

Analyse von Myonen aus dem Zerfall von J/Psi-Mesonen mit dem CMS-Detektor

von

Fabian Schneider

Bachelorarbeit in der Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und
Naturwissenschaften

der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

September 2010

erstellt im

III. Physikalischen Institut A
Prof. Dr. Thomas Hebbeker



Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Aachen, den 22.09.2010.

Fabian Schneider

Kurzdarstellung

In dieser Arbeit wird der Zerfall des J/ψ -Mesons in zwei Myonen mit dem CMS-Detektor untersucht. Das Hauptziel ist die Bestimmung der invarianten Masse des J/ψ mit Hilfe von drei verschiedenen Methoden den Untergrund zu beschreiben. Zur Anwendung kommen dabei die Anpassung einer analytischen Funktion, die Simulation mit Hilfe computergenerierter Daten sowie die Beschreibung mithilfe von Paaren gleich geladener Myonen. Anschließend wird ermittelt, ob das Ergebnis der J/ψ -Massenbestimmung abhängig von der Pseudorapidität der detektierten Myonen ist. Zuletzt wird die Effizienz der verwendeten Myonenrekonstruktion in Abhängigkeit verschiedener physikalischer und geometrischer Parameter bestimmt.

Abstract

In this thesis the decay of the J/ψ meson into two muons is investigated with the CMS Detector. The main objective is the measurement of the invariant mass of the J/ψ using three different methods to describe the background. Used are a fit of an analytical function, a simulation with computer generated data and pairs of muons with the same charge. Subsequently it is investigated, whether the measured mass of the J/ψ depends of the pseudorapidity of the detected muons. Lastly the efficiency of the applied muon reconstruction in dependance of different physical and geometrical parameters is measured.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	1
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.2	Das J/ψ -Meson	2
2	Das CMS-Experiment am LHC	4
2.1	Der Large Hadron Collider (LHC)	4
2.2	Der CMS-Detektor	5
2.2.1	Von CMS verwendete räumliche Koordinaten	5
2.2.2	Allgemeiner Aufbau	5
2.2.3	Aufbau des Myonensystems	6
2.3	Myonenrekonstruktion	9
3	Nachweis von J/ψ-Mesonen und Massenbestimmung	11
3.1	Selektionen	11
3.1.1	Vorselektionen	11
3.1.2	Selektionen auf die „Myonen-ID“	13
3.2	Massenbestimmung	14
3.2.1	Anpassung einer Funktion an den Untergrund	16
3.2.2	Simulation des Untergrundes mit computergenerierten Daten	19
3.2.3	Rekonstruktion des Untergrundes mit Myonen gleicher Vorzeichen der Ladung	21
3.2.4	Zusammenfassung der Massenbestimmung	24
3.3	Studie der Messhomogenität des Detektors für verschiedene Bereiche der Pseudorapidität	24
3.3.1	Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Inhomogenität des Detektors	25
3.3.2	Bestimmung der Asymmetrie in ausgezeichneten η -Intervallen	26
4	Messungen der Rekonstruktionseffizienz anhand des J/ψ-Zerfalls	28
4.1	Bestimmung der globalen Rekonstruktionseffizienz	29
4.2	Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit physikalischer und geometrischer Größen . .	30
5	Zusammenfassung	33

1 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden wird das natürliche Einheitensystem verwendet, d.h. $\hbar = c = 1$. Massen und Impulse, aber auch Längen und Zeiten werden so in Potenzen von Energie beschrieben. In dieser Arbeit wird als Energieeinheit das Elektronenvolt eV verwendet, welches der kinetischen Energie eines Elektrons entspricht, das eine Potenzialdifferenz von einem Volt durchläuft. Eine typische Größe in dieser Arbeit ist das Gigaelektronenvolt GeV. Es gilt $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$.

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell [1, 2] ist eine physikalische Theorie, welche die bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen beschreibt. Mit der elektromagnetischen, der starken und der schwachen Wechselwirkung beschreibt das Standardmodell drei der vier fundamentalen Kräfte. Die Gravitation und ihr postuliertes Austauschteilchen, das Graviton, konnten bisher nicht in das Standardmodell eingefügt werden und werden im Folgenden nicht berücksichtigt.

Man unterscheidet zwischen Fermionen, also den Teilchen mit halbzahligem Spin, und Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin. Zu den Fermionen gehören die Leptonen und die Quarks. Zu jedem Quark und jedem Lepton existiert ein Antiteilchen mit gleicher Masse, aber anderem Vorzeichen der additiven Quantenzahlen. Beispielsweise ist das Elektron einfach negativ geladen, sein Antiteilchen, das Positron, dagegen einfach positiv. Im Gegensatz zu den Leptonen nehmen die Quarks an der starken Wechselwirkung teil. Außerdem tragen sie drittelzahlige Ladungen. Die Leptonen lassen sich in die einfach geladenen massebehafteten Leptonen e^- , μ^- und τ^- und in die im Standardmodell masselosen und ungeladenen Neutrinos unterteilen. In Tabelle 1 sind alle Quarks und Leptonen zusammengefasst.

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	Ladung
Quarks	u	c	t	2/3
	d	s	b	-1/3
Leptonen	e	μ	τ	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tabelle 1: Fermionen des Standardmodells.

Die elektrische Ladung ist in Einheiten der Elementarladung angegeben.

Zu den Bosonen zählen die Austauschteilchen, welche für die Wechselwirkungen verantwortlich sind. Sie sind Spin-1-Teilchen. Die jeweiligen Wechselwirkungen werden im Standardmodell durch Eichfelder beschrieben. Tabelle 2 zeigt die den Eichfeldern der elektromagnetischen, starken und schwachen Wechselwirkung zugeordneten Vektorbosonen (Eichbosonen) und die von ihnen vermittelten Wechselwirkungen. Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon. Es koppelt an alle elektrisch geladenen Teilchen, also an alle Quarks und die schweren Leptonen. Die zugehörige Quantenfeldtheorie ist die Quantenelektrodynamik (QED) mit der $U(1)$ -Symmetriegruppe. Die drei Bosonen $W^\pm$ und Z^0 der in der Quantenflavordynamik (QFD) beschriebenen schwachen Wechselwirkung koppeln jeweils unterschiedlich stark an linkshändige und rechtshändige Teilchen. In ihr und nur in ihr findet also Paritätsverletzung statt. Beispielsweise koppelt das W-Boson nur an linkshändige Teilchen bzw. an rechtshändige Antiteilchen und ist damit maximal paritätsverletzend. Die Symmetriegruppe der QFD ist die $SU(2)$. Schwache und elektromagnetische Wechselwirkung können in der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht werden. In der starken Wechselwirkung heißen die Austauschteilchen Gluonen und die Ladung, an welche sie koppeln, Farbladungen. Die Namen der insgesamt drei Farbladungen sind der Farbenlehre entnommen, haben aber mit ihr sonst nichts gemeinsam. Jedes Quark besitzt eine Farbladung und ist entweder grün, blau oder rot. Anti-Quarks besitzen Anti-Farbladung. Da Gluonen selbst auch Farbladungen tragen, gibt es auch Gluon-Gluon-Selbstwechselwirkung. Die zugehörige Quantenchromodynamik (QCD) besitzt eine nicht-abelsche $SU(3)$ -Eichsymmetrie. Im Rahmen der QCD kommen in der Natur nur farbladungsneutrale Objekte vor. Man bezeichnet dieses Phänomen als „Einsperrung“ (engl. Confinement). Es hat zur Folge, dass Quarks nie isoliert, sondern entweder in einem Quark-Antiquark-Paar (Meson)

oder einem Quark-Triplett (Baryon) bzw. Antiquark-Triplett (Antibaryon) vorkommen. Mesonen und (Anti-)Baryonen bezeichnet man zusammen als Hadronen.

Wechselwirkung	Teilchen	Ladung	Masse
stark	8 Gluonen(g)	0	0
elektromagnetisch	Photon(γ)	0	0
schwach	$W^\pm$	± 1	80,4 GeV
	Z^0	0	91,2 GeV

Tabelle 2: Bosonen des Standardmodells.

Die elektrische Ladung ist in Einheiten der Elementarladung angegeben.

Das einzige noch nicht nachgewiesene Teilchen des Standardmodells ist das Higgs-Boson, das einzige Spin-0-Teilchen. Das Higgs-Feld wird eingeführt, da in der Theorie alle Leptonen sowie $W^\pm$ und Z^0 masselos sind. In Experimenten werden jedoch sehr wohl Massen für diese Teilchen nachgewiesen. Der Higgs-Mechanismus löst dieses Problem, indem Teilchen durch Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld eine Masse erhalten.

1.2 Das J/ψ -Meson

Das in dieser Arbeit behandelte J/ψ ist ein Meson, besteht aus einem Charm-Quark c und einem Anti-Charms-Quark $\bar{c}$ [3] und gehört demnach zur Gruppe der Charmonia. Das J/ψ oder auch $J/\psi(1S)$ ist das langlebigste Charmonium mit einer Lebensdauer von etwa 10^{-20} s bzw. einer Resonanzbreite von 93,2 keV. Es hat eine Masse von 3096,9 MeV und ist damit das zweitleichteste Charmonium. Es besitzt zum Paritätsoperator sowie zum Ladungskonjugationsoperator den Eigenwert -1 . Die Gesamtdrehimpulsquantenzahl J beträgt 1. J/ψ zerfällt zu ca. 88% in hadronische Endzustände sowie zu jeweils ca. 6% leptonisch in zwei Elektronen bzw. zwei Myonen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Zerfall von J/ψ -Mesonen in zwei Myonen:

$$J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^- \text{ (Verzweigungsverh. : 6\%)} \quad (1.1)$$

Dieser Zerfallskanal ist prädestiniert für eine Untersuchung mit dem CMS-Detektor, da er im Gegensatz zu hadronischen Zerfällen, welche Jets produzieren, sehr sauber ist, und sehr gut mit Hilfe des Myonensystems detektiert werden kann. Der elektromagnetische Zerfall über ein virtuelles Photon, wie in Abbildung 1.1 dargestellt, ist dominant. Möglich, aber unterdrückt, sind der schwache Zerfall über ein virtuelles Z-Boson oder der starke Zerfall über drei Gluonen. J/ψ kann im Detektor durch Bildung eines c -Quarks und eines c -Antiquarks direkt produziert werden oder wie in Abbildung 1.2 aus einem angeregten Charmoniumzustand entstehen. Einige Charmonia, darunter das J/ψ , sind auch mögliche Zerfallsprodukte von B-Meson-Zerfällen.

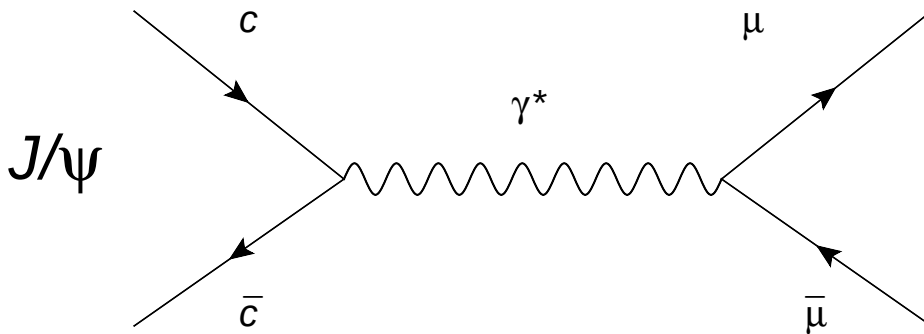


Abbildung 1.1: Feynmangraph des J/ψ -Zerfalls in zwei Myonen über ein virtuelles Photon.

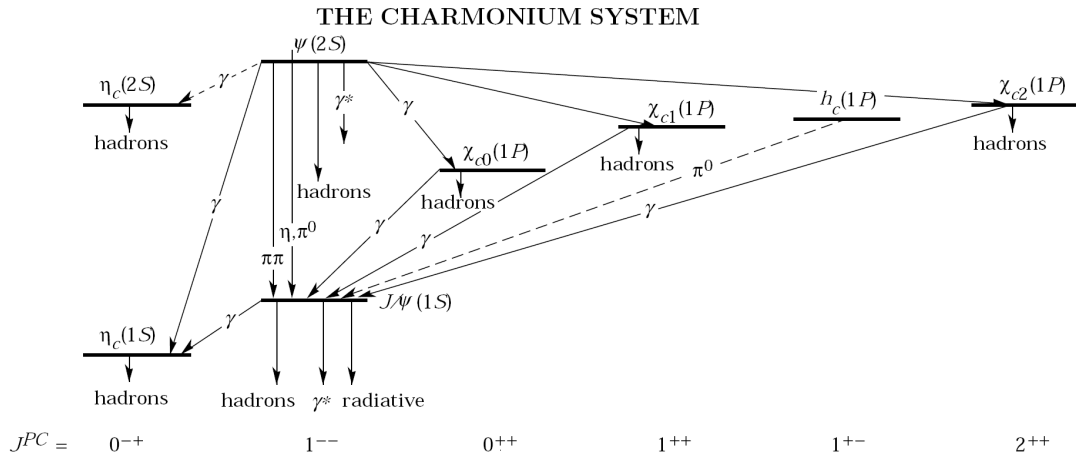


Abbildung 1.2: Das Charmoniumsystem [3]. Dargestellt sind alle Charmonia mit einer Masse von weniger als 3,7 GeV und ihre Zerfälle. Am unteren Bildrand sind die Gesamtdrehimpulsquantenzahl J , der Paritätseigenwert P sowie der Eigenwert der Ladungskonjugation C der verschiedenen Charmonia aufgeführt.

2 Das CMS-Experiment am LHC

2.1 Der Large Hadron Collider (LHC)

Der Compact Muon Solenoid Detector (CMS) ist ein Teilchendetektor am Large Hadron Collider (LHC), dem derzeit größten Teilchenbeschleuniger der Welt. Er befindet sich am europäischen Forschungszentrum CERN¹ bei Genf. Der LHC ist ein Hadronen-Speicherring mit einem Umfang von 26,7 km. Er befindet sich in einem Tunnel, in welchem zuvor der 2000 stillgelegte Large Electron-Positron Collider (LEP) betrieben wurde. Wenn er voll einsatzfähig ist, soll der LHC Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV bei einer Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erzeugen können. Die hochenergetischen Protonen werden von 1232 supraleitenden Dipolmagneten auf die Kreisbahn gezwungen, welche ein Magnetfeld von über 8 T erzeugen. Für die Kühlung der Magnete auf ihre Betriebstemperatur von 1,9 K werden 60 t flüssiges Helium verwendet. Vorläufig wird der LHC noch bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV betrieben, bei welcher auch die zugrunde liegenden Daten der vorliegenden Studie aufgenommen wurden.

Außer dem CMS-Detektor befinden sich noch drei andere Detektorexperimente am LHC (siehe Abb. 2.1): LHCb², ALICE³ und ATLAS⁴. Mit dem LHCb-Experiment werden CP-Verletzung in B-Hadronen sowie B-Mesonen-Zerfälle untersucht. Ziel von ALICE ist die Vermessung eines Quark-Gluonen-Plasmas. ATLAS ist wie CMS ein Vielzweck-Teilchendetektor, mit dem nach neuer Physik wie Supersymmetrie oder dem postulierten Higgs-Teilchen gesucht wird.

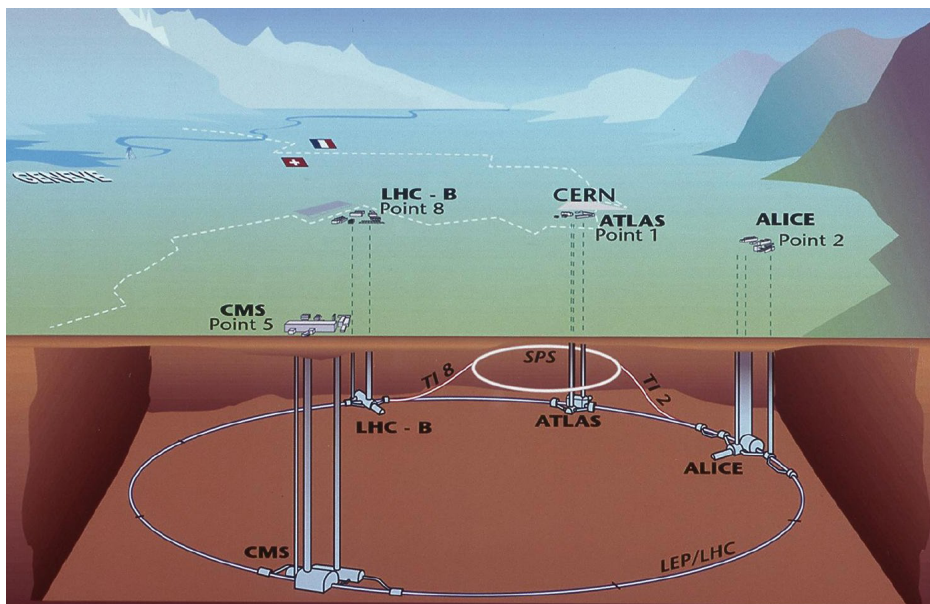


Abbildung 2.1: LHC am CERN [4].

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²LHC beauty

³A Large Ion Collider Experiment

⁴A Toroidal LHC ApparatuS

2.2 Der CMS-Detektor

2.2.1 Von CMS verwendete räumliche Koordinaten

Um Richtung und Position von Teilchen im Detektor zu quantifizieren, wird bei CMS ein sphärisches bzw. zylindrisches Koordinatensystem [5] verwendet, dessen Ursprung im Interaktionspunkt liegt. Die z-Achse zeigt entlang des Strahlrohrs horizontal nach Westen. Der Azimuthalwinkel ϕ befindet sich in der Transversalebene, also in der zur z-Achse senkrechten Ebene und es gilt $\phi = 0$ auf der Achse vom Ursprung zum Beschleunigerkreismittelpunkt. Der Polarwinkel θ wird von der z-Achse aus abgetragen. Anstelle des Polarwinkels wird in dieser Arbeit die Pseudorapidität η verwendet mit $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$. Im Gegensatz zum Polarwinkel ist die Differenz von Pseudorapiditäten hochrelativistischer Teilchen invariant unter spezieller Lorentztransformation.

2.2.2 Allgemeiner Aufbau

Der CMS-Detektor (siehe Abb. 2.2) ist ein großer Universalteilchendetektor am LHC, welcher in einer unterirdischen Halle bei Cessy in Frankreich steht. Der zylindrische Detektor ist 21 m lang, hat einen Durchmesser von 16 m und wiegt ungefähr 12500 t. Er besteht aus dem zylindersymmetrischen Zentralbereich (engl. Barrel) und den beiden Endkappen (engl. Endcaps), die den Zentralbereich an seinen beiden Enden abschließen. Durch diese Anordnung wird eine fast vollständige Abdeckung des 4π -Raumwinkels realisiert. Rund um den Interaktionspunkt sind die verschiedenen Komponenten des Detektors zwiebelschalenartig angeordnet. Der innerste Detektor ist der Siliziumspurdetektor. Er besteht zum einen aus dem ganz innen liegenden Silizium-Pixeldetektor, der eine sehr hohe Ortsauflösung von 100 μm liefert und es ermöglicht, den Entstehungsort von Teilchen exakt zu lokalisieren. Um den Pixeldetektor herum befindet sich der Silizium-Streifendetektor, welcher die Spur von geladenen Teilchen rekonstruiert. Das in ihm herrschende Magnetfeld von 3,8 T krümmt die Flugbahn geladener Teilchen und ermöglicht so eine Impulsbestimmung. An den Siliziumspurdetektor schließt sich das Elektromagnetische Kalorimeter an, in welchem die Energien von Elektronen und Photonen gemessen werden. Im Zentralbereich besteht dieses aus 61.000 PbWO_4 -Kristallen und im Endkappenbereich aus insgesamt 15.000 Kristallen. Das im Kristall vollständig abgebremste Teilchen löst eine Kaskade von Sekundärteilchen aus, deren Gesamtenergie in Szintillationszählern bestimmt wird. Die Energien von Hadronen werden auch im darauffolgenden hadronischen Kalorimeter bestimmt. Es besteht aus mehreren Absorberschichten aus Messing und Stahl und dazwischen liegenden Plastiksintillatorschichten, um die Jetenergien zu bestimmen.

Um das Kalorimeter herum befindet sich ein auf 1,9 K gekühlter supraleitender Solenoidmagnet, welcher das hohe Magnetfeld von 3,8 T erzeugt, das die Bahnen von geladenen Teilchen krümmt und eine Impulsmessung ermöglicht. Um den Solenoidmagneten herum liegt das Myonensystem. Da in dieser Studie Myonen die Signatur des untersuchten Prozesses darstellen, wird es im Folgenden gesondert beschrieben.

CMS Detector

Pixels
 Tracker
 ECAL
 HCAL
 Solenoid
 Steel Yoke
 Muons

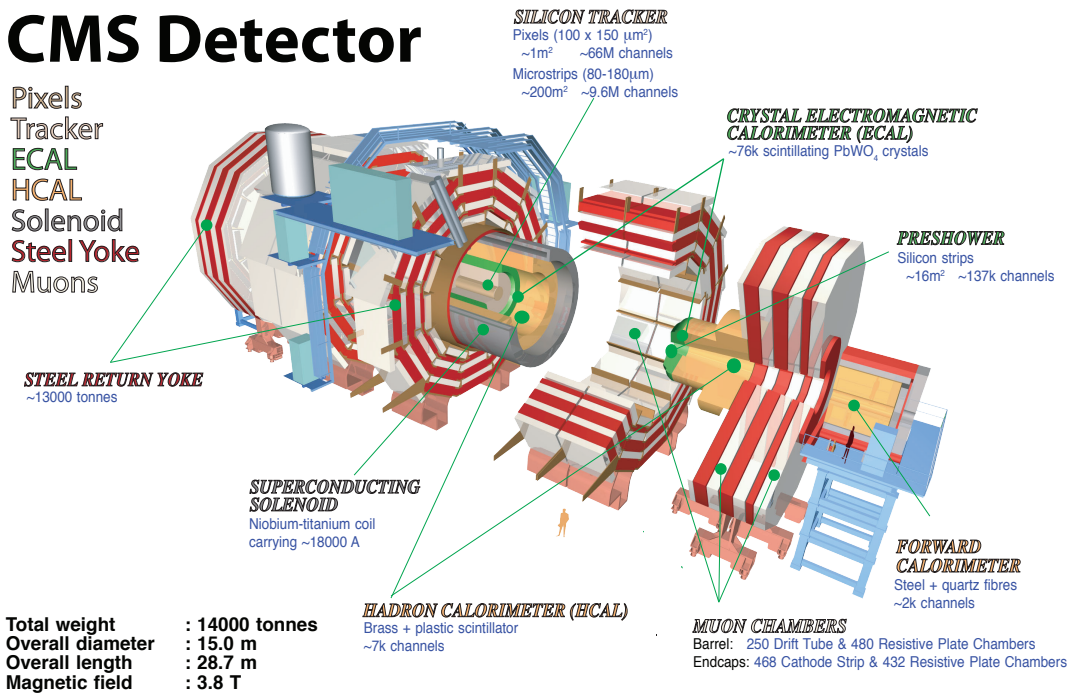


Abbildung 2.2: Der CMS-Detektor [6]. Dargestellt sind die verschiedenen zwiebelschalenförmig angeordneten Detektorschichten.

2.2.3 Aufbau des Myonensystems

Myonen wechselwirken nur geringfügig mit der im inneren Detektor befindlichen Materie, so dass sie, wenn sie genügend Impuls besitzen, die Eisenjoche durchdringen können und das sich außen befindende Myonensystem erreichen. Es besteht aus drei verschiedenen Gasetektoren, den Driftröhren (DTs⁵), den Kathodenstreifenkammern (CSCs⁶) und Widerstandsplattenkammern (RPCs⁷). Wie in Abbildung 2.3 zu sehen, besteht der Zentralbereich aus vier Lagen von Messstationen, ist zusammengesetzt aus DTs und RPCs und deckt den Bereich $|\eta| < 1,2$ ab. In den Endkappen werden CSCs und RPCs verwendet. Er deckt einen Bereich von $0,9 < |\eta| < 2,4$ ab, wobei die RPCs nur bis $0,9 < |\eta| < 1,6$ angebracht sind

⁵engl. Drift Tubes

⁶engl. Cathode Strip Chambers

⁷Resistive Plate Chambers

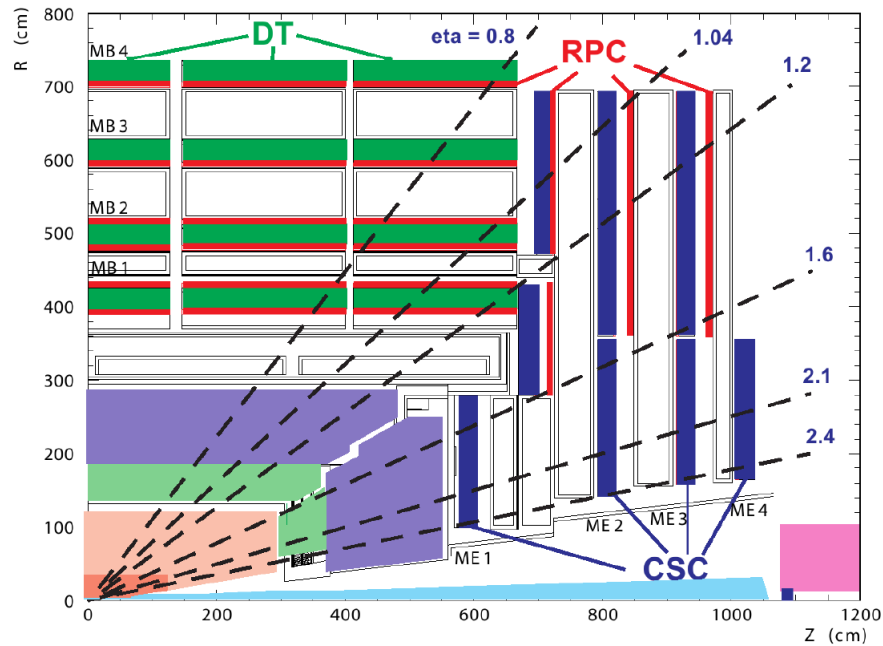


Abbildung 2.3: Schnitt durch das Myonensystem [7].

- Driftröhren

Im Zentralbereich ($|\eta| \leq 1,2$), wo der neutroneninduzierte Hintergrund vernachlässigbar ist und das Magnetfeld klein, werden die DT verwendet, deren Aufbau in Abbildung 2.4 illustriert ist. Es handelt sich um Driftkammern, welche im Proportionalbereich betrieben werden. Sie sind gefüllt mit einem Gasgemisch aus 85% Ar und 15% CO₂, was eine Driftgeschwindigkeit von 55 $\mu\text{m}/\text{ns}$ erlaubt. Die insgesamt 250 Driftröhren sind 2,5 m lang, haben eine äußere Breite von 42 mm und eine Höhe von 13 mm. Das Driftröhrensystem besteht aus vier konzentrischen Zylindern, die um das Strahlrohr angeordnet sind. Ihre Ortsauflösung beträgt etwa 100 μm [8].

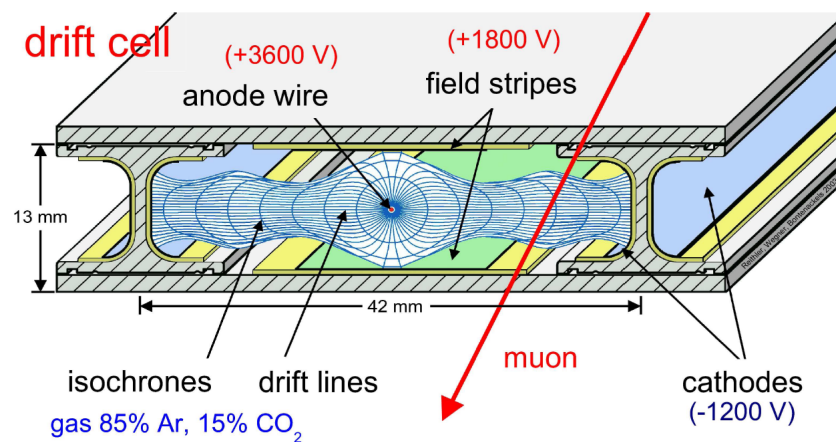


Abbildung 2.4: Schnitt durch eine Driftröhre [7]. Eingezeichnet sind die Feldstreifen und der Anodendraht, deren Potentialdifferenz zum Driften der Elektronen und ionisierten Gasteilchen führt.

- Kathodenstreifenkammern

In den beiden Endkappen, wo sowohl Myon- als auch Neutronenrate hoch sind und das Magnetfeld stark ist, werden Kathodenstreifenkammern verwendet, die einen Bereich bis $|\eta| \leq 2,4$ abdecken. Wie in Abbildung 2.5 zu sehen sind diese trapezförmig und in Ringen senkrecht zur Strahlrichtung angeordnet. Es handelt sich um Vieldraht-Proportionalkammern, die aus einer Anordnung von 50 μm starken Anodendrähten bestehen, welche von zwei parallelen Kathoden umgeben sind. Die Kathoden sind 9,5 mm von einander entfernt und in Streifen unterteilt. Zwischen ihnen befindet sich ein Gasgemisch aus 30% Ar, 50% CO_2 und 20% CF_4 . Die CSCs sind schnelle Detektoren. Die Elektronen, die aus der Gasionisation entlang einer Myonentrajektorie entstehen, driften zu den Anodendrähten, werden durch das anliegende elektrische Feld beschleunigt und ionisieren weitere Gasmoleküle. Das elektrische Signal ermöglicht eine gute Myonenbahnrekonstruktion bei einer Auflösung von etwa 100 μm [8].

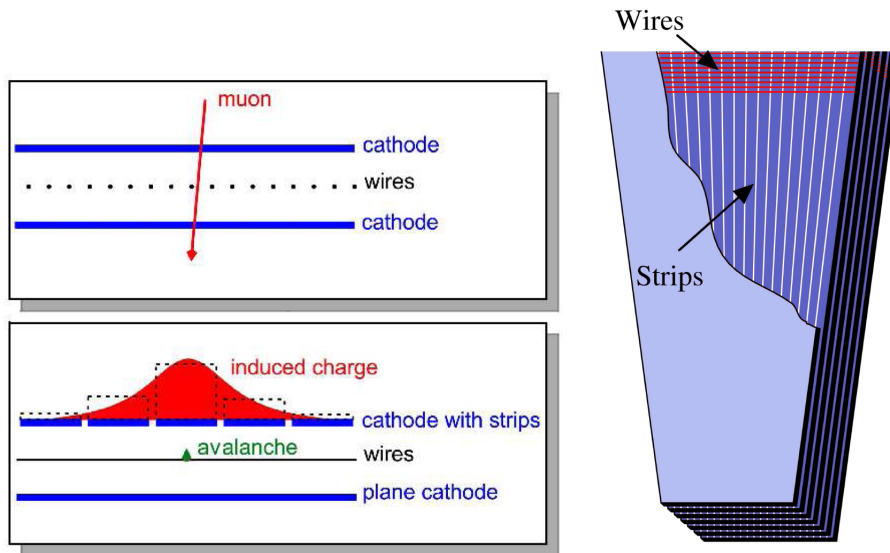


Abbildung 2.5: Kathodenstreifenkammern [7]. Links ist die Funktionsweise der CSCs erläutert. Rechts ist der Aufbau aus Streifen und Drähten dargestellt.

- Widerstandsplattenkammern

Sowohl im Zentralbereich als auch in den Endkappen werden die RPCs als redundanter, sehr schneller Trigger verwendet. Wegen ihrer schlechten Ortsauflösung sind sie jedoch zur Spurbestimmung nicht geeignet. Es handelt sich bei ihnen um gasgefüllte Parallelplattendetektoren. Eine einzelne RPC besteht aus einem Paar paralleler Bakelitplatten. In der 2 mm breiten Lücke befindet sich ein Gasgemisch, welches zu 96% aus $\text{C}_2\text{CO}_2\text{F}_4$, 3,5% $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ und 0,5% SF_6 besteht. Es werden Doppelspalt-RPCs⁸ verwendet (siehe Abb. 2.6), da diese bei niedrigerer Hochspannung eine höhere effektive Detektoreffizienz erzielen als Einzelspalt-RPCs⁹. Die RPCs sind im Zentralbereich direkt an die DTs und in den Endkappen direkt mit dem CSC-System verbunden. Die ersten beiden DT-Stationen sind von jeweils zwei RPCs umgeben, um mindestens vier Messpunkte auch für niederenergetische Myonen zu gewährleisten.

⁸engl. Double Gap RPCs

⁹engl. Single Gap RPCs

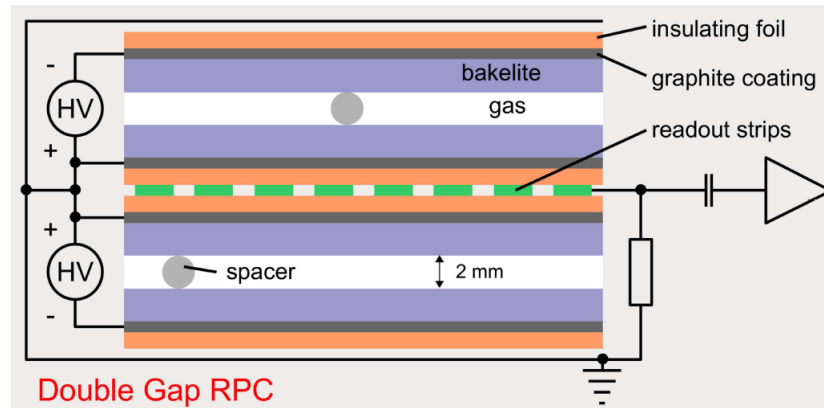


Abbildung 2.6: Schema einer Doppelspalt-Widerstandsplattenkammer [7].

2.3 Myonenrekonstruktion

Die Identifikation eines Myons und die Zuordnung und Rekonstruktion der Myonenbahn im Detektor ist Grundvoraussetzung für diese Analyse. Myonen werden zunächst lokal jeweils im Siliziumspurdetektor und, falls sie genug Energie besitzen, im Myonensystem detektiert. Die Rekonstruktion der Flugbahn im Myonensystem geschieht mit einer Anpassung nach der χ^2 -Methode an die Punkte im Detektor, in denen das Myon nachgewiesen wurde. In Abbildung 2.7 sind die Bahnen zweier Myonen dargestellt, deren invariante Masse von $3,03 \text{ GeV}$ darauf hindeutet, dass sie aus einem J/ψ -Zerfall stammen. Zur Lokalisierung des Myons dienen hierbei die Driftröhren und die Kathodenstreifenkammern. Die Widerstandsplattenkammern liefern Informationen über den Zeitpunkt, zu dem das Myon den Detektor passiert. Nach der lokalen erfolgt die globale Anpassung, bei der die Informationen aus Spurdetektor und Myonensystem kombiniert werden. Je nachdem, ob ihre Spur im Spurdetektor, im Myonensystem oder in beidem rekonstruiert wird, werden die Myonen in bestimmte Kategorien, sogenannte „Myon-IDs“ eingeordnet. Dabei kommt es auch auf die Qualität der globalen Anpassung an und ob die rekonstruierte Myonenspur im Myonensystem mit der im Spurdetektor rekonstruierten Bahn zusammengefügt werden kann. Treffer innerhalb von Messstationen des Myonensystems werden zu sogenannten Segmenten zusammengefügt, wenn sie ein und demselben Teilchen zugeordnet werden können. An diesen Segmenten wird die Anpassung im Myonensystem durchgeführt. In dieser Arbeit werden folgende zwei Kategorien bei der Analyse verwendet.

- AllGlobalMouns

Ein globales Myon setzt voraus, dass sowohl eine Spur im Siliziumspurdetektor als auch eine dazu passende Spur im Myonensystem detektiert wird [9]. Diese ID eignet sich gut für Myonen mit Transversalimpulsen über 6 GeV , da diese genügend verwendbare Treffer im Myonensystem hinterlassen können.

- TmLastStationMuonAngTight

Bei diesen Myonen-ID handelt es sich um Myonen, die eine Spur im Spurdetektor hinterlassen haben. Zusätzlich wird gefordert, dass auf der in das Myonensystem extrapolierten Spurdetektorbahn mindestens zwei Segmente gefunden werden, die zu jenem Myon passen. Zusätzlich muss sich eines dieser Segmente in der letzten erreichbaren Messstation des Myonensystems befinden, die von der extrapolierten Spurdetektorbahn durchlaufen wird [9]. Diese Kategorie setzt schwächere Anforderungen an die Myonenrekonstruktion als die Kategorie AllGlobalMuons. Auf diese Weise beinhaltet sie mehr Statistik, aber akzeptiert auch einen höheren Anteil an fehlrekonstruierten Myonen als die erste Kategorie.

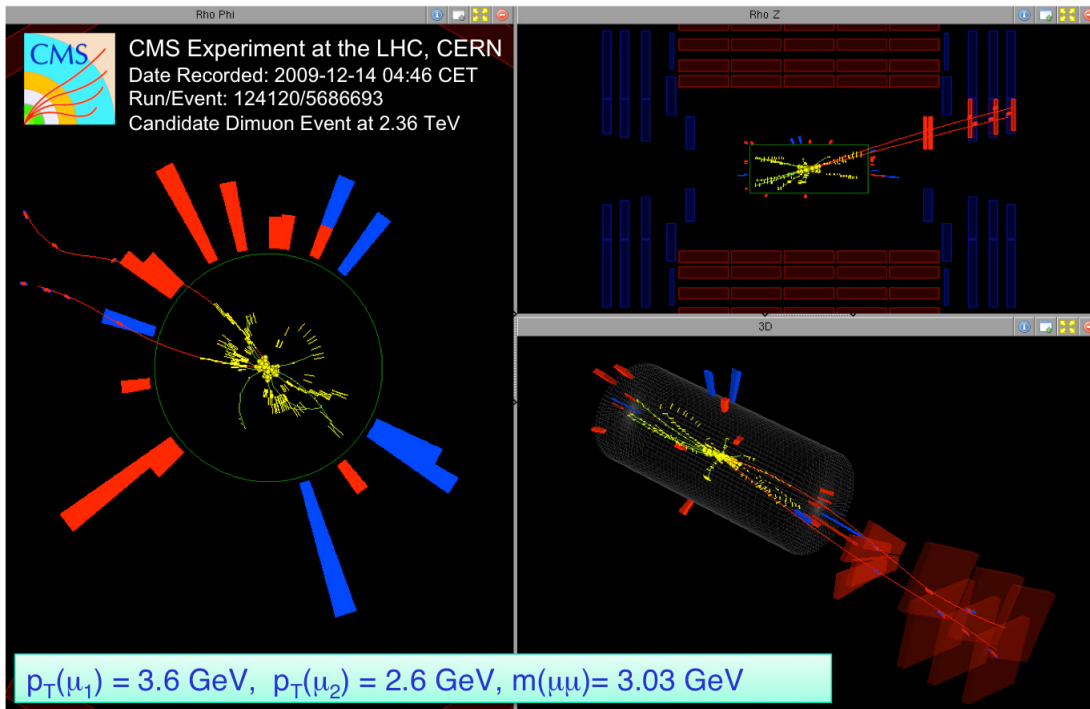


Abbildung 2.7: Ereignis mit zwei Myonen bei $\sqrt{s} = 2,36 \text{ TeV}$ [10]. Oben rechts sieht man die Messkammern des Zentralbereiches (rot) und der Endkappen (blau). Die beiden Myonenbahnen sind rot dargestellt und durch das Magnetfeld deutlich gekrümmt. Getroffene Messstationen sind hervorgehoben.

3 Nachweis von J/ψ -Mesonen und Massenbestimmung

Kern dieser Arbeit ist der Nachweis und die Massenbestimmung von J/ψ -Mesonen aus dem Zerfall in zwei Myonen. Die zugrundeliegenden Daten sind bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und einer integrierten Luminosität von 8 nb^{-1} [11] aufgenommen worden. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit liegt bereits eine integrierte Luminosität von 3 pb^{-1} vor (Stand 24.09.2010). Der Grund ist, dass zusätzliche Trigger implementiert worden sind. Um eine höhere integrierte Luminosität in dieser Analyse verwenden zu können, müssten diese berücksichtigt werden, was aber in dieser Arbeit nicht vorgesehen ist. Die Daten werden in bestimmten Datenformaten, sogenannten ROOT-trees [12], abgespeichert. Diese sind kompatibel mit dem Analyseprogramm ROOT, welches auf der Programmiersprache C++ basiert und am Cern entwickelt worden ist. Da diese ROOT-trees zunächst viel mehr Informationen enthalten, als für diese Studie notwendig sind, sind sie im Vorfeld dieser Arbeit vorbereitet und auf das Wesentliche reduziert worden [11]. Beispielsweise enthält der vorliegende Datensatz nur Ereignisse mit mindestens zwei Myonen.

Die im Folgenden beschriebene Analyse wird ebenfalls mit dem Programm ROOT durchgeführt. In einem bereits vorgefertigten Programm wird über die in den Daten beschriebenen Kollisionsereignisse (engl. Events) iteriert. Für jedes Ereignis können so nun alle gespeicherten Größen abgerufen werden, zum Beispiel auch die kinematischen Daten der entstandenen Myonen. Dies ist das grundlegende Verfahren in dieser Analyse.

3.1 Selektionen

Selektionen sind Anforderungen an Größen, die vom Detektor aufgezeichnet werden oder die sich aus der Spurrekonstruktion ergeben, wie z.B. Transversalimpuls eines Teilchens oder χ^2/ndf . In der hier durchgeführten Analyse wird zunächst nach Ereignissen mit mindestens zwei entgegengesetzt geladenen Myonen gesucht, da J/ψ neutral ist und in genau zwei Myonen zerfällt.

3.1.1 Vorselektionen

Die Vorselektionen haben die Aufgabe, dafür zu sorgen, dass fehlrekonstruierte Myonen in der Analyse nicht berücksichtigt werden, um ein möglichst klares Signal zu erhalten. Folgende Selektionen werden in dieser Analyse angewandt:

- $\chi^2/\text{ndf} < 10$ für die Bahnrekonstruktion im Spurdetektor

Diese Selektion betrifft die Qualität der rekonstruierten Myonenbahn an die Messpunkte im Spurdetektor. Es wird verlangt, dass die Anpassung ein $\chi^2/\text{ndf} < 10$ besitzt. Ansonsten wird das Myon nicht verwendet. Auf diese Weise wird verhindert, dass sehr ungenau gemessene oder fehlrekonstruierte Myonen in die Analyse einfließen. Das in Abbildung 3.1 dargestellte Histogramm stellt die χ^2/ndf -Verteilung nach allen Selektionen außer auf das χ^2/ndf dar. Die Verteilung entspricht der typischen χ^2/ndf -Verteilung mit Maximum bei eins und danach stark abfallender Kurve.

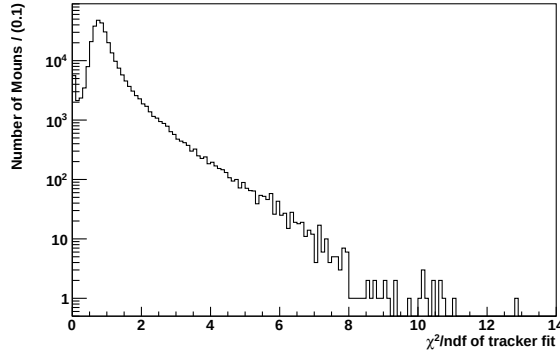


Abbildung 3.1: $\chi^2/\text{ndf} < 10$ der Spurdetektorbahnen nach allen Vorelektionen außer der auf das χ^2/ndf . Man erkennt deutlich die typische χ^2/ndf -Verteilung mit Maximum bei eins und danach abfallender Kurve. Man sieht, dass ein $\chi^2/\text{ndf} < 10$ kaum auftritt.

- Transversalimpuls des Myons > 1 GeV

Der gemessene Impuls des Myons in der Transversalebene muss mindestens 1 GeV betragen. Dieser Schnitt stellt sicher, dass die verwendeten Myonen genügend kinetische Energie besitzen, um das Myonensystem zu erreichen und dort eine deutliche Spur zu hinterlassen. In Abbildung 3.2 ist die vor nach allen Selektionen (außer auf p_T selbst) aufgenommene Verteilung des Transversalimpulses für a) T-Myonen und für b) G-Myonen zu sehen. Wie erwartet nimmt die Anzahl der Myonen mit steigendem Transversalimpuls ab. Die Tatsache, dass das Maximum der Verteilung bei ca. 1,5 GeV für T-Myonen und 2 GeV für G-Myonen zu finden ist und nicht bei 0 GeV liegt darin begründet, dass bei der im Vorfeld der Analyse vorgenommenen Aufbereitung der Daten bereits Qualitätsanforderungen an die Myonen gestellt wurden. Für globale Myonen wird bereits bei der Vorbereitung der vorliegenden Daten ein Transversalimpuls von mehr als 1 GeV gefordert. Es ist zu erkennen, dass die Verteilung für T-Myonen mit steigendem Transversalimpuls stärker abfällt als für G-Myonen, was mit den unter Abschnitt 2.3 beschriebenen Eigenschaften der beiden Myonen-IDs zu erklären ist.

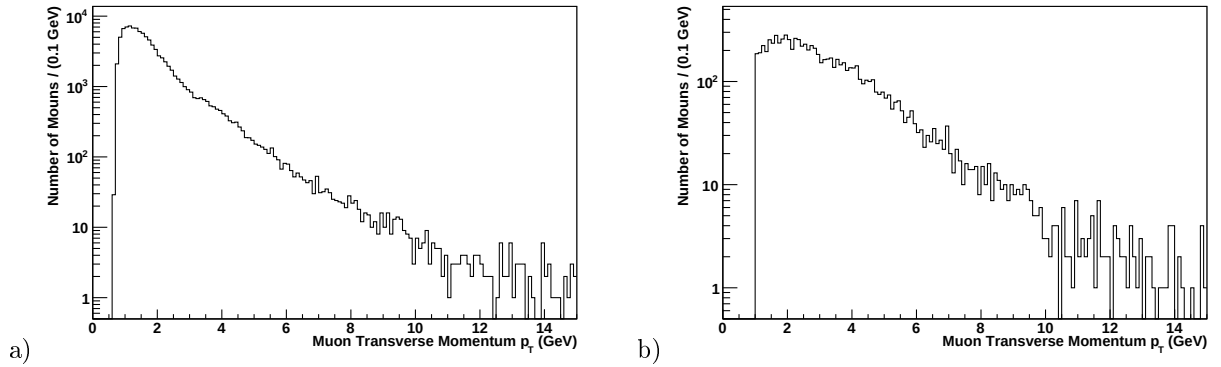


Abbildung 3.2: Transversalimpuls der Myonen nach allen Vorelektionen außer der auf den Transversalimpuls für a) T-Myonen und b) G-Myonen. Wie erwartet nimmt die Anzahl der Myonen mit steigendem Transversalimpuls ab. Die Tatsache, dass das Maximum der Verteilung bei ca. 1,5 GeV für T-Myonen und 2 GeV für G-Myonen zu finden ist und nicht bei 0 GeV liegt darin begründet, dass bei der im Vorfeld der Analyse vorgenommenen Aufbereitung der Daten bereits Qualitätsanforderungen an die Myonen gestellt wurden. Es ist zu erkennen, dass die Verteilung für T-Myonen mit steigendem Transversalimpuls stärker abfällt als für G-Myonen, was mit den unter Abschnitt 2.3 beschriebenen Anforderungen der beiden IDs zu erklären ist.

- Abstand der rekonstruierten Myonenbahn zum Zerfallsvertex $< 0,5$ cm

Als Letztes wird gefordert, dass die im Spurdetektor rekonstruierte Bahn des Myons weniger als 0,5 cm am Zerfallsvertex vorbeiführt. Dabei wird der so definierte Impact-Parameter d_0 mit einem negativen Vorzeichen versehen, wenn die Bahn des rekonstruierten Myons vom zugeordneten Vertex weggekrümmt ist. Mit dieser Selektion wird sichergestellt, dass die Myonen auch eindeutig ihrem Zerfallsvertex zugeordnet werden können. In Abbildung 3.3 ist zu erkennen, dass das Maximum der d_0 -Verteilung bei 0 cm liegt und dann zu beiden Seiten sehr stark abfällt.

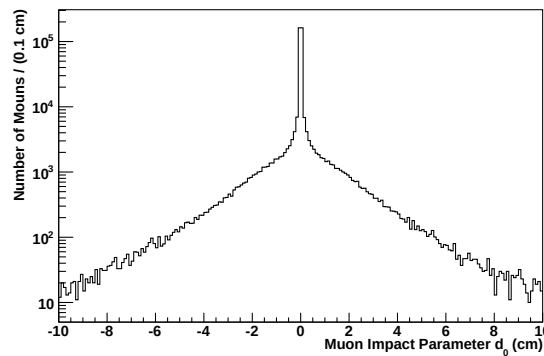


Abbildung 3.3: Parameter d_0 der Myonen nach allen Vorelektionen außer der auf $|d_0|$. Das Maximum der d_0 -Verteilung liegt bei 0 cm und fällt dann zu beiden Seiten sehr stark ab.

3.1.2 Selektionen auf die „Myonen-ID“

Wenn in einem Ereignis beide Myonen die obigen Selektionen erfüllen, erfolgt als weiterer Selektionsschnitt eine Einteilung in drei Kategorien, indem die in Abschnitt 2.3 beschriebene Myonen-ID abfragt

wird. Die drei Kategorien lauten wie folgt:

- Kategorie TT

Unter diese Kategorie fallen alle Dimyonenereignisse, in denen beide Myonen vom Typ TMLastStationAngTight sind (im Folgenden T-Myon).

- Kategorie TG

Hierunter fallen alle Ereignisse, bei denen ein Myon vom Typ TMLastStationAngTight und das andere vom Typ GlobalMuon ist.

- Kategorie GG

Diese Kategorie fordert, dass beide Myonen vom Typ GlobalMuon sind (im Folgenden G-Myon).

In dieser Studie werden die Ergebnisse der Massenanalyse dieser drei Mengen miteinander verglichen. Man beachte, dass die Schnittmenge zwischen jeweils zwei Mengen nicht null ist, da ein Myon sowohl vom Typ „AllGlobalMuons“ als auch vom Typ „LaststationAngTight“ sein kann. Auch sind nicht alle Myonen vom Typ AllGlobalMuons auch vom Typ TMLaststationAngTight und umgekehrt. Kategorie TT hat den Vorteil, dass eine vergleichsweise hohe Anzahl von Myonen diese Anforderung erfüllen und deshalb gute Statistik vorliegt. Von Nachteil ist, dass das Signal durch die geringe Anforderung an die Qualität der T-Myonen von relativ viel Untergrund umgeben ist. Bei den GG-Myonen ist es umgekehrt. Es liegt wenig Untergrund vor, dafür ist die Statistik relativ gering. Die TG-Menge stellt einen Kompromiss aus beiden Methoden dar.

3.2 Massenbestimmung

Die mit Hilfe des Detektors gewonnenen kinematischen Daten über rekonstruierte Myonen sind von der Detektorsoftware für jede Myonenbahn unter dem jeweiligen Event gespeichert worden. Diese kinematischen Daten, also Flugrichtung und Impuls $\vec{p}$ bzw. Gesamtenergie E , werden in der vorliegenden Analyse in der Event-Schleife für jedes Myon in Vierervektoren $\vec{P}$ geschrieben:

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Alle Dimyonenereignisse, die die unter 3.1 genannten Selektionen erfüllen, werden in den jeweiligen Kategorien zur Massenbestimmung verwendet. Um nun die Masse des J/ψ zu bestimmen, wird aus den beiden Lorentzvektoren $\vec{P}_1$ und $\vec{P}_2$ der Myonen dieser Ereignisse die invariante Masse gebildet:

$$m_{invariant} = \sqrt{(\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (3.2)$$

Die invariante Masse wird nun in einer Häufigkeitsverteilung abgetragen. In der GG-Menge (Abb. 3.4) ist die J/ψ -Resonanz eindeutig zu erkennen. Außerdem sind die Resonanzen des Charmoniums $\psi(2S)$ und des Bottomonium $\Upsilon(1S)$ bereits erkennbar. Die eingezeichneten senkrechten Fehlerbalken entstammen der Poissonstatistik und entsprechen der Wurzel des Bininhalt. Die waagerechten Balken entsprechen der Binbreite. Diese Konvention wird auch in allen folgenden Häufigkeitsverteilungen verwendet.

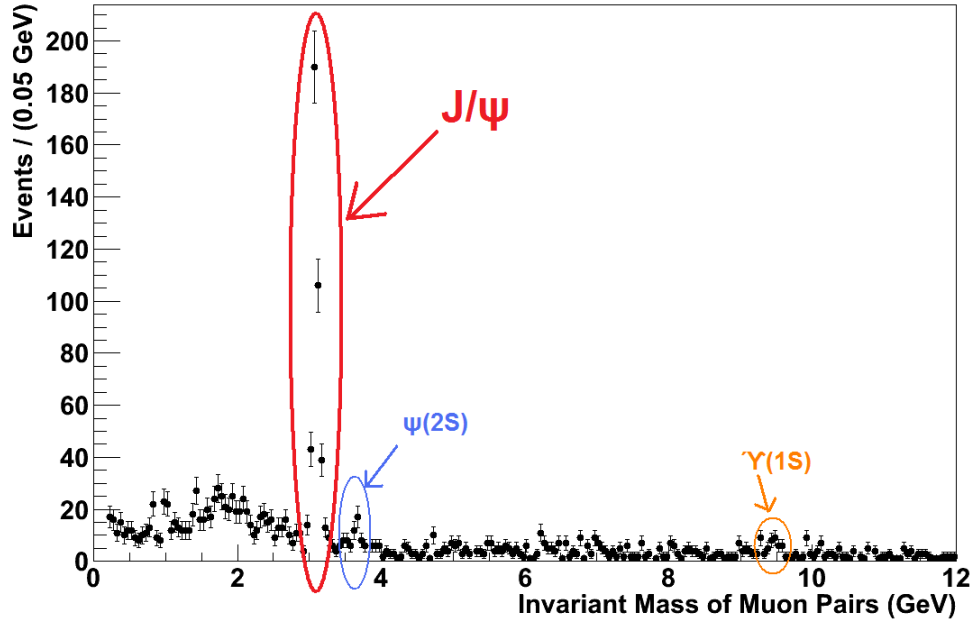


Abbildung 3.4: Invariante Masse der Myonenpaare in GG.

In der TT-Menge (siehe Abb. 3.5) sowie in der TG-Menge ist der Untergrund viel stärker ausgeprägt. Die bei GG noch sehr unterdrückte Schulter mit Maximum bei ca. 1,9 GeV ist bei TG und TT stark ausgeprägt und erstreckt sich auch in den Bereich der J/ψ -Resonanz. Sie wird durch Fehlrekonstruktion von T-Myonen verursacht [13]. Im Bereich von ca. 1,6 für $|\eta|$, wo sich mehrere CSCs befinden, wird ein T-Myon häufig fälschlicherweise als zwei Myonen rekonstruiert. Unter Abschnitt 3.3.2 wird die Abhängigkeit der Schulter von der Pseudorapidität deutlich. Alle weiteren Resonanzen, z.B. von weiteren Charmonia, sind nicht mehr vom Untergrund zu trennen.

Bei einer solchen Resonanz wie hier vom J/ψ erwartet man eine Breit-Wigner-Verteilung, denn aufgrund der Energieunschärfe liegen nicht alle invarianten Dimyonenmassen bei der exakten J/ψ -Masse von ca. 3097 GeV sondern auch darüber oder darunter. Statt einer Breit-Wigner-Verteilung beobachtet man in den obigen Histogrammen allerdings, wie im nächsten Unterabschnitt deutlich wird, eine Gaußverteilung. Ursache dafür ist, dass die Detektorauflösung nicht ausreicht, um die sehr geringe Breite der Breit-Wigner-Funktion von 93,2 keV aufzulösen. Stattdessen wird sie mit einer Gaußfunktion gefaltet. Das Resultat der Faltung entspricht aufgrund der geringen Zerfallsbreite in sehr guter Näherung einer reinen Gaußverteilung.

Der Messwert der Masse des J/ψ entspricht dem Mittelwert der Gaußkurve. Um dies zu bestimmen, muss eine Anpassung einer Gaußfunktion durchgeführt werden. Ein Problem dabei ist der bestehende Untergrund, der das reine Gauß-Signal überlagert. In dieser Analyse werden drei verschiedene Methoden verwendet, um den Untergrund zu beschreiben. Eine Anpassung einer analytischen Funktion an den Untergrund, eine Rekonstruktion des Untergrundes mit Myonenpaaren gleicher Vorzeichen sowie eine Monte-Carlo-Simulation ohne J/ψ -Produktion.

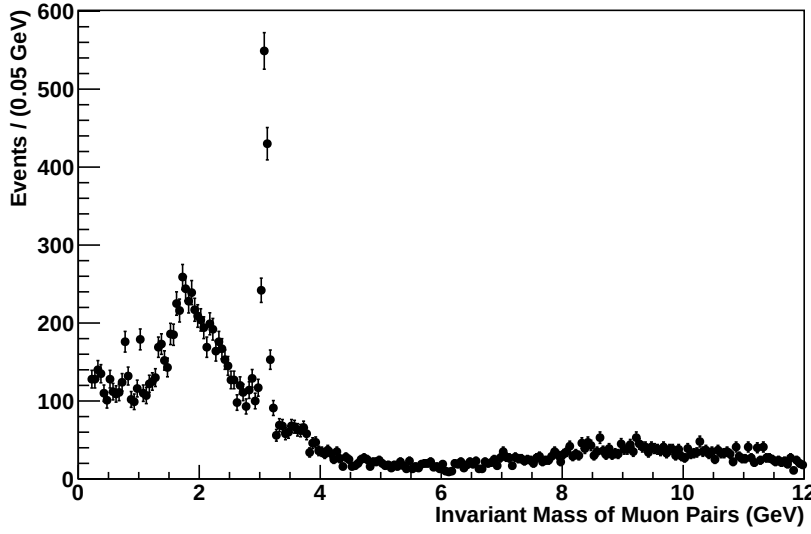


Abbildung 3.5: Invariante Masse der Myonenpaare aus der Menge TT.

3.2.1 Anpassung einer Funktion an den Untergrund

Die erste Methode zur Beschreibung des Untergrundes ist die Anpassung einer analytischen Funktion mit ROOT. Im Bereich des Signals bietet sich eine verschobene Exponentialfunktion der Form

$$u(x) = e^{ax+b} + c \quad (3.3)$$

an, wobei a, b und c freie Parameter sind und durch die Anpassung bestimmt werden. An die gesamte Häufigkeitsverteilung wird also jeweils die Funktion

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2}} + u(x) \quad (3.4)$$

angepasst, wobei die Normierung A , die die Standardabweichung σ und der Mittelwert μ ebenfalls durch die Anpassung bestimmt werden. Die wichtige Größe ist μ , da dies der gemessenen Masse $m_{J/\psi}$ des J/ψ entspricht. σ als Maß für die Breite der Gaußverteilung kann als Detektorauflösung interpretiert werden. In den Abbildungen 3.6, 3.7 und 3.8 sind die Anpassungen für die Mengen TT, GG und TG dargestellt. Die gemessenen invarianten J/ψ -Massen sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Die relative Abweichung vom Literaturwert von ca. 3096,9 MeV [3] beträgt etwa 2 ‰ nach unten. Mit dem statistischen Fehler $\sigma_{M_{J/\psi}}$ auf die J/ψ -Masse aus der Anpassung entspricht dies einem $4 \sigma_{M_{J/\psi}}$ -Intervall für TT bzw. einem $3 \sigma_{M_{J/\psi}}$ -Intervall für TG und GG. Aufgrund dieser großen Abweichung trotz einer mit einem χ^2/ndf zufriedenstellenden Anpassung wird ein systematischer Fehler vermutet. In Abschnitt 3.3 werden mögliche Ursachen untersucht und diskutiert.

Die in den Abbildungen und der Tabelle angegebene Größe $S/B_{\pm 2\sigma}$ beschreibt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im Bereich von zwei Standardabweichungen um die gemessene J/ψ -Masse. Sie wird bestimmt, indem das Integral nur über die Signalfunktion (Gaußfunktion, siehe Abb. 3.9) durch das Integral über die Funktion, welche den Untergrund beschreibt, dividiert wird. Dies geschieht jeweils im 2σ -Intervall. Die Größe N ist ein Maß für die absolute Signalstärke, entspricht also etwa der Anzahl der gemessenen J/ψ -Zerfälle und berechnet sich aus dem Integral über die gesamte Signalfunktion. Der auf die Größe N angegebene Fehler bestimmt sich per Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern aus der Anpassung auf die Standardabweichung σ und auf die Normierung A . Insgesamt ist erkennbar, dass die Menge GG ein etwa dreimal höheres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis liefert als die TT- und TG-Menge. Grund hierfür ist die zuvor in 3.2 erwähnte Schulter. Allerdings ist die absolute Signalstärke der GG-Menge gegenüber der TT- und TG-Menge nur etwa ein Drittel so groß, was einen höheren

statistischen Fehler auf die J/ψ -Masse zur Folge hat. In 3.9 wird für die Mengen TT und GG der Untergrund von den Daten abgezogen. Es ist sichtbar, dass die angepasste Exponentialfunktion den Untergrund offensichtlich gut beschreibt, da alle Einträge außerhalb der J/ψ -Resonanz zufällig um null schwanken (Ausnahme: Resonanz von $\psi(2S)$ bei ca. 3,7 GeV).

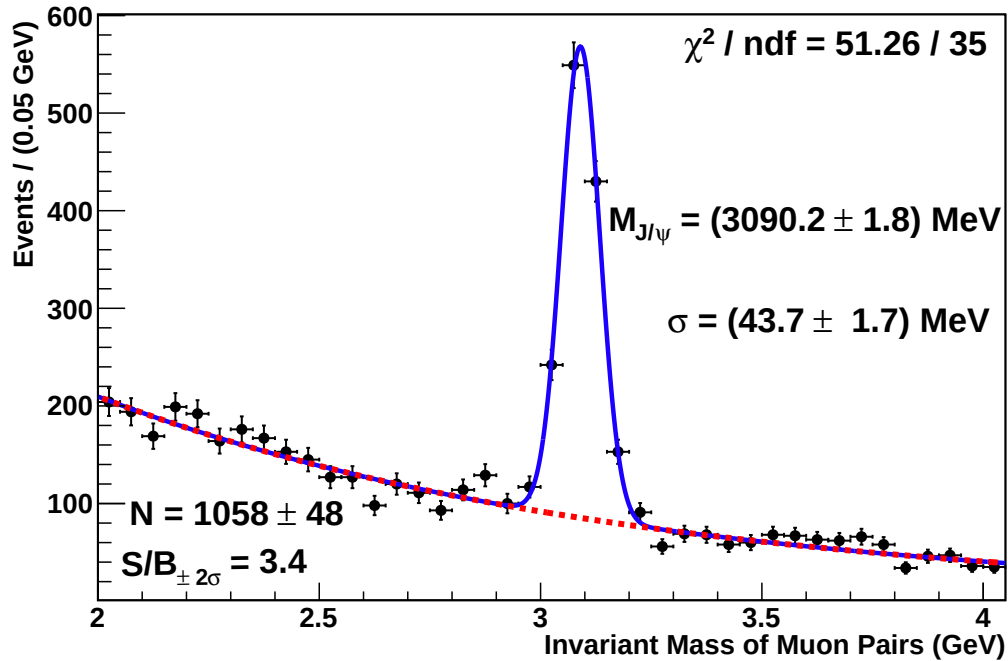


Abbildung 3.6: Dargestellt ist die invariante Dimyonenmasse mit Anpassung aus der TT-Menge. Die blaue Kurve ergibt sich aus Untergrund und Signal, die rote, gestrichelte Kurve allein aus dem Untergrund. Die invariante J/ψ -Masse wird auf $3090,2 \pm 1,8$ MeV bestimmt. Das χ^2/ndf beträgt etwa 1,5, was auf eine zufriedenstellende Anpassung hindeutet. Die Größe $S/B_{\pm 2\sigma}$ beschreibt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im Bereich von zwei Standardabweichungen um die gemessene J/ψ -Masse. Es wird bestimmt, indem das Integral nur über die Signalfunktion (Gaußfunktion) durch das Integral über die Funktion, welche den Untergrund beschreibt, dividiert wird. Dies geschieht jeweils im 2σ -Intervall. Die Größe N ist ein Maß für die absolute Signalstärke, entspricht also etwa der Anzahl der gemessenen J/ψ -Zerfälle und berechnet sich aus dem Integral über die gesamte Signalfunktion.

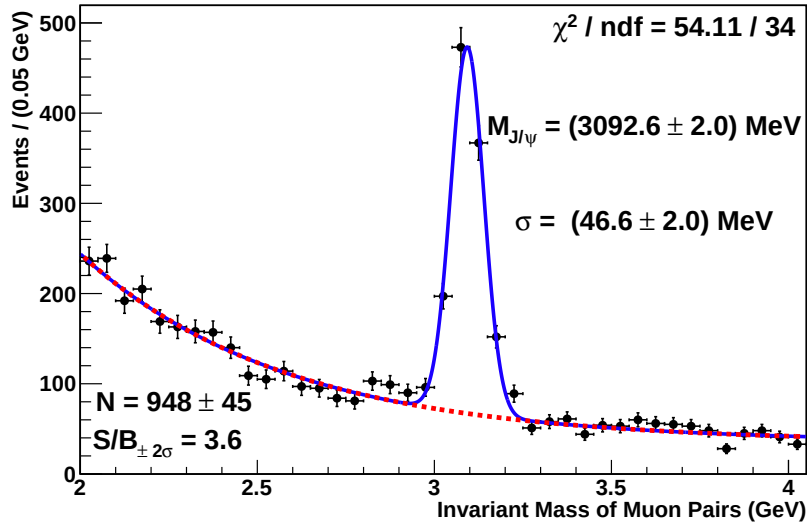


Abbildung 3.7: Dargestellt ist die invariante Dimyonenmasse mit Anpassung aus der TG-Menge. Die blaue Kurve ergibt sich aus Untergrund und Signal, die rote, gestrichelte Kurve allein aus dem Untergrund. Die invariante J/ψ -Masse wird auf $3092,6 \pm 2,0$ MeV bestimmt. Das χ^2/ndf beträgt etwa 1,6, was auf eine zufriedenstellende Anpassung hindeutet. Die Größen $S/B_{\pm 2\sigma}$ und N werden unter Abb. 3.6 beschrieben.

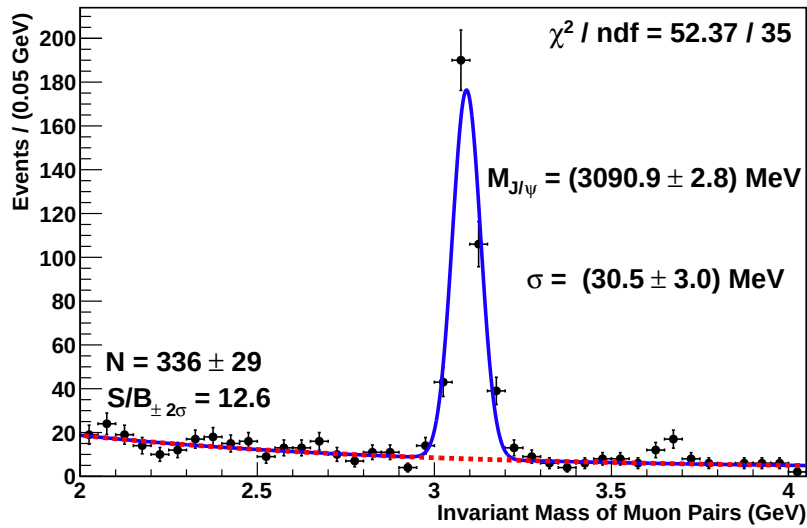


Abbildung 3.8: Dargestellt ist die invariante Dimyonenmasse mit Anpassung aus der GG-Menge. Die blaue Kurve ergibt sich aus Untergrund und Signal, die rote, gestrichelte Kurve allein aus dem Untergrund. Die invariante J/ψ -Masse wird auf $3090,9 \pm 2,8$ MeV bestimmt. Das χ^2/ndf beträgt etwa 1,5, was auf eine zufriedenstellende Anpassung hindeutet. Die Resonanz von $\psi(2S)$ bei ca. 3,7 GeV hebt sich nicht genügend vom Untergrund ab, um ebenfalls eine Gaußkurve anzupassen. Sie wird bei der Anpassung nicht weiter berücksichtigt. Die Größen $S/B_{\pm 2\sigma}$ und N werden unter Abb. 3.6 beschrieben.

Kategorie	$m_{J/\psi}$ / MeV	σ / MeV	N	$S/B_{\pm 2\sigma}$
TT	$3090,2 \pm 1,8$	43.7 ± 1.7	1058 ± 48	3,4
TG	$3092,6 \pm 2,0$	46.6 ± 2.0	948 ± 45	3,6
GG	$3090,9 \pm 2,8$	30.5 ± 3.0	336 ± 29	12,6

Tabelle 3: Massenbestimmung durch Anpassung einer Funktion an den Untergrund. Die Größen $S/B_{\pm 2\sigma}$ und N entsprechen dem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bzw. der absoluten Signalstärke und werden unter Abb. 3.6 beschrieben.

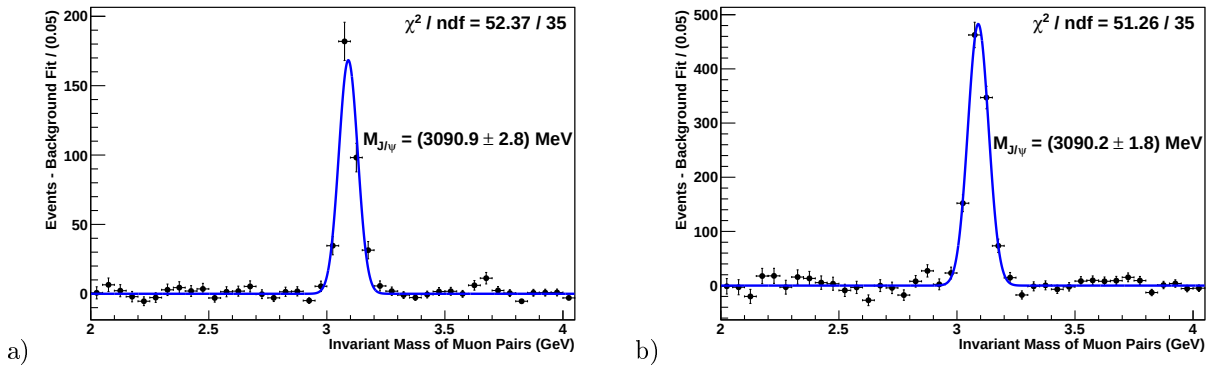


Abbildung 3.9: Invariante Dimyonenmasse mit Anpassung einer Gaußfunktion nach Abzug des Untergrundes für a) GG und b) TT. Die angepasste Exponentialfunktion beschreibt den Untergrund offensichtlich gut, da alle Einträge außerhalb der J/ψ -Resonanz zufällig um null schwanken (Ausnahme: Resonanz von $\psi(2S)$ bei ca. 3,7 GeV).

3.2.2 Simulation des Untergrundes mit computergenerierten Daten

Die zweite Möglichkeit, das Signal vom Untergrund zu trennen, ist eine Computersimulation (Monte-Carlo-Simulation). In ihr wird auf Grundlage der QCD in führender Ordnung berechnet, welche quantenmechanischen Prozesse bei der Kollision im Interaktionspunkt stattfinden und wie diese vom CMS-Detektor gemessen werden. Es handelt sich um eine „Minimum Bias“¹⁰-Monte-Carlo-Simulation [11]. Einzig die J/ψ -Erzeugung berücksichtigt die Simulation nicht. Wenn man nun die Monte-Carlo-Daten in derselben Analyseschleife auswertet, anschließend auf die gemessenen Daten skaliert und von ihnen abzieht, sollte die Differenz (siehe Abb. 3.11) im Idealfall einer Gaußverteilung entsprechen, aus der mit Hilfe einer Anpassung die J/ψ -Masse bestimmt werden kann. Für die Skalierung wird in einem signalfreien Bereich von 0-2 GeV das Verhältnis von Daten zu Simulation bestimmt und als Skalierungsfaktor verwendet. Mit diesem wird die Monte-Carlo-Simulation hochskaliert. In Abbildung 3.10 sind die hochskalierte Simulation und die Daten gemeinsam eingetragen. Deutlich erkennbar ist die fehlende Statistik der Monte-Carlo-Simulation.

¹⁰Zu deutsch etwa: Minimale Voreingenommenheit.

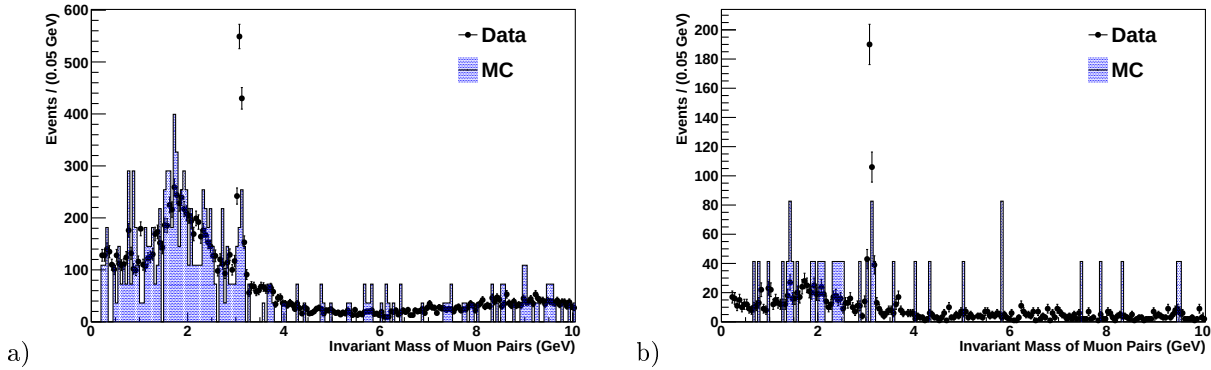


Abbildung 3.10: Daten mit Monte-Carlo-Simulation: a) TT, b) GG. Deutlich erkennbar ist die zu geringe Statistik der Monte-Carlo-Simulation (blau). Vor allem in der GG-Menge ist sie als Untergrundsimulation praktisch nutzlos.

Ein Problem dieser Untergrundsimulation ist, dass die vorliegende Monte-Carlo-Simulation sehr geringe Statistik aufweist und deshalb die relativen statistischen Fehler groß sind. Dies erschwert auch die Anpassung einer Gaußfunktion an das Differenzhistogramm, da die großen relativen Fehler hochskaliert werden und sich auf die Differenz fortpflanzen. Für die Mengen GG und TG konnte nur ein Bin ausgemacht werden, der sich signifikant vom Untergrund abhebt. In diesem Fall wird die halbe Binbreite als Fehler auf die Masse angenommen. Die sich ergebenden Messwerte für die J/ψ -Masse sind in Tabelle 4 zusammengefasst.

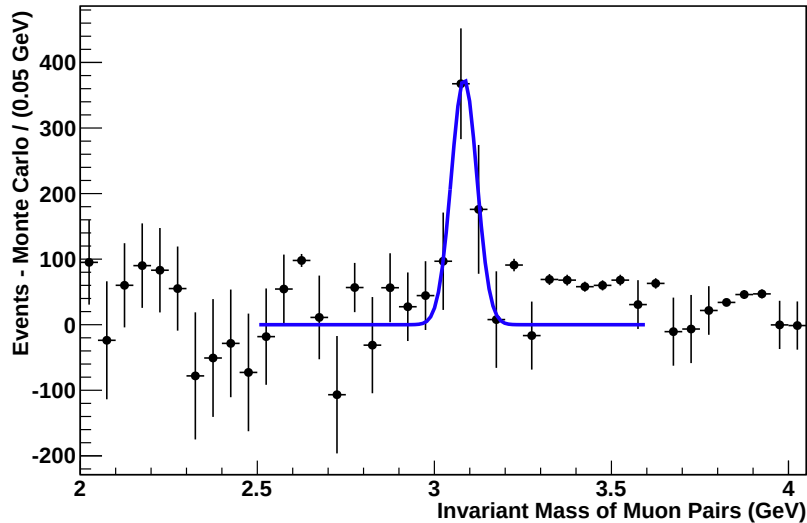


Abbildung 3.11: Differenz aus Daten und Monte Carlo-Simulation von TT. Die eingezeichnete Anpassung wird nur im Bereich von 2,5 bis 3,6 GeV durchgeführt, da sie sonst zu keinem Ergebnis führt. Bins, in denen keine Einträge in der Monte-Carlo-Simulation vorhanden sind, haben gegenüber den anderen sehr geringe statistische Fehler und erschweren die Anpassung. Das χ^2/ndf beträgt 27 und das bestimmte $m_{J/\psi}$ 3084 ± 12 GeV.

Kategorie	$m_{J/\psi} / \text{MeV}$
TT	3084 ± 12
TG	3075 ± 25
GG	3075 ± 25

Tabelle 4: Messwerte der Massenbestimmung mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation des Untergrundes. Die statistischen Fehler liegen etwa eine Größenordnung über denen in Abschnitt 3.2.1.

3.2.3 Rekonstruktion des Untergrundes mit Myonen gleicher Vorzeichen der Ladung

Die in dieser Methode verwendeten Ereignisse erfüllen die gleichen Selektionen wie diejenigen, die zur Massenbestimmung des J/ψ verwendet werden. Allerdings werden anstelle entgegengesetzter Vorzeichen der Myonenladungen gleiche Vorzeichen gefordert. Von diesen Myonen wird nun ebenfalls die invariante Masse gebildet. Die Idee ist, dass Myonen gleicher Vorzeichen (same-sign-Myonen), welche nicht aus dem J/ψ -Zerfall hervorgehen, eine ähnliche invariante Massenverteilung haben sollten wie die Myonen mit entgegengesetztem Vorzeichen (opposite-sign-Myonen).

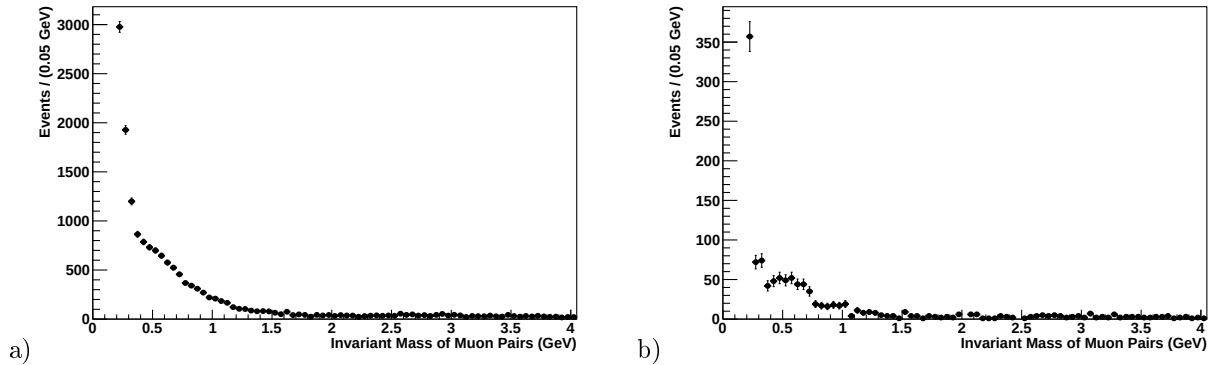


Abbildung 3.12: same-sign- Myonen der Menge a) TT und b) GG. Es ist ein ausgeprägtes Maximum bei niedriger invarianter Masse erkennbar, welches bei den Myonen verschiedener Ladung nicht auftritt.

Anhand von Abbildung 3.12 ist erkennbar, dass sich in der Verteilung der invarianten Masse der same-sign-Myonen im Bereich kleiner invarianten Massen ein Maximum befindet. Dies tritt bei den Myonen verschiedener Ladung nicht auf. Um die Ursache dieses Maximums zu verstehen, wird in Abbildung 3.13 die $\Delta\phi$ -Verteilung der Myonenpaare mit invarianter Masse unter 1 GeV mit denen über 1 GeV verglichen.

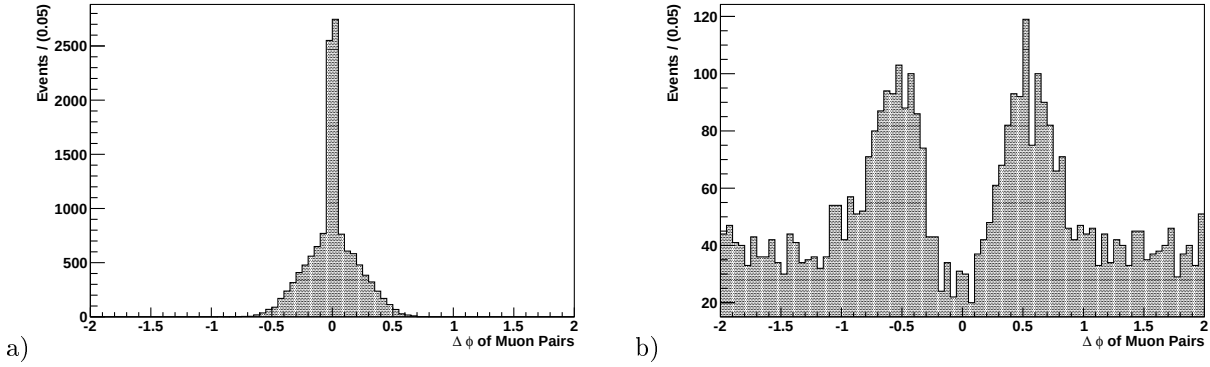


Abbildung 3.13: $\Delta\phi$ -Verteilung der Myonenpaare mit gleichem Vorzeichen mit inv. Masse a) unter 1 GeV b) über 1 GeV.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Myonen, welche das Maximum verursachen, beinahe alle ein sehr geringes $\Delta\phi$ besitzen. Teilweise handelt es sich um ein einzelnes physikalisches Myon, welches in Folge der Rekonstruktion fälschlicherweise als zwei Myonen identifiziert wird [11]. Um same-sign-Myonen und opposite-sign-Myonen besser vergleichen zu können bzw. zu normieren, wird $\Delta\phi > 0,5$ verlangt. Dies muss natürlich sowohl auf die same-sign-Myonen als auch auf die opposite-sign-Myonen angewandt werden, um sie vergleichen zu können. Ein Problem ist allerdings, dass die in der opposite-sign-Verteilung auftretende Schulter bei 2 GeV bei der same-sign-Verteilung nicht derart auftritt wie in Abbildung 3.14 (nach Skalieren) gezeigt ist. An dieser Stelle unterscheidet sich die Kinematik von Myonen mit gleichen bzw. verschiedenen Vorzeichen anscheinend maßgeblich, so dass sich dieser Bereich zur Normierung nicht eignet. Unter Abschnitt 3.18 wird gezeigt, dass die Schulter für Myonen gleicher Vorzeichen nur bei betragsmäßig großen Werten für die Pseudorapidität auftritt, im Bereich von $|\eta| < 1,5$ jedoch unterdrückt ist. Diese Selektion wird hier zusätzlich zu der in $\Delta\phi$ jedoch nicht vorgenommen, da durch sie die Statistik zu stark reduziert werden würde. Aus diesem Grund wird im Bereich von 4,5 bis 9 GeV normiert, d.h. nach Charmonium-Resonanzen und vor Bottomonium-Resonanzen.

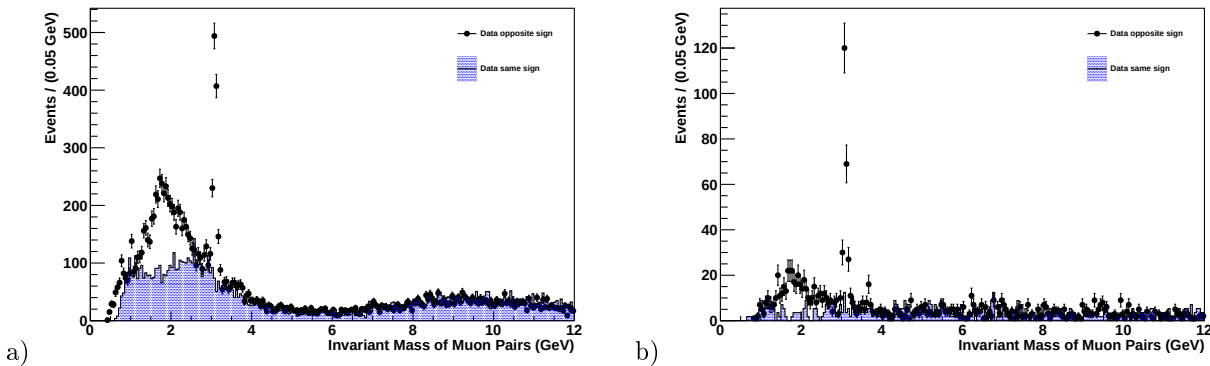


Abbildung 3.14: Invariante Masse von Myonen gleicher sowie verschiedener Vorzeichen für a) TT und b) GG.

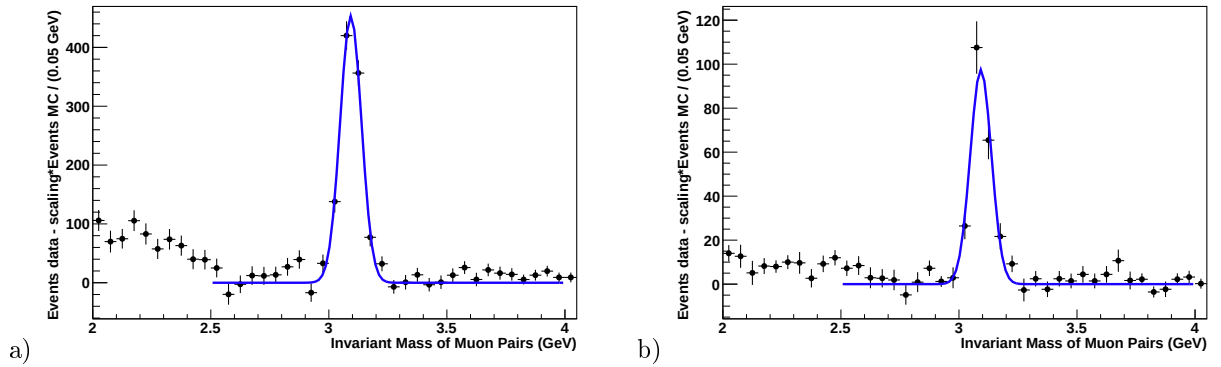


Abbildung 3.15: Differenz der invarianten Masse von Myonenpaaren verschiedener und gleicher Vorzeichen der Ladung für a) TT und b) GG.

Nach Abziehen der skalierten same-sign-Verteilung von der opposite-sign-Verteilung und anschließender Gauß-Anpassung ergeben sich die in Abbildung 3.15 eingetragenen Histogramme. Die Anpassung wird nur im Bereich über 2,5 GeV durchgeführt, da sich darunter die Schulter der opposite-sign-Myonen deutlich von der same-sign-Verteilung abhebt. Die Ergebnisse der Massenbestimmung über die same-sign-Methode sind in Tabelle 5 zusammengefasst.

Kategorie	$m_{J/\psi} / \text{MeV}$
TT	$3092,9 \pm 2,5$
TG	$3094,8 \pm 3,0$
GG	$3094,5 \pm 5,1$

Tabelle 5: Massenbestimmung mit same-sign-Untergrund. Die statistischen Fehler sind etwa doppelt so groß wie die unter Abschnitt 3.2.1.

3.2.4 Zusammenfassung der Massenbestimmung

In Abbildung 3.16 sind noch einmal die Ergebnisse der drei Methoden angewendet auf die drei Mengen GG, TT und TG zusammengefasst, um sie vergleichen zu können.

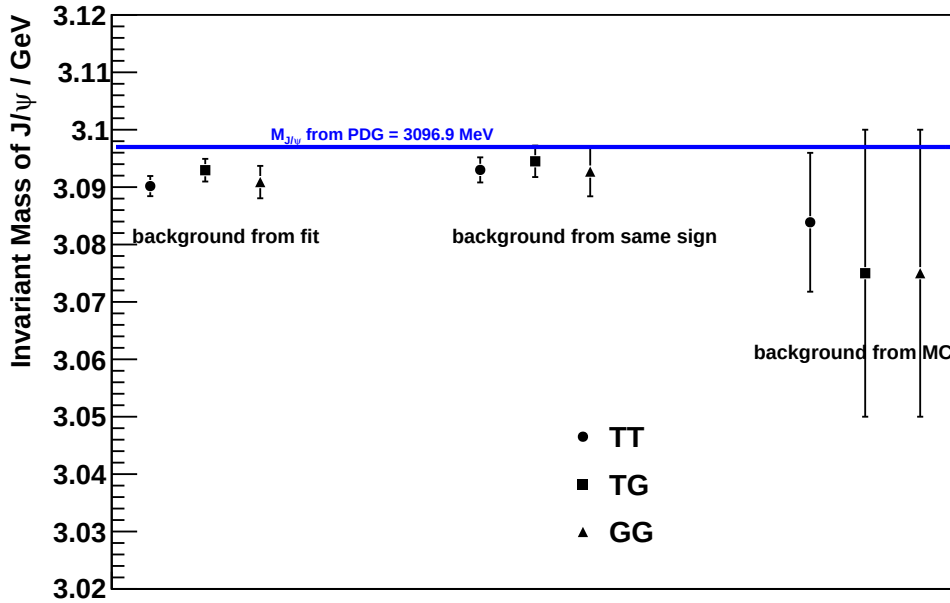


Abbildung 3.16: Ergebnisse der Massenbestimmung. Die blau eingezeichnete Linie kennzeichnet den durch die Particle Data Group [3] veröffentlichten Wert für die J/ψ -Masse. Es ist deutlich zu erkennen, dass alle Messwerte die J/ψ -Masse unterschätzen.

Die in Abb. 3.16 blau eingezeichnete Linie kennzeichnet den durch die Particle Data Group [3] veröffentlichten Wert für die J/ψ -Masse. Deutlich zu erkennen ist, dass die Werte, die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt wurden, aufgrund der geringen Statistik den größten statistischen Fehler aufweisen. Die Methode mit dem kleinsten statistischen Fehler ist die mit Anpassung einer Exponentialfunktion. Vergleicht man die verschiedenen Kategorien, so sieht man, dass die Menge TT den kleinsten statistischen Fehler hat und GG den größten. Auch dies ist klar, denn TT hat die größte Statistik und GG die geringste. Insgesamt liefert die Methode mit Exponentialanpassung das beste Modell für den Untergrund, gefolgt von der same-sign-Methode, welche allerdings etwas näher an den Literaturwert heranreicht. Am Referenzwert der Particle Data Group erkennt man, dass es offensichtlich eine systematische Verschiebung der Messwerte hin zu einer zu niedrigen Masse gibt.

3.3 Studie der Messhomogenität des Detektors für verschiedene Bereiche der Pseudorapidität

Um die systematische Abweichung der Masse zu verstehen, wird die Homogenität des Detektors in η überprüft. Es wird vermutet, dass sich die Messgenauigkeit des Detektors für verschiedene Bereiche der Pseudorapidität unterscheidet. Ursache ist möglicherweise ein Fehler in der Impulsbestimmung der Myonen [11], hervorgerufen durch Fehler im „Alignment“, also im Zusammenfügen der rekonstruierten Bahnen im Spurdetektor und im Myonensystem. Eine weitere Fehlerquelle ist ein falsch bestimmtes Magnetfeld, welches eine andere Krümmung der Myonenbahn zur Folge hat als angenommen. Es ist

auch möglich, dass bestimmte Detektorkomponenten wie beispielsweise das Eisenjoch andere Materialeigenschaften besitzen als angenommen und damit einen anderen Energieverlust der durchdringenden Myonen zur Folge hat.

3.3.1 Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Inhomogenität des Detektors

Der Detektor soll zunächst nur auf eine Vorwärts-Rückwärts-Inhomogenität überprüft werden, d.h. ob in der Detektorhälfte mit positivem η die gleichen physikalischen Effekte anders gemessen werden als in der Hälfte mit negativem η . Zu diesem Zweck werden die η -Werte der Myonen verwendet. Da die J/ψ -Masse mit 3,1 GeV klein gegenüber der Schwerpunktsenergie von 7 TeV ist, entspricht die Flugrichtung der Myonen aus dem J/ψ -Zerfall meist des Mutterteilchens. Diese beiden Myonen fliegen also sehr häufig in die gleiche Detektorhälfte. Deswegen ist es möglich, zunächst zwei Gruppen gegenüberzustellen. Es wird unterschieden zwischen Myonenpaaren mit jeweils positivem η , um den Vorwärtsbereich zu charakterisieren und jeweils negativen η , um den Rückwärtsbereich zu charakterisieren. Die Ereignisse mit verschiedenen Vorzeichen in η werden als Kontrollgruppe separat betrachtet. In dieser Gruppe landen nur die Zerfälle, deren J/ψ einen geringen Impuls in z-Richtung besitzt. Zu jeder dieser drei Mengen wird nun die Häufigkeitsverteilung der invarianten Masse bestimmt. Aus diesen wird analog zu Abschnitt 3.2.1, also mit Hilfe einer Anpassung einer analytischen Funktion an den Untergrund jeweils die J/ψ -Masse bestimmt und gegenübergestellt. Diese Methode wird gewählt, weil sie den geringsten statistischen Fehler hat. Dies geschieht für alle drei Mengen TT, TG und GG und liefert die in Abbildung 3.17 zusammengefassten Ergebnisse.

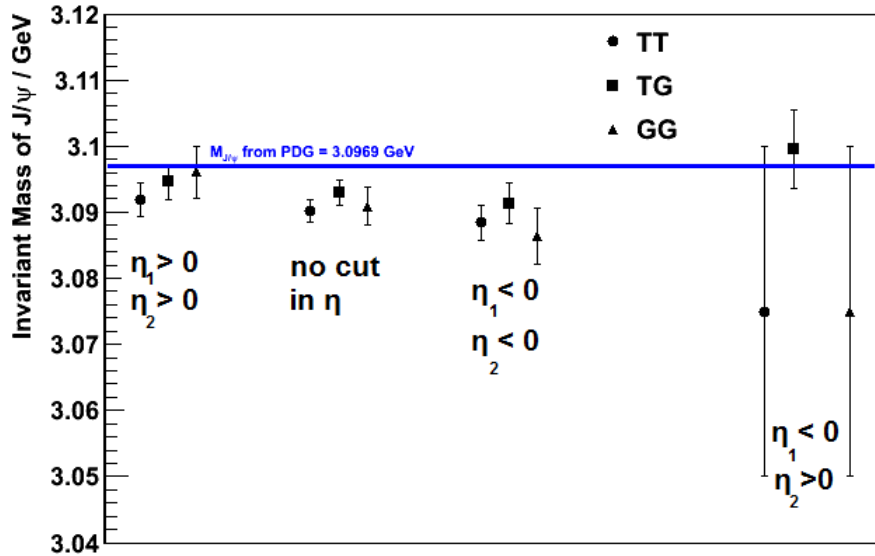


Abbildung 3.17: Ergebnisse des Vergleichs von Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Detektors. Klar zu erkennen ist, dass die Messergebnisse für den Bereich positiver η höher liegen als für negative η .

Es ist deutlich zu erkennen, dass in jeder ID-Menge der Messwert für den Fall $\eta > 0$ beider Myonen höher liegt als für $\eta < 0$. Quasi als Mittelwert daraus ergeben sich die dazwischengezeichneten Werte für die Gruppe ohne Einschränkung in η . Die Kontrollmengen mit Myonen unterschiedlicher Vorzeichen in η haben nur in einem Fall genügend Signalmyonen für eine Anpassung, da nur wenige Ereignisse mit dieser Signatur produziert werden bzw. der Impuls eines Myons nicht ausreicht, um im Myonensystem detektiert zu werden.

3.3.2 Bestimmung der Asymmetrie in ausgezeichneten η -Intervallen

Um die η -Inhomogenität des Detektors genauer zu untersuchen, wird die Pseudorapidität in fünf Abschnitte unterteilt, welchen die entsprechenden Histogramme mit den invarianten Dimyonenmassen zugeordnet werden. Statt nun wie oben die η -Werte beider Myonen gesondert zu betrachten, wird mit Hilfe von ROOT einfach die η -Richtung des Myonenpaares aus den Lorentzvektoren berechnet. Für jedes Histogramm wird ein bestimmter η -Bereich definiert, in dem das rekonstruierte η des Myonenpaares liegen muss. Da nach obiger Argumentation die η -Richtung des J/ψ auch meist ungefähr der jeweiligen η -Richtung der entstehenden Myonen entspricht, kann so eine Aussage über die η -Homogenität des Detektors getroffen werden. Die η -Intervalle laufen in 1 η -Schritten von -2,5 bis 2,5. In Abbildung 3.18 sind beispielhaft zwei Verteilungen aus der TT-Menge für die η -Bereiche -0,5 bis +0,5 und für -1,5 bis -0,5 gezeigt. Wie unter 3.3.1 wird per Anpassung die invariante Masse bestimmt und in Abbildung 3.19 dargestellt.

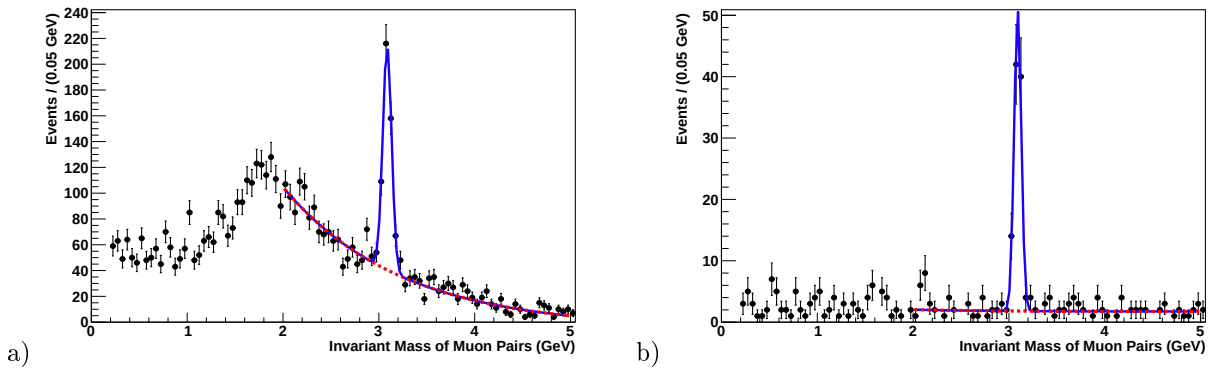


Abbildung 3.18: TT-Verteilung für die η -Bereiche von a) -2,5 bis -1,5 und b) -1,5 bis -0,5. Deutlich zu sehen ist die Ausprägung der Schulter bei $|\eta| > 1.5$ und das Fehlen für betragsmäßig kleine η .

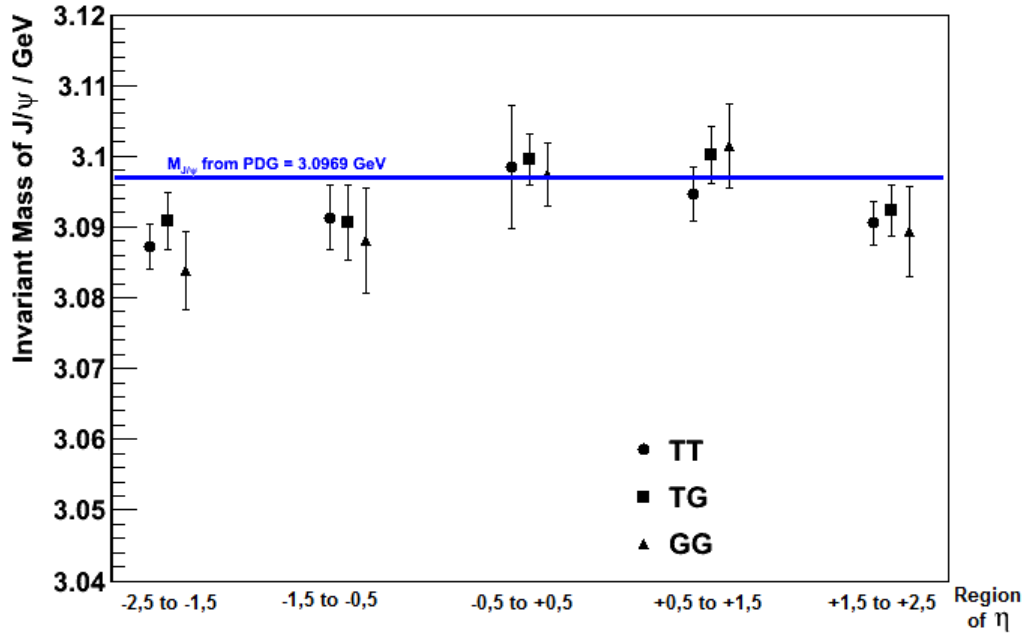


Abbildung 3.19: Bestimmung der Asymmetrie in ausgezeichneten η -Intervallen. Im Bereich $-0,5 < |\eta| < 0,5$ ist die Massenbestimmung im Rahmen der Fehler sehr exakt. Da die J/ψ -Mesonen einen relativ hohen Impuls in z-Richtung besitzen, ist im Bereich betragsmäßig kleiner η nur etwa ein Viertel der Statistik vorhanden und die Fehler damit doppelt so groß.

Es ist deutlich erkennbar, dass für Myonen betragsmäßig großer Pseudorapidität eine niedrigere Masse bestimmt wird als für Myonen betragsmäßig kleiner Pseudorapidität. Im Bereich $-0,5 < |\eta| < 0,5$ ist die Massenbestimmung im Rahmen der Fehler sogar sehr exakt. Konsistent mit dem Ergebnis unter Abschnitt 3.3.1 liegen die gemessenen Massen im Bereich positiver η höher als die negativer η . Besonders deutlich zu sehen ist dies beim Messwert der GG-Menge bei $+0,5 < \eta < +1,5$. Da wie unter Abschnitt 3.3.1 schon dargelegt, besitzen die meisten J/ψ -Mesonen einen relativ hohen Impuls in z-Richtung, weswegen im Bereich betragsmäßig kleiner η nur etwa ein Viertel der Statistik vorhanden ist und damit die Fehler doppelt so groß sind.

4 Messungen der Rekonstruktionseffizienz anhand des J/ψ -Zerfalls

Der myonische Zerfallskanal des J/ψ kann zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz benutzt werden. Die zugrundeliegende Methode heißt „tag and probe“¹¹. Für diese Methode muss zunächst eine Referenzmenge definiert werden. In dieser Studie wird für diese der Trigger „HLT Mu0L1 MuOpen“ verwendet. Dieser High-Level-Trigger fordert ein Myon, welches keinen Mindestimpuls besitzen muss. In der Analyse wird nach Ereignissen gesucht, welche mindestens zwei Myonen enthalten, die diesen Trigger ausgelöst haben. Mit Hilfe der kinematischen Daten, die der Trigger liefert, wird wie oben beschrieben die invariante Masse des Trigger-Myonenpaares bestimmt. Nun wird ein Massenfenster von 3,0 GeV bis 3,2 GeV definiert. Alle Trigger-Myonenpaare, deren invariante Masse in diesem Fenster liegen, stammen zu 90-95% (siehe Abbildung 4.1) aus einem J/ψ -Zerfall und stellen die Grundmenge der „tag and probe“-Methode dar. Der durch den Untergrund verursachte Fehler ist in den im Folgenden aufgeführten statistischen Fehlern nicht eingerechnet und muss ebenfalls berücksichtigt werden.

Um nun die Effizienz zu bestimmen, wird jedes getriggerte Myon aus der Grundmenge daraufhin untersucht, ob es ein rekonstruiertes Myon gibt, welches die unter Abschnitt 3.1 aufgelisteten Selektionen erfüllt und das gleiche physikalische Myon wie das Triggermyon beschreibt. Damit ein Triggermyon und ein rekonstruiertes Myon als identisch bezeichnet werden, wird gefordert, dass $\Delta R < 0,05$ gilt, wobei ΔR wie in Abschnitt 3.1.1 definiert ist. Allerdings beschränkt sich die Effizienzanalyse auf den Vergleich der Mengen TT und GG. Die Menge TG wird nicht berücksichtigt. Ist ein solches Myon gefunden, so wird dies als tag-Myon bezeichnet. Das andere Myon dieses Ereignisses ist nun das probe-Myon. Es wird nun ebenfalls daraufhin überprüft, ob es die unter Abschnitt 3.1 definierten Selektionen erfüllt. Ist dies der Fall, so wird das betreffende Ereignis in die pass-Menge p eingeordnet. Falls das probe-Myon die Selektionen nicht erfüllt, gerät es in die fail-Menge f . Da bei einem pass-Ereignis sowohl das erste als auch das zweite Triggermyon als tag-Myon dienen kann, zählt zumindest bei der Berechnung einer globalen Effizienz ein solches Ereignis quasi doppelt. Die tag-and-probe-Methode ist in Abbildung 4.2 grafisch dargestellt.

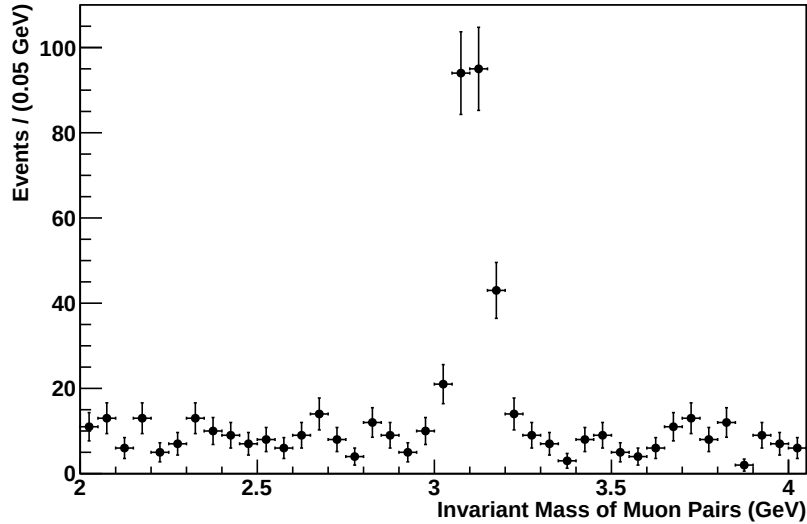


Abbildung 4.1: Die invariante Dimyonenmasse der verwendeten Triggermyonen.

¹¹im Deutschen etwa: Markieren und Überprüfen

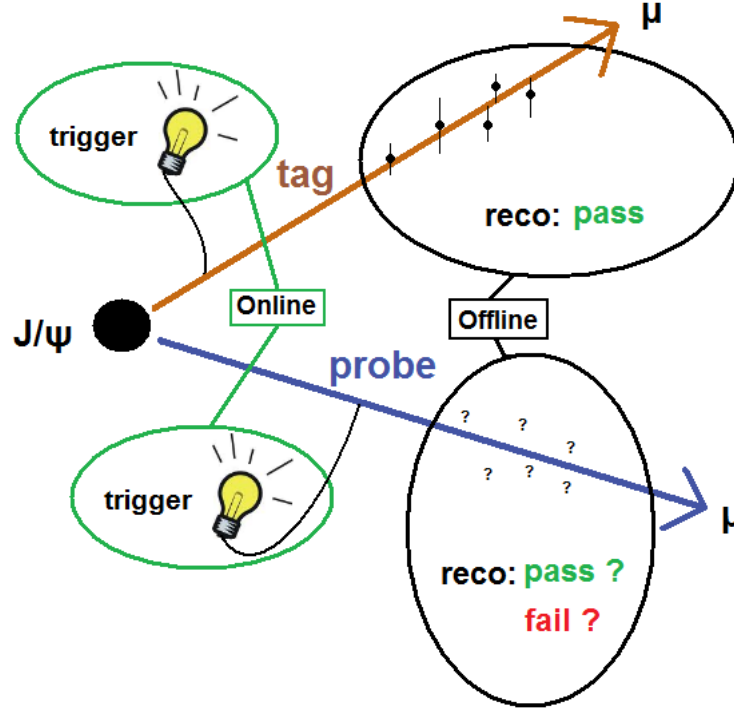


Abbildung 4.2: Die tag-and-probe-Methode. Grundmenge sind mit einem High-Level-Trigger gemessene J/ψ -Kandidaten, also Dimyonen mit invarianter Masse zwischen 3,0 und 3,2 GeV. Wird „offline“, d.h. mit der in der Analyse durchgeführten Rekonstruktion ein Myon gefunden, welches einem „online“ bestimmten Triggertyon entspricht, wird dies als „tag“ bezeichnet. Das andere Triggertyon ist nun das probe-Myon. Stimmt ein Myon aus der Myonrekonstruktion mit diesem überein, wird dieses Myon in die Menge pass eingeordnet. Die Menge fail beinhaltet die restlichen, zu denen kein rekonstruiertes Myon gefunden wird.

4.1 Bestimmung der globalen Rekonstruktionseffizienz

Eine globale Effizienz kann nun definiert werden als

$$\varepsilon_{global} = \frac{p}{p + f} \quad (4.1)$$

Der Fehler auf die Effizienz ergibt sich aus der Binomialverteilung und berechnet sich aus

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{p + f} \cdot \sqrt{\varepsilon(1 - \varepsilon)} \quad (4.2)$$

Die Werte für die Mengen TT und GG sind in Tabelle 6 eingetragen. Trotz der Tatsache, dass die globalen Myonen schärfere Bedingungen als die T-Myonen erfüllen müssen, ist ihre Effizienz mit den dieser Analyse zugrundeliegenden Selektionen geringfügig höher.

Kategorie	ε_{global} in %
GG	$87,037 \pm 0,078$
TT	$85,648 \pm 0,081$

Tabelle 6: Bestimmung der globalen Rekonstruktionseffizienz.

4.2 Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit physikalischer und geometrischer Größen

Die Effizienz des Myonennachweises kann auch in Abhängigkeit von physikalischen Größen berechnet werden. Dabei wird sich stets auf die Eigenschaften des „probe“-Myons bezogen, da dies das Objekt darstellt, an dem die Rekonstruktionseffizienz gemessen wird. In dieser Arbeit wird die Effizienz in Abhängigkeit von der Ladung, dem transversalen Impuls p_T sowie vom η - und vom ϕ -Wert des Myons bestimmt. Sie berechnet sich für jeden Bin analog zu den Formeln 4.1 und 4.2. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 4.3, 4.4, 4.5 und 4.6 dargestellt. Im Rahmen der Fehler ist die Rekonstruktionseffizienz für positive und negative Myonen homogen. In Abhängigkeit des Azimuthalwinkels lassen sich keine deutlichen Abweichungen vom Wert der globalen Rekonstruktionseffizienz feststellen.

In Abbildung 4.4 ist zu sehen, dass bei unterschiedlichen Werten für den Transversalimpuls p_T die Effizienzen der Mengen T und G ein von einander abweichendes Verhalten zeigen. Während die T-Myonen eine höhere Effizienz für Transversalimpulse bis ca. 8 GeV besitzen und danach schlechter rekonstruiert werden, ist das Verhalten für globale Myonen umgekehrt. Ihre Rekonstruktionseffizienz steigt mit dem Impuls und liegt ab 7 GeV bei 100%. Dieses Verhalten ist durch die unterschiedlichen Voraussetzungen der beiden Myonen-IDs erklärbar. Da T-Myonen vor allem im Spurdetektor detektiert werden, sind sie auch geeignet für Myonen mit geringem p_T , die nicht tief in das Myonensystem eindringen können. Globale Myonen dagegen sind speziell für diese Myonen geeignet[9]. Wie in Abbildung 4.5 zu sehen, ist die Effizienzverteilung für T-Myonen homogen, für G-Myonen jedoch in Bereichen mit $|\eta| < 1$ etwas geringer als für $|\eta| > 1$. Allerdings ist die Statistik im Bereich kleiner η auch geringer und die Schwankungen dadurch größer, weswegen Messungen mit höherer Statistik für präzisere Aussagen benötigt werden.

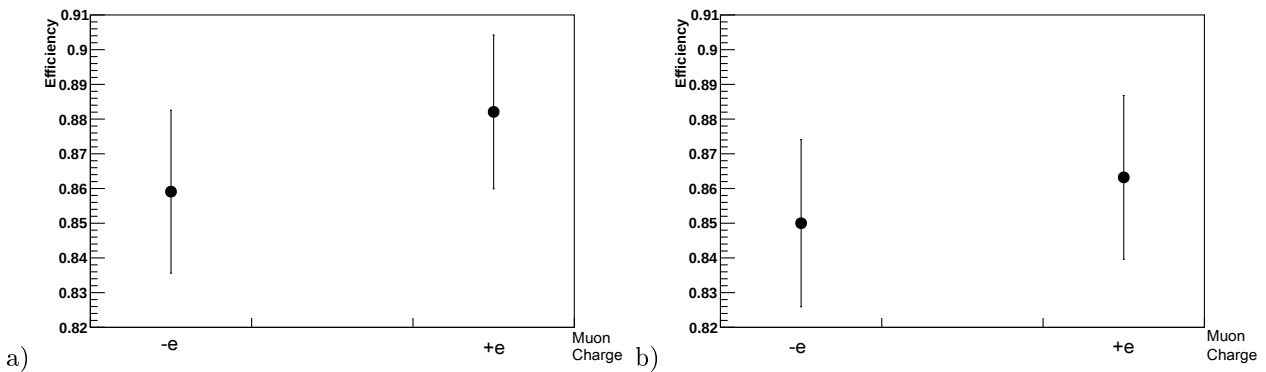


Abbildung 4.3: Effizienz in Abhängigkeit der Myonenladung a) GG b) TT. Es ist zu sehen, dass in beiden Mengen eine geringfügig bessere Effizienz für positiv geladene als für negativ geladene Myonen vorliegt. Allerdings sind diese Abweichungen bei der vorliegenden Statistik innerhalb der Fehler mit Null kompatibel.

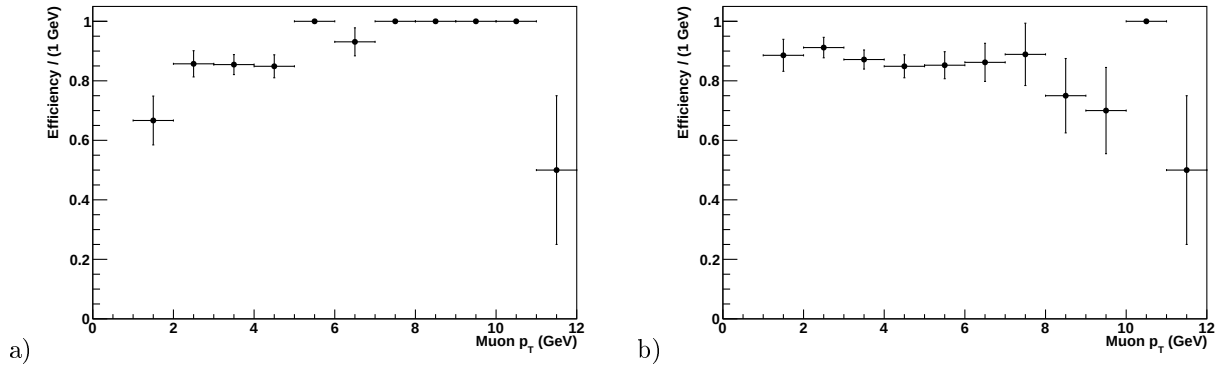


Abbildung 4.4: Effizienz in Abhängigkeit von p_T des Myons a) GG b) TT. Das Verhalten der Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des Transversalimpulses ist abhängig von der verwendeten Myonen-ID. Während die TT-Myonen vor allem im Spurdetektor gut rekonstruiert sein müssen und an Treffer im Myonensystem keine so hohen Anforderungen stellen wie die GG-Menge, ist die Effizienz bei niedrigen besser als bei höheren Transversalimpulsen. Im Gegensatz dazu steigt die Effizienz im Bereich hoher Impulse für die GG-Menge, da diese deutlichere Spuren im Myonensystem hinterlassen.

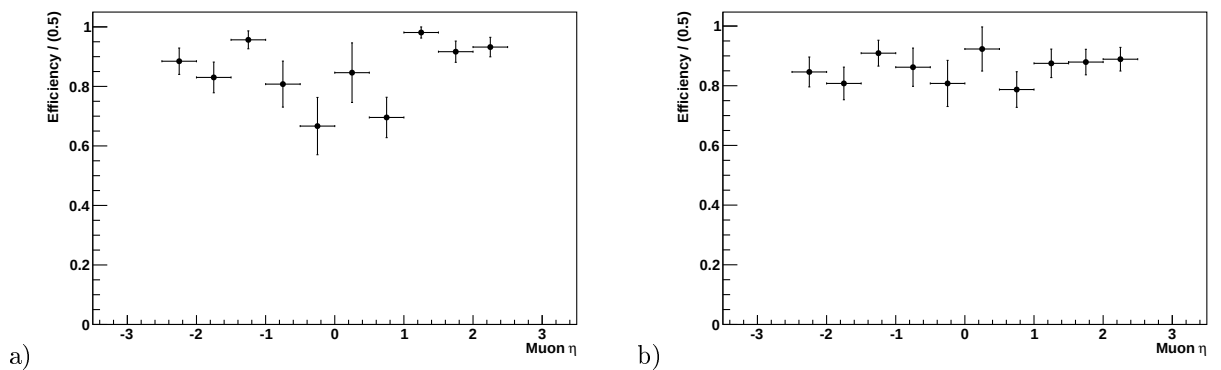


Abbildung 4.5: Effizienz in Abhängigkeit vom η -Wert des Myons a) GG b) TT. Es sind zunächst die größeren Fehlerbalken für betragsmäßig kleine η , hervorgerufen durch das geringe Vorkommen von Myonen aus dem J/ψ -Zerfall in diesem Bereich zu erkennen. Die Rekonstruktion der TT-Menge ist im Rahmen der Fehler in η homogen, wohingegen globale Myonen besser bei betragsmäßig großen Pseudorapiditäten rekonstruiert werden.

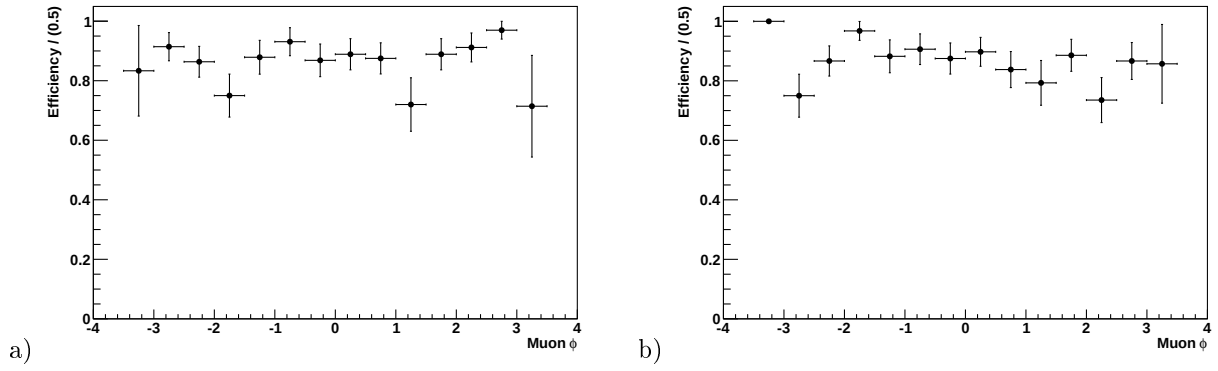


Abbildung 4.6: Effizienz in Abhängigkeit vom ϕ -Wert des Myons a) GG b) TT. Die Rekonstruktions-effizienz ist in ϕ für beide Mengen im Rahmen der statistischen Fehler homogen.

5 Zusammenfassung

Drei unterschiedliche Methoden den Untergrund zu rekonstruieren bzw. zu simulieren, mit dem Ziel die Massenbestimmung per Anpassung durchführen zu können, wurden verstanden und erfolgreich angewandt. Besonders gut gelang dies mit Hilfe einer Anpassung einer Funktion an den Untergrund sowie mit Hilfe von Myonenpaaren gleicher Vorzeichen in der Ladung. Für die Analyse mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation wäre es wünschenswert gewesen, wenn sie mehr Statistik umfasst hätte.

In der vorliegenden Arbeit wurde mit der Anpassung die J/ψ -Masse auf $(3090,9 \pm 2,8)$ GeV bzw. $(3090,2 \pm 1,8)$ MeV bestimmt. Dies entspricht einer Abweichung von etwa 2 ‰ vom Literaturwert [3] $(3096,916 \pm 0,011)$ MeV. Allerdings beträgt der statistische Fehler auf die Masse nur etwa 1 ‰ bzw. 0,6 ‰. Aus diesem Grund und weil jede Massenbestimmung eine zu niedrige Masse lieferte, wird ein unbekannter systematischer Fehler vermutet.

Mit Hilfe der Massenbestimmung des J/ψ konnten mehrere Anzeichen dafür entdeckt werden, dass die systematische Abweichung vom Literaturwert abhängig von der Pseudorapidität der Myonen ist. Je größer der Betrag der Pseudorapidität ist, desto niedriger ist der Messwert der J/ψ -Masse. Dies deutet auf eine Inhomogenität in der Impulsbestimmung von Myonen im CMS-Detektor hin, d.h. je nach Winkel zur Strahlrichtung weicht der Messwert für den Myonenimpuls mehr oder weniger stark systematisch vom wahren Wert ab.

Der Messwert der invarianten J/ψ -Masse unterscheidet sich ebenfalls leicht, je nach dem, ob die Tochtermionen positive oder negative Pseudorapidität besitzen. Diese eventuelle Vorwärts-Rückwärts-Inhomogenität ist aber im Rahmen der statistischen Fehler noch erklärbar und bedarf einer genaueren Untersuchung mit mehr Messdaten.

Abschließend wurde mit Hilfe des tag-and-probe-Verfahrens die Rekonstruktionseffizienz der durchgeführten Analyse grob auf $87,04 \pm 0,08\%$ für globale Myonen sowie auf $85,65 \pm 0,08\%$ für Myonen vom Typ „TMLastStationAngTight“ bestimmt. Ebenso ist die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von der Ladung, des Transversalimpulses, der Pseudorapidität sowie des Azimutalwinkels der Myonen bestimmt worden. Es lässt sich feststellen, dass die Rekonstruktionseffizienz globaler Myonen mit hohen Transversalimpulsen besser ist als für Myonen mit niedrigen Transversalimpulsen und dass ein genau umgekehrtes Verhalten für TMLastStationAngTight-Myonen vorliegt. In den anderen untersuchten Größen ist die Effizienz im Rahmen der Fehler gleichverteilt.

Literatur

- [1] Peter Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, 2. Auflage, Springer-Verlag, 1995.
- [2] Christoph Berger, *Elementarteilchenphysik*, 2. Auflage, Springer-Verlag, 2006.
- [3] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Physics Letters B667, 2008. <http://pdg.lbl.gov/>
- [4] Jean-Luc Caron, *Overall view of LHC experiments*, CERN Document Server: LHC-PHO-1998-349. <http://cdsweb.cern.ch/record/841555>
- [5] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/CMSConventions>
- [6] <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/DocDB/ShowDocument?docid=2716>
- [7] CMS Collaboration, *CMS Physics Technical Design Report, Volume I: Detector Performance and Software*. CERN-LHCC-2006-001, 2006.
- [8] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *The CMS experiment at the CERN LHC*, 2008 JINST 3 S08004, 2008.
- [9] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/WorkBookMuonAnalysis#Muon_identification
- [10] http://cms.web.cern.ch/cms/Media/Publications/CMStimes/2009/12_14/index.html
- [11] Private Communications, Dr. Carsten Magaß, Juli 2010.
- [12] R. Brun, F. Rademakers. *ROOT: An object oriented data analysis framework*. <http://root.cern.ch>
- [13] Private Communications, Dr. Arnd Meyer, September 2010.

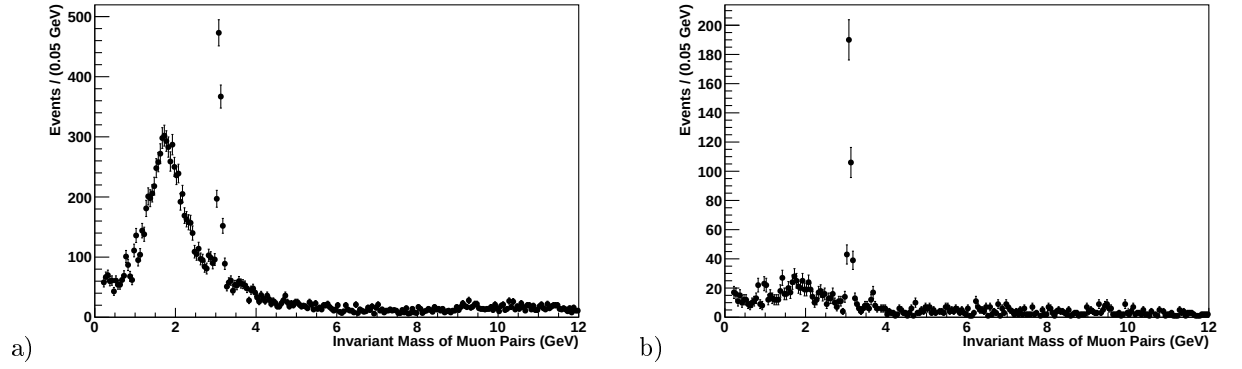
Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynmangraph des J/ψ -Zerfalls in zwei Myonen über ein virtuelles Photon.	2
1.2	Das Charmoniumsystem	3
2.1	LHC am CERN	4
2.2	Der CMS-Detektor	6
2.3	Schnitt durch das Myonensystem	7
2.4	Schnitt durch eine Driftröhre	7
2.5	Kathodenstreifenkammern	8
2.6	Schema einer Doppelspalt-Widerstandsplattenkammer	9
2.7	Ereignis mit zwei Myonen bei $\sqrt{s} = 2,36$ TeV	10
3.1	$\chi^2/\text{ndf} < 10$ der Spurdetektorbahnen vor allen Selektionen	12
3.2	Transversalimpuls der Myonen vor allen Selektionen	13
3.3	Parameter d_0 der Myonen vor allen Selektionen	13
3.4	Invariante Masse der Myonenpaare in GG.	15
3.5	Invariante Masse der Myonenpaare aus der Menge TT.	16
3.6	Invariante Dimyonenmasse mit Anpassung aus der TT-Menge	17
3.7	Invariante Dimyonenmasse mit Anpassung aus der TG-Menge	18
3.8	Invariante Dimyonenmasse mit Anpassung aus der GG-Menge	18
3.9	Invariante Dimyonenmasse mit Anpassung einer Gaußfunktion nach Abzug des Untergrundes	19
3.10	Daten mit Monte-Carlo-Simulation: a) TT , b) GG	20
3.11	Differenz aus Daten und Monte Carlo-Simulation von TT	20
3.12	same-sign- Myonen der Menge a) TT und b) GG	21
3.13	$\Delta\phi$ -Verteilung der Myonenpaare mit gleichem Vorzeichen mit inv. Masse a) unter 1 GeV b) über 1 GeV.	22
3.14	Invariante Masse von Myonen gleicher sowie verschiedener Vorzeichen für a) TT und b) GG.	22
3.15	Differenz der invarianten Masse von Myonenpaaren verschiedener und gleicher Vorzeichen der Ladung für a) TT und b) GG.	23
3.16	Ergebnisse der Massenbestimmung	24
3.17	Ergebnisse des Vergleichs von Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Detektors	25
3.18	TT-Verteilung für die η -Bereiche von a) -2,5 bis -1,5 und b) -1,5 bis -0,5	26
3.19	Bestimmung der Asymmetrie in ausgezeichneten η -Intervallen. Im Bereich $-0,5 < \eta < 0,5$ ist die Massenbestimmung im Rahmen der Fehler sehr exakt. Da die J/ψ -Mesonen einen relativ hohen Impuls in z-Richtung besitzen, ist im Bereich betragsmäßig kleiner η nur etwa ein Viertel der Statistik vorhanden und die Fehler damit doppelt so groß.	27
4.1	Die invariante Dimyonenmasse der verwendeten Triggermyonen	28
4.2	Die tag-and-probe-Methode	29
4.3	Effizienz in Abhängigkeit der Myonenladung a) GG b) TT	30
4.4	Effizienz in Abhängigkeit von p_T des Myons a) GG b) TT	31
4.5	Effizienz in Abhängigkeit vom η -Wert des Myons a) GG b) TT	31
4.6	Effizienz in Abhängigkeit vom ϕ -Wert des Myons a) GG b) TT	32

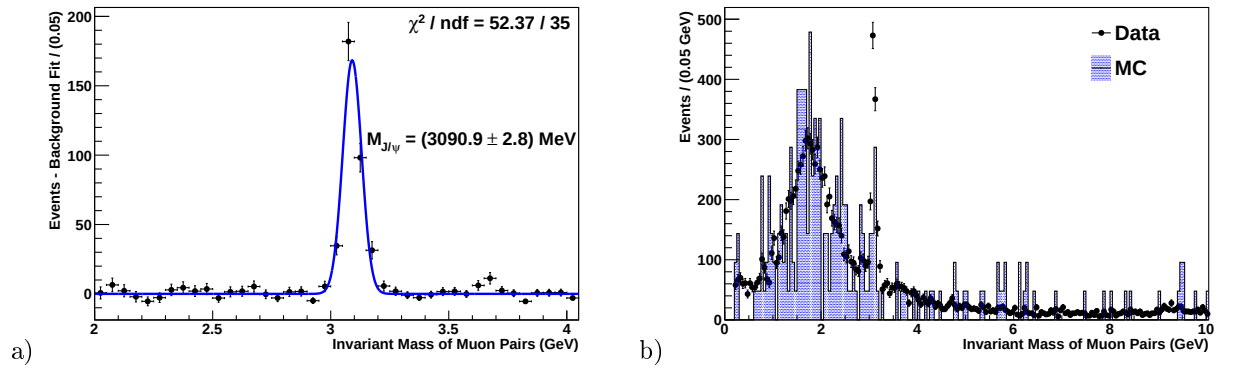
Tabellenverzeichnis

1	Fermionen des Standardmodells.	1
2	Bosonen des Standardmodells.	2
3	Massenbestimmung durch Anpassung einer Funktion an den Untergrund	19
4	Messwerte der Massenbestimmung mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation des Untergrundes	21
5	Massenbestimmung mit same-sign-Untergrund	23
6	Bestimmung der globalen Rekonstruktionseffizienz.	29

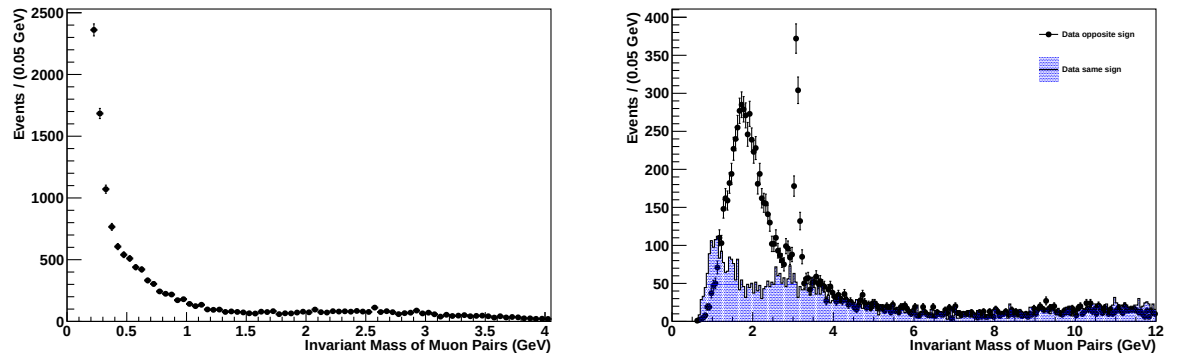
Anhang



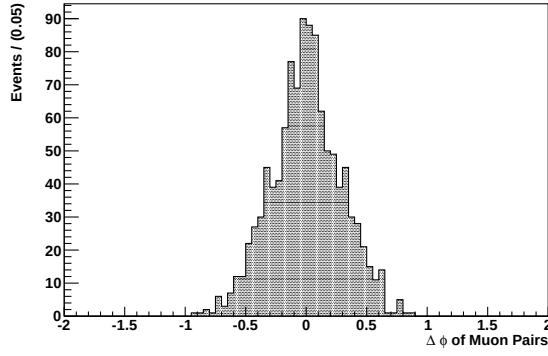
Invariante Masse der Myonenpaare aus der Menge a) TG und b) GG



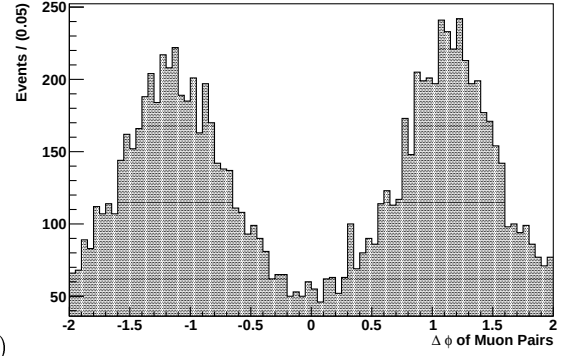
a) Invariante Dimyonenmasse mit Anpassung einer Gaußfunktion nach Abzug des Untergrundes für TG. b) Daten mit Monte-Carlo-Simulation: TG



a) same-sign-Myonen TG. b) opposite-sign- und same-sign-Myonen aus der Menge TG.

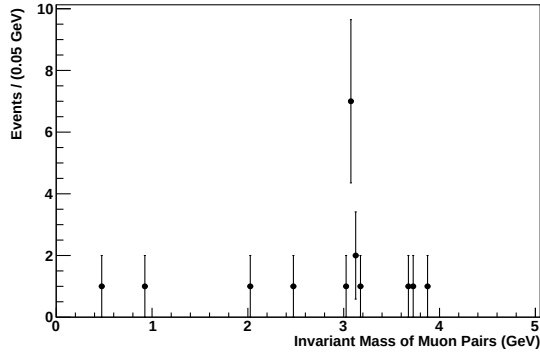


a)

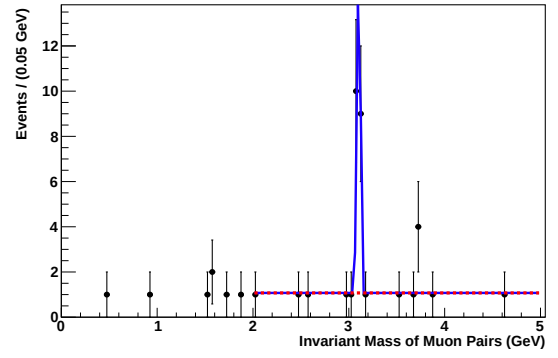


b)

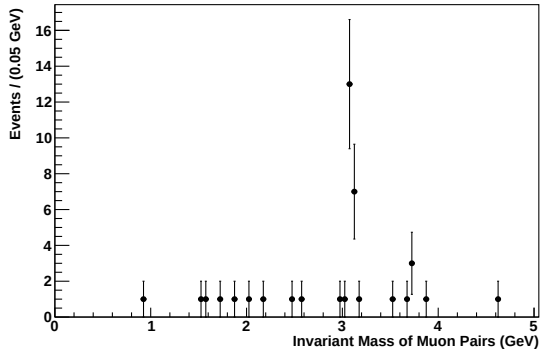
$\Delta\phi$ -Verteilung der Myonenpaare mit verschiedenem Vorzeichen mit inv. Masse a) unter 1 GeV b) über 1 GeV.



a)

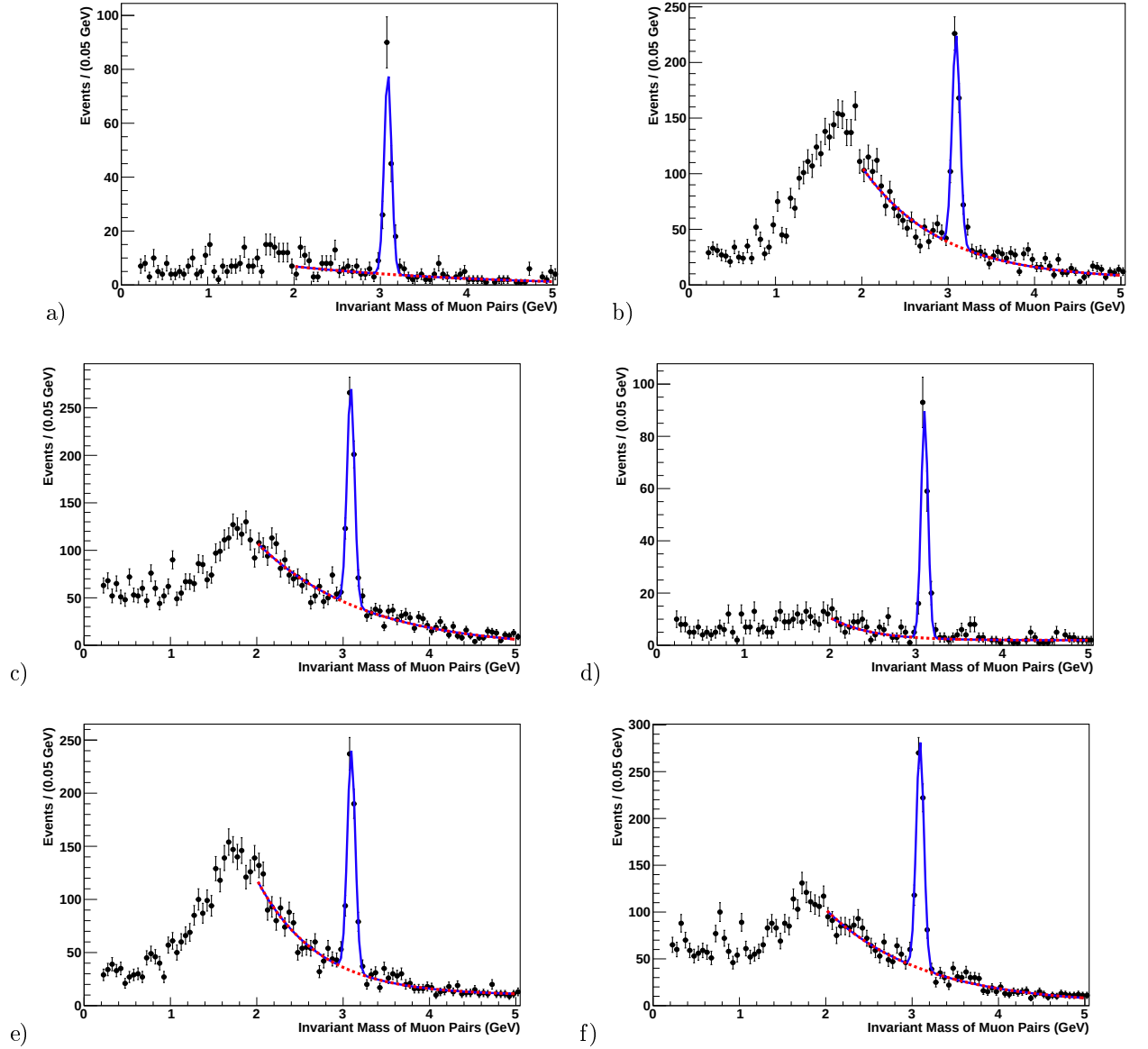


b)

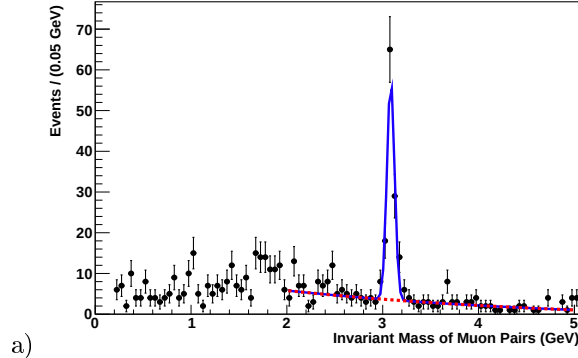


c)

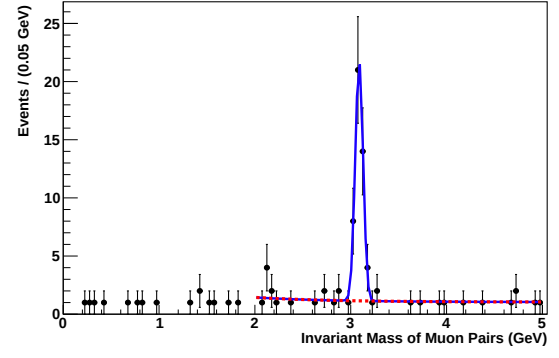
Untersuchung der Vorwärts-Rückwärts-Inhomogenität des Detektors: Dargestellt sind die invarianten Dimyонmassen sowie für Myonen unterschiedlicher Vorzeichen aus a) GG, b) TG, c) TT.



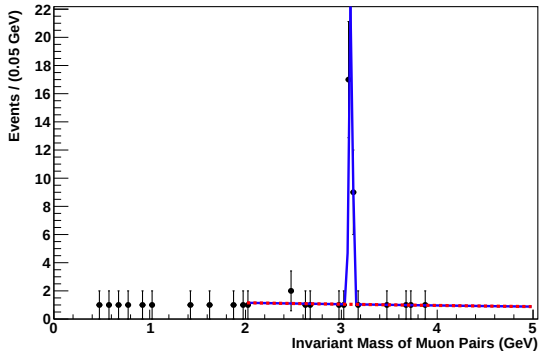
Untersuchung der Vorwärts-Rückwärts-Inhomogenität des Detektors: Dargestellt sind die invarianten Dimuonmassen für Myonen mit negativem Vorzeichen in η aus a) GG, b) TG, c) TT, für Myonen mit negativem Vorzeichen in η aus d) GG, e) TG, f) TT.



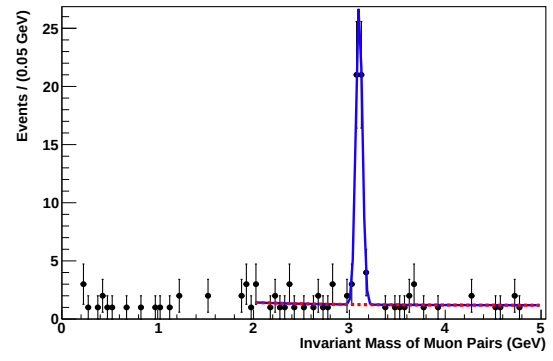
a)



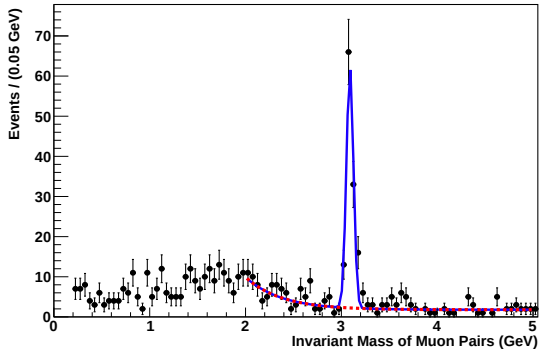
b)



c)

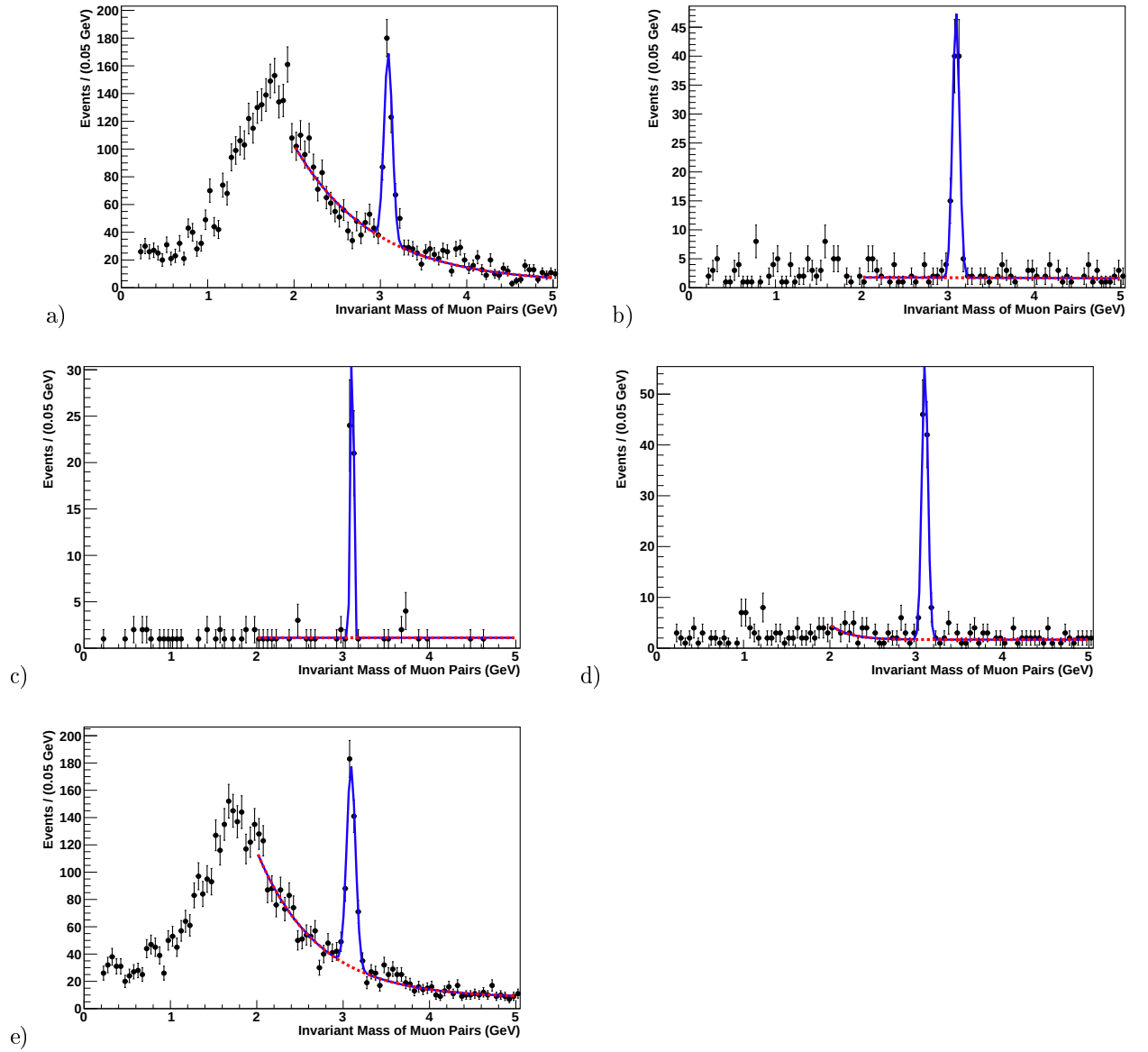


d)

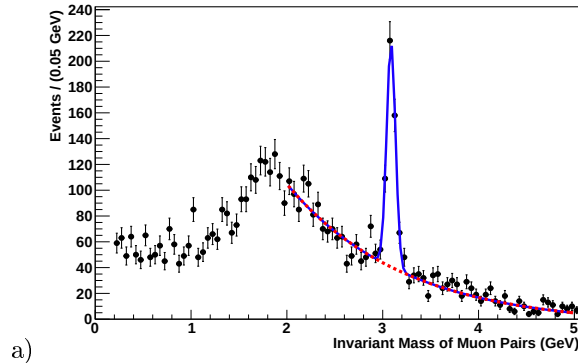


e)

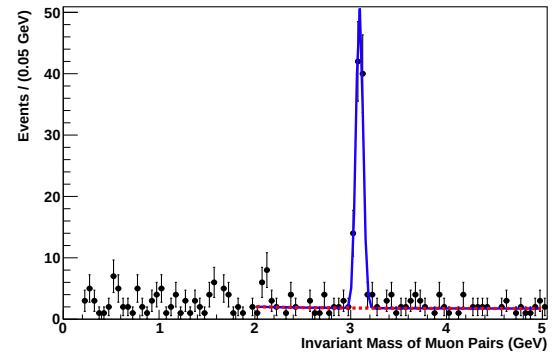
Anpassungen für die verschiedenen η -Bereiche, verwendet bei der Bestimmung der Detektorinhomogenität in η der Menge GG: a) $-2.5 < |\eta| < -1.5$, b) $-1.5 < |\eta| < -0.5$, c) $-0.5 < |\eta| < +0.5$, d) $+0.5 < |\eta| < +1.5$, e) $+1.5 < |\eta| < +2.5$.



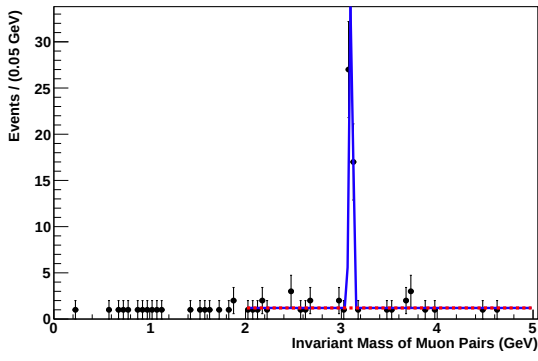
Anpassungen für die verschiedenen η -Bereiche, verwendet bei der Bestimmung der Detektorinhomogenität in η der Menge TG: a) $-2.5 < |\eta| < -1.5$, b) $-1.5 < |\eta| < -0.5$, c) $-0.5 < |\eta| < +0.5$, d) $+0.5 < |\eta| < +1.5$, e) $+1.5 < |\eta| < +2.5$.



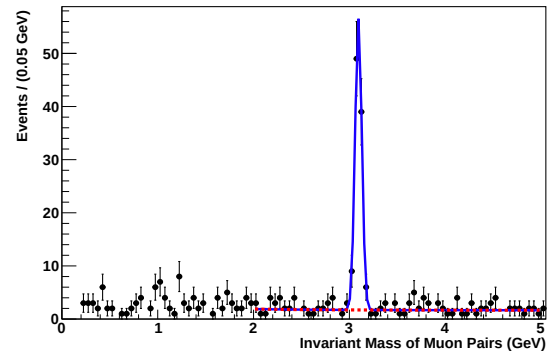
a)



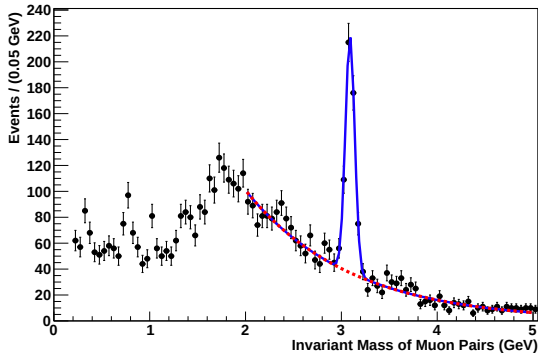
b)



c)



d)



e)

Anpassungen für die verschiedenen η -Bereiche, verwendet bei der Bestimmung der Detektorinhomogenität in η der Menge TT: a) $-2.5 < |\eta| < -1.5$, b) $-1.5 < |\eta| < -0.5$, c) $-0.5 < |\eta| < +0.5$, d) $+0.5 < |\eta| < +1.5$, e) $+1.5 < |\eta| < +2.5$.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Leuten meinen Dank aussprechen, welche mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben. Zunächst danke ich Prof. Dr. Thomas Hebbeker, durch den mir ermöglicht wurde, diese Analyse am III. Physikalischen Institut durchzuführen. Besonderer Dank gilt Dr. Carsten Magaß, welcher viel Zeit in die Betreuung meiner Arbeit investiert hat und der bei Fragen als Ansprechpartner stets zur Verfügung stand. Ich danke auch Paul Papacz für das Durchsehen der Grobfassung der Arbeit und die vielen Anregungen und Hinweise. Dr. Arnd Meyer spreche ich meinen Dank dafür aus, dass er die Arbeit kurzfristig Korrektur gelesen hat und mir letzte Unstimmigkeiten aufzeigen konnte. Mein Dank gebührt auch den Bachelorstudenten, welche im gleichen Büro saßen, für die angenehme Arbeitsatmosphäre und hilfreichen Diskussionen. Simon Knutzen und Philipp Millet danke ich dafür, dass sie mir den Einstieg in ROOT und das Arbeiten mit Linux erleichtert haben. Johannes Hellmund danke ich für die kollegiale Unterstützung in langen arbeitsreichen Nächten und das Durchsehen der Arbeit.