapitels, wie zum Beispiel die Häufigkeit für die Anzahl der Supermodule verfälschen könnten.

An den Runvertex angepaßte FTD-Spuren im Vorwärtsbereich werden im folgenden kurz als FTD-Spuren bezeichnet. In dieser Arbeit sollen dem FMD–Myon zugeordnete FTD–Spuren untersucht werden. In der Selektion der Daten wurde auf Lee-West–Spuren geschnitten. In den selektierten Ereignissen gibt es genau eine Lee–West–Spur mit $\theta < 20°$ und maximal eine mit $\theta < 20°$. Abbildung 2.25 zeigt die Anzahl der FTD–Spuren. Die Anzahl der FTD–Spuren aus 2002 Ereignissen ist 2007. In 440 Ereignissen kommt keine FTD-Spur vor. Für 1562 Ereignisse mit FTD-Spuren ist der Transversalimpuls der FTD–Spuren $p_{\mathrm{t,FTD}}$ gegen den Transversalimpuls der FMD-Spur $p_{\mathrm{t,FMD}}$ in Abbildung 2.26 aufgetragen. Auf den Transversalimpuls dieser Spuren wird mit $p_{\mathrm{t,FTD}} > 0.5$ GeV geschnitten, um Untergrund zu unterdrücken. Von 1562 Ereignissen mit FTD-Spuren haben 1493 Ereignisse mindestens eine FTD-Spur mit $p_{\mathrm{t,FTD}} > 0.5$ GeV.

Die Zuordnung zwischen FMD– und FTD–Spur erfolgt über Schnitte auf die Differenzen der Polarwinkel $\Delta\theta$ und Azimutalwinkel $\Delta\phi$ von FMD– und FTD–Spuren. Eine FTD–Spur wird einer FMD–Spur zugeordnet, wenn die folgenden Zuordnungsbedingungen erfüllt sind:

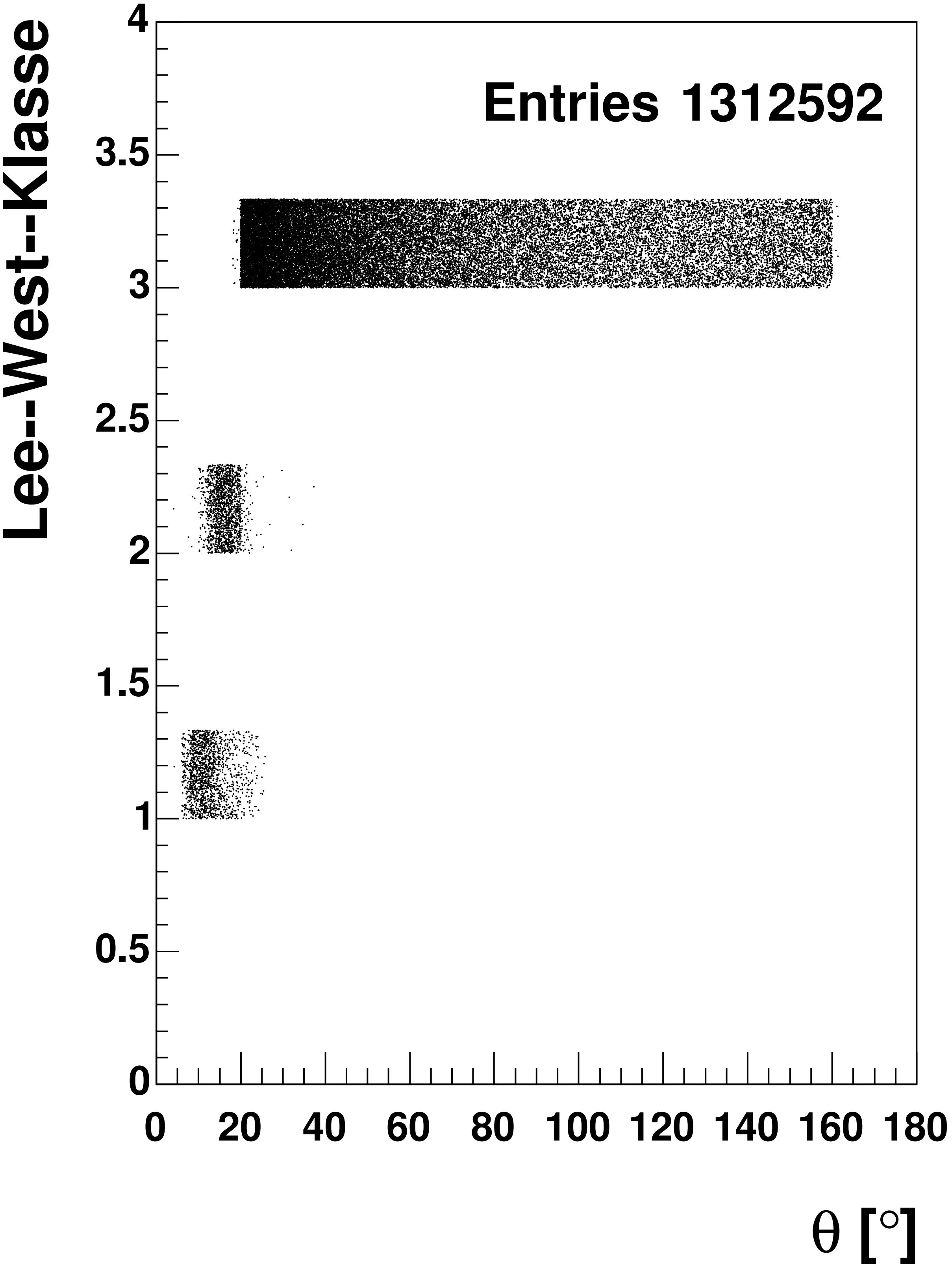

Abbildung 2.24: Klasse der Lee–West–Spuren gegen den Polarwinkel θ der Lee–West–Spuren. Klasse 1: Vorwärtsspuren (FTD); Klasse 2: Kombinierte Spuren (FTD und CTD); Klasse 3: Zentrale Spuren (CTD)

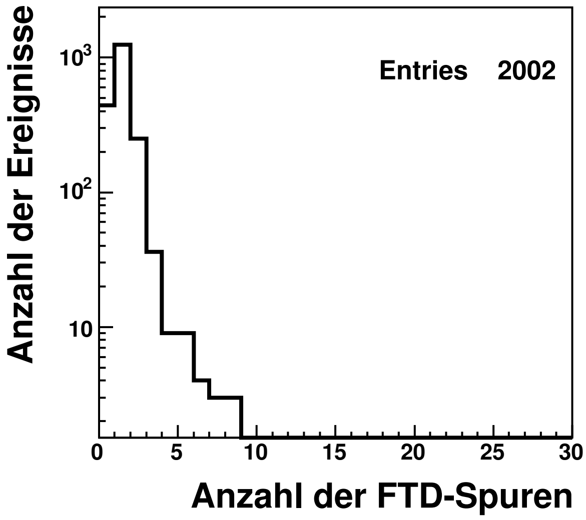

Abbildung 2.25: Anzahl der FTD–Spuren

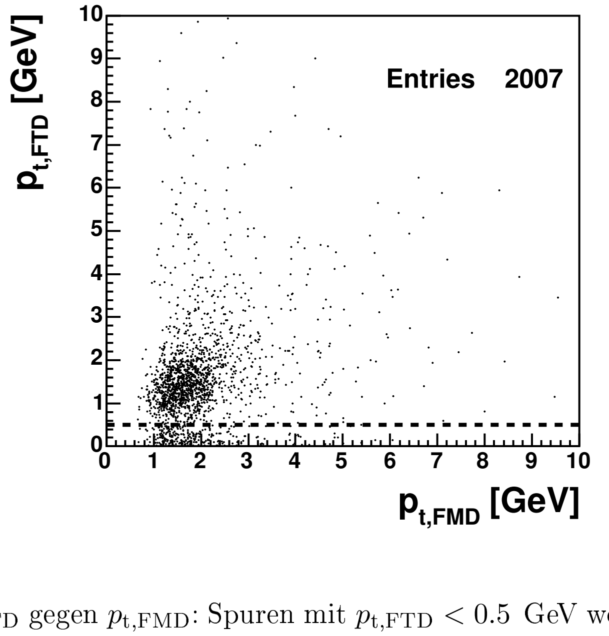

Abbildung 2.26: $p_{\mathrm{t,FTD}}$ gegen $p_{\mathrm{t,FMD}}$: Spuren mit $p_{\mathrm{t,FTD}} < 0.5$ GeV werden ausgeschlossen

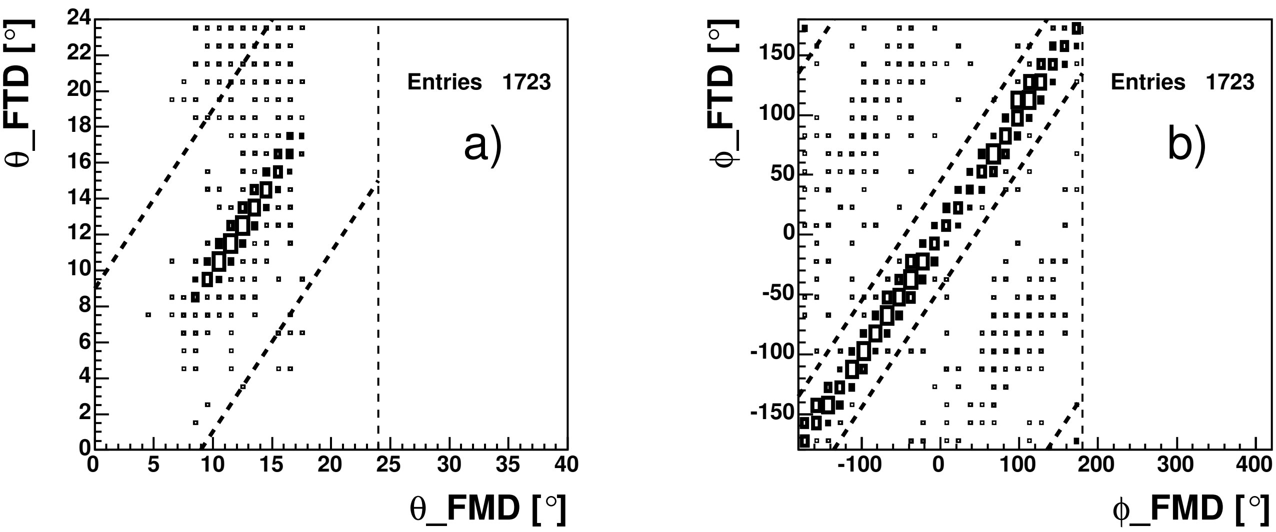

Abbildung 2.27: Zuordnung einer FTD-Spur zur FMD Spur: a) θ_{FTD} gegen θ_{FMD} b) ϕ_{FMD} gegen ϕ_{FTD}

1. $p_{\mathrm{t,FTD}} > 0.5$ GeV

2. $|\Delta\theta| < 9^\circ$

3. $|\Delta\phi| < 45^\circ$

In Abbildung 2.27 a) sind die Polarwinkel der FTD–Spuren θ_{FTD}, welche $p_{\mathrm{t,FTD}} > 0.5$ GeV erfüllen, gegen den Polarwinkel der FMD–Spur θ_{FMD} und in Abbildung 2.27 b) die Azimutalwinkel der FTD–Spuren ϕ_{FTD} gegen den Azimutalwinkel der FMD–Spur ϕ_{FMD} dargestellt. In 1406 Ereignissen konnte der FMD-Spur eine FTD-Spur mit $p_{\mathrm{t,FTD}} > 0.5$ GeV zugeordnet werden. Die Effizienz der Zuordnung beträgt $\frac{1406}{2002} = 70$ %. Für diese Ereignisse sind in den folgenden Abbildungen zur Kontrolle der Datenselektion die kinematischen Größen p, p_{t}, θ und ϕ der FMD–Spur und der der FTD–Spur (Abb. 2.28), der FTD– gegen die FMD–Spur (Abb. 2.29) und der FTD–Spuren minus der FMD–Spur dargestellt (Abb. 2.30). Die Verteilung der Differenz der Azimutalwinkel in Abb. 2.30 d) ist auf die helixförmige Bahn des Teilchens zurückzuführen, durch welche sowohl der Azimutalwinkel der momentanen Flugrichtung des Teilchens als auch der Azimutalwinkel des Verbindungsvektors vom Vertex zum Teilchen mit wachsender zurückgelegter Bogenlänge des Teilchens für positiv geladene Teilchen abnimmt und für negativ geladene zunimmt. Im nächsten Abschnitt wird versucht, eine Näherung für die Berechnung des Polar– und Azimutalwinkel der Flugrichtung des Teilchens am Vertex zu finden.

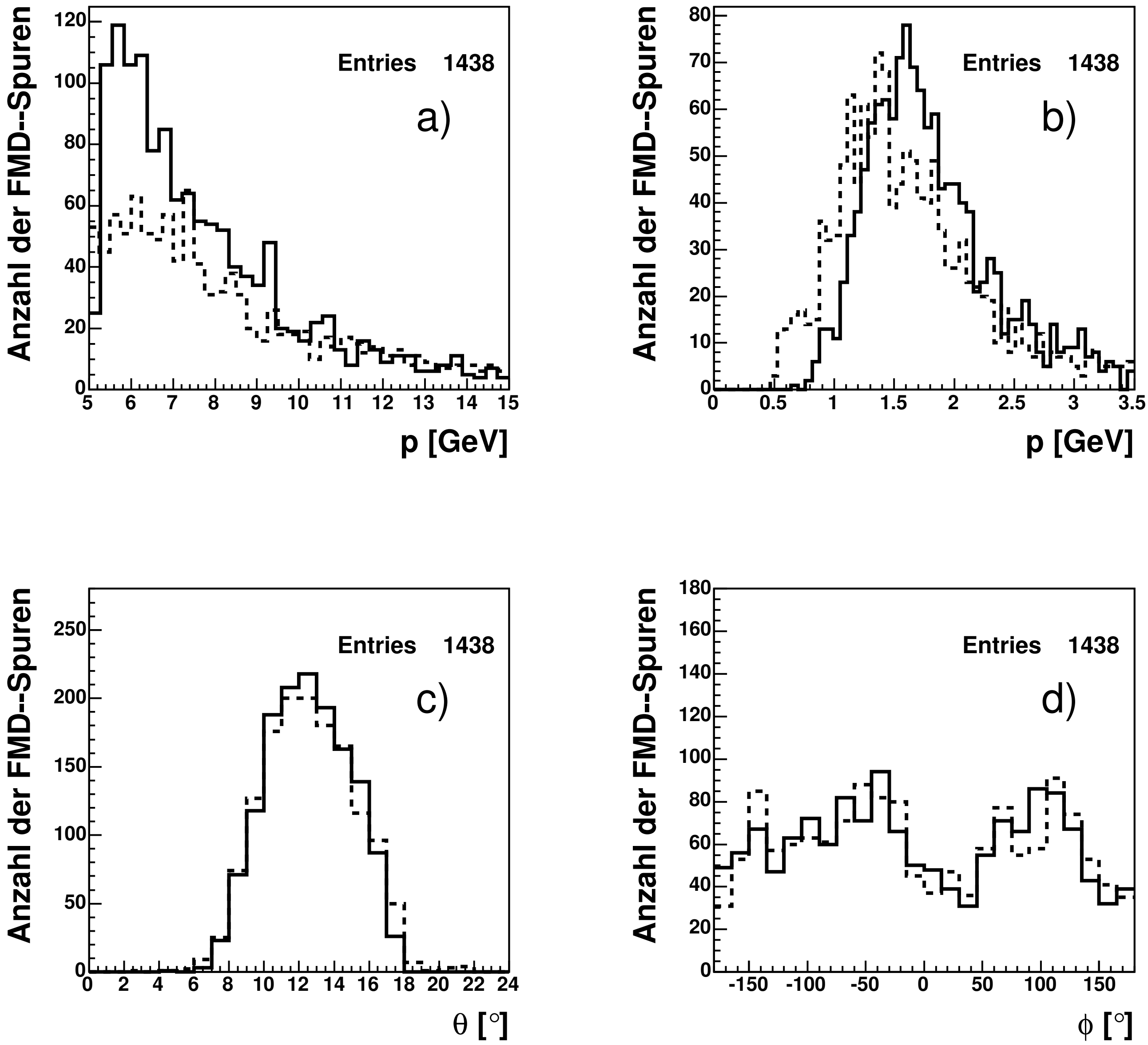

Abbildung 2.28: Kontrollverteilungen: Größen der FMD–Spur (durchdezogene Linie) und Größen der FTD–Spur (gestrichelte Linie) : a) Impuls p; b) Transversalimpuls p_t; c) Polarwinkel θ; d) Azimutalwinkel ϕ.

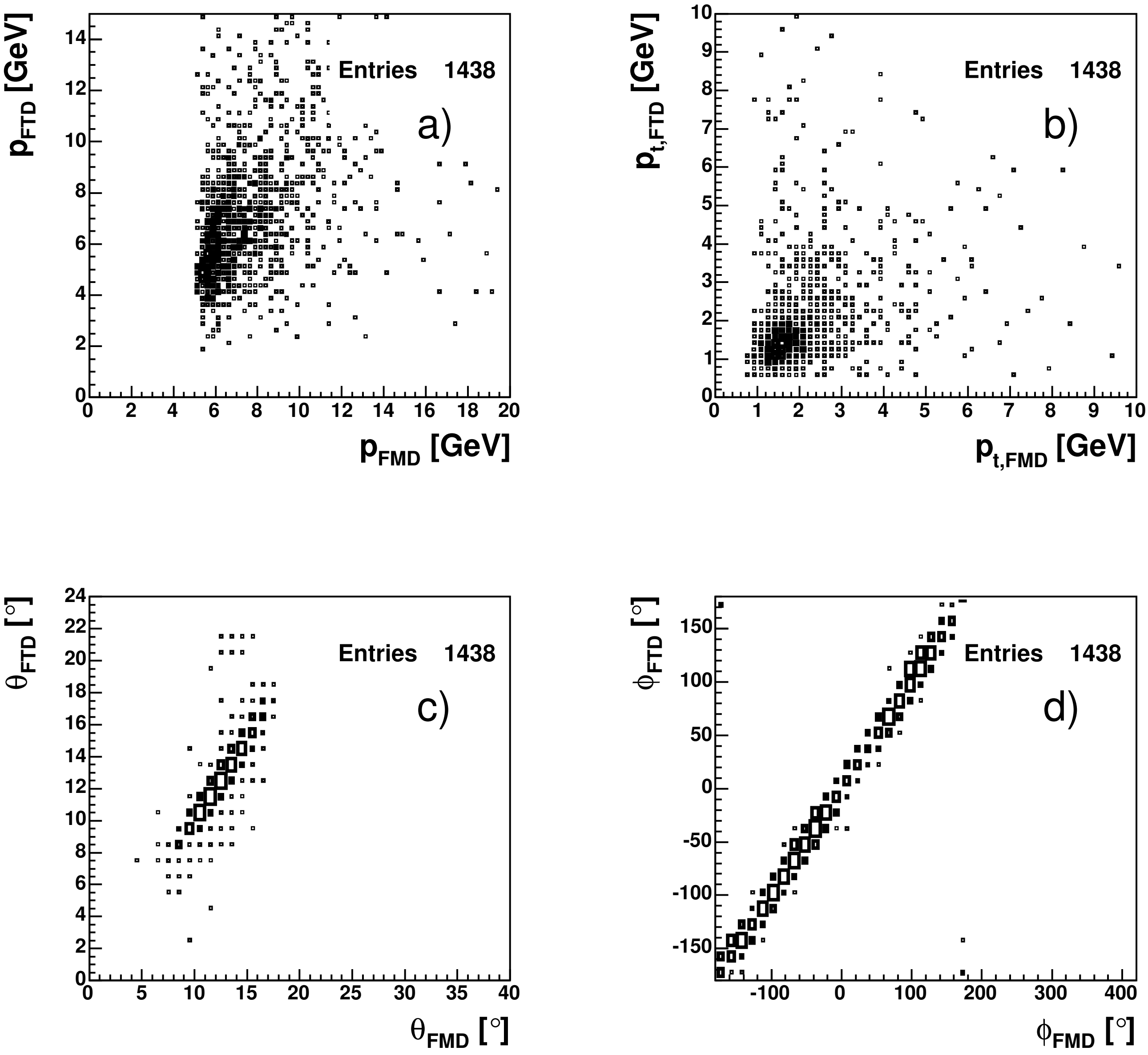

Abbildung 2.29: Kontrollverteilungen: Größen der FTD–Spur gegen kinematische Größen der FMD–Spur: a) p_{FTD} gegen p_{FMD}; b) $p_{t,FTD}$ gegen $p_{t,FMD}$; c) θ_{FTD} gegen θ_{FMD}; d) ϕ_{FTD} gegen ϕ_{FMD}.

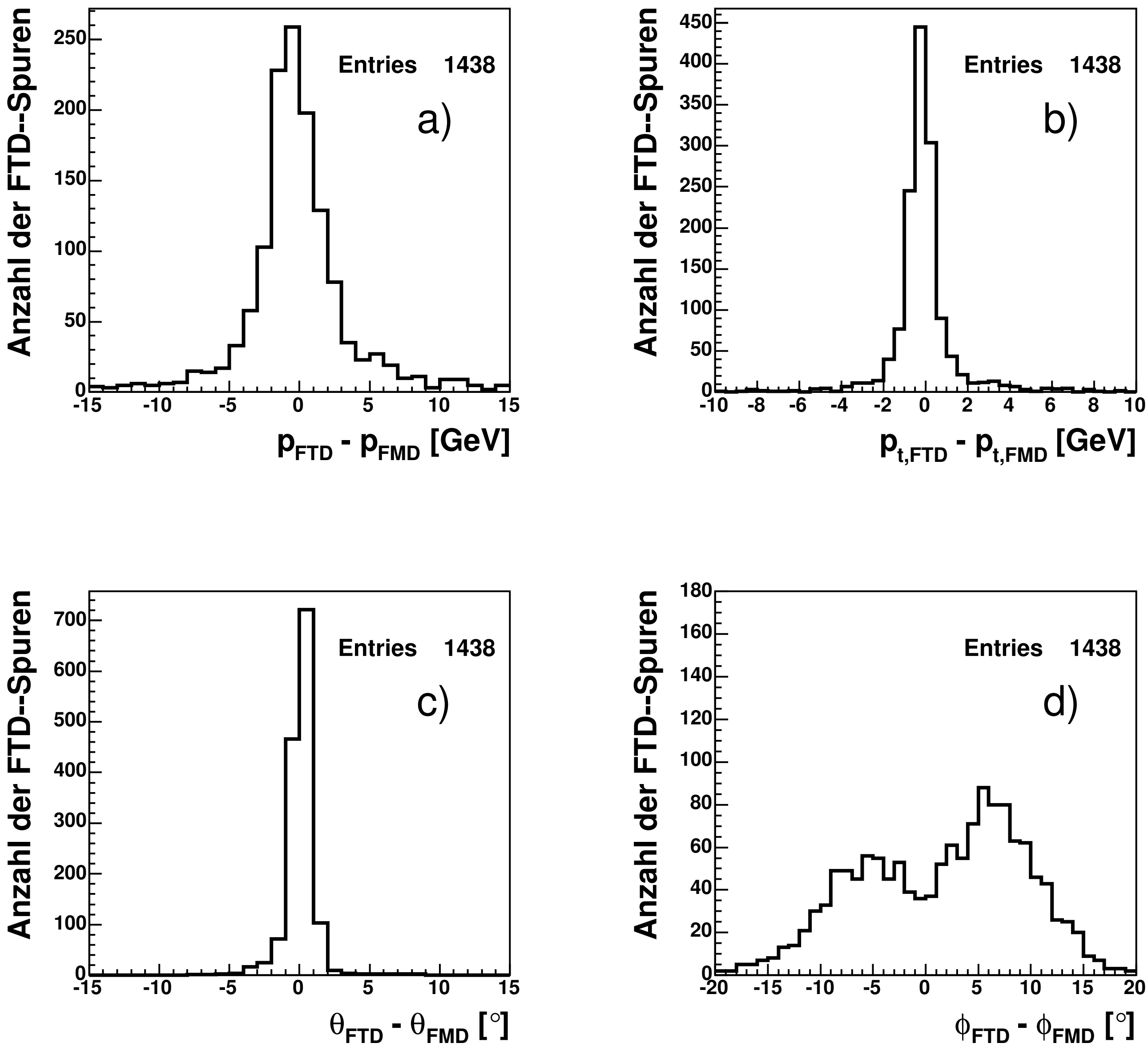

Abbildung 2.30: Kontrollverteilungen: Größen der FTD–Spur minus kinematische Größen der FMD–Spur: a) p_{FTD} minus p_{FMD}; b) $p_{\mathrm{t,FTD}}$ minus $p_{\mathrm{t,FMD}}$; c) θ_{FTD} minus θ_{FMD}; d) ϕ_{FTD} minus ϕ_{FMD}.

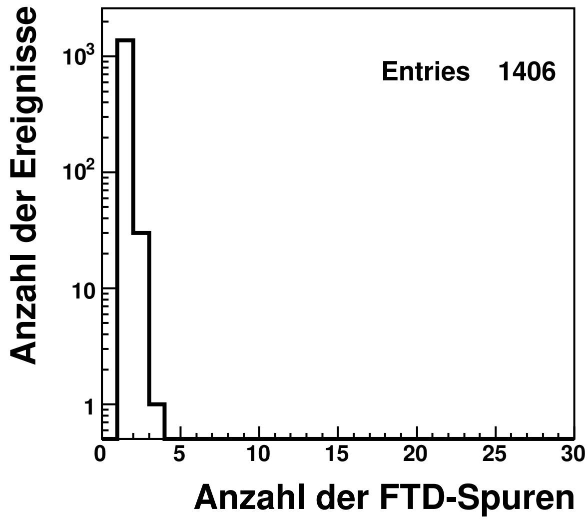

Abbildung 2.31: Anzahl der FTD Spuren, welche die Zuordnungsbedingungen erfüllen

Abbildung 2.31 zeigt, wieviele der FTD–Spuren einer FMD–Spur zugeordnet werden. In 1375 Ereignissen wird der FMD–Spur genau eine FTD–Spur zugeordnet. In 30 Ereignissen erfüllen zwei Spuren und in einem Ereignis drei FTD–Spuren die Zuordnungsbedingungen. Die Spurzuordnung ist in 98 % der Ereignisse eindeutig. Mit den FMD–Spuren und den der FMD–Spur zugeordneten FTD–Spuren aus 1406 Ereignissen wird der Vorwärtsspurdetektor FTD im nächsten Kapitel untersucht.

Kapitel 3

Untersuchung der Qualität der FTD–Spur und der Verbindung zur FMD–Spur

Im Abschnitt 2.2 „Selektion von J/ψ–Ereignissen mit Verbindung von FMD– zu FTD–Spur" wurden 1406 Ereignisse selektiert, in denen der Spur des FMD–Myons eine FTD–Spur zugeordnet werden konnte. Die Qualität der FMD–Spur, der zugeordneten FTD–Spur und der Verbindung der beiden Spuren dieser Ereignisse wird in diesem Kapitel untersucht. Zum Vergleich der Daten wird eine Monte–Carlo–Simulation für diffraktive J/Ψ–Zerfälle, welche durch die gleichen Schnitte wie die Daten selektiert wurden, benutzt. Die Qualität der FTD–Spur, welche der FMD–Spur zugeordnet ist, und der Verbindung der beiden Spuren wird in Abhängigkeit der Anzahl der Supermodule, welche zur FTD–Spur ein Spursegment liefern, untersucht. In den Abschnitten dieses Kapitels werden folgende Größen untersucht:

1. Masse des $\mu\mu$–Paares und Massenauflösung

2. Ladungstrennung

3. Impulsauflösung

3.1 Masse des $\mu\mu$–Paares

Nomenklatur Im Folgenden wird mit FMD–Massenverteilung die Verteilung der aus Viererimpuls von FMD–Myon und zentralem Myon gebildeten invarianten Masse des $\mu\mu$–Paares bezeichnet. Entsprechend bezeichnet FTD–Massenverteilung die Verteilung der aus Viererimpuls von FTD–Myon und zentralem Myon gebildeten invarianten Masse des $\mu\mu$–Paares. Außerdem wird der Sachverhalt, daß zu einer FTD–Spur n (n = 1, 2 oder 3)

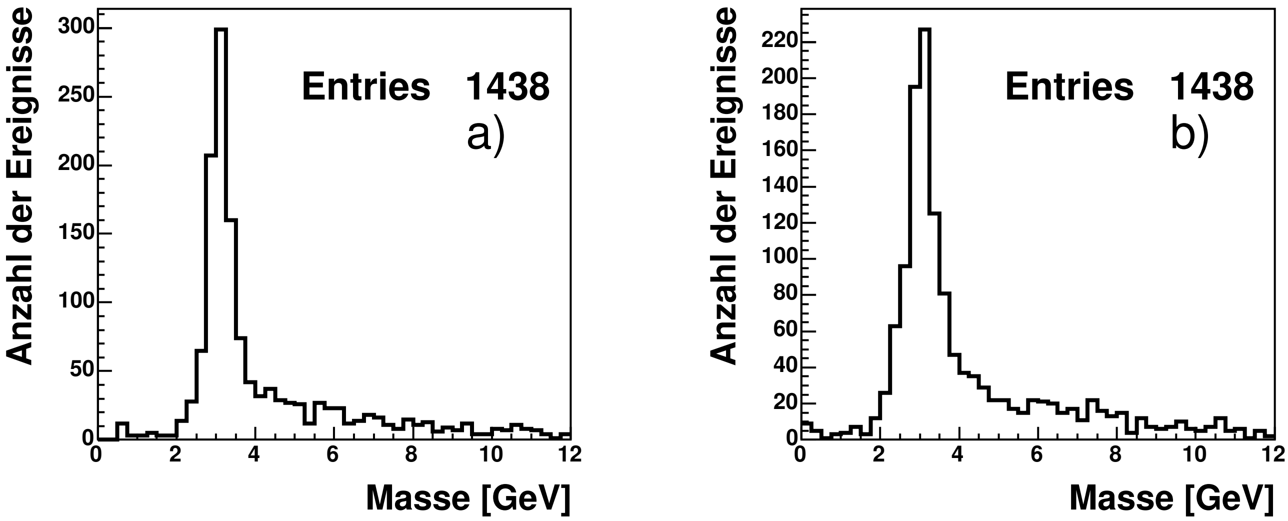

Abbildung 3.1: Invariante Masse des $\mu\mu$–Paares a) aus den Impulsvierervektoren des FMD–Myons und der zentralen Spur berechnet, b) aus den Impulsvierervektoren der FTD–Spur und der zentralen Spur berechnet.

Supermodule ein Spursegment geliefert haben, die Wendung „FTD–Spur mit n Supermodulen“ benutzt. Entsprechend wird der Term „FMD–Massenverteilung, in denen die der FMD–Spur zugeordnete FTD–Spur eine FTD–Spur mit n Supermodulen ist“ durch den kürzeren Term „FMD–Massenverteilung mit n Supermodulen“ ersetzt. Und der Ausdruck „FTD–Massenverteilung, für die die FTD–Spur eine FTD–Spur mit n Supermodulen ist“ wird durch den Ausdruck „FTD–Massenverteilung mit n Supermodulen“ ersetzt. Wenn Verteilungen von Größen der Monte–Carlo–Simulation behandelt werden, wird ausdrücklich darauf hingewiesen. Liegt keine Angabe zum Datentyp (Daten oder Monte–Carlo–Simulation) vor, sind Daten gemeint.

Abbildung 3.1 und 3.2 zeigen mit und ohne Anpassungsfunktion für die in diesem Kapitel verwendete Selektion mit 1406 Ereignissen links die FMD–Massenverteilung und rechts die FTD–Massenverteilung. Die Breite des J/Ψ–Signals hat sich um fast 50 % vergrößert (Abb. 3.2). In den Abbildungen 3.3 und 3.4 sind die FMD–Massenverteilung und FTD–Massenverteilung für die Monte–Carlo–Simulation mit und ohne Anpassungsfunktion dargestellt. Wie in den Daten ist in der Monte–Carlos die Tendenz der Verbreiterung des J/Ψ–Signals beim Übergang von der FMD–Massenverteilung zur FTD–Massenverteilung erkennbar; allerdings ist die Verbreiterung bei der Simulation nicht so stark wie bei den Daten.

Das Verhalten der FMD–Massenverteilung und FTD–Massenverteilung in Abhängigkeit

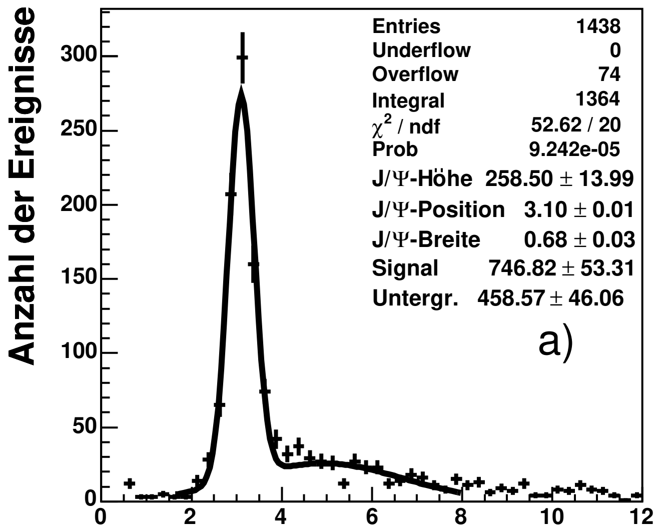

Abbildung 3.2: Invariante Masse des $\mu\mu$–Paares mit Anpassungsfunktion a) aus den Impulsvierervektoren des FMD–Myons und der zentralen Spur berechnet, b) aus den Impulsvierervektoren der FTD–Spur und der zentralen Spur berechnet.

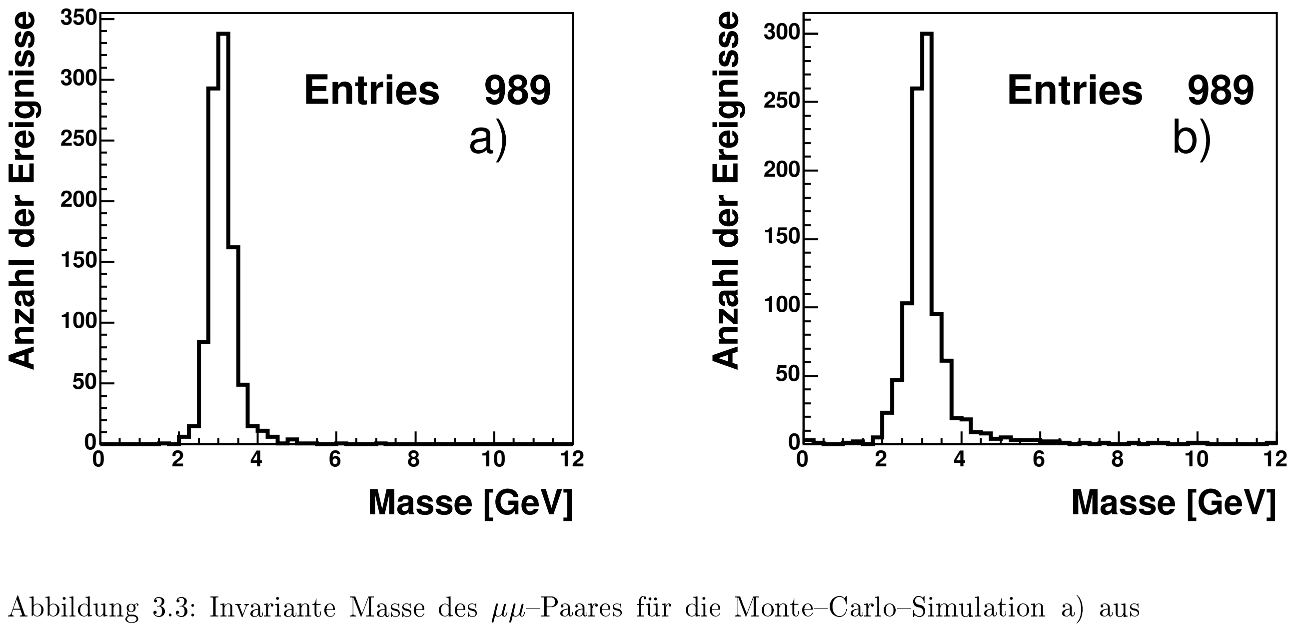

Abbildung 3.3: Invariante Masse des $\mu\mu$–Paares für die Monte–Carlo–Simulation a) aus den Impulsvierervektoren des FMD–Myons und der zentralen Spur berechnet, b) aus den Impulsvierervektoren der FTD–Spur und der zentralen Spur berechnet.

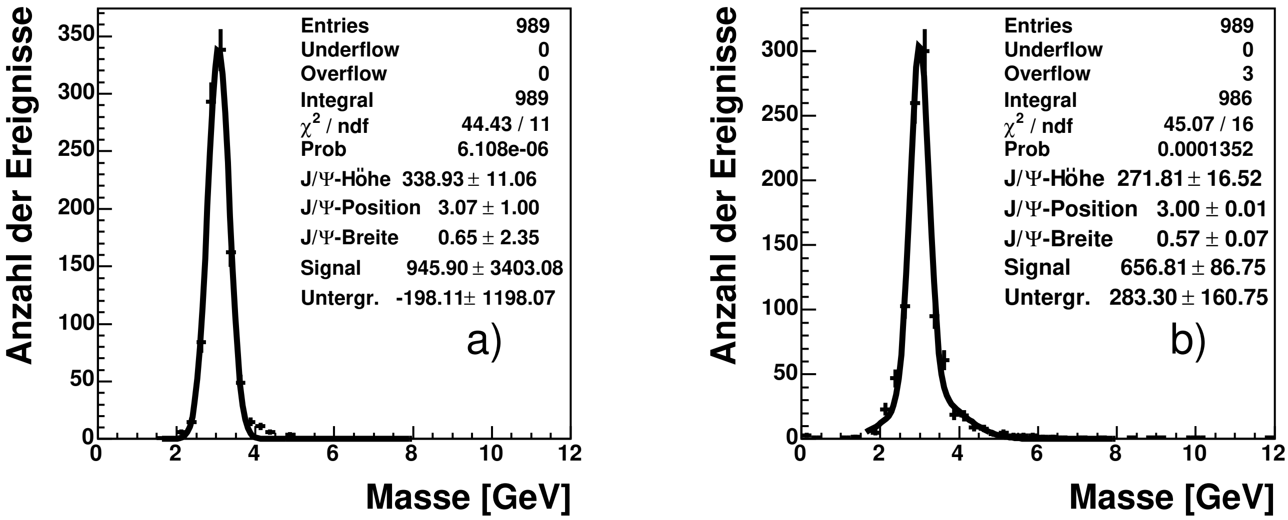

Abbildung 3.4: Invariante Masse des $\mu\mu$–Paares der Monte–Carlo–Simulation mit Anpassungsfunktion a) aus den Impulsvierervektoren des FMD–Myons und der zentralen Spur berechnet b) aus den Impulsvierervektoren der FTD–Spur und der zentralen Spur berechnet

der Zahl der Supermodule zeigt Abbildung 3.5. Links sind die FMD–Massenverteilungen mit genau einem Supermodul, genau zwei Supermodulen und genau drei Supermodulen dargestellt (Abb. 3.5 a-c). In der rechten Hälfte der Abbildung wird die FTD–Massenverteilung in den Abbildungen 3.5 d)-f) mit genau einem Supermodul, genau zwei Supermodulen und genau drei Supermodulen gezeigt. Die Massen–Verteilungen der Histogramme der Abbildung 3.5 werden in Abbildung 3.6 durch die Summe zweier Gaußkurven (siehe Abschnitt 2.1.3) angepasst. Die entsprechenden Histogramme für die Monte–Carlo–Simulation sind in Abbildung 3.7 ohne Graph der „Gauß + Gauß"–Anpassungsfunktion und in Abbildung 3.8 mit Graph der „Gauß + Gauß"–funktion dargestellt. Folgende Größen können den Massenverteilungen der Abbildungen 3.5 bis 3.8 entnommen werden: Wahrscheinlichkeit des Detektierens einer FTD–Spur mit n Supermodulen w_n

$$w_n = \frac{\#\text{ FTD–Spuren mit n Supermodulen}}{\sum_{i=1}^{3}\#\text{ FTD–Spuren mit i Supermodulen}}\ (\text{n} = 1; 2 \text{ oder } 3),$$

die volle Breite des J/Ψ–Signals Γ und der Anteil der Signalereignisse a

$$a = \frac{\#\,\text{Signal}}{\#\,\text{Signal} + \#\,\text{Untergrund}}.$$

Diese Größen sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

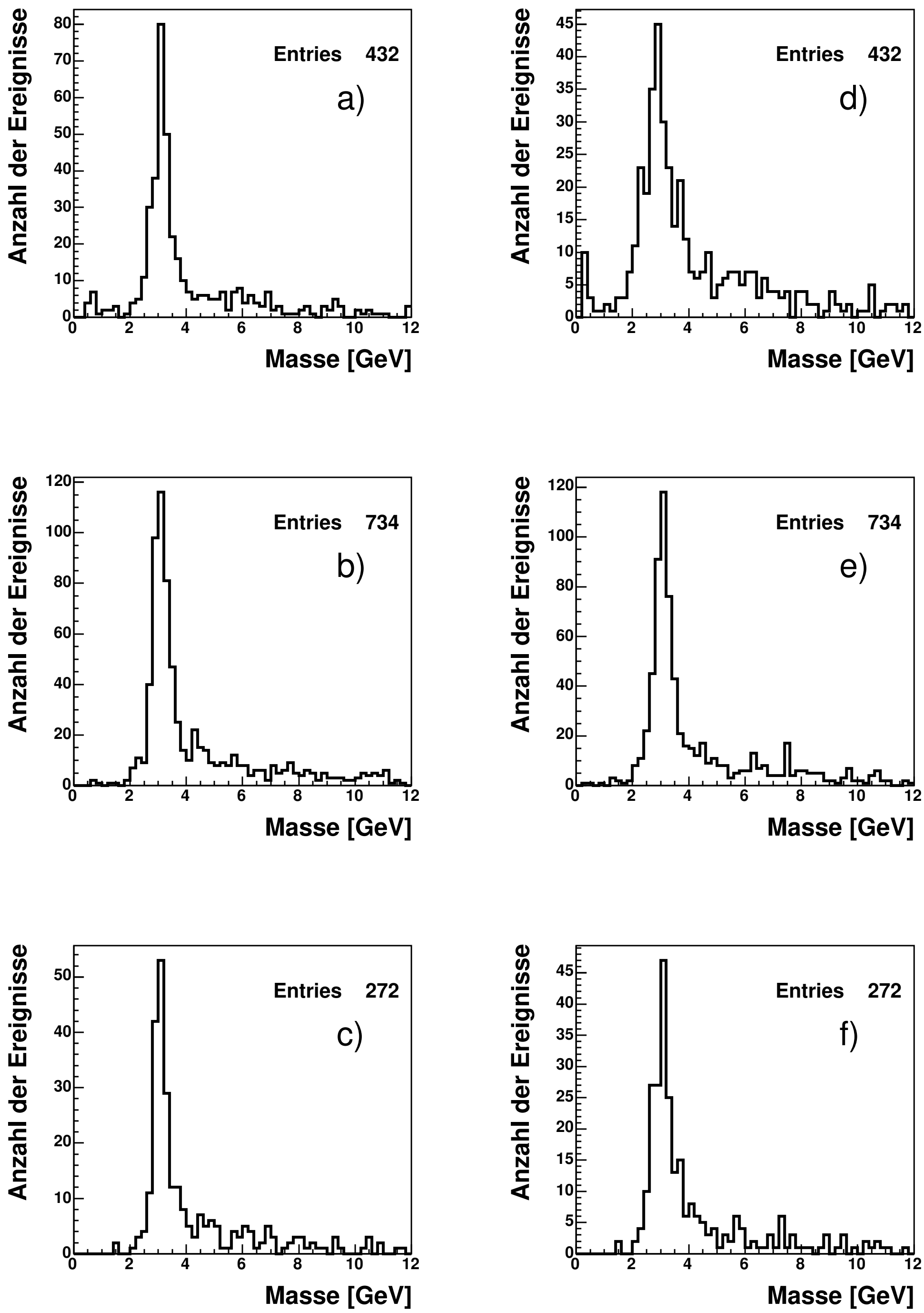

Abbildung 3.5: Invariante Masse des $\mu\mu$–Paares (**Daten**); links: FMD-Massenverteilung: a) mit genau einem Supermodul; b) mit genau zwei Supermodulen; c) mit genau drei Supermodulen. Rechts: FTD-Massenverteilung; d) mit genau einem Supermodul; e) mit genau zwei Supermodulen; f) mit genau drei Supermodulen.

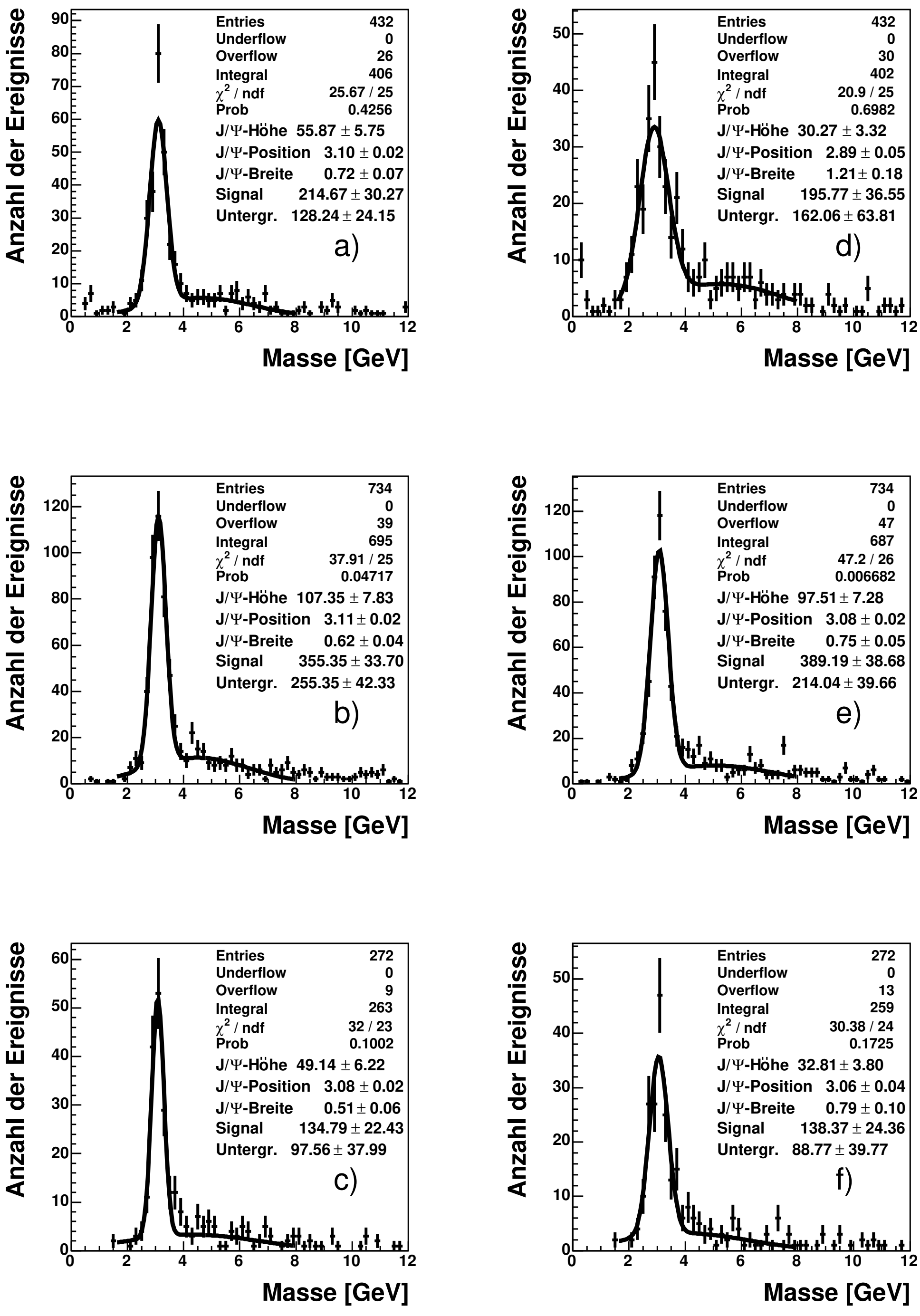

Abbildung 3.6: Invariante Masse des $\mu\mu$–Paares mit „Gauß + Gauß“ Anpassungsfunktion (**Daten**); links: FMD-Massenverteilung: a) mit genau einem Supermodul; b) mit genau zwei Supermodulen; c) mit genau drei Supermodulen. Rechts: FTD-Massenverteilung; d) mit genau einem Supermodul; e) mit genau zwei Supermodulen; f) mit genau drei Supermodulen.

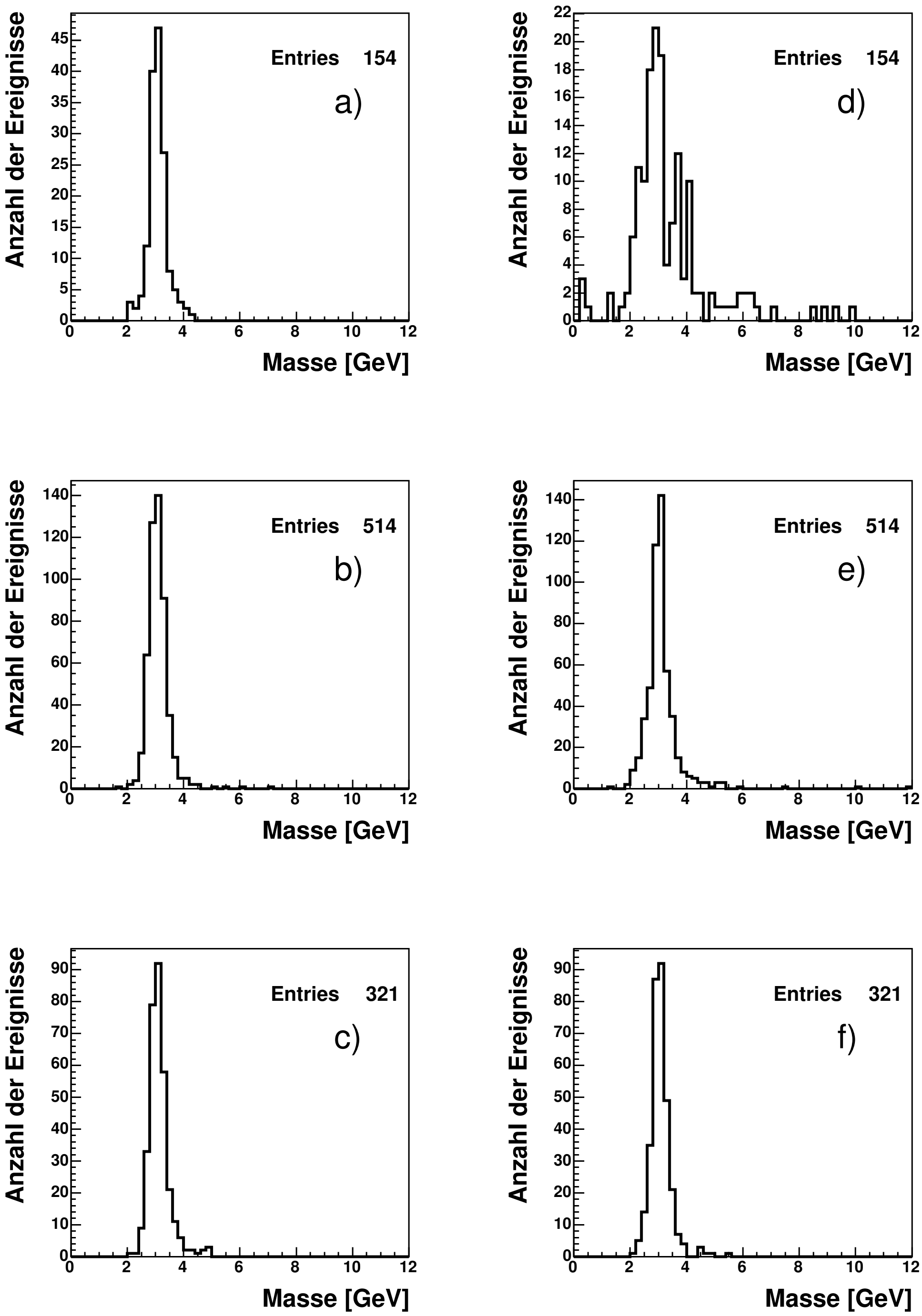

Abbildung 3.7: Invariante Masse des $\mu\mu$–Paares (**Monte–Carlo–Simulation**); links: FMD-Massenverteilung: a) mit genau einem Supermodul; b) mit genau zwei Supermodulen; c) mit genau drei Supermodulen. Rechts: FTD-Massenverteilung; d) mit genau einem Supermodul; e) mit genau zwei Supermodulen; f) mit genau drei Supermodulen.

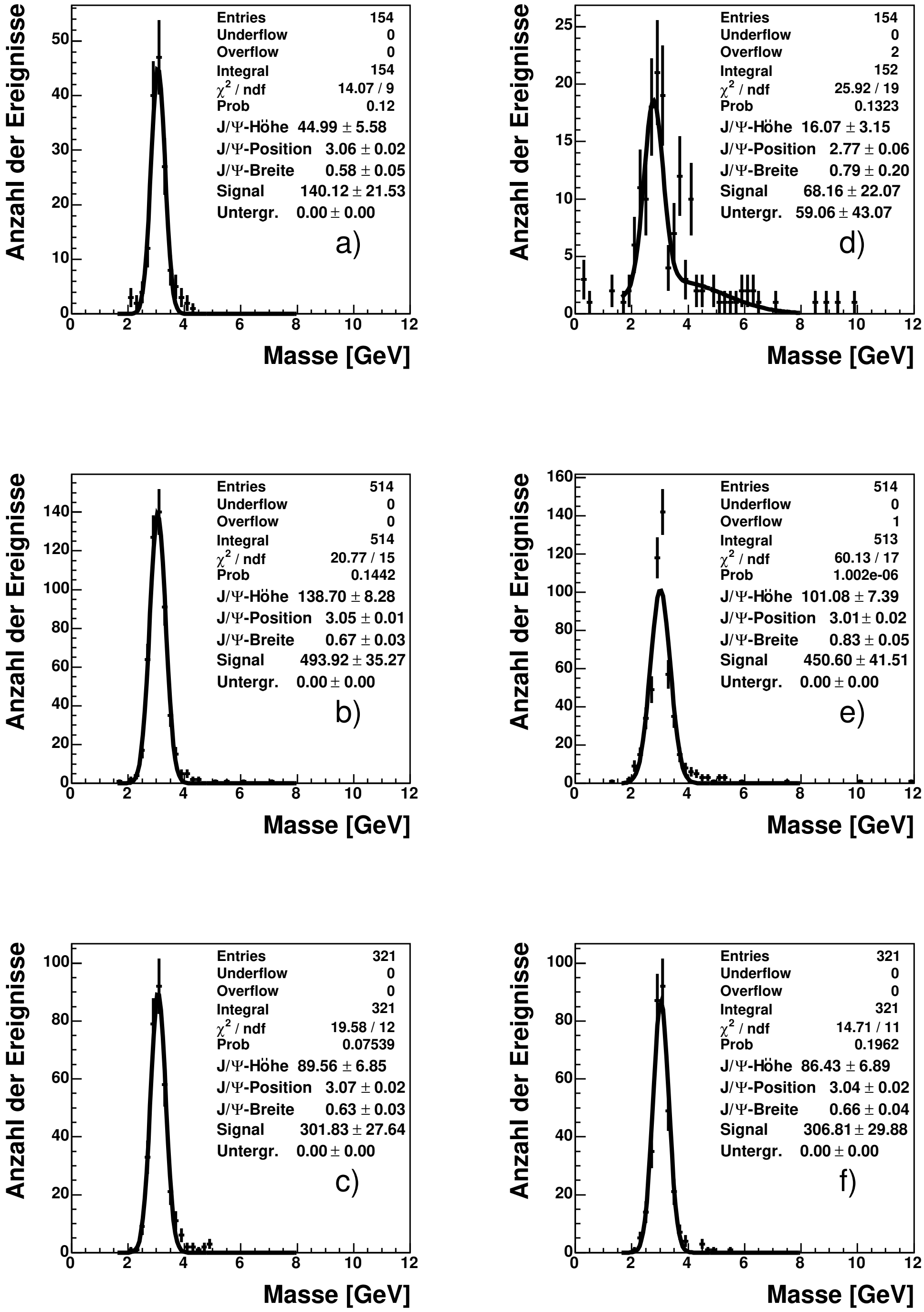

Abbildung 3.8: Invariante Masse des $\mu\mu$–Paares mit „Gauß + Gauß“ Anpassungsfunktion (**Monte–Carlo–Simulation**); links: FMD-Massenverteilung: a) mit genau einem Supermodul; b) mit genau zwei Supermodulen; c) mit genau drei Supermodulen. Rechts: FTD-Massenverteilung; d) mit genau einem Supermodul; e) mit genau zwei Supermodulen; f) mit genau drei Supermodulen.

Daten				
	# Supermodule	$\frac{\text{\# FTD–Spuren mit n Supermodulen}}{1438}$	Volle Breite J/Ψ	$\frac{\text{\# Signal}}{\text{\# Signal} + \text{\# Untergrund}}$
FMD	1	30 %	720 $\pm$ 70 MeV	50 $\pm$ 7 %
	2	51 %	620 $\pm$ 40 MeV	48 $\pm$ 5 %
	3	19 %	510 $\pm$ 60 MeV	50 $\pm$ 8 %
FTD	1	30 %	1210 $\pm$ 180 MeV	45 $\pm$ 8 %
	2	51 %	750 $\pm$ 50 MeV	53 $\pm$ 5 %
	3	19 %	790 $\pm$ 100 MeV	51 $\pm$ 9 %
Monte–Carlo–Simulation				
	# Supermodule	$\frac{\text{\# FTD–Spuren mit n Supermodulen}}{1438}$	J/Ψ–Breite	$\frac{\text{\# Signal}}{\text{\# Signal} + \text{\# Untergrund}}$
FMD	1	16 [%]	580 $\pm$ 50 MeV	91 $\pm$ 14 %
	2	52 [%]	670 $\pm$ 30 MeV	86 $\pm$ 7 %
	3	32 [%]	630 $\pm$ 30 MeV	94 $\pm$ 9 %
FTD	1	16 [%]	790 $\pm$ 200 MeV	44 $\pm$ 14 %
	2	52 [%]	830 $\pm$ 50 MeV	88 $\pm$ 8 %
	3	32 [%]	660 $\pm$ 40 MeV	96 $\pm$ 9 %

Tabelle 3.1: Prozentsatz einer FTD–Spur mit n Supermodulen $w_n = \frac{\text{\# FTD–Spuren mit n Supermodulen}}{\sum_{n=i}^{3} \text{\# FTD–Spuren mit i Supermodulen}}$ (n = 1; 2 oder 3), die volle Breite (FWHM $= \Gamma = \sigma \cdot 2,35$) des J/Ψ–Signals und den Anteil der Signalereignisse $a = \frac{\text{\# Signal}}{\text{\# Signal} + \text{\# Untergrund}}$ für die Zahl der Supermodule (1, 2 oder 3) für Daten und Monte–Carlo–Simulation und Art der $\mu\mu$–Paar–Massenrekonstruktion (FMD–Massenverteilung oder FTD–Massenverteilung)

Die Wahrscheinlichkeit eine FTD–Spur mit genau n Supermodulen zu rekonstruieren ist für Daten für genau zwei Supermodule mit 51 % am größten. Die Wahrscheinlichkeit eine FTD–Spur mit genau einem Supermodul ist für Daten 30 % und mit genau drei Supermodulen 19 %. In der Monte–Carlo–Simulation ist in Übereinstimmung mit den Daten die Wahrscheinlichkeit, eine FTD–Spur mit genau zwei Supermodulen zu rekonstruieren, am größten. Auch der Wert der Wahrscheinlichkeit entspricht mit 52 % dem entsprechenden Wert der Wahrscheinlichkeit der Daten. Im Gegensatz zu den Daten ist die Wahrscheinlichkeit, eine FTD–Spur mit genau drei Supermodulen zu rekonstruieren, in der Monte–Carlo–Simulation mit 32 % größer als für genau ein Supermodul mit 16 %. Fazit: Die verwendete Monte–Carlo–Simulation beschreiben nicht das Verhalten der Daten für die Wahrscheinlichkeit für das Detektieren einer FTD–Spur mit n Supermodulen.

Die Breite des J/Ψ–Signals nimmt für die FTD–Massenverteilung um ungefähr 30 % von 1200 MeV auf 800 MeV deutlich ab, wenn statt einem Supermodul zwei oder drei Supermodule verlangt werden. Dieses Verhalten ist auch für die FMD–Massenverteilung beobachtbar. Sie wird um 15 % von 700 MeV auf 600 MeV verringert, wenn statt einem Supermodul zwei gefordert werden. Werden statt einem Supermodul drei gefordert nimmt die Breite um 30 Prozent von 700 MeV auf 500 MeV ab. Die Verringerung der Breite für die FTD–Massenverteilung bei Forderung mindestens zweier Supermodule ist plausibel, da der Bereich in welchem die FTD–Spur vermessen wird, vergrößert wird und so die Impulsbestimmung genauer wird. Für die FMD–Massenverteilung überrascht die deutliche Verringerung der Breite für die FTD–Massenverteilung bei Forderung mindestens zweier Supermodule anstatt nur eines Supermodules, da - die Richtigkeit dieses Ergebnisses vorausgesetzt - gefolgert werden kann, daß es Spuren gibt, welche sowohl im FTD durch Aktivierung mindestens zweier Supermodule als auch im FMD gut gemessen werden können, während bei anderen Spuren im FTD als auch im FMD die Impulsmessung ungenau ist. Die Frage nach der Existenz eines Kriteriums für gute und schlechte Spuren wie zum Beispiel die Größe des Impulses des Teilchens wird an dieser Stelle nicht weiter untersucht, da sich die deutliche Verringerung der Breite des J/Ψ–Signals nur aus den Werten der Parameter der Anpassungsfunktionen aus den Histogrammen der Abbildung 3.6 ergibt. Mit bloßem Auge ist in den Histogrammen ohne Anpassungsfunktion 3.5 keine deutliche Verringerung der Breite des J/Ψ–Signals der FMD–Massenverteilung zu erkennen. Man kann sie bestenfalls erahnen. Ob es die Tendenz einer Verringerung der Breite des J/Ψ–Signals der FMD–Massenverteilung gibt, kann eine Untersuchung außerhalb des Rahmens dieser Diplomarbeit klären, in der auf verbesserte statistische Bedingungen durch mehr Daten zurückgegriffen werden kann.

Die Breite des J/Ψ–Signals der FMD– Massenverteilung für die Monte–Carlo–Simulation scheint unabhängig von der Zahl der Supermodule zu sein (Abb. 3.7 und Tab. 3.1). Für die FTD–Massenverteilung mit einem Supermodul sagt die Monte–Carlo–Simulation die Bildung von Nebenmaxima neben dem J/Ψ–Signal bei 3,7 GeV und 4,1 GeV voraus (Abb. 3.7). Es wurden nur Myonenpaare generiert, deren invariante Masse im Bereich des J/Ψ–Signals liegt. Durch die FTD–Massenverteilung mit einem Supermodul der Monte–Carlo–Simulation wird die Existenz von Nebenmaxima vorgetäuscht. Auch in den Daten deuten sich weitere Signale zum Beispiel wieder bei 3,7 GeV an. Der Unterschied zwischen Daten und Monte–Carlo–Simulation für die FTD–Massenverteilung liegt in der Breite des J/Ψ–Peaks und der Anzahl der Ereignisse in den falschen Nebenmaxima. Für Daten ist das J/Ψ–Signal der FTD–Massenverteilung für ein Supermodul deutlich breiter als die FTD–Massenverteilung für zwei oder drei Supermodule (Abb. 3.5), während für die Monte–Carlo–Simulation die Breite des J/Ψ–Signals beim Übergang zu zwei oder drei Supermodulen nicht so stark reduziert wird. In der FTD–Massenverteilung für ein Supermodul der Monte–Carlo–Simulation sind im Vergleich zu den Massenverteilungen mit zwei oder drei Supermodulen deutlich weniger Ereignisse im J/Ψ–Signal (# J/Ψ–Signal: 1 Supermodul: 44 %, 2 und 3 Supermodule ungefähr 90 %) und mehr Ereignisse in den Nebenpieks als in den Daten zu finden (# J/Ψ–Signal: 1 Supermodul: 45 %, 2 und 3 Supermodule ungefähr 50 %). Für die FMD–Massenverteilung gibt es keine Veränderung in der relativen Anzahl der Signalereignisse beim Übergang von einem zu zwei oder drei Supermodulen (1,2 oder 3 Supermodule 50 % Signal). Auch in der Monte–Carlo–Simulation gibt es keine Veränderung in der relativen Anzahl der Signalereignisse beim Übergang von einem zu zwei oder drei Supermodulen (1, 2 oder 3 Supermodule 90 % Signal).

3.2 Ladungstrennung

Dieser Abschnitt gliedert sich in vier Unterabschnitte. Im ersten Unterabschnitt wird die Messung der Ladung und die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Meßwert mit dem wahren Wert übereinstimmt, behandelt; die Größen dieses Kapitels werden vorgestellt. In den letzten drei Unterabschnitten werden Tabellen dieser Größen ausgewertet.

3.2.1 Messung der Ladungstrennung

Die Spuren geladener Teilchen beschreiben im Magnetfeld des Detektors einen Kreisbogen in der x,y-Ebene. Betrachtet man in z-Richtung schauend die Projektion der Bahn des Teilchens von einem Ort aus, der vor dem Detektor zum Beispiel bei z $= -100$ m liegt, so laufen positive Teilchen gegen den Uhrzeigersinn und negative Teilchen im Uhrzeigersinn den Bogen des Kreises entlang. Je größer der Transversalimpuls p_{t} der Teilchen ist, desto kleiner ist die Krümmung κ der in die x,y–Ebene projizierten Spur. Die Ladung eines Teilchens ist umso besser bestimmt, je kleiner der Fehler der Krümmung $\Delta\kappa$ im Verhältnis zur Krümmung κ ist.

Nomenklatur

1. Richtige und falsche Bestimmung der Ladung: Die Ladung des Teilchens wurde richtig gemessen, wenn die gemessene Ladung mit der tatsächlichen Ladung des Teilchens übereinstimmt. Die Ladung eines Teilchens wurde falsch bestimmt, wenn die gemessene Ladung von der tatsächlichen Ladung des Teilchens abweicht.

2. Gute und schlechte Bestimmung der Ladung: Die Ladung eines Teilchens wurde gut gemessen, wenn die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Bestimmung der Ladung kleiner als 1,5 ‰ ist. Die Ladung eines Teilchens wurde schlecht gemessen, wenn die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Bestimmung der Ladung größer als 1,5 ‰ ist.

Wie die Wahrscheinlichkeit für eine gute oder schlechte Ladungsmessung bestimmt wird und warum der Wert 1,5 ‰ gute von schlechten Ladungsmessungen trennt wird im Folgenden erklärt:

Abbildung 3.9 zeigt exemplarisch die Verteilung der Krümmung κ einer Messung mit Messwert $\bar{\kappa}$ und der Standardabweichung $\Delta\kappa$ für ein Teilchen, dessen Ladung positiv gemessen wurde; der Mittelwert der κ–Verteilung für ein Teilchen, dessen Ladung negativ gemessen wurde, wurde auf der negativen Seite der x–Achse bei $-\bar{\kappa}$ liegen. Die markierte Fläche unter der Kurve gibt die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Ladungsmessung an. Sie ist nur von dem Verhältnis von $\bar{\kappa}$ zu $\Delta\kappa$ abhängig, denn:

$$P = \int_{-\infty}^{0} \mathrm{p}(\kappa)\,\mathrm{d}\kappa = \int_{-\infty}^{0} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\kappa}\; e^{\frac{(\kappa-\bar{\kappa})^2}{2(\Delta\kappa)^2}}\,\mathrm{d}\kappa = \int_{-\infty}^{-\bar{\kappa}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\kappa}\; e^{\frac{\kappa^2}{2(\Delta\kappa)^2}}\,\mathrm{d}\kappa$$

substituiere $\kappa = x \cdot \Delta\kappa$

$$\Rightarrow\; P = \int_{-\infty}^{\frac{-\bar{\kappa}}{\Delta\kappa}} \frac{\Delta\kappa}{\sqrt{2\pi}\Delta\kappa}\; e^{\frac{(x\cdot\Delta\kappa)^2}{2(\Delta\kappa)^2}}\,\mathrm{d}x = \int_{-\infty}^{-x} \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\; e^{\frac{x^2}{2}}\,\mathrm{d}x$$

Dieses Integral hängt nur noch von x ab. Man kann es lösen, indem man den Integranden in eine Reihe entwickelt und jedes Glied der Reihe einzeln integriert. Mit diesem Trick kann man auch die bekannten Werte für die Wahrscheinlichkeit w, daß eine Messung einer normalverteilten Größe mit Mittelwert M im Intervall $[M-\sigma; M+\sigma]$, im Intervall $[M-2\sigma; M+2\sigma]$ oder im Intervall $[M-3\sigma; M+3\sigma]$ liegt, berechnen (Tab. 3.2).

Wir haben jetzt gezeigt, wie man die Wahrscheinlichkeit einer falschen Ladungsmessung bestimmt. Nun wird gezeigt, warum gerade unterhalb einer Wahrscheinlichkeit von 1,5 ‰

Intervall	Wahrscheinlichkeit w
$[M-1\sigma; M+1\sigma]$	68,3 %
$[M-2\sigma; M+2\sigma]$	95,4 %
$[M-3\sigma; M+3\sigma]$	99,7 %

Tabelle 3.2: Wahrscheinlichkeit w einer Messung einer normalverteilten Größe mit Mittelwert M im Intervall $[M-\sigma; M+\sigma]$, im Intervall $[M-2\sigma; M+2\sigma]$ oder im Intervall $[M-3\sigma; M+3\sigma]$ zu liegen.

eine Ladungsmessung schlecht und oberhalb gut sein soll: In der Physik spielt das Intervall $[-3\sigma; 3\sigma]$ eine große Rolle. Wenn zum Beispiel zwei verschiedene Experimente die gleiche Größe messen und der eine Messwert nicht in die 3 σ–Umgebung des anderen Messwertes fällt, so nimmt man an, daß mindestens ein Messwert falsch ist. Fallen aber beide Werte in die 3 σ–Umgebung des anderen Wertes, bestätigen sich die beiden Messungen gegenseitig.

Die Ladungstrennung gilt als sicher, wenn der gemessene Wert von κ größer als 3 σ ist. Nun soll die Wahrscheinlichkeit einer falschen Ladungszuordnug, für den Fall, daß die gemessene Krümmung gleich 3 σ ist, berechnet werden. Für die Wahrscheinlichkeit einer falschen Ladungszuordnung gilt für ein beliebiges Verhältnis von $\bar{\kappa}$ zu $\Delta\kappa$ (siehe Abbildung 3.9):

$$\mathrm{P}_{\text{falsch}} + \int\limits_0^{2\Delta\kappa} \mathrm{p}(\kappa)\,\mathrm{d}\kappa + \mathrm{P}_{\text{falsch}} = 1$$

$$\Rightarrow P_{\text{falsch}} = \frac{1 - \int\limits_0^{2\Delta\kappa} \mathrm{p}(\kappa)\,\mathrm{d}\kappa}{2}$$

Das Integral im Zähler ist bekannt, es hat den Wert 0,997 (Tab 3.2). Somit ist $\mathrm{P}_{\text{falsch}}$ = 0,0015 = 1,5 ‰.

Nun haben wir gezeigt, wie die Wahrscheinlichkeit für eine gute oder schlechte Ladungsmessung bestimmt wird. Und wir verstehen, daß man eine Ladungsmessung, deren Wahrscheinlichkeit falsch zu sein, unter 1,5 ‰ liegt, gut ist, während eine Ladungsmessung, deren Wahrscheinlichkeit falsch zu sein, über 1,5 ‰ liegt, schlecht ist. Wir haben nun ein Rezept zur Untersuchung der Ladungstrennung: Wir ermitteln den Anteil der FTD–Spuren mit $\frac{\bar{\kappa}}{\Delta\kappa} < 3$ und bekommen so die relative Häufigkeit einer schlechten Ladungszuordnung.

Der Quotient $\frac{\kappa}{\Delta\kappa}$, welcher die Güte der Ladungstrennung beschreibt, kann durch das Verhältnis des Transversalimpulses p_{t} zum Fehler des Transversalimpulses Δp_{t} ausgedrückt werden:

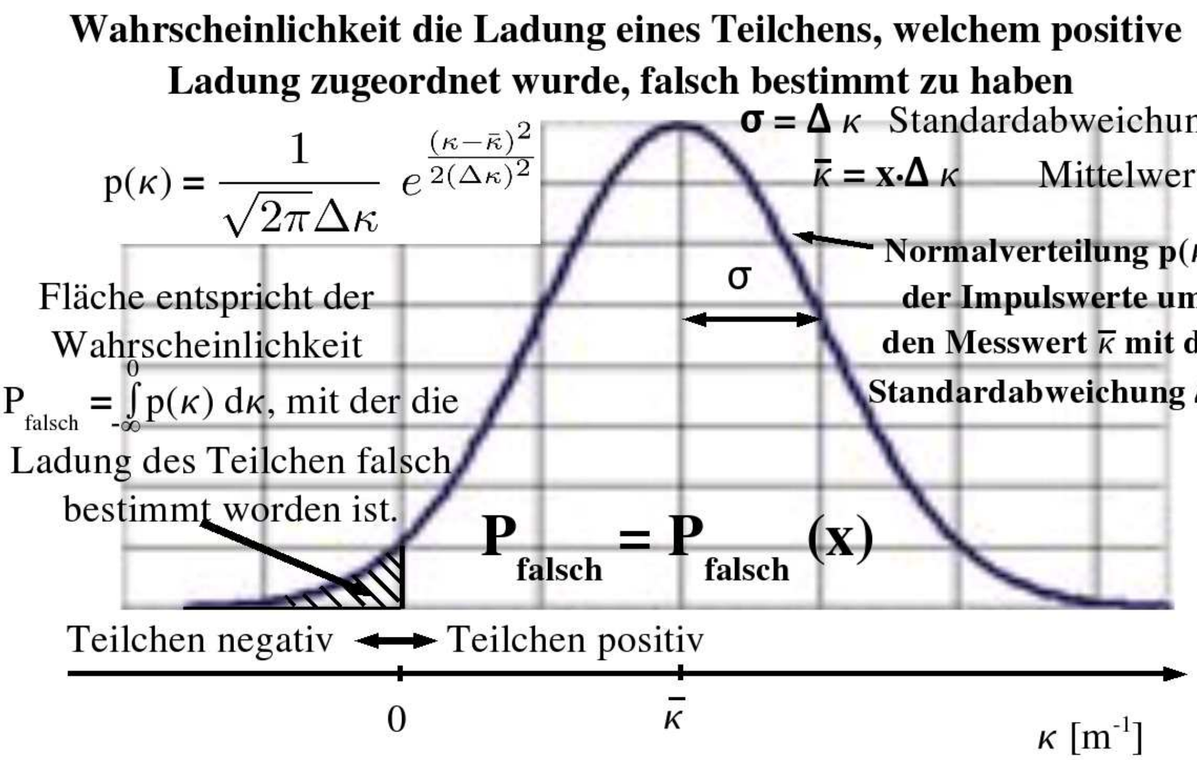

Abbildung 3.9: Verteilung von κ $p(\kappa)$ um den Messwert $\bar{\kappa}$ mit der Standardabweichung $\Delta\kappa$. Die Fläche unter der Kurve wird durch die Gerade x=0 in zwei Hälften unterteilt. Die Seite mit der größere Fläche entspricht der gemessenen Ladung des Teilchens. Die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Messung ist der Flächeninhalt der kleineren Fläche unter der Verteilung geteilt durch die Gesamtfläche unter der Verteilung. Die Gesamtfläche unter der Gaußschen Glockenkurve ist eins und somit ist die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Ladungsmessung gleich der Flächeninhalt unter der kleineren Fläche. In dieser Abbildung wurde der Messwert des Teilchens exemplarisch positiv gewählt und der Mittelwert liegt auf der positiven Seite der x–Achse; für ein Teilchen dessen Ladung negativ gemessen wurde, würde der Mittelwert auf der negativen Seite der x–Achse liegen und die Fläche, die gleich der Wahrscheinlichkeit einer falschen Messung ist, auf der positiven Seite der x–Achse liegen. Die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Ladungsmessung hängt nur von x ab. x ist das Verhältnis von $\bar{\kappa}$ zu $\Delta\kappa$ ab.

Es gilt $\kappa = \frac{e\,B}{p_{\mathrm{t}}}$; e Elementarladung, B Betrag der magnetischen Flussdichte. Daraus folgt:

$$\mathrm{d}\kappa = \frac{\partial\kappa}{\partial p_{\mathrm{t}}}\,\mathrm{d}p_{\mathrm{t}} = -\frac{e\,B}{p_{\mathrm{t}}^2}\,\mathrm{d}p_{\mathrm{t}} = -\frac{\kappa}{p_{\mathrm{t}}}\,\mathrm{d}p_{\mathrm{t}} \tag{3.1}$$

Somit ist $|\frac{\kappa}{\Delta\kappa}| = |\frac{p_{\mathrm{t}}}{\Delta p_{\mathrm{t}}}|$.

Je größer der Quotient $|\frac{p_{\mathrm{t}}}{\Delta p_{\mathrm{t}}}|$ ist, desto wahrscheinlicher ist die Ladungsmessung richtig. Der Kehrwert von $|\frac{p_{\mathrm{t}}}{\Delta p_{\mathrm{t}}}|$ entspricht dem relativen Fehler des Impulses $|\frac{\Delta p_{\mathrm{t}}}{p_{\mathrm{t}}}|$, der bei guter Ladungsmessung also großem $|\frac{p_{\mathrm{t}}}{\Delta p_{\mathrm{t}}}|$ klein ist.

Die Güte der Ladungstrennung von FTD–Spuren in Abhängigkeit der Zahl der Supermodule wird auf zwei Weisen untersucht:

1. Methode: Bestimmung der Anzahl von Spuren mit $|\frac{p_{\mathrm{t}}}{\Delta p_{\mathrm{t}}}| < 3$ für n Supermodule.

2. Methode: Bestimmung der Anzahl von Spuren, deren im FTD gemessene Ladung von einer Referenzladung abweicht. Für Daten wird als Referenz die im FMD gemessene Ladung der FMD–Spur, welche der FTD–Spur zugeordnet ist, genommen. Für die Monte–Carlo–Simulation wird als Referenz die Ladung der zugehörigen Spur auf Generatorniveau genommen.

In den folgenden Histogrammen der Abbildung 3.10 für Daten und Abbildung 3.11 für die Monte–Carlo–Simulation ist für n Supermodule die Anzahl der FTD–Spuren gegen das Produkt der im FTD gemessenen Größen $|\frac{p_{\mathrm{t}}}{\Delta p_{\mathrm{t}}}|$ und der Ladung q dargestellt. Die Einträge für FTD–Spuren aus Ereignissen mit einem positiven FMD–Myon $q_{\mathrm{FMD}} = +1$ sind linksschraffiert dargestellt. Und die Einträge für FTD–Spuren aus Ereignissen mit einem negativen FMD–Myon $q_{\mathrm{FMD}} = -1$ sind rechtsschraffiert dargestellt. Die Histogramme stellen für n Supermodule folgende Größen dar:

1. Die Zahl der im FTD als negativ und positiv erkannten Spuren

2. Die Anzahl von Spuren mit $|\frac{p_{\mathrm{t}}}{\Delta p_{\mathrm{t}}}| < 3$ (1. Methode)

3. Die Anzahl von Spuren, deren im FTD gemessene Ladung von einer Referenzladung abweicht (2. Methode)

Diese Größen sind in den drei Tabellen 3.3, 3.4 und 3.5 aufgelistet. Die Tabellen werden in den folgenden drei Unterabschnitten ausgewertet.

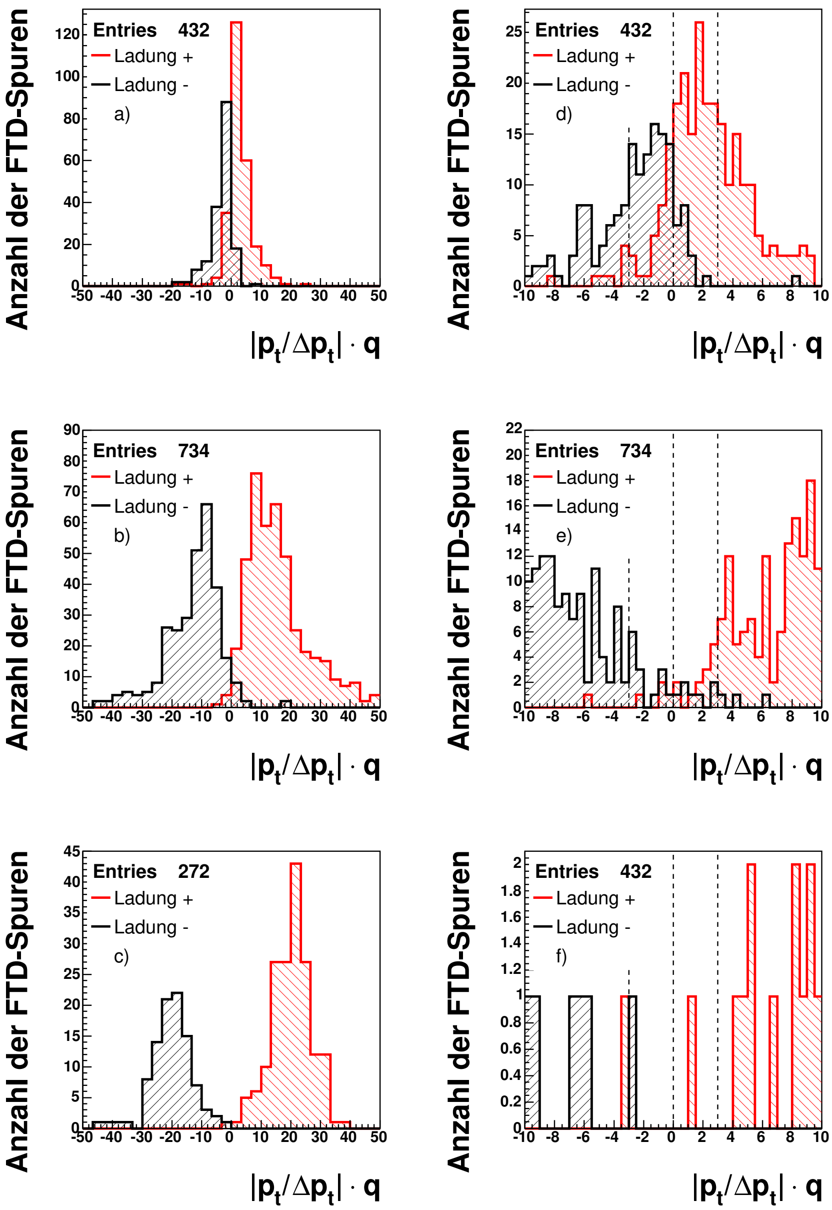

Abbildung 3.10: Produkt der im FTD gemessenen Größen: Betrag des Impulses pro Betrag des Fehler des Impulses mal Ladung für Daten. Die Einträge für FTD–Spuren aus Ereignissen mit einem positiven FMD–Myon ($q_{\mathrm{FMD}} = +1$) sind linksschraffiert dargestellt und die Einträge für FTD–Spuren aus Ereignissen mit einem negativen FMD–Myon ($q_{\mathrm{FMD}} = -1$) sind rechtsschraffiert dargestellt: a) und d): Genau ein Supermodul; b) und e): genau zwei Supermodule; c) und f): genau drei Supermodule. In den Abbildungen a) bis c) wurde der große Bereich für $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ von -50 bis 50 gewählt, um einen Überblick von der Verteilung von $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ zu bekommen. In den Abbildungen d) bis f) wurde der kleine Bereich -10 bis 10 für die Größe $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ gewählt, um das Verhalten von $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ in und um den statistisch wichtigen Bereich von -3 bis 3 studieren zu können.

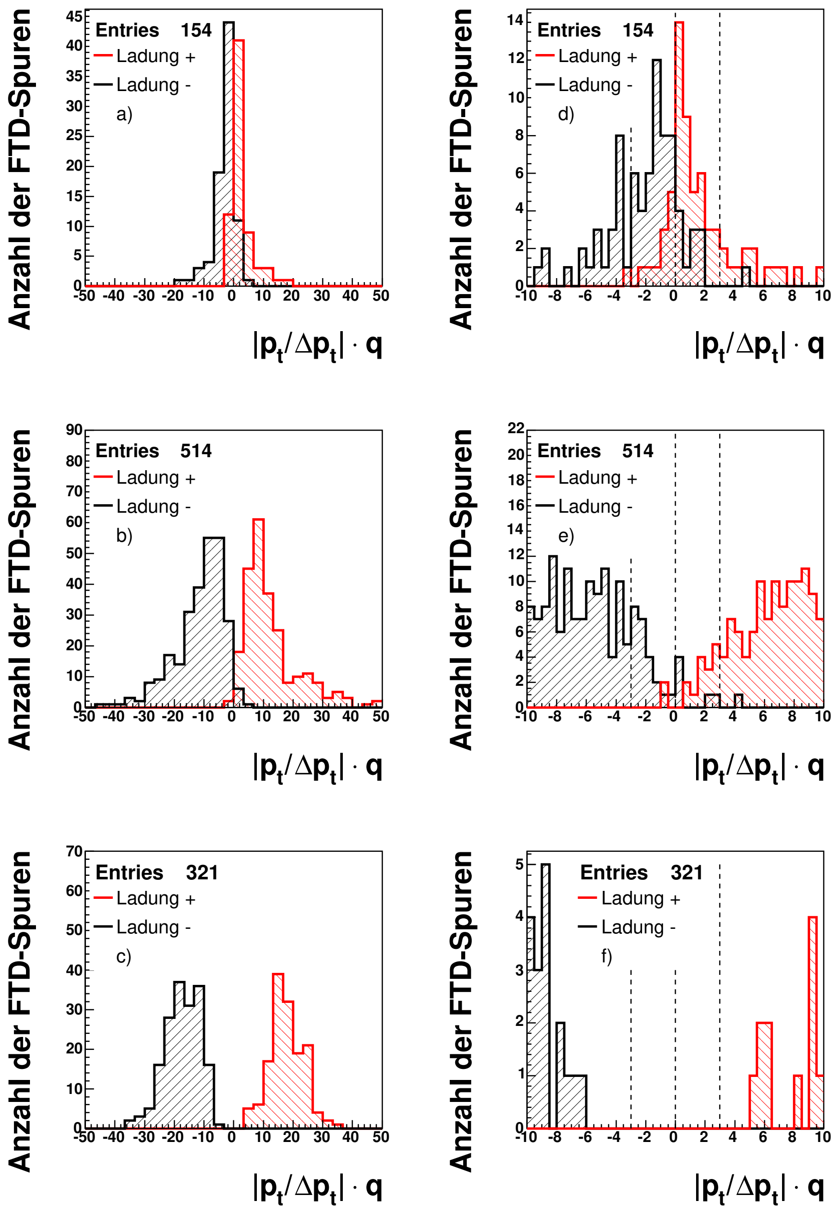

Abbildung 3.11: Produkt der im FTD gemessenen Größen: Betrag des Impuls pro Betrag des Fehler des Impulses mal Ladung in der Monte-Carlo-Simulation. Die Einträge für FTD–Spuren aus Ereignissen mit einem positiven FMD–Myon ($q_{\mathrm{FMD}} = +1$) sind linksschraffiert dargestellt und die Einträge für FTD–Spuren aus Ereignissen mit einem negativen FMD–Myon ($q_{\mathrm{FMD}} = -1$) sind rechtsschraffiert dargestellt: a) und d): Genau ein Supermodul; b) und e): genau zwei Supermodule; c) und f): genau drei Supermodule. In den Abbildungen a) bis c) wurde der große Bereich für $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ von -50 bis 50 gewählt, um einen Überblick von der Verteilung von $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ zu bekommen. In den Abbildungen d) bis f) wurde der kleine Bereich -10 bis 10 für die Größe $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ gewählt, um das Verhalten von $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ in und um den statistisch wichtigen Bereich von -3 bis 3 studieren zu können.

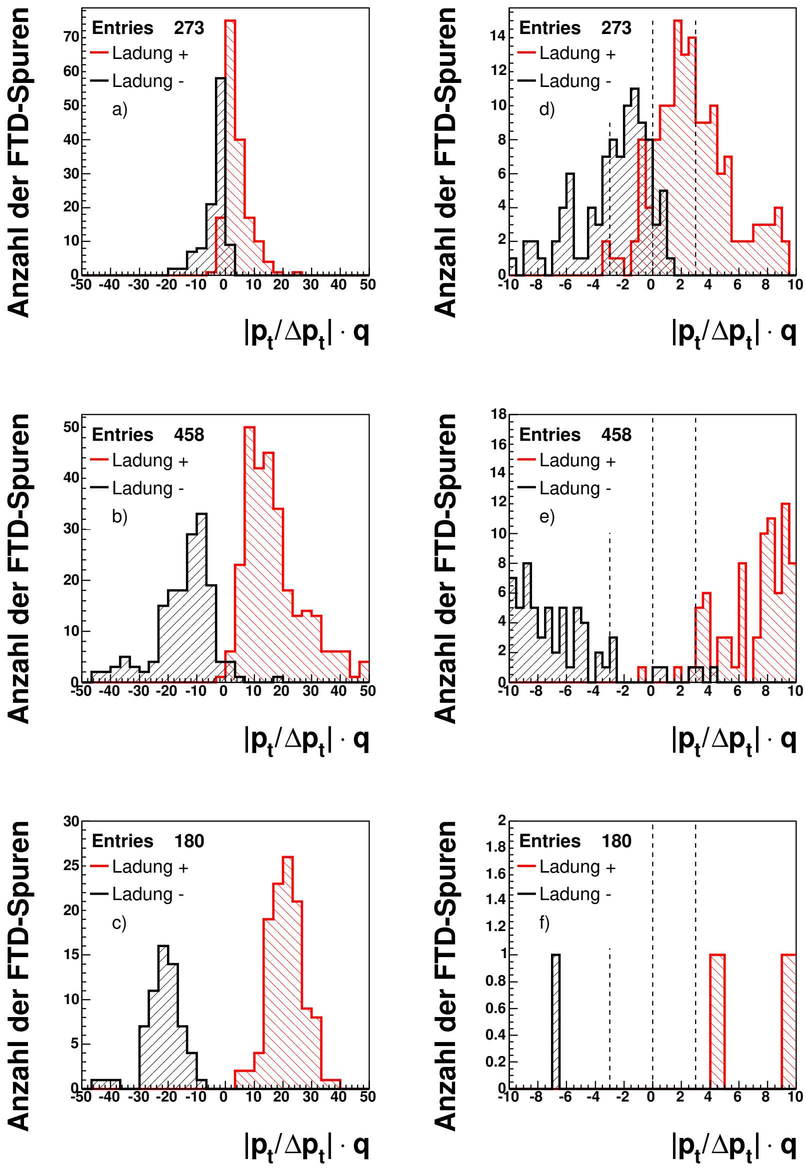

Abbildung 3.12: Produkt der im FTD gemessenen Größen: Betrag des Impuls pro Betrag des Fehler des Impulses mal Ladung für Daten, für die die invariante Masse des $\mu\mu$–Paares zwischen 3 GeV und 4,2 GeV liegt. Die Einträge für FTD–Spuren aus Ereignissen mit einem positiven FMD–Myon ($q_{\mathrm{FMD}} = +1$) sind linksschraffiert dargestellt und die Einträge für FTD–Spuren aus Ereignissen mit einem negativen FMD–Myon ($q_{\mathrm{FMD}} = -1$) sind rechtsschraffiert dargestellt: a) und d): Genau ein Supermodul; b) und e): genau zwei Supermodule; c) und f): genau drei Supermodule. In den Abbildungen a) bis c) wurde der große Bereich für $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ von -50 bis 50 gewählt, um einen Überblick von der Verteilung von $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ zu bekommen. In den Abbildungen d) bis f) wurde der kleine Bereich -10 bis 10 für die Größe $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ gewählt, um das Verhalten von $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| \cdot q$ in und um den statistisch wichtigen Bereich von -3 bis 3 studieren zu können.

3.2.2 Ladung der Referenz–Spuren

Die Häufigkeit von positiven und negativen Ladungen der Referenzspuren sind unabhängig von der Zahl der Supermodule für Daten und Monte–Carlo-Simulation (Tabelle 3.3). Dieses Verhalten kann von einer guten Referenz erwartet werden und wird durch die Monte–Carlo–Simulation bestätigt. Allerdings liegt das Verhältnis von positiven zu negativen Ladungen in den Daten nicht bei 50 zu 50, sondern bei 60 zu 40. Und die Monte–Carlo–Simulation sagt anstatt einer höheren Wahrscheinlichkeit für positive Spuren einen leichten Überschuß an negativen Ladungen voraus. Hier liegt das Verhältnis von positiver Ladung zu negativen Ladungen bei 45 zu 55.

Wie ist der Überschuß an positiver Ladung der Myon–Spuren in den Daten zu erklären? Ein Erklärungsversuch wäre, daß der Überschuß durch Ereignisse außerhalb des Bereichs des J/Ψ–Signals von 2 GeV bis 4,2 GeV zustande kommt. Ähnlich der Erklärung für das häufigere Auftreten von positiven kosmischen Myonen als negativen kosmischen Myonen, die besagt, daß die Prozesse in der Atmosphäre, welche zu kosmischen Schauern führen zum größten Teil von Protonen initiiert werden und die Endprodukte dieser Prozesse nach dem Ladungserhaltungssatz häufiger positiv als negativ sind, könnte auf durch Protonen ausgelöste Untergrundereignisse geschlossen werden. Das FMD–Myon könnte durch so ein Untergrundereignis entstanden sein, während das zentralen Myon entweder zu einem Detektorereignis oder auch zu einem weiteren Untergrundereignis gehören kann. Die entgegengesetzte Ladung der beiden Teilchen wird durch die Schnitte der Datenselektion sichergestellt.

Diese Erklärung ist nicht befriedigend, da ein Schnitt auf das Massenfensters des J/Ψ–Signals von 2 GeV bis 4,2 GeV keine Veränderung des Ladungsschwerpunktes für die Referenzspuren bringt. Die Abbildung zu diesem Schnitt mit nur noch 893 Ereignissen (vorher 1406 Ereignisse) zeigt Abbildung 3.12.

3.2.3 Häufigkeit für $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| < 3$

In der rechten Spalte der Tabelle 3.4 ist die Häufigkeit angegeben, mit der die Größe $|\frac{p_t}{\Delta p_t}|$ von FTD–Spuren kleiner als drei ist. Für FTD–Spuren mit einem Supermodul ist dies zu 58 % der Fall. Die Ladungsmessung ist also für 58 der FTD–Spuren mit einem Supermodul schlecht und nur für 42 % gut. Für FTD–Spuren mit zwei Supermodulen ist die Ladungszuordnung zu 95 % gut, während es für FTD–Spuren mit drei Supermodulen sogar für 99,3 % der Fall ist.

Tendenziell bestätigt die Monte-Carlo–Simulation das Verhalten der Daten. Im Rahmen der statistische Fehler stimmen die Werte der rechten Spalte der Tabelle 3.4 für Daten und Monte–Carlo–Simulation für genau ein Supermodul überein. Für genau zwei Supermodule

Daten			
# Supermodule	FMD–Spuren +	FMD–Spuren -	FMD–Spuren + und -
1	263 (61 %)	169 (39 %)	432 (100 %)
2	436 (59 %)	298 (41 %)	734 (100 %)
3	173 (64 %)	99 (36 %)	272 (100 %)
Monte–Carlo–Simulation			
# Supermodule	generierte Spuren +	generierte Spuren -	generierte Spuren + und -
1	70 (45 %)	84 (55 %)	154 (100 %)
2	239 (46 %)	275 (54 %)	514 (100 %)
3	146 (45 %)	175 (55 %)	321 (100 %)

Tabelle 3.3: Oberer Teil der Tabelle: Daten: Häufigkeit für positive und negative Ladung der im FMD gemessenen FMD–Spur, welche der FTD–Spur zugeordnet ist für n Supermodule. Unterer Teil der Tabelle: Monte–Carlo–Simulation: Häufigkeit für positive und negative Ladung der generierten Monte–Carlo–Spur für n Supermodule

weichen die Daten leicht von der Vorhersage der Monte–Carlo–Simulation ab, in der ein häufigeres Auftreten von FTD–Spuren mit $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| < 3$ erwartet wird. Für genau drei Supermodule ist der Vergleich zwischen Daten und Monte–Carlo–Simulation aufgrund geringer Statistik schwierig.

Die Werte in der zweiten und dritten Tabellenspalte in denen die Ereignisse nach positiven und negativen Ladungen des FMD–Myons geordnet sind, dienen der Überprüfung der Daten, der FTD–Performance und der Untersuchungsmethode. Die Werte dieser beiden Spalten stimmen gut mit den Werten der rechten Spalte überein.

3.2.4 Häufigkeit der Ereignisse in denen die Ladung der FTD–Spur von der Ladung der Referenzspur abweicht

Tabelle 3.5 zeigt in Abhängigkeit der Zahl der Supermodule die Häufigkeit, mit der die Ladung der FTD–Spur mit der Ladung der Referenzspur nicht übereinstimmt. In den Spalten zwei bis vier der Tabelle ist der Reihe nach diese Häufigkeit für positive FMD–Myonen, für negative FMD–Myonen und für FMD–Myonen, die positiv oder negativ waren, dargestellt. Zur vierten Spalte: FTD–Spuren mit einem Supermodul werden zu 14 % falsch zugeordnet. Die Rate, mit der die Ladung für zwei Supermodule falsch bestimmt wird, liegt mit 2 % um fast eine Größenordnung niedriger und die für drei Supermodule mit 0,4 % sogar fast um zwei Großenordnungen. Die Monte–Carlo–Simulation stimmt mit den Daten

Daten			
# Supermodule	Für $q_{\mathrm{FMD}} = +1$: Anteil der FTD–Spuren mit $\lvert\frac{p_t}{\Delta p_t}\rvert < 3$	Für $q_{\mathrm{FMD}} = -1$: Anteil der FTD–Spuren mit $\lvert\frac{p_t}{\Delta p_t}\rvert < 3$	Für $q_{\mathrm{FMD}} = +1 \vee -1$: Anteil der FTD–Spuren mit $\lvert\frac{p_t}{\Delta p_t}\rvert < 3$
1	148/263 = 56 %	101/169 = 60 %	249/432 = 58 ±5 %
2	17/436 = 4 %	21/298 = 7 %	38/734 = 5 ± 1 %
3	1/173 = 0,6 %	1/99 = 1 %	2/272 = 0,7 % ± 0,5
Monte–Carlo–Simulation			
# Supermodule	Für $q_{\mathrm{FMD}} = +1$: Anteil der FTD–Spuren mit $\lvert\frac{p_t}{\Delta p_t}\rvert < 3$	Für $q_{\mathrm{FMD}} = -1$: Anteil der FTD–Spuren mit $\lvert\frac{p_t}{\Delta p_t}\rvert < 3$	Für $q_{\mathrm{FMD}} = +1 \vee -1$: Anteil der FTD–Spuren mit $\lvert\frac{p_t}{\Delta p_t}\rvert < 3$
1	51/70 = 73 %	55/84 = 65 %	106/154 = 69 ± 9 %
2	17/239 = 7 %	29/275 = 11 %	46/514 = 9 ± 1 %
3	0/146 = 0 %	0/175 = 0 %	0/321 = 0 %

Tabelle 3.4: Anteil der FTD–Spuren mit n Supermodulen mit $\lvert\frac{p_t}{\Delta p_t}\rvert < 3$ für $q_{\mathrm{FMD}} = +1$, -1 und (+1 oder -1) bezogen auf die Zahl der FTD–Spuren mit n Supermodulen für $q_{\mathrm{FMD}} = +1$, -1 und (+1 oder -1) ohne die Einschränkung: $\lvert\frac{p_t}{\Delta p_t}\rvert < 3$. Oberer Teil der Tabelle: Daten. Unterer Teil: Monte–Carlo–Simulation.

Daten			
# Supermodule	Anteil der FTD–Spuren mit entgegengesetzter Ladung zur FMD–Spur für positive FMD–Spuren	Anteil der FTD–Spuren mit entgegengesetzter Ladung zur FMD–Spur für negative FMD–Spuren	Anteil der FTD–Spuren mit entgegengesetzter Ladung zur FMD–Spur für positive und negative FMD–Spuren
1	42/263 = 16 %	19/169 = 11 %	61/432 = 14 %
2	5/436 = 1,1 %	12/298 = 4 %	17/734 = 2 %
3	1/173 = 0,6 %	0/99 = 0 %	1/272 = 0,4 %
Monte–Carlo–Simulation			
# Supermodule	Anteil der FTD–Spuren mit entgegengesetzter Ladung zur FMD–Spur für positive FMD–Spuren	Anteil der FTD–Spuren mit entgegengesetzter Ladung zur FMD–Spur für negative FMD–Spuren	Anteil der FTD–Spuren mit entgegengesetzter Ladung zur FMD–Spur für positive und negative FMD–Spuren
1	12/70 = 17 %	12/84 = 14 %	24/154 = 16 %
2	2/239 = 0,8 %	7/275 = 2 %	9/514 = 2 %
3	0/146 = 0 %	0/175 = 0 %	0/321 = 0 %

Tabelle 3.5: Häufigkeit von Ereignissen, in denen die Ladung der FTD–Spur nicht mit der Ladung des FMD–Myons übereinstimmt für ein, zwei und drei Supermodule.

überein und auch die Werte der zweiten und dritten Spalte, welche wie im vorigen Abschnitt erwähnt zur Kontrolle dienen, weichen nicht signifikant von den Werten der vierten Spalte sowohl für Daten als auch in der Monte–Carlo–Simulation ab.

An dieser Stelle soll die Aussagekraft der Untersuchung dieses und des letzten Abschnitts erhöht werden, in dem die Werte der Tabellen 3.4 und 3.5 miteinander verglichen werden. Aus statistischen Gründen sollten die Quotienten der Werte der Tabelle an entsprechenden Stellen der beiden Tabellen gleich sein. Tabelle 3.6 zeigt diese Quotienten ($\frac{\text{Wert Tabelle3.4}}{\text{Wert Tabelle3.5}}$). Die Werte dieser Tabelle liegen alle in der Nähe der Zahl Vier. Die Abweichungen nehmen mit sinkender Statistik für Ereignisse mit $|\frac{p_t}{\Delta p_t}| < 3$ beziehungsweise $q \neq q_{FMD}$ für zwei und drei Supermodulen zu.

Daten			
# Supermodule	$\frac{\text{Wert Tabelle3.4}}{\text{Wert Tabelle3.5}}$ für die zweite Spalte	$\frac{\text{Wert Tabelle3.4}}{\text{Wert Tabelle3.5}}$ für die dritte Spalte	$\frac{\text{Wert Tabelle3.4}}{\text{Wert Tabelle3.5}}$ für die vierte Spalte
1	3,5	5,5	4,1
2	3,6	1,8	2,5
3	1	–	1,75
Monte–Carlo–Simulation			
# Supermodule	$\frac{\text{Wert Tabelle3.4}}{\text{Wert Tabelle3.5}}$ für die zweite Spalte	$\frac{\text{Wert Tabelle3.4}}{\text{Wert Tabelle3.5}}$ für die dritte Spalte	$\frac{\text{Wert Tabelle3.4}}{\text{Wert Tabelle3.5}}$ für die vierte Spalte
1	4,3	4,6	4,3
2	8,8	5,5	4,5
3	–	–	–

Tabelle 3.6: Quotienten der einander entsprechenden Werte der Tabellen 3.4 und 3.5: $\frac{\text{Wert Tabelle3.4}}{\text{Wert Tabelle3.5}}$.

3.3 Impulsauflösung

In diesem Abschnitt wird die Impulsauflösung der FTD–Spuren in Abhängigkeit der Zahl der Supermodule untersucht. In den Histogrammen der Abbildung 3.13 für Daten und der Abbildung 3.14 für die Monte–Carlo–Simulation wird der pro Bin gemittelte Betrag der Impulsdifferenz von FTD–Spur und FMD–Myon gegen den Impuls der FMD–Spur dargestellt.

Dazu ein Beispiel: Wir betrachten das Bin von 6 bis 7 GeV der x–Achse des Histogramms 3.13 a). Der Wert an der y–Achse beträgt 1,6 GeV. Man kann dem Histogramm somit entnehmen, daß für alle FTD–Spuren, deren zugeordnetes FMD–Myon einen Impuls zwischen 6 und 7 GeV hat, der Impuls der FTD–Spur im Mittel um 1,6 GeV abweicht.

Die Histogramme der Abbildungen 3.13 und 3.14 scheinen einem linearen Gesetz zu gehorchen. Der Verlauf wird durch eine Gerade angepaßt. Der Grad der Impulsauflösung kann durch die Steigung der Geraden m angegeben werden, da die Schnittpunkte der Geraden nahe bei 0 liegen (Tabelle 3.7) und die Steigung somit den Wert des i-ten Bins $y_{\text{i-tes Bin}}$ liefert: $y_{\text{i-tes Bin}} = m{\cdot}\text{i}$.

Die Impulsauflösung verbessert sich deutlich, wenn man statt einem Supermodul zwei Supermodule fordert. Die Steigung m verringert sich dabei um 22 %. Die Monte–Carlo–Simulation sagt mit einer Änderung von m um 39 % eine größere Verbesserung der

# Supermodule	y_0 (Daten)	y_0 (Monte–Carlo)	m (Daten)	m (Monte–Carlo)
1,2 oder 3	-0,38 ± 0,19	-0,17 ± 0,17	0,30 ± 0,03	0,22 ± 0,02
1	-0,30 ± 0,42	-0,39 ± 0,52	0,37 ± 0,06	0,33 ± 0,06
2	-0,58 ± 0,21	-0,00 ± 0,27	0,29 ± 0,03	0,20 ± 0,03
3	-0,30 ± 0,23	-0,10 ± 0,17	0,25 ± 0,03	0,17 ± 0,02

Tabelle 3.7: Steigung m und Schnittpunkt mit der y–Achse y_0 der angepaßten Geraden der Histogramme der Abbildungen 3.13 und 3.14 für ein, zwei, drei und alle Supermodule für Daten und Monte–Carlo–Simulation.

Impulsauflösung voraus. Werden anstelle von zwei Supermodulen drei verlangt, so ändert sich m mit 16 % in den Daten auf ähnliche Weise wie in der Monte–Carlo–Simulation (15 %).

Die Steigungen der Geraden in den Histogrammen der Monte–Carlo–Simulation sind niedriger als die der Daten (Abbildung 3.13 a), Abbildung 3.14 und Tabelle 3.7 (Spalte: 1, 2 oder 3 Supermodule)).

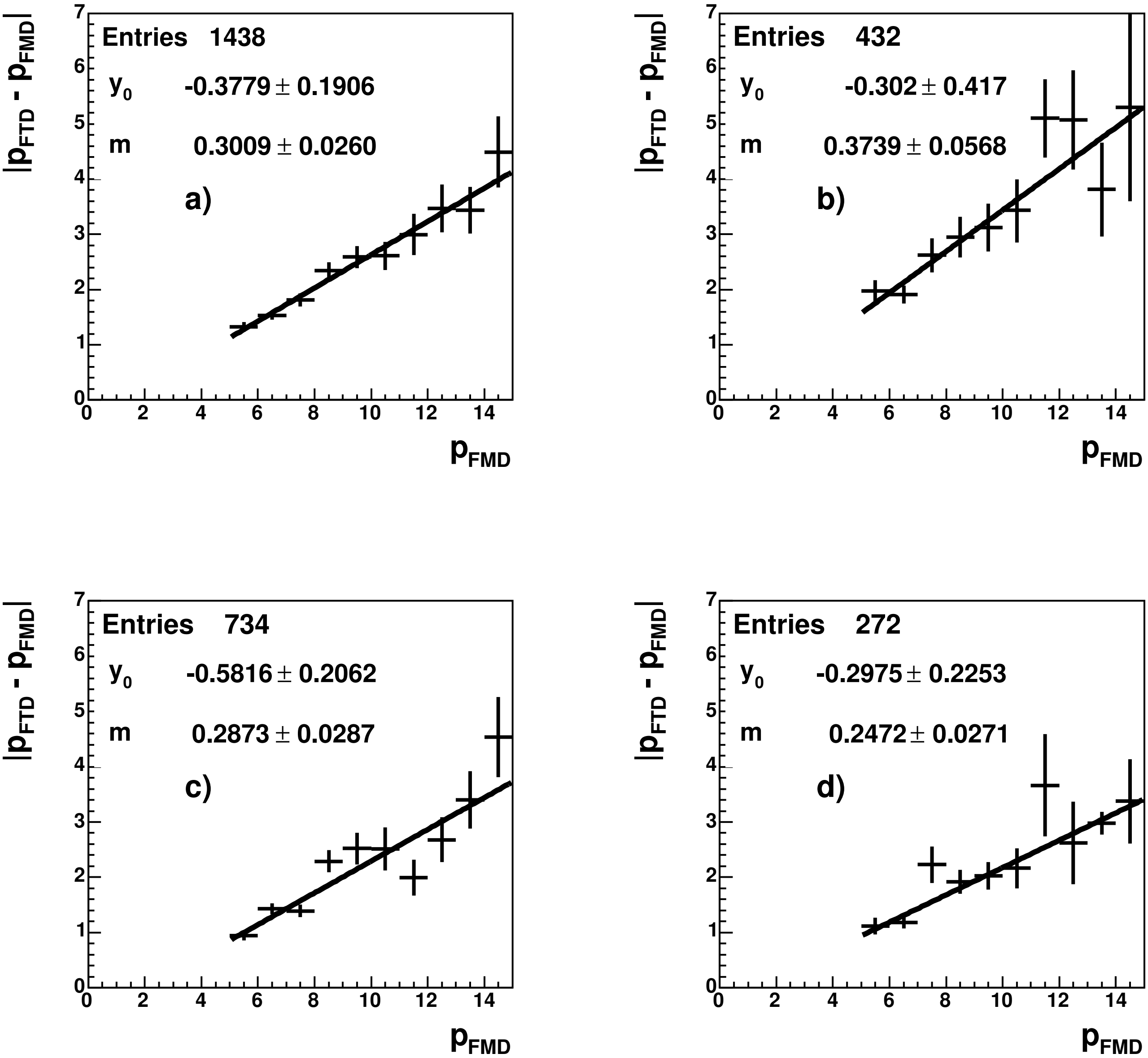

Abbildung 3.13: Daten: Pro Bin gemittelter Betrag der Differenz von dem Impuls der FTD–Spur p_{FTD} und dem Impuls der FMD–Spur p_{FMD} gegen den Impuls der FMD–Spur p_{FMD} für a) FTD–Spuren mit einem, zwei und drei Supermodulen; b)FTD–Spuren mit einem Supermodul; c) FTD–Spuren mit zwei Supermodulen; d) für FTD–Spuren mit drei Supermodulen

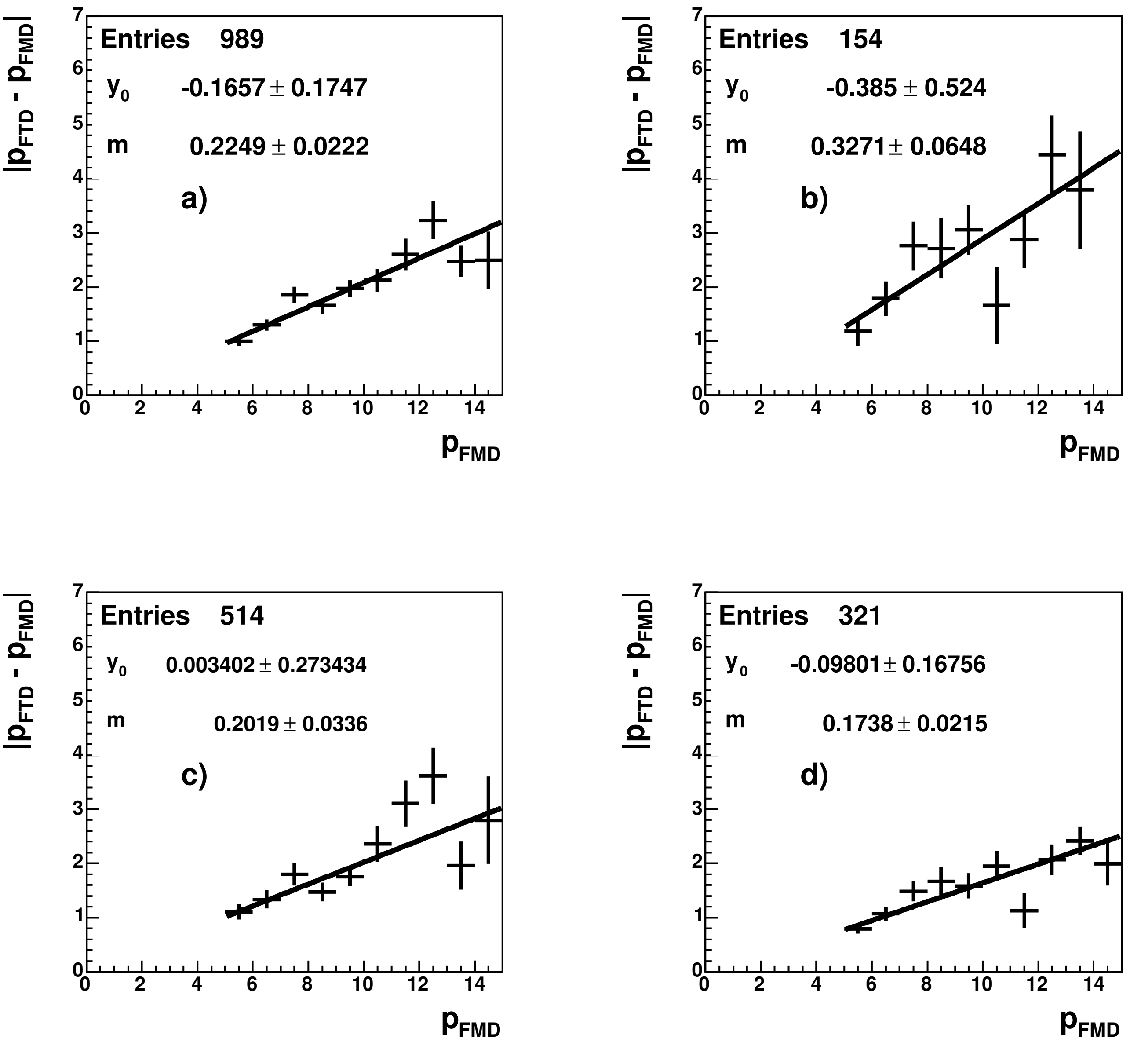

Abbildung 3.14: Monte–Carlo–Simulation: Pro Bin gemittelter Betrag der Differenz des Impulses der FTD–Spur p_{FTD} und des Impulses der FMD–Spur p_{FMD} gegen den Impuls der FMD–Spur p_{FMD} für a) FTD–Spuren mit einem, zwei und drei Supermodulen; b)FTD–Spuren mit einem Supermodul; c) FTD–Spuren mit zwei Supermodulen; d) für FTD–Spuren mit drei Supermodulen

Kapitel 4

Zusammenfassung

Anhand von $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$–Zerfällen wurden Eigenschaften der Detektoren in Vorwärtsrichtung untersucht. Das besondere Interesse gilt dabei dem Spurdetektor FTD, der für die HERA II Phase verbessert wurde. Als Referenz wird der Myondetektor FMD benutzt.

In 70 % der Ereignisse konnte dem FMD–Myon eine FTD–Spur zugeordnet werden. Die Massenauflösung für die invariante Masse aus FMD–Spur und zentraler Spur ist besser als die Massenauflösung für die invariante Masse aus den Vierervektoren der FTD–Spur und der zentraler Spur. Die volle Breite des J/Ψ–Massenpeaks für FTD–Spur und der zentralen Spur ist um fast 50 % größer als die volle Breite des J/Ψ–Massenpeaks für FMD–Spur und zentrale Spur. Die deutliche Verbreiterung der vollen Breite des J/Ψ–Peaks wird durch die sehr schlechte Massenauflösung für die invariante Masse aus den Vierervektoren einer FTD–Spur mit genau einem Supermodul und der zentralen Spur hervorgerufen bei der die volle Breite um 80 % größer als die volle Breite der Massenverteilung für FMD–Spur und zentraler Spur. Die volle Breite der Massenverteilung der invarianten Masse aus den Vierervektoren der FMD–Spur und der zentraler Spur scheint beim Betrachten der Abbildungen mit den Massenverteilungen unabhängig von der Zahl der Supermodule zu sein. Allerdings deuten die Parameter der Anpassungsfunktionen für die volle Breite der J/Ψ–Peaks der Massenverteilungen für 1, 2 und 3 Supermodule an, daß eine Tendenz zu kleineren Breiten bestehen könnte. Für die FTD–Spuren hingegen ist die Verbesserung in der Massenauflösung, wenn mehr ein Supermodul verlangt wird, eindeutig. Die vollen Breiten liegen für die invarianten Massen aus den Vierervektoren der FTD–Spur und der zentralen Spur für genau zwei und genau drei Supermodule im Bereich 700 MeV (etwa 100 bis 200 MeV höher als die vollen Breiten der invarianten Massen aus den Vierervektoren der FMD–Spur und der zentralen Spur für 1, 2 und 3 Supermodule) dicht beieinander. Die volle Breite der Massenverteilung für die invariante Masse aus den Vierervektoren der FTD–Spur und der zentralen Spur liegt um 80 % höher bei 1,2 GeV. Der Prozentsatz der Signalereignisse hängt nicht von der Zahl der Supermodule ab, dies gilt sowohl für die Massenverteilung der invarianten Masse aus den Vierervektoren der FTD–Spur und der zentralen Spur als auch für die Massenverteilung der invarianten Masse aus den Vierervektoren der FMD–Spur und der zentralen Spur. Der Anteil an Signalereignissen liegt für die in dieser Untersuchung verwendete Selektion in beiden Fällen bei 50 %. Der Anteil der FTD–Spuren mit genau zwei Supermodulen ist mit 50% am höchsten. Der Anteil für FTD–Spuren mit genau einem Supermodul liegt mit 30 % noch etwas über dem Anteil der FTD–Spuren mit 3 Supermodulen mit 20 %.

Die für die Untersuchung der Ladungstrennung als Referenzladungen benutzten Ladungen des FMD–Myons sind unabhängig von der Zahl der Supermodule in 60 % der Fälle positiv und nur zu 40 % negativ. Nach einem zusätzlichen Schnitt auf den Bereich des J/Ψ–Massenpeaks von 2 GeV bis 4,2 GeV bleibt der positive Ladungsüberschuß bei den FMD–Myonen bestehen. Die Ladungstrennung für FTD–Spuren mit einem Supermodul ist schlecht. Die Ladung jeder siebten FTD–Spur weicht von der Ladung des FMD–Myons ab. Für zwei und drei Supermodule verbessert sich die Qualität der Ladungszuordnung deutlich. Anders als im Fall der Massenauflösung ist hier die Ladungstrennung für zwei Supermodule besser als für drei. Für zwei Supermodule stimmt für jede fünfzigste FTD–Spur die Ladung nicht mit der Ladung der FTD–Spur überein, während für drei Supermodule die Ladungen von FTD–Spur und FMD–Spur nur für jede zweihundertfünfzigste FTD–Spur verschieden sind. Die Ergebnisse der Untersuchung der Ladungstrennung durch Bestimmung der Anteile der FTD–Spuren mit entgegengesetzter Ladung des FMD–Myons werden durch die Ergebnisse der Untersuchung der Ladungstrennung durch Bestimmen des Anteils der FTD–Spuren für den die Wahrscheinlichkeit, daß im FTD eine Spur mit falscher Ladung rekonstruiert wurde, einen gewissen Wert (in dieser Untersuchung 0,15 %) überschreitet, bestätigt.

Die Impulsauflösung ist für FTD–Spuren mit genau einem Supermodul schlechter als die Impulsauflösung mit genau zwei oder genau drei Supermodulen. Die Auflösung mit drei Supermodulen ist etwas besser als die Impulsauflösung mit zwei Supermodulen.

Die Ergebnisse der Untersuchung der Daten wurden mit den Untersuchungen einer Monte–Carlo–Simulation für diffraktive J/Ψ–Zerfälle verglichen. Im folgenden wird für deutliche Abweichungen der Ergebnisse für die Daten von der Vorhersage der Monte–Carlo–Simulation die Vorhersage des Monte–Carlos beschrieben. In der Monte–Carlo–Simulation gibt es häufiger FTD–Spuren mit drei Supermodulen als FTD–Spuren mit einem Supermodul. In der Massenverteilung der invarianten Masse aus den Vierervektoren der FTD–Spur und der zentralen Spur bilden sich neben dem J/Ψ–Peak Nebenmaxima aus; die volle Breite des J/Ψ–Peaks bei einem Supermodul weicht nicht so stark von der vollen Breiten der Massenpeaks bei genau zwei und genau drei Supermodulen ab wie in den Daten. Die volle Breite des Massenpeaks der Massenverteilung der invarianten Masse aus den Vierervektoren der FTD–Spur und der zentralen Spur ist für drei Supermodule geringer als für zwei Supermodule; in den Daten gleichen sich die vollen Breiten für zwei und drei Supermodule.

In der Monte–Carlo–Simulation tragen die FMD–Myonen häufiger negative Ladung als positive Ladung.

Die Impulsauflösung ist im Monte–Carlo besser als in den Daten.

Nach der Beschreibung der deutlichen Abweichungen zwischen Daten und Monte–Carlo–Simulation soll nun noch die sehr gute Übereinstimmung der Daten mit der Monte–Carlo–Simulation für den Fall der Untersuchung der Ladungstrennung erwähnt werden. Hier kann keine signifikante Abweichung zwischen den berechneten Größen für Daten und für die Monte–Carlo–Simulation festgestellt werden.

Die Lehre, die man aus den Ergebnissen dieser Untersuchung ziehen kann ist, in Untersuchungen, in die Größen von FTD–Spuren eingehen, die Auswirkung, auf die Genauigkeit von den zu untersuchenden Größen, durch das Verlangen mindestens zweier Supermodule zu überprüfen.

Literatur

[1] D. Dodt, Analysis of the data quality of the FTT

[2] The H1 OO Group, The H1 OO Physics Analysis Project, H1 internal documentation

[3] L. West, How to use the Heavy Flavour Working Group Track,
Muon and Electron Selection Code, H1 internal software manual, 1997

[4] M. Martisikova, Jet Shapes in Charm Photoproduction at HERA

[5] A. Blondel and F. Jacquet, in Study for an *ep* facility for Europe

[6] G.Schmidt, Test eines optoelektronischen Kalorimeterauslesesystems

Anhang A

Anhang

Schnitte für Lee–West–Spuren		
vorwärts	kombiniert	zentral
$p_t > 0{,}001\,\text{GeV}$	$p_t > 0{,}120\,\text{GeV}$	$p_t > 0{,}120\,\text{GeV}$
$6° < \theta < 25°$	$0° < \theta < 40°$	$20° < \theta < 160°$
$R_0 \leq 10\,\text{cm}$	$dca \leq 5\,\text{cm}$	$dca \leq 2\,\text{cm}$
	$R_{Start} \leq 50$ cm	$R_{Start} \leq 50$ cm
	$R_{Länge} \geq 0\,\text{cm}$	$R_{Länge} \geq 10\,\text{cm}$ für $\theta \leq 150°$
$\Delta p/p \leq$ 9999.99	$\Delta p/p \leq 99999.99$	$R_{Länge} \geq 5\,\text{cm}$ für $\theta > 150°$
$N_{CJC} \geq 0$	$N_{CJC} \geq 0$	
$\chi^2_{DTRA} \leq 10$	$\chi^2_{DTRA} \leq 50$	
$\chi^2_{c-f} \leq 25$	$\chi^2_{c-f} \leq 50$	
$N_{planare\ Supermodule} \geq 1$ (veraltet)		
$N_{radiale\ Supermodule} \geq 2$ (veraltet)		
$p \geq 0{,}5\,\text{GeV}$		

Tabelle A.1: Schnitte für die drei Klassen von Lee-West-Spuren