

DIPLOMARBEIT

Zur Erlangung des akademischen Grades Diplom-Physiker

Diffraktive Produktion von Drei-Körper-Endzuständen in
 π^-p -Wechselwirkung am COMPASS-Experiment (CERN)



Ludwig-Maximilians-Universität München
Fakultät für Physik

vorgelegt von: **Clemens Gregor Hauke Wöhrmann**

geboren am: 06.03.1981 in München

Eingereicht am: 7. Oktober 2010

Erstgutachter: Prof. Dr. Martin Faessler

Zweitgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel

1 Zusammenfassung

COMPASS (**C**ommon **M**uon **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) ist ein Experiment am Europäischen Laboratorium für Teilchenphysik CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire). Seine Aufgabe besteht in der Erforschung des Spektrums und der inneren Struktur von Hadronen. Dafür werden Myonen oder Hadronen aus dem SPS (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron)–Beschleuniger auf ein feststehendes Target geschossen. Die hier verwendeten Daten wurden im Jahr 2008 und 2009 produziert, indem ein Pionstrahl mit $190 \text{ GeV}/c$ auf ein Proton-Target gelenkt oder ein speziell aufgeweiteter Myonstrahl genutzt wurde.

In dieser Arbeit werden diffraktiv produzierte Endzustände mit zwei Mesonen untersucht. Für eine gezielte Auswahl dieser Reaktionen wurde ein Trigger eingesetzt. Der von der Gruppe von Prof. Faessler gefertigte Sandwich-Veto-Detektor war Teil dieses Triggers. Dieser Detektor hat die Aufgabe, Ereignisse auszusondern, in denen sich Reaktionsprodukte außerhalb der Akzeptanz des Experiments befinden. Um seine Eigenschaften unter realen Bedingungen zu untersuchen, sind im Rahmen dieser Arbeit diverse Studien durchgeführt worden. Hierfür wurde der Detektor einmal mit Myonen beschossen, als er im Experiment integriert war, und ein anderes Mal mit kosmischer Strahlung untersucht, als er bereits aus dem experimentellen Aufbau entfernt war.

Die Ereignisse wurden nach einfachen Drei-Körper-Endzuständen $\pi^- p \rightarrow X p$ selektiert, mit $X = \pi^- \pi^0, \pi^- \eta, \pi^- \omega, \pi^- \eta',$ oder $\pi^- f_1$. Diese fünf Endzustände wurden phänomenologisch untersucht. Für jeden Endzustand wurde die Abhängigkeit der Zahl der Ereignisse von dem invarianten Impulsübertrag im Quadrat t und von der invarianten Masse M_X des Zwei-Meson-Systems X betrachtet. Darüber hinaus werden die Winkelverteilungen der beiden Mesonen im Ruhesystem von X relativ zur ursprünglichen Flugrichtung von X im Laborsystem gezeigt. Für die in drei Körper zerfallenden Mesonen η, ω, η' und f_1 wird jeweils der Dalitzplot dargestellt.

Inhaltsverzeichnis

1	Zusammenfassung	1
2	Einleitung	1
3	Aufbau des COMPASS-Spektrometers	5
3.1	Der Strahl (M2 Beam line)	5
3.2	Das Target	6
3.3	Recoil-Proton-Detektor (RPD)	7
3.4	Spurdetektoren	7
3.5	RICH-Detektor	9
3.6	Elektromagnetische Kalorimeter	10
3.7	Sandwich-Veto-Detektor	16
3.8	Trigger	18
4	Studien am Sandwich-Veto-Detektor	21
4.1	Effizienzstudie mit Myonen	21
4.1.1	Datenselektion	22
4.1.2	Analyse	23
4.1.3	Unkorrelierte Myonspuren	24
4.2	Messung der Lichtausbeute mit kosmischer Strahlung	30
4.2.1	Versuchsaufbau und -durchführung	30
4.2.2	Auswertung	32
5	Selektion der Daten	39
5.1	Software zur Datenanalyse bei COMPASS	39
5.2	Auswahl guter Ereignisse	40
5.3	Verbesserung der Kinematik	44
5.3.1	Korrektur der Cluster-Energie	44
5.3.2	Kinematischer Fit	46
5.3.3	Transversale Impulserhaltung	51
6	Phänomenologische Untersuchung einfacher Reaktionen	55
6.1	Verwendete Kinematik	55
6.2	Elastische Streuung	56
6.3	Diffraktive Produktion	58

6.3.1	$\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$	58
6.3.2	$\pi^- p \rightarrow p (3\pi)^- \pi^0$	67
6.3.3	$\pi^- p \rightarrow p (3\pi)^- \eta$	86
7	Zusammenfassung und Ausblick	105
	Tabellenverzeichnis	i
	Abbildungsverzeichnis	ii
	Literaturverzeichnis	vi

2 Einleitung

Die Kern- und Teilchenphysik befasst sich mit der Untersuchung der elementaren Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Der größte Teil der sichtbaren Masse im Universum sind Hadronen; sie setzen sich aus Quarks, Antiquarks und Gluonen zusammen. Die Wechselwirkung zwischen Quarks, Antiquarks, und Gluonen und zwischen Hadronen wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Ein experimenteller Zugang zum Niederenergiebereich der QCD ist die Messung des Anregungsspektrums von Hadronen und die Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons.

Das COMPASS-Experiment (**C**ommon **M**uon **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) am CERN in Genf dient der Untersuchung der Struktur des Nukleons und der Vermessung des Hadronspektrums. COMPASS ist ein Spektrometer mit festem Target. Die Strahlteilchen werden vom SPS (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron) beschleunigt, das auch als Vorbeschleuniger für den LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) eingesetzt wird. Insgesamt 26 Institute und ca. 240 Physiker sind an der COMPASS-Collaboration beteiligt.

Das COMPASS-Experiment verfolgt zwei physikalische Forschungsprogramme: Das Myonprogramm und das Hadronprogramm. Im Myonprogramm wird die Struktur des Nukleons untersucht. Hauptziel ist das Verständnis der Spinstruktur, also die Frage nach der Zusammensetzung des Nukleonspins. Untersucht werden Wechselwirkungen zwischen polarisierten Myonen und polarisierten Targetnukleonen. Im Hadronprogramm wird das Verhalten der Quantenchromodynamik (QCD) im niederenergetischen Bereich untersucht. Dazu wird im Rahmen der Mesonspektroskopie nach neuen Teilchenzuständen gesucht.

Ein Teilchenzustand oder eine Resonanz wird durch verschiedene Parameter wie Masse, Breite und Spin charakterisiert. Die Masse m und die Zerfallsbreite Γ eines Teilchenzustandes lassen sich aus dem invarianten Massenspektrum der Zerfallsprodukte ermitteln. Die Bestimmung der Zerfallsbreite hängt natürlich davon ab, ob das Spektrometer die entsprechende Auflösung hat. Die Resonanzen sind üblicherweise sehr kurzlebig mit einer Breite Γ von ca. 100 MeV bis 300 MeV, die einer Lebensdauer in der Größenordnung von 10^{-24} s entspricht.

Um Spin J , Parität P und C -Parität einer Resonanz zu studieren, bedarf es der Partialwellenanalyse. Die Streuamplitude $F(s, t)$ für elastische Streuung lässt sich durch eine Serie von Partialwellen-Amplituden f_l multipliziert mit den Legendre-Polynomen P_l schreiben

als

$$F(s, t) \sim \frac{\sqrt{s}}{p} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(s) P_l(\cos \theta), \quad (2.1)$$

wobei s das Quadrat der Schwerpunktsenergie, t der invariante Vierer-Impulsübertrag im Quadrat, p der Absolutwert der Impulse der Teilchen im Anfangszustand im Schwerpunktsystem und θ der Streuwinkel ist. Der Vierer-Impulsübertrag t geht über den Streuwinkel θ ein, der durch s und t bestimmt ist.

Bei diffraktiver Anregung von $\pi^- p \rightarrow X p$ hängt die Übergangsamplitude von zusätzlichen Parametern ab: Der invarianten Masse m des Zwei-Meson-Systems X und der Winkelverteilung der beiden Zerfallsprodukte von X relativ zum gewählten Bezugssystem (z.B. Flugrichtung von X als z-Achse und Produktionsebene als x-z-Ebene). Die Amplituden $\psi^{JPC}(\tau)$, die die Winkelverteilungen der Zerfallsteilchen von X beschreiben, entsprechen den Legendre-Polynomen P_l aus der elastischen Streuamplitude, wobei τ für die Winkelvariablen steht. Die Produktion von X , die den Partialwellen-Amplituden f_l entspricht, wird durch zwei Terme beschrieben. Einmal durch die Breit-Wigner-Funktion $BW(m, M, \Gamma)$, die von der Masse M und der Breite Γ der produzierten Resonanz abhängt, und durch eine Funktion $f(t')$ des Vierer-Impulsübertrags zum Quadrat $t' = |t - t_{min}|$, wobei t_{min} der minimale Impulsübertrag zum Quadrat ist, der zur Erzeugung der Resonanz nötig ist. Die Übergangsamplitude für diffraktive Produktion wird durch

$$F(s, t, m, \tau) \sim \sum_i BW(m, M_i, \Gamma_i) f_i(t') \psi_i^{JPC}(\tau) \quad (2.2)$$

gegeben. Ein Ziel in dieser Arbeit ist es, die t' -Verteilungen in Abhängigkeit der produzierten Masse zu untersuchen, um damit die Vorarbeit für eine Partialwellenanalyse zu liefern.

Es werden dafür diffraktiv angeregte Reaktionen mit zwei „langlebigen“ Mesonen im Endzustand, die in zwei Photonen und in ein, drei oder fünf Pionen zerfallen, selektiert. Dabei werden nur Ereignisse verwendet, in denen die zwei Photonen von einem π^0 oder η -Zerfall herrühren. Somit werden die Reaktionen

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow \pi^- \pi^0 p \rightarrow \pi^- \gamma \gamma p \\ &\rightarrow \pi^- \eta p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \gamma \gamma p \\ &\rightarrow \pi^- \omega p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \gamma \gamma p \\ &\rightarrow \pi^- \eta' p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \gamma \gamma p \\ &\rightarrow \pi^- f_1 p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \gamma \gamma p \\ &\rightarrow \pi^- \eta' p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \gamma \gamma p \\ &\rightarrow \pi^- f_1 p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \gamma \gamma p \end{aligned}$$

phänomenologisch untersucht. Die „Langlebigkeit“ von π^- , π^0 , η usw. bezieht sich auf ihre Zerfallszeit im Gegensatz zu den bereits genannten 10^{-24} s. So besitzen die hier selektierten

Mesonen folgende Lebensdauern:

$$\begin{array}{lll} \tau_{\pi^-} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ s} & \tau_{\pi^0} \approx 8 \cdot 10^{-17} \text{ s} & \tau_{\omega} \approx 1 \cdot 10^{-22} \text{ s} \\ \tau_{\eta} \approx 5 \cdot 10^{-19} \text{ s} & \tau_{\eta'} \approx 3 \cdot 10^{-21} \text{ s} & \tau_{f_1} \approx 3 \cdot 10^{-23} \text{ s} \end{array}$$

Das ist eine um mindestens eine Zehnerpotenz längere Zerfallszeit. Trotzdem zerfallen auch diese Mesonen außer dem π^- bereits im Target.

3 Aufbau des COMPASS-Spektrometers

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Komponenten des COMPASS-Spektrometers besprochen und ihre Funktionsweise erklärt. Der Aufbau des Spektrometers wird in Abbildung 3.1 gezeigt. Eine genaue Beschreibung aller Komponenten findet sich in [1].

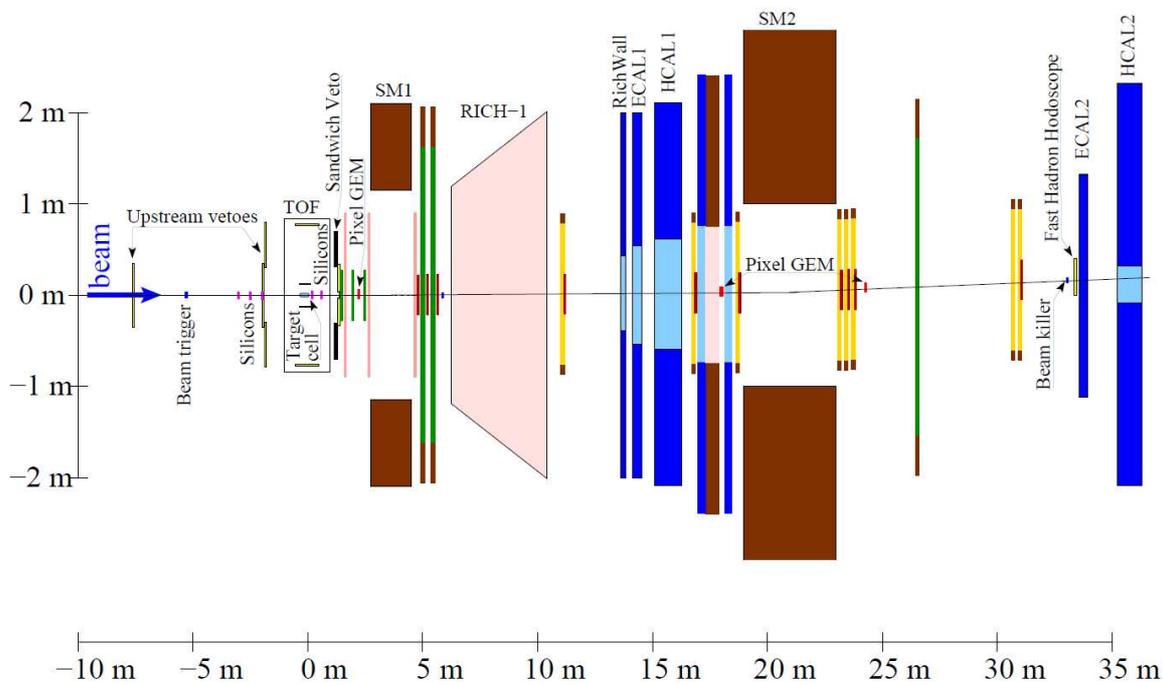


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Spektrometers [16]

3.1 Der Strahl (M2 Beam line)

Der Strahl für das COMPASS-Experiment wird mithilfe von Protonen, die vom CERN SPS auf 400 GeV/c beschleunigt werden, erzeugt. Jedes Paket vom SPS enthält dabei $1,2 \cdot 10^{13}$ Protonen und ist 16,8 s lang. Die Auskopplung des Strahls hat eine Dauer von 4,8 s. Die

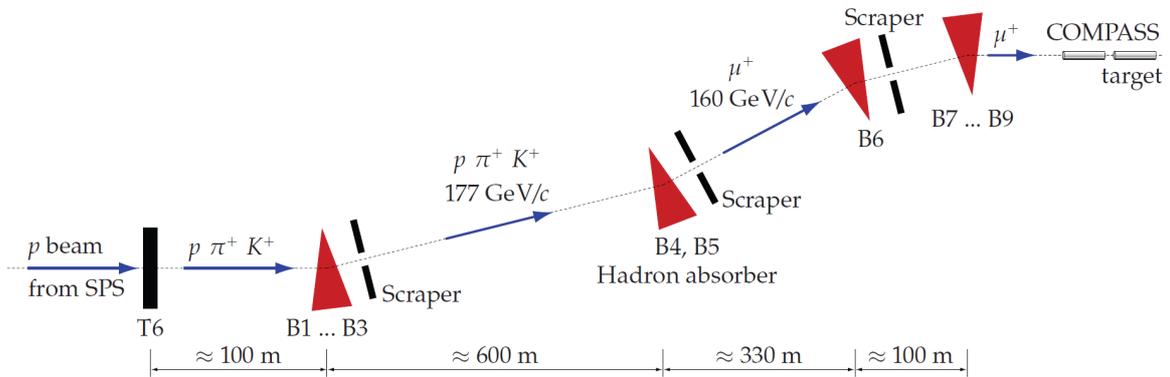


Abbildung 3.2: Schematische Seitenansicht auf den Strahlaufbau, der für das Myon-Programm genutzt wird [19].

Protonen aus dem SPS treffen direkt auf ein Beryllium Target (T6) mit einer Dicke von 500 mm (siehe Abb. 3.2). Die dabei erzeugten Sekundärteilchen sind hauptsächlich Pionen und Kaonen.

Um einen Myon-Strahl zu erhalten, werden in den Magneten B1 bis B3 positiv geladene Teilchen selektiert, die daraufhin in einem 600 m langen Abschnitt über $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ in positiv geladene Myonen und Neutrinos zerfallen. Am Ende des Abschnitts befindet sich ein Absorber aus Beryllium, um die hadronischen Komponenten des Strahls zu entfernen. Der Impuls der Myonen wird mit den Magneten B4 und B5 auf 160 GeV/c festgelegt und schließlich mit Quadrupolmagneten auf das Target fokussiert.

Die in dieser Arbeit diskutierten Daten wurden mit einem Hadron-Strahl erzeugt. Dafür wurde der Beryllium-Absorber entfernt und negativ geladene Teilchen mit den Magneten B1 bis B3 selektiert. Damit sollen die noch vom SPS stammenden Protonen aus dem Strahl entfernt werden. Es ergibt sich ein Strahl, der zu 95% aus π^- und zu 4,5% aus K^- besteht und einen Impuls von 190 GeV/c aufweist.

3.2 Das Target

Abhängig von den Anforderungen an das Experiment werden entweder ein polarisiertes oder ein unpolarisiertes Target benutzt.

Für das polarisierte Proton-Target wurde Ammoniak (NH_3) verwendet. Das Targetmaterial befindet sich dabei in zwei zylinderförmigen Zellen, die mit Flüssighelium auf 200 mK gekühlt werden. Um das Targetmaterial zu polarisieren, wird um die beiden Zellen ein Magnetfeld von 2,5 T aufgebaut. Zur Polarisation des Targets reichen das Magnetfeld und die Kühlung alleine nicht aus. Daher wird ein Verfahren namens „Dynamic Nuclear Pola-

rization“ angewandt. Das Target wird dabei mit Mikrowellenstrahlung bei Frequenzen von 70,2 – 70,3 GHz bestrahlt.

Für das in 2008 und 2009 durchgeführte Hadronprogramm, dessen Daten im Wesentlichen aus dem Jahr 2008 dieser Arbeit zugrunde liegen, wurde ein unpolarisiertes Proton-Target aus flüssigem Wasserstoff verwendet. Das Target besteht aus einer zylinderförmigen Zelle, die einen Durchmesser von 3,5 mm und eine Länge von 40 cm hat. Die Kühlung erfolgt ebenso wie bei dem polarisierten Target über Flüssighelium [17].

3.3 Recoil-Proton-Detektor (RPD)

Der Recoildetektor ist um das Target herum angebracht. Seine Aufgabe ist es, die Rückstoßprotonen, die aus dem Target stammen, nachzuweisen und ihren Impuls zu rekonstruieren. Der Detektor besteht aus zwei Ringen, einem inneren und einem äußeren, die jeweils aus mehreren Szintillatorstreifen zusammengesetzt sind. Der innere Ring hat einen Abstand von 120 mm zur Stahlachse und ist aus zwölf Szintillatorstreifen aufgebaut. Der äußere Ring besteht aus 24 Segmenten und ist 775 mm von der Strahlachse entfernt. Der Winkel ϕ des Rückstoßprotons ist damit auf 15° bestimmbar. Die beiden Ringe sind in Strahlrichtung asymmetrisch um das Target ausgerichtet, um die Vorwärtsbewegung des Schwerpunkts mit zu berücksichtigen. Die Szintillatorsegmente decken einen Winkelbereich von 55° bis 90° ab. Der Impuls des Rückstoßprotons wird über die Flugzeit, die mithilfe der beiden Szintillaterringe gemessen wird, und über den Energieverlust in den Szintillatorstreifen bestimmt. Die Akzeptanz des Detektors liegt in einem Winkelbereich von 66° bis 80° und einem Rückstoßimpuls größer als 250 MeV/c. Somit liegt die untere Grenze für den Betrag des Impulsübertrags zum Quadrat $|t|$ auf das Rückstoßproton bei $0.06 (\text{GeV}/c)^2$ (siehe Abb. 3.3).

3.4 Spurdetektoren

Mithilfe der Spurdetektoren werden die Teilchentrajektorien vermessen und durch die Ablenkung in den Magneten ihre Impulse bestimmt. Die Teilchenrate hängt stark von der Position im Spektrometer ab. Daher werden die Spurdetektoren in drei verschiedene Gruppen mit jeweils unterschiedlichen Herausforderungen unterteilt. Des Weiteren sollten die Detektoren eine niedrige Materialbelegung haben, damit die Ortsauflösung nicht durch Vielfachstreuung verwischt wird.

Spurdetektoren für kleinste Winkel Sie decken einen Bereich bis zu 3 cm entfernt von der Strahlachse ab. Die hohe Rate an Strahlteilchen verlangt eine hohe Ratenstabilität und eine sehr gute Ortsauflösung. Zur Vermessung des Strahls in der Targetregion und der

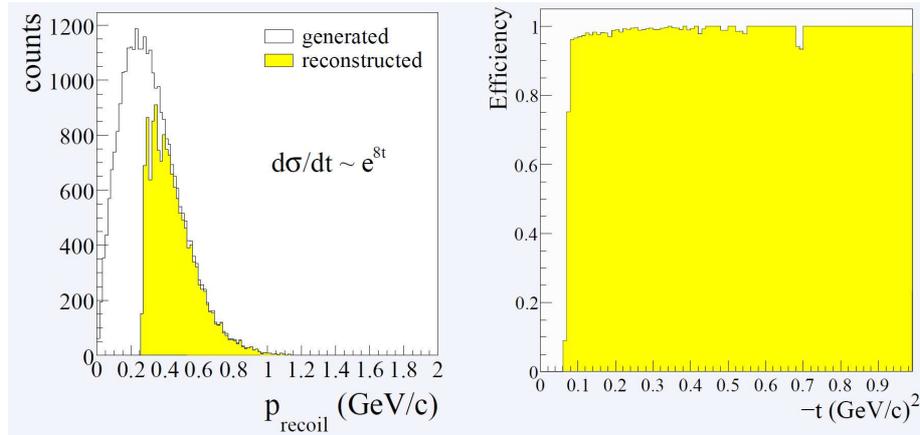


Abbildung 3.3: Links: Impulsverteilung des langsamen Rückstoßprotons. In Weiß die mit Monte-Carlo generierte Impulsverteilung und in Gelb die vom Detektor rekonstruierte Impulsverteilung. Rechts: Akzeptanz des Detektors in Abhängigkeit vom Vierer-Impulsübertrag zum Quadrat t [8].

Reaktionsprodukte aus dem Target werden Siliziumstreifendetektoren verwendet. Durch ihre hohe Ortsauflösung werden sie zur Rekonstruktion der Vertices genutzt.

In der Region weit vor dem Target, werden szintillierende Fasern eingesetzt. Die Fasern erreichen eine deutlich bessere Zeitauflösung. Szintillierende Fasern überstehen durch ihre feine Segmentierung auch höchste Raten und eignen sich daher auch für die Vermessung der Strahlage und des Strahlteilchenimpulses. Sie werden hierfür im Myonprogramm eingesetzt, nicht aber im Hadronprogramm.

Spurdetektoren für kleine Winkel Für die Region von 2,5 cm bis maximal 40 cm werden hauptsächlich Micromegas-Detektoren (**Micromesh Gaseous Structure**) eingesetzt. Es handelt sich dabei um Mikrostreifengasdetektoren. Der Detektor ist in einen Konversionsbereich und in einen Verstärkungsbereich unterteilt, die beide durch ein dünnes Mikrogitter getrennt sind. In dem mit Gas gefüllten Konversionsbereich findet die primäre Ionisation statt. Die dabei entstehenden Elektronen driften durch das Mikrogitter. Im Verstärkungsbereich wird durch den starken Feldgradienten eine Lawine ausgelöst. Darauf folgt die Auslese mit Mikrostreifen. Das Mikrogitter dient auch dazu, rückläufige Ionen davon abzuhalten, in den Konversionsbereich einzudringen. Die Ortsauflösung beträgt etwa $100 \mu\text{m}$.

Spurdetektoren für große Winkel Mit ihnen wird die gesamte Akzeptanz des Spektrometers abgedeckt. Die entsprechenden Detektoren sind großflächig und gering segmentiert. Hierfür werden Vieldrahtproportionalkammern, Driftkammern und Strohdriftröhrendetektoren, auch „STRAW“ genannt, verwendet. Die STRAWs bestehen aus dünnen Kapton-

röhrchen, die mit Gas gefüllt sind und in denen Anodendrähte verlaufen. Die erzeugten Elektronen driften zu den Anodendrähten und werden auf dem Weg dorthin gasverstärkt.

Vieldrahtproportionalkammern besitzen mehrere Anodendrähte, die in einem Gasvolumen gespannt sind, welches durch Kathodenwände begrenzt wird. Beim Durchgang des Teilchens werden durch Ionisation primäre Elektronen entlang der Spur erzeugt. Diese driften zur Anode und werden durch das elektrische Feld so stark beschleunigt, dass sie genau wie bei den STRAWs genügend Energie zur Lawinenbildung haben. Die primären und sekundären Elektronen werden über die Anodendrähte ausgelesen.

Driftkammern haben einen ähnlichen Aufbau wie die Vieldrahtproportionalkammern. Allerdings besitzen sie zusätzlich noch Potentialdrähte, wobei ihre Kathodenwände auf Masse gelegt werden. Durch das negative Potential an den Potentialdrähten ergibt sich eine andere Feldkonfiguration als bei den Vieldrahtproportionalkammern. Aufgrund des Messprinzips, das auf der Messung der Driftzeiten der Elektronen basiert, werden jedoch weniger Anodendrähte benötigt, ohne dass dabei die Ortsauflösung geringer wird.

3.5 RICH–Detektor

Der RICH–Detektor ist ein Tscherenkow-Ringbild-Zähler (**R**ing **I**maging **C**herenkow **C**ounter) und wird zur Identifizierung von Hadronen benutzt. Der Detektor macht sich den Tscherenkow–Effekt zu Nutze, um Kaonen, Pionen und Protonen voneinander zu unterscheiden.

Der Tscherenkow–Effekt tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit v durch ein Medium fliegt und die Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit $c_{\text{Medium}} = c/n$ in dem Medium mit dem Brechungsindex n ist. Das Teilchen polarisiert kurzzeitig die Nachbaratome, wodurch elektrische Dipole entstehen. Ist die Geschwindigkeit $v < c/n$, dann ist das Dipolfeld symmetrisch zur Flugrichtung und addiert sich zu Null. Ist aber $v > c/n$ wird das resultierende Dipolfeld unsymmetrisch, wodurch Tscherenkowstrahlung erzeugt wird. Die Tscherenkow–Photonen werden dabei unter einem Winkel

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (3.1)$$

abgestrahlt. Die emittierten Tscherenkow–Photonen werden über einen sphärischen Spiegel kreisförmig auf die Detektorebene reflektiert.

In Kombination mit den Impulsmessungen im Spektrometer lassen sich so Teilchen in einem Impulsbereich von $5 \text{ GeV}/c$ bis $50 \text{ GeV}/c$ unterscheiden. Als Füllgas dient C_4F_{10} , welches einen Brechungsindex von $n = 1,0015$ aufweist. Die Auslese geschieht über Mehrkanal–Photomultiplier und Proportionalkammern.

3.6 Elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter wird für die Energiebestimmung von Teilchen genutzt, die über die elektromagnetische Kraft mit Materie wechselwirken, wie Elektronen, Positronen und energiereiche Photonen. Im COMPASS Spektrometer werden zwei elektromagnetische Kalorimeter genutzt. Das erste Kalorimeter ECAL1 deckt dabei einen Bereich großer Winkel bis zu ca. 8° ab und das zweite Kalorimeter ECAL2 einen Bereich von Winkeln kleiner 2° . Ihr Funktionsprinzip basiert auf der Detektierung der Photonen, die beim Durchgang von geladenen und neutralen Teilchen durch Materie entstehen, weshalb diese Mechanismen im folgenden ersten Abschnitt kurz beschrieben werden. Im zweiten Abschnitt folgt der Aufbau der Kalorimeter.

Energieverlust von Photonen und Elektronen in Materie

Geladene Teilchen verlieren ihre Energie hauptsächlich über Anregung oder Ionisation von Atomen. Der Energieverlust von geladenen Teilchen lässt sich näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel angeben.

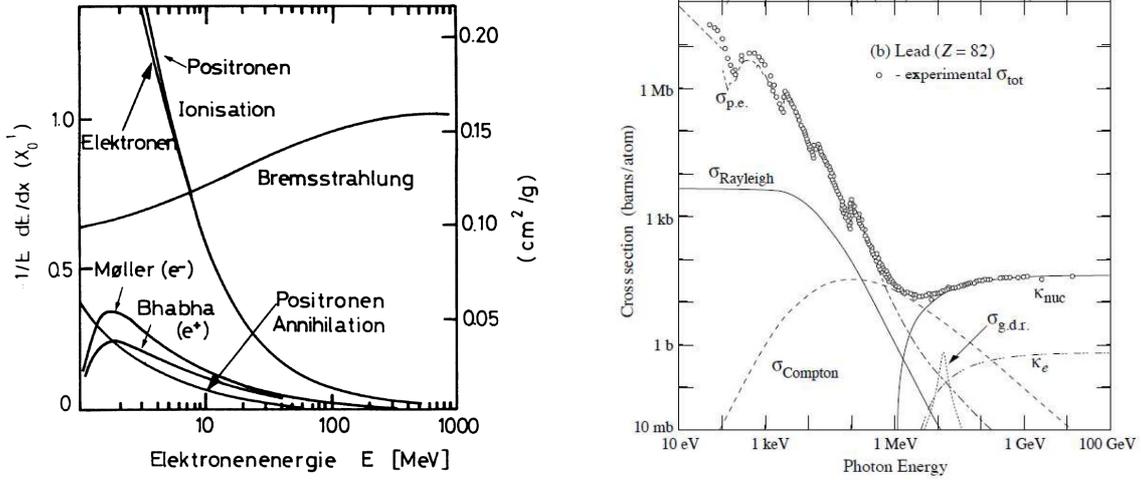
$$-\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A\beta^2} \cdot \left\{ \ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} \right] - \beta^2 \right\} \quad \left[\text{MeV}/\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.2)$$

Dabei ist N_0 die Avogadro-Zahl, Z die Ordnungszahl und A die molare Masse des Materials, ze und $v = \beta c$ die Ladung und Geschwindigkeit des bewegten Teilchens, m_e die Elektronenmasse, $r_e = 2.8 \text{ fm}$ der klassische Elektronenradius und I das effektive Ionisationspotential des Materials. Hier wurde, wie häufig üblich, der Energieverlust pro Massenbelegung $X = x\rho$ angegeben, wobei ρ die Dichte des Materials und x der zurückgelegte Weg ist [20].

$$\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad \left[\text{MeV}/\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.3)$$

Für Elektronen und Positronen ist neben dem Energieverlust durch Ionisation, der durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben ist, noch der Energieverlust durch Bremsstrahlung dominant. Bremsstrahlung entsteht, wenn die Elektronen aufgrund des elektrischen Felds des Kerns abgebremst werden und dabei ihre kinetische Energie in Form von Photonen abstrahlen. Während sich der Verlust der Energie durch Ionisation mit der Elektronenenergie vermindert, ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung proportional zur Energie der Elektronen und beträgt

$$-\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems}} = \frac{E}{X_0}. \quad (3.4)$$



(a) Energieverlust von Elektronen in Abhängigkeit von der Energie [27].

(b) Wirkungsquerschnitt der Absorption von Photonen in Blei als Funktion der Photonenergie; $\sigma_{\text{p.e.}}$ = Photoeffekt, σ_{Compton} = Comptoneffekt, κ_{nuc} = Paarbildung, aus [5]

Abbildung 3.4: Darstellung des Energieverlusts von Elektronen und Photonen in Blei

Dabei bezeichnet X_0 die Strahlungslänge, die sich näherungsweise wie folgt ergibt

$$X_0 = \frac{716,4 \cdot A}{Z(Z+1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} \quad [\text{g}/\text{cm}^2]. \quad (3.5)$$

Die Strahlungslänge eines Materials wird charakterisiert durch die Schichtdicke, in der die mittlere Energie eines Elektronenstrahls durch Bremsstrahlung um den Faktor e reduziert und in Form von Photonen abgegeben wird. Die Energie, an dem das Verhältnis zwischen dem Energieverlust durch Bremsstrahlung und durch Ionisation gleich ist, bezeichnet man als kritische Energie E_c . Für Materialien mit einer Ordnungszahl $Z > 13$ besitzt die kritische Energie näherungsweise einen Wert von

$$E_c \sim 580 \text{ MeV}/Z. \quad (3.6)$$

Aus Abbildung 3.4(a) ist ersichtlich, dass für Energien kleiner als E_c (≈ 10 MeV in Abb. 3.4(a)) der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation dominiert und für größere Energien die Bremsstrahlung immer mehr an Bedeutung gewinnt.

Photonen dagegen wechselwirken durch Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarbildung mit der Materie. Dabei dominiert bei kleinen Photonenergien der Photoeffekt, während bei mittleren Energien zwischen 100 keV und 16 MeV für Blei der Comptoneffekt dominant ist. Bei größeren Energien fängt der Effekt der Paarbildung an zu überwiegen. Der Einfluss der verschiedenen Effekte ist in Abbildung 3.4(b) zu erkennen, in der die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Photon-Absorption σ von der Photonenergie in Blei gezeigt wird.

Der Massenabsorptionskoeffizient μ , der den Abfall der Intensität eines Photonenstrahls durch eine Materieschicht der Länge x und der Dichte ρ bestimmt,

$$I(x) = I_0 e^{-(\mu/\rho)x} \quad (3.7)$$

hängt mit dem Wirkungsquerschnitt σ über die Beziehung $\mu = \sigma N_0/A$ zusammen, wobei mit A die Molmasse und mit N_0 die Avogadro-Zahl bezeichnet wird. Bei hohen Photonenergien E_γ fällt der Anteil des Photoeffekts mit E_γ^{-3} und der des Comptoneffekts mit E_γ^{-1} ab. Paarbildung beginnt bei einer Schwellenenergie von $E_\gamma = 2m_e = 1,02 \text{ MeV}$ und steigt stetig mit E_γ an. Der Massenabsorptionskoeffizient für Paarbildung μ_p ausgedrückt über die Strahlungslänge X_0 lautet

$$\mu_p = \frac{7}{9} \frac{1}{X_0}. \quad (3.8)$$

Die Strahlungslänge X_0 bestimmt die Schichtdicke, in der mit einer Wahrscheinlichkeit $P = 1 - \exp(-7/9) \simeq 54\%$ Paarbildung stattgefunden hat.

Wenn ein hochenergetisches Photon auf Materie trifft, führt das zu Elektron-Positron-Paarbildung. Das Elektron bzw. Positron wiederum erzeugt über Bremsstrahlung weitere Photonen. Diese Photonen können wieder ein e^+e^- -Paar bilden, was zu einer Kaskade führt. Dieser sogenannte Schauer bricht erst ab, wenn die Energie der Elektronen und Positronen die kritische Energie E_c erreicht. Die Entwicklung eines Schauers wird also durch die für Paarbildung und Bremsstrahlung charakteristische Strahlungslänge X_0 und durch die kritische Energie E_c definiert.

In einer vereinfachten Betrachtung des Schauers lässt sich sagen, dass ein Photon mit der Anfangsenergie E_0 nach einer Länge von X_0 mit 54-prozentiger Wahrscheinlichkeit ein e^+e^- -Paar, mit der mittleren Energie der beiden Teilchen von $E_0/2$, bildet. Diese verlieren in einer Schicht der Dicke X_0 Bremsquanten im Mittel mit der Energie von $E_0(1 - 1/e)/2$. Nach einer Schichtdicke von nX_0 bilden ungefähr 2^n Teilchen mit einer mittleren Energie von $E_0/2^n$ den Schauer. Erst wenn der Energieverlust durch Ionisation gleich demjenigen durch Bremsstrahlung ist, d.h. wenn $E_0/2^n \leq E_c$ ist, bricht die Kaskade nach $n_{\max} = \ln(E_0/E_c)/\ln 2$ Generationen ab. Die totale Spurlänge T aller Einzelspuren der geladenen Teilchen im Schauer wird ungefähr durch

$$T = \frac{3}{2} X_0 \sum_{\nu=1}^{n_{\max}} 2^\nu + t_0 \frac{2}{3} N_p = \left(\frac{4}{3} X_0 + \frac{2}{3} t_0 \right) \frac{E_0}{E_c} \quad (3.9)$$

gegeben [20], wobei $N_p = 2^{n_{\max}} = E_0/E_c$ die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum und t_0 die Reichweite der Elektronen mit kritischer Energie ist. Die Anzahl der durch den Tscherenkow-Effekt produzierten Photonen im Wellenlängenbereich von λ_1 bis λ_2 auf der Strecke dx ist näherungsweise

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} d\lambda, \quad (3.10)$$

wobei θ_c der Emissionswinkel ist [20]. Im sichtbaren Wellenlängenbereich für $\lambda_1 = 400$ nm bis $\lambda_2 = 700$ nm ist die Anzahl nachweisbarer Photonen pro Strecke näherungsweise

$$\frac{dN}{dx} = 490 \sin^2 \theta_c \quad [1/\text{cm}]. \quad (3.11)$$

Sowohl die Spurlänge T der geladenen Teilchen als auch die gesamte Anzahl der erzeugten Tscherenkow-Photonen sind annähernd von der Eintrittsenergie linear abhängig.

Die in dem Material deponierte Energie pro Strecke in Abhängigkeit von der Strahlungslänge kann folgendermaßen ausgedrückt werden

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-\beta t}, \quad (3.12)$$

wobei $t = X/X_0$ die durchdrungene Strecke in Einheiten der Strahlungslänge ist, und α und β materialabhängige Konstanten sind [20]. Die transversale Verteilung der Teilchen in einem Schauer wird durch die Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen bestimmt. Sie wird in Molière-Einheiten R_M angegeben

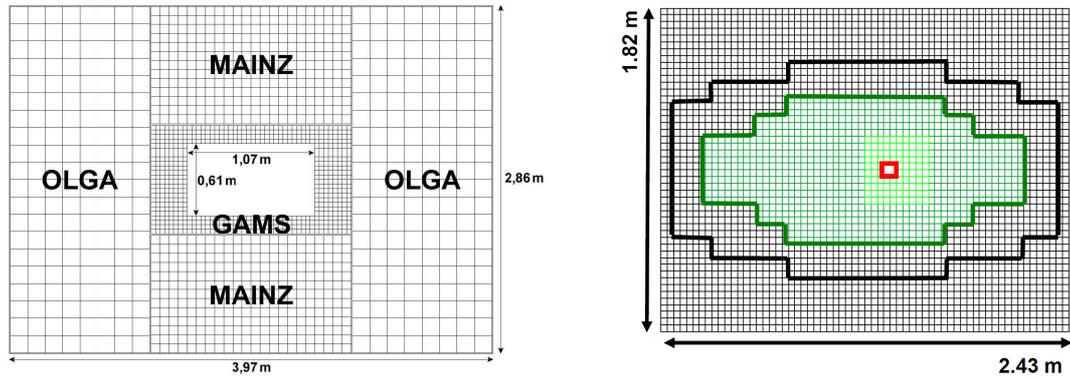
$$R_M = 21 \text{MeV} \cdot \frac{X_0}{E_c}, \quad (3.13)$$

da die radiale Ausdehnung in Einheiten von R_M vom Material unabhängig ist. In einem Zylinder des Radius $3R_M$ befindet sich 99% der Schauerenergie. Für die Parametrisierung von elektromagnetischen Schauern siehe auch [18].

Aufbau der elektromagnetischen Kalorimeter

Im COMPASS-Spektrometer befinden sich zwei elektromagnetische Kalorimeter: ECAL1 und ECAL2. ECAL1 hat einen Abstand von 11,1 m zur Mitte des Targets und eine Größe von $3,97 \times 3,86 \text{ m}^2$. Damit deckt es einen Bereich von bis zu 8° ab. In der Mitte befindet sich ein Loch von der Größe $1,07 \times 0,61 \text{ m}^2$, um den Winkelbereich frei zu lassen, der vom ECAL2 abgedeckt wird. Insgesamt besteht ECAL1 aus 1500 Modulen, von denen jedes mit einem Photomultiplier verbunden ist. Das Kalorimeter besteht aus drei Sorten von Bleiglas-Modulen. Innen um das Loch herum befinden sich die GAMS Module; über und unter den GAMS Modulen sind die MAINZ Module platziert und die OLGA Module sind am linken und am rechten Rand des Kalorimeters angebracht (siehe Abb. 3.5(a)).

Das zweite elektromagnetische Kalorimeter ECAL2 befindet sich 33,2 m hinter dem Target und deckt mit seiner Größe von $2,44 \times 1,83 \text{ m}^2$ einen Winkelbereich kleiner als ca. 2° ab. Es besitzt ebenfalls ein $0,08 \times 0,08 \text{ m}^2$ großes Loch für den Hadron-Strahl. Das Loch ist nicht zentriert, da der Hadron-Strahl ebenfalls von den Ablenkmagneten zur Impulsmessung beeinflusst wird. ECAL2 besteht aus jeweils 2168 GAMS Modulen und 900 SHASHLIK Modulen, die sich in der Mitte befinden (siehe Abb. 3.5(b)) [26].



(a) ECAL1 zusammengesetzt aus den GAMS-, MAINZ- und OLGA-Modulen.

(b) ECAL2 aufgebaut aus GAMS- und den grün unterlegten SHASHLIK-Modulen. GAMS-Module innerhalb der schwarzen Linie bestehen aus Strahlungshartem Bleiglas.

Abbildung 3.5: Aufbau der elektromagnetischen Kalorimeter (a) ECAL1 und (b) ECAL2

In den Bleiglas-Modulen wird durch den Tscherenkow-Effekt emittiertes Licht mithilfe von Photomultipliern detektiert. Die Photomultiplier können die direkt einfallenden Photonen nicht registrieren, da sie nur Licht im sichtbaren Bereich erfassen. Vielmehr wird durch die einfallenden Photonen ein Schauer induziert, in dem die durch Paarbildung erzeugten Elektronen und Positronen Tscherenkow-Licht emittieren. Aufgrund von Verlusteffekten, da einige Photonen aus dem Detektor verloren gehen und nicht registriert werden, ist der Zusammenhang zwischen der Anzahl der registrierten Photonen und der Eintrittsenergie nicht mehr linear.

Die Bleiglas-Module bestehen aus einer Verbindung von Bleioxid (PbO) und Siliziumdioxid (SiO_2). Sie unterscheiden sich geringfügig im Verhältnis der beiden Verbindungen. Alle Bleigläser sind darüber hinaus mit einer aluminieren Mylarfolie umhüllt. Die Innenseite der Folie ist mit einem speziellen Lack beschichtet, damit Aluminiumatome nicht ins Bleiglas diffundieren und die Reflexionseigenschaften am Rand der Gläser nicht verändert werden. Siehe auch unter [9, 21].

Die GAMS Module haben eine Länge von 45 cm und besitzen eine Frontfläche von $3,82 \times 3,82 \text{ cm}^2$. Von den verschiedenen Modulen besitzen sie die kleinste Frontfläche, womit eine bessere Ortsauflösung des Schauers einhergeht. Die Energieauflösung [9] der GAMS Module mit der Eintrittsenergie E ist

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,1}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 0,015. \quad (3.14)$$

MAINZ Module haben die kürzeste Strahlungslänge und sind daher mit ihrer Länge von

36 cm kürzer als die anderen zwei Modulsorten. Ihre Energieauflösung [2] ergibt sich durch

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,07}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 0,02. \quad (3.15)$$

Die größten Module im Kalorimeter sind die OLGA Module mit einer Frontfläche von $14 \times 14 \text{ cm}^2$ und 47 cm Länge. Ihre Energieauflösung [10] ist gegeben durch

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,15}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 0,08. \quad (3.16)$$

Um Kosten zu sparen wurden sie für ECAL1 anstatt der kleineren Module verwendet, auch wenn das eine geringere Ortsauflösung des Schauers bedeutet. Die verschiedenen Charakteristika der Module sind in Tabelle 3.1 nochmals aufgeführt.

	GAMS	MAINZ	OLGA
Bleiglastyp	TF1	SF57	SF5
PbO-Gehalt	50%	57%	55%
Dichte [g/cm ³]	3,86	5,51	4,08
X_0 [cm]	2,74	1,55	2,54
Molière-Radius [cm]	4,7	2,61	4,3
Brechungsindex	1,65	1,89	1,67
Querschnitt [cm ²]	3,82 x 3,82	7,5 x 7,5	14 x 14
Länge [cm]	45	36	47
Länge [X_0]	16,42	23,3	18,5
Energieauflösung	$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,1}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 0,015$	$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,07}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 0,02$	$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,15}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 0,08$

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verschiedenen Bleiglas-Module

SCHASHLIK Module, die sich im inneren Bereich von ECAL2 befinden, sind keine Bleiglas-Module. Sie sind 40 cm lang und bauen sich aus ca. 150 alternierenden Blei- und Szintillatorschichten auf. In ihnen werden durch die einfallenden Photonen ebenfalls Schauer erzeugt. Diese werden aber nicht durch das Tscherenkow-Licht nachgewiesen, sondern durch die in den Bleischichten von den Elektronen und Positronen erzeugten Bremsquanten, die wiederum Szintillationslicht erzeugen. Die Bleischichten haben eine Dicke von 0,8 mm und die Szintillatorschichten eine Dicke von 1,5 mm. Das gesamte SCHASHLIK-Modul ist dabei der Länge nach mit Wellenlängen schiebenden Fasern durchzogen. Zur einen Seite hin münden die Fasern im Photomultiplier und auf der anderen Seite der Fasern ist eine Reflexionsschicht aus Aluminium angebracht. Die Fasern leiten dabei das Szintillationslicht aus den Szintillatorschichten zum Photomultiplier.

3.7 Sandwich-Veto-Detektor

Der Sandwich-Veto-Detektor wird im Hadron-Programm (2008-2009) des COMPASS-Experiments eingesetzt. Er ist in das Trigger-System des Spektrometers integriert und dient dort als Veto für Ereignisse, die außerhalb der Akzeptanz des Spektrometers liegen. Der Detektor ist ein elektromagnetisches Kalorimeter, das sowohl geladene, als auch neutrale Teilchen nachweisen kann. Er besteht aus mehreren sich abwechselnden Schichten von Blei und Szintillator-Material. Er hat insgesamt eine Größe von $2 \times 2 \text{ m}^2$ und eine Dicke von

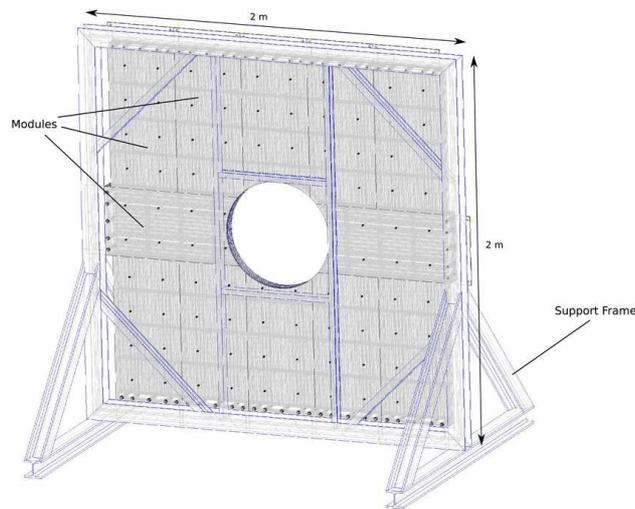


Abbildung 3.6: Technische Zeichnung des Sandwich-Veto-Detektors

8,95 cm (siehe Abb. 3.6). In der Mitte befindet sich ein Loch in der Form eines regelmäßigen Zwölfecks mit einem Innenradius von 27,74 cm.

Der Detektor ist aus zwölf Modulen zusammengesetzt, mit jeweils einer Fläche von $40,01 \times 80,08 \text{ cm}^2$ und einer Dicke von 8,95 cm. Jedes Modul besitzt an der zum Strahl abgewandten Seite eine 8 mm dicke Stahlplatte, die als Grundlage zur Befestigung des Moduls am Rahmen dient. Darauf folgt die erste 5 mm dicke Szintillator-Schicht. Diese ist in Tyvek eingehüllt, einem papierähnlichen Material, das 98 % - 99 % des auf ihm einfallenden Lichts reflektiert. Dabei wird das Licht unter einem zufälligen Winkel reflektiert und nicht nur unter dem Einfallswinkel. Danach kommt eine 5 mm dicke Bleiplatte, die von beiden Seiten von einer 1 mm dicken Stahlplatte umgeben ist, um für eine größere Stabilität der Bleiplatte zu sorgen. Für die nächste Szintillator- und Bleischicht wiederholt sich das Schema. Daraufhin folgen abwechselnd drei 10 mm dicke Szintillatorschichten, die ebenfalls mit Tyvek umwickelt sind und 5 mm starke Bleischichten mit zwei Stahlplatten davor und dahinter. Somit sind insgesamt zwei 5 mm und drei 10 mm Szintillatorschichten verbaut worden. In Abbildung 3.7 ist im Querschnitt der Aufbau eines Moduls gezeigt. In den dünnen Szin-

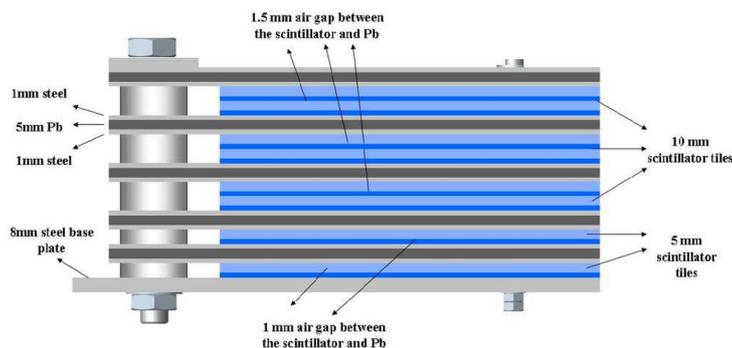


Abbildung 3.7: Querschnitt durch ein Modul im Sandwich-Veto-Detektor mit den alternierenden Schichten von Szintillator (blau) und Blei (dunkelgrau)

tillatorschichten befinden sich parallel 16 Lichtleiter mit 1 mm Durchmesser und in den dickeren 48 Lichtleiter (3×16 parallel übereinander). Jedes Modul hat dabei seinen eigenen Photomultiplier, mit dem die Fasern des Moduls verbunden werden (siehe Abb. 3.8).



Abbildung 3.8: Lichtleiter aus den Modulen, die zu den Halterungen für die Photomultiplier führen

Das Szintillator-Material besteht aus einem primären Fluoreszenzstoff, der UV-Licht emittiert und einem sekundären Material, was beigemischt wird, um das UV-Licht in sichtbares Licht umzuwandeln („Wellenlängen-Schieber“). In diesem Fall handelt es sich um „POPOP“, dessen Emissionsmaximum bei 410 nm liegt. Die Umwandlung des Lichts ist wichtig, da das UV-Licht im Szintillator nur eine sehr kurze Absorptionslänge hat (einige

mm) und damit eine Extraktion des Lichtsignals nicht möglich wäre [20]. Die Lichtfasern haben selbst noch einmal wellenschiebende Eigenschaften vom blauen zum grünen Licht.

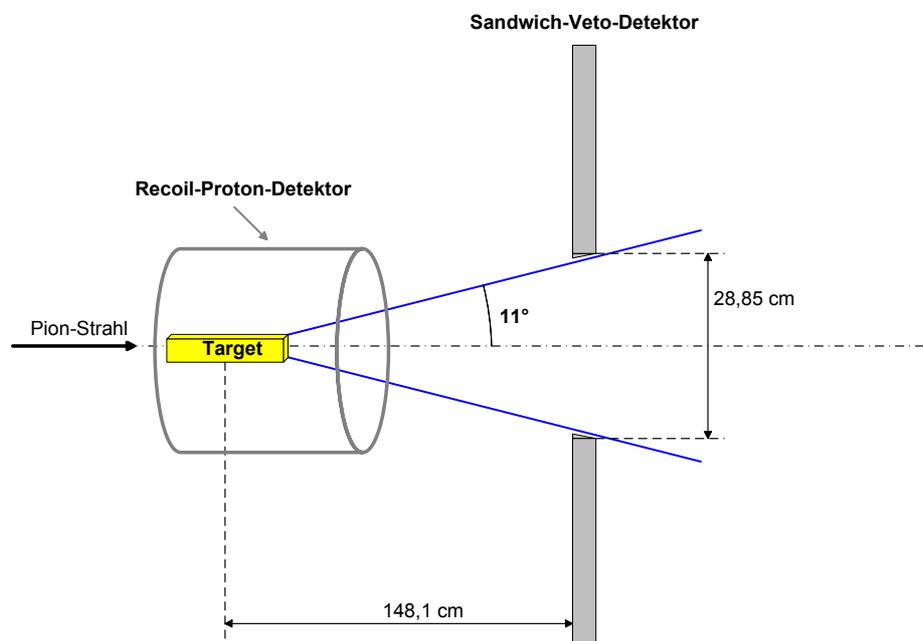


Abbildung 3.9: Schematische Ansicht der Positionierung des Sandwich-Detektors im Spektrometer

Der Detektor ist $148,1 \text{ cm}$ von der Mitte des Targets entfernt positioniert. Das Loch in der Mitte des Detektors hat keinen konstanten Innenradius, sondern jede weitere Szintillatorschicht in Strahlrichtung besitzt einen größeren Radius, wobei der kleinste $27,74 \text{ cm}$ und der größte $28,85 \text{ cm}$ ist. Vom Target aus gesehen entspricht das einem Öffnungswinkel von 11° (siehe Abb. 3.9). Dies entspricht dem maximalen Winkel, unter dem das Spektrometer noch Teilchen nachweisen kann.

3.8 Trigger

Die Aufgabe von Triggern liegt darin, eine Vorauswahl der Ereignisse zu treffen, an denen man grundsätzlich interessiert ist. Ein Trigger ist im Prinzip eine logische Verknüpfung von verschiedenen Detektoren, die ein Signal über einer definierten Schwelle und in einem bestimmten Zeitraum gegeben haben. Es gibt für verschiedene Aufgabenbereiche Trigger wie den Veto-Trigger, um Ereignisse mit Spuren außerhalb der Akzeptanz des Spektrometers auszusondern, oder den DT0-Trigger, um gezielt nach diffraktiv produzierten Ereignissen zu selektieren. Es werden natürlich auch zu einem gewissen Grad Ereignisse mit unerwünschten Reaktionsprozessen zugelassen. Dennoch helfen die Trigger das Verhältnis zwischen interessanten und uninteressanten Ereignissen zu verbessern, wodurch letztlich

Speicherplatz und Rechenzeit eingespart wird. Eine zweite wichtige Aufgabe von Triggern ist die zeitliche Koordinierung der Detektorauslese entsprechend der erwarteten Flugzeit der Teilchen.

4 Studien am Sandwich-Veto-Detektor

4.1 Effizienzstudie mit Myonen

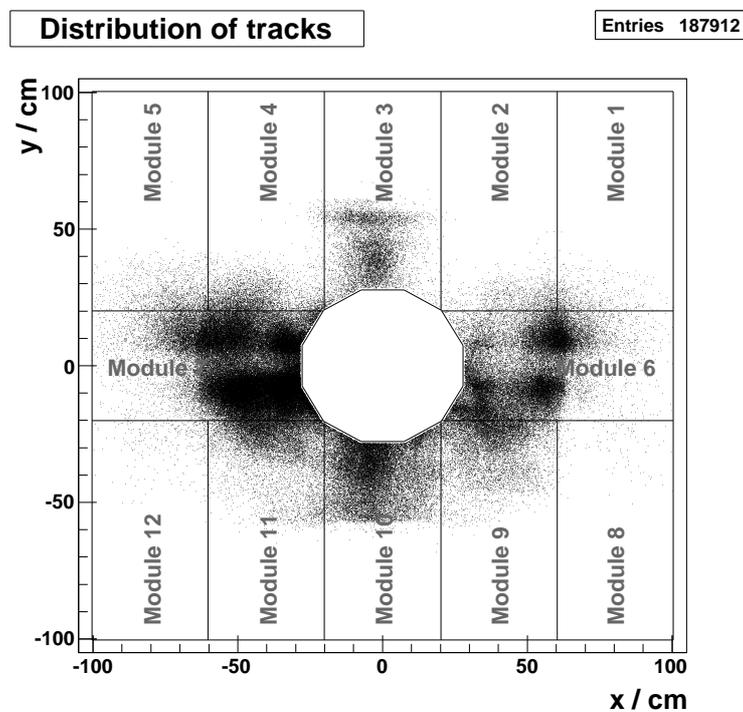


Abbildung 4.1: Verteilung der rekonstruierten Myonspuren im Sandwich-Veto-Detektor als Funktion der Koordinaten x, y senkrecht zum Strahl. Linien kennzeichnen die zwölf Module, aus denen der Detektor zusammengesetzt ist.

Um die Effizienz des Detektors zu bestimmen, wurde er mit einem Myon-Strahl beschossen. Dieser Strahl wird normalerweise für das Alignment genutzt. Dafür wurde der Strahl soweit es geht aufgeweitet, um eine größtmögliche Fläche abzudecken. Die Verteilung der Myonen im Detektor, für die im Spektrometer eine Spur rekonstruiert wurde, sind in Abbildung 4.1 zu sehen. Als registrierte Treffer werden alle Ereignisse gewertet, bei denen der Sandwich-Detektor im entsprechenden Modul ein TDC-Signal(**T**ime-**t**o-**D**igital **C**onverter)

gab. Kommt von einem der Photomultiplier des Detektors ein Spannungssignal, das über einem bestimmten Schwellenwert liegt, so wird es durch den TDC weiterverarbeitet. Dieser Schwellenwert liegt bei 30 mV, was dem Sechsfachen der Signalhöhe eines einzelnen Photoelektrons entspricht. Der TDC gibt den Zeitpunkt des Eintreffens des Signals entsprechend einer Referenzzeit wieder. Das TDC-Signal enthält also eine Zeitinformation über das Detektor-Signal [22]. Zur Bestimmung der Effizienz wird die Zahl der registrierten Treffer mit der Anzahl der Myon-Spuren im Detektor verglichen. Näheres dazu in den folgenden Abschnitten.

4.1.1 Datenselektion

Um möglichst saubere Ereignisse zu bekommen, werden die in der folgenden Liste aufgeführten Voraussetzungen verlangt.

1. *Es wurde pro Event nur eine Spur im Spektrometer registriert.*

Dadurch sollen Schwierigkeiten in der Zuordnung von den Myon-Spuren und deren ausgelösten Signalen im Sandwich-Detektor verhindert werden, da der Detektor nur angeben kann, welches Modul getroffen wurde.

2. *Der Halo-Trigger wurde gesetzt.*

Der Halo-Trigger erfasst nur Teilchen, die sich im weiten Abstand und parallel zur Strahlrichtung entlang bewegen. Damit wird der Detektor senkrecht von den Teilchen durchquert und ein Überspringen von einem Modul zum benachbarten Modul vermieden. Außerdem handelt es sich mit aller Wahrscheinlichkeit bei so einem Teilchen tatsächlich um ein Myon.

Bei der Datenselektion wurde Wert auf eine gute Definition der Myon-Spuren gelegt. Zum einen, damit deren X,Y-Koordinaten gut bestimmt sind, zum anderen, damit Schmutzeffekte vermieden werden. Die nachfolgende Liste zeigt alle Bedingungen, die an die im Spektrometer erfasste Spur gestellt wurden.

1. *Die Anzahl der Messpunkte zur Bestimmung der Spur darf nicht kleiner als 23 sein.*

Damit sollen die Fehler der Spurparameter möglichst klein gehalten werden. Außerdem besteht bei einer kleinen Zahl an Messpunkten die Möglichkeit, dass es zwei oder mehr Spuren sind, die für eine gehalten werden.

2. *Die Entfernung des am nächsten zur Detektor-Ebene liegenden Messpunktes muss geringer als 500 cm sein.*

Bei größerer Entfernung der Messpunkte zur Detektor-Ebene wirken sich die Fehler der Spurparameter größer auf die Fehler der X,Y-Position in der Detektor-Ebene aus.

3. *Der Confidence Level der Spur ist größer als 0.02.*

Damit werden Spuren ausgesondert, die schlecht rekonstruiert wurden. Der Confidence Level gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass das aus der Rekonstruktion berechnete χ^2 kleiner ist als ein χ^2 aus der theoretischen Verteilung für eine bestimmte Anzahl an Freiheitsgraden. Weitere Erläuterungen dazu finden sich im Kapitel 5.3 über den kinematischen Fit.

4. *Der Impuls des Teilchens, das die Spur erzeugt hat, wurde gemessen und ist nicht kleiner als 100 GeV/c.*

Dieser speziell aufgeweitete Myon-Strahl hat einen Impuls von ca. 140 GeV/c. Bei Impulsen kleiner als 100 GeV/c wird von einem Messfehler der Spur ausgegangen.

Das Ergebnis der gesamten Selektion sieht man in Abbildung 4.1. Dort sind die Stellen eingezeichnet, an denen das Myon den Detektor durchdrungen hat.

Damit ein Myon als vom Detektor gesehen gewertet wird, muss das TDC-Signal in einem bestimmten Zeitintervall liegen, welches 20 ns groß ist. Das Zeitintervall liegt so, dass es mit der Zeit der Myon-Spur kohärent ist. Natürlich muss das TDC-Signal von dem Modul stammen, das von dem Myon durchquert wurde.

4.1.2 Analyse

Für die Auswertung der Daten wurde der ganze Detektor in Bereiche oder Bins der Größe von ca. 9.5 cm × 9.5 cm unterteilt. Ausgenommen davon sind die Ränder der Module und des Lochs (siehe Abb. 4.2). Der Bereich der Bins an den Modulrändern wurde so gewählt, dass er in zwei angrenzende Module jeweils 1 cm hineinreicht. Um das Loch gibt es erst einen 0,5 cm breiten Bereich, der für die Analyse ignoriert wird und danach einen Ring von 1 cm breiten Randbins. Die Größe des Lochs wird hier mit dem größeren Innenradius von 28,85 cm definiert. Der zusätzliche Bereich von 0,5 cm um das Loch wird nicht verwendet, da sich aufgrund der Stufung des Lochradius von vorne nach hinten starke Randeffekte ergeben haben.

Für jedes Bin wurde die Effizienz errechnet, indem die Anzahl der registrierten Treffer durch die Gesamtzahl aller Treffer geteilt wurde. Die Effizienzen der einzelnen Bins sind farbkodiert in Abbildung 4.2 zu sehen. Alle Bins, die weniger als 10 Treffer haben, wurden nicht gewertet und sind in Abbildung 4.2 nicht dargestellt.

Ziel war es, die Effizienz für den Sandwich-Detektor zu ermitteln, die der Detektor bei einer homogenen Bestrahlung haben würde. Diese wird als totale Effizienz bezeichnet. Dafür wurde über die Effizienzen jedes Bins eines Moduls oder des gesamten Detektors, gewichtet mit ihrer Fläche, gemittelt.

$$\text{total Effizienz} = \frac{\sum_i A_i \cdot \text{eff}_i}{\sum_i A_i} \quad (4.1)$$

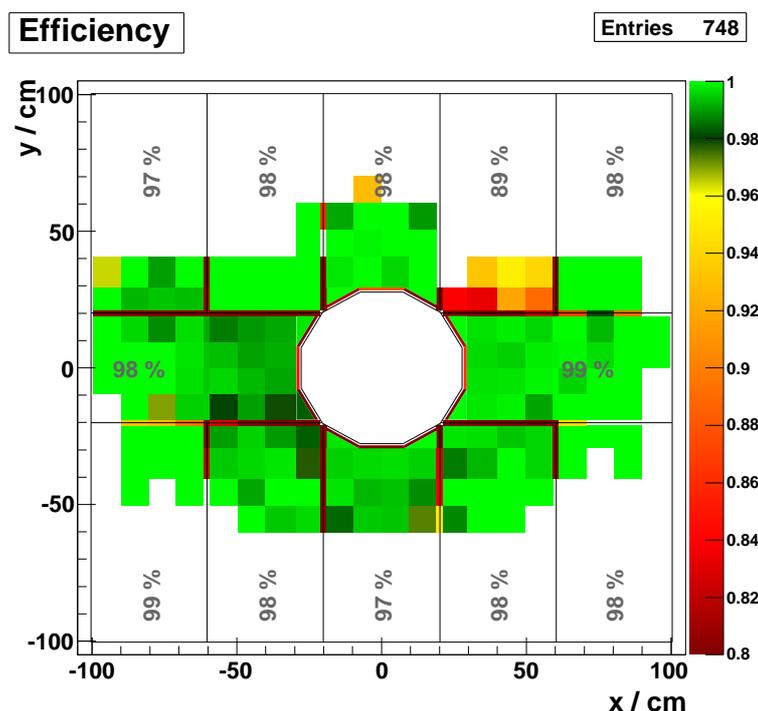


Abbildung 4.2: Effizienz-Verteilung des Sandwich-Detektors. Bins mit einer Effizienz kleiner oder gleich 0.8 werden mit derselben Farbe dargestellt. Die Prozentzahlen geben die totale Effizienz der einzelnen Module an. (Daten 2009)

Damit ergibt sich die totale Effizienz einmal separat für jedes Modul und einmal für den gesamten Detektor (siehe Tab. 4.1). Mit intrinsischer Effizienz ist die Effizienz gemeint, bei der Randeffekte ausgeschlossen wurden. Die intrinsische Effizienz wurde auf zwei verschiedene Arten berechnet. Die erste auf die gleiche Weise wie die totale Effizienz (intrinsic A), ohne dabei die Bins an den Modulgrenzen zu berücksichtigen. Die zweite, indem einfach die Zahl der registrierten Spuren, die im gesamten Bereich des Moduls liegen und mindestens 1 cm Abstand vom Rand haben, durch ihre Gesamtzahl geteilt wurde (intrinsic B).

Die Resultate sind abschließend in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Der schlechte Wert bei Modul 8 in den Daten aus 2008 resultiert aus einem defekten Spannungsteiler des Photomultipliers, der nach 2008 ausgetauscht wurde. In den Daten aus 2009 dagegen zeigt Modul 2 eine schlechte Effizienz, für die es noch keine Erklärung gibt.

4.1.3 Unkorrelierte Myonspuren

Bei der Untersuchung mit den Myon-Spuren, die den Halo-Trigger ausgelöst haben, ergaben sich darüber hinaus weitere Phänomene. So zeigte sich, dass es einige Ereignisse gab, in denen ein TDC-Signal in einem Detektor-Modul aufgezeichnet wurde und eine

Module	2009			2008
	total	intrinsic A	intrinsic B	intrinsic B
1	98.2 %	100.0 %	100.0 %	98.2 %
2	88.7 %	90.8 %	89.3 %	100.0 %
3	98.1 %	99.3 %	99.8 %	100.0 %
4	97.7 %	100.0 %	100.0 %	99.1 %
5	97.0 %	99.1 %	99.4 %	98.6 %
6	98.6 %	99.8 %	99.8 %	99.8 %
7	97.8 %	99.3 %	99.0 %	99.3 %
8	98.5 %	100.0 %	100.0 %	92.2 %
9	98.0 %	99.7 %	99.6 %	99.6 %
10	97.3 %	99.2 %	99.5 %	100.0 %
11	97.9 %	99.4 %	99.2 %	99.6 %
12	99.1 %	100.0 %	100.0 %	98.7 %
Detektor	97.6 %	99.2 %		

Tabelle 4.1: Effizienz des Sandwich-Veto-Detektors für 2009 und 2008 Daten.

totale Effizienz: Flächengewichtete gemittelte Effizienz über den ganzen Modulbereich

intrinsic A: Wie totale Effizienz ohne Randbins

intrinsic B: Effizienz über Modulbereich ohne 1 cm Rand

rekonstruierte Myon-Spur, die aber das Modul oder sogar den ganzen Detektor laut der Rekonstruktion nicht getroffen hat. Dieses Phänomen soll hier weiter dargestellt werden obwohl eine genaue Erklärung nicht gefunden wurde.

In Abbildung 4.1 sind die Eintreffpunkte für Myon-Spuren nach den bereits erwähnten Bedingungen gezeigt. Man sieht in Abbildung 4.3 die gesamte Ortsverteilung der Myon-Spuren. Es stellt sich zum einen die Frage, warum es in der Mitte so viele Spuren gibt, denn der Halo-Trigger sollte genau das vermeiden. Zum anderen wurden mit diesen Spuren im Loch des Detektors ebenfalls TDC-Signale aus den Detektor-Modulen in ein und demselben Ereignis erfasst.

Eine Aufschlüsselung der getroffenen Module und der im Ereignis signalgebenden Module ist in Abbildung 4.4 in Form einer Matrix wiedergegeben. Die Nummerierung bestimmt das Modul sowohl für die X- als auch für die Y-Achse entsprechend der Nummerierung in Abb. 4.1. Die Bedingungen für die Ereignisse sind die gleichen wie oben, außer dass zusätzlich noch genau ein TDC-Signal pro Ereignis aufgezeichnet wurde. Wird exemplarisch in einem Ereignis durch die rekonstruierte Myon-Spur das Modul 6 getroffen und ein TDC-Signal aus Modul 9 registriert, so wird ein Eintrag in der 6. Spalte und der 9. Zeile gesetzt. Hat die Rekonstruktion eine Myon-Spur ergeben, die durch das Detektor-Loch in

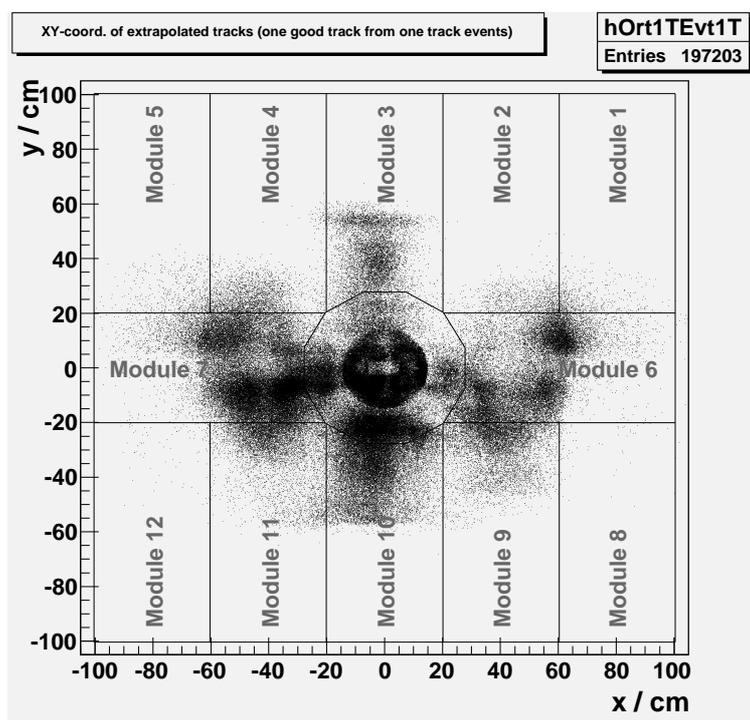


Abbildung 4.3: Verteilung der Myonen im Sandwich-Detektor

der Mitte ging, so wird das Ereignis in der Spalte 13 eingetragen und in der 0. Spalte, wenn die Spur den Detektor verfehlt hat. Idealerweise sollten alle Ereignisse auf der Diagonalen eingetragen sein und in der 13. und 0. Spalte keine Einträge vorhanden sein. Es zeigt sich, dass die Diagonale stark ausgeprägt ist, aber auch, dass andere Module durch die Spur als getroffen identifiziert wurden, als solche Module, die ein TDC-Signal ausgaben. Dabei sind in der Konstruktion angrenzende Module stärker betroffen. Das kann für ein eventuelles Überspringen der Signale sprechen. Auch für Ereignisse, in denen die Spur durch das Detektor-Loch führt (Spalte 13) sind TDC-Einträge vorhanden. Eine mögliche Erklärung ist eine zweite Spur, die den Halo-Trigger ausgelöst und ein Modul getroffen hat, ohne dass sie von den Spurendetektoren aufgezeichnet oder von der Software rekonstruiert wurden. Der Vergleich der TDC-Zeiten, die mit einer Spur korreliert sind, die das entsprechende Modul durchdrungen hat und der TDC-Zeiten aus den Ereignissen, in denen die Spur das Detektorloch durchquert hat, ist in Abbildung 4.5 gezeigt.

Eine andere wichtige Information, die man von den Photomultipliern der Detektor-Module bekommt, ist das SADC-Signal (**S**ignal **A**nalog to **D**igital **C**onverter). Dabei wird, wenn Photonen auf den Photomultiplier treffen, dessen erzeugte Ausgangsspannung integriert und zu einem digitalen Signal umgewandelt. Beispielhaft ist ein solches Signal in Abbildung 4.6 gezeigt. Die X-Achse ist proportional zum Zeitverlauf und die Y-Achse zu der Spannung des bereits integrierten Signals. Die Y-Werte entsprechen dabei den SADC-Kanälen, die jeweils einen Abstand von $2/1024\text{ V}$ (10 Bit) haben. Der Formverlauf der

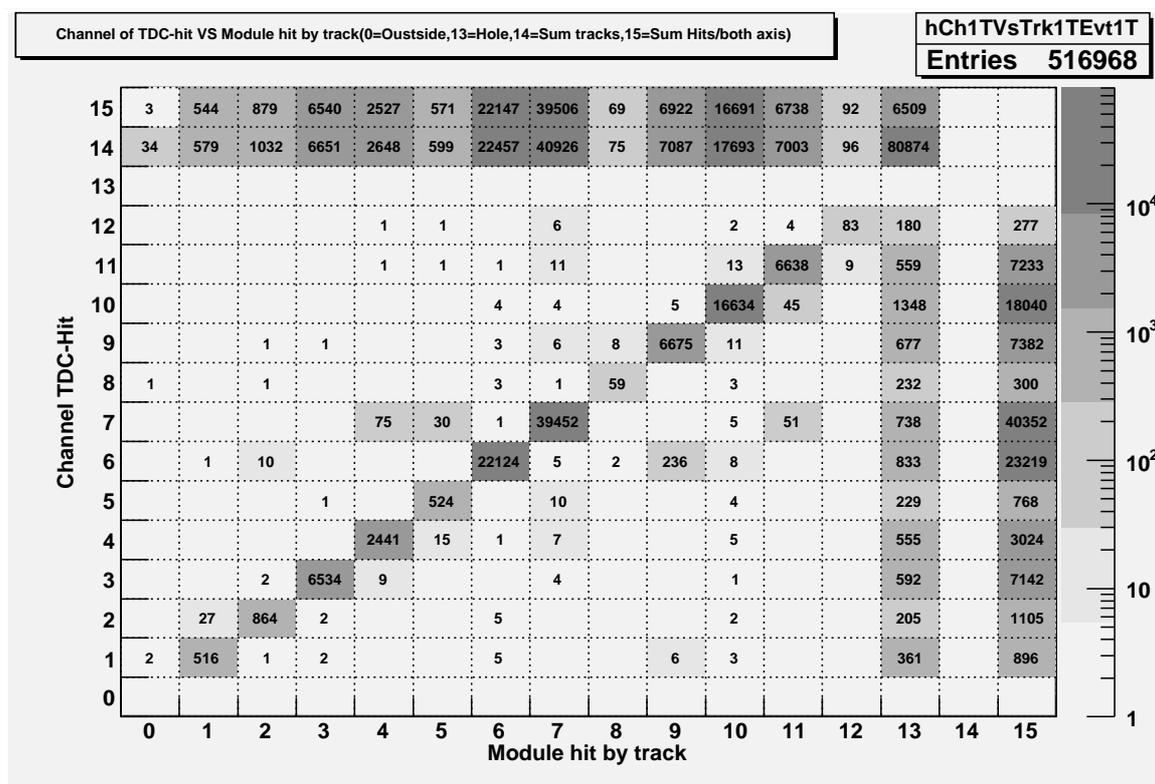


Abbildung 4.4: Modul mit TDC-Signal gegen Modul, welches von der Spur durchquert wurde. **Spalte 0 / 13:** Spur verlief außerhalb des Detektors / Spur ging mittig durch das Detektor-Loch; **Spalte 15:** Summe der TDC-Einträge in einer Zeile; **Zeile 14 / 15:** Gesamte Anzahl der Spuren, die das Modul getroffen haben / Summe der TDC-Einträge in einer Spalte.

SADC-Signale ist dabei immer gleich, nur die Höhe ändert sich. Die Größe des Integrals über das SADC-Signal ist dabei bis auf statistische Schwankungen proportional zur Anzahl der Photonen, die auf den Photomultiplier trafen, und damit proportional zur Energie, die im Modul deponiert wurde. Die Verteilung der „SADC-Integrale“ zeigt Abbildung 4.7. Blau sind die Ereignisse, in denen das Modul, von dem das SADC-Signal stammt, auch von einer Myon-Spur getroffen wurde. In rot sind Ereignisse gekennzeichnet, in denen die Myon-Spuren das Loch durchquerten. Man sieht, dass die unkorrelierten Ereignisse weniger Energie im Detektor deponieren. Eine mögliche Erklärung wäre die Anregung des Targets zur Delta-Resonanz ($\pi^- p \rightarrow \pi^- \Delta^+$) oder Delta-Elektronen. Beides konnte aber nicht verifiziert werden.

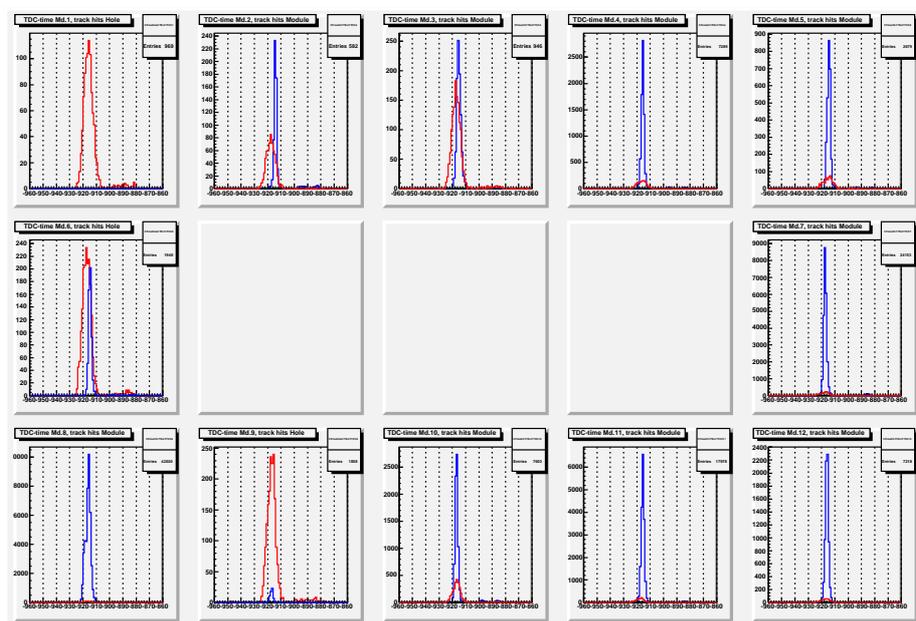


Abbildung 4.5: Aufgezeichnete TDC-Zeit für die einzelnen Module beginnend mit 1 (oben links) bis 12 (unten rechts).

Blau: Eine Spur traf das entsprechende Modul
 Rot: Die Spur verlief durch das Detektor-Loch

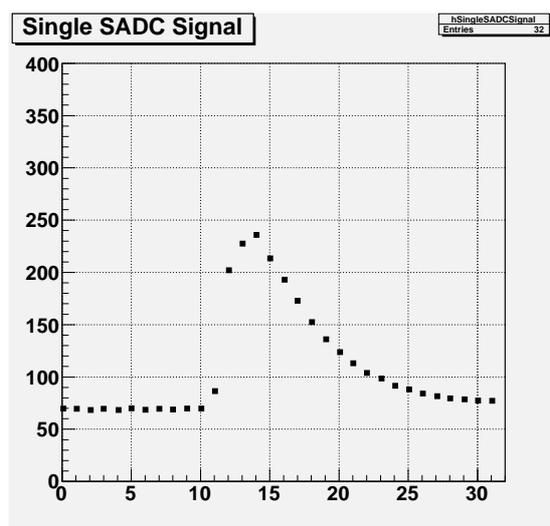


Abbildung 4.6: Beispielhaft ein einzelnes SADC-Signal

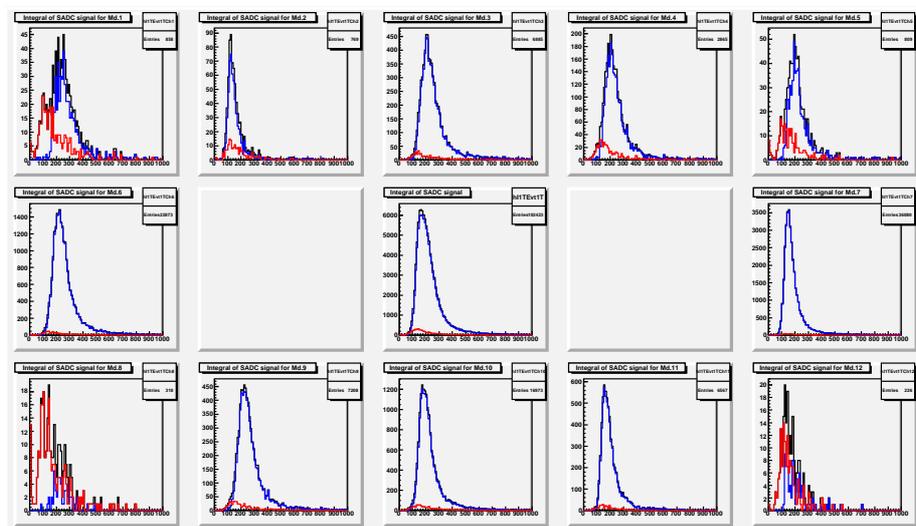


Abbildung 4.7: Verteilung der Größe des Integrals über das SADC-Signal beginnend mit 1 (oben links) bis 12 (unten rechts).

Blau: Eine Spur traf das entsprechende Modul
 Rot: Die Spur verlief durch das Detektor-Loch
 Schwarz: Summe der beiden Kurven

4.2 Messung der Lichtausbeute mit kosmischer Strahlung

Das Ziel dieser Messung war es herauszufinden, wie groß die Anzahl der Photonen ist, die durch ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP) in einem Modul des Sandwich-Veto-Detektors (SVD) entsteht. Hierfür wurden sowohl die MIP-Signale aufgezeichnet als auch die Signale der Einzelphotonen, um diese miteinander vergleichen zu können.

Zu diesem Zweck wurden Myonen aus der kosmischen Strahlung genutzt, da diese genug Energie haben, den Detektor zu durchqueren und somit ihr Energieverlust nur durch die im Detektor zurückgelegte Wegstrecke bestimmt wird. Die Verteilung der Energieverluste entspricht dabei einer Landau-Verteilung.

4.2.1 Versuchsaufbau und -durchführung

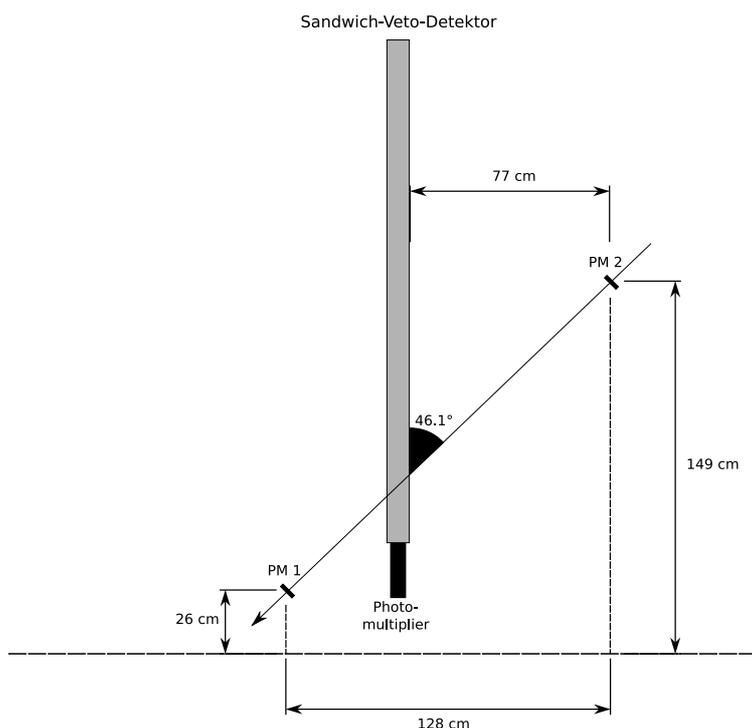


Abbildung 4.8: Seitenansicht des Versuchsaufbaus zur Messung von minimal ionisierenden Teilchen

Um die guten Signale vom Rauschen zu trennen, muss der Aufbau (siehe Abbildung 4.8) folgendes leisten: Erstens muss er eine Aussage treffen können, ob ein Teilchen durch den Detektor gegangen ist, und zweitens, zu welchem Zeitpunkt dies geschehen ist. Der Zeitpunkt wird als Trigger zur Auslese der Photomultiplier am SVD genutzt.

Die beiden äußeren Szintillatoren (PM 1 u. PM 2 in Abb. 4.8) werden genutzt, um auf Myonen, die den Detektor und die beiden Szintillatoren durchquert haben, zu triggern. Dazu wurden die beiden dazugehörigen Photomultiplier (PM 1 u. PM 2) jeweils mit einem Diskriminator verbunden. Überschreitet dabei das Signal des Photomultipliers einen bestimmten Schwellenwert, produziert der Diskriminator daraus ein logisches Signal. Dieses Signal wird weiter zu einer Koinzidenz-Einheit geleitet. Die Koinzidenz wurde als logi-

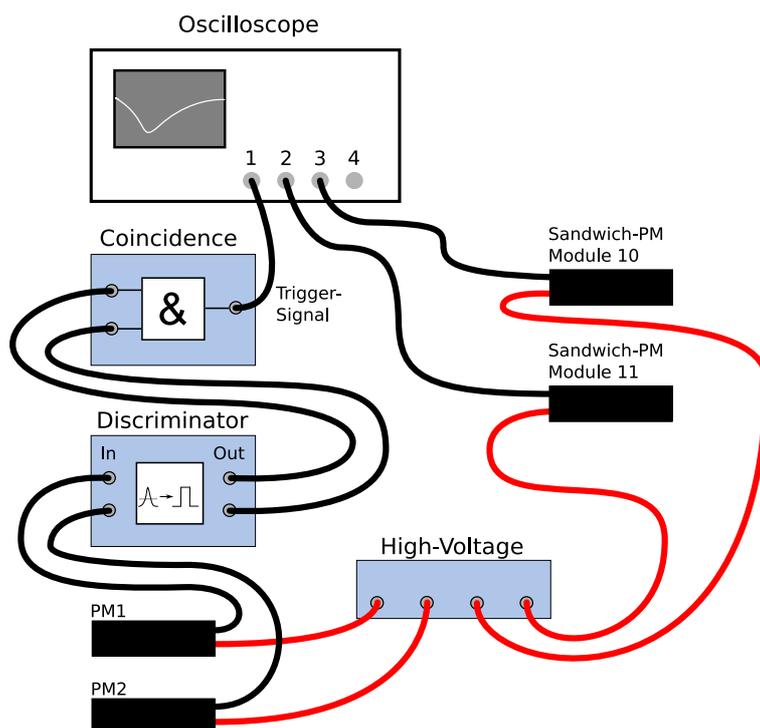


Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau der Versuchsanordnung

sches “Und“ geschaltet, so dass sie nur dann ein logisches Signal ausgibt, wenn die beiden Diskriminatoren und damit die Photomultiplier gleichzeitig ein Signal senden. Damit ergibt sich ein Signal, mit dem an einem Oszilloskop die Aufzeichnung der PM-Signale vom Sandwich-Detektor getriggert werden kann (siehe Abb. 4.9). Zur Reduzierung der Anzahl falscher Übereinstimmungen wurde die Breite des Signals aus den Diskriminatoren von 10 ns auf 5 ns verkleinert.

Für die richtige Zeitabstimmung wurden die Szintillatoren zunächst übereinander gelegt und die Diskriminatoren mit einem Oszilloskop verbunden. Die unterschiedliche Ankunftszeit der Signale wurde durch Veränderung der Kabellänge zwischen Diskriminator und Oszilloskop ausgeglichen. Danach wurden die Szintillatoren auf ihre richtige Position gesetzt und die Diskriminatoren mit der Koinzidenz-Einheit verbunden. Die durch den veränderten Abstand der Szintillatoren neu entstandene Zeitdifferenz wurde berechnet und durch zusätzliche Kabelstrecke zwischen Diskriminator und Koinzidenz wieder korrigiert.

Zuletzt wurden die Photomultiplier des Sandwich–Detektors an das Oszilloskop angeschlossen, und ihre für den Betrieb notwendige Hochspannung so angepasst, dass die Signalstärke der Einzelphotonen zwischen 3 und 5 mV lag (siehe Tabelle 4.2). Das Oszilloskop wurde

Photomultiplier	High Voltage
Sandwich Detector Module 12	1895 V
Sandwich Detector Module 11	2045 V
Sandwich Detector Module 10	2041 V
PM1 (Trigger)	1453 V
PM2 (Trigger)	1809 V

Tabelle 4.2: Setup der Photomultiplier

mit dem Signal aus der Koinzidenz getriggert, damit die MIP Signale aufgezeichnet werden konnten. Ein anderes Mal wurde nur auf die Signale vom PM des Detektors getriggert, um Einzelphoton-Signale zu erhalten.

Dadurch, dass es nicht möglich war, den Sandwich Detektor aus seiner vertikalen Position in die horizontale zu bringen, konnte keine senkrecht auf den Detektor einfallende Strahlung genutzt werden. Der Aufbau ist so konzipiert, dass die Myonen mit einem Winkel von ungefähr 45° auftreffen. Dies stellt einen Kompromiss von Rate und geringer Wegstrecke durch den Detektor dar. In Abb. 4.8 kann man sehen, dass die Myonen, von der Seite aus betrachtet, unter einen Winkel von 43.9° zur Senkrechten des Detektors einfallen. Allerdings darf hier nicht die Länge und die Breite der Trigger-Szintillatoren vergessen werden, die zu Koinzidenzen mit Myonen unter Winkeln von bis zu 46.7° führen können (siehe Tabelle 4.3). Im Mittel durchlaufen die Teilchen dabei das 1.42-fache der senkrechten Wegstrecke durch den Detektor.

	θ	$\frac{1}{\cos(\theta)}$
Minimum	43.8°	1.39
Maximum	46.7°	1.46

Tabelle 4.3: Winkelakzeptanz der Trigger senkrecht zur Detektorebene

4.2.2 Auswertung

Resultate der Messung für MIPs

Die Signale, die wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben, aufgezeichnet wurden, sind für ein Modul des Detektors in Abbildung 4.10 zu sehen.

Für die Auswertung der Messung wurde über alle Signale mit einer Signalhöhe zwischen 0.06 V und 0.13 V, die in Abb. 4.10 zu sehen sind, gemittelt. Die Signalhöhenverteilung

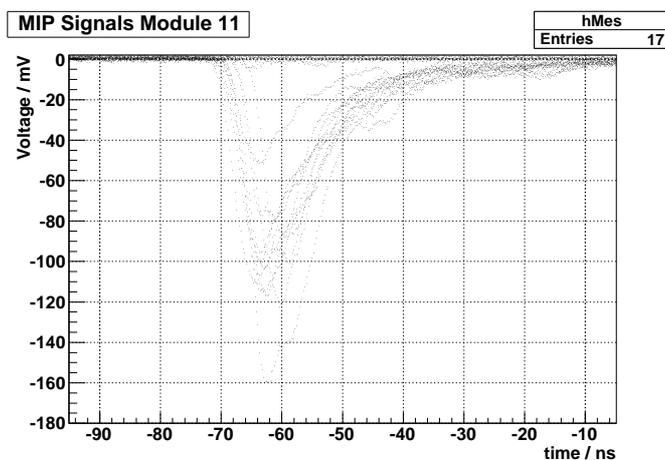


Abbildung 4.10: Darstellung der einzelnen MIP-Signale in Modul 11

zeigte ein Maximum zwischen 0.06 V und 0.13 V, während sich unterhalb von 0.06 V ein Anstieg von Rauschen zeigte. Die resultierende Kurve ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Dabei wurde in jedem Bin der Zeitachse der Mittelwert aus den y-Werten der Punkte als

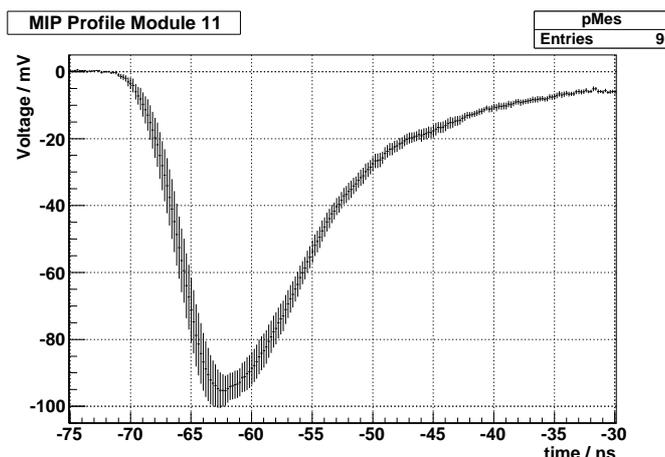


Abbildung 4.11: Der gemittelte Signalverlauf über die MIP Signale

neuer y-Wert des Kurvenpunktes genommen. Die Kurvenpunkte haben als vertikale Linie die quadratische Abweichung der Messpunkte in y-Richtung und als horizontale Linie die Binbreite.

Alle in den Tabellen präsentierten Resultate beziehen sich auf den durchschnittlichen Signalverlauf (siehe Abb. 4.11). In Tabelle 4.4 sind wichtige Kenngrößen für die Kurve der MIPs angegeben. In Tabelle 4.5 sind die Resultate für den Fit an die ansteigende Flanke der Kurve mit einer einfachen Gerade gezeigt. Dabei bezieht sich Δt auf die benötigte Zeit, um von 20% auf 80% der Signalthöhe zu klettern.

Signalhöhe (minus offset)	=	95.74 mV
Halbwertsbreite	=	12.09 ns
Integral	=	1488 mV ns

Tabelle 4.4: Kenngrößen für MIP-Signal in Modul 11

Fit function: $-b(x - x_0)$
 Fit range: $[-68.1 \text{ ns}, -64.7 \text{ ns}]$

Name	Value	Error
b	17.4 mV/ns	2.0 mV/ns
x_0	-69.02 ns	0.29 ns
Δt	3.30 ns	0.38 ns

Tabelle 4.5: Ergebnisse des Fits an die ansteigende Flanke der Kurve.

Das Abfallen der Kurve (siehe Abb. 4.11) gleicht einer Exponentialfunktion. Die entsprechenden Werte werden in Tabelle 4.6 aufgeführt. Aus der Konstanten b geht hervor, dass das Signal 9 ns braucht, um auf den e -ten Teil seiner Höhe zu fallen.

Fit function: $a \cdot e^{-\frac{x-x_0}{b}}$
 Fit range: $[-59.6 \text{ ns}, -38.4 \text{ ns}]$

Name	Value	Error
a	-48.3 mV	4.97 mV
b	9.03 ns	0.10 ns
x_0	-54.3 ns	9.28 ns

Tabelle 4.6: Ergebnisse des Fits an die abfallende Flanke der Kurve.

Resultate für die Einzelphoton-Signale

Auch über die Signale der Einzelphotonen wurde gemittelt. In Abbildung 4.12 sind alle aufgezeichneten Einzelphoton-Signale zu sehen. Allerdings wurden nur die Signale zur Mittelwertberechnung benutzt, deren Maxima innerhalb von 51.75 bis 52.75 ns liegen. Die resultierenden Signale sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Berechnung der gemittelten Werte ist die gleiche wie im vorhergehenden Abschnitt. Das mittlere Einzelphoton-Signal sieht man in Abbildung 4.14.

Wichtige Werte wie durchschnittliche Signalhöhe und Halbwertsbreite stehen in der Tabelle 4.7. In der Tabelle 4.8 und 4.9 sind die Resultate der Fits an den Signalfanken eingetragen. Dafür wurden die gleichen Funktionen gewählt wie schon bei den MIPs. Der Anstieg wird durch eine Gerade genähert und der Abfall durch eine Exponentialfunktion.

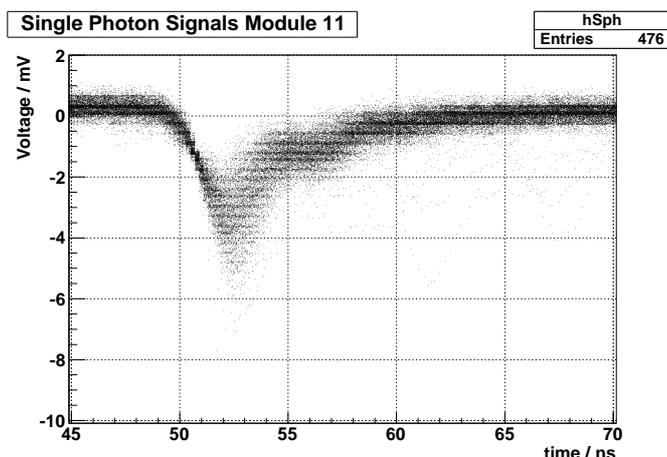


Abbildung 4.12: Überlagerung aller Einzelphoton-Signale in Modul 11

Signalhöhe (minus offset)	=	3.60 mV
Halbwertsbreite	=	3.52 ns
Integral	=	23.5 mV ns

Tabelle 4.7: Kenngrößen für das gemittelte Einzelphoton-Signal in Modul 11

Vergleich der Resultate von MIP und Einzelphoton

Mit diesen Ergebnissen wird bestimmt, wie viele Photonen durch ein minimal ionisierendes Teilchen erzeugt werden. Zur Erinnerung werden in Tabelle 4.10 nochmals alle wichtigen Größen für MIPs und Einzelphotonen dargestellt.

In der Tabelle 4.11 kann man das Verhältnis der einzelnen Eigenschaften, wie Signalhöhe oder dem Integral, ablesen. Hierfür wurden die Werte aus den MIP-Signalen durch die Werte der Einzelphotonen dividiert. Da aber die Myonen nicht senkrecht auf den Detektor fallen und damit, wie in Abschnitt 4.2.1 erwähnt, einen längeren Weg durch den Detektor laufen, müssen die Ergebnisse der MIPs vorher durch den entsprechenden Faktor(= 1.42) geteilt werden. Die Zahl der Photonen ist proportional zur Fläche unter dem MIP Signal, wobei berücksichtigt wird, dass die einzelnen Photonen eines Signals zu unterschiedlichen

Fit function: $-b(x - x_0)$
 Fit range: [50.1 ns, 51.5 ns]

Name	Value	Error
b	1.667 mV/ns	0.014 mV/ns
x_0	49.9423 ns	0.0068 ns
Δt	1.295 ns	0.011 ns

Tabelle 4.8: Ergebnisse des Fits an die ansteigende Flanke des Einzelphotons.

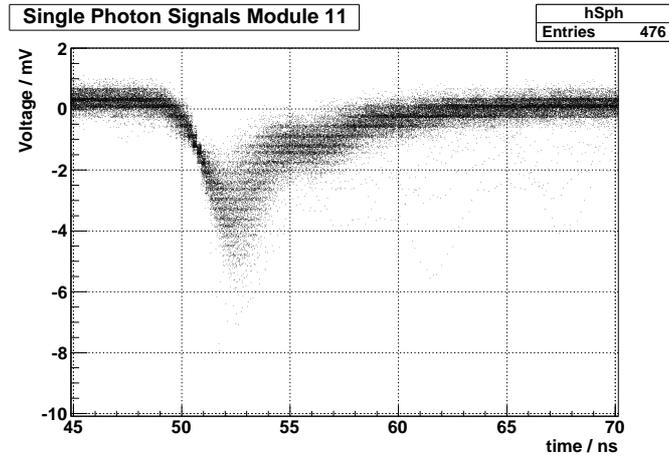


Abbildung 4.13: Einzelphoton-Signale mit Maximum zwischen 51.75 und 52.75 ns in Modul 11

Fit function: $a \cdot e^{-\frac{x-x_0}{b}}$
 Fit range: [52.9 ns, 63.6 ns]

Name	Value	Error
a	-0.371 mV	0.033 mV
b	3.713 ns	0.051 ns
x_0	60.13 ns	0.33 ns

Tabelle 4.9: Ergebnisse des Fits an die abfallende Flanke des Einzelphotons

Zeitpunkten am Photomultiplier eintreffen. Das Integral über dem Single-Photon-Signal dient als Einheit für ein Photon. Deshalb gibt das integrale Verhältnis Auskunft über die Anzahl der erzeugten Photonen pro MIP. Die Schlussfolgerung daraus lautet, dass ein minimal ionisierendes Teilchen bei senkrechtem Auftreffen auf die Detektorebene durchschnittlich 44.6 Photonen im Sandwich-Veto-Detektor erzeugt (siehe Tabelle 4.11).

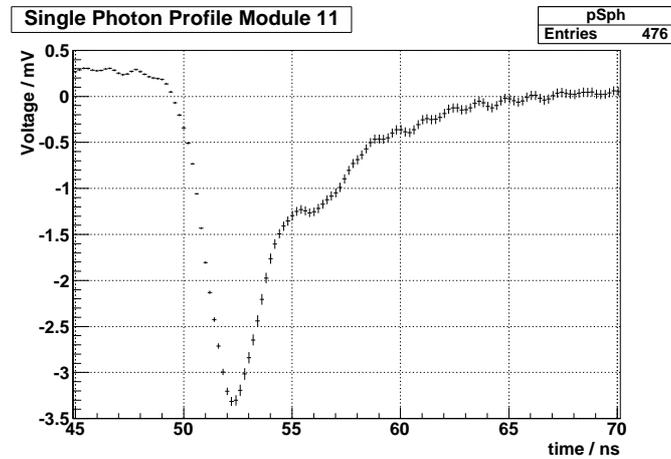


Abbildung 4.14: Durchschnittlicher Signalverlauf der Einzelphoton-Signale

	MIP	S. Photon
Signalhöhe	95.74 mV	3.60 mV
Halbwertsbreite	12.09 ns	3.52 ns
Integral	1488 mV ns	23.5 mV ns
Anstiegszeit (Δx)	3.30 ns	1.295 ns
Abklingzeit (b)	9.03 ns	3.713 ns

Tabelle 4.10: Zusammenfassung charakteristischer Größen von MIP und Einzelphoton-Signal

	original	korrigiert
Signalhöhe (minus offset)	26.6	18.7
Halbwertsbreite	3.43	
Integral	63.4	44.6

Tabelle 4.11: Verhältnisse der Kenngrößen zwischen MIP und Einzelphoton mit und ohne Weglängenkorrektur

5 Selektion der Daten

5.1 Software zur Datenanalyse bei COMPASS

Die Analyse der Rohdaten erfolgt bei COMPASS in zwei Schritten: Erstens die Rekonstruktion des Ereignisses und zweitens die Selektion und Analyse der relevanten Daten. Hier sollen kurz die Programme erläutert werden, die diese Aufgabe erfüllen.

CORAL

CORAL wurde von der COMPASS-Kolaboration entwickelt und steht für „**C**OMPASS **R**econstruction and **A**nalysis“ [11]. Die Rohdaten von COMPASS beinhalten in digitalisierter Form die Signale wie auch die Zeitinformation aller Detektoren. CORAL dient dazu, diese Daten auszuwerten und daraus für die weitere Analyse relevante Daten, wie Teilchentrajektorie, Ladung und Impuls zu rekonstruieren.

Die Rekonstruktion erfolgt dabei in mehreren Schritten, in denen durch Ausgleichsrechnung die bestmöglich passenden Spuren und Vertices ermittelt werden. Ebenso werden auch die Energiedeposition und der Eintreffort von Teilchen durch Shower-Fits in den Kalorimetern rekonstruiert. Die daraus resultierenden Daten werden als sogenannte mDST-Dateien (Mini Data Summary Tape) gespeichert. Diese werden dann für die weitere Analyse mit PHAST verwendet.

PHAST

Wie zuvor erwähnt, werden die mDST-Dateien mit dem **PH**ysics **A**nalysis **S**oftware **T**ool [12] weiter ausgewertet. PHAST ist dabei ein auf der Programmiersprache „C++“ basierendes Programm. Als Schnittstelle stellt PHAST eine Funktion namens „UserEvent“ zur Verfügung. Den Code dafür schreibt der Benutzer selbst. Die Funktion wird von PHAST für jedes gespeicherte Event aufgerufen und abgearbeitet. Der Benutzer bestimmt also über die „UserEvent“-Funktion wie PHAST mit den Ereignissen verfahren soll, um z.B. aus ihnen invariante Massen oder Winkelverteilungen zu berechnen.

ROOT

ROOT ist ebenfalls ein am CERN entwickeltes C++ Programm, das Möglichkeiten zur Analyse und Darstellung von Daten bereitstellt [13]. Allerdings wird in der COMPASS-Kollaboration für die Analyse hauptsächlich PHAST genutzt und ROOT lediglich zur grafischen Aufarbeitung verwendet. Das Datenformat von ROOT wird desweiteren für die mDST-Dateien verwendet.

5.2 Auswahl guter Ereignisse

Nachdem die Rohdaten mit CORAL bereits rekonstruiert wurden, gilt es nun die Daten nach guten Ereignissen zu filtern. Dabei gilt es vornehmlich sicherzustellen, dass das Spektrometer alle Spuren und Energien gemessen hat. Desweiteren soll in dieser Arbeit vorzugsweise nach Ereignissen mit einem π^0 oder einem η , die jeweils zu zwei Gammas zerfallen, gesucht werden. Diese Ziele sollen durch die unten aufgeführten Kriterien gewährleistet werden. Auf die Selektion nach einem bestimmten Reaktionsprozess wird später eingegangen. Die im Folgenden angegebenen Schnitte wählen zunächst Ereignisse, die zu einer ganzen Klasse von Endzuständen gehören können, aus.

Im Event wurde der DT0-Trigger ausgelöst. Der DT0-Trigger [14] dient zur Vorauswahl von diffraktiv erzeugten Ereignissen. Der DT0-Trigger besteht aus einer Kombination von Triggern. Er wird ausgelöst, wenn folgende Trigger gesetzt sind:

1. *Beam-Trigger*: Der Beam-Trigger stellt Ereignisse fest, in denen ein Strahl-Teilchen ins Target geflogen ist.
2. *RPD-Trigger*: Der Recoil-Proton-Trigger soll Ereignisse mit einem aus dem Target stammenden Rückstoßproton, das im Recoil-Proton-Detektor (RPD) registriert wird, selektieren.
3. *Kein Veto-Trigger*: Der Veto-Trigger markiert Ereignisse, die zusätzliche Teilchen haben, wie Halo-Teilchen oder Teilchen, die aus hadronischer Wechselwirkung in der „Beam-Line“ stammen, aber auch Ereignisse, deren Reaktionspartner außerhalb des Akzeptanzbereichs des Spektrometers liegen.

Das Strahlteilchen war kein K^- . Der Strahl besteht nicht nur aus Pionen. Er besitzt eine Mischung aus π^- und K^- Teilchen. Mit den CEDAR-Detektoren, die sich vor dem Target befinden, können die Kaonen durch ihr im Detektor emittiertes Tscherenkow-Licht von den Pionen unterschieden werden. Dadurch lässt sich der Anteil der Kaonen von 4,5% weiter reduzieren.

Es wurde für dieses Ereignis genau ein Strahl-Teilchen gemessen. Damit geht einher, dass die Richtung des Strahls genau bestimmt wurde. Der Strahl hat einen Impuls von $(191 \pm 2)\text{GeV}/c^2$ und wird auf das Target fokussiert. Leider wird die Energie oder der Impuls des Strahls nicht genauer gemessen.

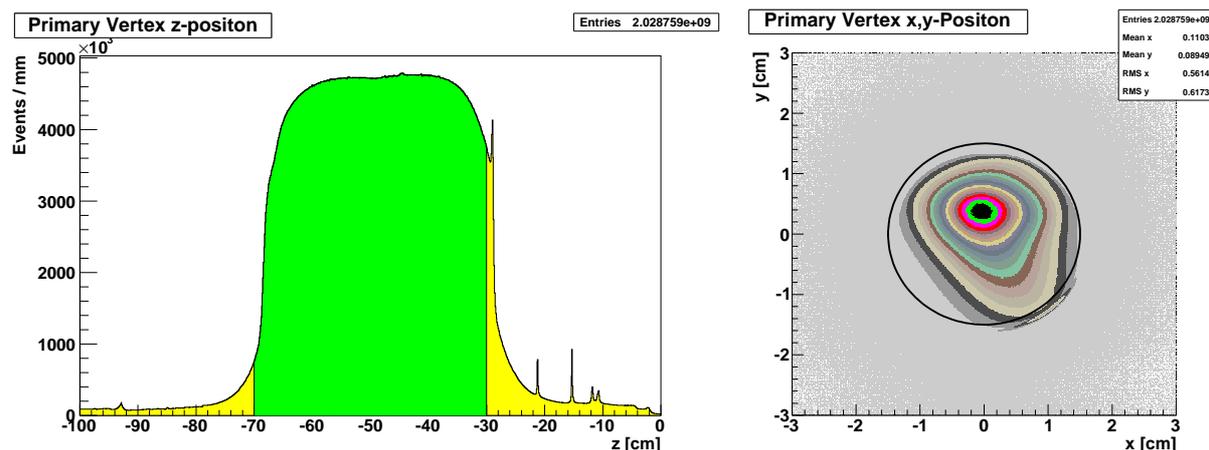


Abbildung 5.1: Position der rekonstruierten besten Primär-Vertices.

Links: Verteilung der longitudinalen Position des besten Primär-Vertex. Der selektierte Bereich ist grün unterlegt und markiert die nominelle Targetposition.

Rechts: Verteilung der besten Primär-Vertices in der transversalen Ebene. Der gezeichnete Ring entspricht dem Durchmesser des Targets. Ereignisse, die außerhalb dieses Ringes liegen, werden verworfen.

Es konnte ein bester Primär-Vertex rekonstruiert werden, dessen Position im Targetbereich liegt. Der Vertex bezeichnet den Punkt, an dem die Teilchenspuren entspringen. Als Primär-Vertex werden die Vertices bezeichnet, die mit einer einlaufenden Spur zusammengeführt werden konnten. Der Ort des Primär-Vertex ist der Punkt der Wechselwirkung zwischen Beam-Teilchen und Target. Auch wenn zuvor genau eine Strahl-Spur gefordert wurde, kann es mehrere Primär-Vertices für dieselbe Strahl-Spur geben. In CORAL und somit in PHAST wird der Primär-Vertex mit den meisten ausgehenden Spuren als bester Primär-Vertex bezeichnet. Der ausgewählte Targetbereich für die Vertex-Position liegt bei $z = -70$ bis -30 cm und hat einen Radius in der xy-Ebene von 1,5 cm. In Abbildung 5.1 ist die Verteilung der besten Primär-Vertices zu erkennen.

Es wurde genau eine Spur im RPD (Recoil Proton Detektor) registriert Aus dieser Spur wird später der Lorentzvektor des Rückstoß-Teilchens rekonstruiert, unter der Annahme, dass es sich dabei um ein Proton handelt. Dieses wird später für die Energie- und die Impuls-Bilanz gebraucht.

Es gilt Ladungserhaltung für die ausgehenden geladenen Spuren vom Primär-Vertex

Mit einem einfach negativ geladenen π^- als Strahl-Teilchen ist die anfängliche Ladung -1 . Die Gesamtladung der geladenen Spuren aus dem Vertex muss daher ebenfalls -1 betragen, was eine ungerade Zahl an geladenen Spuren zur Folge hat. Dies ist unter der Voraussetzung richtig, dass das Rückstoß-Teilchen in den RPD flog und damit vom Spektrometer nicht als normale Spur gemessen wurde.

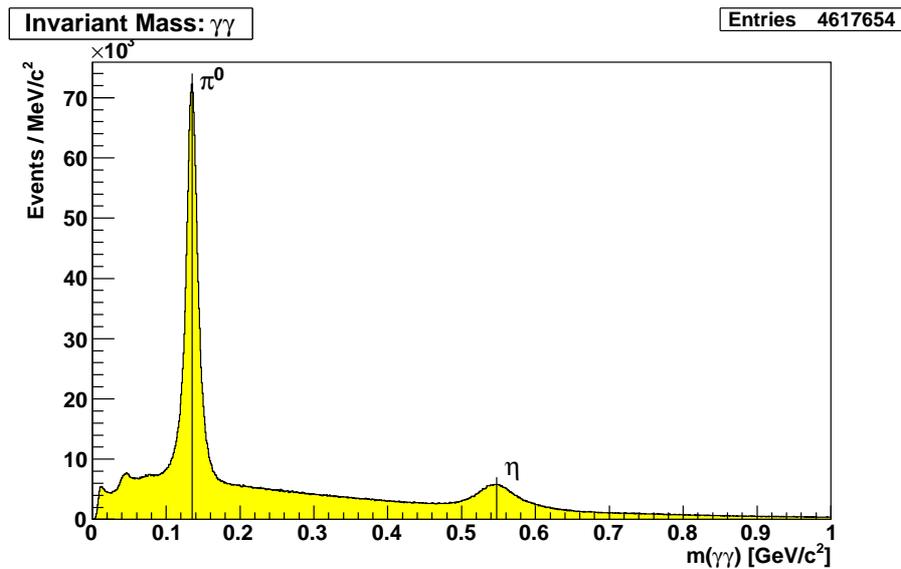


Abbildung 5.2: Invariante $\gamma\gamma$ -Masse für Ereignisse mit Exklusivitäts-Schnitt und drei geladenen Pionen.

Es gibt genau zwei gute Cluster in den elektromagnetischen Kalorimetern Jeder von den Kalorimetern aufgezeichnete elektromagnetische Schauer wird nach der Rekonstruktion als sogenannter Cluster gespeichert. Ein Cluster enthält dabei Informationen über die Höhe der freigesetzten Schauerenergie wie auch über die Position des Schauers. Die Position des Schauers wird über einen Schauerfit ermittelt. Alle Cluster werden daraufhin untersucht, ob sie folgende Voraussetzungen erfüllen:

1. Dem Cluster kann keine geladene Spur zugeordnet werden.
2. Der Zeitpunkt des Schauers muss mit der Strahlzeit korrelieren.
3. Die Cluster-Energie muss im vorderen Kalorimeter (ECAL1) größer 1 GeV, im hinteren Kalorimeter (ECAL2) größer 4 GeV betragen.

Die Anzahl der Cluster mit diesen Eigenschaften pro Ereignis muss am Ende zwei ergeben. Diese beiden Cluster werden als zwei Photonen angesehen, die vom π^0 - oder dem η -Zerfall

herrühren können. Cluster, die diese Bedingungen nicht erfüllen, werden nicht mitgezählt. Damit werden aber auch Ereignisse gewertet, die mehr als zwei Cluster mit Energiedeposition haben, solange die zusätzlichen Cluster unter der gesetzten Schwelle von 1 oder 4 GeV liegen. Es wird an dieser Stelle also noch nicht nach Ereignissen selektiert, die ein π^0 oder ein η haben, sondern lediglich nach Ereignissen, die zwei gute Photonen haben. In Abbildung 5.2 ist das invariante $\gamma\gamma$ -Spektrum gezeigt, bei dem allerdings der Schnitt auf die Energieerhaltung bereits angewendet wurde.

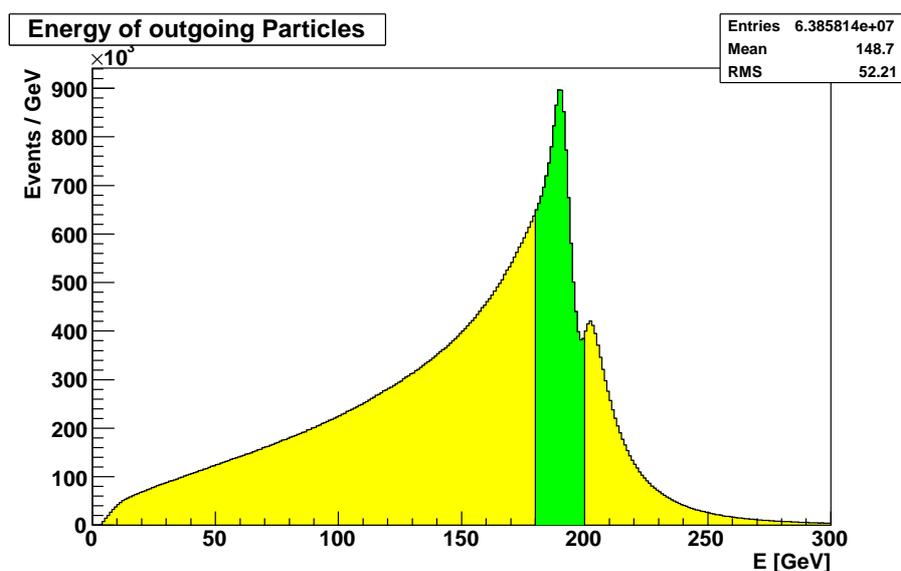


Abbildung 5.3: Energie der auslaufenden Teilchen. Der grün unterlegte Bereich zeigt den Schnitt auf die Exklusivität.

Das Ereignis ist exklusiv. Ein Ereignis gilt als exklusiv, wenn Energieerhaltung erfüllt ist. Mit diesem Schnitt sollen die Ereignisse verworfen werden, bei denen nicht alle Reaktionsprodukte im Spektrometer gesehen wurden. Die Energie des einlaufenden Strahlteilchens wird, wie vorhin schon erwähnt, nicht direkt gemessen; nur dass der Impuls bei $(191 \pm 2)\text{GeV}/c^2$ liegt, ist bekannt. In Anbetracht dieser relativen Ungenauigkeit und um gleichzeitig die Fehler der Energiemessung im Spektrometer zu berücksichtigen, wurden Ereignisse selektiert, bei denen die Summe der Energien aller ausgehender Teilchen zwischen 180 GeV und 200 GeV liegen (siehe Abb. 5.3).

Schnitt auf die Anzahl der ausgehenden geladenen Teilchenspuren vom besten Primär-Vertex. Je nachdem welcher Endzustand betrachtet wird, müssen eine, drei oder fünf Spuren vorhanden sein. Dabei werden nur die Spuren gezählt und für die Analyse verwendet, die vom besten Primär-Vertex ausgehen. Wegen der zuvor verlangten Ladungserhaltung, gibt es nur eine ungerade Anzahl von Teilchenspuren (siehe Abb. 5.4).

1. Schnitt auf eine Spur für: $\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^0$
2. Schnitt auf drei Spuren für:
 - a) $\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0(\gamma\gamma)$
 - b) $\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-\eta(\gamma\gamma)$
3. Schnitt auf fünf Spuren für: $\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-\eta(3\pi)$

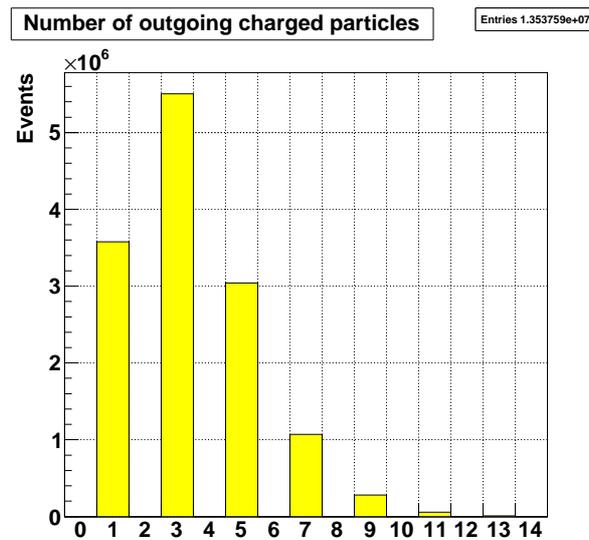


Abbildung 5.4: Anzahl der vom Spektrometer rekonstruierten geladenen Spuren, die vom besten Primär-Vertex ausgehen, nach dem Schnitt auf die Exklusivität.

Statistik

Für die Analyse wurden 260 Runs der Wochen W33, W35 und W37 der Daten aus 2008 von COMPASS genommen ($\approx 40\%$ der gesamten Datenmenge 2008). Insgesamt wurden $2.87566 \cdot 10^9$ Ereignisse untersucht. In der Tabelle 5.1 sind die Schnitte und ihr Einfluss auf die Statistik zu sehen.

5.3 Verbesserung der Kinematik

5.3.1 Korrektur der Cluster-Energie

Im invarianten Massenspektrum der Photonen zeigt sich eine Abweichung der rekonstruierten π^0 -Masse zu der bekannten π^0 -Masse. Um eine falsche Kalibrierung zu kompensieren,

Gesamtzahl der Ereignisse	$2.88 \cdot 10^9$
DT0-Trigger	$2.46 \cdot 10^9$
Strahlteilchen war kein K^-	$2.45 \cdot 10^9$
Genau ein Strahlteilchen	$2.25 \cdot 10^9$
Es gibt einen Besten-Primär-Vertex	$2.02 \cdot 10^9$
Vertex ist im Target	$1.73 \cdot 10^9$
Ladungserhaltung	$1.24 \cdot 10^9$
Genau eine Spur im RPD	$9.42 \cdot 10^8$
Es gibt exakt zwei gute Cluster	$6.45 \cdot 10^7$
Exklusivität	$1.35 \cdot 10^7$
Eine geladene Spur	3575785
Drei geladene Spuren	5503825
Fünf geladene Spuren	3041394

Tabelle 5.1: Statistik für W33, W35, W37 der COMPASS-Daten

wird deshalb ein iteratives Verfahren angewendet, das für jede Zelle in den Kalorimetern eine generelle Korrektur der Energie und der Fehler in der Energie ermittelt, mit dem Ziel, dass sich die invariante π^0 -Masse an der richtigen Stelle im Massenspektrum befindet. Das Verfahren folgt dabei folgenden Schritten:

1. Es wird nach Ereignissen gesucht, deren invariante $\gamma\gamma$ -Masse nahe der π^0 -Masse liegt. (Der Datensatz, der benutzt wird, ist eine Obermenge des Datensatzes, der für die in diesem Kapitel besprochene Ereigniseselektion genutzt wird.)
2. Ist ein solcher Kandidat gefunden, werden die Werte berechnet, mit denen die Energie der Photonen multipliziert werden muss, damit deren invariante Masse gleich der π^0 -Masse ist. Dieser Korrekturwert wird für die jeweils mittlere Kalorimeterzelle beider Schauer gespeichert.
3. Nachdem alle Ereignisse abgearbeitet wurden, wird für jede Zelle der Mittelwert aller Korrekturwerte für die jeweilige Zelle berechnet.
4. Die Photonenergie wird nun mit dem gemittelten Korrekturwert der entsprechenden Zelle multipliziert. Mit den neu berechneten Energien wird die Prozedur wiederholt.

In jedem Umlauf werden so neue Korrekturen ermittelt, bis sich die Werte eingependelt haben. Am Ende ergibt sich dann eine gesamte Korrektur für jede Kalorimeterzelle.

Dieses iterative Verfahren wird einmal angewendet und die daraus resultierenden Korrekturen in einer Tabelle gespeichert. Für die im Kapitel 5.2 selektierten Ereignisse wird die Cluster-Energie mit dem Korrekturwert für die entsprechende Zelle modifiziert. Gibt es für eine Zelle keinen Korrekturwert, so werden Ereignisse, die entsprechende Cluster haben, verworfen.

Diese π^0 -Kalibrierung der Cluster-Energie wurde von Tobias Schlüter entwickelt (siehe [25]).

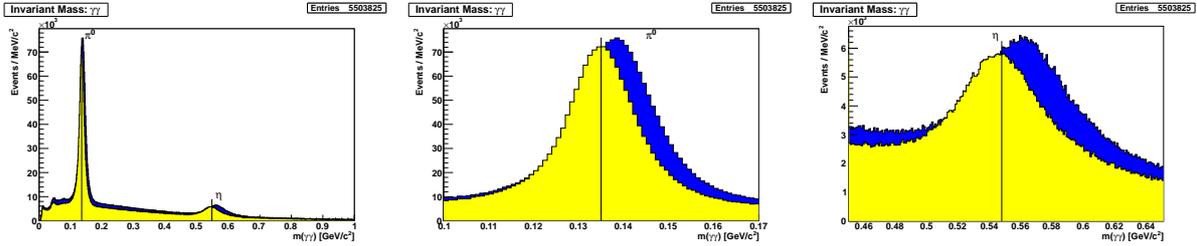


Abbildung 5.5: Invariante $\gamma\gamma$ -Masse für Ereignisse mit drei geladenen Pionen. Die Linien geben jeweils die PDG-Masse an.

Blau: Ohne π^0 -Kalibrierung der Cluster-Energie

Gelb: Mit π^0 -Kalibrierung

5.3.2 Kinematischer Fit

Motivation

Eigentlich wird nach Ereignissen mit einem π^0 oder einem η im Endzustand gesucht. Diese beiden neutralen Teilchen werden nicht direkt vom Spektrometer gesehen. Da sie aber direkt nach der Erzeugung in zwei Photonen zerfallen (Zerfallszeit: $\tau_{\pi^0} = 8 \cdot 10^{-17}$ s und $\tau_{\eta} = 5 \cdot 10^{-19}$ s), werden sie indirekt über die beiden Cluster in den Kalorimetern bestimmt.

Die Lorentzvektoren der beiden Photonen berechnen sich dabei aus der Position der Cluster und des Vertex. Die Energie der Photonen ist gleich der Energie der entsprechenden Cluster. Der Impuls der Photonen ist der normalisierte Richtungsvektor vom Vertex zum Cluster multipliziert mit der Cluster-Energie. Das invariante Massenspektrum der Summe der beiden Photonen ist in Abbildung 5.5 zu sehen.

Die so berechnete invariante Masse erbt damit auch die Fehler der Messung im Spektrometer. Damit ist die gemessene invariante π^0 -Masse auch bei einer perfekten Eichung nicht immer genau bei der offiziellen π^0 -Masse, was sich in der Breite der Massen-Peaks zeigt (siehe Abb. 5.5 oder 5.6). Liegt die invariante Masse nun in einem bestimmten Bereich um die beiden Massenpeaks, so wird die Hypothese aufgestellt, dass die beiden Photonen tatsächlich von einem π^0 oder η stammen. Durch das sogenannte „kinematische Fitten“ werden die Messgrößen der Photonen, deren invariante Masse in einem dieser Bereiche liegt, so verändert, dass die daraus neu berechnete invariante Masse mit der π^0 oder η -Masse im PDG übereinstimmt. Sofern die Hypothese, dass die beiden Photonen tatsächlich von einem π^0 oder η -Zerfall stammen, für das Ereignis richtig ist, werden die weiterführenden Ergebnisse durch den kinematischen Fit der Messgrößen verbessert.

Mathematischer Hintergrund

Der kinematische Fit ist eine mathematische Methode, um Messwerte dahingehend zu verbessern, dass sie bestimmte Bedingungen, wie z.B. dass $m(\gamma\gamma) = m(\pi^0)$ ist, erfüllen. Diese Bedingungen stellen die physikalische Hypothese dar, die für eine bestimmte Klasse von Ereignissen aufgestellt wurde. Man geht davon aus, es sei ein Satz von Messgrößen \mathbf{y} wie Cluster Energie oder deren Position vorhanden. Die Fehler von \mathbf{y} und deren Kovarianzen untereinander stehen in der Kovarianzmatrix \mathbf{C} . Die wahren Messwerte $\boldsymbol{\eta}$ sind dann:

$$\boldsymbol{\eta} = \mathbf{y} + \boldsymbol{\epsilon} \quad (5.1)$$

Die Bedingungen sind durch N Gleichungen $\mathbf{F}(\mathbf{y})$ bestimmt, auch „constraints“ genannt, die für die richtigen Werte jeweils Null ergeben.

$$\mathbf{F}(\boldsymbol{\eta}) = \mathbf{F}(\mathbf{y} + \boldsymbol{\epsilon}) = 0 \quad (5.2)$$

Der kinematische Fit versucht unter Einhaltung der Nebenbedingung $\mathbf{F}(\mathbf{y} + \boldsymbol{\epsilon}) = 0$, das wie folgt definierte χ^2

$$\chi^2 = \boldsymbol{\epsilon}^T \mathbf{C}^{-1} \boldsymbol{\epsilon} \quad (5.3)$$

zu minimieren. Sind die Messgrößen voneinander unabhängig und deren Fehler σ normalverteilt, ist die Kovarianzmatrix

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & & & \\ & \sigma_2^2 & & \\ & & \sigma_3^2 & \\ & & & \ddots \end{pmatrix} = \bar{\sigma}^2 \mathbf{1}. \quad (5.4)$$

Damit lässt sich χ^2 in die folgende Form bringen:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{\epsilon_i^2}{\sigma_i^2}. \quad (5.5)$$

Im Prinzip benutzt der kinematische Fit also die Methode der kleinsten Quadrate, um die Messwerte von \mathbf{y} so wenig wie möglich zu ändern, so dass sie die Bedingungen erfüllen [24].

Um die Ergebnisse nach dem kinematischen Fit zu beurteilen, stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung.

1. Confidence Level (CL): Gibt die Güte des Fits wieder.
2. Die „Pull“-Verteilung: Gibt Auskunft über die Richtigkeit der Fehlerabschätzung.

Der Confidence Level gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein χ^2 -Wert nach der theoretischen Verteilung größer ist als der Wert für das vom kinematischen Fit berechnete χ^2 . Der Confidence Level ist wie folgt definiert:

$$\text{CL}(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} F(x; N) dx \quad (5.6)$$

$F(x; N)$ ist dabei die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von χ^2 mit N Freiheitsgraden. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist gleich der Anzahl der Messgrößen \mathbf{y} minus der Anzahl der Constraints. Trifft die Hypothese für alle Ereignisse zu, ist die CL-Verteilung im Bereich zwischen Null und Eins flach. Ereignisse, bei denen die Hypothese nicht zutrifft, haben in der Regel höhere χ^2 -Werte und damit einen kleineren Confidence Level. In der CL-Verteilung zeigt sich das durch einen Peak nahe bei null. Das trifft ebenfalls für Ereignisse zu, die eine zu kleine Fehlerabschätzung der Messwerte haben. Durch einen Schnitt auf den Confidence Level lassen sich schlechte Ereignisse herausfiltern.

Die „Pull“-Verteilung ist wie folgt definiert:

$$p_i = \frac{\eta_i - y_i}{\sqrt{C_{ii} - C'_{ii}}} \quad (5.7)$$

Mit C_{ii} sind die Diagonalelemente der Kovarianzmatrix vor dem kinematischen Fit gemeint und mit C'_{ii} die nach dem kinematischen Fit. C_{ii} ist der quadratische Fehler σ^2 der Messgröße \mathbf{y}_i . Im Idealfall, das heißt bei voneinander unabhängigen gemessenen Größen und normalverteilten Fehlern, ist die Verteilung von p_i gleich einer Gauß-Verteilung mit $\mu = 0$ und $\sigma = 1$. Liegt die Verteilung nicht bei null, ist das ein Zeichen für einen systematischen Fehler der Messwerte.

Praxis

Bei den hier verwendeten Ereignissen wird der kinematische Fit dazu verwendet, um die Lorentzvektoren der beiden Photonen zu verbessern. Die invariante $\gamma\gamma$ -Masse soll dabei gleich der π^0 oder der η -Masse sein. Dafür wird erst der Bereich im Massenspektrum $m(\gamma\gamma)$ festgelegt, in dem man von einem π^0 oder η -Zerfall ausgeht; hier:

$$\begin{aligned} \pi^0\text{-Fenster} &= 135 \pm 25 \text{ MeV}/c^2 \\ \eta\text{-Fenster} &= 548 \pm 52 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Abbildung 5.6 verdeutlicht den Schnitt auf die π^0 bzw. die η -Masse im $\gamma\gamma$ -Massenspektrum. Die $\gamma\gamma$ -Masse muss sich innerhalb des grün unterlegten Abschnitts befinden. Liegt ein Ereignis in einem dieser Bereiche, wird der kinematische Fit ausgeführt, um die invariante Masse der beiden Photonen zu korrigieren. Die Messgrößen \mathbf{y} , die der Fit verwendet, sind nicht direkt aus dem Spektrometer entnommen. Sie müssen erst aus den Vertex- und

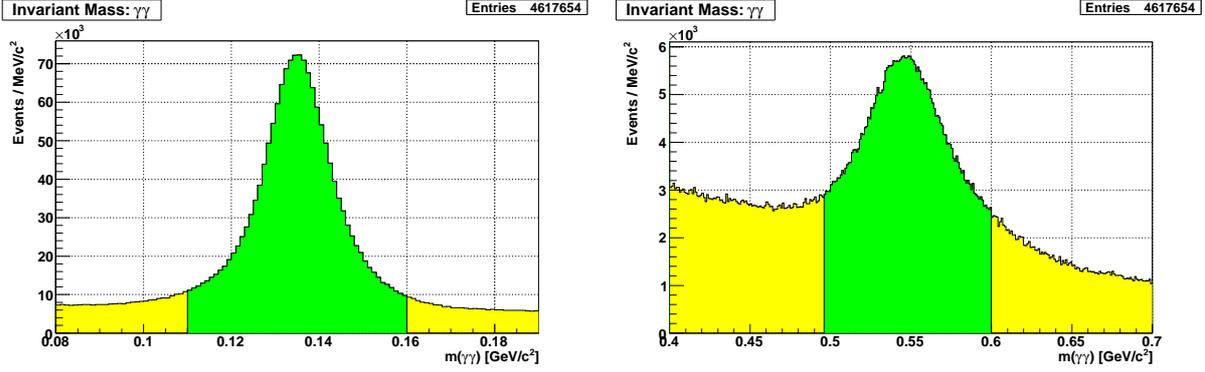


Abbildung 5.6: Zeigt links den Schnitt auf die π^0 -Masse und rechts auf die η -Masse. Die invariante Masse $m(\gamma\gamma)$ muss innerhalb des grünen Bereichs liegen.

Cluster-Parametern berechnet werden. Die Richtungen der beiden Photonen ergeben sich aus den Ortskoordinaten der Cluster \vec{r}_{Cluster} und der Ortskoordinate vom Primär-Vertex \vec{r}_{Vertex} und damit ergeben sich schließlich die Photonimpulse aus Richtung und Clusterenergie.

$$\begin{aligned} \vec{d}_1 &= \vec{r}_{\text{Cluster}_1} - \vec{r}_{\text{Vertex}} & \vec{d}_2 &= \vec{r}_{\text{Cluster}_2} - \vec{r}_{\text{Vertex}} \\ \vec{P}_1 &= E_{\text{Cluster}_1} \times \frac{\vec{d}_1}{|\vec{d}_1|} & \vec{P}_2 &= E_{\text{Cluster}_2} \times \frac{\vec{d}_2}{|\vec{d}_2|} \end{aligned}$$

Die Messgrößen y ergeben sich damit wie folgt:

$$\begin{aligned} y_1 &= \vec{P}_{1x} / |\vec{P}_1| & y_4 &= \vec{P}_{2x} / |\vec{P}_2| \\ y_2 &= \vec{P}_{1y} / |\vec{P}_1| & y_5 &= \vec{P}_{2y} / |\vec{P}_2| \\ y_3 &= E_{\text{Cluster}_1} & y_6 &= E_{\text{Cluster}_2} \end{aligned}$$

Der Constraint, der die invariante Masse auf den theoretischen Wert setzt, lautet:

$$\begin{aligned} F(y) &= m_{\pi^0/\eta}^2 - m(\gamma\gamma)^2 \\ &= m_{\pi^0/\eta}^2 - 2E_{\text{Cluster}_1} E_{\text{Cluster}_2} (1 - \cos \theta) \\ &= m_{\pi^0/\eta}^2 - 2E_{\text{Cluster}_1} E_{\text{Cluster}_2} \left(1 - \frac{\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2}{|\vec{P}_1| |\vec{P}_2|} \right) \\ &= m_{\pi^0/\eta}^2 - 2y_3 y_6 \left(1 - y_1 y_4 - y_2 y_5 - \sqrt{1 - y_1^2 - y_2^2} \sqrt{1 - y_4^2 - y_5^2} \right) \end{aligned} \quad (5.8)$$

Durch den Fit wird praktisch die Energie und der Winkel zwischen den Photonen korrigiert. Die z -Komponente geht nicht direkt in den Constraint ein. Aufgrund der sehr kleinen θ -Winkel der Photonen besteht die Gefahr, dass der Fit die z -Komponente zu drastisch ändern würde, um den Constraint gleich Null zu setzen.

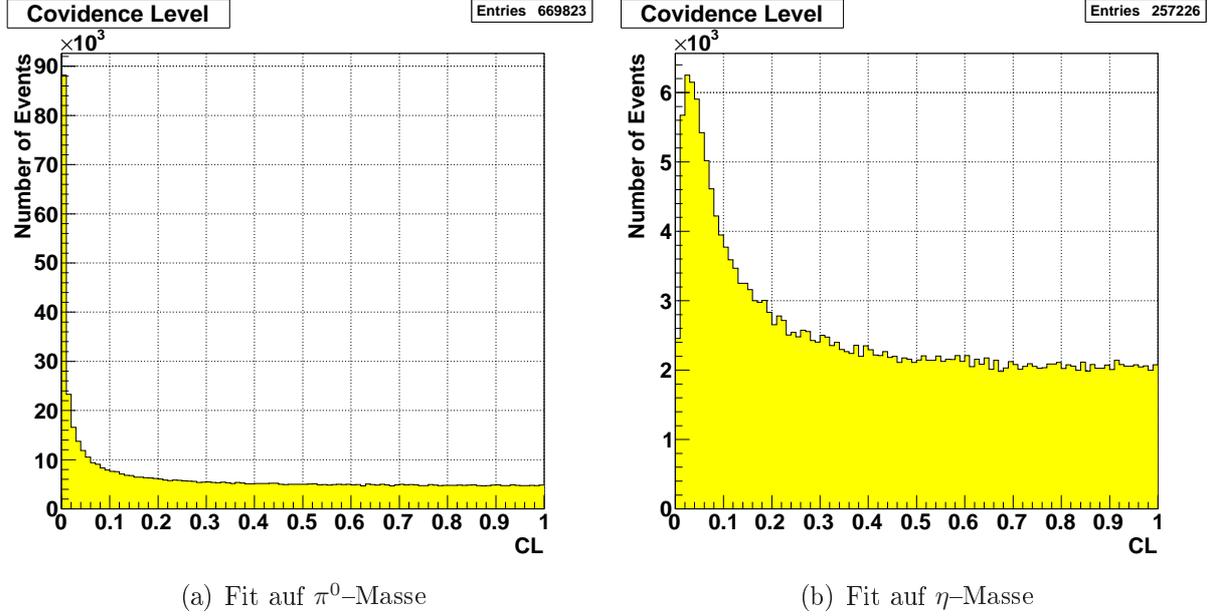


Abbildung 5.7: Verteilung des Confidence Level für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$. Der Abfall des Confidence Levels auf der linken Seite des Fits auf die η -Masse resultiert aus dem schmalen Fenster auf die η -Masse.

Die CL-Verteilung des kinematischen Fits im π^0 -Massenfenster ist in Abbildung 5.7 zu sehen. Man kann erkennen, dass die Verteilung gegen Null einen starken Anstieg hat und im hinteren Bereich ab 0,2 flach ist. Hier wurde allerdings nicht auf die CL-Verteilung geschnitten, da dadurch zu viele, auch gute Ereignisse verloren gingen.

In Abbildung 5.8 sind die „Pulls“ der verschiedenen Variablen \mathbf{y} im kinematischen Fit dargestellt. Die erste Spalte zeigt dabei die x -Komponenten der beiden Photonen. Oben befindet sich das Photon mit dem größeren Startwert für die x -Komponente. In der zweiten Spalte befinden sich die y -Komponenten und das Photon mit dem größeren Startwert für y ist wieder oben. Die Verschiebung für die Energien wird in der letzten Spalte gezeigt. Wenn man sich die Definition der „Pulls“ in Erinnerung ruft, $p_i = (\eta_i - y_i) / \sqrt{C_{ii} - C_{ii}^T}$, und den Mittelwert der beiden Energieverteilungen ansieht, stellt man fest, dass die Energien der beiden Cluster vom kinematischen Fit meist zu kleineren Energien verschoben wurden. Das ist ein Hinweis darauf, dass die Cluster-Energie noch immer etwas überschätzt wird.

In Abbildung 5.9 ist das $\pi^-\pi^+\gamma\gamma$ -Massenspektrum für Ereignisse mit dem kinematischen Fit und ohne kinematischen Fit abgebildet. Die Ereignisse mit dem kinematischen Fit haben im Unterschied zu den anderen größere und schmalere Peaks. Dadurch ist es möglich,

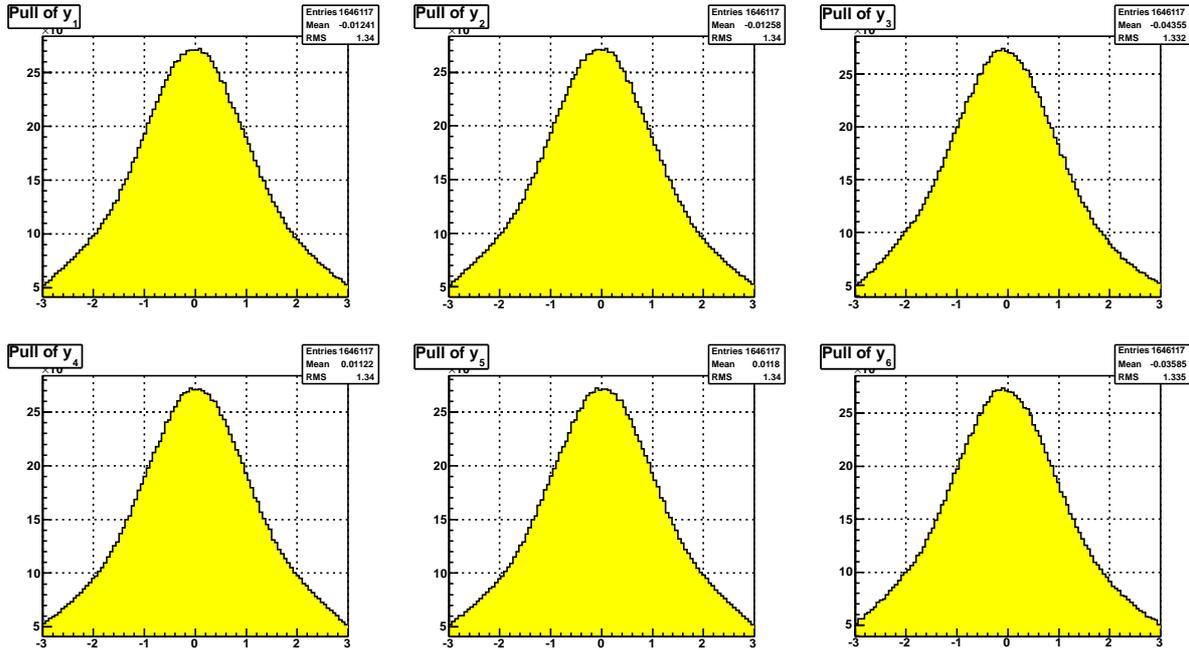


Abbildung 5.8: Pulls der einzelnen Messgrößen y_1 bis y_6 für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow p\pi^- \pi^+ \pi^- \gamma\gamma$ im π^0 -Massenfenster.

die Massenfenster für die Selektion auf entsprechende Teilchen kleiner zu setzen als zuvor, ohne dass man gute Ereignisse verliert. Die Verteilung der Untergrundereignisse hat sich durch den kinematischen Fit nicht verändert, wodurch solche Ereignisse durch ein kleineres Fenster verloren gehen. Der Vorteil des kinematischen Fits liegt letztendlich darin, dass man das Verhältnis zwischen den gewünschten und den unerwünschten Ereignissen zugunsten der gewünschten Ereignisse verbessern kann. Es zeigt sich auch, dass die Vierer-Vektoren wirklich besser bestimmt sind.

Der kinematische Fit der beiden Gammas auf die entsprechende Masse wurde für alle Ereignisse benutzt, deren $\gamma\gamma$ -Masse sich im entsprechenden Fenster befand (siehe Abb. 5.6). Ereignisse, bei denen das nicht zutrifft, wurden verworfen, so dass am Ende nur Ereignisse mit einem selektierten π^0 oder η übrig bleiben. Ausnahme sind Ereignisse mit elastischer Streuung, bei denen die Prozedur des kinematischen Fits entfällt.

5.3.3 Transversale Impulserhaltung

Neubestimmung des Strahlimpulses und der Energie

Weil das COMPASS-Experiment ursprünglich mit einem Myon-Beam arbeitete, wurden mithilfe von Hodoskopen vor und nach einem Dipol-Magneten die Krümmung der Flugbahn gemessen, bevor die Myonen auf das Target treffen. Daraus ließ sich dann der Impuls

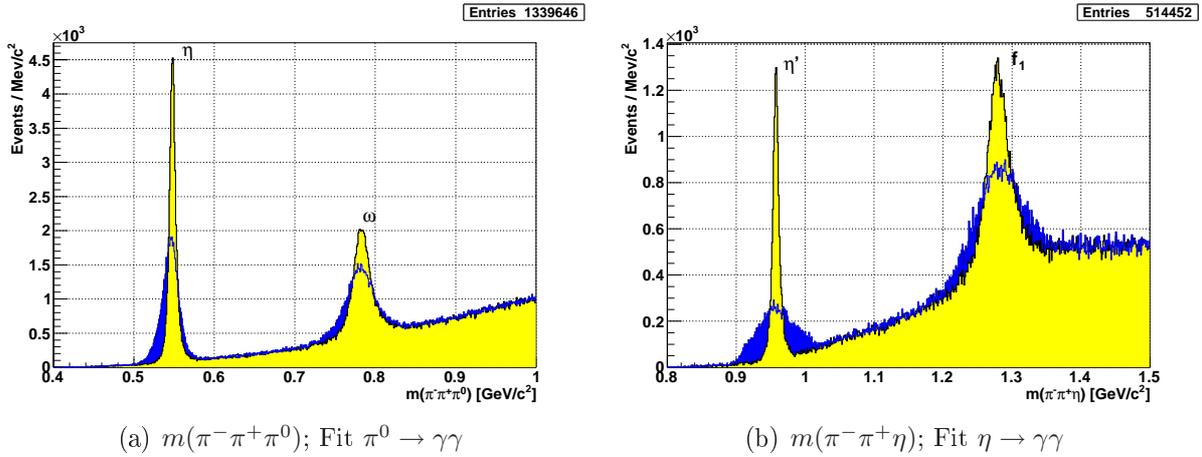


Abbildung 5.9: Massenspektrum von $\pi^-\pi^+\gamma\gamma$ für die Reaktion $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$

Blau: **Kein** kinematischer Fit

Gelb: **Mit** kinematischem Fit

des Myons bestimmen. Die Hodoskope wurden aber nicht für den Hadron-Beam benutzt, da die Pionen zu häufig stark wechselwirken würden. Damit ist die Strahl-Energie oder der Impuls nur insofern bekannt, als dass der Strahl um die $191\text{GeV}/c^2$ haben muss, um auf das Target fokussiert zu werden. Es zeigte sich, dass der Strahl $191 \pm 2\text{GeV}/c^2$ hat. Der Strahl-Impuls könnte mit den Hodoskopen auf $\pm 1,5\text{GeV}$ genau bestimmt werden, woraus sich letztlich kein großer Gewinn ergibt. Die Strahl-Richtung wiederum wird mit szintillierenden Fasern (SciFi) vor dem Target sehr präzise gemessen.

Dieses Wissen wird genutzt, um den Strahlimpuls neu zu bestimmen. Die Energie des Strahl-Teilchens wird gleich der Energie der ausgehenden Teilchen gesetzt. Die Annahme dabei ist, daß nach dem Schnitt auf die Exklusivität die weiteren Ereignisse tatsächlich exklusiv sind. Der Impuls bestimmt sich nun aus der neuen Energie und der vom Spektrometer gemessenen Richtung des Strahls.

$$E_{\text{Beam}} = E_{X_{\text{Out}}} + E_{\text{Recoil}} - E_{\text{Target}}$$

$$\vec{P}_{\text{Beam}} = \sqrt{E_{\text{Beam}}^2 - m_{\text{Beam}}^2} \times \vec{n}_{\text{direction}}$$

Die Energie der ausgehenden Teilchen $E_{X_{\text{Out}}}$ ist die Summe der Energien der geladenen Teilchen und der Energie der Photonen nach dem kinematischen Fit.

Schnitt auf die transversale Impulserhaltung

Mit dem vorhergehenden kinematischen Fit und dem neuen Strahlimpuls steht die Kinematik der Reaktion fest. Nachfolgend wird die Erhaltung des transversalen Impulses gefordert. Damit sollen Ereignisse mit großen Messfehlern in Energie und Impuls entfernt

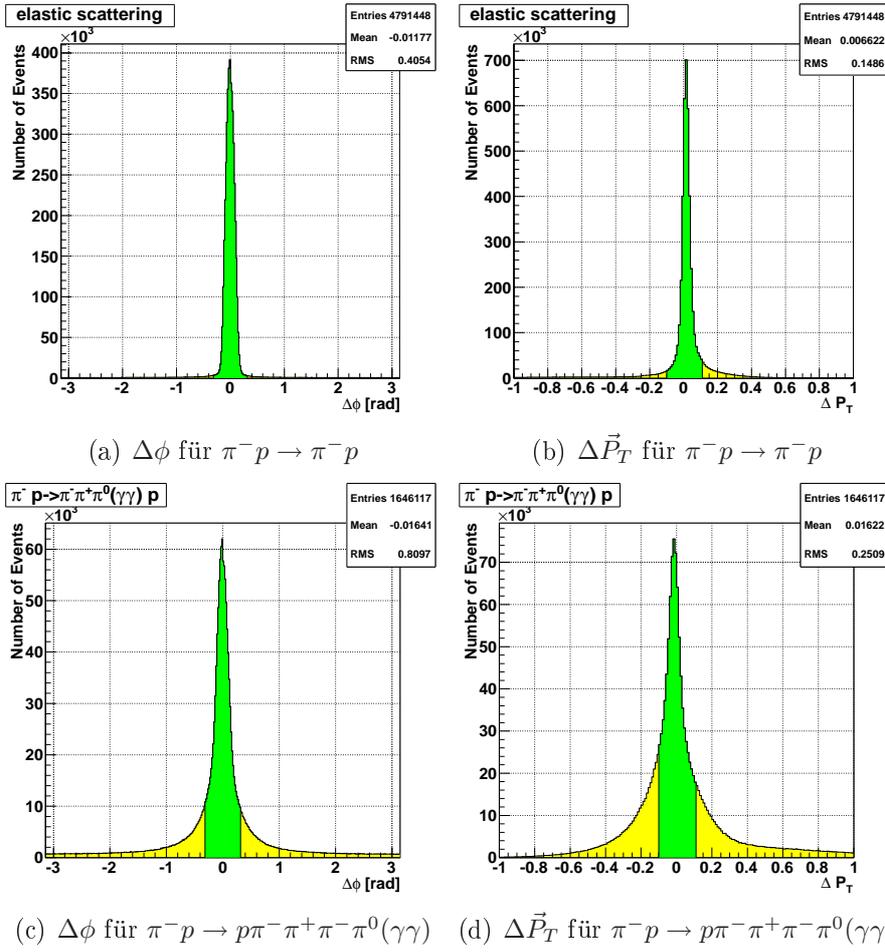


Abbildung 5.10: **Links** $\Delta\phi$ -Verteilung; **Rechts** ΔP_T -Verteilung. Ereignisse im grünen Abschnitt werden selektiert.

werden, weil man bei ihnen davon ausgeht, dass die Kinematik nicht stimmt. Dabei wird erstens auf den Azimutwinkel ϕ zwischen den ausgehenden Teilchen und dem Rückstoßproton geschnitten und zweites auf den Unterschied des Betrages vom transversalen Impuls \vec{P}_T . Es muss folgendes gelten:

$$|\Delta\phi| = \left| \phi_{\vec{P}_{\text{Beam}} - \vec{P}_{\text{Out}}} - \phi_{\vec{P}_{\text{Recoil}} - \vec{P}_{\text{Target}}} \right| \leq 0,3 \text{ rad}$$

$$\left| \Delta\vec{P}_T \right| = \left| \left(\vec{P}_{\text{Beam}} - \vec{P}_{\text{Out}} \right)_T - \left(\vec{P}_{\text{Recoil}} - \vec{P}_{\text{Target}} \right)_T \right| \leq 0,1 \text{ GeV}/c^2$$

Beim Target-Teilchen wird davon ausgegangen, dass es keinen Impuls trägt und damit nichts zu $\Delta\vec{P}_T$ beiträgt. In Abbildung 5.10 wird die $\Delta\phi$ und die $\Delta\vec{P}_T$ -Verteilung für elastische Streuung und für $(3\pi)^-\pi^0$ im Endzustand gezeigt. Die Ereignisse im grün unterlegten Bereich werden weiter verwendet.

In Abbildung 5.11 sind die Auswirkungen der Impulsschnitte auf die kartesischen Kompo-

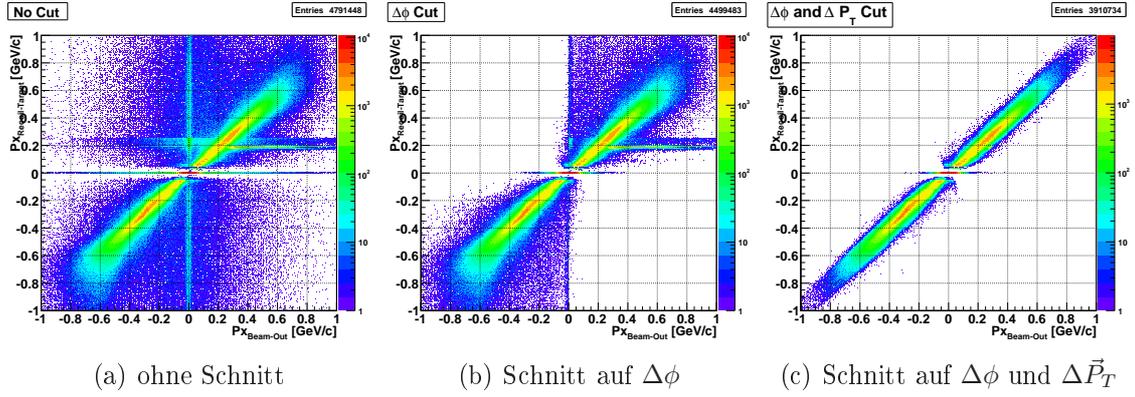


Abbildung 5.11: Zeigt die Auswirkungen des $\Delta\phi$ und des $\Delta\vec{P}_T$ Schnittes im $(\vec{P}_{Beam} - \vec{P}_{Out})_x$ gegen $(\vec{P}_{Recoil} - \vec{P}_{Target})_x$ Bild für $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$

nenten der Impulse gezeigt. Auf der x-Achse ist dabei $(\vec{P}_{Beam} - \vec{P}_{Out})_x$ aufgetragen und auf der y-Achse $(\vec{P}_{Recoil} - \vec{P}_{Target})_x$. Die meisten Ereignisse liegen auf einer Diagonalen. Durch die Impulsschnitte werden die Hintergrundereignisse neben den Diagonalen verworfen. In diesem Bild zeigt sich deutlich, dass das Ziel, Ereignisse mit einer korrekten Kinematik zu selektieren, durch den Schnitt auf den transversalen Impuls erreicht wird.

6 Phänomenologische Untersuchung einfacher Reaktionen

6.1 Verwendete Kinematik

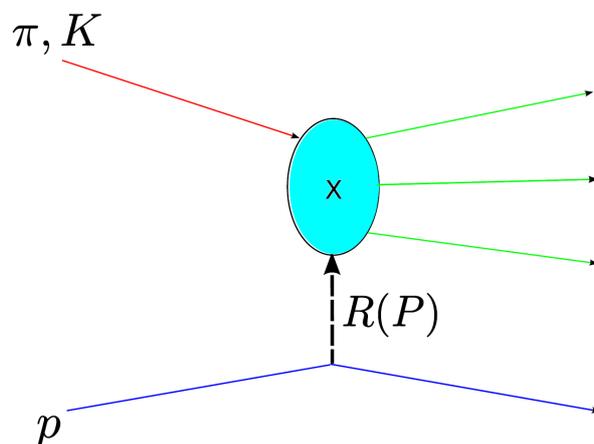


Abbildung 6.1: Schema diffraktiver Anregung [15]

In diesem Kapitel werden nachfolgend verschiedene diffraktiv produzierte Endzustände sowie elastische Streuung betrachtet. Von besonderem Interesse ist dabei die Verteilung des Impulsübertrags, da sich darüber Rückschlüsse über den Wirkungsquerschnitt ziehen lassen. Es wird dabei die Mandelstam-Variablen „ t “ betrachtet, die sich aus den Viererimpulsen wie folgt ergibt,

$$t = (p_\pi - p_X)^2 = (E_\pi - E_X)^2 - (\vec{P}_\pi - \vec{P}_X)^2. \quad (6.1)$$

Dabei ist p_π der Vierer-Vektor des einlaufenden Pions und p_X der Vierer-Vektor der auslaufenden Resonanz X (siehe dazu Abb. 6.1). Es zeigt sich, dass t für einen Streuprozess immer negativ ist. Deshalb verwendet man bei Streuprozessen oft die positive Größe $Q^2 = -t$. In dieser Arbeit werden desweiteren meistens nicht die t -Verteilungen der Reaktionen gezeigt,

sondern die t' -Verteilungen. Die Definition von t' ist wie folgt:

$$t' = |t - t_{min}| \quad (6.2)$$

$$t_{min} \approx \frac{(m_{Out}^2 - m_{Beam}^2)^2}{4 |\vec{P}_{Beam}|^2} \quad (6.3)$$

Dabei ist t_{min} der minimale Impulsübertrag zum Quadrat, der notwendig ist, um die Resonanz m_X zu erzeugen.

Ein einfaches Modell, um Absorption und elastische Streuung zu beschreiben, ist die Annahme von einer total absorbierenden schwarzen Scheibe mit dem Radius R . Nach diesem „Schwarze Scheibe“-Modell lässt sich der elastische Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ für kleine Winkel

$$\frac{d\sigma_{el.}}{dQ^2}(\text{black disc}) = \pi R^4 \left| \frac{J_1(RQ)}{RQ} \right|^2 \quad (6.4)$$

schreiben [23]. Dabei ist $Q = \sqrt{Q^2}$ der zuvor definierte Impulsübertrag und J_1 die Besselfunktion 1. Ordnung. Für kleine Werte von Q^2 ($Q^2 < 2\text{GeV}^2$) lassen sich gute Fit-Resultate mit folgender Formel [23] für den Wirkungsquerschnitt erzielen

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dQ^2} / \frac{d\sigma(0)}{dQ^2} &= \exp [-(b_1 Q^2 - b_2 Q^4)] \\ &= \exp [-(b_1 |t| - b_2 |t|^2)]. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Die Parameter b_1 und b_2 sind beide positiv. Es wird in Verteilungen allerdings nicht der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von t direkt gezeigt, sondern nur die Anzahl der Ereignisse mit einem bestimmten Wert für t . Der Unterschied besteht aus einem konstanten Faktor vor der Exponentialfunktion, wodurch der Wert für den exponentiellen Abfall („Slope“) unberührt bleibt.

Einige der hier selektierten Teilchen wie das η oder das ω sind durch den Dreikörperzerfall gekennzeichnet. Für diese Teilchen wird auch der Dalitzplot gezeigt. Der Dalitzplot zeigt den Phasenraum des Zerfalls und gibt damit Auskunft über dessen Eigenschaften. Für einen direkten Zerfall in drei Teilchen und ohne Winkelkorrelation der Zerfallsprodukte ist die Verteilung flach. Wenn das Mutterteilchen aber z.B. über ein Zwischenprodukt zerfällt, so sind große Unterschiede in der Ereignisdichte zu sehen.

6.2 Elastische Streuung

In diesem Abschnitt wird die Verteilung des Impulsübertrags für elastische $\pi^- p$ Streuung betrachtet. Die Verteilung von t' ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Bei elastischer Streuung ist

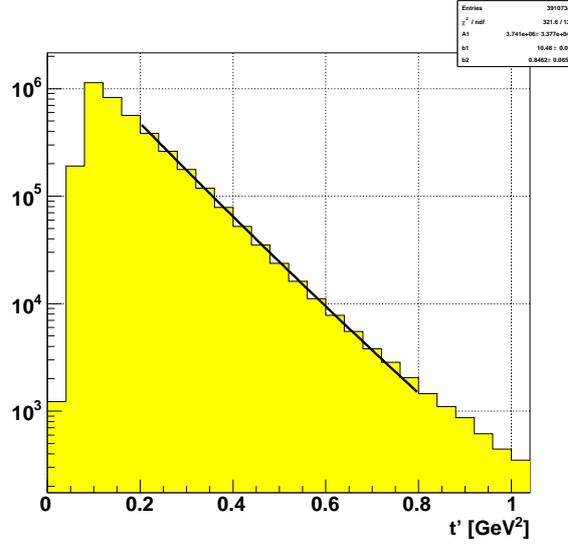


Abbildung 6.2: t' -Verteilung für elastische π^-p Streuung; Fit-Funktion: $A \exp^{-b_1 \cdot t' + b_2 \cdot t'^2}$; Ergebnisse siehe Tab.: 6.1

t_{min} gleich Null, weshalb $t' = |t|$ ist. Der Abfall der t' -Verteilung gegen Null erklärt sich aus dem Akzeptanzbereich des RPD (Recoil Proton Detector). Im Abschnitt 5.2 wurde bei der Selektion der Ereignisse gefordert, dass eine Spur im RPD rekonstruiert wurde. Der Akzeptanzbereich dafür, dass ein Recoil-Teilchen im RPD gesehen wird, fängt bei einem Impuls p_{\perp} des Teilchens von ca. 250 MeV/c an. Deshalb wird ein gewisser Impulsübertrag $t_{mit} \approx -p_{\perp}^2 \approx 0,06 \text{ GeV}^2$ gebraucht, damit überhaupt das Ereignis akzeptiert wird.

Parameter	Wert	Fehler
A	$3.741 \cdot 10^6$	$34 \cdot 10^3$
b_1/GeV^{-2}	10.48	0.05
b_2/GeV^{-4}	0.85	0.06

Tabelle 6.1: Parameter für elastische Streuung (191 GeV/c)
Fit-Funktion: $A \exp^{-b_1 \cdot t' + b_2 \cdot t'^2}$

Der Fit auf die t' -Verteilung erfolgte nach der Formel 6.5 und ging über einen Bereich von $0.20 < |t| < 0.80 \text{ (GeV)}^2$. Die Ergebnisse des Fits sind in Tabelle 6.1 zu sehen. Zum Vergleich sind in Tabelle 6.2 die Ergebnisse eines älteren Experimentes „IHEP“ [6] am CERN gezeigt. In diesem Experiment wurde ebenfalls die elastische π^-p Streuung untersucht, aber mit einem kleineren Impuls des einfliegenden π^- als im COMPASS-Experiment. Für den Fit wurde die gleiche funktionale Abhängigkeit von $|t|$ angenommen. Allerdings liegt der Fit-Bereich bei $0.07 < |t| < 0.80 \text{ (GeV)}^2$. Aus der Tabelle 6.2 ist zu ersehen, dass bei steigender Energie des einlaufenden π^- der exponentielle Abfall b_1 der Verteilung immer steiler zu werden scheint. Das bedeutet, dass im optischen (black disk) Modell der Radius des Protons immer größer wird.

	$P_{lab}/\text{GeV}/c$	b_1 / GeV^{-2}	b_2 / GeV^{-4}
CERN-IHEP	25.2	9.07 ± 0.32	2.4 ± 0.6
	40.1	9.63 ± 0.31	2.9 ± 0.5
COMPASS	191	10.48 ± 0.05	0.85 ± 0.06

Tabelle 6.2: Vergleich der Fit-Parameter mit IHEP [6] für verschiedene Impulse P_{lab} des einlaufenden π^-

6.3 Diffraktive Produktion

In diesem Abschnitt werden Endzustände mit diffraktiv produzierten Mesonresonanzen behandelt. Dabei werden die t' -Verteilungen und die Winkelverteilungen des erzeugten Systems X betrachtet. Wenn ein Drei-Körper-Zerfall vorliegt, wird dazu der entsprechende Dalitz-Plot gezeigt. Für den Fit der t' -Verteilung wird nicht der Fit nach der Formel 6.5 verwendet, da dieser für elastische Streuung ausgelegt war. Stattdessen werden zwei Varianten für den Fit mit linearem Term im Exponenten genutzt:

$$A \cdot \exp^{-b \cdot t'} \quad (6.6)$$

$$A \cdot t' \exp^{-b \cdot t'} \quad (6.7)$$

Da in diesen Ereignissen eine Resonanz der Masse m_X erzeugt wird, ist t_{min} ungleich null, und daher $t' \neq |t|$.

6.3.1 $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$

In Abbildung 6.3 ist das invariante Massenspektrum $m(\pi^- \pi^0)$ zu sehen. Es zeigt als dominante Resonanz das $\rho(770)$ und die Andeutung des $\rho(1690)$ und eine Andeutung einer weiteren Resonanz bei $1300 \text{ MeV}/c^2$. Das Massenspektrum wurde in Bereiche von $200 \text{ MeV}/c^2$ eingeteilt. Für jedes dieser Massenbins wurde die t' -Verteilung berechnet. Für den Fit auf die t' -Verteilung nach 6.6 und 6.7 wird nur ein kleiner Bereich von $0,2$ bis $0,5 \text{ GeV}^2$ ausgewählt. Die Fitresultate sollen Unterschiede zwischen den t' -Verteilungen hervorheben und zeigen wie sich der „Slope“ in Abhängigkeit von der Masse des erzeugten Systems X ändert.

In Abbildung 6.4 sieht man das invariante Massenspektrum und dazu die Werte vom Fit-Parameter b für beide Arten des Fits, die auf der y-Achse eingetragen sind. Es werden in Abb. 6.4 allerdings nur Ereignisse gezeigt, die im Fitbereich liegen. Im Vergleich der beiden Fitvarianten hat der Slope den gleichen Verlauf über das Massenspektrum. Man erkennt, dass der Slope mit steigender produzierter Masse tendenziell flacher wird. Bei der $\rho_1^-(770)$ Resonanz wird der Slope etwas stärker, was auf einen anderen Produktionsprozess schließen lässt. Bei Massen größer als $1,2 \text{ GeV}/c^2$ schwankt der Slope etwas, bleibt aber praktisch konstant. Die Schwankungen können aufgrund der etwas niedrigeren Statistik und auch durch die Fehler des Fits auf die t' -Verteilung herrühren.

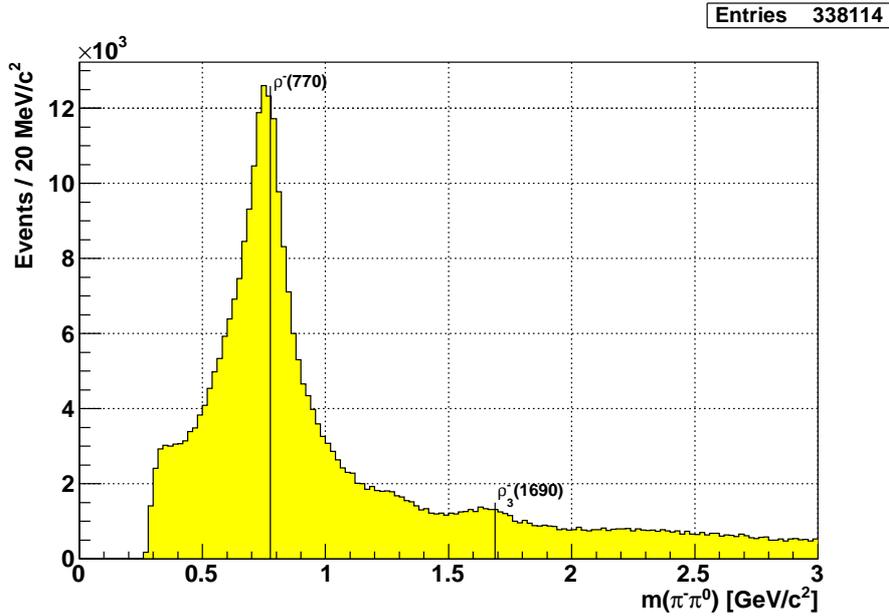


Abbildung 6.3: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\pi^0)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^0p$.

Die t' -Verteilungen für die einzelnen Massenbins sind in Abbildung 6.5 und in Abb. 6.6 zu sehen. In Abb. 6.5 wurde als Fit die Funktion $A \exp(-bt')$ und in Abb. 6.6 $A t' \exp(-bt')$ benutzt. Der Fit in Abb. 6.5 scheint im Fitbereich besser anzuliegen als in Abb. 6.6. Man sieht in den t' -Verteilungen, dass für große t' ab ca. $0,6 \text{ GeV}^2$ der Abfall schwächer wird und die Anzahl der Ereignisse über der gefitteten Kurve liegt.

In der folgenden Tabelle 6.3 sind für den Fit mit $A \exp(-bt')$ die resultierenden Parameter b für die Massenbins, die im Bereich von ρ_1^- liegen, gezeigt. Dazu sind im Vergleich ältere Ergebnisse von der Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Cracow-Heidelberg-Warsaw-Collaboration [7] gezeigt, bei denen ein Pion-Strahl mit $16 \text{ GeV}/c$ auf ein Protontarget geschossen wurde. Der Fit auf die t' -Verteilung lag in einem Bereich von $0,025$ bis $0,35 \text{ GeV}^2$ und wurde mit derselben Formel 6.6 durchgeführt.

	Massenbin / GeV/c^2	$P_{lab} / \text{GeV}/c$	b / GeV^{-2}
ABCCCHW.-Collab.		16	$9,1 \pm 2,7$
COMPASS	0.6 – 0.8	191	1.02
	0.7 – 0.9	191	9.90

Tabelle 6.3: Vergleich der Fit-Parameter mit [7] für verschiedene Impulse P_{lab} des einlaufenden π^-

Für jedes Massenbin wurde desweiteren die Winkelverteilung $\cos \theta$ für π^0 im Ruhesystem von $\pi^-\pi^0$ errechnet. Die Winkelverteilungen sind in Abbildung 6.7 gezeigt. Als z-Achse, auf die sich der Winkel θ bezieht, dient die Flugrichtung des ausgehenden Systems $X \rightarrow \pi^-\pi^0$

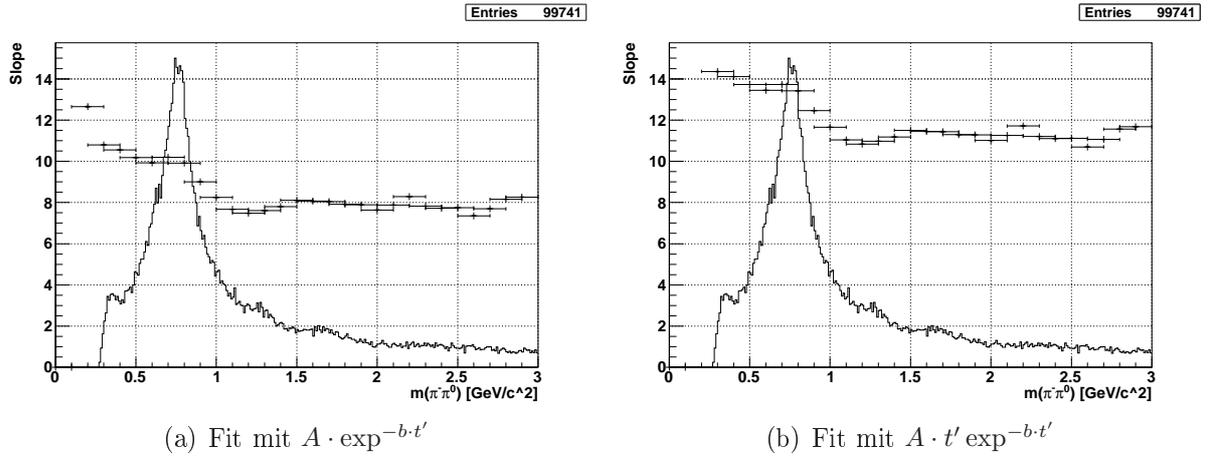


Abbildung 6.4: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\pi^0)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^0p$ und Fitresultate. Im Massenspektrum sind nur Ereignisse gezeigt, deren t' im Fitbereich von 0,2 bis 0,5 GeV^2 liegt. Auf der Y-Achse sind die Werte für b abzulesen.

im Laborsystem. Danach folgt der „Boost“ in Richtung der z-Achse, um daraus die neuen Lorenzvektoren für π^- und π^0 zu ermitteln. Aus Abbildung 6.7 ist ersichtlich, dass $\cos\theta$ von π^0 eine Häufung bei -1 zeigt und damit entgegen der Flugrichtung von X . Das gilt insbesondere bei größeren invarianten Massen des ausgehenden Systems X . Die vornehinten Asymmetrie kann mit dem „Leading particle“-Effekt in Verbindung gebracht werden. Dabei ist tendenziell das schnellste Teilchen im Endzustand dasjenige mit den Valenzquarks des einlaufenden Teilchens. Allerdings können hier Akzeptanzeffekte¹ des Spektrometers auch eine Rolle spielen.

¹Alle Daten in der vorliegenden Arbeit sind nicht auf Akzeptanz korrigiert

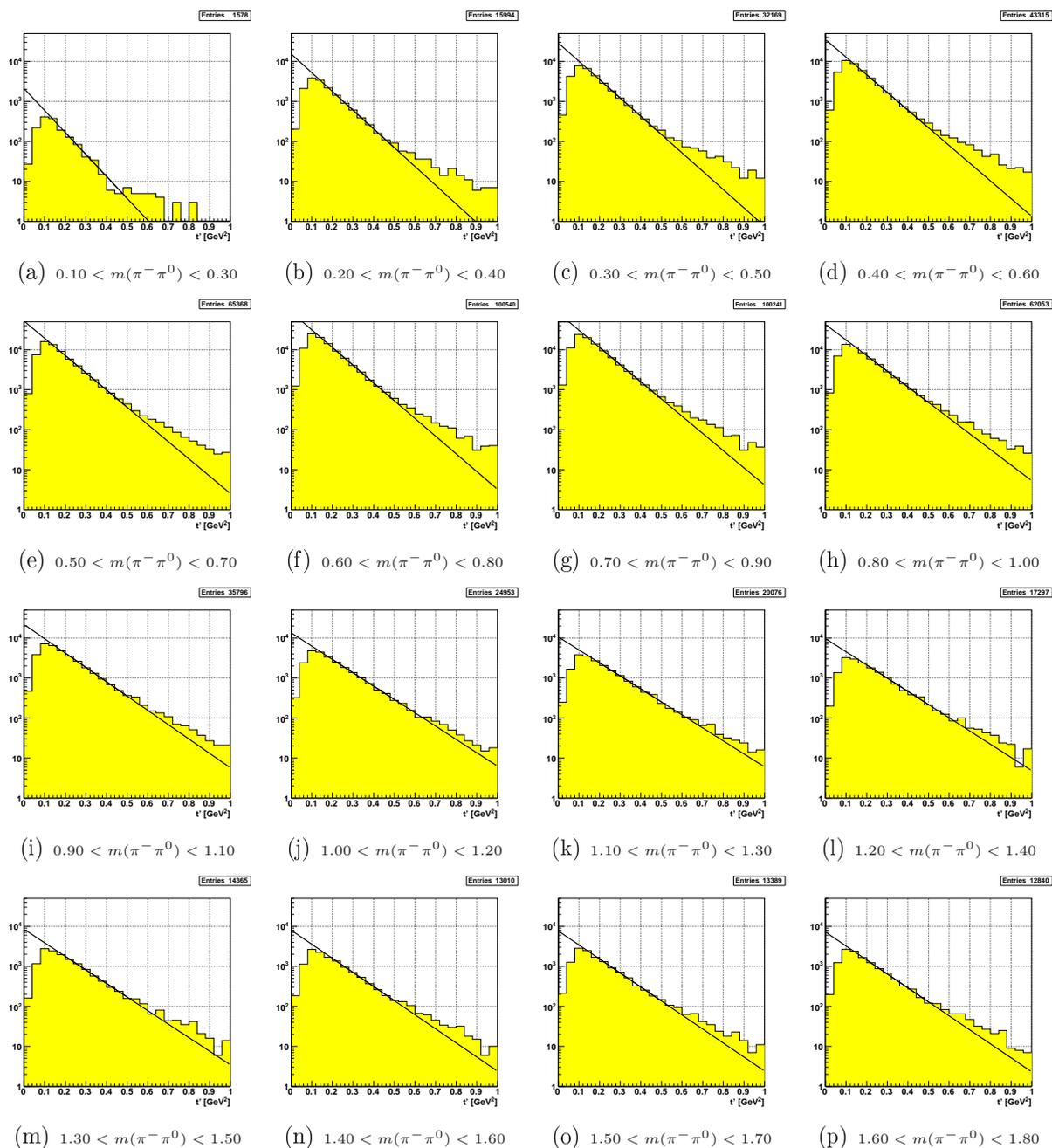


Abbildung 6.5: t' -Verteilung für die verschiedene Massenbins im $m(\pi^- \pi^0)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von $0, 2 - 0, 5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

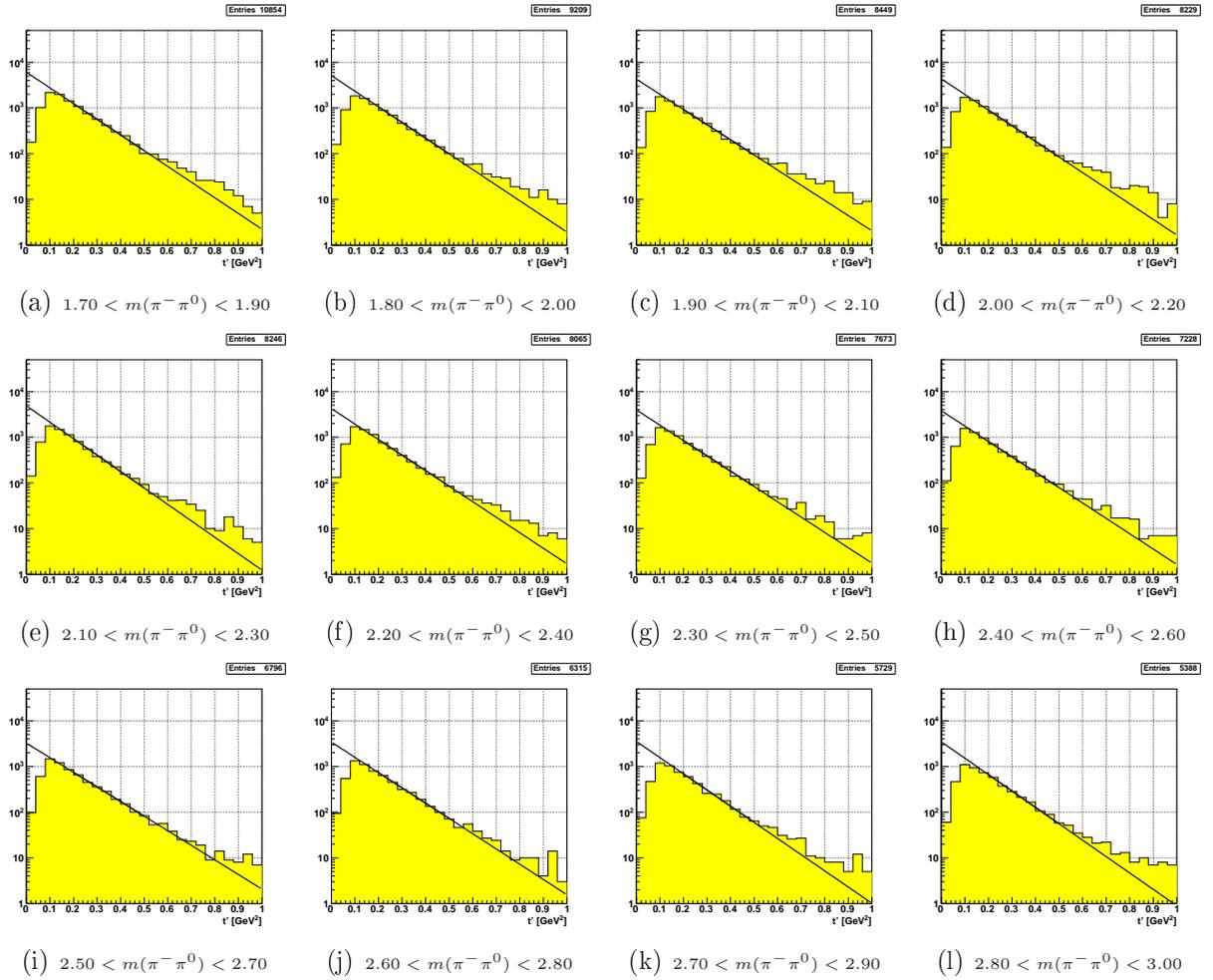


Abbildung 6.5 (Fortsetzung): t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \pi^0)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von $0, 2 - 0, 5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

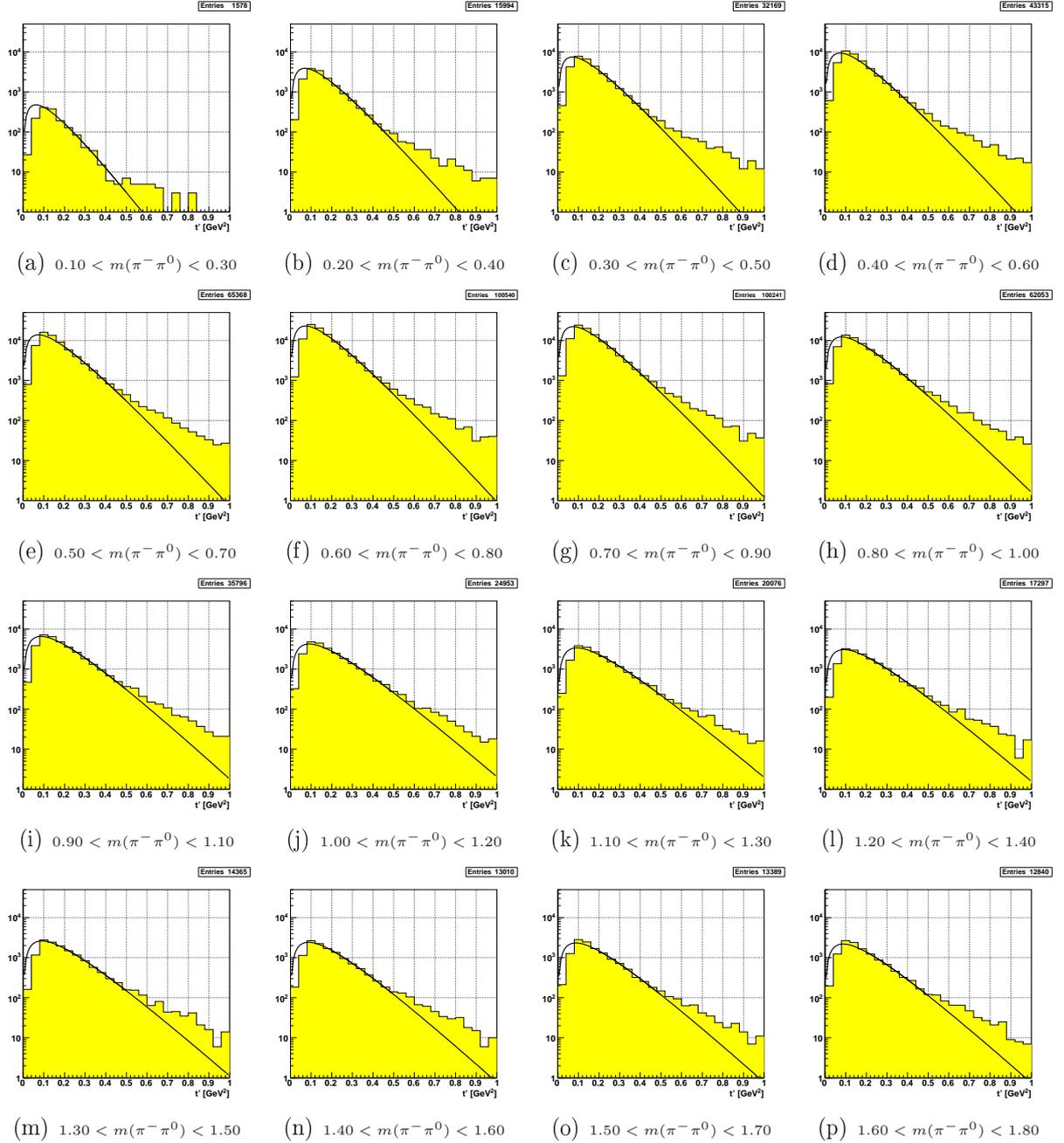


Abbildung 6.6: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \pi^0)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$ im Bereich von $0, 2 - 0, 5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

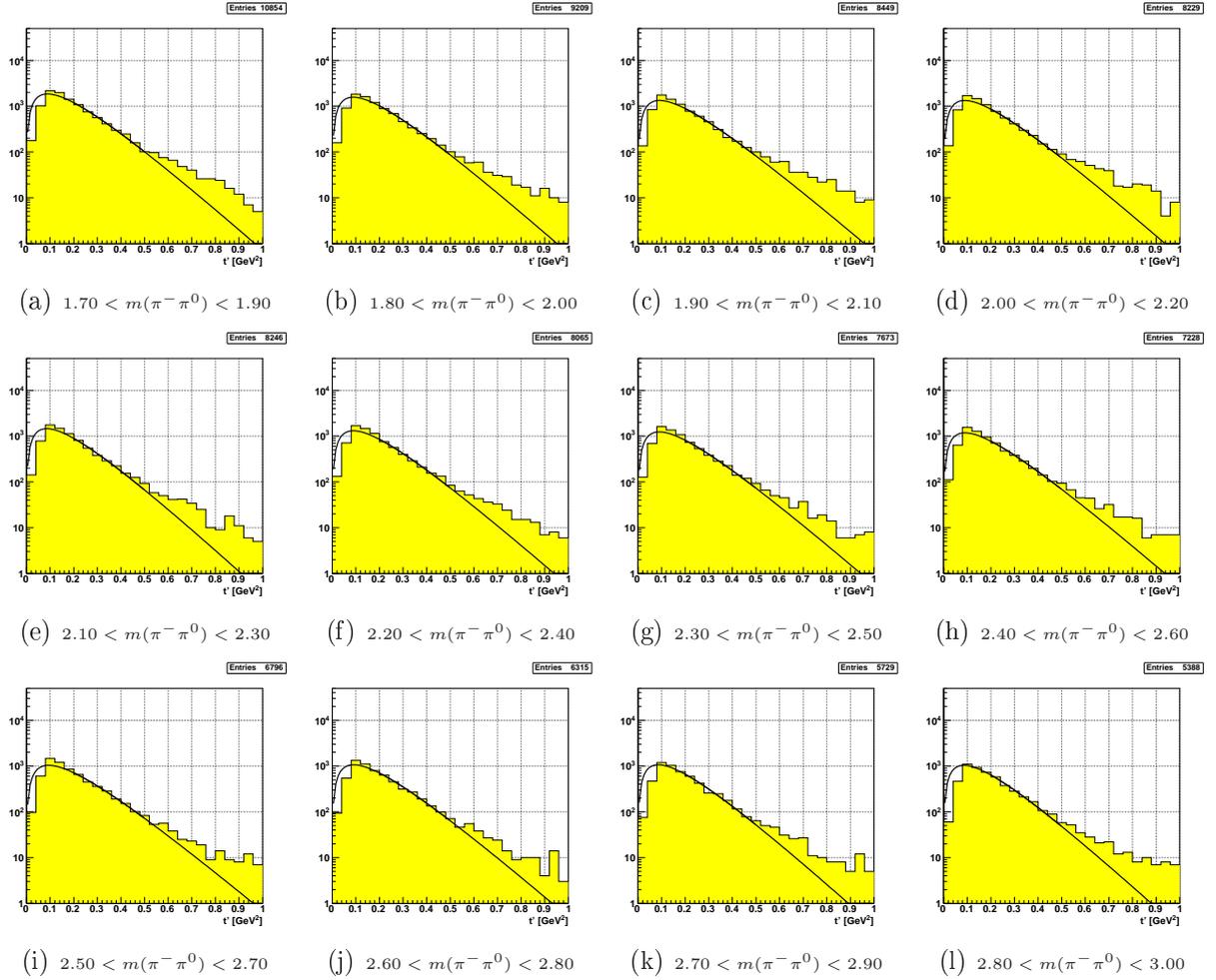


Abbildung 6.6 (Fortsetzung): t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \pi^0)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$ im Bereich von $0, 2 - 0, 5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

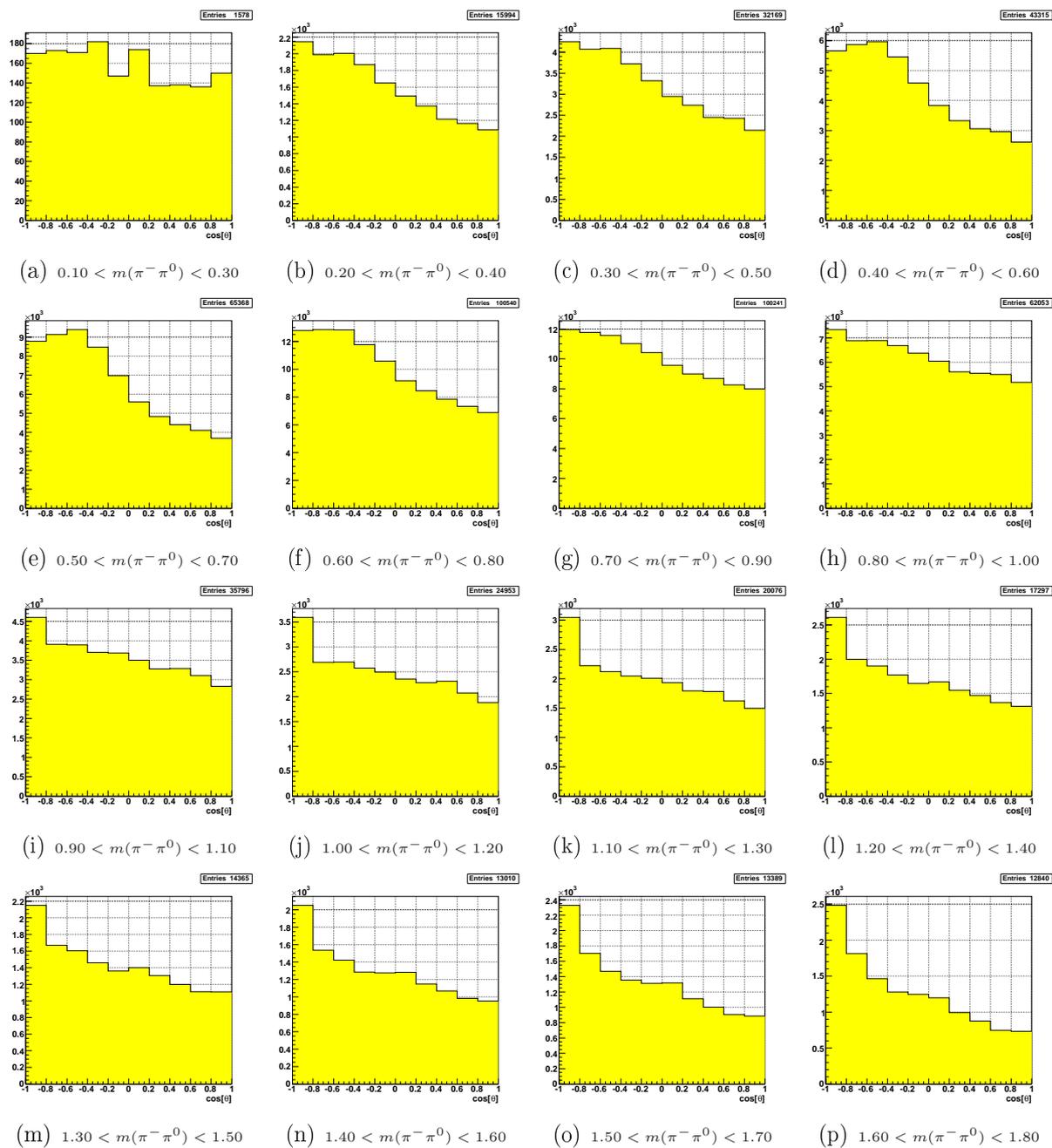


Abbildung 6.7: $\cos(\theta)$ -Verteilung von π^0 im $\pi^- \pi^0$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \pi^0)$ -Spektrum.

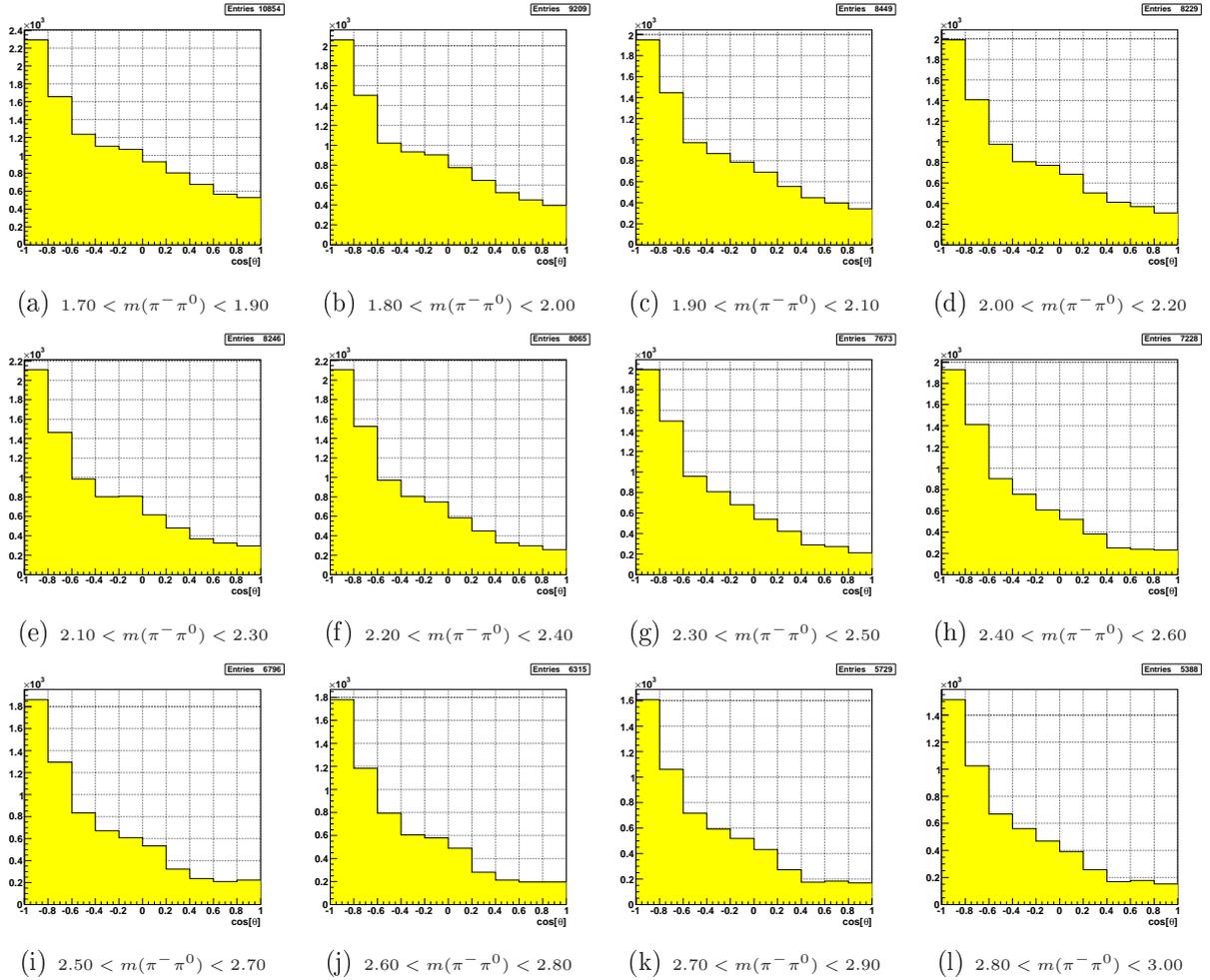
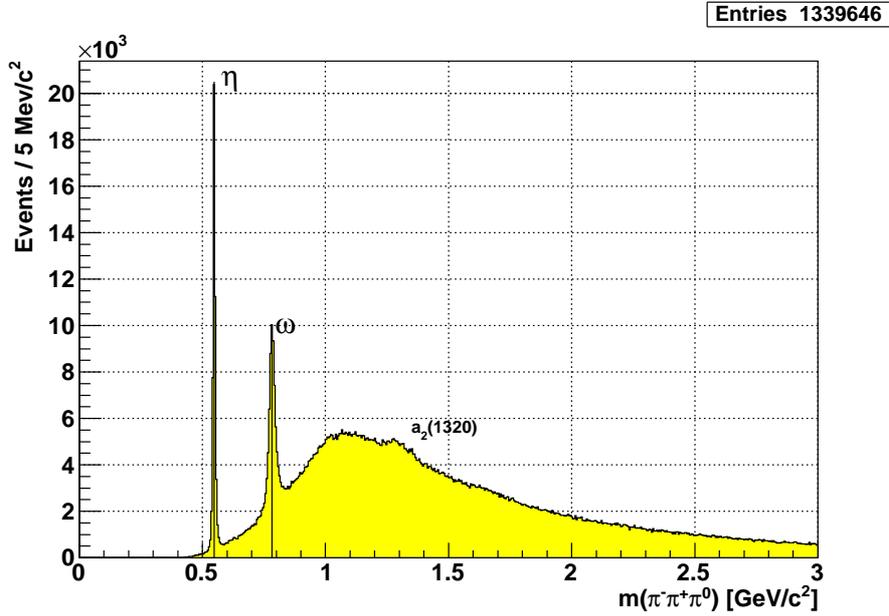


Abbildung 6.7 (Fortsetzung): $\cos(\theta)$ -Verteilung von π^0 im $\pi^- \pi^0$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \pi^0)$ -Spektrum.

6.3.2 $\pi^- p \rightarrow p (3\pi)^- \pi^0$ Abbildung 6.8: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^- \pi^+ \pi^0)$ für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 p$

In diesem Abschnitt werden Ereignisse mit 3 geladenen Pionen und einem π^0 , das zu zwei Photonen zerfällt, behandelt. Dazu wird in Abbildung 6.8 das invariante $\pi^- \pi^+ \pi^0$ -Massenspektrum gezeigt. Es treten der η und der ω -Peak deutlich hervor. Auch das $a_2(1320)$ ist schwach über dem Untergrund noch zu sehen. Nachfolgend werden die Ereignisse mit einem η und einem ω selektiert und die Ergebnisse dieser Selektion gezeigt.

Reaktion: $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \eta (\pi^- \pi^+ \pi^0)$

In Abbildung 6.9 ist das invariante $\pi^- \pi^+ \pi^0$ -Massenspektrum nochmals für einen kürzeren Massenbereich gezeigt. Ereignisse, die ein η besitzen sollen, befinden sich im grün unterlegten Bereich. Für diese Ereignisse lässt sich der 3-Pionen-Zerfall vom η in einem Dalitzplot darstellen. Die schwarze Linie in Abbildung 6.10 gibt dabei die theoretische Grenze an, die kinematisch möglich ist. Einige Ereignisse gehen darüber hinaus, was auf die Breite des η -Fensters im Massenspektrum zurückzuführen ist. In Abbildung 6.10 ist weiterhin zu sehen, dass das η den Zerfall für kleine Massen von $m(\pi^+ \pi^0)$ und $m(\pi^- \pi^0)$ bevorzugt (siehe auch [3]).

Das invariante Massenspektrum für $\pi^- \eta$ ist in Abbildung 6.11 zu erkennen. Darin zeigt sich deutlich die a_2 -Resonanz bei $1,32 \text{ GeV}/c^2$. Auch dieses Massenspektrum wurde in Bins mit der Breite von $200 \text{ MeV}/c^2$ unterteilt und es wurden jeweils die t' -Verteilungen für die einzelnen Massenbins mit $A \exp(-bt')$ und $A t' \exp(-bt')$ gefittet. Die Ergebnisse

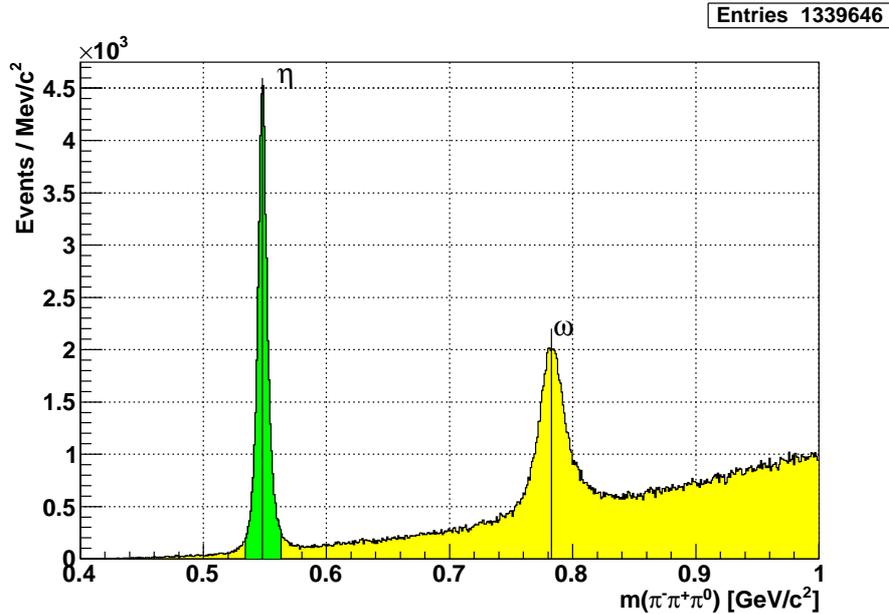


Abbildung 6.9: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\pi^+\pi^0)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\eta(\pi^-\pi^+\pi^0)p$. Der grün unterlegte Bereich wird selektiert.

der Slopes b sind in Abbildung 6.12 in das Massenspektrum eingezeichnet. Auch hier ist der Verlauf der Slopes für beide Varianten des Fits auf die t' -Verteilung gleich. Es ist ebenfalls der Trend zu erkennen, dass die Verteilungen mit zunehmender Masse von $\pi^-\eta$ bis zu $1,5 \text{ GeV}/c^2$ flacher werden. Für noch größere Massen schwankt der Slope zwischen 5 und 7. Die ersten beiden Slopes sind dabei wegen ihrer geringen Statistik mit einer großen Unsicherheit behaftet. In Abbildung 6.13 und in Abb. 6.14 sind die einzelnen t' -Verteilungen jeweils mit beiden Fitfunktionen gezeigt. Es zeigt sich dabei, dass der Verlauf für größere t' etwas steiler wird, weshalb sich der Fit mit der Funktion $A t' \exp(-bt')$ augenscheinlich als besser erweist. Desweiteren zeigt die t' -Verteilung für kleine t' bei ca. $0,15 \text{ GeV}^2$ eine Abflachung, die nicht durch den Akzeptanzeffekt des RPDs (siehe Abschn. 3.3) erklärt werden kann, an die sich dieser Fit mit $A t' \exp(-bt')$ besser anschmiegt.

Für das ausgehende $\pi^-\eta$ -System sind in Abbildung 6.15 die Winkelverteilungen von η für die einzelnen Massenbins gezeigt. Dabei wird die Verteilung von $\cos\theta$ für das η im Ruhesystem von $\pi^-\eta$ gezeigt. Die z-Achse, auf die sich θ bezieht, ist wieder die ursprüngliche Flugrichtung von $\pi^-\eta$ im Laborsystem. Während für kleine invariante $\pi^-\eta$ -Massen das η eher nach vorne geht, zeigt sich für große $\pi^-\eta$ -Massen eine starke vorn-hinten Ausrichtung. Im mittleren Massenbereich von $1,2$ bis $1,9 \text{ GeV}/c^2$ entspricht der Verlauf etwa einer $\cos^2\theta$ Verteilung plus einer Konstanten.

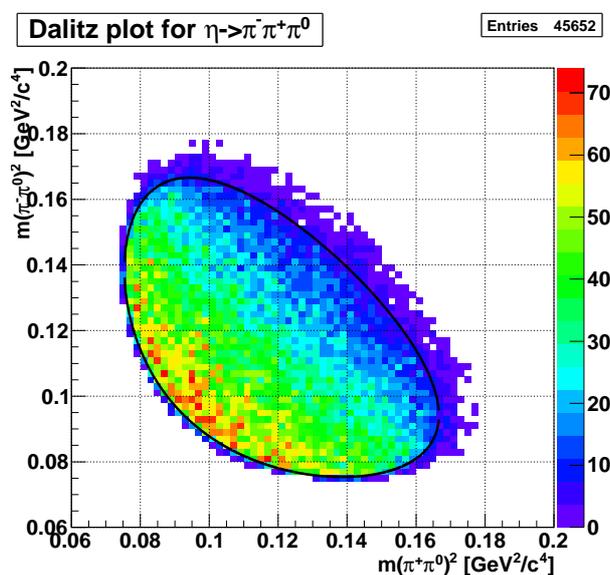


Abbildung 6.10: Dalitzplot vom η -Zerfall $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$. Die schwarze Linie entspricht der Phasenraumgrenze.

x-Achse: $m(\pi^+ \pi^0)^2$; y-Achse: $m(\pi^- \pi^0)^2$

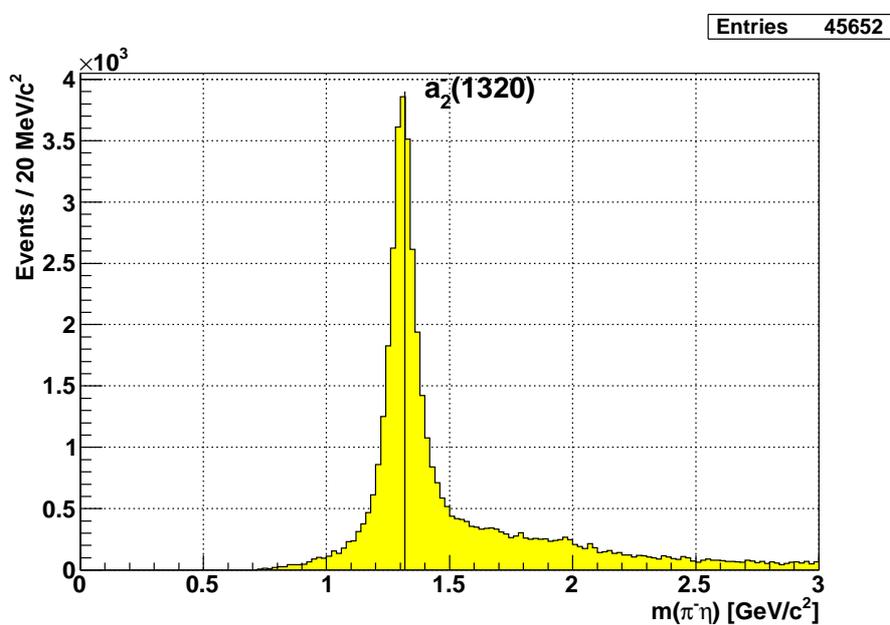


Abbildung 6.11: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^- \eta)$ für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta (\pi^- \pi^+ \pi^0) p$.

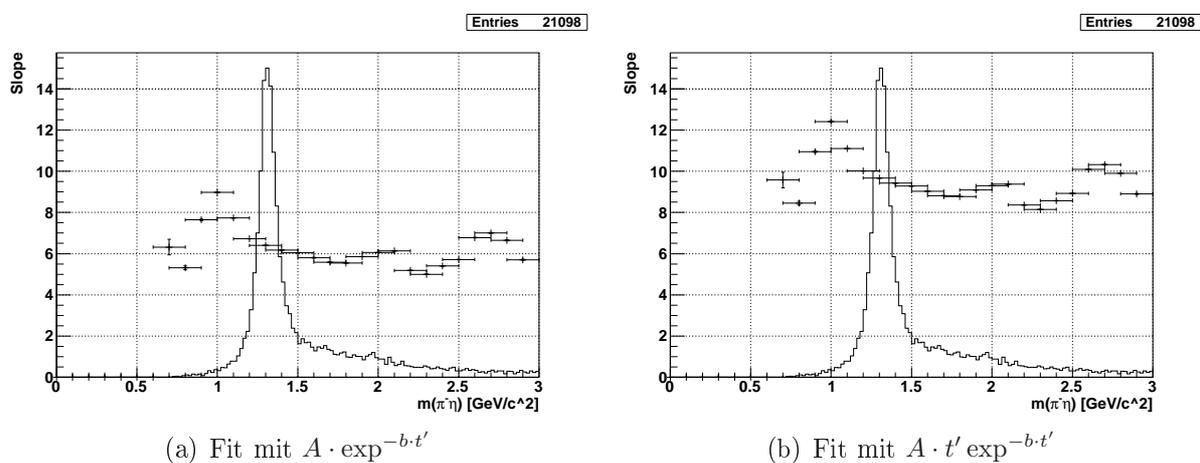


Abbildung 6.12: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^- \eta)$ für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta (\pi^- \pi^+ \pi^0) p$ und Fiteresultate. Gezeigt werden nur Ereignisse, deren t' im Fitbereich von 0,2 bis 0,5 GeV^2 liegt. Auf der Y-Achse sind die Werte für b abzulesen.

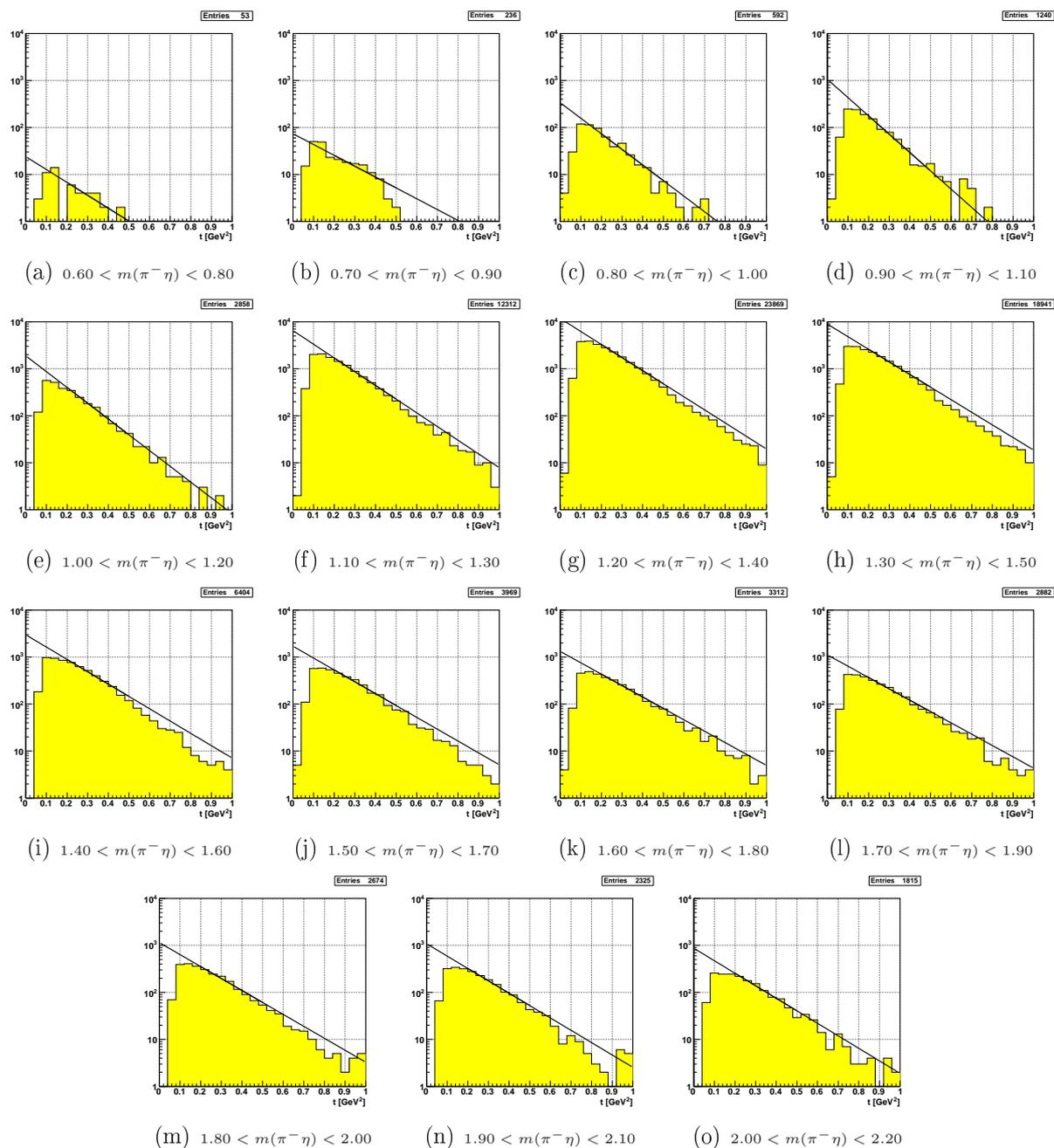


Abbildung 6.13: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von $0, 2-0, 5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

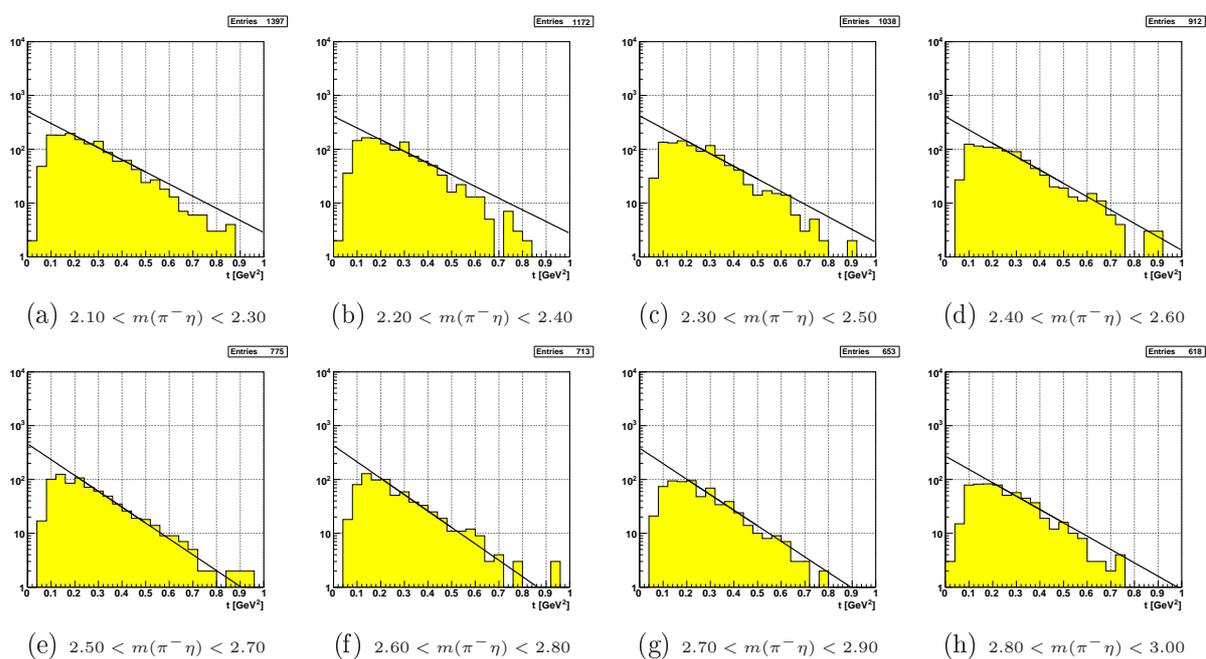


Abbildung 6.13 (Fortsetzung): t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta p$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von 0,2 – 0,5 GeV^2 . Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

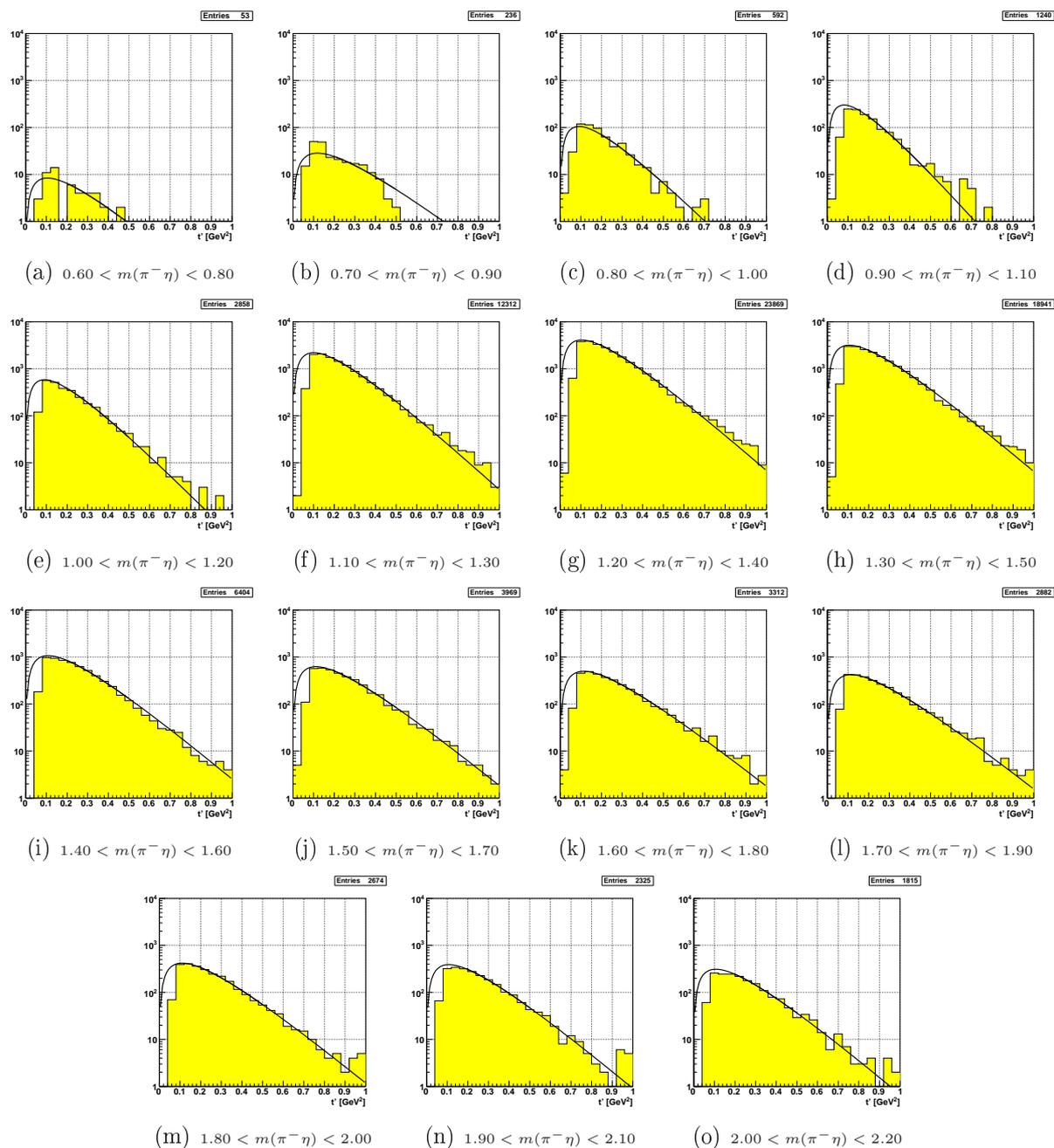


Abbildung 6.14: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta$. Fit mit $A t' \exp(-b t')$ im Bereich von $0, 2 - 0, 5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

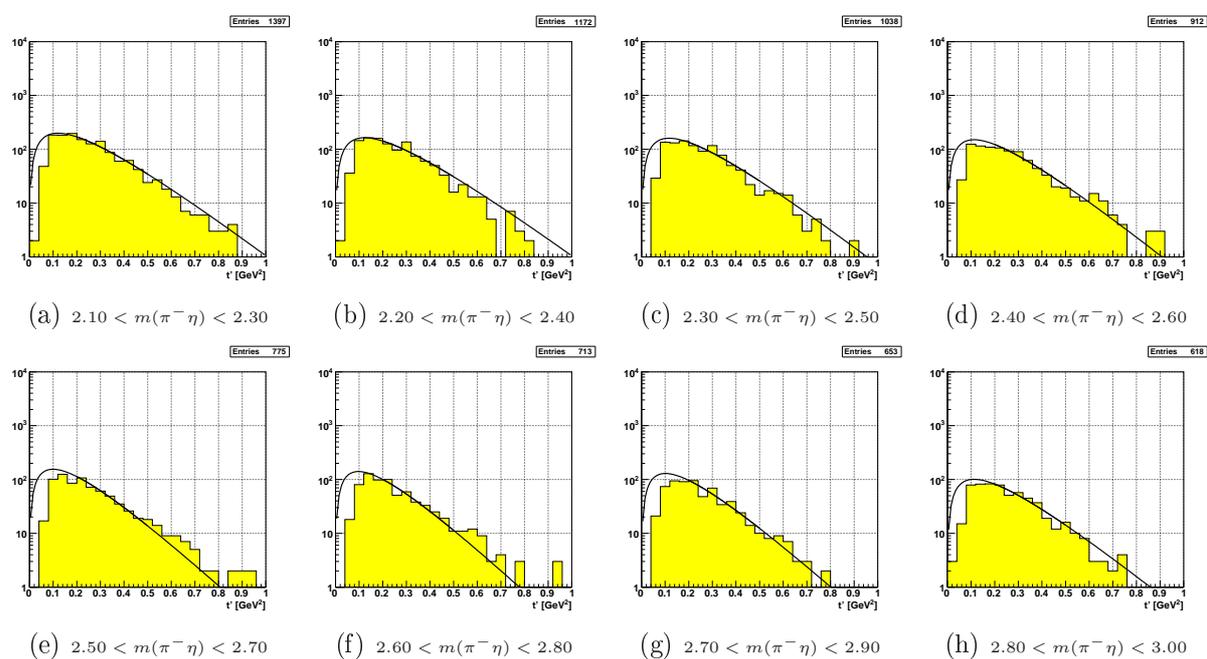


Abbildung 6.14 (Fortsetzung): t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta p$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$ im Bereich von $0, 2 - 0, 5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

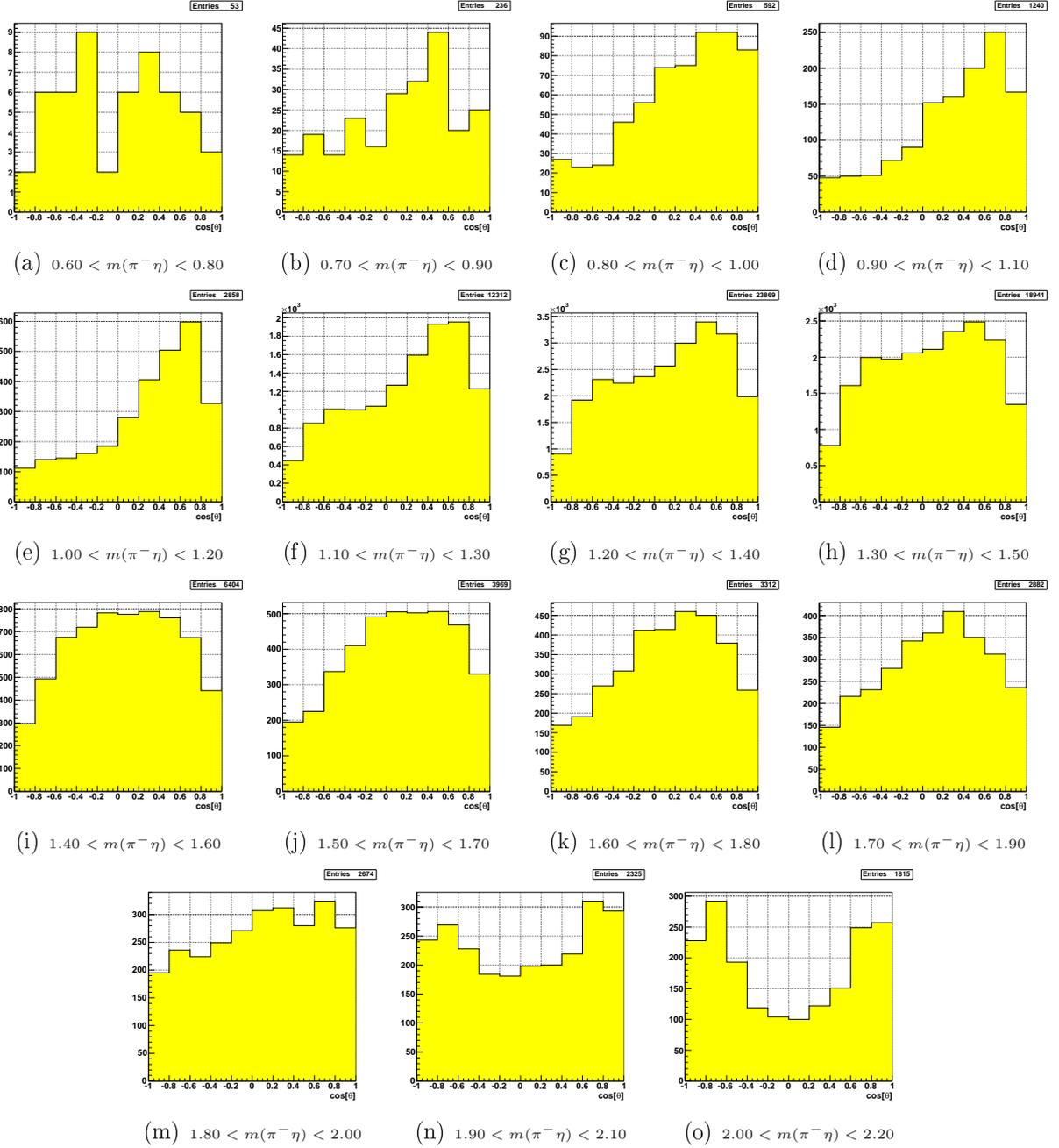


Abbildung 6.15: $\cos(\theta)$ -Verteilung von η im $\pi^- \eta$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta)$ -Spektrum.

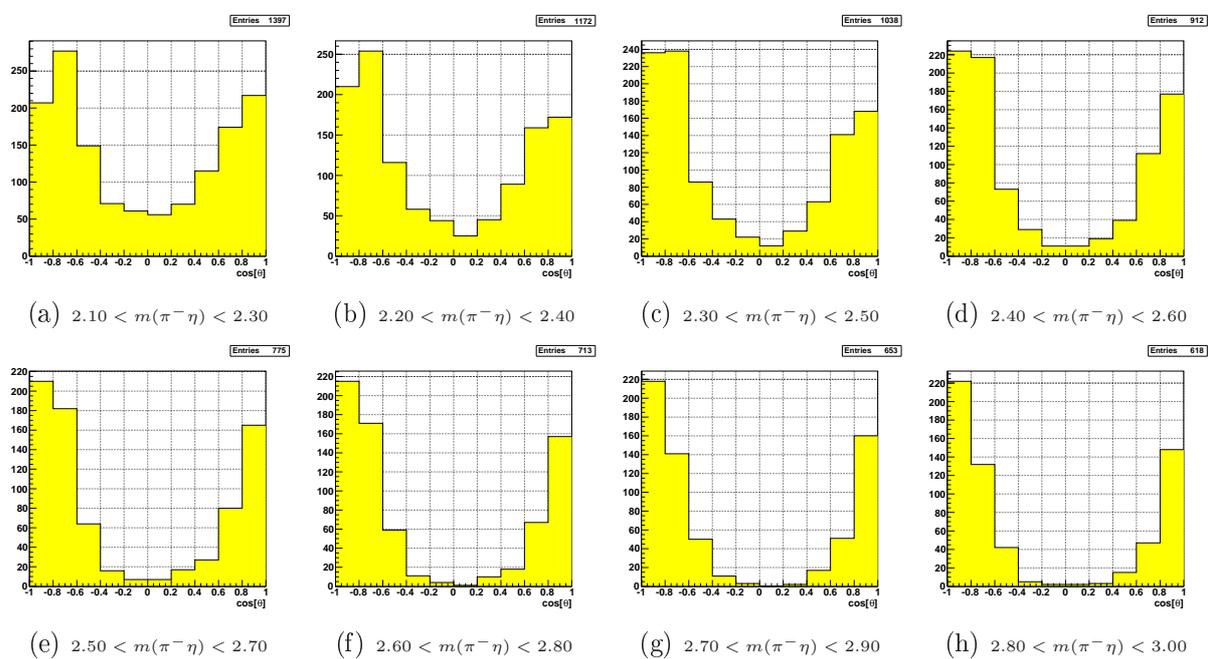


Abbildung 6.15 (Fortsetzung): $\cos(\theta)$ -Verteilung von η im $\pi^- \eta$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta)$ -Spektrum.

Reaktion: $\pi^- p \rightarrow \pi^- \omega (\pi^+ \pi^- \pi^0) p$

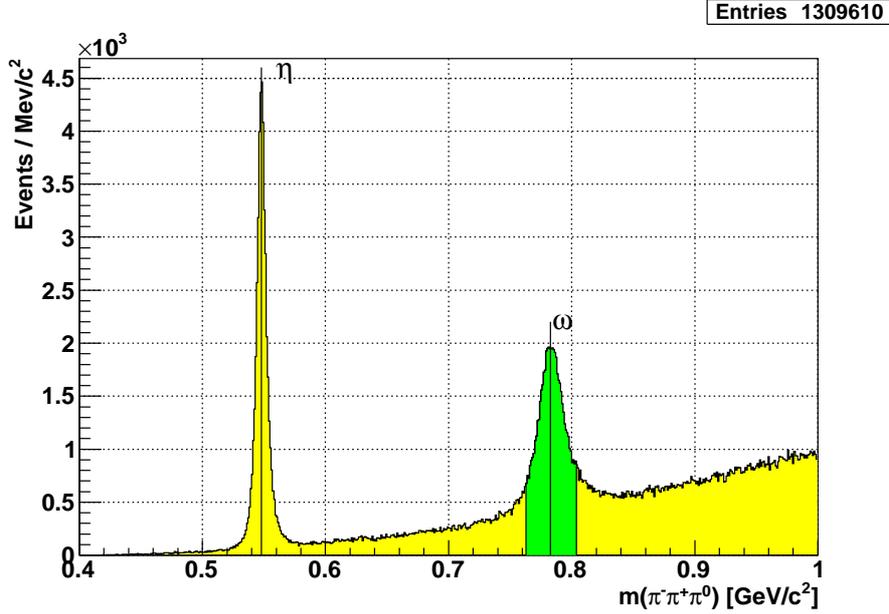


Abbildung 6.16: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^- \pi^+ \pi^0)$ für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \omega (\pi^- \pi^+ \pi^0) p$. Der grün unterlegte Bereich wird selektiert.

Die für das ω selektierten Ereignisse sind in Abbildung 6.16 zu sehen. Im Gegensatz zu den Ereignissen mit einem η befinden sich hier deutlich mehr Untergrundereignisse im selektierten Bereich, was sich auch im invarianten $\pi^- \omega$ -Massenspektrum widerspiegelt (siehe Abb. 6.18). Der Dalitzplot für den ω -Zerfall ist in Abbildung 6.17 zu sehen. Hier zeigt sich ein Maximum in der Mitte des Dalitzplots, aufgrund seiner Eigenschaft als Vektor-Meson mit Spin-Parität $J^P = 1^-$ [23].

Das in Abbildung 6.18 gezeigte invariante $\pi^- \omega$ -Massenspektrum zeigt bei $1,23 \text{ GeV}/c^2$ einen Peak, der dem $b_1(1235)$ zuzuordnen ist. Dieses Massenspektrum wird ebenfalls wieder in $200 \text{ MeV}/c^2$ breite Massenbins unterteilt. Die Slopes für die verschiedenen Fits sind zusammen mit dem Massenspektrum in Abb. 6.19 zu sehen. Der Abfall der t' -Verteilungen ist dabei über einen anfänglichen Bereich konstant, bis er bei ca. $2 \text{ GeV}/c^2$ mit zunehmender Masse flacher wird. Der Fit mit $A \exp(-bt')$ auf die t' -Verteilungen ist in Abb. 6.20 gezeigt und der Fit mit $A t' \exp(-bt')$ in Abb. 6.21. Für $\pi^- \omega$ scheint der Fit $A \exp(-bt')$ die bessere Alternative zu sein. Die t' -Verteilungen fallen konstant exponentiell ab, auch über den Fitbereich hinaus. Im Gegensatz zu $\pi^- \eta$ gibt es keine Abflachung der Verteilungen für kleine t' . Erst für $t' < 0,1 \text{ GeV}^2$ fällt die Verteilung wieder aufgrund des Akzeptanzeffekts des RPDs.

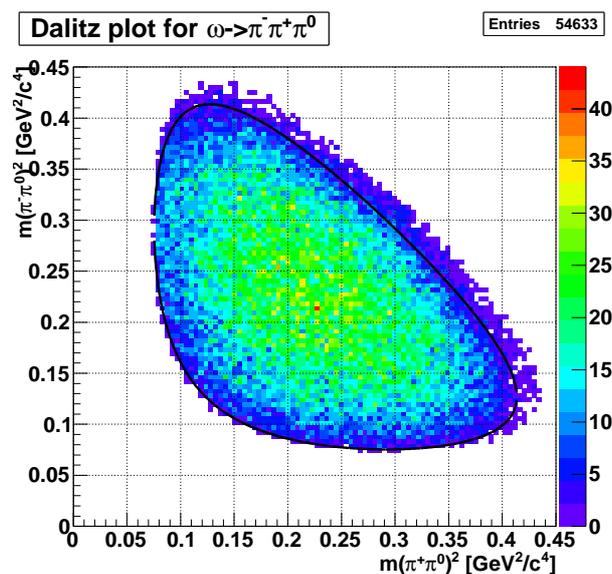


Abbildung 6.17: Dalitzplot vom ω -Zerfall $\omega \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$. Die schwarze Linie entspricht der Phasenraumgrenze.

x-Achse: $m(\pi^+ \pi^0)^2$; y-Achse: $m(\pi^- \pi^0)^2$

Die $\cos\theta$ -Verteilungen von ω im $\pi^- \omega$ -System für die Massenbins im invarianten $\pi^- \omega$ -Massenspektrum sind in Abbildung 6.22 gezeigt. In ihnen sieht man eine asymmetrische Verteilung, die das rückläufige ω bevorzugt (siehe auch Seite 60 über Winkelverteilung von $\pi^- \pi^0$). Für größere Massen des ausgehenden Systems zeigt sich wie bei $\pi^- \eta$ eine Aufspaltung der Flugrichtung des Omegas nach vorne und nach hinten im $\pi^- \omega$ -System.

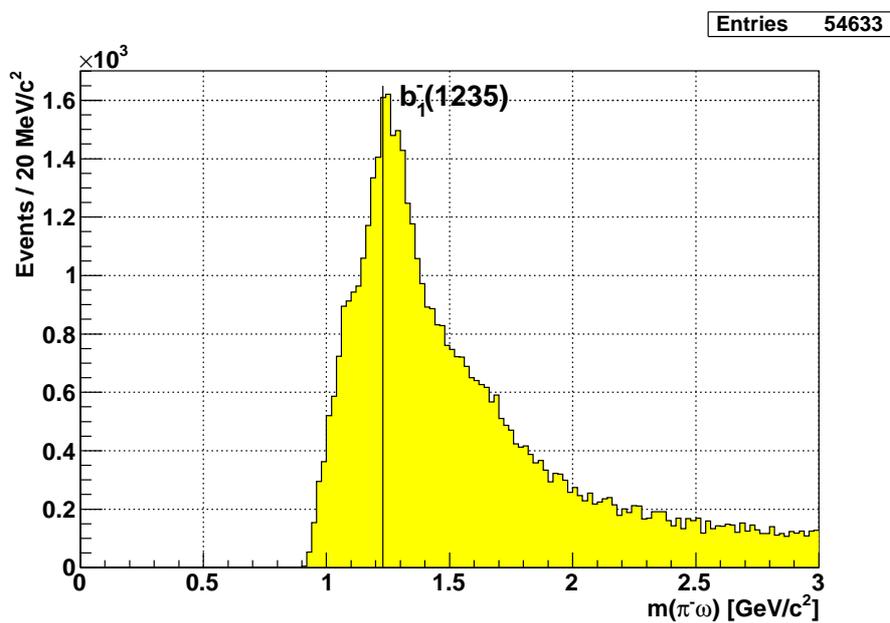


Abbildung 6.18: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\omega)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\omega(\pi^-\pi^+\pi^0)p$.

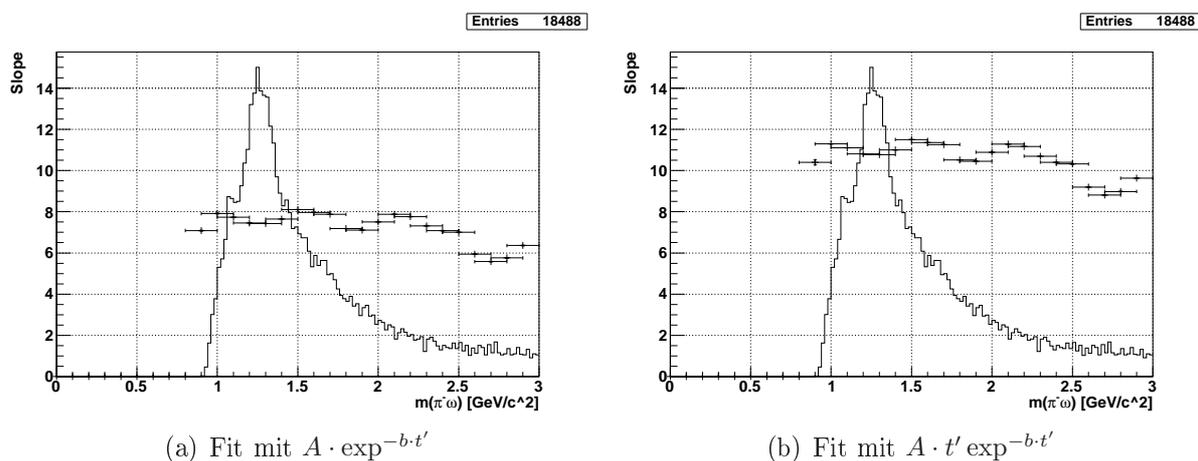


Abbildung 6.19: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\omega)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\omega(\pi^-\pi^+\pi^0)p$ und Fitresultate. Es werden nur Ereignisse gezeigt, deren t' im Fitbereich von 0, 2 bis 0, 5 GeV^2 liegt. Auf der Y-Achse sind die Werte für b abzulesen.

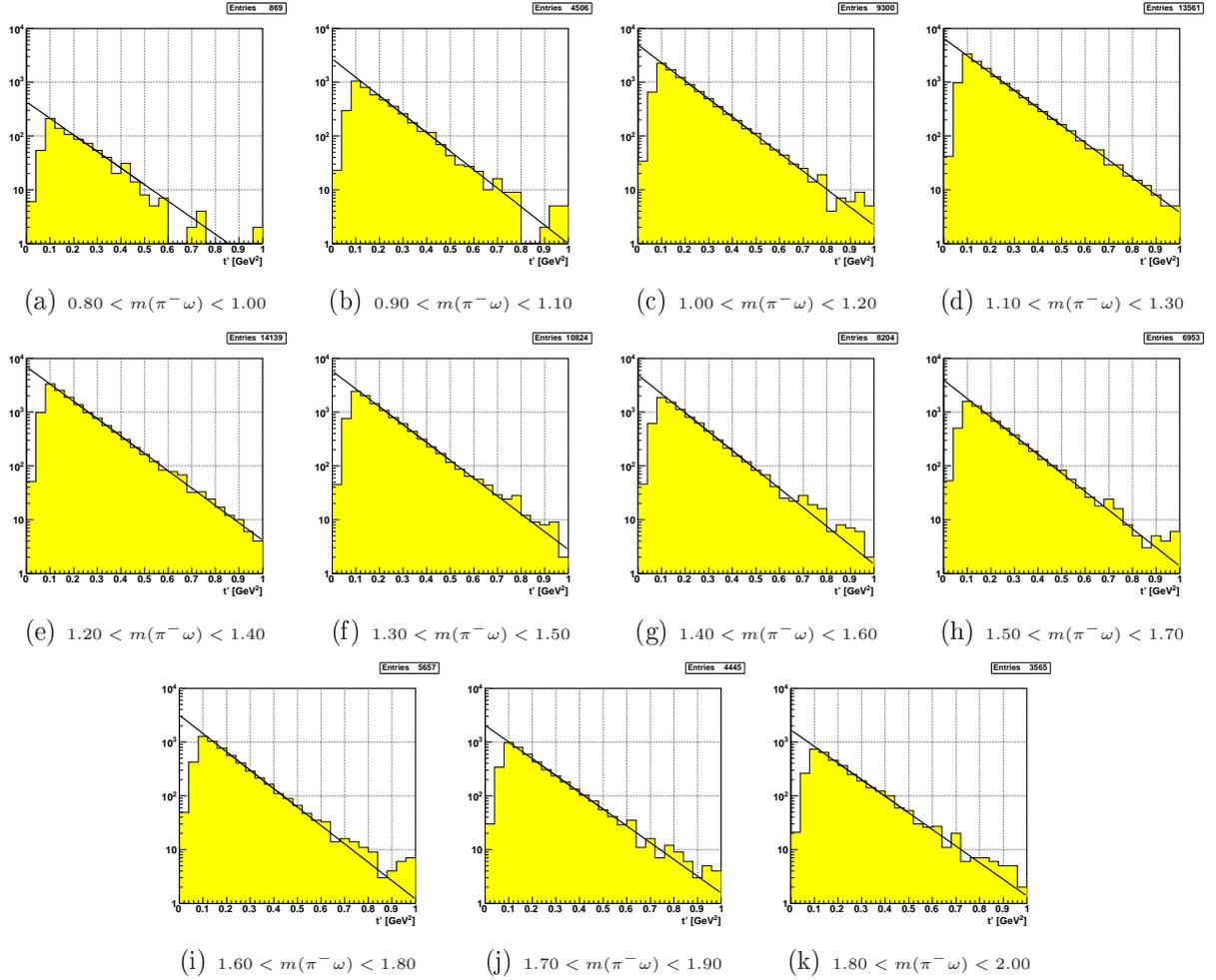


Abbildung 6.20: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \omega)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \omega$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von $0,2 - 0,5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

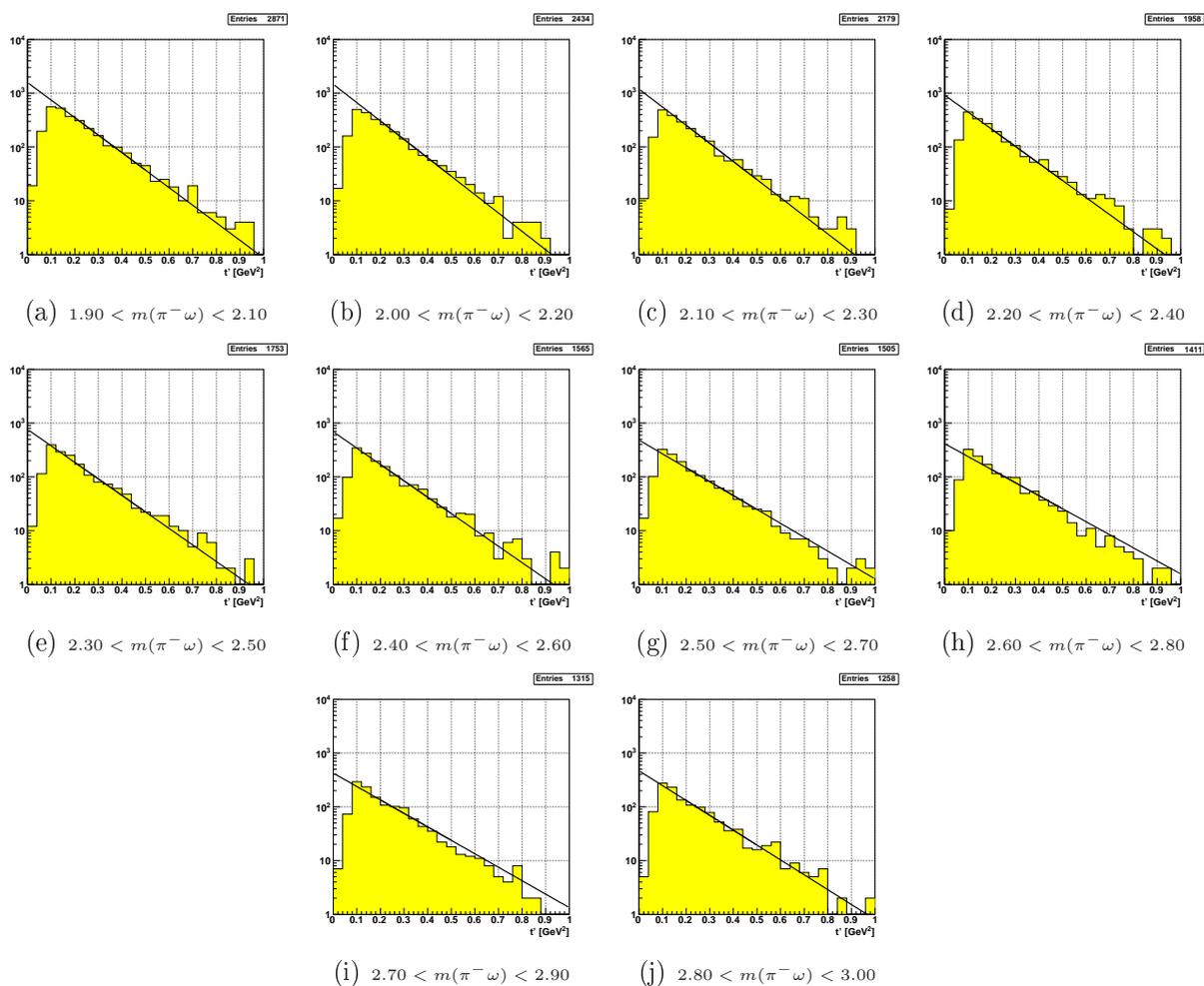


Abbildung 6.20 (Fortsetzung): t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \omega)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \omega p$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von 0,2 – 0,5 GeV^2 . Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

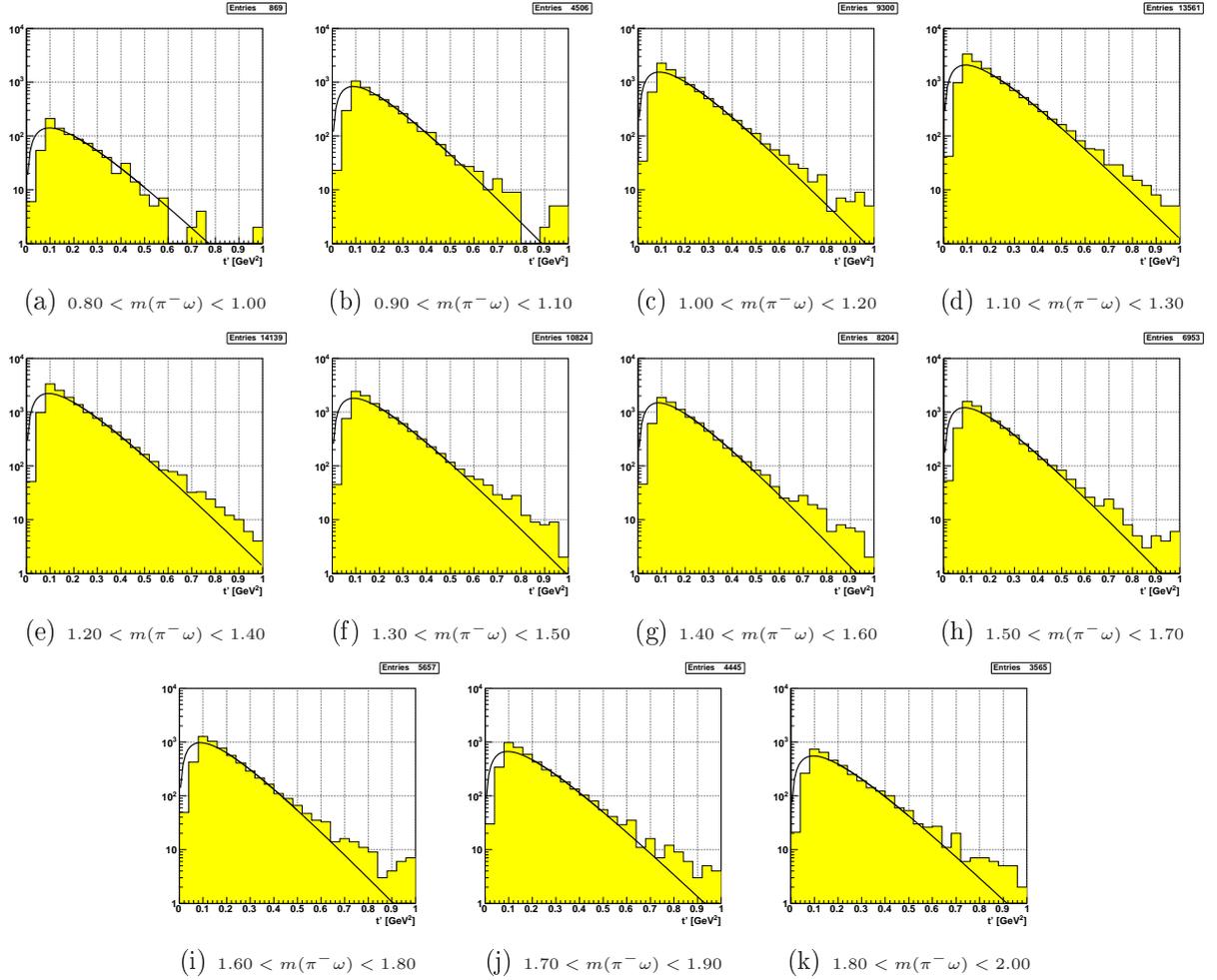


Abbildung 6.21: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \omega)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \omega$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$ im Bereich von $0,2 - 0,5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

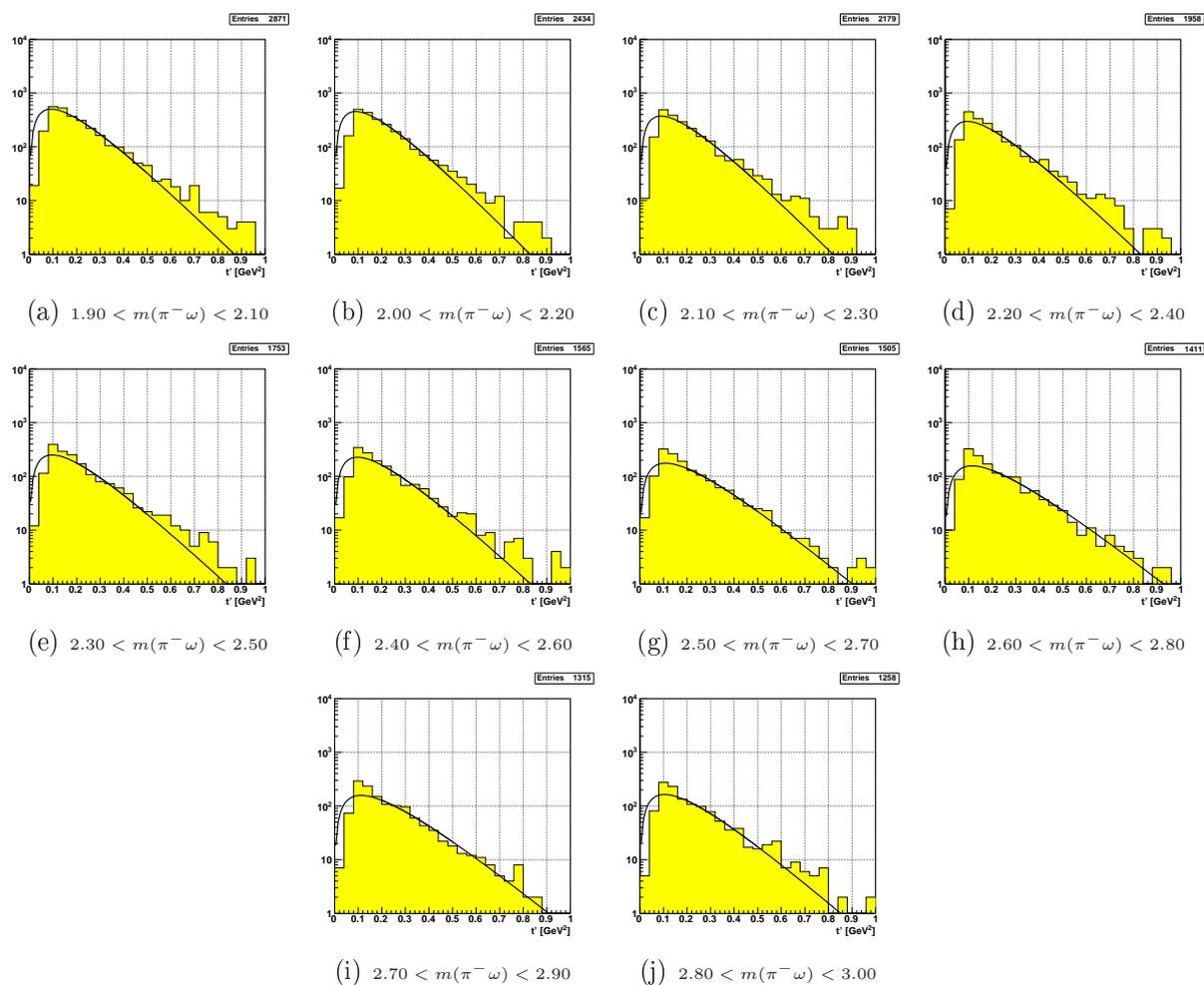


Abbildung 6.21 (Fortsetzung): t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \omega)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \omega p$. Fit mit $A t' \exp(-b t')$ im Bereich von 0,2 – 0,5 GeV^2 . Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

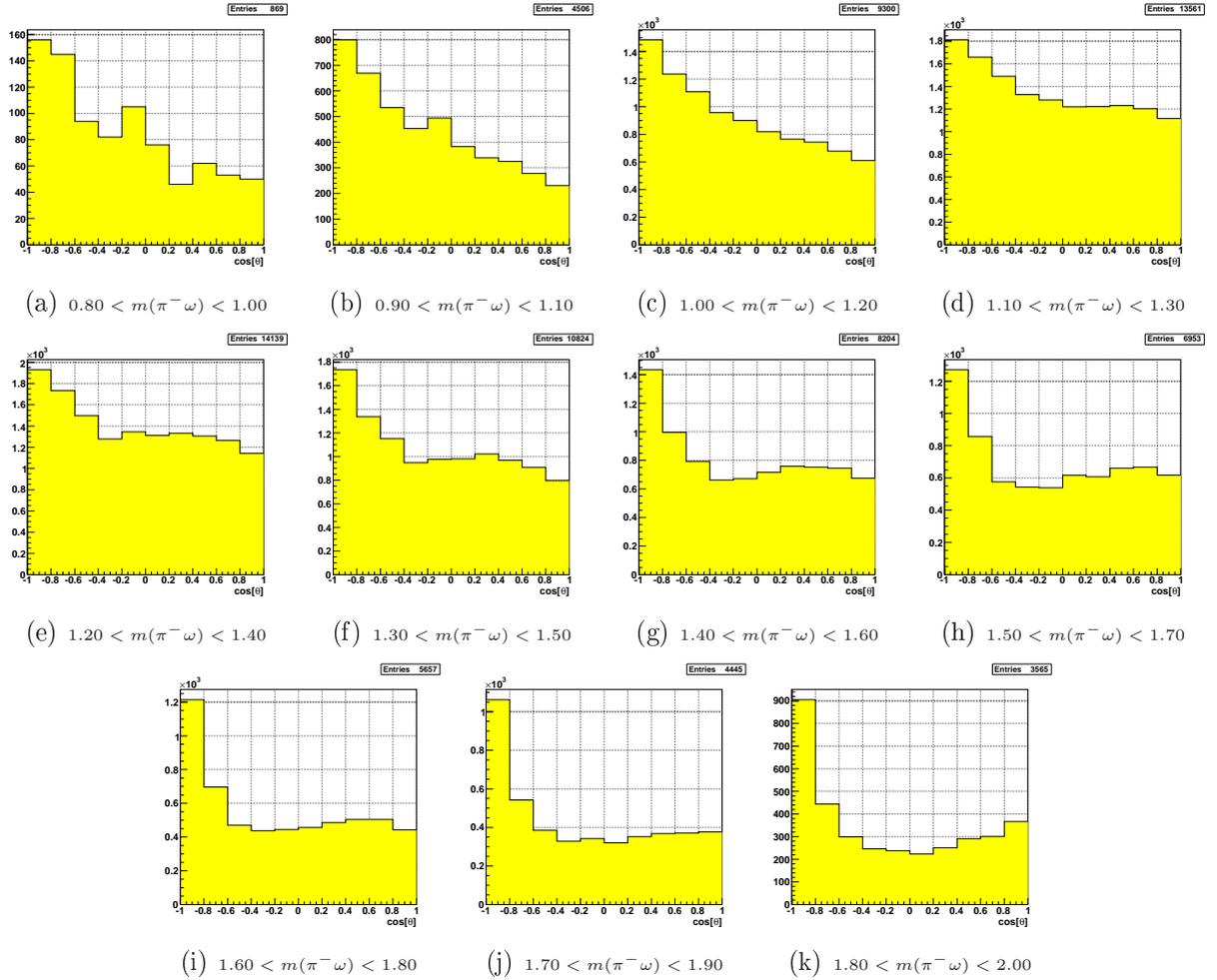


Abbildung 6.22: $\cos(\theta)$ -Verteilung von ω im $\pi^- \omega$ -Ruhsystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \omega)$ -Spektrum.

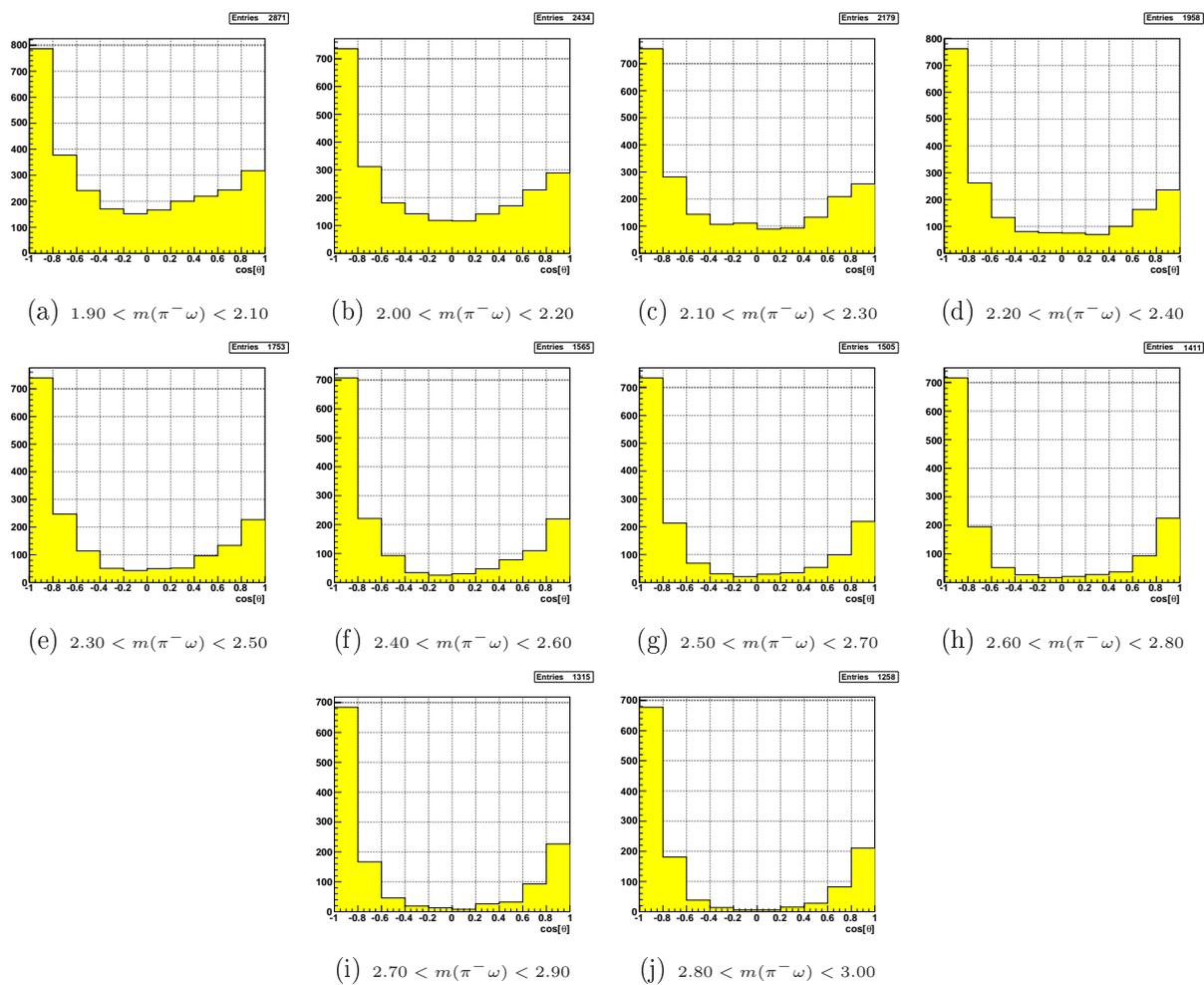


Abbildung 6.22 (Fortsetzung): $\cos(\theta)$ -Verteilung von ω im $\pi^- \omega$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \omega)$ -Spektrum.

6.3.3 $\pi^- p \rightarrow p (3\pi)^- \eta$

In diesem Abschnitt wird das invariante Massenspektrum von $\pi^- \eta'$ und $\pi^- f_1$ gezeigt. Das η' oder das f_1 zerfallen in zwei Pionen und ein η . Das η wiederherum wird einmal über den Drei-Pionen-Zerfall in $\pi^- \pi^+ \pi^0$ selektiert und ein anderes Mal über den Zerfall in zwei Gammas. Über die t' - und Winkelverteilungen hinaus soll hier auch der Vergleich zwischen den beiden Kanälen von η gezeigt werden. In den Ereignissen, in denen das η zu drei Pionen zerfällt, wurde zusätzlich noch die Kombinatorik berücksichtigt. Aus den $3\pi^-, 2\pi^+$ und einem π^0 in einem Ereignis ergeben sich sechs Kombinationen ein $\pi^- \pi^+ \pi^0$ -Paar zu bilden, aber es gibt nur drei Möglichkeiten für fünf aus sechs Pionen. Es wurde in diesen drei Möglichkeiten gesucht, ob daraus eine Kombination von drei Pionen ein η ergeben. War dies der Fall, wird diese Kombination ins $\pi^- \pi^+ \eta$ -Massenspektrum aufgenommen.

Reaktion: $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta' (\pi^+ \pi^- \eta) p$

In Abbildung 6.23 sind zum Vergleich die invarianten $\pi^- \pi^+ \eta$ -Massenspektren mit dem Zerfall von η in zwei Photonen und drei Pionen gezeigt. Nur die Ereignisse im grün unterlegten Bereich werden selektiert. Der η' -Peak hat für beide Fälle des η -Zerfalls ungefähr die gleiche Halbwertsbreite, aber im Massenspektrum für $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ist der η' -Peak deutlich größer als im anderen Kanal.

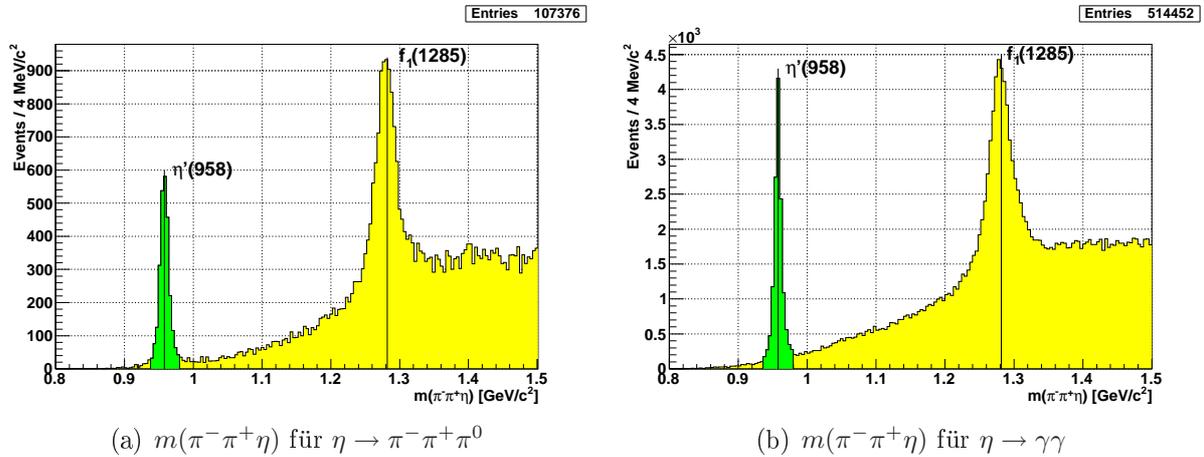


Abbildung 6.23: Ereignisse im grün unterlegten Bereich werden selektiert.

Links: Schnitt auf die η' -Masse für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta (\pi^- \pi^+ \pi^0)$ (2547 Ereignisse)

Rechts: Schnitt auf die η' -Masse für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta (\gamma\gamma)$ (13494 Ereignisse)

Der Dalitzplot von $\eta' \rightarrow \pi^- \pi^+ \eta$ ist in Abbildung 6.24 zu sehen, wieder für die beiden Möglichkeiten des Zerfalls vom η in drei Pionen oder zwei Photonen. Im Bild 6.24(a) für $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ geht der Dalitzplot weiter über die Phasenraumgrenze hinaus als in 6.24(b). In diesem Dalitzplot fließen die Größen von zwei Massenfenstern einmal das auf η und

einmal das auf η' ein, während in Abb. 6.24(b) nur das Massenfenster auf η' eingeht. Man erinnere sich, dass bei Ereignissen mit $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ die Lorentzvektoren der beiden Photonen durch den kinematischen Fit auf die η gesetzt werden. Desweiteren zeigt das Bild 6.24(a) eine leichte Häufung in der Mitte. Auf der anderen Seite scheinen sich im Dalitzplot 6.24(b) die Ereignisse zu niedrigeren Massen wie beim η -Dalitzplot zu häufen.

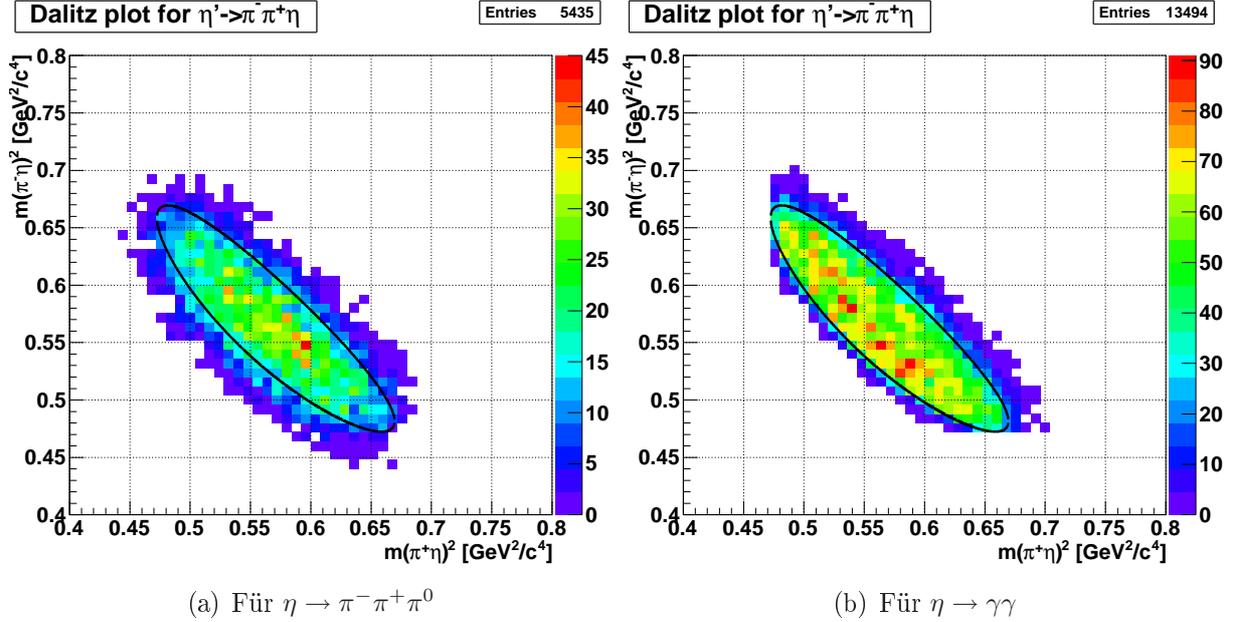


Abbildung 6.24: Dalitzplot vom η' -Zerfall $\eta' \rightarrow \pi^- \pi^+ \eta$. Die schwarze Linie entspricht der kinematischen Grenze.

x-Achse: $m(\pi^+ \eta)^2$; y-Achse: $m(\pi^- \eta)^2$

In Abbildung 6.25 ist für beide Zerfälle von η das invariante $\pi^- \eta'$ -Massenspektrum gezeigt. Dieses wurde aufgrund der etwas geringeren Statistik in $500 \text{ MeV}/c^2$ breite Massenbins unterteilt. Die Werte der aus den Fits resultierenden exponentiellen Steigungen sind zum Vergleich sowohl für die beiden unterschiedlichen Fits als auch für die beiden Kanäle von η in Abbildung 6.26 gezeigt. Darin ist für alle Plots der Trend zu erkennen, dass sich der Slope leicht von oben kommend für Massen bis zu $3 \text{ GeV}/c^2$ einem konstanten Niveau angleicht. Ab einer invarianten Masse von $3 \text{ GeV}/c^2$ fällt der Slope wieder. Er fällt für den Kanal $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ deutlich stärker ab als für den Kanal von η zu zwei Photonen. Allerdings ist die Statistik in diesem Massenbereich für den Zerfall von η in drei Pionen sehr gering. Die t' -Verteilungen für den η -Zerfall in drei Pionen sind in Abb. 6.27 und in Abb. 6.28 zu sehen. Für den Zerfall $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ sind die t' -Verteilungen in Abb. 6.30 und in Abb. 6.31 gezeigt. Der Fit mit $A \cdot t' \exp^{-b \cdot t'}$ zeigt im Verhältnis zum Fit mit $A \exp^{-b \cdot t'}$ eine bessere Approximation der Daten.

Die Winkelverteilungen von η' im $\pi^- \eta'$ -System in den einzelnen Massenbins sind für $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ in Abbildung 6.29 und für $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ in Abbildung 6.32 dargestellt. In beiden Fällen

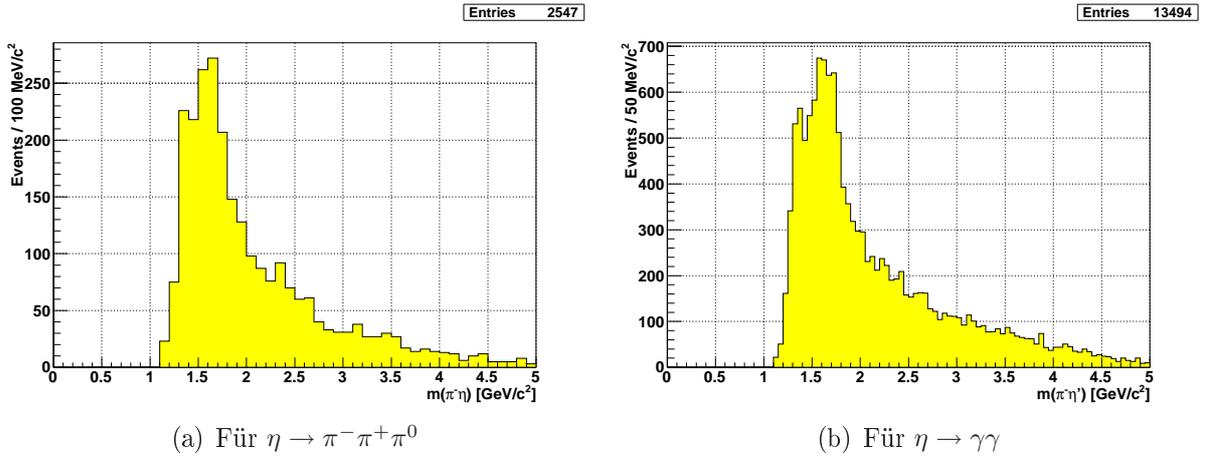


Abbildung 6.25: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^- \eta')$ für $\eta' \rightarrow \pi^- \pi^+ \eta$.

zeigt sich wie beim ω im $\pi^- \omega$ -System eine näherungsweise $\cos^2 \theta$ -Verteilung für kleine $\pi^- \eta'$ -Massen, während sich zu größeren Massen hin eine Aufspaltung nach hinten und nach vorne ($\cos \theta = \pm 1$) ergibt. Dabei besteht ebenfalls eine starke Asymmetrie zugunsten von η' -Teilchen, die nach hinten fliegen. Die Winkelverteilung und der Impulsübertrag für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta' (\pi^+ \pi^- \eta) p$ wurde ebenfalls schon in [4] besprochen.

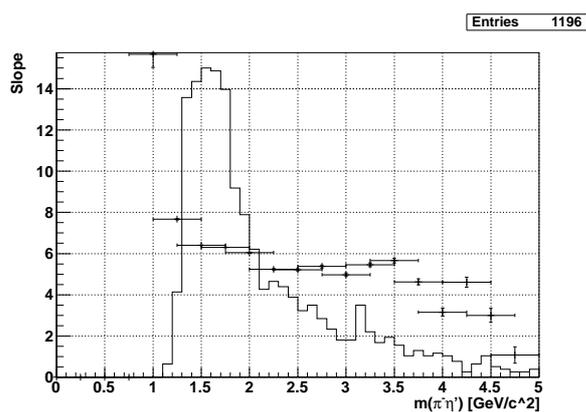
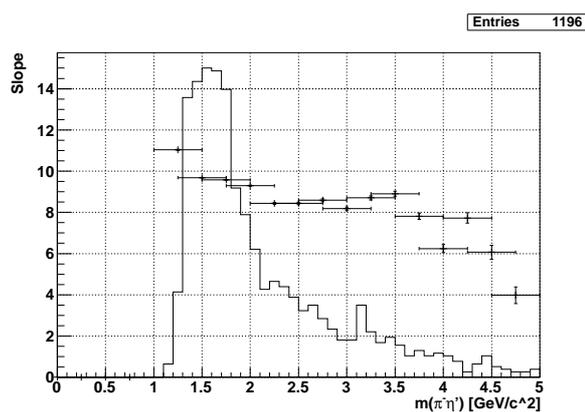
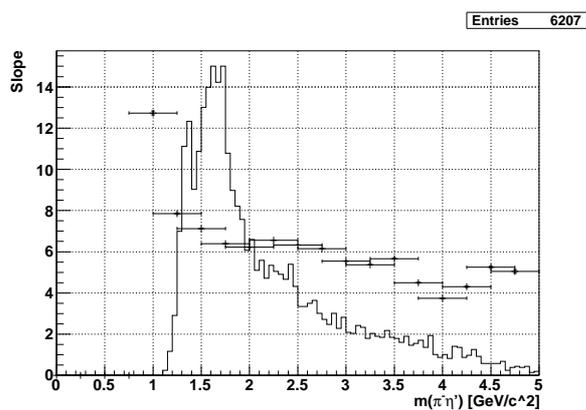
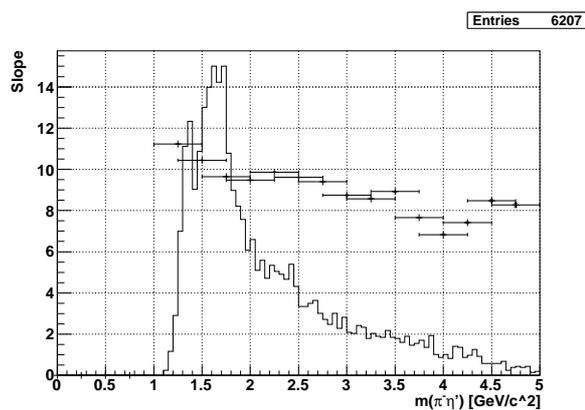
(a) Für $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ und Fit mit $A \cdot \exp^{-b \cdot t'}$ (b) Für $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ und Fit mit $A \cdot t' \exp^{-b \cdot t'}$ (c) Für $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und Fit mit $A \cdot \exp^{-b \cdot t'}$ (d) Für $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und Fit mit $A \cdot t' \exp^{-b \cdot t'}$

Abbildung 6.26: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^- \eta')$ und Fitresultate für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta' (\pi^+ \pi^- \eta) p$. Gezeigt werden nur Ereignisse, deren t' im Fitbereich von 0,2 bis 0,5 GeV^2 liegt. Auf der Y-Achse sind die Werte für b abzulesen

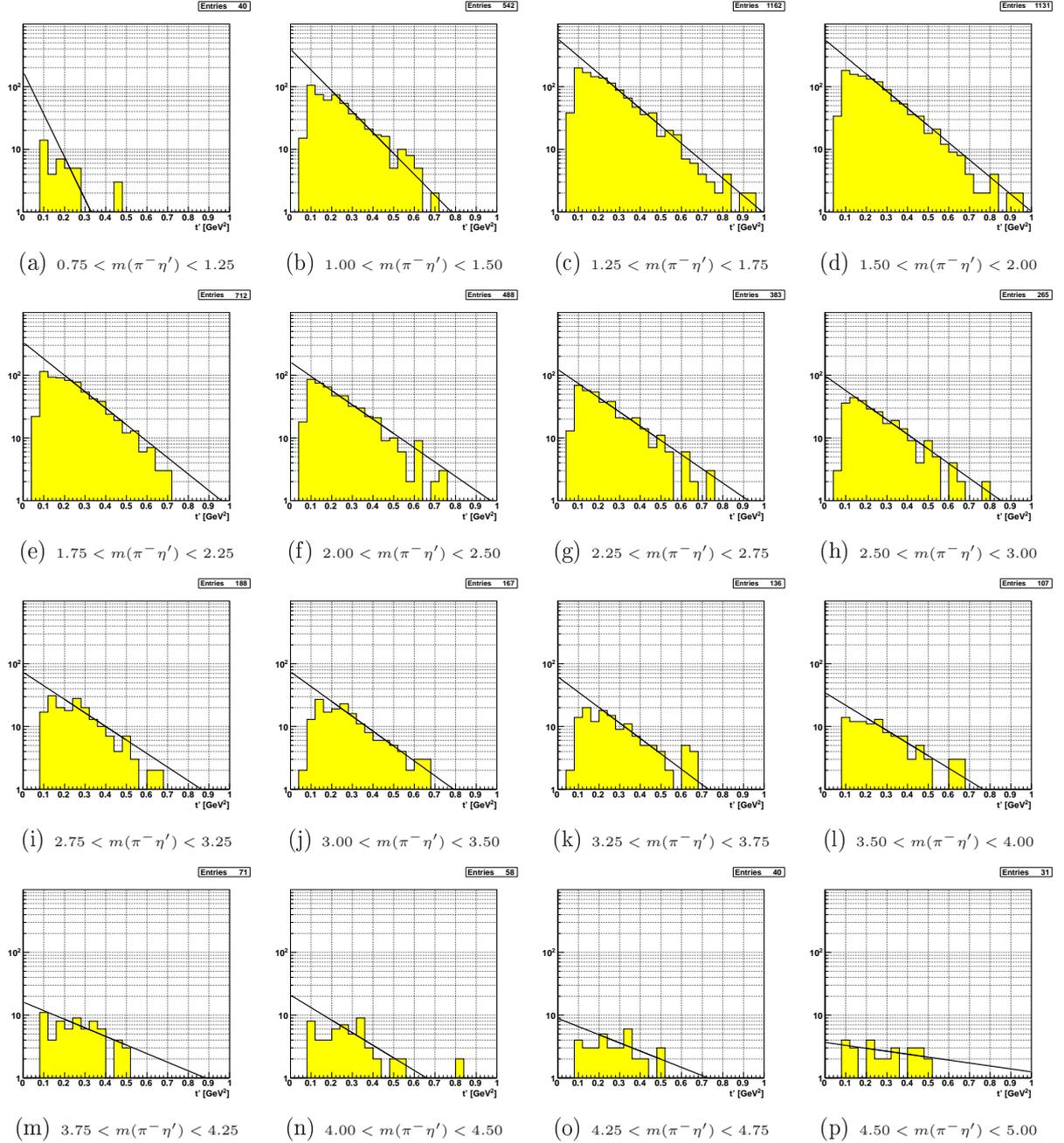


Abbildung 6.27: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta')$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(3\pi)$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von $0,2 - 0,5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

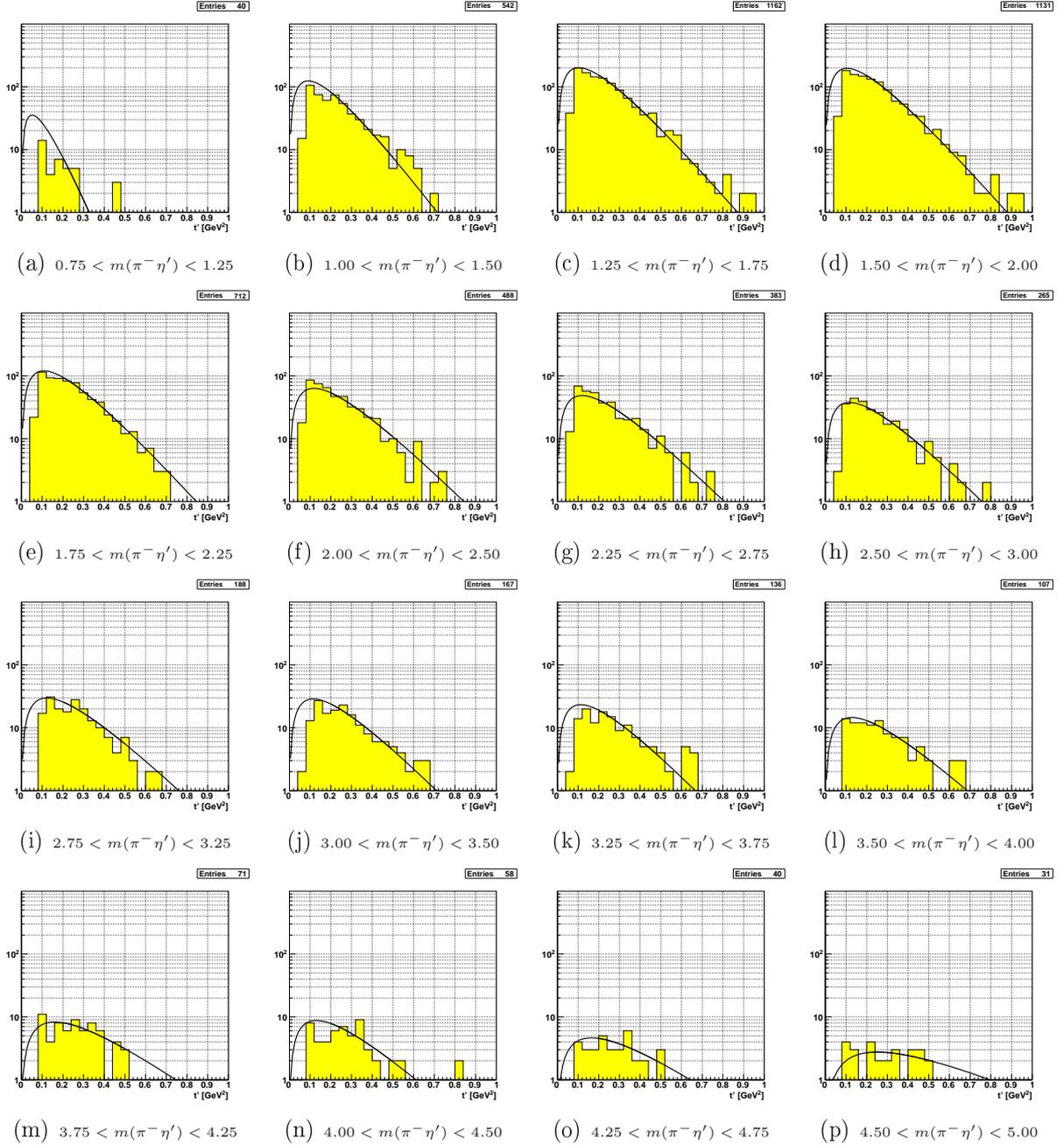


Abbildung 6.28: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta')$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(3\pi)$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$ im Bereich von $0, 2 - 0, 5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

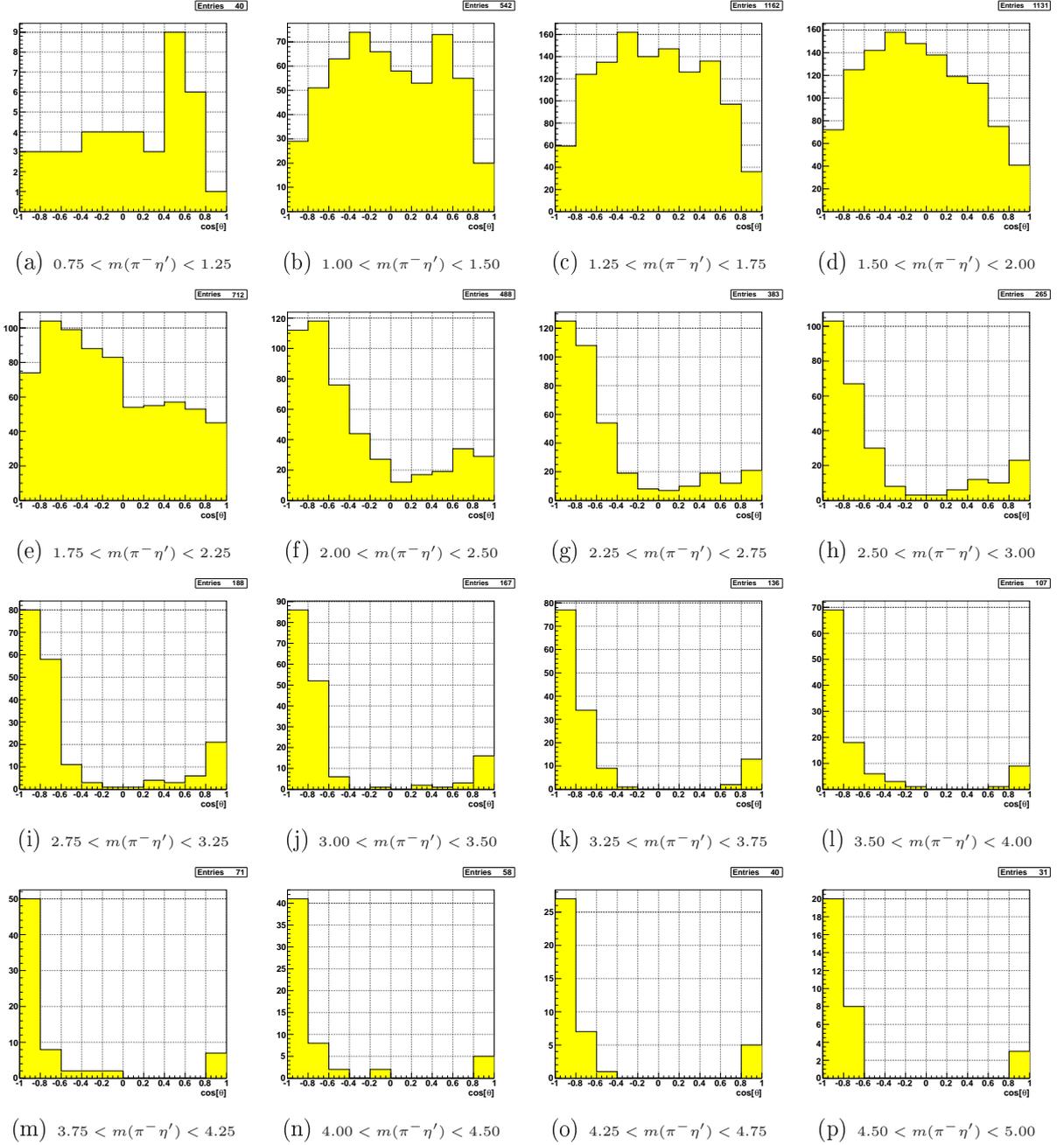


Abbildung 6.29: $\cos(\theta)$ -Verteilung von η' im $\pi^- \eta'$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta')$ -Spektrum. Für den Zerfall von $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$.

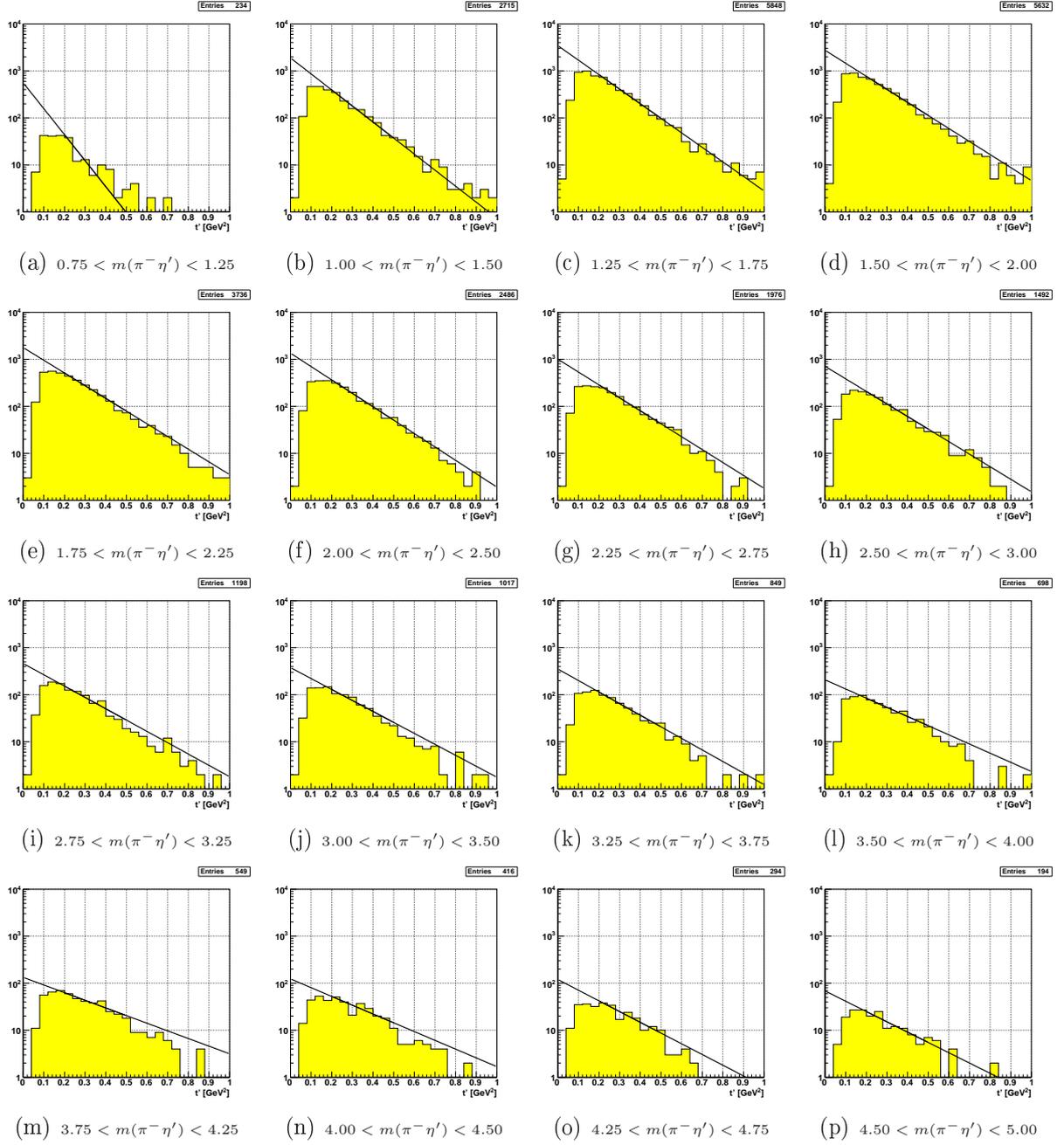


Abbildung 6.30: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta')$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(2\gamma)$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von $0,2 - 0,5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

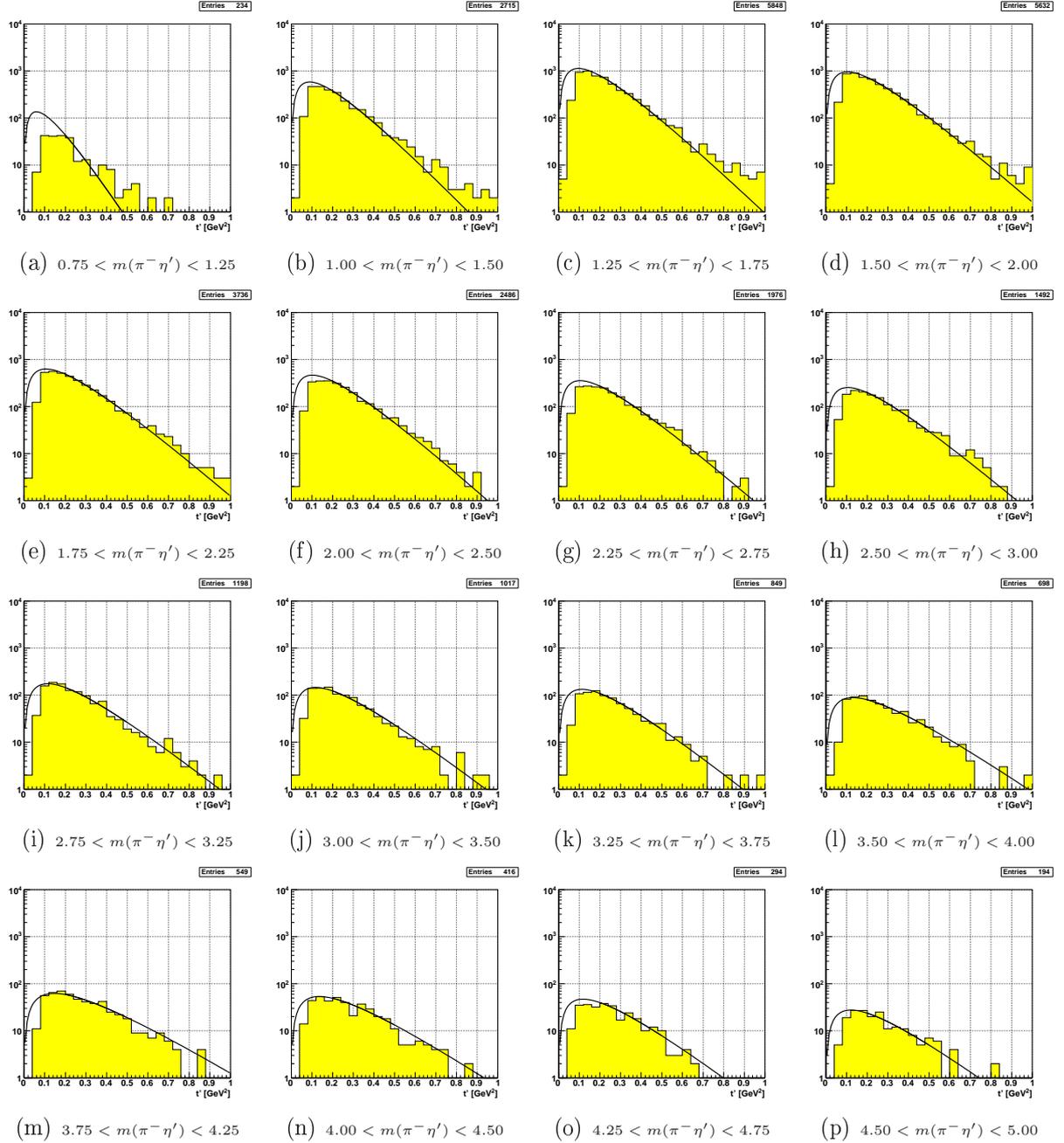


Abbildung 6.31: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta')$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(2\gamma)$. Fit mit $A t' \exp(-b t')$ im Bereich von $0,2 - 0,5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

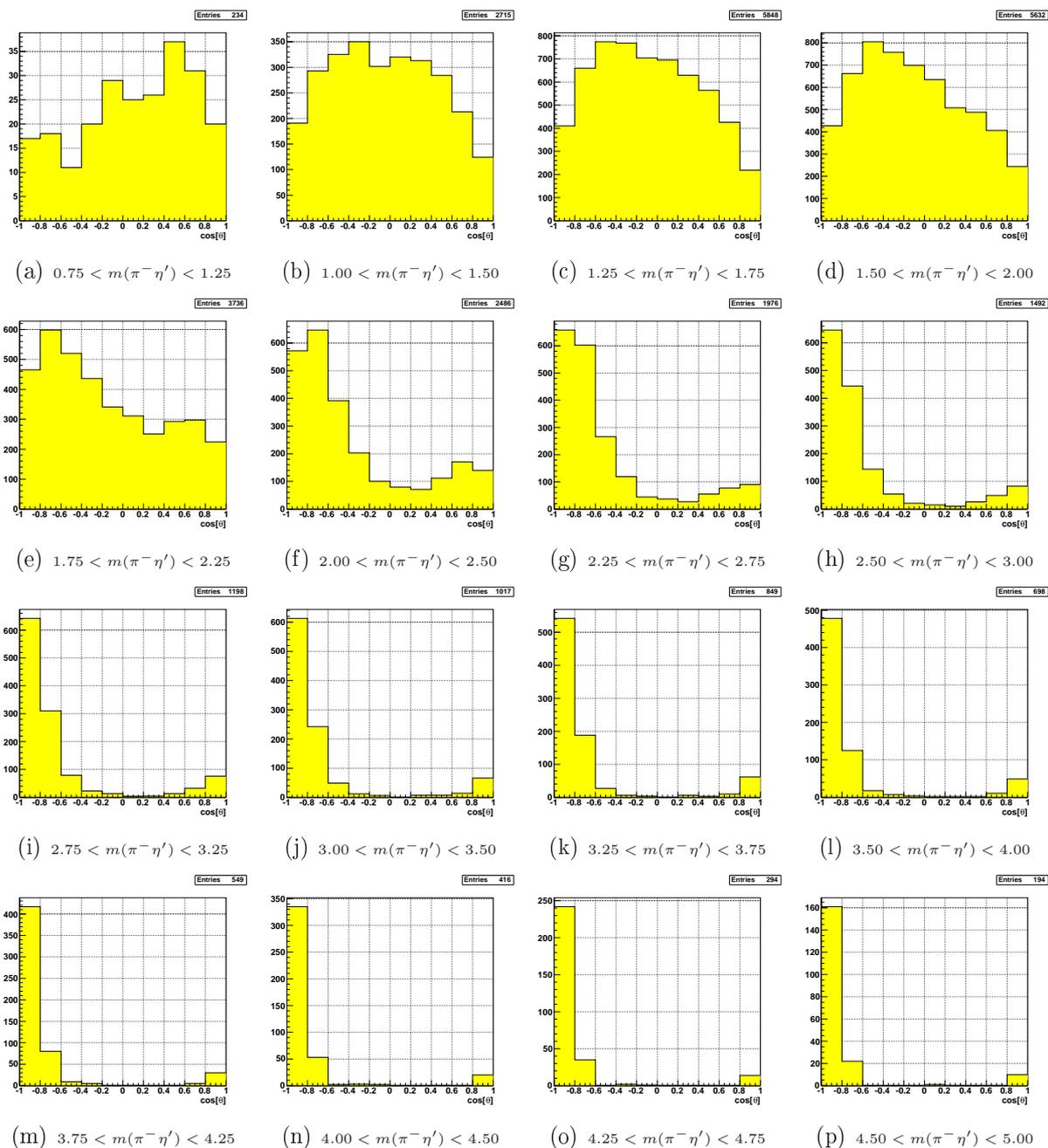


Abbildung 6.32: $\cos(\theta)$ -Verteilung von η' im $\pi^- \eta'$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- \eta')$ -Spektrum. Für den Zerfall von $\eta \rightarrow \gamma \gamma$.

Reaktion: $\pi^- p \rightarrow \pi^- f_1(\pi^+ \pi^- \eta) p$

Hier werden die invarianten Massenspektren und Verteilungen für Ereignisse mit $\pi^- p \rightarrow \pi^- f_1(\pi^+ \pi^- \eta) p$ dargestellt. Dabei wird wieder zwischen den beiden Zerfällen vom η verglichen. Als Erstes sei in Abbildung 6.33 jeweils der Schnitt auf die f_1 -Masse gezeigt. Auch hier wurden im linken Bild wieder nur die Kombinationen, die sich von fünf aus sechs Pionen bilden lassen, in das Massenspektrum eingetragen, in denen drei Pionen enthalten sind, die ein η bilden.

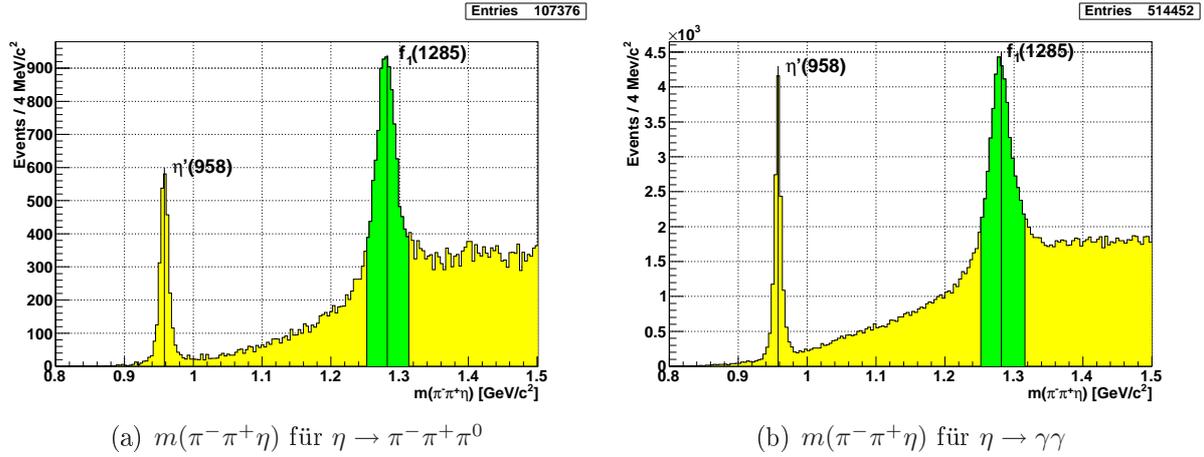


Abbildung 6.33: Ereignisse im grün unterlegten Bereich werden selektiert.

Links: Schnitt auf die f_1 -Masse für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(\pi^- \pi^+ \pi^0)$ (10185 Ereignisse)

Rechts: Schnitt auf die f_1 -Masse für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(\gamma \gamma)$ (49002 Ereignisse)

Der Dalitzplot vom Dreikörperzerfall des f_1 ist in Abbildung 6.34 zu sehen. In beiden Abbildungen sind deutlich die waagerechte und senkrechte Resonanz bei $m_{\pi^\pm \eta}^2 \approx 1$ (GeV/c^2)² zu sehen. Das zeigt, dass das f_1 nicht bevorzugt direkt in drei Produkte zerfällt, sondern in einem Zwischenschritt über die Resonanz $a_0(980)$. Es zerfällt dabei erst in πa_0 , wobei das $a_0(980)$ sofort wieder in $\pi \eta$ zerfällt.

In Abbildung 6.35 ist für beide Zerfälle von η das invariante $\pi^- f_1$ -Massenspektrum gezeigt. Dieses wurde ebenfalls in 500 MeV/c^2 breite Massenbins unterteilt. Für jedes Massenbin sind die t' -Verteilungen für $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ in Abb. 6.37 und Abb. 6.38 und für $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ in Abb. 6.40 und Abb. 6.41 gezeigt. Die Steigungen aus den t' -Verteilungen sind wie üblich entsprechend ihres Wertes in Abb. 6.36 eingetragen. Darin ist zu erkennen, dass für η zu drei Pionen der exponentielle Abfall anfänglich mit der Masse bis ca. $3,5 \text{ GeV}/c^2$ leicht ansteigt. Dagegen bleibt er für η zu zwei Gammas über einen langen Bereich konstant. Für die beiden Fits auf die t' -Verteilungen in denen η zu drei Pionen zerfällt, sind die Werte des exponentiellen Abfalls aufgrund der geringen Anzahl der Ereignisse für $\pi^- f_1$ -Massen größer als $3,5 \text{ GeV}/c^2$ nicht mehr vertrauenswürdig. Der Vergleich der beiden Fits zeigt, dass die Verteilungen des Impulsübertrags t' im Gegensatz zu $\pi^- \eta'$ eher der reinen Exponentialfunktion gehorchen.

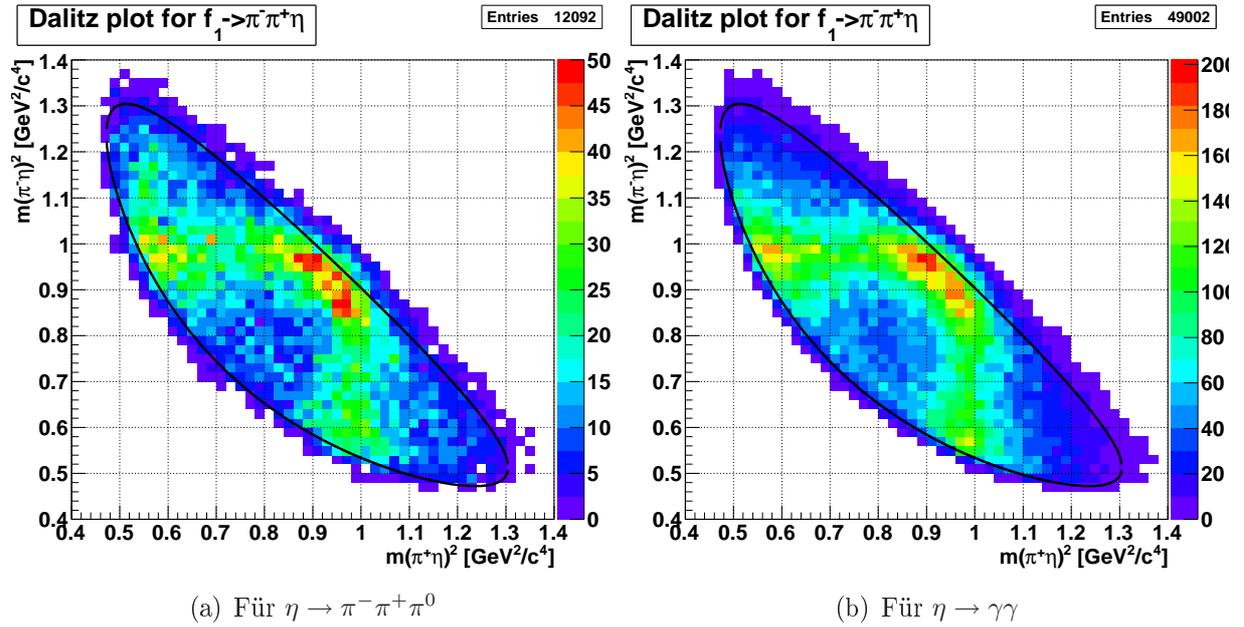
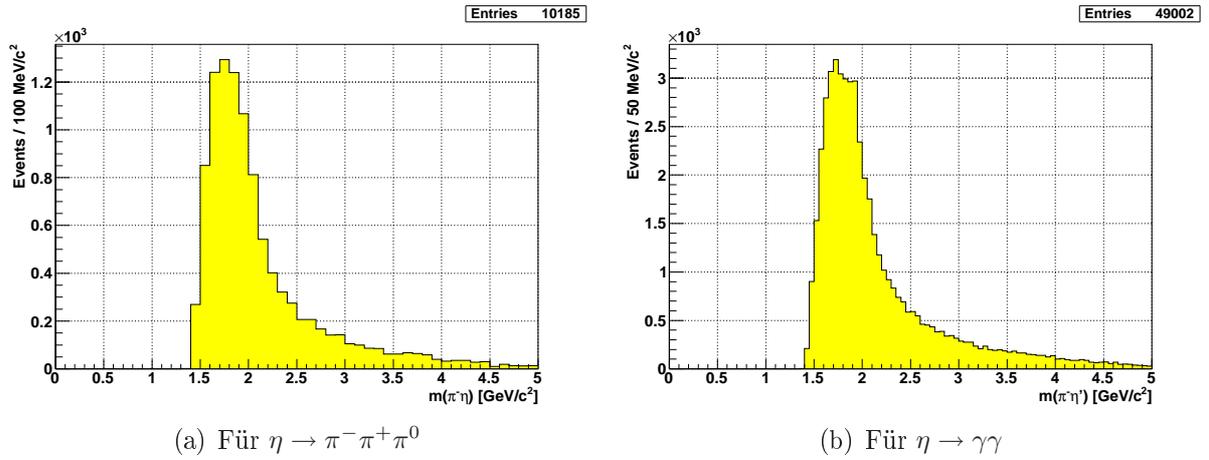
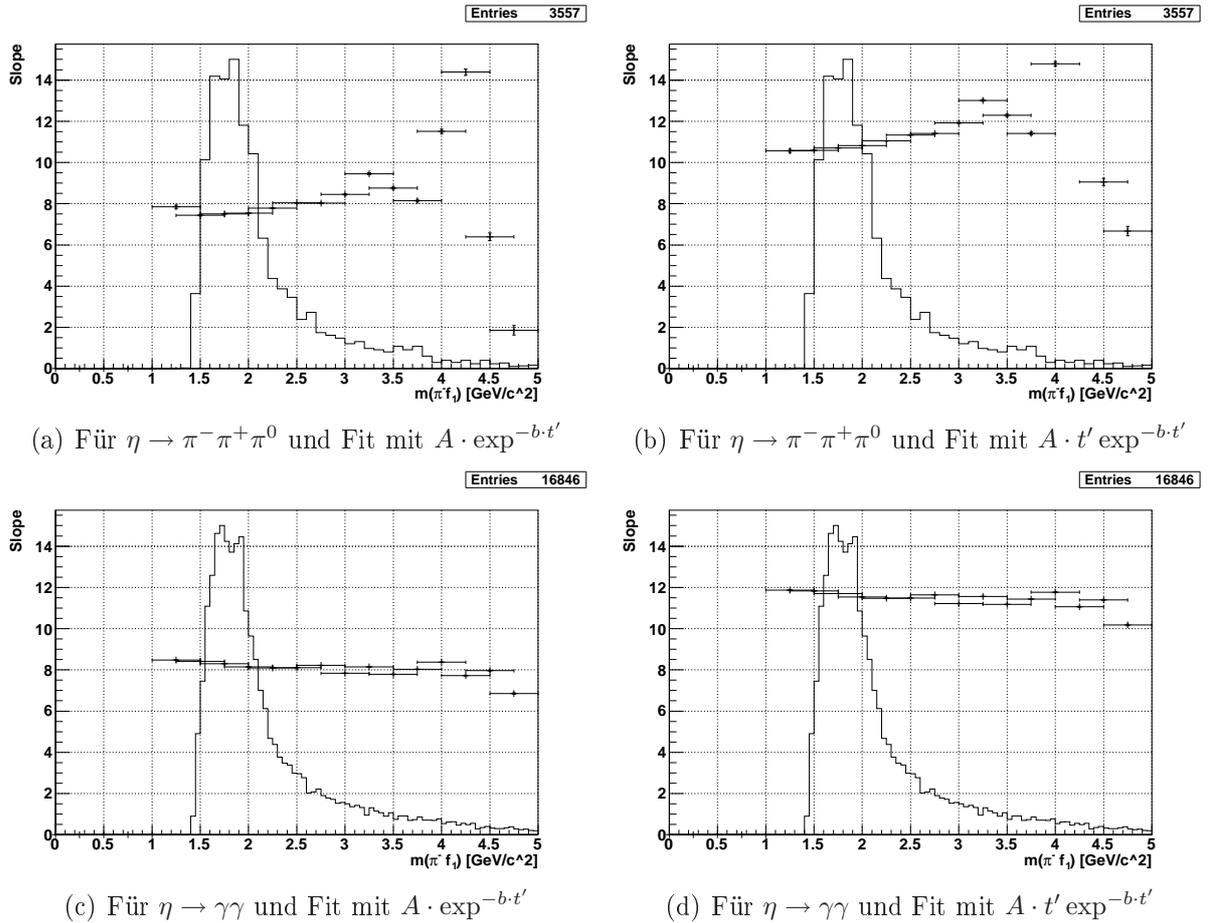


Abbildung 6.34: Dalitzplot vom Drei-Körper-Zerfall des f_1 ; $f_1 \rightarrow \pi^- \pi^+ \eta$. Die schwarze Linie entspricht der Grenze des Phasenraums.

x-Achse: $m(\pi^+ \eta)^2$; y-Achse: $m(\pi^- \eta)^2$

Die $\cos \theta$ -Verteilungen der einzelnen Massenbins von f_1 im $\pi^- f_1$ -Ruhe-system sind in Abbildung 6.39 für $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ und in Abbildung 6.42 für $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ zu sehen. Darin zeigt sich bei Massen ab $2,0 \text{ GeV}/c^2$ in beiden Fällen eine starke Tendenz zur rückwärtigen Flugrichtung des f_1 ähnlich wie bei η' .

Abbildung 6.35: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^- f_1)$ für $f_1 \rightarrow \pi^- \pi^+ \eta$.Abbildung 6.36: Invariantes Massenspektrum $m(\pi^- f_1)$ und Fitresultate für $f_1 \rightarrow \pi^- \pi^+ \eta$. Gezeigt werden nur Ereignisse, deren t' im Fitbereich von 0,2 bis 0,5 GeV^2 liegt. Auf der Y-Achse sind die Werte für b abzulesen.

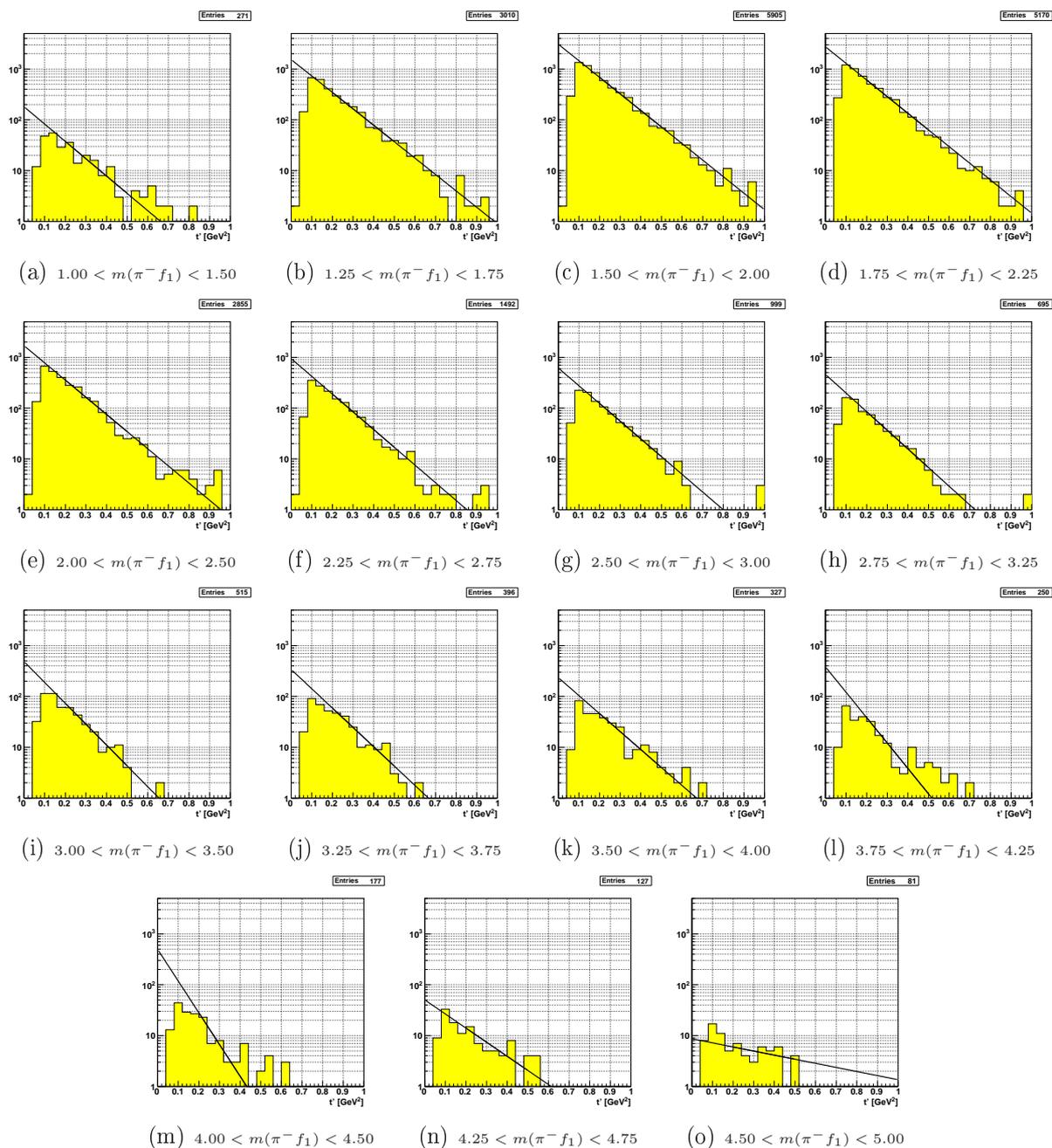


Abbildung 6.37: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- f_1)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(3\pi)$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von $0,2 - 0,5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

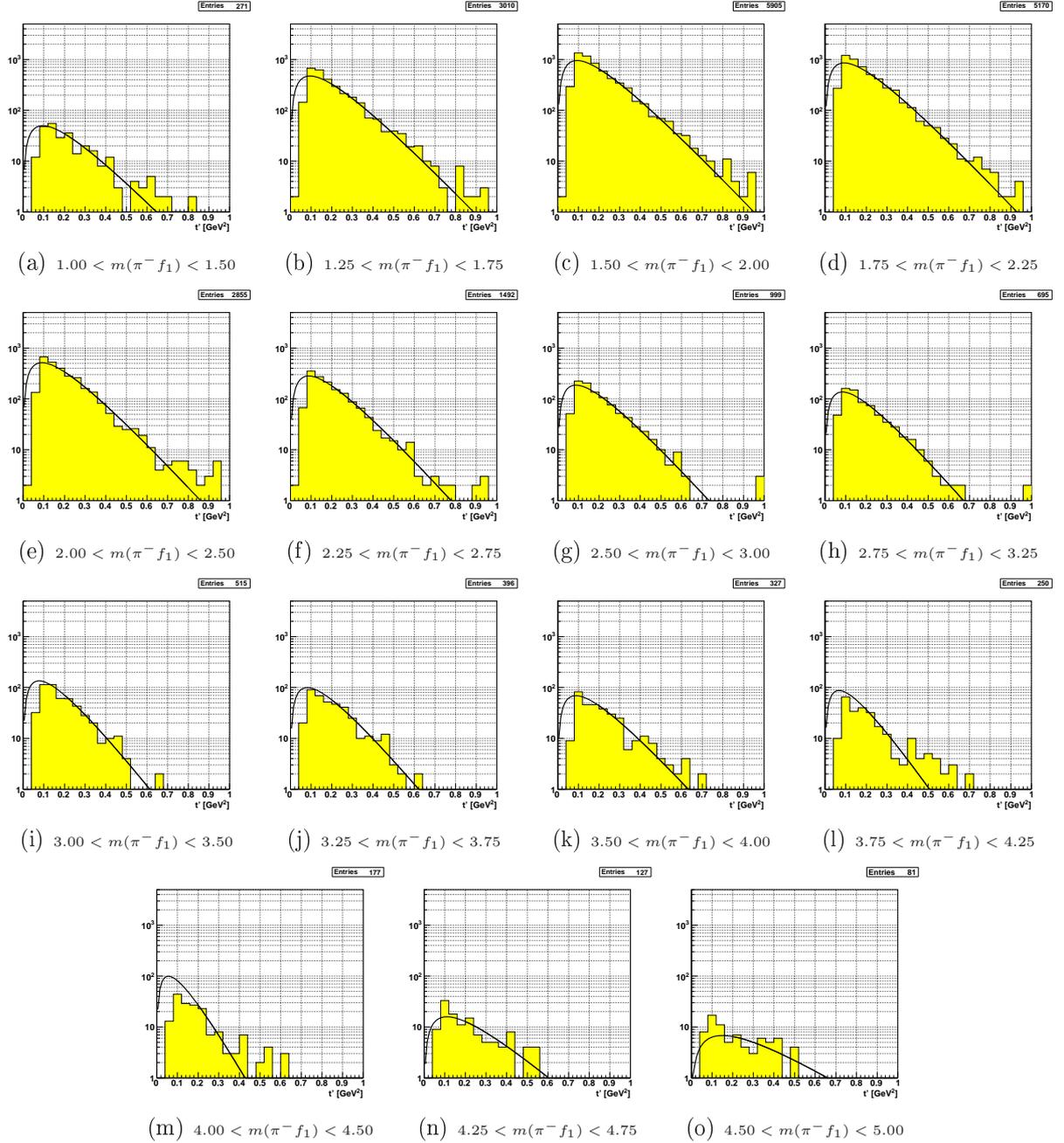


Abbildung 6.38: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- f_1)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(3\pi)$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$ im Bereich von $0,2 - 0,5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

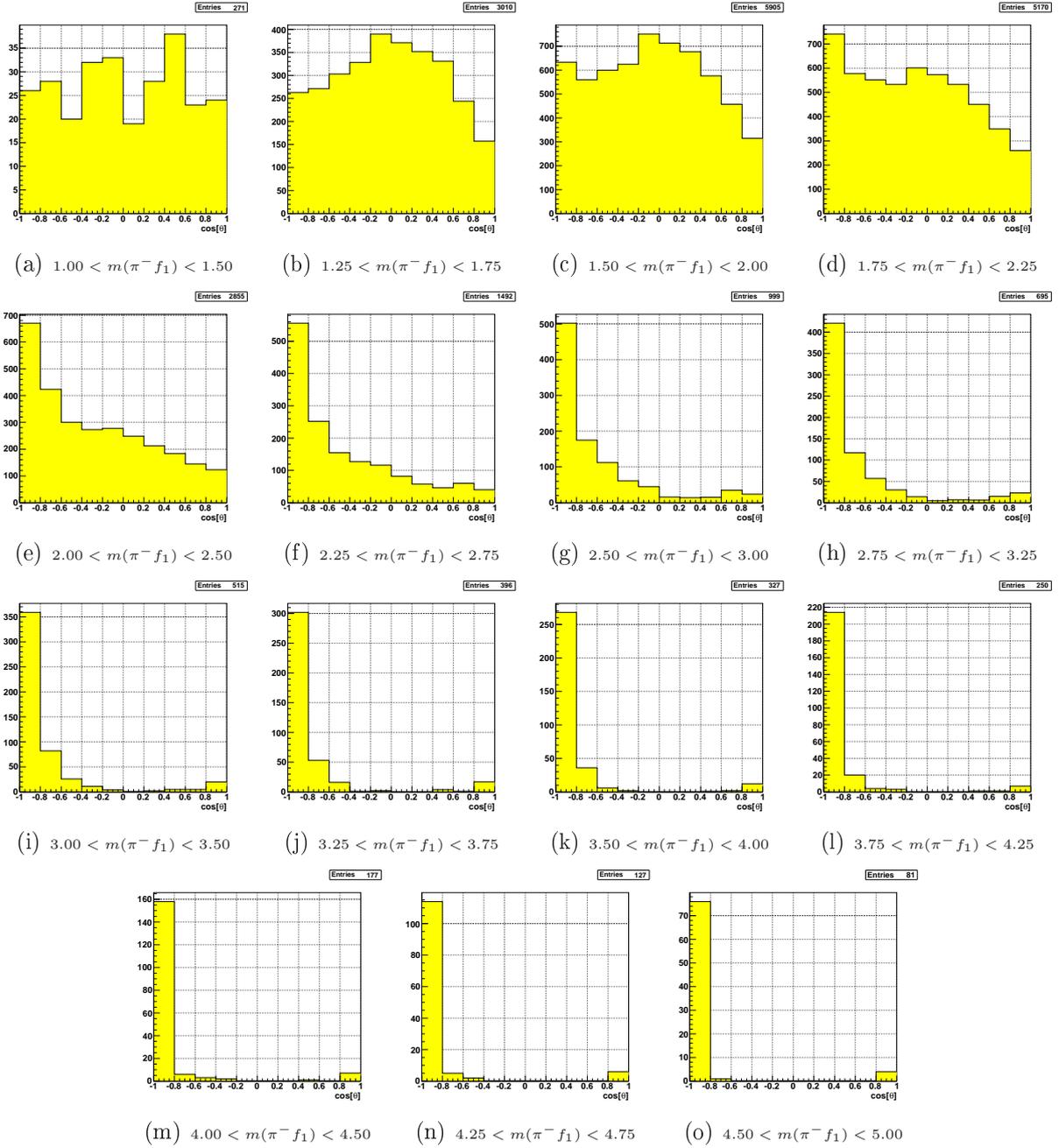


Abbildung 6.39: $\cos(\theta)$ -Verteilung von f_1 im $\pi^- f_1$ -Ruhe-system für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- f_1)$ -Spektrum. Für den Zerfall von $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$.

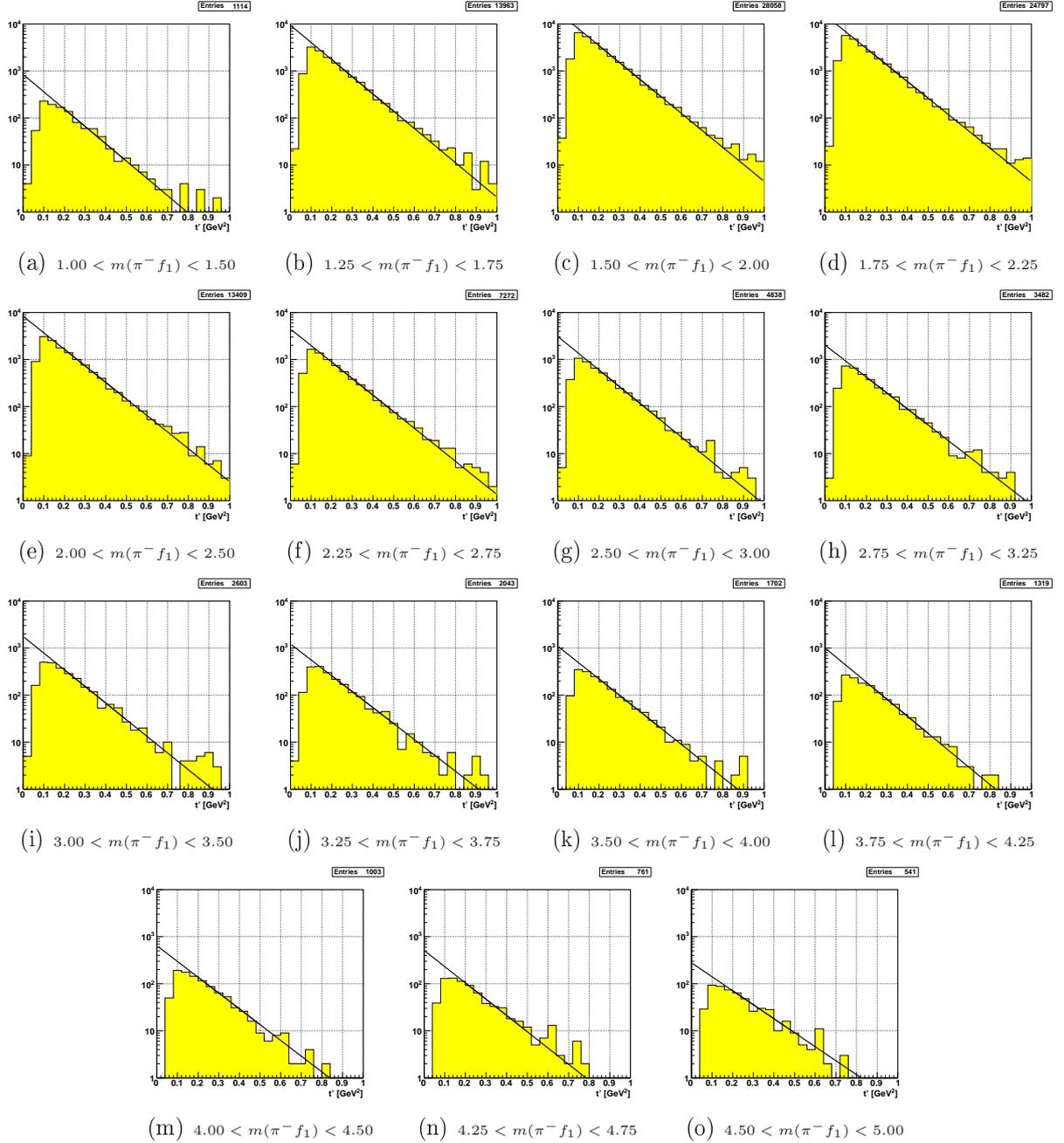


Abbildung 6.40: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- f_1)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(2\gamma)$. Fit mit $A \exp(-bt')$ im Bereich von $0,2 - 0,5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

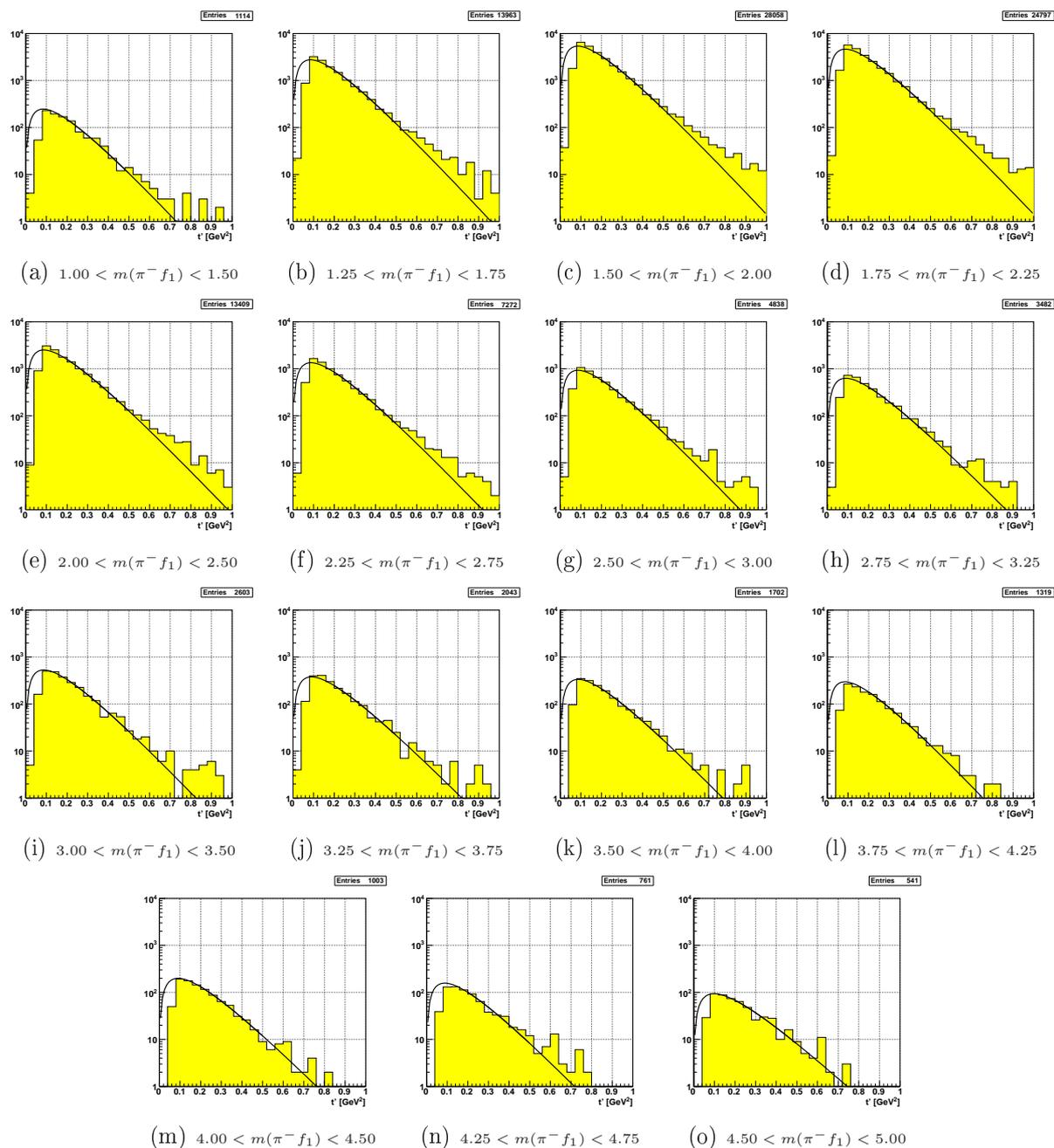


Abbildung 6.41: t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- f_1)$ -Spektrum für $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \eta(2\gamma)$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$ im Bereich von $0,2 - 0,5 \text{ GeV}^2$. Angabe der Massenfenster in GeV/c^2 .

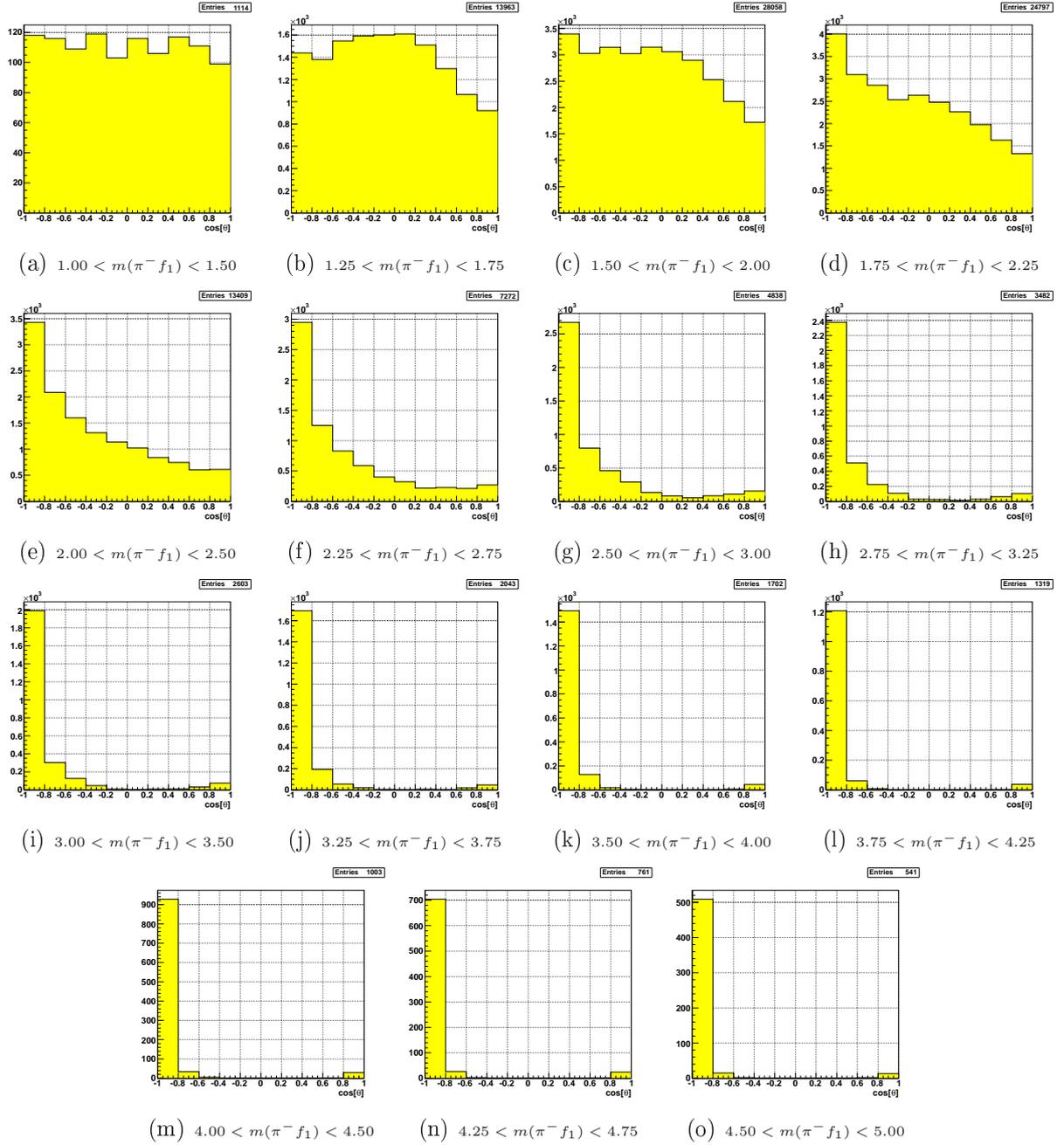


Abbildung 6.42: $\cos(\theta)$ -Verteilung von f_1 im $\pi^- f_1$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^- f_1)$ -Spektrum. Für den Zerfall von $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Eines der Ziele des COMPASS-Experiments ist die Suche nach neuen („exotischen“) Mesonresonanzen. Dies erfordert im Allgemeinen eine Partialwellenanalyse (PWA) von komplexen hadronischen Mehr-Körper-Endzuständen. Gegenstand dieser Diplomarbeit sind Pion-Proton Wechselwirkungen zu den einfachsten Drei-Körper-Endzuständen $\pi^- p \rightarrow X p$ mit $X = \pi^- \pi^0, \pi^- \eta, \pi^- \omega, \pi^- \eta',$ oder $\pi^- f_1$. Es werden Ergebnisse gezeigt, die für eine vollständige Analyse gebraucht werden. Dafür wurde ein Pionstrahl mit 190 GeV/c auf ein Proton-Target geschossen. Insgesamt wurden ca. $2,9 \cdot 10^9$ Ereignisse aus dem Jahr 2008 untersucht, die rund 40% der Daten aus 2008 ausmachen. Diese Daten wurden dann nach sinnvollen Kriterien wie Trigger, Strahleigenschaften, Energie- und Ladungserhaltung und nach den Clustern in den elektromagnetischen Kalorimetern selektiert.

In dem für die Selektion verwendeten Trigger auf diffraktive Projektilanregung war auch der Sandwich-Veto-Detektor integriert. Er soll Ereignisse zurückweisen, deren Reaktionsprodukte nicht gänzlich im Akzeptanzbereich des Spektrometers liegen. Die durchgeführten Studien dienten einem besseren Verständnis des Detektors und der Bewertung seiner Effektivität. Dafür wurde ein aufgeweiteter Myonstrahl mit 190 GeV/c genutzt, um eine größtmögliche Fläche des Detektors zu bestrahlen. Es zeigte sich, dass der Detektor eine hohe Trefferrate von 99% hat, aber auch, dass der Detektor Teilchen registriert, deren Ursprung nicht geklärt werden konnte. Desweiteren wurde mithilfe kosmischer Strahlung untersucht, wie viele Photonen durch ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP) in einem Detektormodul erzeugt werden, wobei sich herausgestellt hat, dass ca. 45 Photonen für ein MIP in einem Detektormodul erzeugt wurden.

In den hier selektierten diffraktiv produzierten Endzuständen befand sich immer eine ungerade Anzahl an geladenen Pionen und ein neutrales π^0 oder η , die beide über ihren Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen wurden, wobei die elektromagnetischen Kalorimeter erforderlich waren. Da die Energie der durch die Photonen erzeugten Schauer von den Kalorimetern systematisch überschätzt wird, wurden die Energien der Photonen korrigiert. Es wird aber bereits an Methoden zur besseren Kalibrierung der elektromagnetischen Kalorimeter gearbeitet. Die aufgestellten Impulsvektoren für die Photonen wurden danach noch weiter mit dem kinematischen Fit verbessert, indem die invariante $\gamma\gamma$ -Masse genau auf den theoretischen Wert von π^0 oder η gelegt wurde. Der Effekt des kinematischen Fits zeigte sich deutlich auf der nächsten Zerfallsebene. Im invarianten Massenspektrum von $\pi^- \pi^+ \pi^0$ waren die Peaks für η und ω deutlich größer und schmaler. Dieser Effekt zeigte sich auch im invarianten Massenspektrum von $\pi^- \pi^+ \eta$ für den η' und den f_1 -Peak, wenn die $\gamma\gamma$ -Masse mit dem kinematischen Fit auf die η -Masse gesetzt wurde.

Die fünf Endzustände der Reaktion $\pi^- p \rightarrow X p$ wurden phänomenologisch untersucht. Man kann in den invarianten Massenspektren des Zwei-Meson-Systems X für den Endzustand von $\pi^- \pi^0$ gut das $\rho_1(770)$ und eine leichte Andeutung des $\rho_3(1690)$ sehen. Im $\pi^- \eta$ Spektrum zeigt sich sehr dominant das $a_2(1320)$ und für $\pi^- \omega$ auf einen Berg das $b_1(1235)$. In den invarianten Massenspektren von $\pi^- \eta'$ und $\pi^- f_1$ konnte keine Resonanz mit Sicherheit benannt werden.

Um den Spin und die Parität zu bestimmen, bedarf es einer Partialwellenanalyse, deren Paritalamplituden vom invarianten Vierer-Impulsübertrag $\sqrt{t'}$ abhängen. Um die Verteilung des Impulsübertrags zu ermitteln, bedarf es einer genauen Messung der Eingangs und Ausgangsimpulse. Da der Strahlimpuls nicht genau gemessen wurde, wurde er über die Impulse der ausgehenden Teilchen definiert. Die t' -Verteilungen wurden für verschiedene Massen mit zwei verschiedenen Formeln gefittet, um ihren exponentiellen Abfall in Abhängigkeit der produzierten Masse zu bestimmen. Im Vergleich der beiden Fits zeigte sich, dass der Verlauf der Fitwerte für den Abfall der Verteilung im Massenspektrum immer ähnlich war und der Fit nach $t' \exp(-bt')$ um zwei Einheiten höhere Werte der exponentiellen Steigung ergaben. Die verschiedenen Arten des Fits beschrieben die t' -Verteilungen nicht gleich gut, vielmehr passte je nach Endzustand die eine oder die andere Fitfunktion zu den Ergebnissen.

Informationen über den Spin und die Parität der Resonanzen sind in den Winkelverteilungen enthalten. Bei großen invarianten Massen des ausgehenden Systems zeigte sich häufig eine starke Aufteilung gegen und in die ursprüngliche Flugrichtung der Zerfallsprodukte. Für kleine Massen findet der Zerfall eher senkrecht zur Flugrichtung statt. Weiter wurde der Drei-Körper-Zerfall von η , ω , η' und f_1 dargestellt, indem der Phasenraum des Zerfalls über einen Dalitzplot gezeigt wurde. Ausgehend von den gesammelten Daten über die Impulsüberträge und Winkelverteilungen wäre der nächste Schritt, die Endzustände nach Partialwellen zu untersuchen.

Tabellenverzeichnis

3.1	Eigenschaften der verschiedenen Bleiglas-Module	15
4.1	Effizienz des Sandwich-Veto-Detektors für 2009 und 2008 Daten	25
4.2	Setup der Photomultiplier	32
4.3	Winkelakzeptanz der Trigger senkrecht zur Detektorebene	32
4.4	Kenngrößen für MIP-Signal in Modul 11	34
4.5	Ergebnisse des Fits an die ansteigende Flanke der Kurve.	34
4.6	Ergebnisse des Fits an die abfallende Flanke der Kurve.	34
4.7	Kenngrößen für das gemittelte Einzelphoton-Signal in Modul 11	35
4.8	Ergebnisse des Fits an die ansteigende Flanke des Einzelphotons.	35
4.9	Ergebnisse des Fits an die abfallende Flanke des Einzelphotons	36
4.10	Zusammenfassung charakteristischer Größen von MIP und Einzelphoton-Signal	37
4.11	Verhältnisse der Kenngrößen zwischen MIP und Einzelphoton mit und ohne Weglängenkorrektur	37
5.1	Statistik für W33, W35, W37 der COMPASS-Daten	45
6.1	Parameter für elastische Streuung (191 GeV/c) Fit-Funktion: $A \exp^{-b_1 \cdot t' + b_2 \cdot t'^2}$	57
6.2	Vergleich der Fit-Parameter mit IHEP [6] für verschiedene Impulse P_{lab} des einlaufenden π^-	58
6.3	Vergleich der Fit-Parameter mit [7] für verschiedene Impulse P_{lab} des einlaufenden π^-	59

Abbildungsverzeichnis

3.2	Schematische Seitenansicht auf den Strahlaufbau, der für das Myon-Programm genutzt wird [19].	6
3.3	Akzeptanzbereich des Recoil-Proton-Detektor [8]	8
3.4	Darstellung des Energieverlusts von Elektronen und Photonen in Blei . . .	11
3.5	Aufbau der elektromagnetischen Kalorimeter (a) ECAL1 und (b) ECAL2 .	14
3.6	Technische Zeichnung des Sandwich-Veto-Detektors	16
3.7	Querschnitt durch ein Modul im Sandwich-Veto-Detektor	17
3.8	Lichtleiter aus den Modulen, die zu den Halterungen für die Photomultiplier führen	17
3.9	Schematische Ansicht der Positionierung des Sandwich-Detektors im Spektrometer	18
4.1	Verteilung der rekonstruierten Myonspuren im Sandwich-Veto-Detektor . .	21
4.2	Effizienz-Verteilung des Sandwich-Detektors (Daten 2009)	24
4.3	Verteilung der Myonen im Sandwich-Detektor	26
4.4	Modul mit TDC-Signal gegen Modul, welches von der Spur durchquert wurde	27
4.5	Aufgezeichnete TDC-Zeit für die einzelnen Module	28
4.6	Beispielhaft ein einzelnes SADC-Signal	28
4.7	Verteilung der Größe des Integrals über das SADC-Signal	29
4.8	Seitenansicht des Versuchsaufbaus zur Messung von minimal ionisierenden Teilchen	30
4.9	Schematischer Aufbau der Versuchsanordnung	31
4.10	Darstellung der einzelnen MIP-Signale in Modul 11	33
4.11	Der gemittelte Signalverlauf über die MIP Signale	33
4.12	Überlagerung aller Einzelphoton-Signale in Modul 11	35
4.13	Einzelphoton-Signale mit Maximum zwischen 51.75 und 52.75 ns in Modul 11	36
4.14	Durchschnittlicher Signalverlauf der Einzelphoton-Signale	37
5.1	Position der rekonstruierten besten Primär-Vertices	41
5.2	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse für Ereignisse mit Exklusivitäts-Schnitt und drei geladenen Pionen.	42
5.3	Energie der auslaufenden Teilchen	43
5.4	Anzahl der vom Spektrometer rekonstruierten geladenen Spuren, die vom besten Primär-Vertex ausgehen, nach dem Schnitt auf die Exklusivität. . .	44

5.5	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse für Ereignisse mit drei geladenen Pionen mit und ohne Kalibrierung der Cluster-Energie	46
5.6	Schnitt auf die π^0 -Masse und auf die η -Masse	49
5.7	Verteilung des Confidence Level für die Reaktion $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$. . .	50
5.8	Pulls der einzelnen Messgrößen y_1 bis y_6 für die Reaktion $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ im π^0 -Massenfenster.	51
5.9	Massenspektrum von $\pi^-\pi^+\gamma\gamma$ für die Reaktion $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ mit und ohne kinematischen Fit	52
5.10	Schnitt auf die $\Delta\phi$ - und ΔP_T -Verteilung	53
5.11	Zeigt die Auswirkungen des $\Delta\phi$ und des $\Delta\vec{P}_T$ Schnittes im $(\vec{P}_{Beam} - \vec{P}_{Out})_x$ gegen $(\vec{P}_{Recoil} - \vec{P}_{Target})_x$ Bild für $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$	54
6.1	Schema diffraktiver Anregung [15]	55
6.2	t' -Verteilung für elastische π^-p Streuung	57
6.3	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\pi^0)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^0p$	59
6.4	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\pi^0)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^0p$ und Fitresultate .	60
6.5	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\pi^0)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^0p$. Fit mit $A \exp(-bt')$	61
6.6	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\pi^0)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^0p$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$	63
6.7	$\cos(\theta)$ -Verteilung von π^0 im $\pi^-\pi^0$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\pi^0)$ -Spektrum.	65
6.8	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\pi^+\pi^0)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0p$	67
6.9	Schnitt auf die η -Masse im invarianten $\pi^-\pi^+\pi^0$ -Massenspektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0p$	68
6.10	Dalitzplot vom η -Zerfall $\eta \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$	69
6.11	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\eta)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\eta(\pi^-\pi^+\pi^0)p$	69
6.12	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\eta)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\eta(\pi^-\pi^+\pi^0)p$ und Fitresultate	70
6.13	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\eta)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\eta$. Fit mit $A \exp(-bt')$	71
6.14	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\eta)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\eta$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$	73
6.15	$\cos(\theta)$ -Verteilung von η im $\pi^-\eta$ -Ruhesystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\eta)$ -Spektrum.	75
6.16	Schnitt auf die ω -Masse im invarianten $\pi^-\pi^+\pi^0$ -Massenspektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0p$	77
6.17	Dalitzplot vom ω -Zerfall $\omega \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$	78
6.18	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\omega)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\omega(\pi^-\pi^+\pi^0)p$	79
6.19	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\omega)$ für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\omega(\pi^-\pi^+\pi^0)p$ und Fitresultate	79
6.20	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\omega)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\omega$. Fit mit $A \exp(-bt')$	80

6.21	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\omega)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\omega$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$	82
6.22	$\cos(\theta)$ -Verteilung von ω im $\pi^-\omega$ -Ruheystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\omega)$ -Spektrum.	84
6.23	Schnitt auf die η' -Masse für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(\pi^-\pi^+\pi^0)$ und $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(\gamma\gamma)$	86
6.24	Dalitzplot vom η' -Zerfall $\eta' \rightarrow \pi^-\pi^+\eta$	87
6.25	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\eta')$ für $\eta' \rightarrow \pi^-\pi^+\eta$	88
6.26	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-\eta')$ und Fitresultate für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\eta'(\pi^+\pi^-\eta)p$	89
6.27	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\eta')$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(3\pi)$. Fit mit $A \exp(-bt')$	90
6.28	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\eta')$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(3\pi)$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$	91
6.29	$\cos(\theta)$ -Verteilung von η' im $\pi^-\eta'$ -Ruheystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\eta')$ -Spektrum. Für den Zerfall von $\eta \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$	92
6.30	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\eta')$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(2\gamma)$. Fit mit $A \exp(-bt')$	93
6.31	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\eta')$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(2\gamma)$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$	94
6.32	$\cos(\theta)$ -Verteilung von η' im $\pi^-\eta'$ -Ruheystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-\eta')$ -Spektrum. Für den Zerfall von $\eta \rightarrow \gamma\gamma$	95
6.33	Schnitt auf die f_1 -Masse für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(\pi^-\pi^+\pi^0)$ und $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(\gamma\gamma)$	96
6.34	Dalitzplot vom Drei-Körper-Zerfall des f_1 ; $f_1 \rightarrow \pi^-\pi^+\eta$	97
6.35	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-f_1)$ für $f_1 \rightarrow \pi^-\pi^+\eta$	98
6.36	Invariantes Massenspektrum $m(\pi^-f_1)$ und Fitresultate für $f_1 \rightarrow \pi^-\pi^+\eta$	98
6.37	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-f_1)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(3\pi)$. Fit mit $A \exp(-bt')$	99
6.38	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-f_1)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(3\pi)$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$	100
6.39	$\cos(\theta)$ -Verteilung von f_1 im π^-f_1 -Ruheystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-f_1)$ -Spektrum. Für den Zerfall von $\eta \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$	101
6.40	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-f_1)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(2\gamma)$. Fit mit $A \exp(-bt')$	102
6.41	t' -Verteilung für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-f_1)$ -Spektrum für $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\eta(2\gamma)$. Fit mit $A t' \exp(-bt')$	103
6.42	$\cos(\theta)$ -Verteilung von f_1 im π^-f_1 -Ruheystem für die verschiedenen Massenbins im $m(\pi^-f_1)$ -Spektrum. Für den Zerfall von $\eta \rightarrow \gamma\gamma$	104

Literaturverzeichnis

- [1] P. Abbon et al. , *Nucl. Instrum. Meth.* **A577** (2007), 455.
- [2] M. Adamovich et al. , *Nucl. Instrum. Meth.* **A379** (1996), 252.
- [3] F. Ambrosino et al. , *JHEP* **05** (2008), 006.
- [4] D.V. Amelin et al. , *Phys. Atom. Nucl.* **68** (2005), 372.
- [5] C. Amsler et al. , *Phys. Lett.* **B667** (2008), 1.
- [6] Y.M. Antipov et al. , *Nucl. Phys.* **B57** (1973), 333.
- [7] J. Bartsch et al. , *Nucl. Phys.* **B46** (1972), 46.
- [8] J. Bernhard: *Aufbau des inneren Rings eines Recoildetektors am COMPASS-Experiment*. Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, Dezember 2007.
- [9] F. Binon et al. , *Nucl. Instr. Meth.* **A248** (1986), 86.
- [10] W. Bruckner et al. , *Nucl. Instrum. Meth.* **A313** (1992), 345.
- [11] CERN. *CORAL homepage*, 2007. <http://coral.web.cern.ch/coral/>.
- [12] CERN. *PHysics Analysis Software Tools*, 2010. <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/index.html>.
- [13] CERN. *ROOT / A Data Analysis Framework*, 2010. <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [14] COMPASS-Wiki. *Hadron Trigger*, Oktober 2009. <http://compass02.cern.ch/twiki/bin/view/Trigger/HadronTrigger>.
- [15] S. Dinter: *Analysis of Final States with π^0 and η Mesons produced in π^-p Interactions and Studies of the Electromagnetic Calorimeters at COMPASS (CERN)*. Ludwig-Maximilians-Universität München, Diplomarbeit, März 2010.
- [16] A. Ferrero. *Light mesons spectroscopy and search for non- $q\bar{q}$ mesons at COMPASS*, 2007. COMPASS International Workshop Freiburg, March 19.
- [17] F. Gautheron et al. , (2010). CERN-SPSC-2010-014.

-
- [18] G. Grindhammer und S. Peters, (1993).
- [19] B. Grube: *A Trigger Control System for COMPASS and A Measurement of the Transverse Polarization of Λ and Ξ Hyperons from Quasi-Real Photo-Production*. Technische Universität München, Dissertation, Januar 2006.
- [20] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 4. Auflage. Teubner, 2005.
- [21] M. Kobayashi, Y. Prokoshkin, A. Singovsky und K. Takamatsu, *Nucl. Instrum. Meth.* **A345** (1994), 210.
- [22] W. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Second revised edition. Auflage. Springer, 1994.
- [23] D.H. Perkins: *Introduction to High Energy Physics*. 2. Auflage. The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., 1982. 2nd Edition, Revised, enlarged and reset.
- [24] T. Schlüter. *A code for kinematic fitting with constraints from intermediate particle masses*, 2007. COMPASS Note 2007-10.
- [25] T. Schlüter. *Neutral final states in 2008 π^- data*, 2009. COMPASS meeting March 18-19.
- [26] K. V. et al. . *Present performances of COMPASS electromagnetic calorimetry from data analysis*, 2008. COMPASS Note 2008-5.
- [27] D.M. Čotić: *Bestimmung der Linearität und Energieauflösung von Bleiglasmodulen im elektrischen Kalorimeter am COMPASS-Experiment*. Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, April 2008.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mir diese Arbeit ermöglicht und bei mich ihrer Erstellung unterstützt haben.

Besonders möchte ich mich bei Herrn Prof. Martin Faessler und bei Herrn Prof. Wolfgang Dünneweber dafür bedanken, dass sie mir die Möglichkeit eröffnet haben, bei ihnen die Diplomarbeit anzufertigen. Sie standen mir mit viel Engagement, guten Ideen und tatkräftiger Unterstützung zur Seite.

Herzlichst möchte ich mich auch bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Faessler bedanken, insbesondere Tobias Schlüter, Jean-Francois Rajotte, Massimo Bettinelli, Sabine Dinter und Meike Dlaboha, die mich mit Rat und Tat auf dem Weg zu dieser Diplomarbeit unterstützt haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt abschließend meinen Eltern, die mir mit ihrer moralischen und finanziellen Unterstützung geholfen haben, meine Berufsausbildung und das Studium der Physik zu bestreiten.

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Ort und Datum:

.....

(Unterschrift des Studenten)