

Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts für Myonproduktion am Tevatron Beschleuniger

von

Thomas Stapelberg

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und
Naturwissenschaften der Rheinisch-Westfälischen
Technischen Hochschule Aachen

im Dezember 2003

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A der RWTH Aachen

Erstgutachter : Prof. Dr. Thomas Hebbeker

Zweitgutachter : Prof. Dr. Albrecht Böhm

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
2.1.1	Grundkräfte und Elementarteilchen	5
2.1.2	Beschreibung der Wechselwirkungen über Eichprinzipien	6
2.1.3	Eigenschaften der Proton-Antiproton-Kollisionen	7
2.2	Wichtige Größen in der Hochenergiephysik	10
2.2.1	Luminosität und Wirkungsquerschnitt	10
2.2.2	Koordinatensysteme, Winkel und Rapidity	10
3	Das Experiment	13
3.1	Der Tevatron-Beschleuniger	13
3.2	Das DØ-Experiment	16
3.2.1	Aufbau des Detektors	16
3.2.2	Myonidentifikation und Myonrekonstruktion	19
3.2.3	Luminosität und Trigger	22
3.2.4	Datenverwaltung	27
3.2.5	Qualitätssicherung	27
4	Der inklusive Wirkungsquerschnitt	29
4.1	Generatorstudien zum inklusiven Wirkungsquerschnitt	31
4.1.1	Initialisierung und Modellierung mit Pythia	31
4.1.2	Ergebnisse und Diskussion	33
4.2	Eine Bestimmung aus DØ-Daten	36
4.2.1	Datensatz	36
4.2.2	Vorbereitung der Effizienzbestimmung	38
4.2.3	Selektion	43
4.2.4	Effizienzen	48
4.2.5	Fehlerrechnung	59
4.2.6	Ergebnisse ohne Untergrundkorrektur	59
4.2.7	Untergrundereignisse	63
5	Vergleich und Bewertung der Ergebnisse	69
6	Danksagung	80

Kapitel 1

Einleitung

Die **Physik** ist eine grundlegende Wissenschaft. Sie hat einen starken Bezug zur **Mathematik** und beschäftigt sich auch mit Fragen und Problemen, die die **Philosophie** betreffen. Der Bezug zur Mathematik ist offensichtlich. Neue Rechenmethoden geben der Physik auch in komplexen Bereichen einen quantitativen Rahmen. Im Hinblick auf die Elementarteilchenphysik spielen insbesondere die Gruppentheorie und das Verständnis von Symmetrien eine große Rolle, da Symmetrien zu Erhaltungssätzen führen.

Eine interessante philosophische Frage, die auch die Physik zu erklären versucht, ist: „Warum sind wir hier?“ Auf diese Frage gibt es unter anderem zwei Antworten, die man als das schwache und das starke anthropische Prinzip bezeichnet (vgl. [1, 2]). Das schwache anthropische Prinzip formulierte Robert H. Dicke 1961: „Weil es in diesem Universum Beobachter gibt, muß das Universum Eigenschaften besitzen, die die Existenz dieser Beobachter zulassen.“

Es gibt mehrere Auslegungen des anthropischen Prinzips. Eine Auslegung, die zur Motivation wissenschaftlicher Arbeit geeignet ist, ist die folgende: Es gibt einen uns noch unbekanntem oder unbewiesenen Mechanismus, der zwangsläufig zu dem von uns beobachteten Universum führt.

In der Physik wird versucht, eine Theorie mit folgenden Eigenschaften zu formulieren:

- Sie beruht auf möglichst wenigen Grundannahmen und frei wählbaren Parametern.
- Sie ist so einfach wie möglich.
- Sie erklärt alle bisherigen Beobachtungen.
- Sie macht experimentell überprüfbare Vorhersagen.

Dem Experiment kommt dabei eine Schlüsselrolle zu, da letztlich jede Theorie nur insoweit Bestand hat, wie sie mit dem Experiment vereinbar ist. In der Hochenergiephysik sind dies vor allem Experimente, die die Ereignisse hochenergetischer Teilchenkollisionen bzw. deren Produkte beobachten. Das kann die Beobachtung künstlich erzeugter Teilchenkollisionen an Teilchenbeschleunigern sein, wie auch die Beobachtung natürlicher Teilchenkollisionen, wie etwa Stoßprozesse kosmischer Strahlung mit der Materie der Erdatmosphäre. Im Sinne der Hochenergiephysik sei hier vereinbart, daß Energie, Masse und Impuls in der Einheit eV angegeben werden. 1 eV (gesprochen: 1 Elektronenvolt) ist die Energie, die ein Teilchen mit der Einheitsladung gewinnt, wenn es eine Potentialdifferenz von einem Volt durchläuft.

Ein wichtiges Elementarteilchen, das als Produkt von Teilchenkollisionen entstehen kann, ist das Myon. Es wurde 1937 zeitgleich von Anderson und Neddermeyer am California Institute of Technology und von Street und Stevenson an der Harvard University in der kosmischen Strahlung entdeckt und zuerst für das Pion gehalten (siehe [5, 4]). Zu dieser Zeit wurde nach

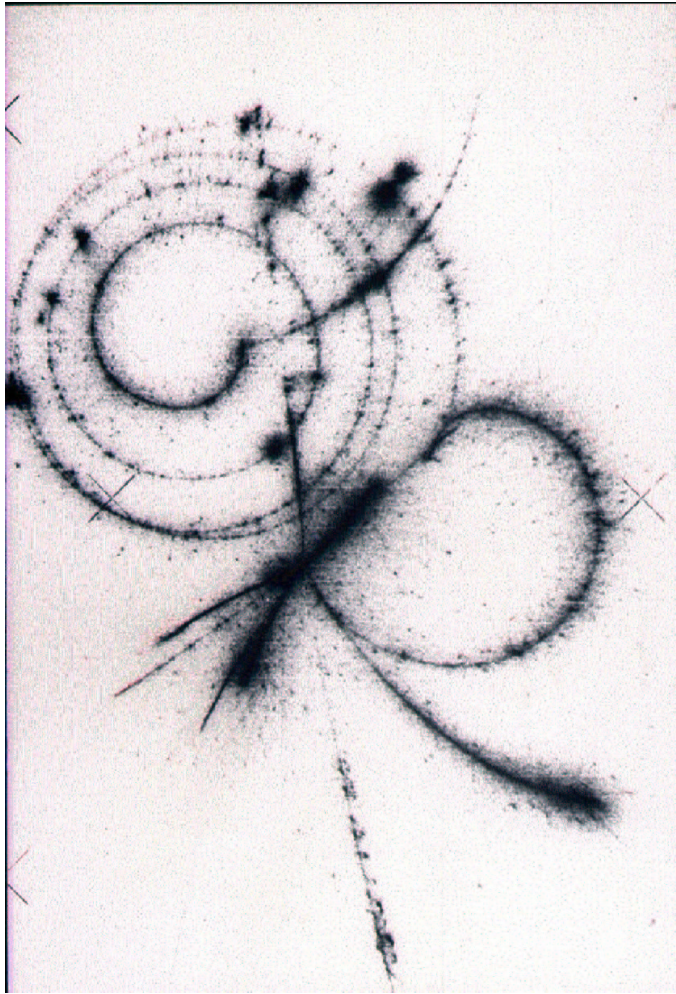


Abbildung 1.1: Ein Blasenkammerbild des Zerfalls $\pi \rightarrow \mu + X \rightarrow e + Y$ (CERN Photo aus [10]).

diesem - von Yukawa postulierten - Teilchen zur Erklärung der Kernkraft in dem Massenbereich gesucht, in dem sich auch das Myon befindet [6]. Die Abschätzungen der Zerfallszeit ergaben aber zu hohe Werte, um im Einklang mit der Yukawa Theorie zu sein. Erst 1947 wurde das Pion von Powell et al. entdeckt und auch sein Zerfall in ein Myon beobachtet (siehe [7]). Die Entdeckung des Myons war so überraschend, daß sie mit: „Wer hat denn DAS bestellt?“ kommentiert wurde (aus [8]). In [3] heißt es : „The Muon was the unwelcome baby on the doorstep, signifying the end of days of innocence.“.

Abbildung 1.1 zeigt die (farbinvertierte) Aufnahme einer Blasenkammer. In dieser Kammer hinterlassen geladene Teilchen sichtbare Spuren. Ein in Richtung der Bildaufsicht anliegendes Magnetfeld führt zu den gekrümmten Teilchenspuren der geladenen Teilchen. In dieser Abbildung kann man von der Mitte ausgehend viele Teilchenspuren sehen, da dort eine hochenergetische Teilchenkollision stattgefunden hat. Vom Kollisionspunkt geht eine Spur nach rechts unten aus, die eine Dreiviertel Drehung gegen den Uhrzeigersinn vollführt, bevor sie abrupt stoppt. Diese Spur wird als geladenes Pion interpretiert, das am Endpunkt der Spur in ein Myon und ein Myon neutrino zerfällt. Das Neutrino kann in der Blasenkammer nicht

nachgewiesen werden. Das bei dem Zerfall entstehende Myon vollführt dreieinhalb Drehungen gegen den Uhrzeigersinn bevor seine Spur ebenfalls abrupt stoppt. Dieser Vorgang füllt die komplette obere Hälfte der Aufnahme aus. Das Myon zerfällt seinerseits in ein Elektron und ein Neutrino, wobei das Neutrino wieder undetektiert bleibt. Das Elektron beschreibt sichtbar eine linksgekrümmte Spur. Alle drei Teilchen haben dieselbe Ladung, da alle korrespondierenden Spuren linksgekrümmt sind. Der Radius der Spuren sollte allerdings stets abnehmen, da der Impuls abnimmt. Dies ist durch die Projektion des dreidimensionalen Ereignisses auf eine zweidimensionale Fläche nicht mehr nachvollziehbar.

Die Myonmasse beträgt mit $105,6583568 \pm 0,0000052$ MeV ungefähr das 207-fache der Masse des Elektrons. Es zerfällt im Mittel nach $2,19703 \pm 0,00004 \cdot 10^{-6}$ Sekunden in ein Elektron und zwei Neutrinos: $\mu^\pm \rightarrow \nu_\mu + \nu_e + e^\pm$ (aus [17]).

Bei hochenergetischen Teilchenkollisionen verlassen alle über einer relativ kleinen Impulsschwelle von etwa 2 bis 10 GeV erzeugten Myonen als einzige, direkt identifizierbare Teilchen den Detektor und können in jedem Detektorelement nachgewiesen werden. Neutrinos verlassen zwar auch den Detektor, werden aber nicht direkt, sondern nur indirekt durch das gemessene transversale Impulsungleichgewicht nachgewiesen. Die Eigenschaften des Myons sind von großem experimentellen Interesse. Daher bildet ein Myondetektionssystem, standardmäßig den äußersten Teil vieler Detektoren. Als Beispiel seien die im Bau befindlichen Detektoren ATLAS und CMS genannt, die am Large Hadron Collider am CERN zum Einsatz kommen werden (siehe [20, 21]). Die bestehenden Detektoren DØ und CDF am Tevatron-Beschleuniger verfügen ebenfalls über ein Myondetektionssystem (siehe [26, 27, 22]). Der außer Dienst gestellte L3-Detektor des LEP-Beschleunigers ist ein Beispiel für ein Hochenergiephysikexperiment, das über ein Myondetektionssystem verfügt hat (siehe [23]). Neben diesen Beispielen existieren viele weitere, auf die nicht eingegangen werden soll.

Aus heutiger Sicht ist das Myon ein guter Kandidat, um das Higgs-Teilchen nachzuweisen, da es im vermuteten Massenbereich vorwiegend in W- oder Z-Bosonen oder b-Quarks zerfällt. Diese können ihrerseits in Myonen zerfallen. Myonenspuren können ungestört von anderen Teilchenspuren in einem Myondetektor nachgewiesen werden. Bei der Suche nach supersymmetrischen Teilchen oder experimentellen Hinweisen auf Stringtheorien kommen hochenergetischen Elektronen und Myonen und fehlender transversaler Energie, die mit Standardmodellprozessen nicht erklärt werden können, eine Schlüsselrolle zu.

Myonen sind aber nicht nur als Produkt von Teilchenkollisionen interessant. Als einer der nächsten Schritte der Beschleunigerphysik, werden unter anderem auch Beschleuniger diskutiert, die Myonen als Projektile benutzen (siehe z.B. [9]). Gründe für diese Planungen liegen in dem Wert der Masse des Myons. Es kann in Kreisbeschleunigern auf eine höhere Energie beschleunigt werden als Elektronen, da es pro Umlauf 207^4 mal weniger Energie abstrahlt als das Elektron. Außerdem ist das Myon nach heutiger Sicht ein punktförmiges, strukturloses Teilchen, weswegen bei Stoßprozessen keine innere Struktur mitberücksichtigt werden muß. Insbesondere ist bei Elektron- und Myonkollisionen die Schwerpunktsenergie bekannt. Dies ist bei Proton-Antiprotonbeschleunigern nicht der Fall, da Protonen zusammengesetzte und sich in sich bewegende Objekte sind.

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion bei Proton-Antiproton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV zu bestimmen. Kapitel 2 geht kurz auf die theoretischen Grundlagen der Proton-Antiprotonphysik ein und definiert den Wirkungsquerschnitt σ aus einem elementaren Zusammenhang. Die in der vorliegenden Diplomarbeit verwendete Definition von inklusiv findet sich zu Beginn von Kapitel 4. In Kapitel 3 wird der Beschleunigungsvorgang durch den Tevatron-Beschleuniger beschrieben sowie die Messung der Proton-Antiproton-Kollisionen durch den DØ-Detektor. Die Analyse vollzieht sich in Kapitel 4. Dazu werden zuerst in Kapitel 4.1 Simulationen mit dem Ereignisgenerator Pythia durchgeführt (siehe [19]). Kapitel 4.2 beschäftigt sich mit der Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts aus Daten des DØ-Experimentes. Zum Schluß wird in Kapitel 5 der Vergleich von Simulation, Messung und einer ähnlichen Mes-

sung des Vorgängerexperimentes (siehe [36]) durchgeführt. Außerdem wird ein Vergleich der Ergebnisse mit dem Resultat der Diplomarbeit von Carsten Magaß durchgeführt, in der unter anderem der inklusive Wirkungsquerschnitt für Elektronproduktion aus $D\bar{O}$ -Daten und Simulationen bestimmt wird (siehe [41]).

Insgesamt dient die vorliegende Diplomarbeit dem Verständnis des Detektors und ist als Überprüfung anzusehen, ob die inklusive Myonproduktion durch das jetzige Verständnis der Physik im Rahmen des Standardmodells beschrieben werden kann.

Zur Bewältigung der Analyse werden Computerressourcen des Fermilab und des Forschungszentrums Karlsruhe benutzt (siehe [40, 38]). Der Aachener $D\bar{O}$ -Softwareserver ist ebenfalls ein wichtiges Hilfsmittel für die vorliegende Analyse (siehe [39]).

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Zu Beginn der Diplomarbeit werden in diesem Kapitel die Grundzüge des Standardmodells der Teilchenphysik erläutert. Ferner werden einige wichtige Variablen der Beschleuniger- und Detektorphysik diskutiert, wie etwa die instantane und integrierte Luminosität l bzw. L , der Wirkungsquerschnitt σ und die Pseudorapidität η .

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

2.1.1 Grundkräfte und Elementarteilchen

Gegenwärtig kennt man in der Physik vier verschiedene Grundkräfte (vgl. Tabelle 2.1). Diese Kräfte werden durch ihre zugehörigen Feldquanten vermittelt, die man auch als Träger der Kräfte bezeichnet und einen Spin¹ haben. Es ist gelungen, alle Grundkräfte mit Ausnahme der Gravitation quantenfeldtheoretisch zu beschreiben. Außerdem sind uns 12 elementare

Name der Grundkraft	relative Stärke	Reichweite	Träger der Kraft
starke Kraft	1	10^{-15} m	Gluon
elektromagnetische Kraft	10^{-2}	∞	Photon
schwache Kraft	10^{-5}	10^{-17} m	W^\pm, Z
Gravitation	10^{-38}	∞	Graviton

Tabelle 2.1: Die vier bekannten Grundkräfte im Überblick.

Fermionen (sowie deren Antiteilchen) bekannt, die in drei Generationen angeordnet werden. Aus diesen setzt sich alle uns bekannte Materie zusammen. Sie teilen sich in Leptonen (griech.: $\lambda\epsilon\pi\tau\acute{o}\varsigma$ = leicht) und Quarks auf. Der Begriff Quark ist von Murray Gell Mann in Anlehnung an einen Roman von James Joyce geprägt worden (siehe [11]). Leptonen und Quarks haben aus heutiger Sicht keine innere Struktur und sind in diesem Sinne als elementare Teilchen anzusehen (vgl. Tabelle 2.2).

Die **starke Kraft** bindet die Quarks mittels der Gluonen zu Hadronen zusammen und ist aufgrund der Farbneutralität sehr kurzreichweitig. Drei Valenzquarks können Baryonen wie etwa das Proton oder Neutron bilden. Mesonen bestehen hingegen aus zwei Valenzquarks - einem Quark und einem Antiquark. Wegen einer Eigenschaft der starken Wechselwirkung, die als Confinement (engl.: confinement = Beschränkung) bezeichnet wird, können

¹Teilchen mit ganzzahligem Spin nennt man Bosonen, die mit halbzahligem Spin Fermionen.

	Generation 1	Generation 2	Generation 3	Ladung
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	0 1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$

Tabelle 2.2: Die zwölf Fermionen und ihre Einteilung in drei Generationen.

die Quarks nicht frei existieren. Die Kraft, die Proton und Neutron in Kernen zusammenhält, ist eine Restwechselwirkung der starken Kraft (wie die Van-der-Vaals Kraft eine Restwechselwirkung des Elektromagnetismus ist).

Die **elektromagnetische Kraft** wird durch das Photon übertragen. Sie erklärt die Bindung der Elektronen und Kerne zu Atomen und ist beliebig reichweitig. Wegen der makroskopischen Ladungsneutralität spielt sie auf großen Längenskalen keine Rolle.

Die **schwache Kraft** beschreibt unter anderem den β -Zerfall. Ihre Austauscheteilchen sind die massiven Bosonen W^\pm , Z . Wegen der nichtverschwindenden Masse der W^\pm - und Z -Bosonen ist die Reichweite der schwachen Kraft begrenzt. Sie läßt sich mit der Energie-Zeit-Unschärfe auf etwa 10^{-17} m abschätzen.

Die **Gravitation** ist die schwächste der Grundkräfte. Da sie nur anziehend wirkt und langreichweitig ist, nehmen wir sie auch makroskopisch wahr. In den uns zugänglichen Energiebereichen spielt sie auch nur auf makroskopischen Skalen eine Rolle und erklärt die Dynamik von Planeten und Galaxien. Für die Entstehung und Entwicklung von Sternen spielt sie ebenfalls eine fundamentale Rolle. Man nimmt an, daß ihr Austauscheteilchen das Graviton ist, das bisher nicht experimentell beobachtet wurde. Eine quantenfeldtheoretische Beschreibung ist bisher noch nicht gelungen.

2.1.2 Beschreibung der Wechselwirkungen über Eichprinzipien

Die zuvor beschriebenen elementaren Kräfte lassen sich durch den Austausch der zugehörigen Feldquanten, den Bosonen, erklären. Diese ergeben sich aus der Forderung der Eichinvarianz der Theorie. Solche Theorien nennt man dann auch Eichtheorien, ihre Feldquanten nennt man Eichbosonen. Für eine detaillierte Beschreibung siehe z.B. [14, 16]. Eine wichtige Eigenschaft der Eichtheorien ist, daß bei ihnen eine Verbindung zwischen berechneten und meßbaren Größen stets herstellbar ist, wenn die Eichbosonen masselos sind. Diese Eigenschaft bezeichnet man als Renormierbarkeit.

Das Eichprinzip kann vergleichsweise einfach anhand des klassischen Elektromagnetismus erläutert werden. Die physikalischen Felder \vec{E} und \vec{B} lassen sich durch das Vektorpotential \vec{A} und das skalare Potential φ darstellen, gemäß:

$$(2.1) \quad \vec{E}(\vec{x}, t) = -\vec{\nabla}\varphi(\vec{x}, t) - \partial_t \vec{A}(\vec{x}, t)$$

$$(2.2) \quad \vec{B}(\vec{x}, t) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{x}, t)$$

Die Einführung der Potentiale wird aus den Maxwell-Gleichungen motiviert, die die Quellen und Wirbel des elektromagnetischen Feldes beschreiben. An der Darstellung der Felder durch die Potentiale sieht man, daß sich die Felder (und damit auch alle beobachtbaren Größen) nicht ändern, wenn man neue Potentiale \vec{A}' und φ' einführt, die aus den alten Potentialen

bestehen und einer beliebigen skalaren Funktion ρ .

$$(2.3) \quad \vec{A}'(\vec{x}, t) = \vec{A}(\vec{x}, t) + \vec{\nabla}\rho(\vec{x}, t)$$

$$(2.4) \quad \varphi'(\vec{x}, t) = \varphi(\vec{x}, t) + \partial_t \rho(\vec{x}, t)$$

Die Wahl der elektromagnetischen Potentiale nennt man dabei die Eichung des elektromagnetischen Feldes. Durch geschickte Wahl der Eichung kann man beispielsweise die Bewegungsgleichungen vereinfachen. Die Eichung läßt sich auch elegant in der Viererschreibweise darstellen durch:

$$(2.5) \quad A'^{\mu} = A^{\mu} - q \cdot \partial^{\mu} \rho$$

Wobei $A = (\varphi, \vec{A})$ das Viererpotential ist.

Die Forderung nach der Eichbarkeit von physikalisch nicht eindeutig festgelegten Feldern wie etwa dem Skalar- und Vektorpotential legt die Struktur der Wechselwirkung fest. Die Beschaffenheit der Eichtransformationen wird durch Symmetrie-Gruppen bestimmt. Im Falle der eichtheoretischen Behandlung des elektromagnetischen Feldes ist dies die U(1)-Gruppe, deren Generator der Einheitsoperator ist. Die Anzahl der Generatoren entspricht der Zahl der Eichbosonen. Im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung wird das Photon γ als Eichboson interpretiert.

Die eichtheoretische Behandlung der schwachen Wechselwirkung ist komplizierter. Sie führt zur SU(2)-Gruppe, deren Generatoren die drei Paulischen Spinmatrizen σ_i sind. Dies führt zu den drei schwachen Eichbosonen W^{\pm} und Z^0 , die aber nicht masselos sind. Ihre Massen erhalten sie durch eine spontane Brechung der Eichsymmetrie mittels des Higgs-Mechanismus, auf den hier nicht weiter eingegangen wird. Die Eichung für die schwache Wechselwirkung lautet:

$$(2.6) \quad W_j'^{\mu} = W_j^{\mu} - \partial^{\mu} \beta_j - g \varepsilon_{ijk} \beta_k W_j^{\mu}$$

Dabei bezeichnen W_j^{μ} die μ -Komponenten von drei verschiedenen Vektorfeldern, die durch den Index j indiziert werden.

Die Eichung der starken Wechselwirkung führt zur SU(3)-Gruppe, die acht Generatoren hervorbringt. Die acht zugehörigen Eichbosonen werden als Gluonen bezeichnet. Die Eichung lautet:

$$(2.7) \quad b_j'^{\mu} = b_j^{\mu} - \partial^{\mu} \beta_j - g_s f_{ijk} \beta_k b_j^{\mu}$$

2.1.3 Eigenschaften der Proton-Antiproton-Kollisionen

Eine wichtige Eigenschaft der Proton-Antiproton-Kollisionen liegt darin, daß zusammengesetzte Objekte mit zusammengesetzten Objekten wechselwirken. Das Proton besteht aus drei Valenzquarks (zwei u-Quarks und einem d-Quark). Diese Quarks werden durch den Austausch von Gluonen zusammengehalten. Ferner besteht das Proton aus Seequarks. Quarks und Gluonen werden zusammenfassend auch als Partonen bezeichnet.

Bei der Kollision eines Protons mit einem Antiproton findet im wesentlichen nur die Kollision eines Partons des Protons und eines Partons des Antiprotons statt, weswegen nur ein Teil der Schwerpunktsenergie des Proton-Antiproton Systems beim Stoß umgesetzt wird. Abbildung 2.1 aus [24] zeigt den Impulsanteil x der Partonen des Protons am Gesamtimpuls des Protons für einen Impulsübertrag von $Q = 10$ GeV. Der Gesamtimpuls des Protons wird also auf seine Partonen aufgeteilt. Durch die Kollision der Partonen werden Proton und Antiproton zerrissen, wobei die nicht direkt stossenden Partonen des Protons und Antiprotons unter kleinem Winkel zur Strahlachse weiterfliegen und in Jets fragmentieren.

Mögliche Prozesse der Myonproduktion sind in den Feynman-Graphen 2.2, 2.3 und 2.4

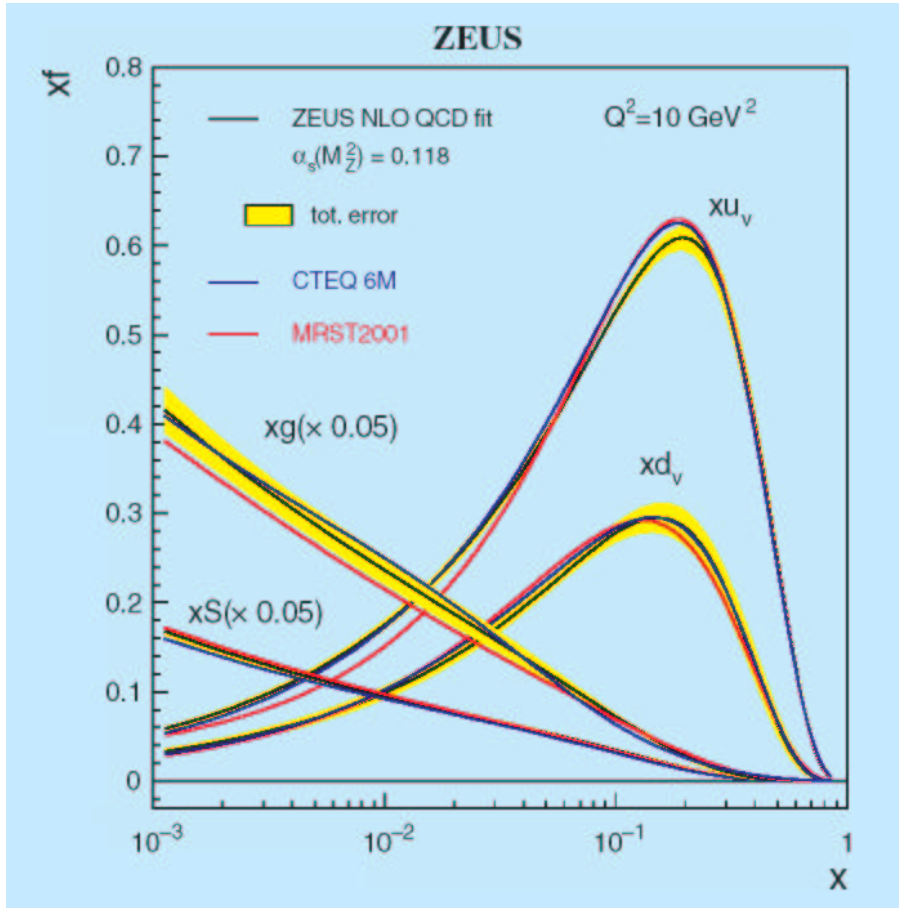
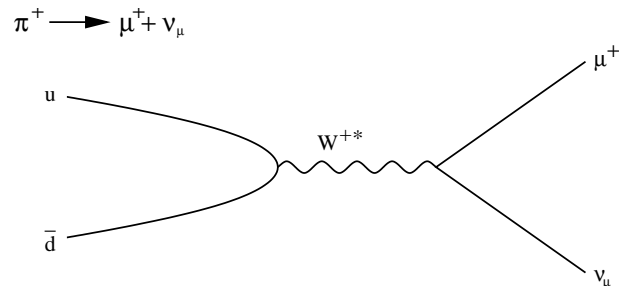
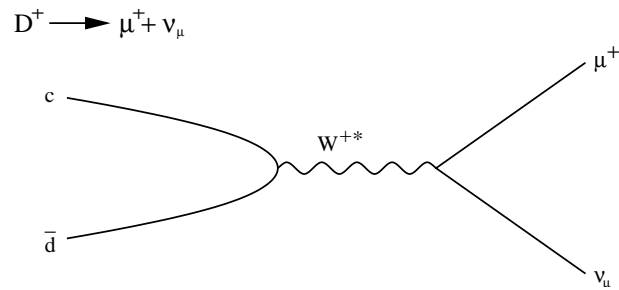
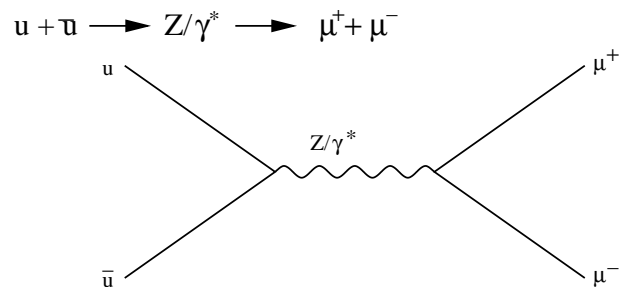


Abbildung 2.1: Impulsanteil x der Partonen des Protons am Protonimpuls aus [24].

gezeigt. Dabei verläuft die Zeitachse horizontal und die Ortsachse vertikal. Der Feynman-Graph 2.2 zeigt ein positiv geladenes Pion mit dem Quarkinhalt $u\bar{d}$. Es zerfällt über einen schwachen geladenen Strom in ein positiv geladenes Myon und ein Myon neutrino. Abbildung 2.3 zeigt den Feynman-Graphen des Zerfalls des D^+ -Mesons mit dem Quarkinhalt $c\bar{d}$ in ein positiv geladenes Myon und ein Myon neutrino. Zum Schluß zeigt der Feynman-Graph 2.4 die Erzeugung eines Z-Bosons über die Fusion eines u- und eines anti-u-Quarks. Das Z-Boson zerfällt danach in ein Myon-Antimyon Paar.

Abbildung 2.2: Der Zerfall eines π^+ in $\mu^+ + \mu_\nu$.Abbildung 2.3: Der Zerfall eines D^+ in $\mu^+ + \mu_\nu$.Abbildung 2.4: Produktion eines Z-Bosons bzw. Drell-Yan und Zerfall in $\mu^+ + \mu^-$.

2.2 Wichtige Größen in der Hochenergiephysik

2.2.1 Luminosität und Wirkungsquerschnitt

Die instantane Luminosität l ist neben der Energie die wichtigste Eigenschaft der Teilchenstrahlen in einem Beschleuniger. Sie ist ein Maß für die Intensität der Teilchenstrahlen und ihrer gegenseitigen Durchdringung. Man nehme an, daß in einem Kreisbeschleuniger zwei Teilchenstrahlen gegenläufig rotieren. Dabei durchdringen sich n_p Teilchen des einen Strahls mit $n_{\bar{p}}$ Teilchen des anderen Strahls mit der Frequenz $f \cdot B$. Dies entspricht dann beispielsweise einem Beschleuniger mit B Protonenpaketen, von denen jedes Paket aus n_p Protonen besteht und B Antiprotonpaketen, von denen jedes aus $n_{\bar{p}}$ Antiprotonen besteht. Das Profil des Strahls sei gaußförmig mit den Parametern σ_x und σ_y . Dann ist die instantane Luminosität :

$$(2.8) \quad l = f \cdot \frac{B n_p n_{\bar{p}}}{4\pi \sigma_x \sigma_y} = f \cdot \frac{B n_p n_{\bar{p}}}{4\beta \varepsilon}$$

Anstatt durch σ_x und σ_y kann man die Luminosität auch durch die transversale Emittanz ε und die Amplitudenfunktion β ausdrücken. In einem Beschleuniger ist die Strahloptik so gewählt, daß die Luminosität nur an den vorgesehenen Kollisionspunkten hohe Werte annimmt, wo sich die Detektoren befinden. Zu diesem Zweck wird β aus dem Nenner in der Luminositätsbeziehung variiert. Die Einheit der instantanen Luminosität ist $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Die Ereignisrate $R = \frac{dN}{dt}$ eines beliebigen beobachteten Prozesses ist proportional zur instantanen Luminosität. Den Proportionalitätsfaktor nennt man den Wirkungsquerschnitt σ des Prozesses, er hat die Einheit Barn : $1\text{b} = 10^{-24} \text{cm}^2$:

$$(2.9) \quad R = \sigma \cdot l$$

Integriert man diese Beziehung aus, so erhält man die Anzahl von Ereignissen N im Zeitintervall $[t_1, t_2]$, die dem Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt σ und der integrierten Luminosität $L = \int_{t_1}^{t_2} l dt$ entspricht. Es wird die Einheit $1(\mu\text{b})^{-1} = 10^{30} \text{cm}^{-2}$ verwendet. Hochenergiephysikexperimente geben die integrierte Luminosität als ein Maß für die Menge der von ihnen gesammelten Daten an.

Die Abbildung 2.5 zeigt den Verlauf der Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse mit der Schwerpunktsenergie. Für eine instantane Luminosität von $l_{LHC} = 10(\text{nb s})^{-1}$ sind die Wirkungsquerschnitte der linken y-Achse in dazugehörige Ereignisraten auf der rechten y-Achse umgerechnet².

2.2.2 Koordinatensysteme, Winkel und Rapidität

Üblicherweise wird der nominelle Kollisionspunkt der Teilchenstrahlen im Detektor als Nullpunkt des Koordinatensystems gewählt. Die Richtung der z-Achse entspricht der Flugrichtung einer der beiden Teilchenstrahlen. Die Richtung, in der Teilchen vom Interaktionspunkt entweichen, wird durch den Azimutalwinkel φ in der x-y-Ebene und die Rapidität y angegeben. θ sei der Polarwinkel zur positiven z-Achse. Die Rapidität ist im Falle hoher Energien $E \approx p$ gleich der Pseudorapidität η :

$$(2.10) \quad y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) \approx \eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)$$

Die Pseudorapidität ist gleich Null für Teilchen, die senkrecht ($\theta = 90^\circ$) zur z-Achse entweichen. Neigt man sich zur z-Achse hin, so nimmt der Betrag der Pseudorapidität zu und

² l_{LHC} ist der Wert für die zu erreichende instantane Luminosität des im Bau befindlichen Large Hadron Colliders am Cern in Genf. Im Vergleich dazu erreicht der Tevatron-Beschleuniger instantane Luminositäten von $l = 0,05(\text{nb s})^{-1}$

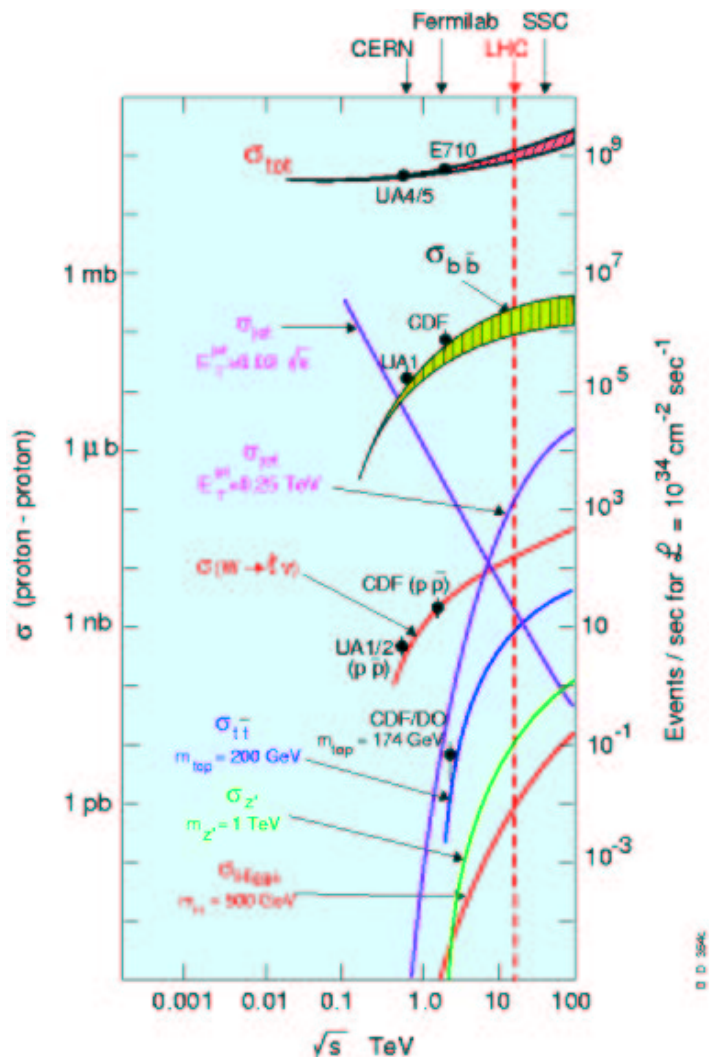


Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse im Verlauf der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} .

erreicht 0,88 bei einem Winkel von 45° zur z -Achse. Wird der Winkel zur z -Achse beliebig klein, so wird der Wert der Pseudorapidity beliebig groß. Dieser Verlauf von η ist punktsymmetrisch zu $\theta = 90^\circ$.

Die Wahl von η anstatt des Polarwinkels θ erklärt sich wie folgt: Bei Proton-Antiproton Kollisionen ist die Schwerpunktsenergie der kollidierenden Partonen nicht durch die Schwerpunktsenergie des Proton-Antiproton Systems eindeutig bestimmt. Für symmetrische Hadronbeschleuniger ist damit das Schwerpunktsystem der stoßenden Partonen in der Regel nicht gleich dem Laborsystem. Der Lorentz-Boost zwischen Laborsystem und Schwerpunktsystem der kollidierenden Partonen ist in verschiedenen Ereignissen in der Regel ebenfalls verschieden. Dies bewirkt, daß identische Prozesse durch den unterschiedlichen Boost unterschiedlich aussehen. Es ist zweckmäßig, zur Charakterisierung von Ereignissen Variablen zu benutzen, die unter einem Lorentz-Boost entlang der z -Achse invariant sind. Differenzen des im Laborsystem gemessenen Azimutalwinkels ϕ eines Ereignisses bleiben von diesem Boost unberührt. Differenzen des im Laborsystem gemessenen Polarwinkels θ sind hingegen vom Boost abhängig. Differenzen in der Pseudorapidity sind unabhängig von dem Boost und sind über die oben angegebene Beziehung eindeutig mit dem Polarwinkel verknüpft. Insofern bilden ϕ und η geeignete Größen, um Detektorereignisse zu klassifizieren. Aus den Differenzen in ϕ und η bildet man eine weitere Lorentzinvariante, die als Abstand ΔR bezeichnet wird:

$$(2.11) \quad \Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

Kapitel 3

Das Experiment

In den Vereinigten Staaten von Amerika befindet sich etwa 50 Kilometer westlich von Chicago das 27,5 km² große Fermilabgelände. Darauf befindet sich der Tevatron-Beschleuniger, der Protonen und Antiprotonen auf eine Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV beschleunigt und sie an zwei vorgesehenen Strahlkreuzungspunkten zur Kollision bringt. An einem der Strahlkreuzungspunkte befindet sich der CDF-Detektor, an dem anderen der DØ-Detektor. Die Detektoren haben die Aufgabe, die bei der Kollision der Protonen und Antiprotonen entstehenden Teilchen bzw. ihre Zerfallsprodukte nachzuweisen und ihre kinematischen Variablen zu messen. Der Tevatron-Beschleuniger erreicht zur Zeit instantane Luminositäten von $5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Dieses Hochenergiephysikexperiment befindet sich seit März 2001 im sogenannten Run IIa. Ihm ging der Run I voraus, der von Mitte 1992 bis Anfang 1996 andauerte. Die vorliegende Diplomarbeit befaßt sich mit Daten des DØ-Detektors aus dem Run IIa. Vor der Analyse werden in diesem Kapitel kurz die technischen Spezifikationen von Tevatron-Beschleuniger und DØ-Experiment des Run IIa vorgestellt.

3.1 Der Tevatron-Beschleuniger

Der genaue Aufbau und die detaillierte Funktionsweise des Tevatron-Beschleunigers ist sehr komplex und würde den Rahmen dieser Einleitung sprengen. Deswegen wird der Tevatron-Beschleuniger in gebotener Kürze vorgestellt.

Der Tevatron-Beschleuniger besteht aus einem Linearbeschleuniger, der als LINAC bezeichnet wird, dem Booster, einer Antiprotonquelle, dem Hauptinjektor und dem Tevatron-Ring. Dies kann der Abbildung 3.1 entnommen werden. Abbildung 3.2 zeigt ein Luftbild des Fermilabgeländes. Dort sieht man im Vordergrund den Hauptinjektor. An ihn schließt sich im Hintergrund der Tevatron-Ring an, der hier nur wegen der Perspektive etwa gleich groß wie der Hauptinjektor erscheint. Der rote Kreis deutet die Lage des DØ-Experiments an. Auf der linken Seite sieht man von oben kommend den LINAC und vor dem Hauptgebäude, der Wilson Hall, sieht man den Komplex zur Erzeugung der Antiprotonen. Im folgenden soll der Vorgang beschrieben werden, mit dem der Tevatron-Ring mit Protonen und Antiprotonen gefüllt wird.

LINAC und Booster bilden zusammen die Protonenquelle. Vor den Linearbeschleunigerstufen des LINAC wird Wasserstoffgas zu einfach negativ geladenen Wasserstoffionen ionisiert. Diese Ionen werden dann in mehreren Beschleunigungsschritten auf eine Energie von 401 MeV beschleunigt. Am Ende des LINAC befindet sich der Chopper (engl.: chopper = elektronischer Wechselrichter/Zerhacker). Dieser lenkt einen Teil des Ionenstrahls in einen Spektrometernagneten. Bei eingeschaltetem Magneten wird das Impulsprofil des Strahls gemessen, bei abgeschaltetem Magneten die Strahldivergenz. Den anderen Teil des Strahls lenkt der Chopper durch sogenannte Abstreifolien. Beim Durchgang durch diese Abstreif-

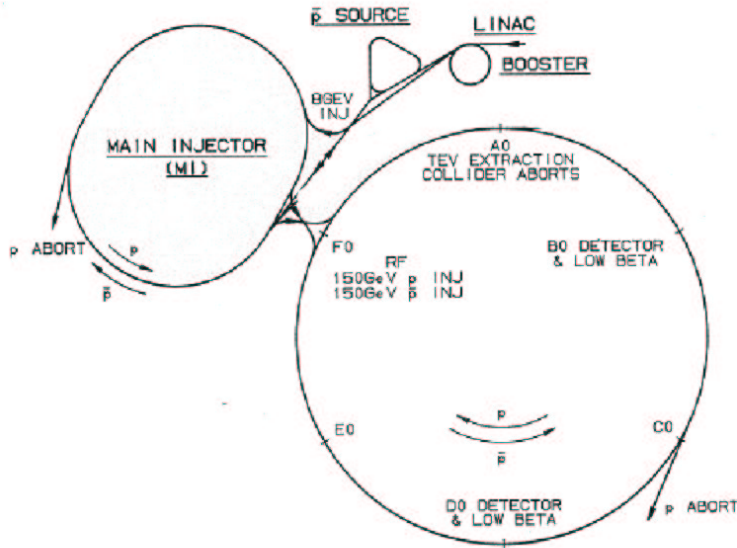


Abbildung 3.1: Schema des Tevatron-Beschleunigers aus [25].

folien verlieren viele der einfach negativ geladenen Wasserstoffionen ihre beiden Elektronen. Im folgenden werden nur die entstehenden Protonen weiter in den Booster gelenkt, alle anderen Teilchen werden in einem Metallblock gestoppt. Der Booster ist ein Protonensynchrotron und erhöht die Energie des Protonenstrahls auf 8 GeV.

Der 8 GeV Protonenstrahl vom Booster wird in den Hauptinjektor gelenkt, wo er dann gegen den Uhrzeigersinn kreist. Er wird hier auf eine Energie von 120 GeV beschleunigt und dann aus dem Hauptinjektor in den Komplex zur Erzeugung der Antiprotonen gelenkt. Dort trifft der Strahl auf eine zur Verteilung der Wärmelast langsam rotierende Anordnung mehrerer Schichten Kupfer und Nickel mit Schichtdicken von etwa 2 cm. Dahinter treten dann viele Sekundärteilchen aus, unter denen sich auch Antiprotonen befinden, die mit einer Effizienz von etwa 1 Antiproton pro 10^5 auf den Block einfallende Protonen erzeugt werden. Diese Antiprotonen, die eine mittlere Energie von etwa 8 GeV haben, werden von allen anderen Sekundärteilchen getrennt und in einem Akkumulator gesammelt. Ist der Protonenstrahl verbraucht, wird ein neuer mit LINAC, Booster und Hauptinjektor erzeugt und weiter zur Erzeugung der Antiprotonen verwendet. Dieser Vorgang wird als Stacking bezeichnet. Typische Stackingraten liegen in der Größenordnung von 10^{11} Antiprotonen pro Stunde. Der im Akkumulator entstandene Antiprotonstrahl wird bei Erreichen einer gewünschten Intensität wieder in den Hauptinjektor gelenkt - dieser Vorgang wird als Shot bezeichnet - und zirkuliert dort im Uhrzeigersinn. Ist der Hauptinjektor mit den Antiprotonen gefüllt, so wird dann wieder ein 8 GeV Protonenstrahl aus LINAC und Booster gegen den Uhrzeigersinn in den Hauptinjektor geleitet. Protonen und Antiprotonen werden dann gleichzeitig im Hauptinjektor auf eine Energie von 150 GeV beschleunigt.

Das letzte Element des Tevatron-Beschleunigers ist der Tevatron-Ring. Er hat einen Radius von 1000 m und besteht aus sechs Segmenten (A0 bis F0). Am Segment F0 berühren sich Tevatron-Ring und Hauptinjektor. Der Hauptinjektor übergibt dort die Proton- und Anti-

protonpakete in den Tevatron-Ring mittels eines Lambertson-Magneten, wenn sie im Hauptinjektor eine Energie von 150 GeV erreicht haben. Die Protonen laufen nun im Tevatron-Ring im Uhrzeigersinn um, die Antiprotonen gegen den Uhrzeigersinn. Im Tevatron-Ring werden sie dann jeweils auf eine Energie von 980 GeV beschleunigt. Danach beginnt ein sogenannter Store. An den Segmenten B \emptyset , wo sich der CDF-Detektor befindet und an dem Segment D \emptyset , wo sich der D \emptyset -Detektor befindet, liegen die vorgesehenen Strahlkreuzungspunkte.

Der Tevatron-Beschleuniger kann in mehreren Modi betrieben werden. Im jetzigen Betriebsmodus laufen am Ende des Beschleunigungsvorganges im Tevatron-Ring drei sogenannte Züge von Protonen im Uhrzeigersinn um. Die Züge bestehen jeweils aus 12 Paketen von Protonen. Jedes Paket hat etwa eine Länge von 25 cm, besteht aus 10^{11} Protonen und hat einen Abstand von 396 ns zum nächsten Paket. Für die Antiprotonen gilt dasselbe wie für die Protonen, mit der einzigen Ausnahme, daß sie gegen den Uhrzeigersinn im Tevatron-Ring kreisen und pro Paket aus 10^{10} Antiprotonen bestehen.

Die instantane Luminosität beträgt im günstigsten Fall zu Beginn eines Stores etwa $5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Mit diesem Store kann der Tevatron-Ring etwa 24 Stunden betrieben werden. Dann ist die instantane Luminosität auf etwa ein Viertel ihres ursprünglichen Wertes abgefallen, da bei den Kollisionen und durch Verluste bei der Strahlführung ständig Protonen und Antiprotonen verlorengehen (vgl. Abbildung 3.9). Der Store wird dann abgebrochen, indem ein Sektormagnet des Tevatron-Ringes abgeschaltet wird. Dort verlassen die Protonen und Antiprotonen tangential den Tevatron-Ring und treffen auf einen Metallblock, in dem sie dann zur Ruhe kommen. Eine Wiederverwertung der restlichen Antiprotonen eines Stores ist geplant aber bis jetzt in der Beschleunigertechnik noch nicht implementiert. Während des laufenden Stores wird der folgende vorbereitet, indem neue Antiprotonen erzeugt und gesammelt werden.



Abbildung 3.2: Ein Luftbild des Tevatron-Beschleunigers.

3.2 Das DØ-Experiment

3.2.1 Aufbau des Detektors

Der DØ-Detektor ist ein Vielzweckdetektor. Er ist im Jahre 1992 in besonderer Hinsicht auf die Detektion von Elektronen, Myonen, Jets und fehlender transversaler Energie gebaut worden (vgl. [26]). Für den Run II wurde das Myonsystem verbessert und insbesondere der Zentralbereich des Detektors vollständig ersetzt, um unter anderem einen besseren Zugang zur B-Physik zu gewährleisten (vgl. [27]). Der Detektor hat eine Länge von etwa 20 m und eine Höhe von 11 m. Er steht auf einer 2 m hohen Plattform und wiegt etwa 5000 Tonnen. Der DØ-Detektor ist in Abbildung 3.6 gezeigt und läßt sich vom Aufbau her in drei Teile teilen: Dem Zentralbereich, dem Kalorimeter und dem Myonsystem. Die Wahl eines Koordinatensystems sei so vereinbart, daß sich sein Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt des Detektors befinde. Die z-Achse zeige in die Flugrichtung der Protonen, die y-Achse zeige senkrecht nach oben, und die x-Achse zeige aus dem Ring heraus. Der Winkel ϕ und die im Theorieteil eingeführte Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ werden entsprechend verwendet, um Richtungen zu benennen.

Der Zentralbereich

Es sei zur Vermeidung von Mißverständnissen vereinbart, die inneren Spurdetektoren des DØ-Detektors als Zentralbereich zu bezeichnen. Spuren im Zentralbereich bezeichnen dann Spuren, die durch die inneren Spurdetektoren gemessen werden. Dies ist klar zu unterscheiden von der Zentralregion, die $|\eta| \leq 1$ bedeutet.

Der Zentralbereich ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Er wird radial abgeschlossen durch einen Solenoidmagneten, der 2,8 m lang ist und einen inneren Radius von 51,5 cm hat. Er erzeugt ein Magnetfeld von 2 Tesla. Innerhalb des Solenoidmagneten befinden sich auf acht verschiedenen Radien insgesamt 74000 szintillierende Fasern, die jeweils einen Durchmesser von 850 μm haben. Die äußeren sechs Lagen der szintillierenden Fasern sind etwa 2,5 m lang, die inneren zwei etwa 1,7 m. Jeweils zwei Lagen der Fasern bilden eine sogenannte Superlage. Die Fasern werden in ihrer Gesamtheit als CFT (Central Fiber Tracker) bezeichnet. Alle Fasern sind über 11 m lange Lichtleiter an Photodetektoren angeschlossen, die sich auf der Plattform unter dem Detektor in einem Kryostaten befinden. Messungen mit kosmischen Myonen ergaben eine Ortsauflösung von 100 μm und eine Nachweiswahrscheinlichkeit von mehr als 99 Prozent für eine Superlage. Der CFT überdeckt den Bereich von $|\eta| \leq 1,6$ in der Pseudorapidität. Innerhalb des CFT befindet sich der sogenannte SMT (Silicon Microvertex Tracker), ein Siliziumstreifendetektor, der aus sechs Zylinder- und 16 Scheibenelementen besteht. Die Ortsauflösung beträgt hier zwischen 10 μm und 100 μm . Der SMT überdeckt den Bereich von $|\eta| \leq 3$ in der Pseudorapidität.

Der Zentralbereich dient dazu, die Krümmung geladener Teilchenspuren im homogenen Solenoidfeld zu messen. Aus der Richtung der Krümmung wird die Ladung und aus dem Maß der Krümmung wird der Transversalimpuls bestimmt. Die Messung der Pseudorapidität erlaubt dann die Bestimmung des Gesamtimpulses. Dies gilt insbesondere auch für Myonen. Die Impulsauflösung für den Zentralbereich beträgt (vgl. [45, 35]):

$$(3.1) \quad \frac{\sigma_Z \left(\frac{1}{p}, A, B \right)}{\left(\frac{1}{p} \right)} = \frac{\sigma_Z \left(\frac{1}{p_t}, A, B \right)}{\left(\frac{1}{p_t} \right)} = \sqrt{\frac{A^2 \cdot p_t^2}{t^4} + \frac{B^2}{t \cdot \sin \theta}}$$

Dabei ist t die Länge der Spur im Zentralbereich, normiert auf die kürzest mögliche Länge ($\theta = 90^\circ$, hoher Transversalimpuls). Die Parameter A und B werden aus dem Vergleich von Detektordaten und Generatorlevel-Ereignissen ermittelt. Dabei wird zuerst die Breite

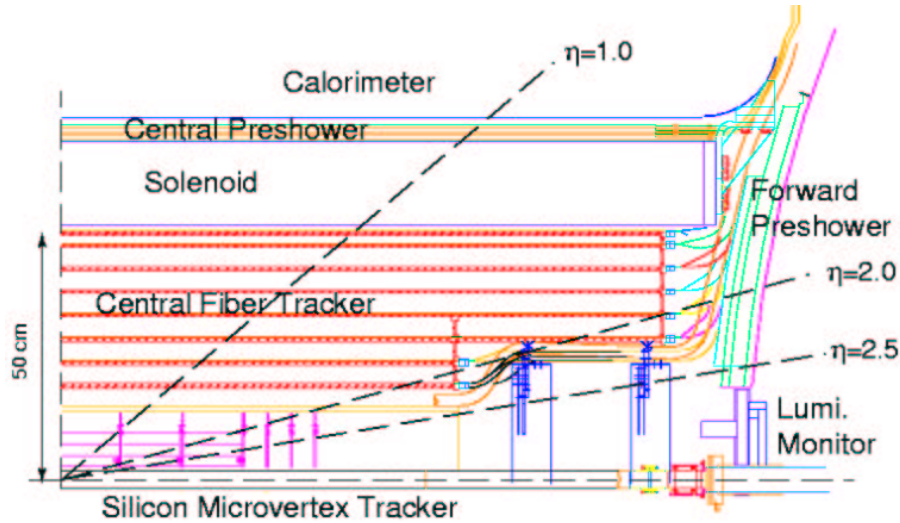


Abbildung 3.3: Ein Quadrant des Zentralbereiches des DØ-Detektors.

des invarianten Massenspektrums gut bekannter Dimyeronresonanzen (z.B. Z und $J/\psi(1S)$) aus Detektordaten gemessen. Danach werden Generatorereignisse der Dimyeronresonanzen mit Pythia erzeugt. Die von Pythia generierten Myonimpulse p_{Gen} werden nach folgender Formel verschmiert:

$$(3.2) \quad \frac{1}{p_{tS}} = \frac{1}{p_{tGen}} + G \cdot \sigma_Z \left(\frac{1}{p_{tGen}}, A, B \right)$$

Dabei ist G eine Zufallsvariable, die gaußisch mit der Einheitsbreite um den Nullpunkt verteilt ist. Die Variation der Parameter A und B ergibt bei der Wahl $A = 0,00439/\text{GeV}$ und $B = 0,0324$ die beste Übereinstimmung der generierten und impulsverschmierten invarianten Massenspektren zu den aus Daten gemessenen. Man beachte, daß der Kehrwert des Transversalimpulses verschmiert wird, da die direkte Meßgröße ja die Krümmung der Spuren $r \sim p_t^{-1}$ im Magnetfeld ist.

Das Kalorimeter

Das Kalorimeter besteht aus Uranabsorbern, die von flüssigem Argon umspült werden. Damit das Argon flüssig bleibt, wird das Kalorimeter unter einer Temperatur von 78 Kelvin gehalten. Wegen der dazu notwendigen Kühlsysteme und thermischen Isolation ist das Kalorimeter nach außen hin abgeschlossen und schwer zugänglich. Es teilt sich auf in ein zentrales Kalorimeter, das etwa $|\eta| \leq 1$ in der Pseudorapidität abdeckt, und zwei Endkappenkalorimeter, die den Bereich $1 \leq |\eta| \leq 4$ abdecken. Ein Quadrant des DØ-Kalorimeters ist in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt.

Die zwei Endkappenkalorimeter und das zentrale Kalorimeter sind jeweils einzeln in einen Kryostaten eingeschlossen. Das Kalorimeter besteht aus mehreren Schichten von Uranabsorbern, die nach außen hin dicker werden. Die Schichten teilen sich von innen nach außen in das elektromagnetische Kalorimeter, das feinhadronische Kalorimeter und das grobhadronische Kalorimeter auf. Diese Schichten sind jeweils in der Pseudorapidität und dem Azimutalwinkel in Pyramidenstümpfe - auch als Kalorimetertower bezeichnet - aufgeteilt, deren gedachte Spitze sich am nominellen Interaktionspunkt befindet. Typische Abmessungen der Kalorimetertower sind $\Delta\eta = 0,1$ und $\Delta\varphi = 0,1$.

Das Kalorimeter kann Jets, Elektronen und Myonen identifizieren. Eine Impuls- oder Energiemessung der Myonen ist im Gegensatz zu Elektronen oder Jets nicht möglich. Mit der Segmentierung der Kalorimetertower ist eine Messung des Azimuthalwinkels und der Pseudorapidität der identifizierten Objekte möglich.

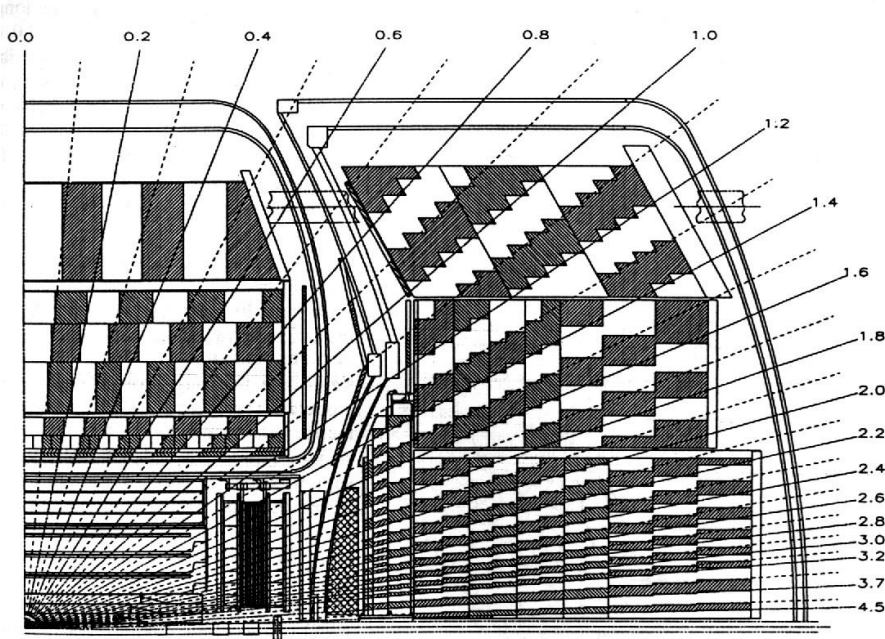


Abbildung 3.4: Ein Quadrant des Kalorimeters des DØ-Detektors.

Das Myonsystem

Das Myonsystem ist unter anderem in Abbildung 3.6 zu sehen. Es bildet den äußersten Teil des Detektors. Es besteht aus dem Weitwinkel-Myonsystem (WAMUS - **W**ide **A**nge **M**uon **S**pectrometer), das $|\eta| \leq 1$ abdeckt und dem Vorwärts-Myonsystem (FAMUS - **F**orward **A**nge **M**uon **S**pectrometer), das den Bereich $1 \leq |\eta| \leq 2$ abdeckt. Beide Systeme teilen sich in A-, B- und C-Lage auf. Die A-Lage der Myonsysteme befindet sich hinter dem Kalorimeter. Auf die A-Lage folgt sofort ein Toroidmagnet, in dessen Eisen ein magnetisches Feld von 1,8 Tesla herrscht. Hinter dem Toroiden befindet sich unmittelbar die B-Lage. In einem Abstand von etwa 1,5 m zur B-Lage folgt dann abschließend die C-Lage.

Die A-Lage des WAMUS-Myonsystems besteht aus einer Schicht von rechteckigen Szintillatoren. Daran schließen sich vier Schichten von Driftzellen an. Die B-Lage besteht aus drei Schichten von Driftzellen und die C-Lage hat ebenfalls drei Schichten von Driftzellen. Abgeschlossen wird die C-Lage durch eine Schicht von Szintillatoren. Die Driftzellen haben eine Breite von 10 cm, in ihnen beträgt die maximale Driftzeit 450 ns. Die Ortsauflösung liegt bei etwa $500 \mu\text{m}$. Die Szintillatoren im WAMUS-Myonsystem sind alle rechteckig. Die Szintillatoren der A-Lage überdecken im Azimuthalwinkel einen Bereich von $4,5$ Grad und haben eine Breite von 85 cm. Der Bodenbereich des Detektors, $4,25 \leq \phi \leq 5,15$ und $|\eta| \leq 1,3$, ist durch sie nicht überdeckt, da sich diesem Bereich die Tragestruktur für das Kalorimeter befindet. Die Szintillatoren der B- und C-Lage haben unterschiedliche Größen und messen typischerweise jeweils eine Fläche bis zu $2,2$ m mal $0,4$ m ab. Ihre Zeitauflösung beträgt etwa 5 ns.

Im Vorwärtsbereich besteht die A-Lage des Myonsystems aus einer Szintillatorfläche, gefolgt von vier Schichten von Driftzellen. Die B-Lage besteht aus drei Schichten von Driftzellen und einer weiteren Schicht von Szintillatoren. Die C-Lage besteht aus einer weiteren Schicht von Szintillatormaterial, die von drei Schichten von Driftzellen abgeschlossen wird. Der Unterschied zum WAMUS-Myonsystem besteht einerseits darin, daß die Szintillatoren in Pseudorapidität und Azimutalwinkel segmentiert sind ($\Delta|\eta| = 0, 1$ und $\Delta\phi = 4, 5$); Sie haben eine Zeitauflösung von 1,5 ns. Ferner sind die Driftzellen kleiner. Sie haben eine Breite von 1 cm, was einer maximalen Driftzeit von 60 ns entspricht. Man mißt Auflösungen von 700 μm .

Entsprechend der unterschiedlichen Zellgeometrie werden die Driftzellen mit unterschiedlichen Betriebsspannungen versorgt. Außerdem haben beide Teile des Myonsystems ein eigenes Gasversorgungssystem. Die Myonkammern können Myonen identifizieren, ihre Ladung und ihren Impuls bestimmen. Die Impulsauflösung der Myonkammern ist wegen des Toroidmagneten vom Gesamtimpuls abhängig und auch von der Länge der Myonspur im Toroiden. Eine mögliche Parametrisierung der Impulsauflösung findet sich in [45]:

$$(3.3) \quad \frac{\sigma_i\left(\frac{1}{p}\right)}{\left(\frac{1}{p}\right)} = \sqrt{A^2 \cdot p^2 + B^2}$$

Die Impulsaufösungen sind für $|\eta| \leq 1$ und $1 \leq |\eta| \leq 2$ verschieden. Die Parameter für den Bereich $|\eta| \leq 1$ lauten $A = 0,00437/\text{GeV}$ und $B = 0,348$. Dabei beschreibt der Term $A \cdot p$ die Impulsauflösung, die durch die feste Ortsauflösung der Myonkammern bedingt ist. Dieselbe Unsicherheit der Messung der Krümmung hat bei kleineren Spurkrümmungen (also geraderen Spuren mit größerem Impuls) größere Impulsunsicherheiten zur Folge. Der Term B beschreibt den Einfluß der Vielfachstreuung eines Myons im Toroiden auf die Impulsauflösung.

Das Verfahren zur Bestimmung der Parameter verläuft analog zu dem, das für den Zentralbereich vorgestellt wurde.

3.2.2 Myonidentifikation und Myonrekonstruktion

Die im Detektor registrierten Informationen werden physikalischen Objekten, wie Myonen, Elektronen oder Jets zugeordnet. Im Falle der Myonen werden bei der Rekonstruktion der Detektordaten sogenannte Myonkandidaten gebildet, von denen es verschiedene Typen gibt. Ein Myonkandidat enthält alle Informationen, die einer Myonspur zugeordnet werden. Im günstigsten Fall stammen diese Informationen aus dem Myonsystem, dem Kalorimeter und dem Zentralbereich. In der Realität kommt es jedoch oft vor, daß eine oder zwei der angegebenen Informationen fehlen. Die einzige Beschränkung dabei ist, daß es keine Myonkandidaten gibt, die nur auf Informationen des Zentralbereiches beruhen, da dieser keine Myonen identifizieren kann. Ansonsten sind alle Kombinationen möglich. Im folgenden sollen die einzelnen Teile eines Myonkandidaten beschrieben werden:

Myonsystem

Im Myonsystem werden Myonen durch Treffer von Szintillatoren und Driftzellen identifiziert. Mithilfe dieser Informationen wird versucht, einzelne Spursegmente zu rekonstruieren. Entsprechend der Benennung der Lagen des Myonsystems heißt ein rekonstruiertes Spursegment in der A-Lage auch A-Segment. Ein hinter dem Toroiden rekonstruiertes Spursegment heißt BC-Segment. Hat ein Myonkandidat A- und BC-Segment, so spricht man von einem Myonkandidaten mit einer lokalen Spur. Bei ausreichend vorhandener Information wird versucht, die Anpassung einer Myonspur durch den Toroiden durchzuführen. Wenn sie gelingt, wird das $\chi^2/\text{n.d.o.f.}$ der Anpassung gespeichert. Das Mißlingen wird dadurch gekennzeichnet,

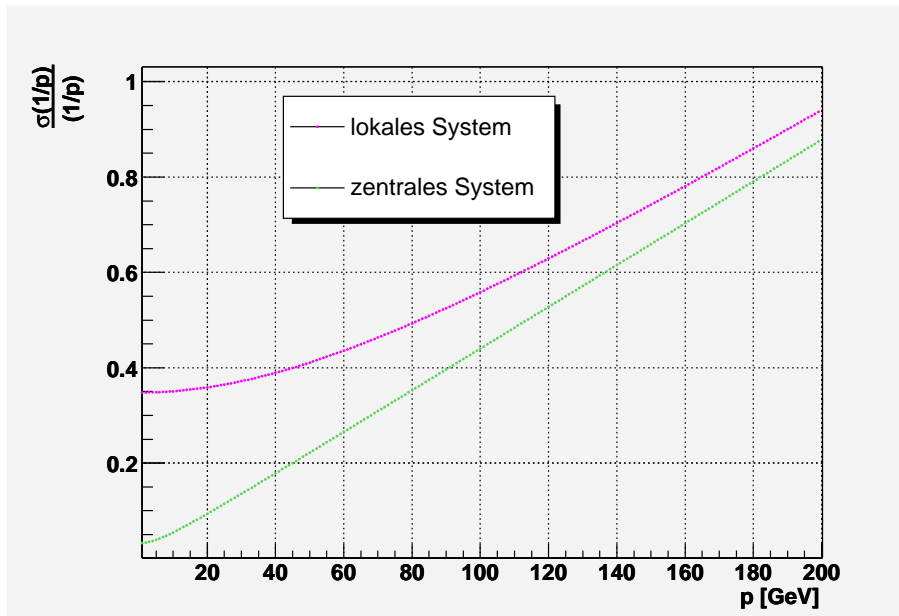


Abbildung 3.5: Impulsaufösungen des Zentralbereiches und des Myonsystems im Vergleich.

daß die Variable für die Qualität der Anpassung $\chi^2/\text{n.d.o.f.}$ negativ ist. Andere gespeicherte Variablen (soweit sie aus den vorhandenen Informationen berechenbar sind) sind η , ϕ , Ladung, die Anzahl an Treffern von Driftzellen und Szintillatoren und der in den Myonkammern gemessene Gesamtimpuls p_{local} . Die Szintillatorzeiten und der Durchstoßpunkt der Myonspur durch die A-Lage wird ebenfalls gespeichert. Myonen, die im Myonsystem identifiziert werden, nennt man auch lokale Myonen. Hat ein lokales Myon mindestens einen Szintillatortreffer jeweils vor und hinter dem Toroiden sowie jeweils mindestens zwei Driftzellentreffer vor und hinter dem Toroiden, so spricht man von einem offline medium Myon. Offline bedeutet hier, daß das Myon die geforderten Eigenschaften anhand der Information erfüllt, die nach der vollständigen Rekonstruktion des Ereignisses vorliegt. Es gibt andere Definitionen von medium Myonen, so z.B. gibt es Level 2 medium Myonen. Die hier zur Verfügung stehende Information über das Ereignis ist ein Teil der Information, die nach der Rekonstruktion zugänglich ist. Im folgenden verstehen sich medium Myonen - falls nicht explizit anders genannt - immer als offline medium Myonen.

Kalorimeter

Myonen werden im Kalorimeter durch ihre minimalionisierende Spur identifiziert. Man spricht dann von Kalorimetermyonen. Die Anzahl getroffener Lagen im Kalorimeter sowie η und ϕ der Myonspur werden gespeichert. Insbesondere ist eine Energie- oder Impulsmessung nicht möglich. Der Energieverlust der Myonen im Kalorimeter beträgt typischerweise zwischen 2 GeV und 2,5 GeV.

Zentralbereich

Myonen können im Zentralbereich nicht identifiziert werden. Zu bereits im Kalorimeter und/oder im Myonsystem identifizierten Myonen kann die in η und ϕ am Besten passende Spur im Zentralbereich assoziiert bzw. angepaßt werden. Die Güte der Anpassung wird durch

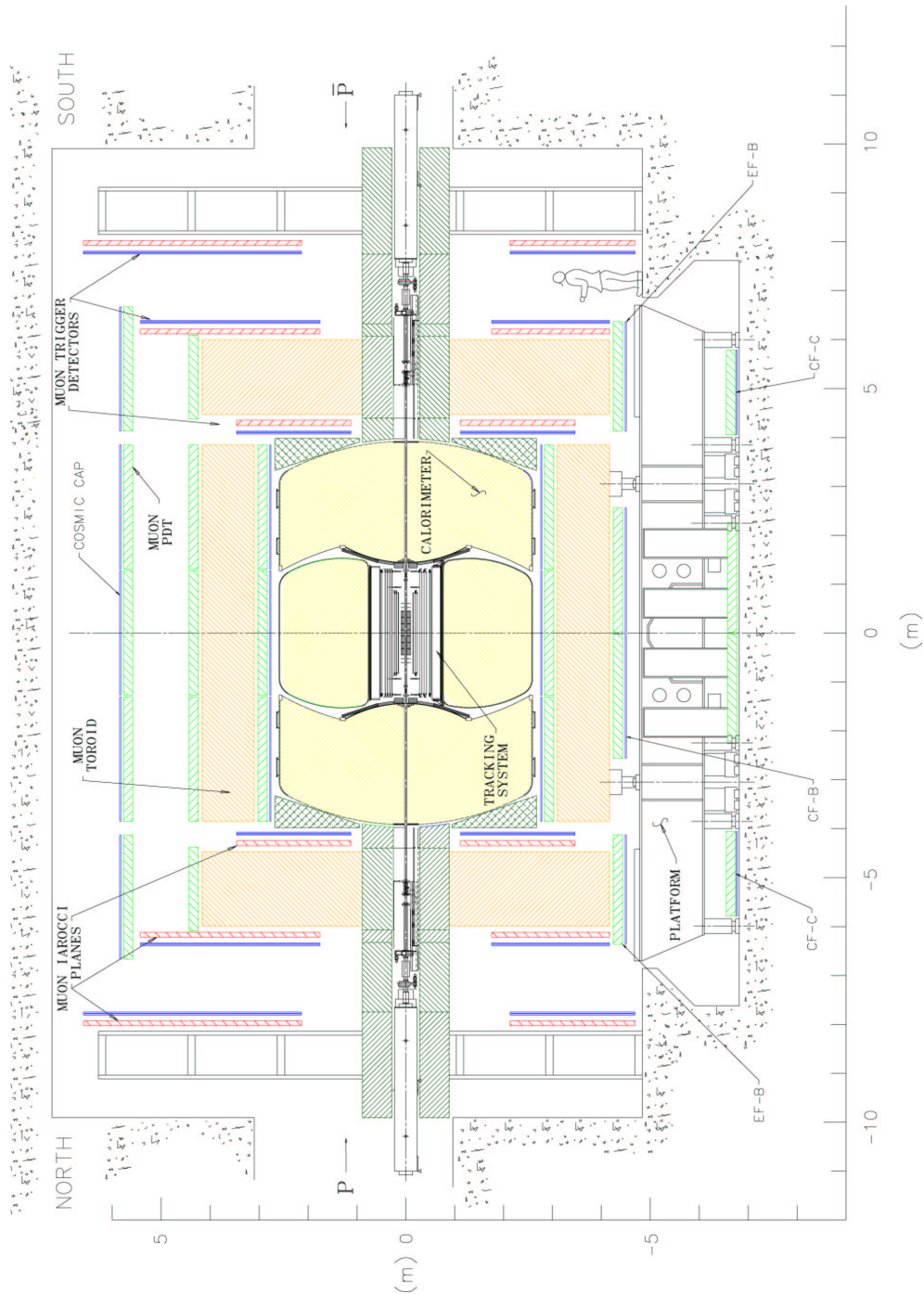


Abbildung 3.6: Der DØ-Detektor im Gesamtüberblick.

ein globales $\chi^2/\text{n.d.o.f.}$ zum Ausdruck gebracht, das negativ ist, falls eine solche Anpassung nicht möglich ist. Die zentrale Spur trägt Informationen wie die Trefferzahl im SMT und CFT, η , ϕ , Ladung und den Transversalimpuls der zentralen Spur $p_{t,central}$. Desweiteren ist der Abstand z_0 der Spur entlang der z -Achse zum nominellen Interaktionspunkt $z = 0$,

sowie der kürzeste Abstand dca (engl.: **d**istance of **c**losest **a**pproach to the beam = Abstand bei der grössten Annäherung an den Strahl) der Spur in der r - φ -Ebene zum Strahl gespeichert. Jeder Myonkandidat wird seiner Qualität nach mit der Variable $nseg$ (engl.: **n**umber of **s**egments : Anzahl der Segmente) eingeteilt, die die global zur Verfügung stehende Information berücksichtigt (vgl.: [46] und Tabelle 3.1).

Mithilfe des zentralen Detektors und des Kalorimeters kann für ein lokales Myon bestimmt

$nseg$	Myontyp
+3	zentrale und lokale Spur
+2	zentrale Spur und BC-Segment
+1	zentrale Spur und A-Segment
0	zentrale Spur und Treffer im Myonsystem oder zentrale Spur und Kalorimeterspur
-1	nur A-Segment
-2	nur BC-Segment
-3	nur lokale Spur

Tabelle 3.1: Die Variable $nseg$ zur Klassifikation von rekonstruierten Myonen.

werden, ob es isoliert ist, oder innerhalb eines Jets oder in der Nähe von anderen hochenergetischen Teilchenspuren liegt. Im folgenden soll ein Myon als isoliert bezeichnet werden, wenn es die folgenden Bedingungen erfüllt:

- Die Summe der transversalen Energien aller zentralen Spuren (außer der des betrachteten Myons) innerhalb eines Konus mit Radius $\Delta R \leq 0,5$ um das Myon beträgt weniger als 2,5 GeV.
- Die Summe aller im Kalorimeter gemessenen Energien in einem Hohlkonus mit den Radien $0,1 \leq \Delta R \leq 0,4$ um das Myon ist weniger als 2,5 GeV.

Da für ein Myon im günstigsten Fall eine Impulsmessung im Zentralbereich mit dem Ergebnis $p_{central}$ und eine im Myonsystem mit dem Ergebnis p_{local} zur Verfügung steht, werden beide Messungen zu einem globalen Impuls p_{global} kombiniert. Der globale Myonimpuls entsteht dabei aus einer Gewichtung der beiden Impulsmessungen, die deren jeweilige Auflösung mitberücksichtigt. Die Impulsmessung im Zentralbereich ist für niederenergetische Myonen wesentlich genauer als in den Myonkammern (vgl. Abbildung 3.5).

3.2.3 Luminosität und Trigger

Die Proton- und Antiprotonpakete durchlaufen einander an den vorgesehenen Strahlkreuzungspunkten mit einer Rate von etwa 1,7 MHz. Kollisionen von Protonen und Antiprotonen werden unter anderem von den Luminositätsmonitoren detektiert. Ein Luminositätsmonitor besteht aus 24 Szintillatorkeilen und bildet eine fast kreisförmige Fläche, die in der Mitte ein Loch für die Strahlröhre läßt (vgl. Abbildung 3.7). Die Luminositätsmonitore befinden sich jeweils vor den Endkappenkalorimetern auf beiden Seiten des nominellen Interaktionspunktes und decken den Bereich $2,7 \leq |\eta| \leq 4,5$ ab (vgl. Abbildung 3.3). Die Koinzidenzrate der Luminositätsmonitore wird zur Bestimmung der Luminosität verwendet (vgl. [30]). Dabei wird die Akzeptanz der Luminositätsmonitore auf bekannte elastische, sowie einfach und doppelt diffraktive Referenzprozesse von Proton und Antiproton benutzt, um die Luminosität zu bestimmen. Dies führt zu einem Fehler von 10 % bei der Luminositätsbestimmung. Seit der Aufrüstung des Detektors im Shutdown des Novembers 2003 erwartet man eine wesentlich bessere Luminositätsbestimmung für kommende Analysen.

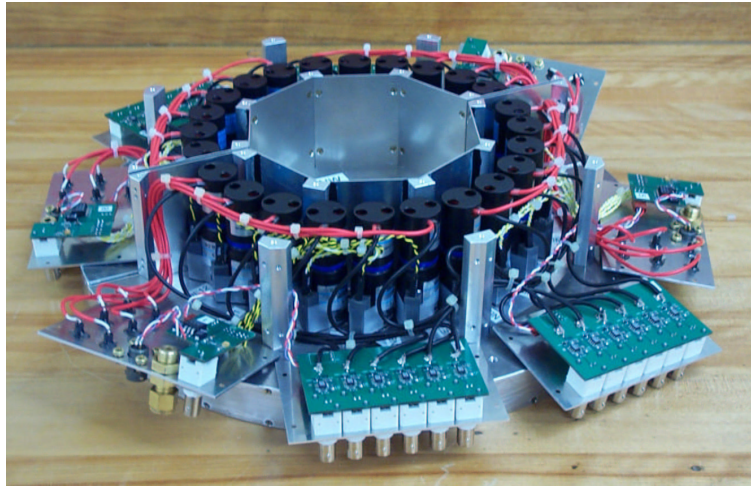


Abbildung 3.7: Ein Luminositätsmonitor mit angeschlossener Frontend-Elektronik.

Die Luminosität wird jeweils für den Zeitraum einer Minute bestimmt. Die zu diesem Zeitraum gehörigen Ereignisse (von denen etwa 3000 aufgezeichnet werden) werden in einem sogenannten Luminositätsblock zusammengefasst. Eine Anzahl von 150 bis 300 Luminositätsblöcken bildet einen Run, der regulär 2 bis 4 Stunden dauert. Zwischen 5 und 10 Runs bilden einen Store (vgl. Abbildung 3.9). Im Verlauf des Run II hat der Tevatron-Beschleuniger bis Ende November 2003 eine integrierte Luminosität von circa 315 (pb)^{-1} geliefert, von denen circa 220 (pb)^{-1} für Physikanalysen zur Verfügung stehen.

Momentan verfügt das DØ-Experiment über ein Datennahmesystem, mit dem es möglich ist, Detektorereignisse mit einer Rate von 50 Hz zu speichern. Bei einer typischen instantanen Luminosität von $20 \text{ (}\mu\text{b)}^{-1} \text{ s}^{-1}$ folgt nach Abbildung 2.5 eine totale Ereignisrate von 10^5 s^{-1} . Ein effizientes Triggersystem (engl.: trigger = Auslöser) trifft daher für jedes Ereignis die Entscheidung, ob es gespeichert werden soll oder nicht. Die Rate, mit der Detektorereignisse vom Triggersystem akzeptiert werden, muß folglich kleiner als 50 Hz sein. Triggerbedingungen und sogenannte Prescalefaktoren erreichen die gewünschte Ratenreduktion.

Das Verständnis des Triggersystems vollzieht sich am besten in zwei Teilen. Zuerst ist die Hierarchie und Zusammensetzung von einzelnen Triggerbedingungen zu einem Trigger zu verstehen. Im zweiten Schritt steht das Verständnis der praktischen Implementierung mehrerer Trigger in ein Triggersystem.

Trigger

Unter einem Trigger ist hier die logische Und-Verknüpfung von vier Bedingungen zu verstehen. Diese Bedingungen werden der Reihe nach als Level-1-Bedingung, Prescale-Bedingung, Level-2-Bedingung und Level-3-Bedingung bezeichnet. Als Beispiel diene der Trigger mit dem Namen MU_W_L2M0_TRK3:

1. Die Level-1-Bedingung des Triggers ist dann erfüllt, wenn die Luminositätsmonitore eine Koinzidenz aufweisen und zwei hintereinanderliegende Szintillatoren im Myonsystem ein Signal gegeben haben.
2. Die Prescale-Bedingung stellt keine physikalische Bedingung an die Reaktion des Detektors auf ein Ereignis. Sie besteht lediglich aus einer Zahl p . Jedesmal, wenn die Level-1-Bedingung das p -te mal erfüllt ist, ist auch die Prescale-Bedingung erfüllt. Der

Wert der Zahl p richtet sich nach der spontanen Luminosität und liegt im Falle des Beispieltriggers zwischen 4 und 20. Es ist auch möglich, den Ausgang der Level-2-Bedingung mit Prescalefaktoren zu unterdrücken. Dies ist für die verwendeten Trigger aber nicht der Fall und sei nur der Vollständigkeit halber hier erwähnt.

3. Die Level-2-Bedingung fordert ein bestimmtes Muster von Driftzellentreffern und Szintillatortreffern im Myonsystem. Es ist keine Impulsschwelle implementiert.
4. Die Level-3-Bedingung ist dann erfüllt, wenn eine globale Myonspur mit $p_t \geq 3$ GeV gefunden wird. Der kleinste Abstand der ermittelten Spur in der $r - \varphi$ -Ebene zum Strahl darf nicht größer sein als 1 cm. Außerdem muß die Summe der Anzahl der Treffer in SMT und CFT mindestens zehn betragen.

Die Hierarchie der Bedingungen versteht sich so, daß die Level-1-Bedingung für jedes Detektorereignis überprüft wird. Jedesmal wenn die Level-1-Bedingung das p -te mal erfüllt ist, wird die Level-2-Bedingung überprüft. Ferner wird die Level-3-Bedingung nur für solche Ereignisse überprüft, die die Level-2-Bedingung erfüllen. Ist die Level-3-Bedingung erfüllt, so sagt man, der Trigger habe gefeuert. Die Struktur macht deutlich, daß durch sie Rechenzeit eingespart werden soll, ferner können die Triggerbedingungen mit aufsteigendem Level komplexer werden. Mehrere Trigger werden nun parallel in einem Triggersystem implementiert.

Triggersystem

Das vom DØ-Experiment verwendete Triggersystem besteht aus bis zu 256 verschiedenen einzelnen Triggern. Die logische Oder-Verknüpfung aller implementierten Trigger entscheidet, ob ein Ereignis aufgezeichnet wird. Das Triggersystem besteht analog zu den abstrakten Triggerbedingungen aus vier Leveln. Der Level-1-Trigger beinhaltet alle Level-1-Bedingungen, der Level-2-Trigger alle Level-2-Bedingungen etc. Die Aufgliederung und Verschaltung der Triggerbedingungen des Beispieltriggers MU_W_L2M0_TRK3 auf die Triggerlevel des Triggersystems ist in Abbildung 3.8 graphisch dargestellt. Der Trigger MU_W_L2M0_TRK3 ist in blauer Farbe dargestellt. Die Level-1-Bedingung teilt er sich mit einem anderen Trigger, der ebenfalls in dieser Analyse verwendet wird. Dabei handelt es sich um den Trigger MU_W_L2M5_TRK10, der in roter Farbe dargestellt ist. Die gemeinsame Level-1-Bedingung bleibt farblos.

1. Der **Level-1-Trigger** ist ein reiner Hardwaretrigger. Er besteht aus FPGAs (Field Programmable Gate Arrays) und kann alle Level-1-Bedingungen parallel für ein Ereignis überprüfen. Gegenwärtig liegt die Rate, mit der Level-1-Trigger und die Prescalestufe Ereignisse akzeptiert, bei 1400 Hz. Mögliche Level-1-Bedingungen sind Treffer in Szintillatoren oder deponierte Energie in Kalorimetertowern, da diese Detektorinformationen schnell abrufbar sind.
2. Der **Level-2-Trigger** ist eine Mischung aus Soft- und Hardwaretrigger. Er überprüft alle Level-2-Bedingungen der Trigger, deren Level-1-Bedingung und Prescale-Bedingung erfüllt wurden. Er reduziert die Eingangsrate um etwa einen Faktor 2 auf 800 Hz. Typische Triggerbedingungen sind zum Beispiel Anzahl und Muster von Driftzellen- und Szintillatortreffern des Myonsystems.
3. Der **Level-3-Trigger** ist ein reiner Softwaretrigger. Alle Level-3-Bedingungen der Trigger, die die Level-2-Bedingungen erfüllen, werden hier überprüft. Er besteht aus einer Farm von Computern, die das zugrunde liegende Ereignis fast vollständig so rekonstruiert, wie es auch später für Analysen zur Verfügung steht. Dementsprechend sind fast alle Bedingungen, die als Schnitte in Analysen gemacht werden, auch als

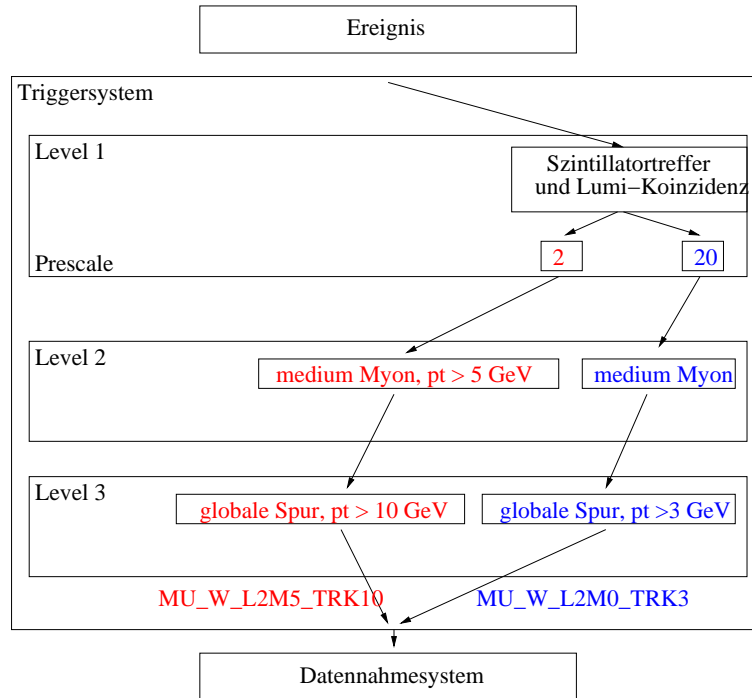


Abbildung 3.8: Schema und Hierarchie des Triggersystems.

Triggerbedingungen denkbar. Das sind im Falle von Myonen die Forderung nach globalen Myonspuren mit einer bestimmten Anzahl von Treffern im CFT und SMT oder Schnitte auf den Impuls. Im Falle von Elektronen kann die Struktur von Schauern überprüft werden, sowie Verhältnisse von Energiedepositionen in den unterschiedlichen Bereichen des Kalorimeters.

Bei dem im Moment verwendeten Triggersystem sind etwa 80 Trigger implementiert. Die Namen der Trigger und die Bedingungen ihrer einzelnen Level können einer Online-Datenbank entnommen werden (vgl. [32]). Jeder Run läßt sich eindeutig einer Konfiguration des Triggersystems zuordnen¹. Die gespeicherten Ereignisse enthalten für alle implementierten Trigger die Information, welche der Triggerbedingungen auf den verschiedenen Ebenen erfüllt werden.

Ferner ist festzuhalten, daß wegen der Prescalefaktoren die Luminosität für jeden Trigger einzeln bestimmt werden muß. Hat ein Trigger den Prescalefaktor p , so ist die integrierte Luminosität für die von diesem Trigger selektierten Daten der p -te Bruchteil der von den Luminositätsmonitoren bestimmten Luminosität für den Zeitraum der Datennahme. Man spricht dann von der Triggerluminosität. Unabhängig von dem Prescalefaktor werden in der Triggerluminosität Totzeiten des Triggersystems gegenüber der globalen Luminositätsmessung berücksichtigt.

Die Grafik 3.9 zeigt zusammengefaßt all das, was für das Triggersystem und die Luminosität wichtig ist. Man sieht hier einen kompletten Store. Zu Beginn wird der Ring mit Protonen und Antiprotonen gefüllt und diese auf eine Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV gebracht. Danach wird die Strahlführung so verändert, daß es innerhalb des Detektors zu Kollisionen

¹Viele Trigger werden weiterentwickelt. Um dabei den Überblick zu behalten, werden einzelne Konfigurationen des Triggersystems in sogenannten Triggerlisten gespeichert. Wird ab einem bestimmten Run einer oder mehrere Trigger geändert, so wird dazu eine neue Triggerliste erstellt, die die neuen Bedingungen enthält.

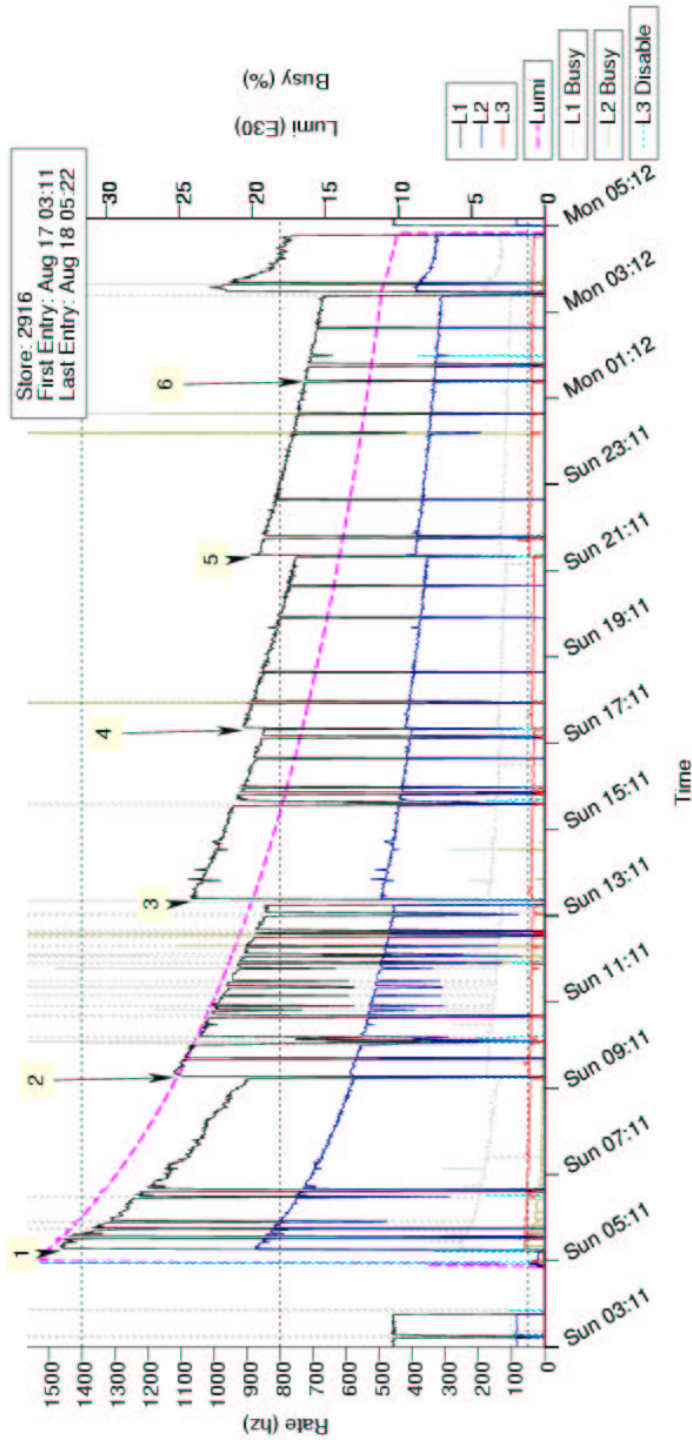


Abbildung 3.9: Triggerraten anhand des Store 2916.

der Protonen und Antiprotonen kommt. Durch die Koinzidenzrate der Luminositätsmonitore wird die Luminosität im Verlauf der Zeit bestimmt, was die in rosaner Farbe gestrichelte

Linie zeigt. Die dazugehörige y-Achse ist die rechte. Da ständig Protonen und Antiprotonen aus dem Strahlengang verlorengehen, nimmt die Luminosität mit der Zeit ab. Auf der linken y-Achse ist die Rate aufgetragen, mit der die einzelnen Triggerlevel Ereignisse akzeptieren. Man sieht in schwarz die Akzeptanzrate des Level-1-Triggers mit Prescalestufe. In blau ist die Akzeptanzrate des Level-2-Triggers und in rot die des Level-3 eingezeichnet. Die Triggerraten fallen mit abnehmender Luminosität, da die zugrundeliegenden Ereignisse, auf die die Trigger reagieren, proportional zur Luminosität sind. Vor dem Start des Datennahmesystems liest der für die Datennahme eingeteilte Schichtleiter die spontane Luminosität ab und wählt dementsprechend eine der vorgefertigten Prescalekonfigurationen aller Trigger aus, damit die zur Verfügung stehende Bandbreite von maximal 50 Hz auch optimal genutzt wird. Ein Run beginnt, wenn die Prescalekonfiguration gewählt ist. Bei (1) beginnt der erste Run von Store Nummer 2916. Nach vier Stunden wird der Run beendet. Da die spontane Luminosität jetzt erheblich abgefallen ist, wird vor Beginn eines weiteren Runs eine neue Prescalekonfiguration eingestellt, bei der die Prescalefaktoren kleiner sind als bei dem vorigen Run. Dadurch steigen die Triggerraten wieder an und lasten das Datennahmesystem wieder optimal aus. Dies wird so oft wiederholt, bis die spontane Luminosität so weit gefallen ist, daß eine neue Befüllung des Tevatron-Ringes mit Protonen und Antiprotonen effizienter ist. Der Store wird abgebrochen und der nächste beginnt.

3.2.4 Datenverwaltung

Wie im vorigen Kapitel dargelegt, werden Detektorereignisse mit einer Rate von 50 Hz bei dem gegenwärtigen DØ-Datennahmesystem aufgezeichnet. Nach einer Vorrekonstruktion werden diese Daten in einem Rohformat abgespeichert, wobei ein Ereignis etwa 250 kB Speicherplatz benötigt. Diese aufgezeichneten Ereignisse werden dann mit einer stabilen Version der neuesten Rekonstruktionssoftware rekonstruiert und in dem Datenformat Thumbnail (engl.: thumbnail = Daumnagel) abgespeichert, wobei die typische Ereignisgröße um eine Größenordnung abnimmt. Bei Thumbnails handelt es sich um komprimierte Daten, bei denen zusätzlich die gespeicherten Variablen den physikalischen Variablen im Wertebereich und in der Genauigkeit angepaßt werden, um Speicherplatz zu sparen. Rohdaten, Thumbnails sowie generierte Ereignisse mit Detektorsimulation werden durch das Datenverwaltungsprogramm SAM (Sequential Access via Metadata) für den Benutzer zugänglich gemacht (siehe [42]). Darüber hinaus stellen Physikgruppen nach definierten Kriterien vorselektierte Daten bereit, die zumeist lokal auf einem Rechnercluster des Fermilab verfügbar sind (siehe [40]) und auch in SAM enthalten sind.

3.2.5 Qualitätssicherung

Die Qualität der Daten wird sowohl in Schichten während der Datennahme als auch in Analysen nach der Datennahme überprüft. Die Ergebnisse dieser Überprüfungen werden zusammenfassend in einer Online-Qualitäts-Datenbank (siehe [28]) gespeichert. Sie erlaubt für jeden Run die Kennzeichnung als gut, vernünftig, schlecht oder unbekannt in jedem der Bereiche Myon, fehlende transversale Energie, Jet, Kalorimeter, SMT und CFT.

Während der Datennahme werden die Signale der Detektorelemente und des Triggersystems kontrolliert. Es werden verschiedene Bereiche gebildet, wobei für jeden eine Person eingeteilt wird, die die Funktion des jeweiligen Detektorteil und die Qualität der Daten überprüft. Es existieren Bereiche wie etwa DAQ für das Triggersystem, SMT für den Siliziumstreifendetektor oder Global Monitoring. Als Beispiel diene weiter das Global Monitoring. Während der Datennahme wird ein Bruchteil der Ereignisse rekonstruiert und in Kontrollhistogramme eingetragen. Die für das Global Monitoring eingeteilte Person überprüft diese Histogramme auf Auffälligkeiten und trägt sie in ein Logbuch ein. Bekannte Probleme werden nach einem festen Schema gelöst und bei unbekanntenen Problemen werden die entsprechenden Fachleute

konsultiert. Die Kontrollhistogramme für den Myonteil des Global Monitoring sind unter anderem η , φ und p_t Verteilungen (siehe [31]). Als Beispiel seien hier in Abbildung 3.10 die η -Verteilung und in Abbildung 3.11 die p_t -Verteilung des Runs 180956 gezeigt. Als schwarze Kreuze sind die Detektordaten gezeigt. Die rote Kurve zeigt die Referenz. Weichen Referenz und Daten stark voneinander ab, muß die Ursache dafür gefunden und behoben werden. Andererseits melden Physiker Auffälligkeiten, die sie bei ihren Analysen in rekonstruierten Daten finden. Diese werden dann von den Verantwortlichen überprüft und dann gegebenenfalls in die Datenbank eingetragen.

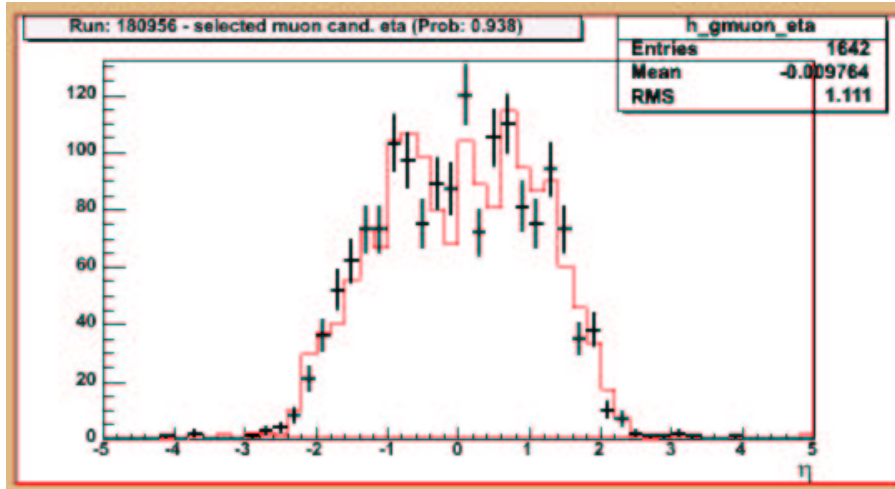


Abbildung 3.10: Beispiel einer η -Verteilung beim Global Monitoring.

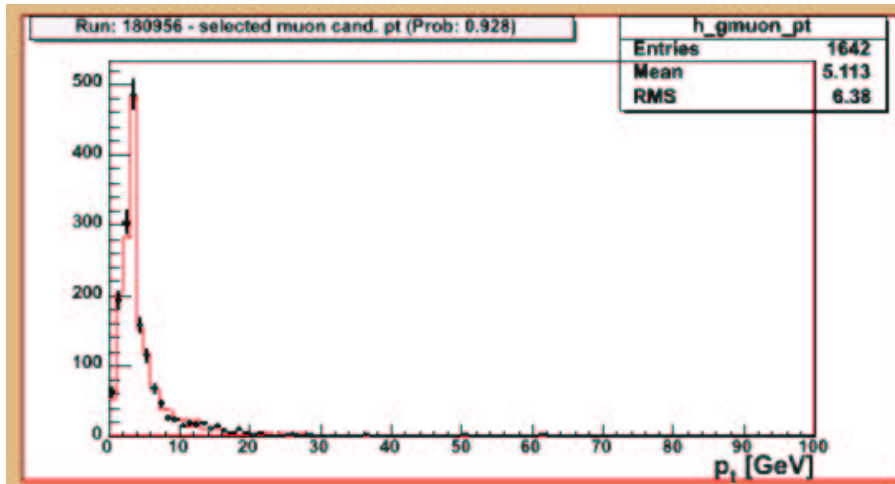


Abbildung 3.11: Beispiel einer p_t -Verteilung beim Global Monitoring.

Kapitel 4

Der inklusive Wirkungsquerschnitt

Ziel dieser Diplomarbeit ist die Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnittes für Myonproduktion. Dazu wird der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p + \bar{p} \rightarrow \mu + X$ sowohl aus DØ-Detektordaten als auch aus Simulationen bestimmt, wobei μ das höchstenergetische Myon in $|\eta| \leq 1$ sein soll und X für eine beliebige Anzahl beliebiger anderer Teilchen steht. Als Darstellungsform wird der einfach differentiell aufgetragene Wirkungsquerschnitt σ gegen den Transversalimpuls p_t gewählt, da der Transversalimpuls von einem Lorentz-Boost des Ereignisses in z -Richtung unabhängig ist. Dabei wird eine Einteilung in Transversalimpulsintervalle gewählt, die der zur Verfügung stehenden Statistik entspricht. Über die Pseudorapidität wird von $\eta = -1$ bis $\eta = 1$ integriert. Nach dieser Definition von inklusiv und dieser gewählten Darstellungsform verstehen sich alle Abbildungen und Zahlenangaben in Tabellen zum inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion in der vorliegenden Diplomarbeit.

$$(4.1) \quad \frac{d\sigma}{dp_t} = \frac{S}{L}$$

Dabei bezeichnet S die Zahl der Signalereignisse und L die integrierte Luminosität. Zuerst werden in Kapitel 4.1 Studien mit dem Ereignisgenerator Pythia durchgeführt, um eine Erwartung für den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion zu erhalten. Die Studien sind darauf ausgerichtet, in allen kinematischen Bereichen, die in den verwendeten Daten zugänglich sein werden, eine Erwartung für den zu berechnenden Wirkungsquerschnitt zu geben. Die Modellierung des Myonzerfallskanals der geladenen Kaonen und Pionen wird dabei von besonderem Interesse sein. Insbesondere ist es in der Simulation möglich, das Signal direkt zu extrahieren.

In einem zweiten Schritt wird der inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion aus den vorhandenen DØ-Detektordaten bestimmt. Es ist nicht möglich, das Signal direkt aus den Detektordaten zu erhalten, da sowohl der Detektor als auch die Rekonstruktion nicht ideal sind. Ein bei der Kollision im Detektor entstehendes Myon kann (wie bereits in Kapitel 3.2.2 beschrieben) mit unterschiedlicher Qualität oder auch gar nicht rekonstruiert werden. Um eine gute Impulsauflösung zu gewährleisten und Fehlzuordnungen von Spuren aus SMT und CFT zu Spuren im Myonsystem zu unterdrücken, ist es sinnvoll, eine bestimmte Mindestqualität der Myonen zu fordern. Daher muß bestimmt werden, mit welcher Wahrscheinlichkeit ε - auch Effizienz genannt - ein Myon diese Qualitätskriterien erfüllt. Die mit einer bestimmten Selektion gemessenen Ereignisse N_{sel} können dann mit Hilfe der Effizienz ε dieser Selektion auf die wahre Anzahl von Myonen nach $N_{gesamt} = N_{sel} \cdot \varepsilon^{-1}$ korrigiert werden. Die für diese Analyse verwendete Selektion wird in Kapitel 4.2.3 vorge-

stellt und motiviert. Kapitel 4.2.4 berechnet die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Myon diese Selektionskriterien erfüllt. In Kapitel 4.2.5 wird die verwendete Fehlerrechnung dargestellt und es wird ein erstes Ergebnis für die inklusive Myonproduktion ohne Untergrundkorrektur in Kapitel 4.2.6 gegeben.

Da der Detektor nicht gegen äußere Einflüsse völlig abgeschirmt ist, kann es sein, daß ein kosmisches Myon den Detektor zeitgleich zu einer Kollision durchquert und als Myon in den Detektordaten rekonstruiert wird. Dieses Ereignis ist ein Beispiel für ein Untergrundereignis. Als Untergrund sei hier jedes Objekt bezeichnet, das die Myonselektion erfüllt aber keinem von der Kollision stammenden Myon entspricht. In Kapitel 4.2.7 wird der Untergrund diskutiert. Bei bekanntem Untergrund U zu Signal S Verhältnis $\rho = \frac{U}{S}$ für die verwendete Selektion ergibt sich die Korrektur der gemessenen Ereignisse $N = S + U$ zu:

$$(4.2) \quad \frac{d\sigma}{dp_t} = \frac{N_{sel} - U_{sel}}{L \cdot \varepsilon}$$

$$(4.3) \quad = \frac{N_{sel}}{L \cdot \varepsilon \cdot (1 + \rho_{sel})} = \frac{S}{L}$$

Bei der Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts für Myonproduktion aus Daten wird sich der Bereich hoher Transversalimpulse als statistisch und systematisch schwieriger Bereich erweisen: Wegen der mit wachsendem Transversalimpuls stark abnehmenden Produktionsrate ist der Bereich hoher Transversalimpulse ein statistisch schwieriges Gebiet. Eine effiziente Vorselektion der Daten ist hier essentiell. Er ist in systematischer Hinsicht problematisch, da die berechneten Effizienzen im wesentlichen auf Myonen mittlerer bis kleiner Transversalimpulse beruhen.

Zum Schluß werden in Kapitel 5 für den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion die Ergebnisse aus Simulation und Messung, sowie eine ähnliche Messung aus dem Run I (vgl. [36]) verglichen. Ferner wird ein Vergleich der Ergebnisse mit dem Resultat der Diplomarbeit von Carsten Magaß durchgeführt, in der unter anderem der inklusive Wirkungsquerschnitt für Elektronproduktion aus DØ-Daten und Simulationen bestimmt wird (siehe [41]).

4.1 Generatorstudien zum inklusiven Wirkungsquerschnitt

Es werden selbst erzeugte Simulationen verwendet, um eine Erwartung für den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion zu geben. Es handelt sich dabei um Generatorstudien ohne Detektorsimulation.

Unter der Annahme, daß der verwendete Ereignisgenerator die Wirklichkeit gut beschreibt und keine neue Physik beobachtet wird, sollte dieses Ergebnis mit der Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts aus den DØ-Daten nach der Korrektur auf Selektionseffizienzen und Untergründe im Rahmen der Fehler der Mesung übereinstimmen.

4.1.1 Initialisierung und Modellierung mit Pythia

Für die Generatorlevelstudien wird der Ereignisgenerator Pythia Version 6.161 über das Root C++ Interface benutzt (vgl. [18, 19]). Damit läßt sich relativ schnell und flexibel eine Simulation mit ausreichender Statistik erzeugen. Pythia wird für Proton-Antiproton Kollisionen mit 1,96 TeV Schwerpunktsenergie initialisiert. Das System, in dem die generierten Ereignisse betrachtet werden, ist das Schwerpunktsystem. Damit auch für den Bereich hoher Transversalimpulse eine genügende Anzahl von Ereignissen generiert wird, wird die Methode der Erzeugung gewichteter Ereignisse angewendet. Dabei wird die Kollision der Partonen des einlaufenden Protons und Antiprotons kinematisch in verschiedene Bereiche aufgeteilt. Für jeden dieser Bereiche wird dann eine bestimmte Anzahl an Ereignissen generiert. Die kinematische Aufteilung wird nach Intervallen der Variable \hat{p}_t vorgenommen. Transformiert man in das Ruhesystem der kollidierenden Partonen und definiert dort die z' -Achse durch die Flugrichtung der Partonen vor dem Stoß, dann ist der Transversalimpuls der beiden auslaufenden Teilchen bezüglich dieser z' -Achse gleich \hat{p}_t . Insofern sind die Größen \hat{p}_t und p_t verschieden, da sie Meßgrößen in verschiedenen Bezugssystemen darstellen. Für den Fall, daß die z' -Achse näherungsweise die z -Achse ist, ist $\hat{p}_t \approx p_t$. Das kann dem folgenden Beispiel mit $\hat{p}_t = 94,3481$ GeV aus Tabelle 4.1 entnommen werden. Die Tabelle 4.1 zeigt den

Nummer	Teilchen	Ursprung	p_x [GeV]	p_y [GeV]	p_z [GeV]	p_t [GeV]
1	Proton	0	0	0	980	0
2	Antiproton	0	0	0	-980	0
3	Gluon	1	0,130269	-0,0933484	220,31	0,160262
4	d-Quark	2	-0,054242	0,173211	-216,985	0,181506
5	Gluon	3	-93,1229	15,6472	12,5784	94,4284
6	d-Quark	4	94,4755	-15,1852	-155,131	95,6881

Tabelle 4.1: Die ersten Stufen der Ereignisgeneration bei Pythia.

ersten Teil der Ereignisgeneration von Pythia (vgl. dazu [19] Kapitel 5.3.2). In Zeile 1 und 2 sind Proton und Antiproton aufgeführt, die sich mit je der halben Schwerpunktsenergie entlang der z -Achse aufeinander zu bewegen. Die Impulskomponenten senkrecht zum Strahl verschwinden. Zeile 3 und 4 zeigen die zwei Partonen im Eingangskanal der harten Reaktion, in diesem Fall ein Gluon aus dem Proton und ein d-Quark aus dem Antiproton. Dabei sieht man, daß die Partonen nur einen Teil der Schwerpunktsenergie des Protons bzw. Antiprotons in z -Richtung tragen und daß die Impulskomponenten senkrecht zur Strahlachse nicht mehr verschwinden. Zuletzt zeigen die Zeilen 5 und 6 den Ausgangskanal der harten Reaktion, der ebenfalls aus einem Gluon und einem Quark besteht. Diese fragmentieren später in weitere Teilchen. An dem Transversalimpuls der Teilchen 5 und 6 erkennt man nun näherungsweise den Wert für die Variable \hat{p}_t wieder.

ID	Anfangszustand	Endzustand	ID	Anfangszustand	Endzustand
1	$f_i + f_i$	γ/Z^0	20	$f_i + f_j$	$\gamma+/W^\pm$
2	$f_i + f_j$	W^\pm	22	$f_i + f_i$	$Z^0 + Z^0$
11	$f_i + f_j$	$f_i + f_j$	23	$f_i + f_j$	$Z^0 + W^\pm$
12	$f_i + f_i$	$f_k + f_k$	25	$f_i + f_i$	$W^+ + W^-$
13	$f_i + f_j$	$g+g$	28	$f_i + g$	$f_i + g$
14	$f_i + f_i$	$g+\gamma$	30	$f_i + g$	$f_i + Z^0$
15	$f_i + f_i$	$g+Z^0$	31	$f_i + g$	$f_j + W^\pm$
16	$f_i + f_j$	$g+W^\pm$	53	$g + g$	$f_i + f_i$
19	$f_i + f_i$	$\gamma+/Z^0$	68	$g + g$	$g + g$

Tabelle 4.2: Verwendete Prozesse bei der Ereignisgeneration von Pythia.

Es werden von $\hat{p}_t = 0$ GeV an 38 lückenlos aneinander anschließende \hat{p}_t -Intervalle zur Generation der Ereignisse gewählt. Die ersten zwei haben eine Breite von 5 GeV, die folgenden haben eine von 10 GeV. Das letzte Intervall in \hat{p}_t beginnt bei 360 GeV und endet bei 1 TeV. In jedem der 38 \hat{p}_t -Intervalle werden 2000000 Ereignisse erzeugt. Danach werden sie gewichtet addiert, um den Verlauf des inklusiven Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Transversalimpuls zu erhalten. Bei der Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts aus Generatorlevelstudien werden die in Tabelle 4.2 aufgeführten Prozesse verwendet. Der Prozess 96 (Semihard QCD 2 -> 2) ist stets eingeschaltet. Die 2 nach 1 Prozesse¹ zur Produktion der W- und Z-Bosonen sind nur in den ersten 6 \hat{p}_t -Intervallen eingeschaltet, die $\hat{p}_t \leq 50$ GeV erfüllen. Die 2 nach 2 Prozesse² zur W- und Z-Produktion sind ab dem 7ten \hat{p}_t -Intervall berücksichtigt. Dies gewährleistet die korrekte Berücksichtigung der W- und Z-Produktion über den betrachteten Transversalimpulsbereich (vgl. dazu [19] Kapitel 8.4.2). Innerhalb von Pythia ist es möglich, bestimmte Zerfallskanäle abzuschalten. So könnte man zum Beispiel für die W-Bosonen nur Zerfälle in Myon plus Myonneutrino erlauben. Das ist insofern ein Problem, als ein Myon auch indirekt durch das W-Boson erzeugt werden kann. Das ist dann der Fall, wenn das W-Boson zuerst in ein τ zerfällt, das dann in ein Myon zerfallen kann. Das W-Boson kann aber auch hadronisch zerfallen und dabei Teilchen erzeugen, die ihrerseits in Myonen zerfallen können. Deswegen bleiben alle Zerfallskanäle eingeschaltet. Das führt dazu, daß im Schnitt etwa jedes 100te generierte Ereignis ein Myon beinhaltet, das zum inklusiven Wirkungsquerschnitt beiträgt. Es zeigt sich wiederholt im Sinne der Einleitung, daß Myonen an vielen Reaktionen beteiligt und dementsprechend sehr interessante Elementarteilchen sind.

Alle bei der Kollision entstehenden Teilchen, die für diese Analyse numerisch relevant sind und in Myonen zerfallen, tun dies bevor sie massive Detektorteile erreichen. Allein die lange Lebensdauer der geladenen π - und K -Mesonen erlaubt ihnen, bis ins Kalorimeter vorzudringen. Die mittlere Lebensdauer der geladenen Pionen beträgt $\tau = (2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$ Sekunden. Sie haben eine Masse von $139,57018 \pm 0,00035$ MeV und zerfallen zu mehr als 99,9% in ein Myon und ein Myonneutrino. Die Masse der geladenen Kaonen beträgt $493,677 \pm 0,016$ MeV; Sie zerfallen im Mittel nach $\tau = (1,2386 \pm 0,0024) \cdot 10^{-8}$ Sekunden. Zu etwa zwei Dritteln befindet sich in dem Zerfallskanal ein Myon und zu einem Drittel Pionen (siehe [17]).

Über den Zerfall der Pionen und Kaonen wird die folgende Abschätzung gemacht: Die Wahrscheinlichkeit p , daß ein Teilchen mit einer mittleren Lebensdauer τ im Laborsystem die Zeit

¹Das sind die Prozesse 1 und 2

²Das sind die Prozesse 15, 16, 19, 20, 30, 31

t überlebt und dort die Strecke l im Vakuum zurücklegt, ist:

$$(4.4) \quad p = \exp\left(\frac{-t}{\gamma\tau}\right) = \exp\left(\frac{-vt}{v\gamma\tau}\right)$$

$$(4.5) \quad p = \exp\left(\frac{-l}{l_0}\right) = \exp\left(\frac{-l}{v\gamma\tau}\right) = \exp\left(\frac{-l}{c\tau\sqrt{\gamma^2 - 1}}\right)$$

Wobei v die Geschwindigkeit des Teilchens sein soll.

Für Pion und Kaon bestehen nun zwei Möglichkeiten: Sie können zerfallen, bevor sie massive Detektorteile, wie den Solenoiden und das Kalorimeter erreichen. Dabei erzeugen sie - wie zuvor beschrieben - Myonen, die im Kalorimeter und in den Myonkammern nachgewiesen werden können. Erreichen sie vor dem Zerfall den Solenoiden, so reagieren sie dort mit der Materie des Detektors und zerfallen nicht mehr in Myonen. Insofern ist interessant, welcher Bruchteil an erzeugten π - und K -Mesonen innerhalb des Solenoiden zerfällt. Die Wahrscheinlichkeit P , daß ein Teilchen nach einer Flugstrecke l zerfallen ist, ist dann offensichtlich:

$$(4.6) \quad P = 1 - p = 1 - \exp\left(\frac{-l}{c\tau\sqrt{\gamma^2 - 1}}\right) = P(l, \gamma, \tau)$$

Die verwendete Modellierung von Pythia läßt also auftretende π - und K -Mesonen mit einer Wahrscheinlichkeit von $P(l, \gamma, \tau)$ multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis in Myonen zerfallen. Dabei beschreibt l die Länge der Flugstrecke bis zum Solenoiden in Abhängigkeit der Pseudorapidität. γ beschreibt den Lorentz-Faktor des jeweiligen Mesons und τ seine mittlere Lebensdauer.

4.1.2 Ergebnisse und Diskussion

Die so initialisierte und modellierte Version von Pythia liefert für den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion das in Abbildung 4.1 gezeigte Ergebnis. Dabei ist der Verlauf des einfach differentiell gegen den Transversalimpuls aufgetragenen Wirkungsquerschnitts doppelt logarithmisch gezeigt. Die Werte dieser Abbildung sind Tabelle 4.3 zu entnehmen. Mit wachsendem Transversalimpuls fällt der Wirkungsquerschnitt stark ab. Er wird in Bereichen von Transversalimpulsen unter 3 GeV von dem Zerfall geladener Kaonen und Pionen dominiert. Hadronen, die c - oder b -Quarks beinhalten, erzeugen bei ihrem Zerfall Myonen, die den Bereich des inklusiven Wirkungsquerschnitts bis etwa 20 GeV wesentlich bestimmen. Ab einem Transversalimpuls von etwa 30 GeV stammen die Myonen zu mehr als 80 Prozent aus den Zerfällen der W - und Z -Bosonen. Der gezeigte Verlauf des inklusiven Wirkungsquerschnitts ist dann so zu lesen, daß man bei einem Datensatz von $L = 1(nb)^{-1}$ eine Anzahl von 11 Myonen erwartet, die einen Transversalimpuls zwischen 9 GeV und 10 GeV haben und in einem Bereich von $-1 < |\eta| < 1$ liegen. Die einfach differentielle Auftragung des inklusiven Wirkungsquerschnitts gegen die Pseudorapidität liefert die Abbildung 4.2. Hier sind die Einträge für jedes $\Delta\eta$ Intervall über alle Transversalimpulse integriert. Da die p_t Verteilung stark mit wachsendem Transversalimpuls abfällt, dominieren die Myonen aus den niedrigen Transversalimpulsbereichen die η -Verteilung und diese sind die Myonen aus den Zerfällen von Pionen und Kaonen.

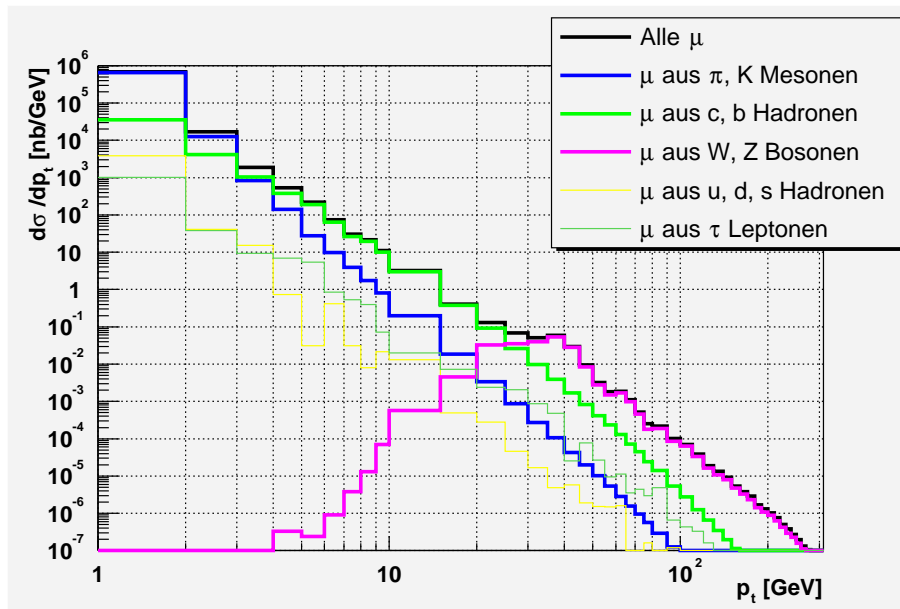


Abbildung 4.1: Der durch Pythia berechnete inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion als Funktion von p_t .

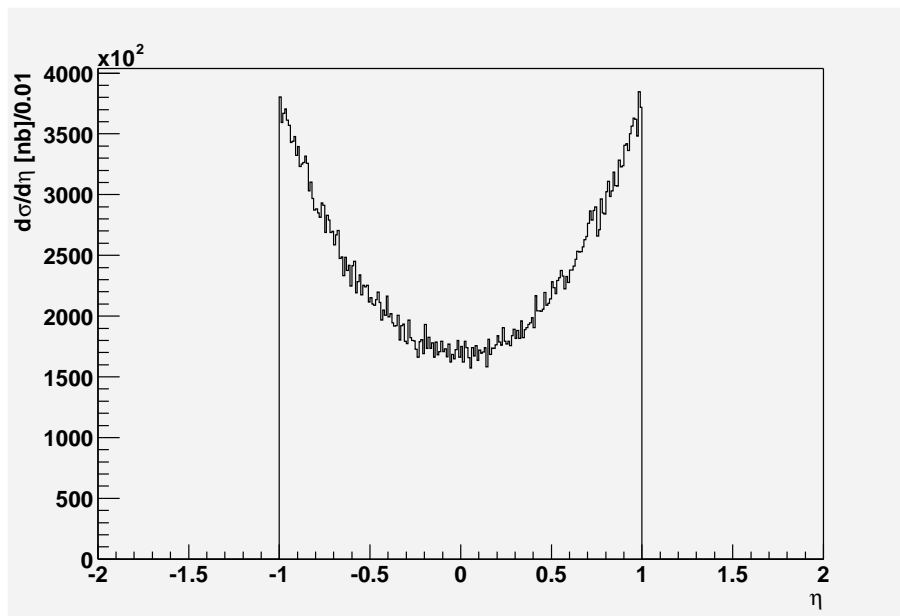


Abbildung 4.2: Der durch Pythia berechnete inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion als Funktion von η .

p_t [GeV]	XS [nb/GeV]	Anteil von π, K	Anteil von c, b	Anteil von W, Z
0 - 1	$4,63 \cdot 10^7$	0,99	$\leq 0,01$	$\leq 0,01$
1 - 2	$6,93 \cdot 10^5$	0,94	0,05	$\leq 0,01$
2 - 3	$1,69 \cdot 10^4$	0,75	0,25	$\leq 0,01$
3 - 4	$1,89 \cdot 10^3$	0,44	0,55	$\leq 0,01$
4 - 5	$5,30 \cdot 10^2$	0,27	0,72	$\leq 0,01$
5 - 6	$2,20 \cdot 10^2$	0,13	0,85	$\leq 0,01$
6 - 7	$7,50 \cdot 10$	0,13	0,85	$\leq 0,01$
7 - 8	$3,08 \cdot 10$	0,13	0,85	$\leq 0,01$
8 - 9	$2,15 \cdot 10$	0,08	0,90	$\leq 0,01$
9 - 10	$1,10 \cdot 10$	0,07	0,92	$\leq 0,01$
10 - 15	3,25	0,06	0,93	$\leq 0,01$
15 - 20	$4,11 \cdot 10^{-1}$	0,04	0,93	0,01
20 - 25	$1,31 \cdot 10^{-1}$	0,03	0,70	0,25
25 - 30	$6,79 \cdot 10^{-2}$	0,01	0,39	0,52
30 - 35	$5,14 \cdot 10^{-2}$	0,01	0,19	0,78
35 - 40	$5,87 \cdot 10^{-2}$	$\leq 0,01$	0,07	0,92
40 - 45	$2,99 \cdot 10^{-2}$	$\leq 0,01$	0,06	0,94
45 - 50	$9,57 \cdot 10^{-3}$	$\leq 0,01$	0,08	0,88
50 - 55	$3,24 \cdot 10^{-3}$	$\leq 0,01$	0,13	0,86
55 - 60	$1,84 \cdot 10^{-3}$	$\leq 0,01$	0,13	0,82
60 - 65	$1,88 \cdot 10^{-3}$	$\leq 0,01$	0,07	0,90
65 - 70	$1,11 \cdot 10^{-3}$	$\leq 0,01$	0,07	0,88
70 - 75	$5,13 \cdot 10^{-4}$	$\leq 0,01$	0,09	0,89
75 - 80	$2,51 \cdot 10^{-4}$	$\leq 0,01$	0,10	0,72
80 - 90	$2,17 \cdot 10^{-4}$	$\leq 0,01$	0,05	0,90
90 - 100	$1,01 \cdot 10^{-4}$	$\leq 0,01$	0,05	0,85
100 - 110	$7,06 \cdot 10^{-5}$	$\leq 0,01$	0,04	0,90
110 - 120	$3,84 \cdot 10^{-5}$	$\leq 0,01$	0,03	0,86
120 - 130	$1,91 \cdot 10^{-5}$	$\leq 0,01$	0,03	0,84
130 - 140	$1,33 \cdot 10^{-5}$	$\leq 0,01$	0,03	0,81
140 - 150	$9,16 \cdot 10^{-6}$	$\leq 0,01$	0,02	0,87
150 - 160	$5,34 \cdot 10^{-6}$	$\leq 0,01$	0,02	0,88
160 - 170	$3,83 \cdot 10^{-6}$	$\leq 0,01$	0,02	0,85
170 - 180	$2,93 \cdot 10^{-6}$	$\leq 0,01$	0,01	0,79
180 - 190	$1,70 \cdot 10^{-6}$	$\leq 0,01$	0,01	0,83
190 - 200	$1,30 \cdot 10^{-6}$	$\leq 0,01$	0,01	0,85

Tabelle 4.3: Die Werte für den durch Pythia berechneten inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

4.2 Eine Bestimmung aus DØ-Daten

Zur Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts aus DØ-Daten wird zuerst in Kapitel 4.2.1 auf die verwendeten Datensätze eingegangen. Ihr Umfang und ihr Verwendungszweck wird kurz erläutert. Kapitel 4.2.2 stellt beispielhaft anhand der vorhandenen Datensätze bekannte Teilchenresonanzen vor, die in Myonen zerfallen können. Die Dimyonresonanzen sind besonders interessant für die Bestimmung der Effizienzen. Es geht dabei im besonderen um das $J/\Psi(1S)$, die verschiedenen Υ Resonanzen und das Z-Boson. Das W-Boson wird ebenfalls kurz angesprochen. Dabei ist wichtig, daß nur der zentrale Impuls der Myonen verwendet wird. In Kapitel 4.2.3 wird die Selektion für die Myonereignisse vorgestellt und motiviert, die zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts verwendet wird. Bei der Selektion der Myonen zur Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts wird stets der globale Impuls zur Einteilung in die Transversalimpulshistogramme verwendet. Es wird lediglich ein Vergleich von lokalem und zentralem Impuls durchgeführt, um sicherzustellen, daß aus diesen beiden Impulsmessungen ein globaler Impuls auch sinnvoll gebildet werden kann. Im Anschluß daran werden die zur Selektion gehörenden Effizienzen in Kapitel 4.2.4 berechnet. In Kapitel 4.2.6 wird der inklusive Wirkungsquerschnitt aus Daten ohne Untergrundkorrektur vorgestellt. Die Korrektur auf den erwarteten Untergrund wird in Kapitel 4.2.7 vollzogen und die selektierten Ereignisse werden entsprechend korrigiert. Die Fehlerrechnung befindet sich in Kapitel 4.2.5.

4.2.1 Datensatz

Für die vorliegende Analyse wird ein Teil der Daten verwendet, die von dem DØ-Detektor von Anfang August des Jahres 2002 bis Ende Februar des Jahres 2003 aufgezeichnet worden sind. Diese Zeitspanne entspricht den Run-Nummern 161101 bis 173101. Von diesen werden die Runs nicht in der Analyse verwendet, die in der Online-Qualitäts-Datenbank in den Kategorien Myon, SMT, CFT als schlecht markiert sind (siehe [28]). Die Zeitspanne wurde deswegen so gewählt, weil die zugehörigen Daten alle mit derselben Softwareversion rekonstruiert worden sind. Es handelt sich dabei um die Rekonstruktionsversion p13.06.01. Das Triggersystem und die Triggeralgorithmen haben sich im Hinblick auf die für diese Analyse wichtigen Trigger in diesem Zeitraum ebenfalls nicht verändert. Die zugehörigen Triggerlisten haben Versionsnummern von 8.10 bis einschließlich 10.03.

Aus dem beschriebenen Zeitraum werden verschiedene, sich teilweise überlappende Datensätze für die Analyse benutzt. Bei dem Datenformat handelt es sich primär um Thumbnails. Diese Thumbnails werden mit dem DØ-Framework Programm Top-Analyze³ in Root-Trees umgewandelt (siehe [48]). Der Inhalt der Root-Trees wird letztendlich dann mit selbst geschriebenen Root-Skripten auf Myonen und deren Eigenschaften untersucht. Die mit wachsendem Transversalimpuls stark abnehmende Produktionsrate der Myonen hat dabei wichtige Auswirkungen auf die Wahl der Datensätze.

Generell sind vorselektierte Daten von nicht vorselektierten Daten zu unterscheiden. Die Datensätze, die aus nicht vorselektierten Daten bestehen, werden rasch zu umfangreich und schwierig zu handhaben. Vorselektierte Daten bezeichnet man auch als Skims (engl.: to skim = abschöpfen). Dabei werden nacheinander die gespeicherten Ereignisse eines gewählten Eingangsdatensatzes durchlaufen und auf eine Bedingung - die sogenannte Skimmingbedingung - überprüft. Erfüllt ein Ereignis die Bedingung, so wird es in den Ausgangsdatsatz gespeichert. Das hat den Vorteil, daß nach der Vorselektion in der Regel ein wesentlich kleinerer Datensatz vorliegt, der schneller bearbeitet werden kann. Die Analyse der Daten muß die mit der Vorselektion angewendeten Schnitte berücksichtigen, d.h. daß die zur Analyse verwendeten Selektionskriterien härter sein müssen als die in der Vorselektion gemachten. Ferner

³Es handelt sich dabei um eine selbst editierte Version des Programms.

ist die Luminositätsbestimmung komplexer.
Die in dieser Analyse verwendeten Datensätze lauten:

Datensatz niedriger Transversalimpulse

Myonereignisse, die einen Transversalimpuls von mehr als 3 GeV haben, sind relativ häufig. Für eine typische instantane Luminosität von $20 (\mu\text{bs})^{-1}$ kann man die Rate dieser Ereignisse mit den Pythiasimulationen auf 40 Hz abschätzen. Deswegen und weil die Priorität anderer Ereignisse höher eingeschätzt wird, wird der auf diese Ereignisse abgestimmte Trigger (MU_W_L2M0_TRK3) durch Prescalefaktoren je nach spontaner Luminosität mit einem Faktor 5 bis 20 unterdrückt. Die Anzahl von hochenergetischen Myonereignissen, die durch diesen Trigger ausgewählt werden, wird dann sowohl durch den Prescalefaktor als auch durch die stark mit dem Transversalimpuls abfallende Produktionsrate unterdrückt. Deswegen dient dieser Trigger sinnvollerweise nur zur Selektion von Myonereignissen im Bereich von kleinen Transversalimpulsen.

Für den Bereich niedriger Transversalimpulse des inklusiven Wirkungsquerschnittsspektrums werden die von (MU_W_L2M0_TRK3) getriggerten Ereignisse von 8 ausgewählten Runs verwendet. Die Auswahlkriterien richten sich nach möglichst kleinem Prescalefaktor und möglichst großer Rundauer. Informationen über Dauer der Runs und die zugehörigen Prescalefaktoren entnehme man [29]. Die so erhaltene Datenmenge für den Bereich kleiner Transversalimpulse besteht aus 255356 Ereignissen mit einer zugehörigen Triggerluminosität von $155,119 (nb)^{-1}$.

Datensatz hoher Transversalimpulse

Myonereignisse mit einem Transversalimpuls von mehr als 10 GeV sind weniger häufig. Die Pythiasimulationen lassen erwarten, daß die Rate solcher Myonereignisse um einen Faktor von etwa 100 seltener ist. Da diese Myonereignisse nicht nur seltener, sondern auch für den Großteil der Analysen interessanter sind, wird der Trigger, der diese Myonereignisse selektiert (MU_W_L2M5_TRK10) weniger stark durch Prescalefaktoren unterdrückt.

Für die Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnittsspektrums von Transversalimpulsen bis zu 150 GeV wird ein Datensatz verwendet, der nach Myonereignissen mit $p_t \geq 12$ GeV und einer zentralen Spur vorselektiert ist. Die Vorselektion verlangt ebenfalls, daß einer der Trigger auf die hochenergetischen Myonereignisse gefeuert haben muß. Das führt zu einer Datenmenge von 264983 Ereignissen, die einer Triggerluminosität von $15,3442 (pb)^{-1}$ entsprechen.

Dimyon-Datensatz

Die Ereignisse dieses Datensatzes sind nach Zwei-Myon-Ereignissen vorselektiert, wobei keine Vorselektion nach Triggerinformationen stattfindet. Er besteht aus 260040 Ereignissen. Mit diesem Datensatz läßt sich die Effizienz bestimmen, mit der einem im Myonsystem identifizierten Myon eine zentrale Spur zugeordnet werden kann.

Trigger-Datensatz

Der Trigger-Datensatz ist ebenfalls ein vorselektierter Datensatz. Die Vorselektion des Trigger-Datensatzes verlangt, daß das Ereignis durch Trigger auf elektromagnetische Objekte oder Jets aufgezeichnet worden ist und ein medium Myon enthält. Ob sich in der Menge der erfüllten Level-3-Triggerbedingungen auch Myontrigger befinden, ist für die Vorselektion nicht von Belang. Der Trigger-Datensatz umfaßt 317764 Ereignisse.

Resonanz	Zustand	Masse [MeV]	BR in Myonen
$c\bar{c}$	J/ ψ (1S)	$3096,78 \pm 0,04$	$5,88 \pm 0,1 \%$
$c\bar{c}$	J/ ψ (2S)	$3685,96 \pm 0,09$	$1,03 \pm 0,35 \%$

Tabelle 4.4: Zwei ausgewählte Charmoniumresonanzen.

4.2.2 Vorbereitung der Effizienzbestimmung

In diesem Kapitel werden bereits bekannte Teilchen in den zu analysierenden Daten gesucht. Dazu gehören die Teilchen J/ ψ , Υ und das Z-Boson, die durch ihren myonischen Zerfallskanal identifiziert werden sollen. Bekannte Zweimyonzerfälle sind für die Bestimmung von Effizienzen sehr wertvoll und können anhand ihrer invarianten Masse dem Mutterteilchen zugeordnet werden:

$$(4.7) \quad M_{\mu_1\mu_2} = \sqrt{(E_{\mu_1} + E_{\mu_2})^2 - (\vec{p}_{\mu_1} + \vec{p}_{\mu_2})^2}$$

Außerdem wird das W-Boson in den Daten zu finden sein: Dessen myonischer Zerfallskanal zeichnet sich durch ein hochenergetisches Myon und ein Myonneutrino aus. Das Neutrino wird indirekt dadurch nachgewiesen, daß die Summe aller Transversalimpulse nicht verschwindet. Der Transversalimpuls, der das Ungleichgewicht kompensiert, wird dann dem Neutrino zugeschrieben $p_{t\nu} = p_{t_{miss}}$. Die z-Komponente des Neutrinoimpulses kann nicht bestimmt werden, daher ist es nicht möglich die invariante Masse des W-Bosons zu bilden. Man bildet stattdessen die transversale Masse:

$$(4.8) \quad M_t = \sqrt{(E_{t_\mu} + E_{t_\nu})^2 - (p_{x_\mu} + p_{x_\nu})^2 - (p_{y_\mu} + p_{y_\nu})^2}$$

Die folgenden Teilcheneigenschaften sind [17] entnommen.

Resonanzen schwerer Quarks

Im Hinblick auf die Resonanzen schwerer Quarks seien Charmonium-Resonanzen (vgl. Tabelle 4.4) und Bottonium-Resonanzen genannt. Die verschiedenen Bottonium-Resonanzen liegen im Massenbereich von 9 GeV bis 11 GeV und können einzeln nicht aufgelöst werden. Um diese Resonanzen in Detektordaten zu sehen, wird der nach Zweimyonereignissen vorselektierte Datensatz verwendet. Es werden pro Ereignis alle isolierten medium Myonen in $|\eta| \leq 2$ mit zentraler Spur oberhalb einer Transveralimpulsschwelle von $p_t \geq 3$ GeV ausgewählt. Davon werden dann alle möglichen Myonpaare mit ungleicher Ladung gebildet und für jedes dieser Paare die Invariante Masse berechnet. In der gezeigten Abbildung 4.3 ist eindeutig die J/ ψ (1S)-Resonanz zu sehen. Die Anpassung einer Gaußkurve auf konstantem Untergrund an das invariante Massenspektrum ist in Abbildung 4.4 gezeigt und liefert einen Wert von $3,075 \pm 0,001$ GeV für die Masse des J/ ψ (1S). Das σ der Anpassung einer Gaußkurve an das invariante Dimyonmassenspektrum beträgt 0,085 GeV. Der beste bekannte Massenwert liegt also innerhalb von $0,25 \sigma$ des hier gemessenen Wertes. Der 2S-Zustand liegt etwa 500 MeV höher im invarianten Massenspektrum und ist nicht so stark ausgebildet. Berücksichtigt man das unterschiedliche Verzweignungsverhältnis der beiden Resonanzen in Myonen, so sieht man, daß der 2S-Zustand weitaus weniger häufig erzeugt wird als der 1S-Zustand. Trägt man den Abstand zwischen je zwei der selektierten Myonen gegen ihrer invarianten Masse auf, so erhält man die Abbildung 4.5. Daran kann man erkennen, daß die selektierten Myonpaare stets mehr als $\Delta R = 0,5$ auseinanderliegen. Der Grund dafür liegt in der Selektion, die die Isolation der Myonen fordert. Ferner sieht man, daß der gegenseitige Abstand der Myonen, in die das J/ ψ zerfällt, Werte von $\Delta R = 1,2$ nicht übersteigt. Das deutet darauf hin, daß das J/ ψ nicht in Ruhe zerfällt, da in diesem Fall Werte von

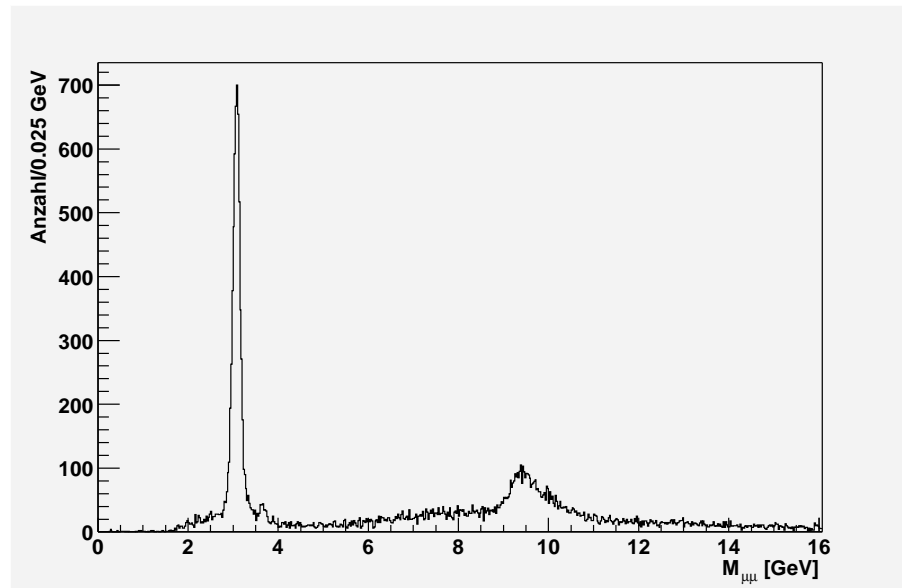


Abbildung 4.3: Das invariante Massenspektrum von Dimyonereignissen unterhalb von $M_{\mu\mu} = 16$ GeV.

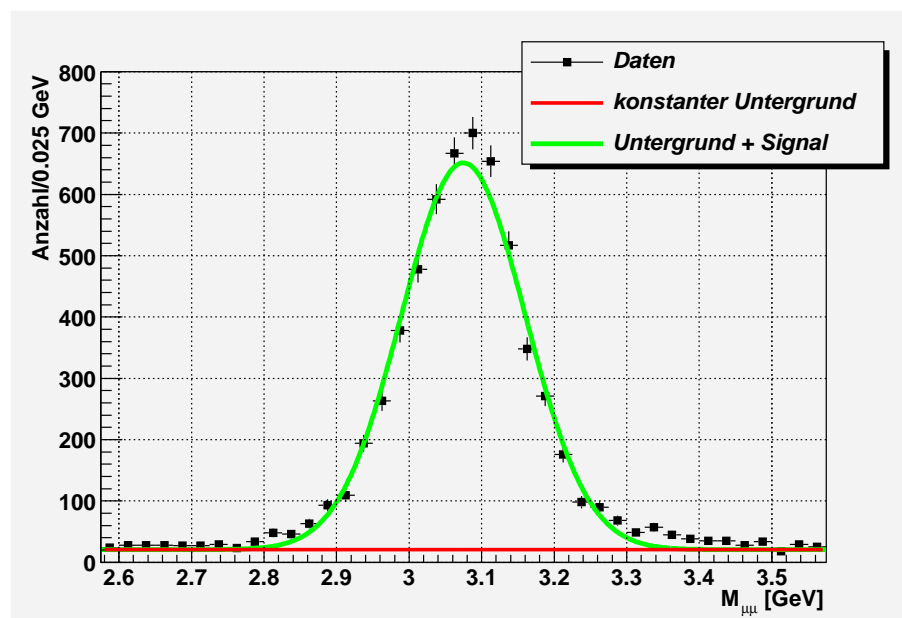


Abbildung 4.4: Die Anpassung einer Gaußkurve an das invariante Massenspektrum von Dimyonereignissen zur Massenbestimmung des $J/\psi(1S)$.

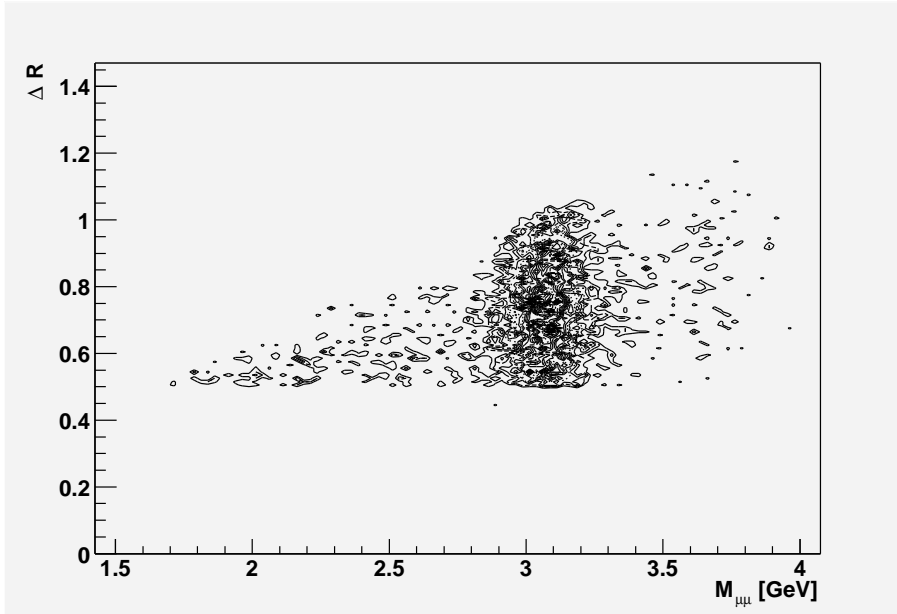


Abbildung 4.5: Der Abstand ΔR gegen die invariante Dimyonmasse $M_{\mu\mu}$.

$\Delta R \geq \pi$ vorkommen würden. Die verschiedenen Bottonium-Resonanzen sind nicht voneinander trennbar.

Das Z-Boson

Das Z-Boson ist eines der Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung. Seine Masse beträgt $91,1882 \pm 0,0022$ GeV (aus [17]). Es zerfällt zu mehr als zwei Dritteln hadronisch aber auch zu $3,367 \pm 0,005\%$ in ein Myon-Antimyonpaar. Um das Z-Boson im Myonkanal identifizieren zu können, wird der Datensatz hoher Transversalimpulse verwendet. Pro Ereignis werden alle isolierten medium Myonen in $|\eta| \leq 2$ mit zentraler Spur oberhalb einer Impulsschwelle von $p_t \geq 20$ GeV ausgewählt. Wie zuvor werden alle möglichen Myonpaare mit ungleicher Ladung gebildet und für jedes dieser Paare die Invariante Masse errechnet. Die Anpassung einer Gaußkurve an das invariante Dimyonmassenspektrum ergibt einen Wert von $88,87 \pm 0,77$ GeV. Die Standardabweichung der Anpassung beträgt $\sigma = 14,58$ GeV. Der als konstant angenommene Untergrund beträgt $5,53 \pm 2,14$ Einträge pro 10 GeV Bin. Der Massenwert fällt insgesamt zu niedrig aus.

Das W-Boson

Das W-Boson ist ebenfalls eines der Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung. Die W-Masse ist $80,43 \pm 0,05$ GeV (aus [17]). Zu mehr als zwei Dritteln zerfällt das W-Boson hadronisch. Der Zerfallskanal des W-Bosons in ein Myon und ein Myonneutrino hat eine Wahrscheinlichkeit von $10,49 \pm 0,29\%$. Der im Vergleich zum Z-Boson hohe Fehler in der Masse rührt daher, daß die invariante Masse nicht gebildet werden kann. Die W-Masse wird indirekt durch das transversale Massenspektrum ermittelt. Um ein solches Massenspektrum aus Daten zu erhalten, wird der Datensatz hoher Transversalimpulse verwendet. Darin werden Ereignisse selektiert, in denen genau ein medium Myon gefunden wird. Dieses Myon soll isoliert sein und eine zentrale Spur mit $\chi^2/n.d.o.f \leq 40$ zugewiesen bekommen haben. Ferner soll es in dem Akzeptanzbereich des CFT liegen und einen Transversalimpuls von mehr

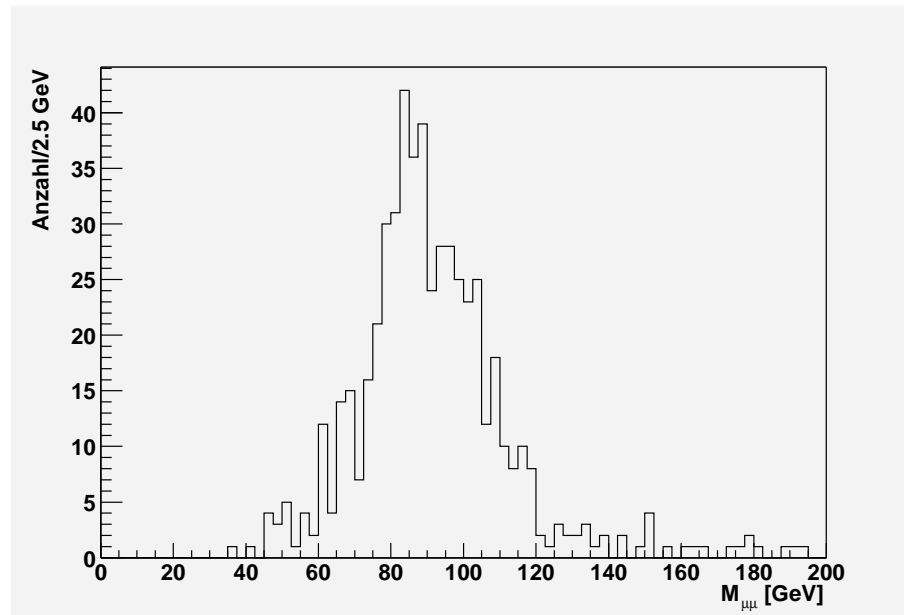


Abbildung 4.6: Das invariante Massenspektrum von Dimyoneignissen im Massenbereich des Z-Bosons.

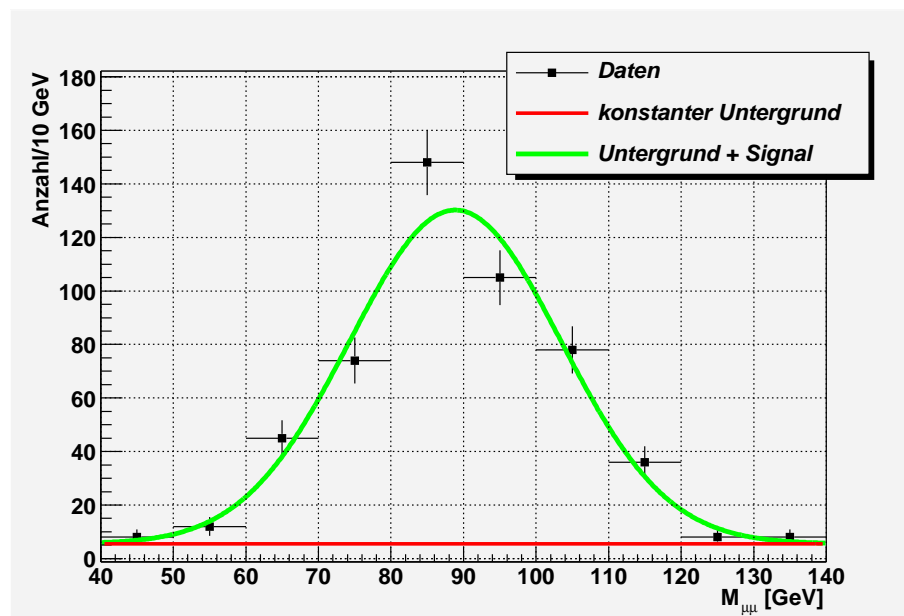


Abbildung 4.7: Die Anpassung einer Gaußkurve an das invariante Massenspektrum von Dimyoneignissen zur Massenbestimmung des Z-Bosons.

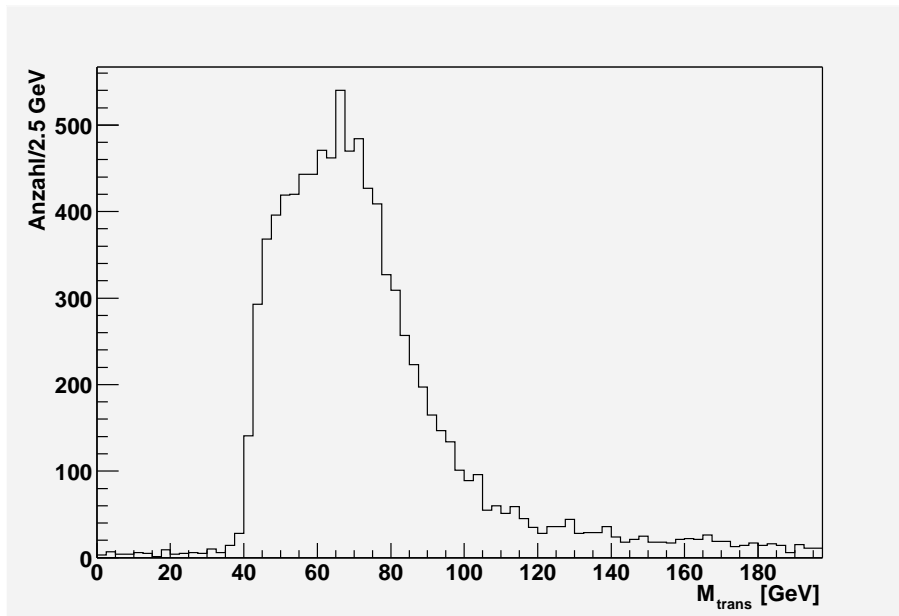


Abbildung 4.8: Verteilung der transversalen Masse.

als $p_t \geq 20$ GeV haben. Die fehlende transversale Energie soll ebenfalls mehr als 20 GeV betragen. Die dieser Selektion entsprechende Verteilung der Transversalen Masse findet sich in Abbildung 4.8.

4.2.3 Selektion

Im folgenden werden die Selektionskriterien beschrieben, mit denen Myonereignisse zur Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnittsspektrums ausgewählt werden. Die Selektion soll Fehlmessungen reduzieren und eine gute Impulsauflösung in Zentralbereich und Myonsystem für die selektierten Myonen gewährleisten. So läßt sich dann die einfach differentielle Auftragung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Transversalimpuls rechtfertigen. Die Selektionskriterien lauten:

- S1 Im Falle des Datensatzes niedriger Transversalimpulse soll das Ereignis durch den Trigger MU_W_L2M0_TRK3 getriggert sein, und im Falle des Datensatzes hoher Transversalimpulse soll das Ereignis durch MU_W_L2M5_TRK10 getriggert sein.
- S2 Das Myon befindet sich in $|\eta| \leq 1$ bezüglich des primären Vertex.
- S3 Das Myon hat Szintillatorzeiten mit $-10\text{ns} \leq t_A \leq 10\text{ns}$ und $-15\text{ns} \leq t_B \leq 10\text{ns}$.
- S4 Die Myonen befinden sich nicht im Bodenbereich des Detektors: $\varphi \notin [\frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4}]$.
- S5 Im Myonsystem soll das Myon von der Qualität medium sein und eine erfolgreich angepaßte Spur durch den Toroiden haben.
- S6 Dem Myon soll eine zentrale Spur mit den Parametern $\chi^2/\text{n.d.o.f} \leq 40$, Treffer im SMT ≥ 3 , Treffer im CFT ≥ 9 , $z_0 \leq 30$ cm, $dca \leq 1$ cm zugeordnet sein.
- S7 Die Impulse von zentraler Spur und Spur im Toroiden sollen innerhalb ihrer Fehler einander zugeordnet werden können.

Für die Einteilung der Myonereignisse in die Transversalimpulshistogramme wird ausschließlich der globale Impuls verwendet, da er die beste Impulsmessung für die Myonen liefert. Diese Selektion kann wie folgt motiviert werden:

- Zu S1 Um die Luminosität bestimmen zu können, werden Trigger zur Selektion der Ereignisse verwendet. Es handelt sich dabei um die in Kapitel 3.2.3 beschriebenen Trigger. Für den Bereich von Transversalimpulsen unter 40 GeV wird der Trigger mit dem Namen MU_W_L2M0_TRK3 verwendet, um aus dem niedrig- p_t Datensatz Ereignisse zu selektieren. Die Ereignisse des hoch- p_t Datensatzes werden durch MU_W_L2M5_TRK10 ausgewählt. Diese Trigger erlauben es, Myonereignisse mit einer globalen Spur in $|\eta| \leq 1,6$ zu selektieren, die sowohl im Akzeptanzbereich des SMT als auch dem des CFT liegen ($|\eta| \leq 1,6$).
- Zu S2 Aus dem Bereich, in dem die Trigger sensitiv sind, werden Myonen aus $|\eta| \leq 1$ ausgewählt. Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, unterscheidet sich das WAMUS-Myonsystem ($|\eta| \leq 1$) in vielerlei Hinsicht von dem FAMUS-Myonsystem ($1 \leq |\eta| \leq 2$). Die Größe und Granularität der Driftzellen und Szintillatoren ist unterschiedlich, Gas-system und Betriebsspannungen der Driftzellen unterscheiden sich ebenfalls, deswegen kann man nicht annehmen, daß die Auflösungen und Effizienzen der beiden Systeme gleich sind.
- Zu S3 Generell wird in allen myonbezogenen Analysen der genannte Schnitt auf die Szintillatorzeiten gemacht.
- Zu S4 Der Zentralbereich des Detektors ist bezüglich des Azimuthalwinkels φ in guter Näherung isotrop, da er zylindersymmetrisch konstruiert ist. Dies gilt nicht für das Myonsystem, das quaderförmig arrangiert ist. Dies kann man an der φ -Verteilung von medium Myonen für $|\eta| \leq 1$ in Abbildung 4.9 sehen. Man erwartet eine flache Verteilung der Myonen in φ . Die beobachtete Abweichung kommt dadurch zustande, daß die

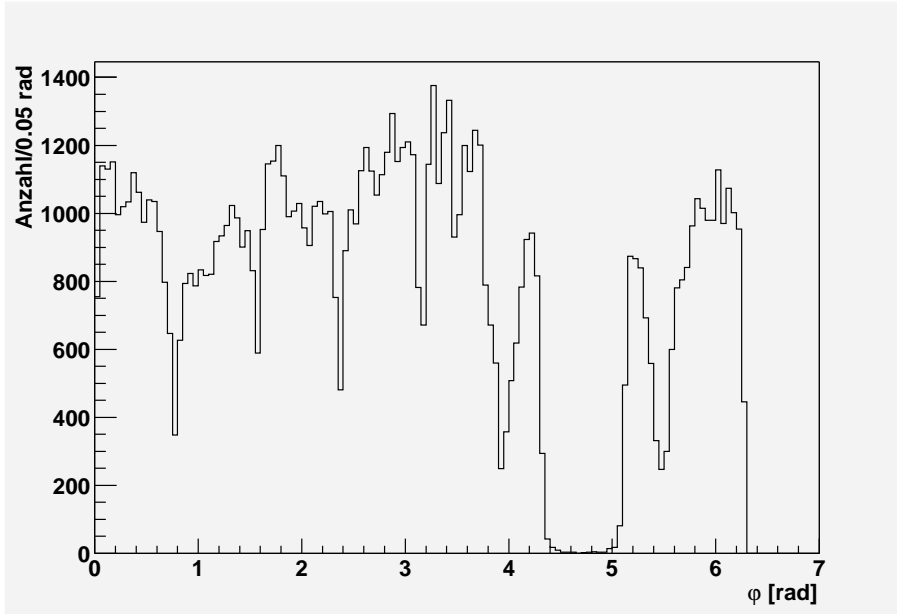


Abbildung 4.9: Die φ -Verteilung von medium Myonen in $|\eta| \leq 1$.

Abdeckung des Myonsystems insbesondere an den Übergängen der verschiedenen Oktanten ($\varphi = \frac{n\pi}{4}$) nicht optimal ist. Dies kommt an den Anschlußstellen der Quadranten nochmals stärker zum Ausdruck, da dort die Einsenkungen noch größer sind. Darüber hinaus sieht man, daß keine medium Myonen in einem bestimmten Teil des Bodenbereiches des Detektors ($4,25 \leq \varphi \leq 5,15$ und $|\eta| \leq 1,3$) gefunden werden⁴. Das liegt daran, daß das Myonsystem im Bodenbereich nicht voll instrumentiert ist, da sich dort Tragestrukturen für das Kalorimeter befinden. Daher wird der Bodenquadrant $\frac{5\pi}{4} \leq \varphi \leq \frac{7\pi}{4}$ herausgeschnitten.

- Zu S5 Mit der Information, die das Myonsystem liefert, werden die Myonen ausgewählt, die mindestens jeweils einen Szintillatortreffer vor und hinter dem Toroiden haben sowie mindestens jeweils zwei Drahttreffer vor und hinter dem Toroiden. Es handelt sich dabei also um medium Myonen. Für diese medium Myonen soll es gelungen sein, durch die Trefferpunkte im Myonsystem eine Myonspur durch den Toroiden anzupassen.
- Zu S6 Die Zuordnung einer zentralen Spur zu der Spur im Myonsystem soll maximal ein $\chi^2/\text{n.d.o.f} = 40$ haben. Diese zentrale Spur soll aus mindestens drei Treffern im SMT und mindestens neun Treffern im CFT bestehen. Die zur Ereignis Selektion verwendeten Trigger fordern in der Summe mindestens zehn Treffer. Mindestens drei Treffer im SMT stellen sicher, daß dort die Krümmung der Spur berechnet werden kann, während neun Treffer im CFT sicherstellen, daß dreidimensionale Spuren rekonstruiert werden. Der Abstand z_0 des Ausgangspunktes der zentralen Spur (x_0, y_0, z_0) zu dem Ursprung des Koordinatensystems des Detektors soll kleiner sein als 30 cm, da der Siliziumdetektor ab etwa 40 cm nicht mehr mit Zylinderelementen bestückt ist und daher dort alle Myonspuren herausgeschnitten würden, die senkrecht zum Strahl entweichen. Der

⁴Die aufgetragene Variable ist der im Zentralbereich des Detektors gemessene Azimutalwinkel. Die wenigen Einträge die dennoch in $4,25 \leq \varphi \leq 5,15$ zu finden sind, stammen entweder von fehlgemessenen Myonen oder von Myonen, deren Bewegungsrichtung nur im Zentralbereich in diese Region des Myonsystems zeigte.

kleinste Abstand der Spur in der r - φ -Ebene zum Strahl entspricht dem Wert der Variablen dca . Ihr Wert soll kleiner als 1 cm sein. Dies ist ein Konsistenzschnitt, da die Trigger dies ebenfalls fordern.

Zu S7 Zuletzt werden über die Impulsinformationen aus dem Zentralbereich und aus den Myonkammern diejenigen Ereignisse weggelassen, bei denen die durch alle anderen Schnitte selektierten Myonimpulse stark verschieden sind. Dann kann es sein, daß die Impulsmessungen nicht zu demselben Objekt gehören. Dieser Schnitt ist insofern sinnvoll, als in dieser Analyse keine Myonisation gefordert werden soll. Auch die vorigen Schnitte auf die Anzahl von Treffern in Drähten, Szintillatoren, Fasern und Siliziumstreifen haben den Sinn, gute Impulsmessungen in den einzelnen Bereichen zu gewährleisten.

Die Ereignisdarstellung eines selektierten Myons

In den Abbildungen 4.10, 4.11 und 4.12 ist die Rekonstruktion des Ereignisses 15195185 aus dem Run 172581 zu sehen. Es enthält ein positiv geladenes Myon, das durch die in diesem Kapitel beschriebene Selektion ausgewählt worden ist und im Detail die folgenden Eigenschaften besitzt:

1. Es hat 1 Szintillatortreffer in der A-Lage und 1 Szintillatortreffer in der BC-Lage.
2. Es hat 5 Drahttreffer in der A-Lage und 6 Drahttreffer in der BC-Lage.
3. Es hat eine durch den Toroiden angepaßte Spur mit $p_{t,local} = 42,42$ GeV.
4. Es ist isoliert.
5. Es hat 4 Treffer im SMT und 16 Treffer im CFT.
6. Die Spur im Zentralbereich hat einen Transversalimpuls von $p_{t,central} = 43,81$ GeV.
7. Die Spurparameter lauten $dca=0,03$ cm, $z_0 = -8,53$ cm.
8. Die Assoziation der beiden Spuren ist mit $\chi^2/n.d.o.f = 5,31$ zu einer globalen Spur mit dem Transversalimpuls $p_{t,global} = 42,76$ GeV verfolgt.
9. Die Richtung des Myons im Zentralbereich lautet: $\eta = 0,23$ und $\varphi = 0,37$ rad

Abbildung 4.10 zeigt den DØ-Detektor in der Projektion auf die x-y-Ebene. Das Ereignis ist auf diese Ebene projiziert dargestellt. Die rot gefärbten Linien entsprechen den Szintillatoren des Myonsystems, die das Myon detektiert haben. Rote Punkte bezeichnen einzelne Driftzellen, die ein Signal gegeben haben. Durch diese Trefferpunkte wird die lokale Myonspur angepaßt. Die Kästen entsprechen angesprochenen Kalorimeterzellen.

Abbildung 4.11 zeigt den DØ-Detektor ebenfalls in der Projektion auf die x-y-Ebene. Dabei ist der Zentralbereich stark vergrößert dargestellt und das Myonsystem wird weggelassen. Die Skizze, die links unten im Bild zu sehen ist, zeigt an, daß diese Darstellung in der x-y-Ebene als Integral von $\eta = -3,7$ bis $\eta = 3,7$ zu verstehen ist. Von innen nach außen gehend ist zuerst der SMT und CFT durch Kreise angedeutet. Spuren sind in schwarzer Farbe eingezeichnet. Danach folgt die Darstellung der Kalorimeterzellen mit ihrer Segmentierung in φ . Die blau gefärbten Balken geben die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie an und die in rot gefärbten Balken geben die im hadronischen Kalorimeter deponierte Energie an. Fehlende transversale Energie wird durch einen Balken in gelber Farbe dargestellt. Außerhalb der Darstellung des Kalorimeters werden die Treffer in den verschiedenen Lagen des WAMUS-Myonsystems farbig in Balken dargestellt. Die Treffer im FAMUS-Myonsystem werden farbig durch Rauten dargestellt. Die Farbkodierung versteht sich so, daß Treffer in

der A-Lage in roter Farbe, Treffer in der B-Lage in oranger Farbe und Treffer in der C-Lage in grüner Farbe dargestellt werden. Bei dem hier selektierten Myon handelt es sich also um eines, das in allen Lagen des WAMUS-Myonsystems detektiert worden ist.

Abbildung 4.12 zeigt den DØ-Detektor in einem Schnitt in einer r-z-Ebene. Das Myonsystem wird auch hier fortgelassen, wobei die Treffer im Myonsystem wie vorher durch farbige Balken dargestellt werden. Die η -Information bleibt hier erhalten, weswegen die Unterscheidung in Balken und Rauten nicht mehr notwendig ist. Die Segmentierung der Kalorimeterzellen in η ist erkennbar, wobei die Farbkodierung der Energiedepositionen im Kalorimeter wie vorhin zu verstehen sind. Im Zentrum der Abbildung sieht man die Zylinder- und Scheibenelemente des SMT gezeichnet. Spuren sind in schwarzer Farbe dargestellt. Die Skizze links unten im Bild zeigt an, daß diese Darstellung als Integral über φ zu verstehen ist. Im oberen Teil ist das Integral 0° bis 180° in φ dargestellt, im unteren das von 180° bis 360° . Spuren sind wieder in schwarzer Farbe eingezeichnet.

An Abbildung 4.12 kann man erkennen, daß zwei Ereignisse gleichzeitig stattgefunden haben. Die rekonstruierte Myonspur kann trotzdem eindeutig dem Vertex zugeordnet werden, der näher an $z = 0$ liegt.

Run 172581 Event 15195185 Wed Dec 10 18:44:09 2003

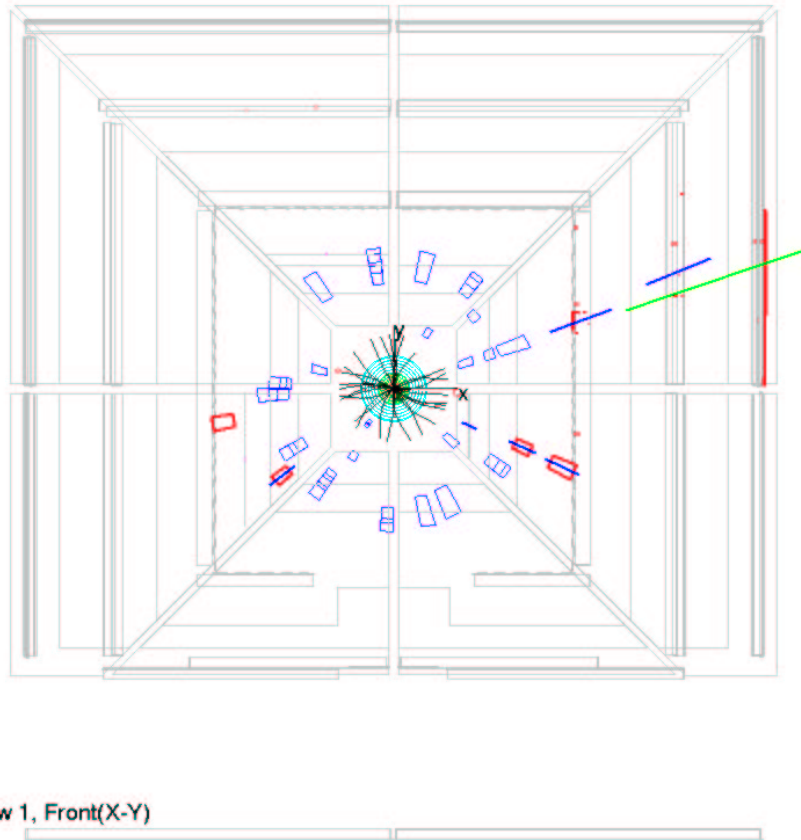


Abbildung 4.10: Übersichtsdarstellung des Ereignisses in der Sicht parallel zum Strahl.

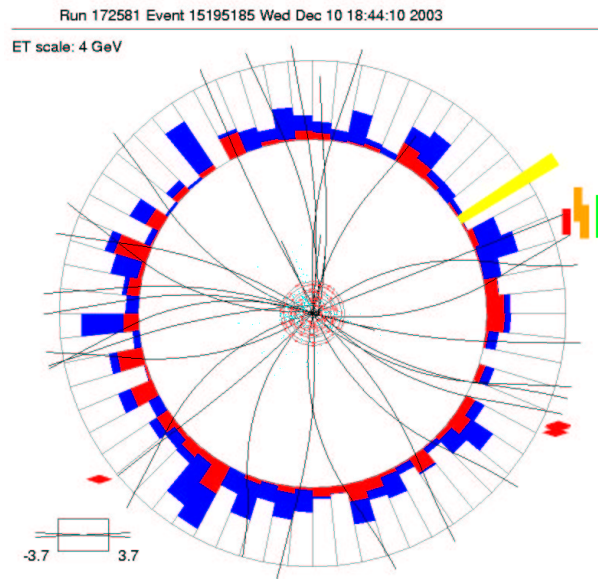


Abbildung 4.11: Vergrößerte Darstellung des Ereignisses in der Sicht parallel zum Strahl.

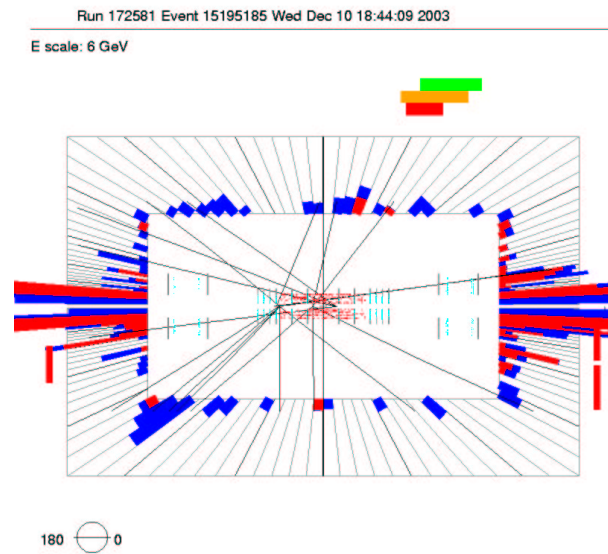


Abbildung 4.12: Darstellung des Ereignisses in der Sicht senkrecht zum Strahl.

4.2.4 Effizienzen

Bezüglich der in Kapitel 4.2.3 erfolgten Selektion muß bestimmt werden, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein vorhandenes Myon die Selektion nicht erfüllt. Die Korrektur der selektierten Ereignisse N_{sel} auf alle Ereignisse geschieht mittels der Effizienzen. Am besten bestimmt man sie aus Detektordaten, da die Bestimmung aus vorhandenen Detektorsimulationen wesentlich unrealistischer ist (siehe [47]).

S1 Triggereffizienz

Im folgenden wird die Triggereffizienz ε_{Trig} berechnet. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Myon vom Trigger erkannt wird. Um sie aus DØ-Daten zu bestimmen, benötigt man speziell vorselektierte Ereignisse, die in diesem Fall durch den Trigger-Datensatz zur Verfügung gestellt werden. Die Ereignisse dieses Datensatzes sind unabhängig⁵ von Myontriggern aufgezeichnet worden und enthalten ein medium Myon. Zur Bestimmung der Transversalimpulsabhängigkeit wird der globale Impuls verwendet. Ein Myontrigger kann mithilfe dieses Datensatzes nach folgendem Schema untersucht werden:

$$(4.9) \quad \varepsilon_{Trig} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse: Myontrigger feuert} + \text{Myon wird selektiert}}{\text{Anzahl der Ereignisse: Myon wird selektiert}}$$

Wegen des wechselnden Prescalefaktors wird die Triggereffizienz in zwei Teilen berechnet. ε_{L1} soll dabei die Effizienz der Level-1-Stufe, ε_{L23} soll die kombinierte Effizienz der Level-2- und Level-3-Stufe sein.

Aus dem Trigger-Datensatz werden die folgenden Ereignisse selektiert:

- medium Myon
- $|\eta| \leq 1$, $\varphi \notin [\frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4}]$
- zentrale Spur mit $\chi^2/\text{n.d.o.f} \leq 40$, Treffer im SMT ≥ 3 , Treffer im CFT ≥ 9 , $z_0 \leq 30$ cm, $dca \leq 1$ cm

Wendet man diese Selektion bis auf den Schnitt auf dca an, so erhält man im Falle des Datensatzes hoher Transversalimpulse die in Abbildung 4.13 gezeigte Verteilung. Man sieht, daß auch Myonenspuren selektiert wurden, deren dca -Wert größer als 1 cm ist, obwohl die Level-3-Bedingung unter anderem einen dca -Wert kleiner als 1 cm fordert. Der Grund dafür ist, daß die Level-3-Information weniger genau ist als die der offline-Rekonstruktion, da sie während der Datennahme schnell berechnet werden muß. Um die Konsistenz der selektierten Daten mit der Triggerbedingung zu gewährleisten, wird offline ein Schnitt von $dca \leq 1$ cm verlangt. Dies ist ein Beispiel dafür, daß in der offline-Selektion alle vorigen Schnitte als Sicherheitsschnitte wiederholt werden müssen. Ereignisse, die der Selektion genügen, werden in die sogenannte Referenzmenge aufgenommen. Ereignisse, die diese Selektion erfüllen, und zusätzlich die Eigenschaft haben, daß die Level-1-Bedingung der verwendeten Trigger erfüllt ist, werden in die Submenge aufgenommen. Der Quotient $\frac{s}{r}$ der Elementzahlen der Submenge s und der Elementzahlen der Referenzmenge r ergibt ε_{L1} . Abbildung 4.14 zeigt den Verlauf der Effizienz mit dem Transversalimpuls. Die Fehler der einzelnen Punkte werden asymmetrisch nach Binomialstatistik berechnet (vgl. [44]):

$$(4.10) \quad \varepsilon = \frac{s}{r}$$

$$(4.11) \quad \varepsilon_{\pm} = \varepsilon \pm \Delta\varepsilon = \frac{\left(r(1+2s) \pm \sqrt{r^2(1+2s)^2 - 4r(1+r)s^2} \right)}{2r(1+r)}$$

⁵D.h. sie sind durch Trigger auf elektromagnetische Objekte oder Jets aufgezeichnet worden.

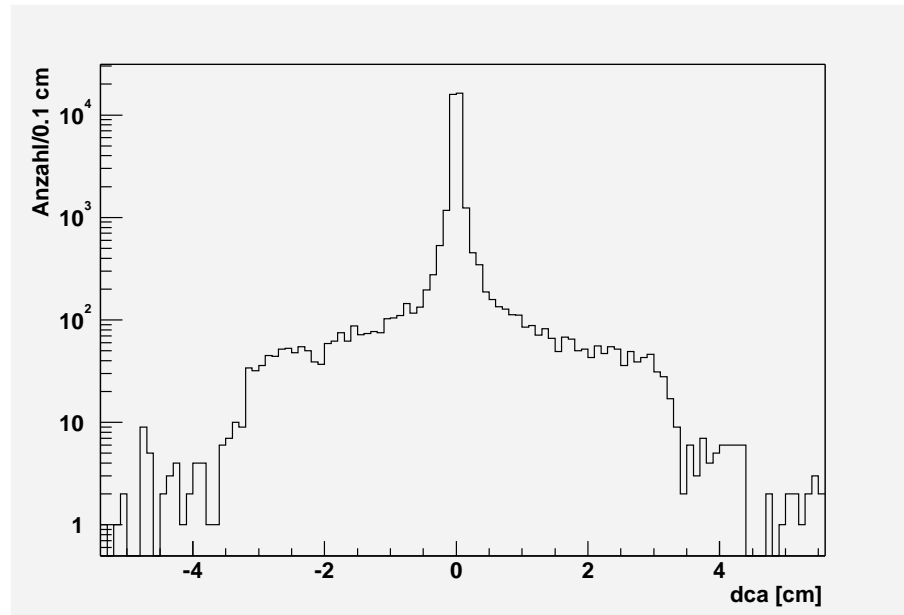


Abbildung 4.13: Die dca-Verteilung von selektierten Myonen.

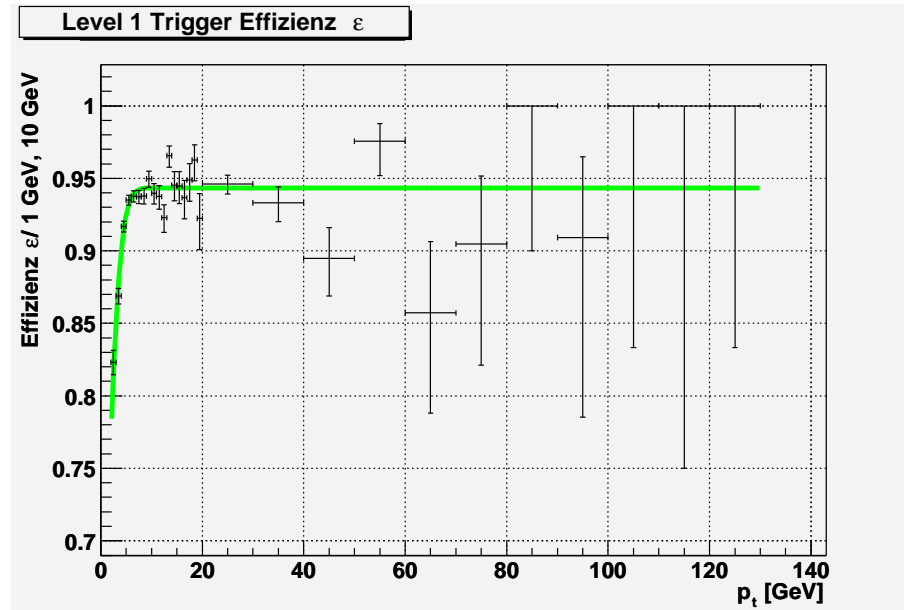


Abbildung 4.14: Die Level-1-Trigger Effizienz als Funktion von p_t .

Parameter	Wert	Fehler
σ	2,64 GeV	$\pm 0,22$ GeV
m	-0,40 GeV	$\pm 0,31$ GeV
ε_0	0,94	$\pm 0,01$

Tabelle 4.5: Die Anpassungsparameter einer turn-on Kurve an den Verlauf der Level-1-Triggereffizienz.

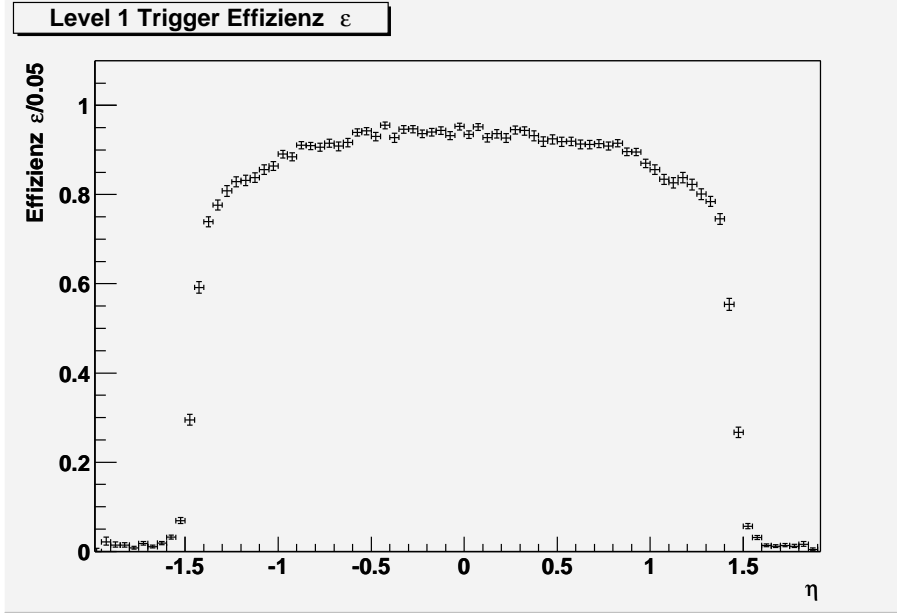


Abbildung 4.15: Die Level-1-Trigger Effizienz als Funktion von η .

$$\approx \varepsilon \pm \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{r}}$$

Eine Integralfunktion über eine Gaußkurve, die man auch als turn-on Kurve bezeichnet, wird an den Verlauf der Effizienz angepaßt:

$$(4.12) \quad \varepsilon(p_t) = \frac{\varepsilon_0}{2} \cdot \left(1 + \Gamma \left(\frac{p_t - m}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right)$$

Der turn-on zeichnet sich dadurch aus, daß er bei hohen Transversalimpulsen $p_t \gg m$ gegen den Wert ε_0 strebt. Bei $p_t = m$ ist er gleich $\frac{\varepsilon_0}{2}$. Ist die Variable σ gleich Null, so ist der turn-on eine Stufenfunktion. Mit größer werdendem σ weicht diese Stufe mehr und mehr auf. Aus der Anpassung des turn-on an den Verlauf der Effizienz ergeben sich die in Tabelle 4.5 gezeigten Werte. Trägt man die Level-1-Triggereffizienz gegen die Pseudorapidität auf, so erhält man Abbildung 4.15. Hierbei wurde die Beschränkung $|\eta| \leq 1$ der zuvor beschriebenen Selektion fallen gelassen. Es ist deutlich zu sehen, daß mit der Forderung nach mehr als 8 Treffern im CFT Spuren auch nur in dem vom CFT überdeckten Bereich $|\eta| \leq 1,6$ gefunden werden können. Ferner sieht man eine annähernd konstante Effizienz für $|\eta| \leq 1$.

Für die Bestimmung des zweiten Teils der Triggereffizienz wird analog verfahren. Ereignisse, die der anfänglich gemachten Selektion genügen und die Level-1-Bedingung samt Prescalebedingung erfüllen, werden in die Referenzmenge aufgenommen. Ereignisse, die darüber

Parameter	Wert	Fehler	Parameter	Wert	Fehler
σ_{trk3}	2,23 GeV	$\pm 0,38$ GeV	σ_{trk10}	4,47 GeV	$\pm 0,13$ GeV
m_{trk3}	1,61 GeV	$\pm 0,36$ GeV	m_{trk10}	6,87 GeV	$\pm 0,09$ GeV
ε_{0-trk3}	0,94	$\pm 0,01$	$\varepsilon_{0-trk10}$	0,87	$\pm 0,01$

Tabelle 4.6: Die Anpassungsparameter einer turn-on Kurve an den Verlauf der Level-23-Trigger Effizienzen.

hinaus die Level-2- und Level-3-Bedingung des zu untersuchenden Triggers erfüllen, werden auch in die Submenge aufgenommen. Tabelle 4.6 zeigt die Anpassungsparameter für die beiden in der Analyse verwendeten Trigger.

S2 Effizienz des Schnittes auf die Pseudorapidität

Die Analyse bezieht sich auf Myonen aus dem Bereich von $\eta = -1$ bis $\eta = 1$. Über das Verhalten des inklusiven Wirkungsquerschnitts im Vorwärtsbereich soll keine Annahme gemacht werden. Insbesondere wird das Verhalten in $|\eta| \leq 1$ nicht in den Vorwärtsbereich extrapoliert.

S3 Effizienz des Schnittes auf Szintillatorzeiten

In allen myonbezogenen Analysen wird der genannte Schnitt auf die Szintillatorzeiten durchgeführt. Er ist ein Standardschnitt und erhält $99 \pm 0,5$ % des Signals [49]. Daraus ergibt sich $\varepsilon_t = 0,99 \pm 0,01$.

S4 Effizienz bezüglich des φ -Schnittes

Der Verlust an Signal durch das Herausschneiden des Bodenquadranten in der Variablen φ muß berücksichtigt werden. Unter der Annahme, daß die wahre φ -Verteilung flach ist, berechnet sich die Effizienz bezüglich des Schnittes in φ zu $\varepsilon_\varphi = 0,75$. Wenn der Fehler in der Bestimmung des Azimutalwinkels unabhängig vom Winkel ist, dann werden durch den Schnitt in φ genausoviele Myonen selektiert, die nach ihrem wahren Wert eigentlich herausgeschnitten werden müßten, wie auch Myonen herausgeschnitten, die eigentlich selektiert werden sollten. Insofern verschwindet der Fehler der φ -Effizienz.

S5 Effizienz des Myonsystems

Nun wird bestimmt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ε_μ ein vorhandenes Myon in den Myonkammern als medium Myon mit angepaßter Spur durch den Toroiden erkannt wird. Das folgende Verfahren läuft darauf hinaus, Dimyon Ereignisse zu selektieren. Dazu werden die Informationen über eines der beiden Myonen in allen Detektorelementen benutzt. Von dem zweiten Myon werden zuerst nur die Informationen aus Kalorimeter und Zentralbereich abgefragt (also auch nur der zentrale Impuls). Der Bruchteil der so selektierten Ereignisse, bei denen das zweite Myon auch in den Myonkammern mit den gewünschten Parametern identifiziert wird, ist die Effizienz des Myonsystems. Die Grundannahme dieses Verfahrens ist, daß die Rekonstruktion beider Myonen voneinander unabhängig ist. Diese Vorgehensweise kann anhand von Abbildung 4.16 veranschaulicht werden.

Zur Bestimmung von ε_μ kann der Dimyon-Datensatz nicht verwendet werden, da er schon nach zwei im Myonsystem identifizierten Myonen vorselektiert ist. Daher können nur die Datensätze verwendet werden, die auch zur Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts dienen, da sie nach einem im Myonsystem identifizierten Myon vorselektiert sind. Dabei zeigt sich, daß nur der Datensatz hoher Transversalimpulse verwendet werden kann, da die

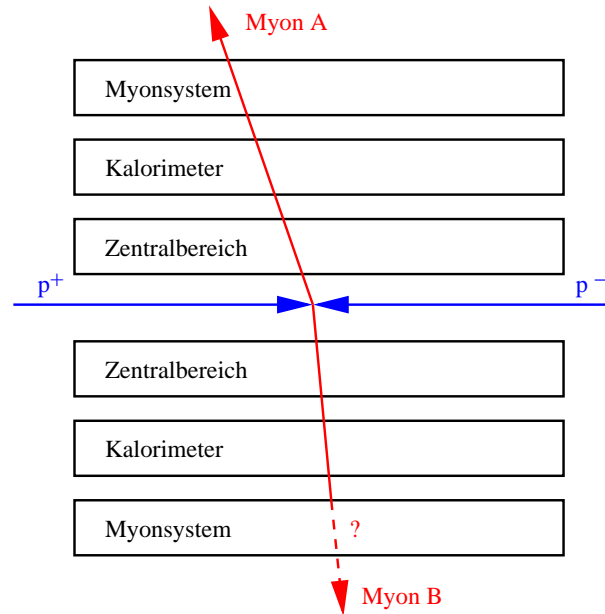


Abbildung 4.16: Veranschaulichung der Selektion zur Bestimmung von ε_μ .

Statistik der Dimyon-Ereignisse im Falle des Datensatzes niedriger Transversalimpulse bei weitem nicht ausreicht. Es bleibt also die Z-Resonanz, um ε_μ zu berechnen. Im Hinblick auf die Statistik werden die Schnitte auf die Spurparameter gelockert.

- Das Ereignis beinhaltet 2 isolierte Myonen (A und B).
- Die im Zentralbereich gemessene Ladung von A und B ist verschieden.
- Myon A ist ein medium Myon und hat eine zentrale Spur mit $\chi^2/\text{n.d.o.f} \leq 40$.
- Myon B ist ein Kalorimetermyon und hat eine zentrale Spur mit $\chi^2/\text{n.d.o.f} \leq 40$.
- Myon B befindet sich in $|\eta| \leq 1$, $\varphi \notin [\frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4}]$.
- Die invariante Masse der beiden Myonen liegt im Bereich des des Z.

Die invariante Masse der Myonen A und B der durch diese Selektion ausgewählten Ereignisse wird in die Referenzmenge aufgenommen. Die invariante Masse wird zusätzlich in die Submenge aufgenommen, wenn das zweite Myon auch als medium Myon mit angepaßter Spur durch den Toroiden rekonstruiert wird. Histogramme der invarianten Masse zeigen für Referenz- und Submenge das Z-Boson. Die Referenzmenge beinhaltet $76,38 \pm 17,96$ Einträge und die Submenge umfaßt $47,55 \pm 14,50$ Einträge. Daraus ergibt sich eine Effizienz von $\varepsilon_\mu = 0,62 \pm 0,06$.

S6 a Effizienz bezüglich des z_0 -Schnittes

Die Proton- und Antiprotonpakete sind in ihrer Teilchendichte gaußförmig. Innerhalb von ± 25 cm um den Mittelpunkt eines Paketes befinden sich etwa zwei Drittel der Teilchen

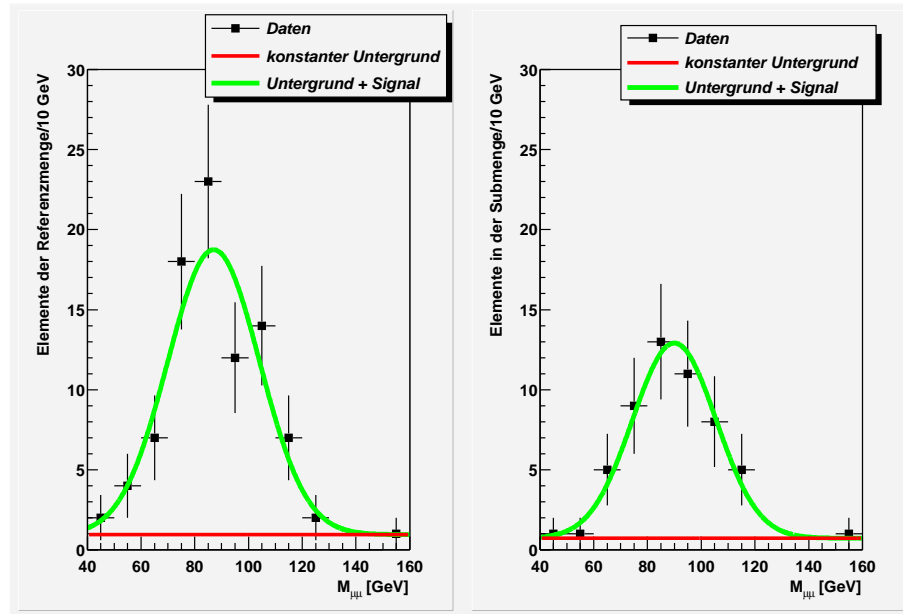


Abbildung 4.17: Anpassung einer Gaußkurve an den Verlauf der invarianten Dimyion-Massen für das Z-Boson zur Bestimmung von ε_μ .

Parameter	Wert	Fehler	Parameter	Wert	Fehler
σ_{ref}	17,12 GeV	$\pm 2,44$ GeV	σ_{sub}	15,56 GeV	$\pm 2,81$ GeV
m_{ref}	87,08 GeV	$\pm 2,29$ GeV	m_{sub}	89,98 GeV	$\pm 3,02$ GeV
n_{ref}	17,80	$\pm 2,73$	n_{sub}	12,19	$\pm 2,38$
u_{ref}	0,95	$\pm 0,91$	u_{ref}	0,72	$\pm 0,73$

Tabelle 4.7: Parameter der Anpassung an das invariante Massenspektrum des Z-Bosons zur Bestimmung von ε_μ .

eines Paketes. Der Beschleuniger ist so eingestellt, daß sich die Proton- und Antiprotonpakete symmetrisch in der Mitte $z = 0$ des Detektors durchdringen. Stattfindende Kollisionen folgen statistisch gesehen dem Verlauf der Dichte der Pakete, weswegen man eine mit $\sigma = 25$ cm gaußförmige Verteilung der Ereignisse um $z = 0$ erwartet. Eine entsprechende Verteilung erwartet man also auch für den Parameter z_0 der Myonspur. Abbildung 4.18 zeigt die z_0 -Verteilung der Myonenspuren. Die Anpassung einer Gaußkurve an das Histogramms bringt $\sigma = 26,4911 \pm 0,0784$ cm. Schneidet man alle Ereignisse mit Myonenspuren weg, deren $|z_0| > 30$ cm ist, so behält man $74,26 \% \pm 0,22 \%$ des Signals bei.

S6 b Zentrale Anpassungseffizienz

Die nun zu berechnende Effizienz ε_Z gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der einem in den Myonkammern identifizierten Myon eine zentrale Spur mit den Parametern $\chi^2/n.d.o.f \leq 40$, Treffer im SMT ≥ 3 , Treffer im CFT ≥ 9 , $dca \leq 1$ cm zugeordnet werden kann. Das folgende Verfahren läuft darauf hinaus, Dimyion-Ereignisse zu selektieren. Dazu werden wie bei der Effizienzbestimmung des Myonsystems die Informationen über eines der beiden Myonen in allen Detektorelementen benutzt. Mit diesem Myon wird sichergestellt, daß der Zerfallspunkt des Mutterteilchens in zwei Myonen die Selektion

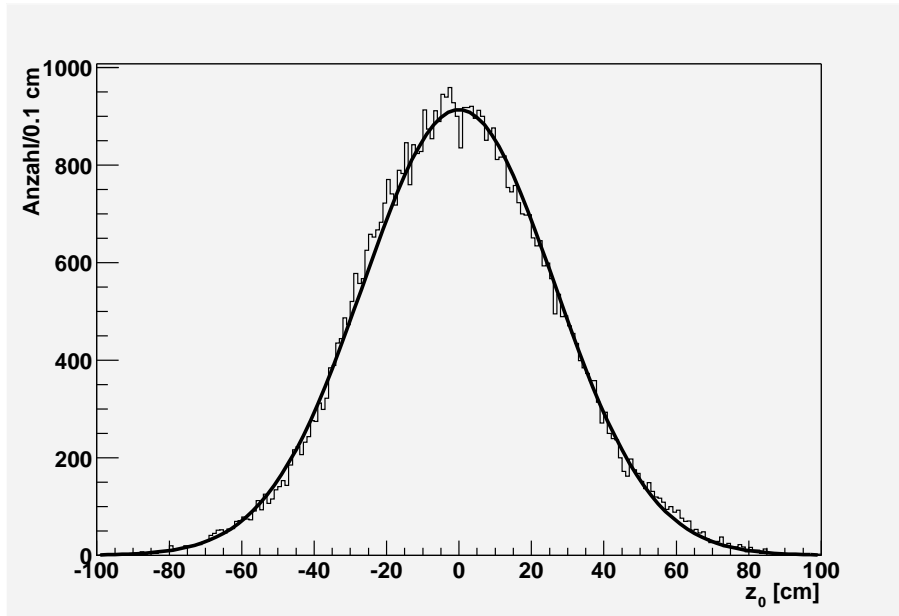


Abbildung 4.18: z_0 -Verteilung der Myonenspuren.

$z_0 \leq 30$ cm erfüllt. Von dem zweiten Myon werden zuerst nur die Informationen aus Kalorimeter und Myonsystem abgefragt (also auch nur der lokale Impuls). Die Effizienz der zentralen Anpassung ist der Bruchteil der so selektierten Dimyon-Ereignisse, bei denen das zweite Myon ebenfalls eine zentrale Spur mit den gewünschten Parametern hat. Es werden Ereignisse des Dimyon-Datensatzes mit folgender Selektion verwendet, die anhand von Abbildung 4.19 zu verstehen ist:

- Das Ereignis wird nicht ausschließlich durch Spurtrigger aufgezeichnet.
- Es gibt 2 isolierte medium Myonen (A und B) jeweils mit $p_t \geq 3$ GeV für das $J/\Psi(1S)$ bzw. $p_t \geq 20$ GeV für das Z-Boson.
- Die im Myonsystem gemessene Ladung von A und B ist verschieden.
- Myon A hat eine zentrale Spur mit $\chi^2/\text{n.d.o.f} \leq 40$, Treffer im SMT ≥ 3 , Treffer im CFT ≥ 9 , $z_0 \leq 30$ cm, $dca \leq 1$ cm.
- Myon B befindet sich in $|\eta| \leq 1$, $\varphi \notin [\frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4}]$.

Die invariante Masse der Myonen A und B der selektierten Ereignisse wird in die Referenzmenge aufgenommen. Hat nun das Myon B ebenfalls eine zentrale Spur mit den geforderten Spurparametern, so wird die invariante Masse zusätzlich in die Submenge aufgenommen. Histogramme der invarianten Masse zeigen im Falle der Referenz- und Submenge deutlich die bereits besprochenen Dimyon-Resonanzen des $J/\Psi(1S)$ (siehe Abbildung 4.20, 4.21) und des Z. Durch einen Vergleich der Anzahl der Myonpaare in Referenz- und Submenge in den relevanten invarianten Massenbereichen läßt sich dann die Wahrscheinlichkeit ermitteln, mit der einem lokalen Myon eine zentrale Spur zugeordnet werden kann. Die Anpassung einer

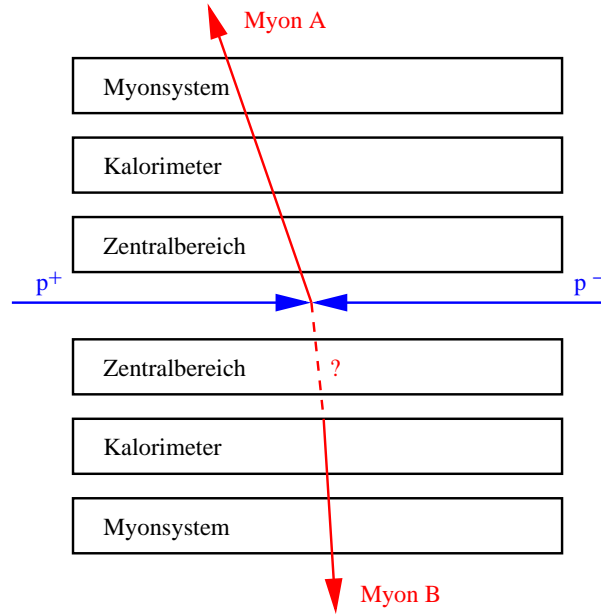


Abbildung 4.19: Veranschaulichung der Selektion zur Bestimmung der Effizienz ε_Z .

Parameter	Wert	Fehler	Parameter	Wert	Fehler
σ_{ref}	0,07 GeV	$\pm 0,01$ GeV	σ_{sub}	0,07 GeV	$\pm 0,01$ GeV
m_{ref}	3,07 GeV	$\pm 0,01$ GeV	m_{sub}	3,07 GeV	$\pm 0,01$ GeV
n_{ref}	234,14	$\pm 7,86$	n_{sub}	205,83	$\pm 7,47$
u_{ref}	11,03	$\pm 0,67$	u_{ref}	5,61	$\pm 0,14$

Tabelle 4.8: Parameter der Anpassung an das invariante Massenspektrum für das $J/\Psi(1S)$ zur Bestimmung von ε_Z .

auf konstantem Untergrund stehenden Gaußkurve an die Verteilungen ergeben die in Tabelle 4.8 angegebenen Parameter. Die Anpassung geschieht dabei nach:

$$(4.13) \quad y(M) = u + n \cdot \exp\left(-\frac{(M - m)^2}{2\sigma^2}\right)$$

Dabei bezeichne $y(M)$ die Anzahl der Histogrammeinträge bei der invarianten Masse M . u sei der konstante Untergrund, m sei die Masse der Dimyon-Resonanz und σ ihre Breite. Die Normierung der Gaußkurve geschieht durch den Parameter n . Aus den Tabellenwerten ergibt sich eine Anzahl von $1638,62 \pm 77,95$ Einträgen in der Referenzmenge und $1409,55 \pm 71,31$ Einträge in der Submenge. Insgesamt ergibt sich damit eine Effizienz von $\varepsilon_Z = 0,86 \pm 0,01$. Der Fehler wird nach Binomialstatistik errechnet (vgl. 4.11). Bei der Verwendung des Z-Bosons werden $87,74 \pm 20,16$ Einträge in der Referenzmenge und $61,39 \pm 15,66$ Einträge in der Submenge gezählt. Es ergibt sich daraus eine Effizienz von $\varepsilon_Z = 0,70 \pm 0,05$. Bei der Anpassung der Einträge der Referenzmenge muß der Untergrund exponentiell angepaßt werden:

$$(4.14) \quad y(M) = u_{ref} n \cdot \exp\left(-\frac{M}{u_{ref}l}\right) + n_{ref} \cdot \exp\left(-\frac{(M - m_{ref})^2}{2\sigma_{ref}^2}\right)$$

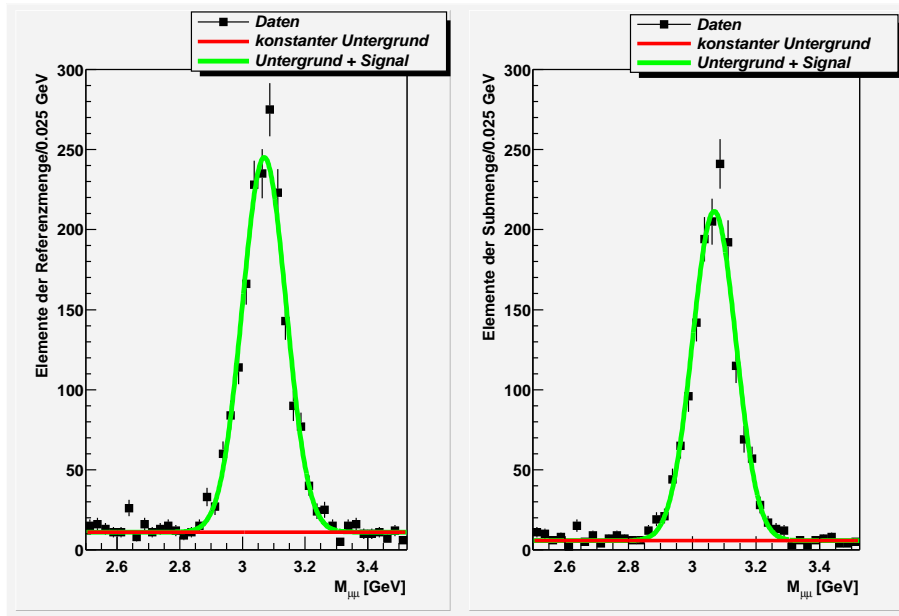


Abbildung 4.20: Anpassung an das invariante Massenspektrum für das $J/\Psi(1S)$ zur Bestimmung von ε_Z .

Parameter	Wert	Fehler	Parameter	Wert	Fehler
σ_{ref}	14,59 GeV	$\pm 1,84$ GeV	σ_{sub}	14,49 GeV	$\pm 2,29$ GeV
m_{ref}	89,60 GeV	$\pm 2,51$ GeV	m_{sub}	89,28 GeV	$\pm 2,17$ GeV
n_{ref}	23,99	$\pm 3,33$	n_{sub}	16,90	$\pm 2,75$
u_{refn}	276,04	$\pm 1055,07$	u_{ref}	0,51	$\pm 1,02$
u_{refl}	13,10 GeV	$\pm 14,09$ GeV			

Tabelle 4.9: Parameter der Anpassung an das invariante Massenspektrum für das Z-Boson zur Bestimmung von ε_Z .

Vergleichend ist zu sagen, daß die zwei verschiedenen Methoden zur Berechnung von ε_Z voneinander abweichen. Der Fehler der Effizienzbestimmung anhand des Z-Bosons ist fünf mal so groß wie der bei der Effizienzbestimmung anhand des $J/\Psi(1S)$, was durch die geringere Statistik erklärt werden kann. Die Kombination und Gewichtung beider Ergebnisse bringt als Endergebnis $\varepsilon_Z = 0,85 \pm 0,01$.

S7 Impulskonsistenz

Die im Zentralbereich bzw. in den Myonkammern gemessenen Impulse $p_c = p_{central}$ und $p_l = p_{local}$, müssen im Rahmen ihrer Fehler übereinstimmen, um einem Myon zugeordnet werden zu können. Dieser Schnitt orientiert sich an der Datenanalyse bei der Entdeckung des W-Bosons (siehe [37]). Eine enorme Abweichung der beiden Impulsmessungen, die einem Myonkandidaten zugeordnet sind, ist ein Hinweis auf eine Fehlassoziation zwischen Myonsystem und Zentralbereich. Da bei der Selektion zur Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts keine Isolation gefordert werden soll, ist dies eine gute Möglichkeit Fehlassoziationen von Myonen und Spuren im Zentralbereich zu unterdrücken. Der Schnitt für die

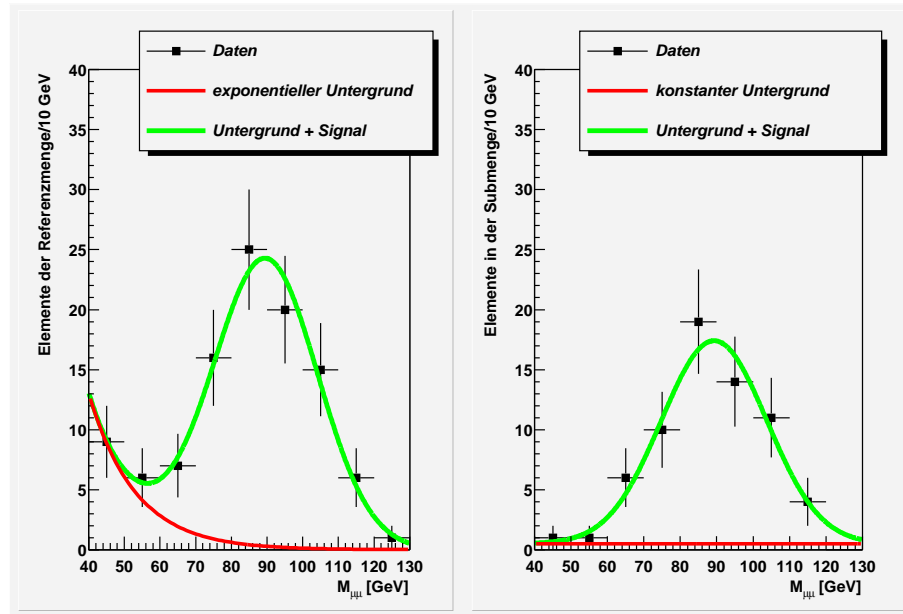


Abbildung 4.21: Die Anpassung an das invariante Massenspektrum für das Z-Boson zur Bestimmung von ε_Z .

Impulskonsistenz wird als letzter Schnitt durchgeführt und lautet:

$$(4.15) \quad \left| \frac{1}{p_l} - \frac{1}{p_c} \right| \leq 5 \cdot \sigma_l \left(\frac{1}{p_c} \right)$$

Prinzipiell geht er aus der folgenden Selektion hervor:

$$(4.16) \quad \left| \frac{1}{p_l} - \frac{1}{p_{wahr}} \right| \leq 5 \cdot \sigma_l \left(\frac{1}{p_{wahr}} \right)$$

Dabei ist p_{wahr} der unbekannte, wahre Myonimpuls. Er wird angenähert durch den zentralen Impuls p_c . Daraus ergibt sich dann die Selektion durch Formel 4.15.

Im Datensatz hoher Transversalimpulse werden 37983 Ereignisse durch alle vorigen Schnitte selektiert. Nach dem Impulskonsistenzschnitt verbleiben 32468 Ereignisse. Die Effizienz des Schnittes beträgt also $\varepsilon_{p,high} = 0,85 \pm 0,01$. Beim Datensatz niedriger Transversalimpulse erfüllen 56429 Ereignisse alle Schnitte bis auf den Impulskonsistenzschnitt. Nach diesem letzten Schnitt verbleiben 49324 Ereignisse, was zu einer Effizienz von $\varepsilon_{p,low} = 0,87 \pm 0,01$ führt.

Selektion	Effizienz	Wert	Fehler	p_t -Abhängig
S1	ε_{L1}	0,94	$\pm 0,01$	ja
S1	$\varepsilon_{L23-TRK3}$	0,94	$\pm 0,01$	ja
S1	$\varepsilon_{L23-TRK10}$	0,87	$\pm 0,01$	ja
S3	ε_t	0,99	$\pm 0,01$	nein
S4	ε_φ	0,75		nein
S5	ε_μ	0,62	$\pm 0,06$	nein
S6a	ε_{z_0}	0,74	$\pm 0,01$	nein
S6b	ε_Z	0,85	$\pm 0,01$	nein
S7	$\varepsilon_{p,high}$	0,85	$\pm 0,01$	nein
S7	$\varepsilon_{p,low}$	0,87	$\pm 0,01$	nein

Tabelle 4.10: Alle Effizienzen im Überblick.

4.2.5 Fehlerrechnung

In diesem Kapitel soll kurz die verwendete Fehlerrechnung angegeben werden, bevor erste Resultate gezeigt werden.

Die Messung des inklusiven Wirkungsquerschnittes für Myonproduktion vollzieht sich letztlich durch die folgende Formel:

$$(4.17) \quad \frac{d\sigma}{dp_t} = \frac{N}{L \cdot \varepsilon \cdot (1 + \rho)}$$

Nach Gaussischer Fehlerfortpflanzung ergibt sich für den Fehler des inklusiven Wirkungsquerschnittes:

$$(4.18) \quad \Delta \left(\frac{d\sigma}{dp_t} \right) = \sqrt{\left(\frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{dp_t} \right)}{\partial L} \Delta L \right)^2 + \left(\frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{dp_t} \right)}{\partial \varepsilon} \Delta \varepsilon \right)^2 + \left(\frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{dp_t} \right)}{\partial N} \Delta N \right)^2 + \left(\frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{dp_t} \right)}{\partial \rho} \Delta \rho \right)^2}$$

$$= \frac{d\sigma}{dp_t} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \rho}{1 + \rho} \right)^2}$$

Die relativen Fehler berechnen sich explizit wie folgt:

- Luminosität : $\frac{\Delta L}{L} = 0, 1$
- Gesamteffizienz : $\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = 0, 09$ (für den Datensatz niedriger Transversalimpulse)
- Gesamteffizienz : $\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = 0, 10$ (für den Datensatz hoher Transversalimpulse)
- statistischer Fehler : $\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$
- Fehler durch die Untergrundkorrektur : $\frac{\Delta \rho}{1 + \rho}$

4.2.6 Ergebnisse ohne Untergrundkorrektur

Tabelle 4.10 zeigt einen Überblick über alle benötigten Effizienzen. Die Gesamteffizienz der Selektion aus Kapitel 4.2.3 für den Datensatz niedriger Transversalimpulse hat einen Wert von $0,22 \pm 0,02$. Für den Datensatz hoher Transversalimpulse hat die Selektion eine Effizienz von $0,20 \pm 0,02$. Führt man die Selektion durch und korrigiert den daraus resultierenden Verlust an Signal, so ergibt sich der in Abbildung 4.22 gezeigte Verlauf des Wirkungsquerschnittes mit dem Transversalimpuls. Dabei sind die Datenpunkte der verschiedenen Datensätze im Vergleich zu den Pythiasimulationen eingezeichnet. Die Fehler ergeben sich aus den genannten Fehlerquellen des vorigen Kapitels.

Die orangen Datenpunkte geben den inklusiven Wirkungsquerschnitt an, der aus dem Datensatz hoher Transversalimpulse ermittelt wird. Die roten Datenpunkte entsprechen dem aus dem Datensatz niedriger Transversalimpulse berechneten inklusiven Wirkungsquerschnitt. Die Run I Messung zum inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion ist in grauen Datenpunkten eingezeichnet. Sie wurde für Proton-Antiproton Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 1,8 TeV berechnet (siehe [36]). Die durchgezogenen Kurven entsprechen der Pythiavorhersage, wobei in schwarzer Farbe die Summe aller Beiträge eingezeichnet ist. Ihre wichtigsten Bestandteile sind in den Farben Rosa, Grün und Blau eingezeichnet. Die Farbgebung versteht sich wie in Kapitel 4.1.3. Der Beitrag der π - und K-Zerfälle ist in grüner Farbe eingezeichnet, der Beitrag der Zerfälle von c- oder b-Hadronen ist in blauer Farbe kenntlich gemacht. Der Beitrag der W- und Z-Bosonen zum Wirkungsquerschnittsspektrum ist in rosaner Farbe berücksichtigt.

Insgesamt ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Daten mit der Pythiavorhersage. Ab einem Transversalimpuls von etwa 70 GeV macht sich in den Daten jedoch ein Überschuß gegenüber der Pythiasimulation bemerkbar, der im folgenden Kapitel untersucht werden soll. Die vom Transversalimpulsintervall abhängigen Fehler sowie der Gesamtfehler der Messung ohne Untergrundkorrektur ist den Tabellen 4.11 und 4.12 zu entnehmen.

Transversalimpuls in [GeV]	$\frac{d\sigma}{dp_t}$ in [nb/GeV]	statistischer Fehler	Gesamtfehler
4 - 5	$4,61 \cdot 10^2$	0,01	0,13
5 - 6	$2,40 \cdot 10^2$	0,01	0,13
6 - 7	$1,09 \cdot 10$	0,02	0,14
7 - 8	$5,32 \cdot 10$	0,02	0,14
8 - 9	$2,63 \cdot 10$	0,03	0,14
9 - 10	$1,52 \cdot 10$	0,04	0,14
10 - 11	8,98	0,06	0,15
11 - 12	4,77	0,08	0,16
12 - 13	3,66	0,09	0,16
13 - 14	2,22	0,11	0,18
14 - 15	1,59	0,13	0,19
15 - 16	1,04	0,16	0,21
16 - 17	$7,57 \cdot 10^{-1}$	0,19	0,23
17 - 18	$6,82 \cdot 10^{-1}$	0,20	0,25
18 - 19	$3,69 \cdot 10^{-1}$	0,28	0,31
19 - 20	$3,41 \cdot 10^{-1}$	0,29	0,32
20 - 30	$9,37 \cdot 10^{-2}$	0,17	0,22
30 - 40	$4,55 \cdot 10^{-2}$	0,25	0,28
40 - 50	$2,27 \cdot 10^{-2}$	0,35	0,38
50 - 60	$5,68 \cdot 10^{-3}$	0,71	0,72

Tabelle 4.11: Die Werte für den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion aus der Messung mit dem Datensatz niedriger Transversalimpulse ohne Untergrundkorrektur.

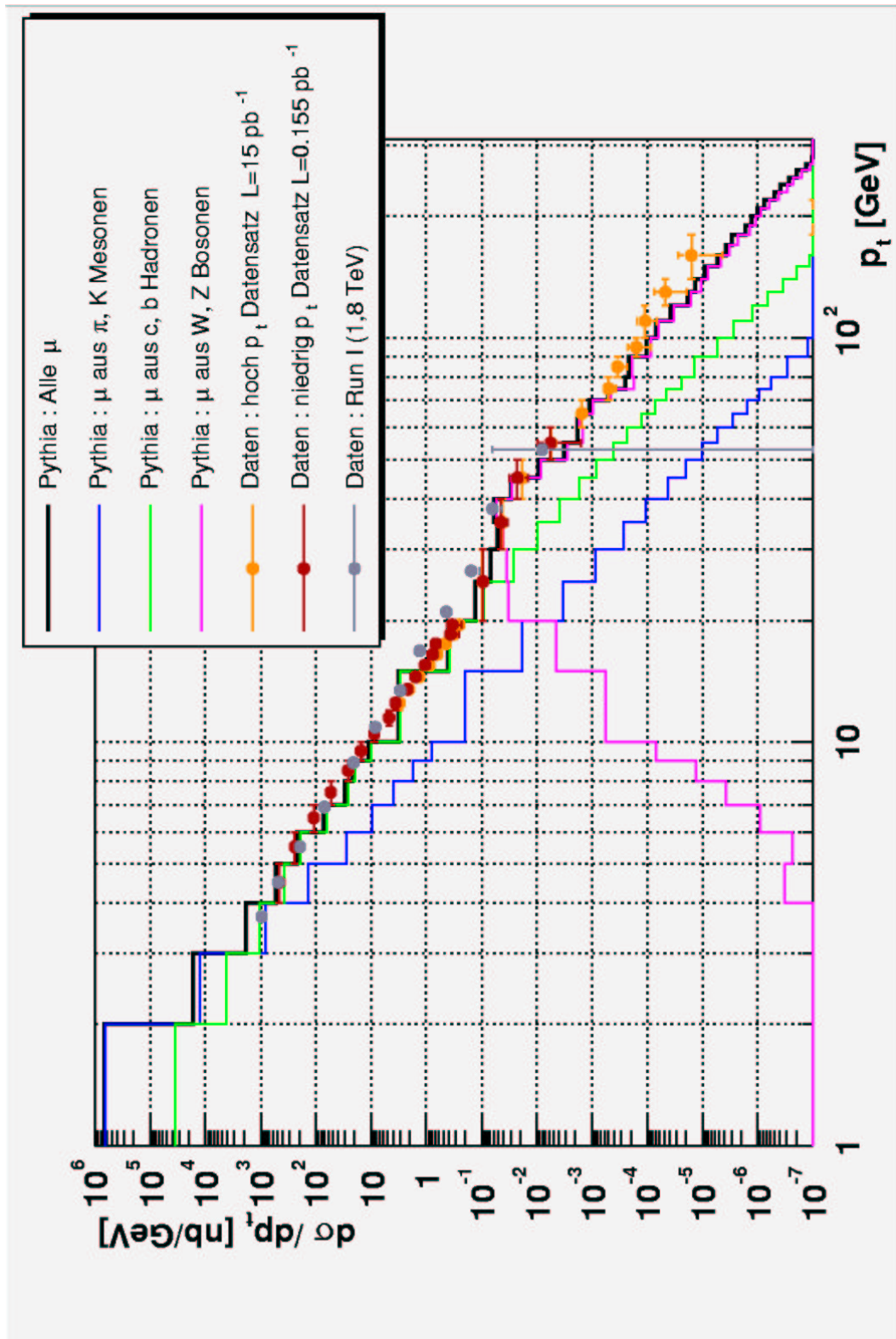


Abbildung 4.22: Der inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion aus Daten ohne Untergrundkorrektur.

Transversalimpuls in [GeV]	$\frac{d\sigma}{dp_t}$ in [nb/GeV]	statistischer Fehler	Gesamtfehler
12 - 13	3,05	0,01	0,14
13 - 14	2,07	0,01	0,14
14 - 15	1,35	0,02	0,14
15 - 16	$8,82 \cdot 10^{-1}$	0,02	0,14
16 - 17	$6,37 \cdot 10^{-1}$	0,02	0,14
17 - 18	$4,52 \cdot 10^{-1}$	0,03	0,14
18 - 19	$3,21 \cdot 10^{-1}$	0,03	0,14
19 - 20	$2,54 \cdot 10^{-1}$	0,04	0,15
20 - 30	$9,79 \cdot 10^{-2}$	0,02	0,14
30 - 40	$4,18 \cdot 10^{-2}$	0,03	0,14
40 - 50	$1,84 \cdot 10^{-2}$	0,04	0,15
50 - 60	$5,53 \cdot 10^{-3}$	0,08	0,16
60 - 70	$1,55 \cdot 10^{-3}$	0,14	0,20
70 - 80	$5,06 \cdot 10^{-4}$	0,25	0,29
80 - 90	$3,48 \cdot 10^{-4}$	0,30	0,33
90 - 100	$1,58 \cdot 10^{-4}$	0,45	0,47
100 - 120	$1,11 \cdot 10^{-4}$	0,38	0,40
120 - 140	$4,74 \cdot 10^{-5}$	0,58	0,60
140 - 180	$1,58 \cdot 10^{-5}$	0,71	0,72

Tabelle 4.12: Die Werte für den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion aus der Messung mit dem Datensatz hoher Transversalimpulse ohne Untergrundkorrektur.

4.2.7 Untergrundereignisse

In diesem Kapitel werden die aus den DØ-Daten selektierten Ereignisse darauf korrigiert, inwiefern sie nicht aus Myonen bestehen, die bei der Proton-Antiproton-Kollision innerhalb des Detektors entstanden sind. Den wesentlichen Beitrag an diesen sogenannten Untergrundereignissen liefern kosmische Myonen.

Die primäre kosmische Strahlung besteht zu 87 % aus Protonen und zu 12 % aus Heliumkernen. Beim Auftreffen auf die Erdatmosphäre erzeugt sie Schauer, die aus einer elektromagnetischen, einer myonischen und einer hadronischen Komponente bestehen. Während der Fluß der hadronischen und elektromagnetischen Komponenten auf dem Weg von dem Ort der Erzeugung bis zur Erdoberfläche um mehr als zwei Größenordnungen abnimmt, bleibt der Fluß der Myonen in derselben Größenordnung. Im Endeffekt sind Myonen bei weitem die häufigsten geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung auf der Erdoberfläche (siehe [16]). Der Integralfluß für senkrecht von der Atmosphäre kommende Myonen mit einem Impuls von mehr als 1 GeV beträgt $70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Berücksichtigt man die Winkelverteilung, so ergibt dies über den Halbraum integriert nach [17] eine Rate von etwa $1\text{cm}^{-2}\text{min}^{-1} = \frac{1}{60}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Eine Impulsverteilung ist in Abbildung 4.23 zu sehen. Die offenen Punkte beschreiben das Myonspektrum, das unter einem Winkel von 75° zur Vertikalen die Erdoberfläche erreicht. Die ausgefüllten Punkte entsprechen dem Myonspektrum, das unter einem Winkel von 0° zur Vertikalen zu beobachten ist. Man beachte, dass der Fluß der Myonen mit $p_\mu^{2,7}$ nach oben skaliert wird.

Um die kosmischen Myonen zu studieren, existieren sogenannte Cosmic Runs. Dabei wird

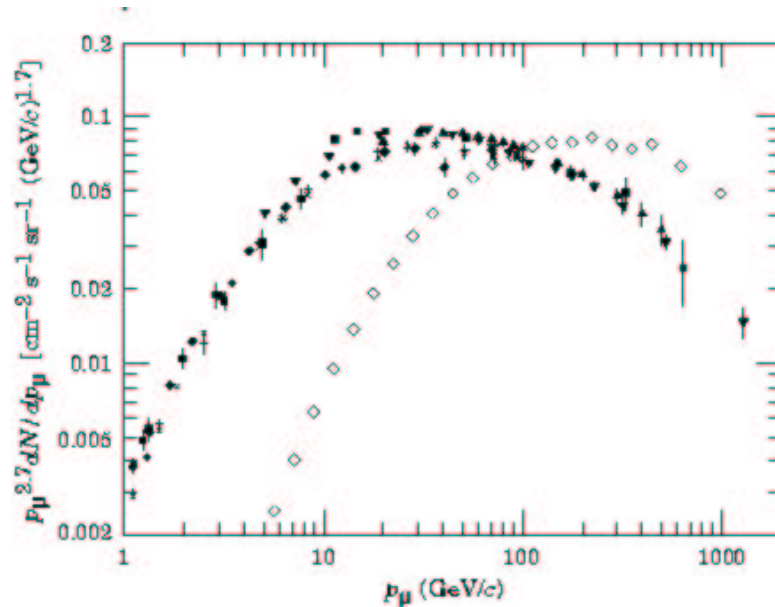


Abbildung 4.23: Das Impulsspektrum der kosmischen Myonen aus [17].

der Detektor ohne Strahl betrieben, während alle anderen Umstände denen des normalen Betriebs gleichen. Das heißt also, dass die Hochspannung für die Magneten, Driftzellen und Photomultiplier eingeschaltet ist. Alle Detektorelemente werden so wie im üblichen Betrieb ausgelesen. Im Hinblick auf die Datennahme laufen meistens die Level 1 Stufen von wenigen, nicht durch Prescalefaktoren unterdrückten Myontriggern. Ein typisches Myonerignis eines Cosmic Runs zeigt die Abbildung 4.24. Es handelt sich im speziellen Fall um den Run 174255, der etwa 20 Minuten gedauert hat. Man sieht dort den Detektor in einem

Schnitt durch seine xy -Ebene. Die in roter Farbe eingezeichneten Flächen zeigen Szintillatoren, die ein Signal gesehen haben. Treffer in Driftzellen sieht man ebenfalls in roter Farbe in Punkten angedeutet. Blaue Striche zeigen einzelne Stümpfe von rekonstruierten Spuren in einzelnen Lagen des Myonsystems. Besteht eine Myonspur aus mehr Informationen als nur aus der einer Lage, so wird dies durch eine grün gefärbte Linie dargestellt. In blauen Kästen sieht man rauschende Kalorimeterzellen und im inneren die Darstellung des CFT und SMT. Das dort gezeigte Myonereignis ist offenbar ein kosmisches Myon, dass oben in den Detektor

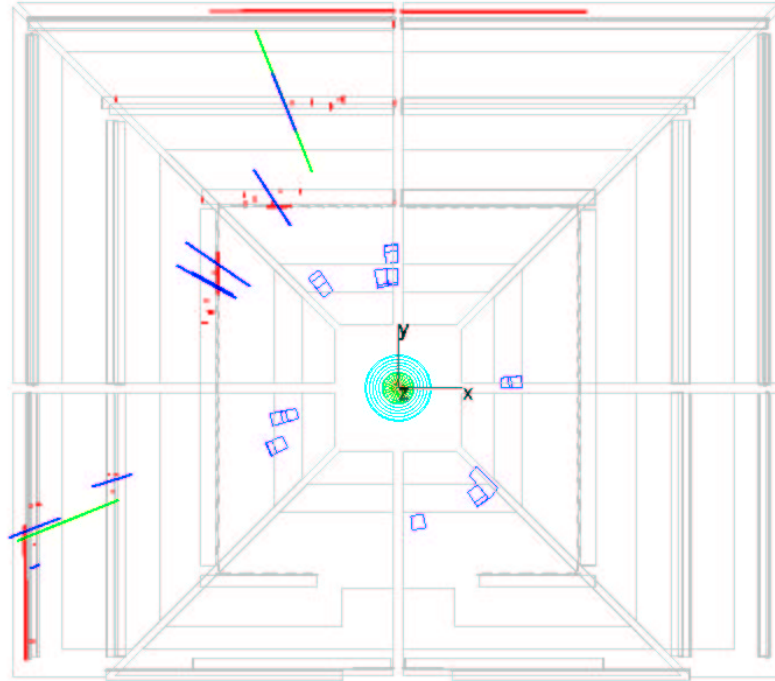


Abbildung 4.24: Die Ereignisdarstellung eines kosmischen Myons in der Projektion auf die x - y -Ebene.

eindringt und den Detektor seitlich wieder verlässt, ohne in den Zentralbereich vorgedrungen zu sein. Schon mit dem Auge erkennt man die Spur des Myons, indem man alle Treffer in den verschiedenen Detektorelementen linear verbindet. Die Rekonstruktion macht aus diesem einen kosmischen Myon mehrere verschiedene Myonkandidaten, da sie die Information aus dem Myonsystem unter der Annahme rekonstruiert, dass sie von Myonen stammen, die vom Interaktionspunkt kommen. So dürfte die Rekonstruktion in diesem Ereignis vier Myonkandidaten bilden: Der erste Kandidat hat einen Szintillatortreffer in der C-Lage und Driftzellentreffer in der B-Lage. Der zweite und dritte Myonkandidat hat Szintillator- und Driftzellentreffer in der A-Lage. Der vierte Myonkandidat hat Driftzellentreffer in der B- und C-Lage sowie einen Szintillatortreffer in der C-Lage. Keiner dieser Myonkandidaten würde die Selektion von medium Myonen erfüllen. Die Winkelverteilung kosmischer Myonen in Abbildung 4.23 zeigt, dass insgesamt mehr kosmische Myonen mit kleinem Winkel zur Vertikalen auf der Erdoberfläche anzutreffen sind, als solche mit großem Winkel. Dementsprechend gibt es auch mehr rekonstruierte kosmische Myonen in Boden und Dach des Detektors als in den Seitenwänden. Dies ist in Abbildung 4.25 zu sehen. Natürlich gibt es auch kosmische Myonen, deren Spuren so durch den Detektor gehen, daß sie nicht mehr am Eventdisplay als

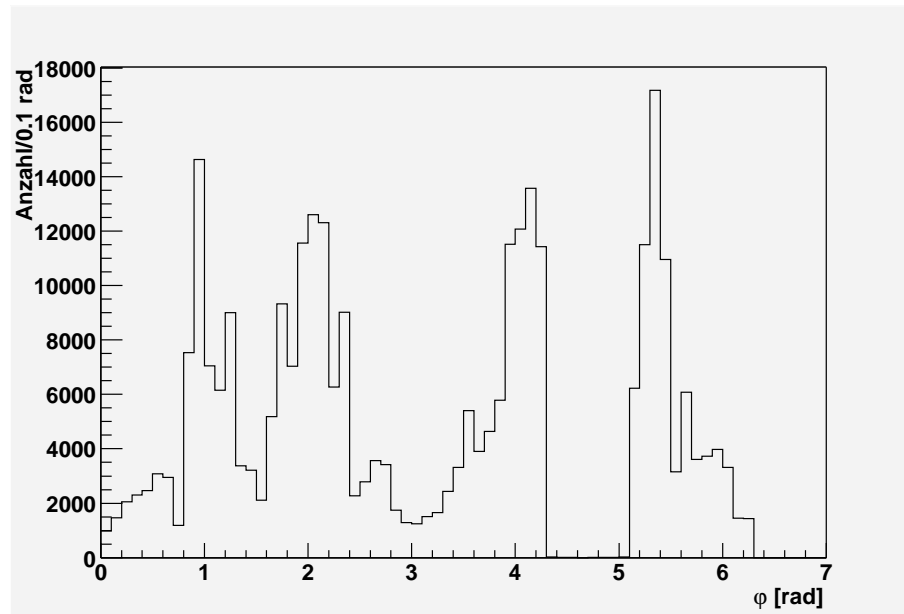


Abbildung 4.25: Die φ -Verteilung von kosmischen medium Myonen im Detektor.

kosmische Myonen erkannt werden können. Diese Spuren werden dann auch wahrscheinlich die angewendeten Selektionskriterien passieren und bilden so den Untergrund der Analyse. Eine datenunabhängige Abschätzung des Untergrundes beschreibt der folgende Absatz.

Eine Abschätzung des Untergrundes

Eine Abschätzung des Signal-Untergrund Verhältnisses für den geometrisch relevanten Bereich des Detektors könnte wie folgt lauten: Der Bereich, in dem Myonspuren von der Selektion akzeptiert werden, hat eine Fläche von $F = 2 \cdot z_0 \cdot dca = 120\text{cm}^2$. Der Detektor ist durch Schnitte auf das Szintillatortiming ± 10 ns um ein durch die Luminositätsmonitore detektiertes Ereignis herum aktiv. Der Umlauf des Strahls dauert etwa $20,944 \mu\text{s}$. Während dieser Zeit finden 36 Durchdringungen der Proton- und Antiprotonpakete statt. Die Rate, mit der von den Luminositätsmonitoren bei einer typischen spontanen Luminosität von $20 (\mu\text{b s})^{-1}$ ein Ereignis registriert wird, wird beispielhaft am Run 167010 errechnet (siehe [29]). Bei einer Runddauer von 2,18 h werden $3,4 \cdot 10^9$ Koinzidenzen von den Luminositätsmonitoren gemessen. Dies entspricht einer Rate von 433 kHz. Im Endeffekt ist der Detektor einen Bruchteil von 0,00867 einer beliebigen Zeitspanne für äußere Einflüsse offen. Der Fehler dieser Abschätzung ergibt sich mit der Zeitauflösung der Szintillatoren von 5 ns zu 25 %.

Parametrisiert man die beiden Impulsspektren aus Abbildung 4.23 in mehrere Abschnitte, die doppelt logarithmisch aufgetragen eine Gerade ergeben, so erhält man die in Abbildung 4.26 gezeigte Verteilung in der identischen Notation der ursprünglichen Abbildung 4.23. Die blau gezeichnete Kurve ist durch eine lineare Interpolation der beiden parametrisierten Kurven entstanden und entspricht dem erwarteten Fluß kosmischer Myonen unter einem Winkel von 50° zur Vertikalen. Man kann den Fluß kosmischer Myonen nun im DØ-Detektor im Raumwinkel numerisch ausintegrieren. Vorher sei an die Vereinbarung des Koordinatensystems für den DØ-Detektor erinnert, dass die z-Achse in die Flugrichtung der Protonen, die y-Achse senkrecht nach oben und die x-Achse aus dem Tevatron-Ring heraus zeige. Ferner seien neue Winkel vereinbart, mittels derer die Integration über den Raumwinkel

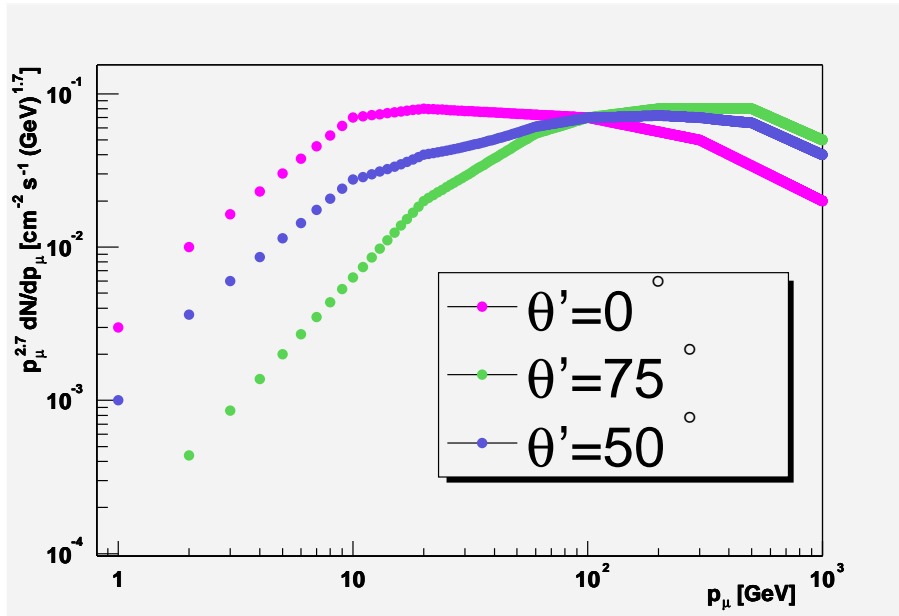


Abbildung 4.26: Parametrisiertes Impulsspektrum der kosmischen Myonen.

vollzogen wird. θ' sei durch $y = r \cos(\theta')$ und φ' sei durch $z = \sqrt{x^2 + z^2} \cdot \cos(\varphi')$ definiert. θ' beschreibt also den Winkel zur Vertikalen und φ' beschreibt den Winkel in der x-z-Ebene, der von der positiven z-Achse aus zur positiven x-Achse gezählt wird.

Man kann nun einen Test der Parametrisierung und der numerischen Integration ausführen, indem man den Integralfluss kosmischer Myonen aus dem oberen Halbraum mit $p > 1$ GeV berechnet. Es ergibt sich bei einer Wahl von 1000 Integrationsintervallen in θ' und φ' ein Wert von $0.01433 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 0,86 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Dieser Wert befindet sich nahe genug an dem Referenzwert, sodass die Parametrisierung und Interpolation als richtig eingeschätzt werden kann. Allerdings ist dieser Test auf den Bereich hoher Myonimpulse wegen der geringen Rate von hochenergetischen kosmischen Myonen nicht sensitiv.

Die Integration zur Bestimmung des Signal zu Untergrund Verhältnisses beschränkt sich auf den Teil des oberen Halbraumes, aus dem kosmische Myonen im Detektor mit $|\eta| \leq 1$ rekonstruiert werden können. Die Grenze ist definiert durch $\cos(\theta) = \sin(\theta') \cdot \cos(\varphi')$. Dies führt insgesamt zu einem Raumwinkel von $\Delta\Omega = 1,52\pi$. Bei der Integration wird für jeden Winkel θ' der individuell zu erwartende Fluß kosmischer Myonen aus den beiden parametrisierten Referenzspektren interpoliert und der vom Detektor gemessene Transversalimpuls dazu ermittelt. Da der DØ-Detektor in einer Halle auf der Erdoberfläche steht, ist der Einfluss des Energieverlustes in der Betonverschalung für den Bereich hochenergetischer kosmischer Myonen nicht wesentlich.

Bei der Abschätzung des Signal zu Untergrund Verhältnisses wird für jedes Intervall in p_t die Rate der Signalereignisse mit der Pythiasimulation bei Annahme einer typischen instantanen Luminosität von $20 (\mu\text{b s})^{-1}$ und einer geometrischen Akzeptanz von $0,75 \cdot 0,74$ errechnet. Die Rate der Untergrundereignisse berechnet sich pro p_t -Intervall durch die zeitliche Akzeptanz von $0,00867 \pm 0,00217$ multipliziert mit der Rate kosmischer Myonen eines entsprechenden Transversalimpulses durch die aktive Fläche F . Das so ermittelte Signal zu Untergrund Verhältnis ist in Abbildung 4.27 gezeigt. Aus der Abbildung ist zu ersehen, daß der Untergrund an kosmischen Myonen im Bereich von Transversalimpulsen unter 10 GeV einen Bruchteil von weniger als 1 % ausmacht. Im daran anschließenden Bereich bis 40 GeV

beträgt der kosmische Untergrund bis zu 3 %. Bei einem Transversalimpuls von etwa 100 GeV kommt der erwartete kosmische Untergrund in die gleiche Größenordnung wie das vermutete Signal. Der Verlauf des inklusiven Wirkungsquerschnittsspektrums ist ab einem Transversalimpuls von 100 GeV vom Untergrund kosmischer Myonen dominiert. Der aus dieser Untergrundkorrektur entstehende inklusive Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Die in diese Abbildung eingehenden Messwerte finden sich in den Tabellen 5.2, 5.3, 5.1. Die Ergebnisse der Pyhtiasimulation sind der Tabelle 4.3 zu entnehmen.

Zu dieser Korrektur muss gesagt werden, dass sie auf wenigen, begründeten Annahmen besteht und nicht versucht, aus Daten den Untergrund an kosmischen Myonen abzuschätzen. Ein auf den Bereich kleiner kosmischer Myonimpulse sensibler Konsistenztest ergibt eine Übereinstimmung mit den Literaturwerten. Die durch diese Abschätzung vorgenommene Korrektur scheint den Untergrund an kosmischen Myonen plausibel zu beschreiben.

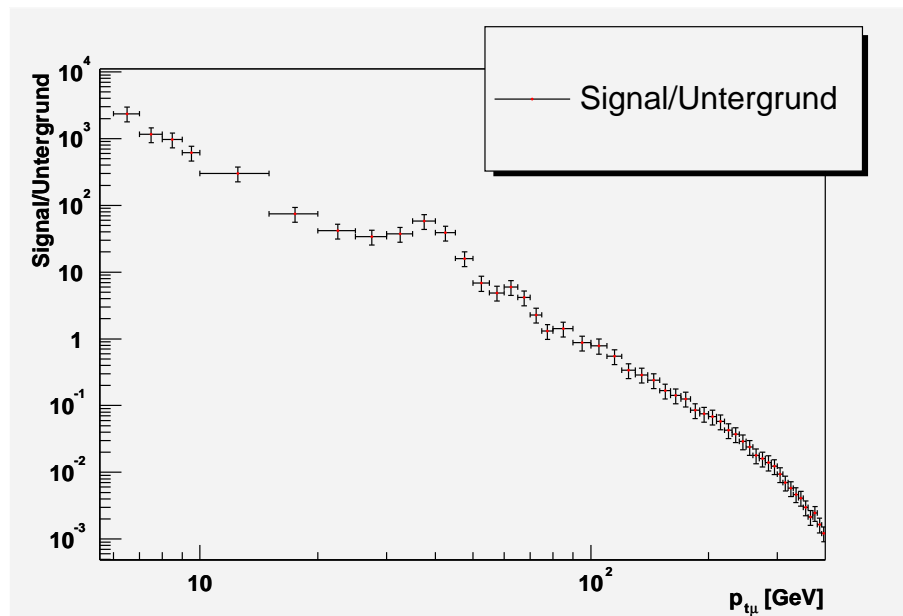


Abbildung 4.27: Das Signal zu Untergrund Verhältnis für die Myonselektion aus Kapitel 4.2.3 als Funktion von p_t .

Transversalimpuls [GeV]	Signal zu Untergrund Verhältnis
0 - 1	$1,86 \cdot 10^8$
1 - 2	$4,78 \cdot 10^6$
2 - 3	$1,81 \cdot 10^5$
3 - 4	$2,81 \cdot 10^4$
4 - 5	$1,04 \cdot 10^4$
5 - 6	$5,42 \cdot 10^3$
6 - 7	$2,26 \cdot 10^3$
7 - 8	$1,11 \cdot 10^3$
8 - 9	$9,46 \cdot 10^2$
9 - 10	$6,05 \cdot 10^2$
10 - 15	$2,95 \cdot 10^2$
15 - 20	$7,44 \cdot 10$
20 - 25	$4,16 \cdot 10$
25 - 30	$3,44 \cdot 10$
30 - 35	$3,78 \cdot 10$
35 - 40	$5,93 \cdot 10$
40 - 45	$3,98 \cdot 10$
45 - 50	$1,62 \cdot 10$
50 - 55	7,03
55 - 60	4,97
60 - 65	6,11
65 - 70	4,26
70 - 75	2,34
75 - 80	1,34
80 - 90	1,45
90 - 100	$8,93 \cdot 10^{-1}$
100 - 110	$8,10 \cdot 10^{-1}$
110 - 120	$5,59 \cdot 10^{-1}$
120 - 130	$3,47 \cdot 10^{-1}$
130 - 140	$2,96 \cdot 10^{-1}$
140 - 150	$2,46 \cdot 10^{-1}$
150 - 160	$1,71 \cdot 10^{-1}$
160 - 170	$1,45 \cdot 10^{-1}$
170 - 180	$1,29 \cdot 10^{-1}$
180 - 190	$8,72 \cdot 10^{-2}$
190 - 200	$7,72 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 4.13: Das abgeschätzte Signal zu Untergrund Verhältnis für die Myonselektion aus Kapitel 4.2.3 als Funktion von p_t .

Kapitel 5

Vergleich und Bewertung der Ergebnisse

Abschließend werden nun die verschiedenen Ergebnisse zu dem inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion bei Proton-Antiprotonkollisionen verglichen und diskutiert.

Abbildung 5.1 zeigt den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion. Dabei entsprechen die roten Punkte dem Ergebnis aus dem Datensatz niedriger Transversalimpulse und die orangenen Punkte dem aus dem Datensatz hoher Transversalimpulse. Die Run I Vergleichsmessung entspricht den dunkelgrau gefärbten Datenpunkten. Die durchgezogenen Kurven entsprechen dem Ergebnis der Pythiasimulation. Dabei ist der Beitrag aller Myonen in schwarzer Farbe dargestellt. Seine drei wesentlichen Bestandteile sind mit den Myonen aus Pion- und Kaonzerfällen in blauer, mit den Myonen aus c/b -Hadronzerfällen in grüner und mit den Myonen aus Zerfällen der W - und Z -Bosonen in rosaner Farbe dargestellt (vgl. Kapitel 4.1.3).

Die gemessenen Daten und die Pythiasimulation der Standardmodellprozesse stimmen über einen Bereich von acht Größenordnungen im Wirkungsquerschnitt innerhalb der Fehler sehr gut überein (vgl. Abbildung 5.1). Diese Analyse gibt also keinen Hinweis auf Prozesse, die Myonen erzeugen und nicht durch Standardmodellprozesse erklärbar sind.

Der Detektor scheint im Hinblick auf die Myonrekonstruktion gut verstanden zu sein. Die von zwei verschiedenen Triggern selektierten Daten lassen sich innerhalb dieser Analyse ergänzen, um den gesamten, statistisch zugänglichen Transversalimpulsbereich zu analysieren. Der Verzicht auf die Isolation als Selektionskriterium kann durch geeignete andere Selektionskriterien kompensiert werden. Dabei wird die Qualität der Anpassung der Treffer in einzelnen Detektorteilen an eine globale Spur durch einen Impulskonsistenzschnitt ergänzt, der in ähnlicher Form auch bei der W -Entdeckung verwendet wurde (siehe [37]).

Als wesentliche Quelle von Untergründereignissen wurden kosmischen Myonen untersucht. Dieser Untergrund ist interessant, weil sich der $DØ$ -Detektor auf der Erdoberfläche befindet und weitaus weniger gegen kosmische Myonen abgeschirmt ist als Hochenergiephysikexperimente an Beschleunigerringen unterhalb der Erdoberfläche. Aus einer alternativen, datenunabhängigen Berechnung ergibt sich, daß der Untergrund in dieser Analyse ab einem Transversalimpuls von 100 GeV dieselbe Größenordnung wie das Signal erreicht (vgl. Kapitel 4.2.6). Dies hat entscheidende Konsequenzen für Ein-Myon-Analysen im Bereich sehr hoher Transversalimpulse. Zur Verbesserung des Signal zu Untergrund Verhältnisses kann die Luminosität erhöht werden. Desweiteren könnten verfeinerte Schnitte entwickelt werden. Letzlich wäre auch die Installation von effizienten Cosmic-Veto Szintillatoren mit einer besseren Zeitauflösung zur Erreichung eines besseren Signal zu Untergrundverhältnisses möglich. Im Vergleich zum Run I Resultat kann man an der unterschiedlichen Steilheit der Wirkungsquerschnittskurven die insgesamt bessere Impulsauflösung des Run II gegenüber der

des Run I sehen. Dieser Unterschied liegt im wesentlichen an der seit dem Run II möglichen Impulsmessung der Myonen im Zentralbereich begründet.

Abbildung 5.2 zeigt die inklusiven Wirkungsquerschnitte der Elektron- und Myonproduktion im Vergleich. Die roten Datenpunkte stammen aus dem Datensatz niedriger Transversalimpulse und die orangen Datenpunkte stammen aus dem Datensatz hoher Transversalimpulse. Die blauen Kreise entsprechen der Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts für Elektronproduktion, die in der Diplomarbeit von Carsten Magaß durchgeführt worden ist (siehe [41]). Von Seiten der Pythiasimulation ist mit der schwarzen Kurve der Beitrag aller Myonen zum inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion dargestellt. Die rote Kurve entspricht dem Beitrag der W- und Z-Bosonen zum inklusiven Wirkungsquerschnittsspektrum. Da sich die W- und Z-Bosonen in ihrem Zerfall bezüglich der Elektronen und Myonen gleich verhalten, müssen die inklusiven Wirkungsquerschnitte in dem von W- und Z-Zerfällen dominierten Bereich übereinstimmen. Dies wird in der genannten Abbildung auf eindrucksvolle Weise dargestellt. Die Werte, die in diese Graphen eingehen, sind für den Datensatz niedriger Transversalimpulse in Tabelle 5.2 dargestellt. Tabelle 5.3 enthält die Werte für den Datensatz hoher Transversalimpulse. Die Werte der Run I Messung finden sich in Tabelle 5.1.

Von der Seite der Analysetechnik ist mit der Installation eines DØ-Software-Servers in Aachen, Rechnerkapazitäten am Forschungszentrum Karlsruhe und im Fermilab ein effizientes Arbeiten möglich. Die Bereitstellung vorselektierter Daten ist für viele Analysen von großer Bedeutung. Bisher haben einzelne Physikgruppen diese individuell vorgenommen. Zur Zeit wird das Erstellen vorselektierter Daten optimiert und zentralisiert (siehe [34]).

Transversalimpuls in [GeV]	$\frac{d\sigma}{dp_t}$ in [nb/GeV]	statistischer Fehler	systematischer Fehler	Gesamtfehler
3,7	$9,70 \cdot 10^2$	0,018	0,20	0,20
4,5	$4,90 \cdot 10^2$	0,013	0,17	0,17
5,5	$1,96 \cdot 10^2$	0,018	0,17	0,17
6,9	$7,10 \cdot 10$	0,020	0,16	0,16
8,9	$2,12 \cdot 10$	0,037	0,16	0,16
10,9	8,40	0,059	0,16	0,17
13,4	3,00	0,080	0,16	0,18
16,8	1,32	0,120	0,16	0,19
21,0	$4,40 \cdot 10^{-1}$	0,160	0,16	0,23
26,5	$1,56 \cdot 10^{-1}$	0,250	0,16	0,30
37,8	$6,40 \cdot 10^{-2}$	0,290	0,16	0,33
53	$8,00 \cdot 10^{-3}$	0,710	0,16	0,72

Tabelle 5.1: Die Werte für den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion aus der Run I Messung aus [36].

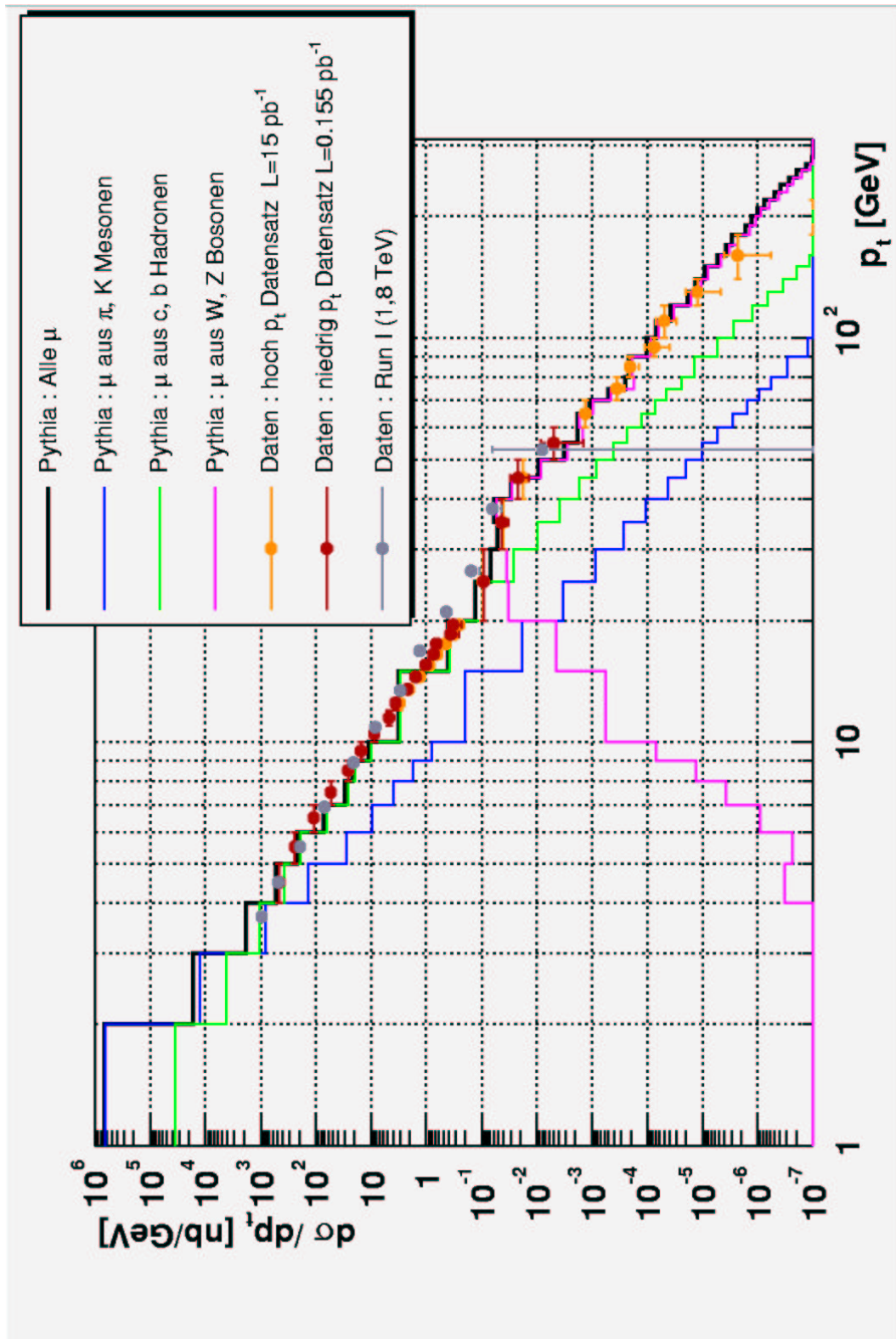


Abbildung 5.1: Der vollständig korrigierte inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion als Funktion von p_t .

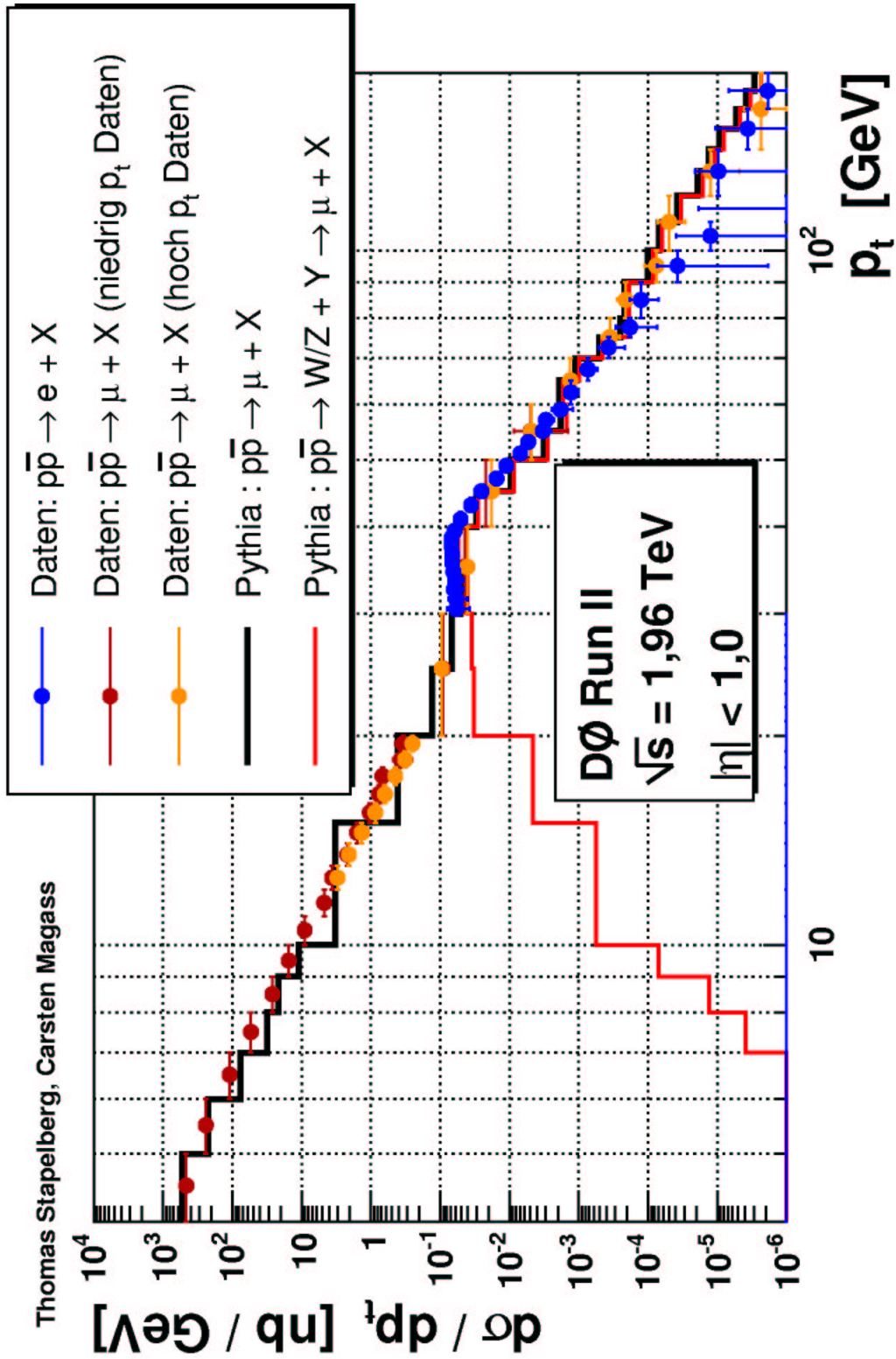


Abbildung 5.2: Die vollständig korrigierten inklusiven Wirkungsquerschnitte der Elektron- und Myonproduktion als Funktion von p_t (aus [41]).

Transversalimpuls in [GeV]	$\frac{d\sigma}{dp_t}$ in [nb/GeV]	statistischer Fehler	Fehler durch die Untergrundkorrektur	Gesamtfehler
4 - 5	$4,61 \cdot 10^2$	0,01	$\leq 0,01$	0,13
5 - 6	$2,40 \cdot 10^2$	0,01	$\leq 0,01$	0,13
6 - 7	$1,09 \cdot 10$	0,02	$\leq 0,01$	0,14
7 - 8	$5,32 \cdot 10$	0,02	$\leq 0,01$	0,14
8 - 9	$2,63 \cdot 10$	0,03	$\leq 0,01$	0,14
9 - 10	$1,52 \cdot 10$	0,04	$\leq 0,01$	0,14
10 - 11	8,98	0,06	$\leq 0,01$	0,15
11 - 12	4,77	0,08	$\leq 0,01$	0,16
12 - 13	3,66	0,09	$\leq 0,01$	0,16
13 - 14	2,22	0,11	$\leq 0,01$	0,18
14 - 15	1,59	0,13	$\leq 0,01$	0,19
15 - 16	1,04	0,16	$\leq 0,01$	0,21
16 - 17	$7,57 \cdot 10^{-1}$	0,19	$\leq 0,01$	0,23
17 - 18	$6,82 \cdot 10^{-1}$	0,20	$\leq 0,01$	0,25
18 - 19	$3,69 \cdot 10^{-1}$	0,28	$\leq 0,01$	0,31
19 - 20	$3,41 \cdot 10^{-1}$	0,29	$\leq 0,01$	0,32
20 - 30	$9,37 \cdot 10^{-2}$	0,17	0,01	0,22
30 - 40	$4,55 \cdot 10^{-2}$	0,25	0,01	0,28
40 - 50	$2,27 \cdot 10^{-2}$	0,35	0,01	0,38
50 - 60	$5,68 \cdot 10^{-3}$	0,71	0,03	0,72

Tabelle 5.2: Die Werte für den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion aus der Messung mit dem Datensatz niedriger Transversalimpulse mit allen Korrekturen.

Transversalimpuls in [GeV]	$\frac{d\sigma}{dp_t}$ in [nb/GeV]	statistischer Fehler	Fehler durch die Untergrundkorrektur	Gesamtfehler
12 - 13	2,98	0,01	$\leq 0,01$	0,14
13 - 14	2,02	0,01	$\leq 0,01$	0,14
14 - 15	1,31	0,02	$\leq 0,01$	0,14
15 - 16	$8,51 \cdot 10^{-1}$	0,02	$\leq 0,01$	0,14
16 - 17	$6,15 \cdot 10^{-1}$	0,02	$\leq 0,01$	0,14
17 - 18	$4,36 \cdot 10^{-1}$	0,03	$\leq 0,01$	0,14
18 - 19	$3,10 \cdot 10^{-1}$	0,03	$\leq 0,01$	0,14
19 - 20	$2,46 \cdot 10^{-1}$	0,04	$\leq 0,01$	0,15
20 - 30	$9,36 \cdot 10^{-2}$	0,02	0,01	0,14
30 - 40	$3,99 \cdot 10^{-2}$	0,03	0,01	0,14
40 - 50	$1,76 \cdot 10^{-2}$	0,04	0,01	0,15
50 - 60	$4,73 \cdot 10^{-3}$	0,08	0,03	0,16
60 - 70	$1,30 \cdot 10^{-3}$	0,14	0,03	0,20
70 - 80	$3,49 \cdot 10^{-4}$	0,25	0,07	0,30
80 - 90	$2,03 \cdot 10^{-4}$	0,30	0,10	0,35
90 - 100	$7,37 \cdot 10^{-5}$	0,45	0,13	0,49
100 - 120	$4,90 \cdot 10^{-5}$	0,38	0,14	0,43
120 - 140	$1,22 \cdot 10^{-5}$	0,58	0,18	0,62
140 - 180	$2,29 \cdot 10^{-6}$	0,71	0,21	0,75

Tabelle 5.3: Die Werte für den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion aus der Messung mit dem Datensatz hoher Transversalimpulse mit allen Korrekturen.

Literaturverzeichnis

- [1] Breuer (1981): Das anthropische Prinzip (The Anthropic Principle. Man as the focal point of nature)
- [2] Dr. Federspiel (2001): Das anthropische Prinzip aus naturwissenschaftlicher Sicht - Vortrag in der Akademie der Diözese Rottenburg-Stuttgart
- [3] Gell-Mann, Rosenbaum (1957): Elementary Particles, Scientific American p.72
- [4] Street, Stevenson (1937): New Evidence for the Existence of a Particle Intermediate Between the Proton and Electron, Phys. Rev. 52, 1003 (1937)
- [5] Anderson, Neddermeyer (1937): Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles Phys. Rev. 51 (1937) 884
- [6] Yukawa (1935): On the Interaction of Elementary Particles, Proc.Phys.Math.Soc.Jap. 17 (1935) 48;
- [7] Lattes, Muirhead, Occhialini, Powell (1947): Processes Involving Charged Mesons, Nature 159 (1947) 694;
- [8] Kuno, Okada (1999): Myon Decay and Physics Beyond the Standard Model (<http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9909265>)
- [9] Cern Courier Article (1997): Muon colliders move nearer (Dezemberausgabe)
- [10] CERN Photo: <http://doc.cern.ch//archive/electronic/cern/others/PHO/photo-ex/9207077.jpeg> (copyright request 662125456)
- [11] Joyce: Finnegans Wake, Teil 2 Episode 11 Seite 380
- [12] Otter, Honecker (1996): Atome - Moleküle - Kerne, Band I
- [13] Otter, Honecker (1996): Atome - Moleküle - Kerne, Band II
- [14] Halzen, Martin (1984): Quarks and Leptons
- [15] Berger (2002): Elementarteilchenphysik - Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten
- [16] Klapdor-Kleingrothaus, Zuber (1997): Teilchenastrophysik
- [17] Particle Data Group (2000): Review of Particle Physics, Volume 15, Number 1-4
- [18] Brun, Rademakers, Panacek (2003): Root - Users Guide 3.05
- [19] Sjöstrand, Lönnblad, Mrenna, Skands (2002): Pythia 6.2 - Physics and Manual
- [20] ATLAS Collab., Armstrong et al.: ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43

- [21] CMS Collab., Bayatian et al.: CMS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38
- [22] CDF Collab., Blair et al.: The CDF II Detector Technical Design Report, FERMILAB-Pub-96/390-E
- [23] Adeva et al. (1989): Muon detection in the L3 experiment at LEP, Nucl. Inst. Meth. A277 (1989) 187.
- [24] Wissenschaftlicher Jahresbericht DESY (2002): <http://www.desy.de/f/jb2002/>
- [25] Fermilab Beams Division (1995): The Fermilab Main Injector - Technical Design Handbook, http://www-fmi.fnal.gov/fmiinternal/MI_Technical_Design/index.html
- [26] The DØ Collaboration (1994): The DØ Detector - Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 338
- [27] The DØ Collaboration (1996): The DØ Upgrade - The Detector and Its Physics
- [28] Offline Run Quality Database: <http://d0db.fnal.gov/qualitygrabber/qualQueries.html>
- [29] Luminosity Run Reports: <http://www-d0online.fnal.gov/www/groups/lum/reports/runs/>
- [30] Miao (1998): The D0 Run II Luminosity Monitor - Talk presented at the 6th International Conference on Advanced Technology in Particle Physics, Como, Italy (Oct 1998).
- [31] Global Monitoring: <http://www-d0online.fnal.gov/www/groups/gm/GM.html>
- [32] Global Trigger List Descriptions: http://www-d0.fnal.gov/trigger_meister/private/www/tl_desc/global.html
- [33] DØ Run II Simulation: <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/MonteCarlo.html#generators>
- [34] Common Sample Group: <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/index.html>
- [35] Muon Momentum Monte Carlo Smearing: http://www-d0.fnal.gov/-phys_id/muon_id/d0_private/muon_id.html#MCData
- [36] Alves (1995): B-Physics at Fermilab DØ Experiment - Present and Prospects (Talk presented at XVI Encontro Nacional de Fisica de Particulas e Campos, Caxambu, Brazil, October 24-28 1995)
- [37] UA1 Collaboration (1983): Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with associated Missing Energy at $\sqrt{s}=540$ GeV
- [38] DØ Grid Computing: <http://www.gridka.de/D0>
- [39] Status des DØ Software Servers: <http://www.physik.rwth-aachen.de/auterman/iac.html>
- [40] Clustered Unix Linux Environment at DØ: <http://www-clued0.fnal.gov/>
- [41] Magaß (2003): Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts für Elektronproduktion bei Proton-Antiproton-Kollisionen
- [42] SAM at the DØ-Experiment: <http://www-d0.fnal.gov/computing/sam/sam-v2.html>
- [43] Klute, Quadt (2002): Measurement of Level 1 Trigger Efficiencies from DØ Data

- [44] Golling (2002): DØ Note 4022 - Tool to determine L1 CEM(n,x) Trigger Efficiencies for a given data set
- [45] Zhou, Xu, Degenhardt (2002): DØ Note 4065 - Parameterized Monte Carlo Muon Package
- [46] Muon ID Group (2003): DØ Note 4091 - Content of the p13 Muon Thumbnail
- [47] Top Production Group (2003): DØ Note 4116 - Measurement of the $t\bar{t}$ cross section at $\sqrt{s}=1,96$ TeV
- [48] Klute, Phaf, Whiteson (2003): DØ Note 4122 - Top Analyze - A Framework Analyze Package For Top Group Analyses
- [49] Agelou, Askew et al. (2003): DØ Note 4128 - Measurement of the Inclusive $W \rightarrow \mu\nu$ Cross-Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ein Blasenkammerbild des Zerfalls $\pi \rightarrow \mu + X \rightarrow e + Y$ (CERN Photo aus [10]).	2
2.1	Impulsanteil x der Partonen des Protons am Protonimpuls aus [24].	8
2.2	Der Zerfall eines π^+ in $\mu^+ + \mu_\nu$	9
2.3	Der Zerfall eines D^+ in $\mu^+ + \mu_\nu$	9
2.4	Produktion eines Z-Bosons bzw. Drell-Yan und Zerfall in $\mu^+ + \mu^-$	9
2.5	Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse im Verlauf der Schwerpunktsenergie \sqrt{s}	11
3.1	Schema des Tevatron-Beschleunigers aus [25].	14
3.2	Ein Luftbild des Tevatron-Beschleunigers.	15
3.3	Ein Quadrant des Zentralbereiches des DØ-Detektors.	17
3.4	Ein Quadrant des Kalorimeters des DØ-Detektors.	18
3.5	Impulsaufösungen des Zentralbereiches und des Myonsystems im Vergleich.	20
3.6	Der DØ-Detektor im Gesamtüberblick.	21
3.7	Ein Luminositätsmonitor mit angeschlossener Frontend-Elektronik.	23
3.8	Schema und Hierarchie des Triggersystems.	25
3.9	Triggerraten anhand des Store 2916.	26
3.10	Beispiel einer η -Verteilung beim Global Monitoring.	28
3.11	Beispiel einer p_t -Verteilung beim Global Monitoring.	28
4.1	Der durch Pythia berechnete inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion als Funktion von p_t	34
4.2	Der durch Pythia berechnete inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion als Funktion von η	34
4.3	Das invariante Massenspektrum von Dimyonereignissen unterhalb von $M_{\mu\mu} = 16$ GeV	39
4.4	Die Anpassung einer Gaußkurve an das invariante Massenspektrum von Dimyonereignissen zur Massenbestimmung des $J/\psi(1S)$	39
4.5	Der Abstand ΔR gegen die invariante Dimyonmasse $M_{\mu\mu}$	40
4.6	Das invariante Massenspektrum von Dimyonereignissen im Massenbereich des Z-Bosons.	41
4.7	Die Anpassung einer Gaußkurve an das invariante Massenspektrum von Dimyonereignissen zur Massenbestimmung des Z-Bosons.	41
4.8	Verteilung der transversalen Masse.	42
4.9	Die φ -Verteilung von medium Myonen in $ \eta \leq 1$	44
4.10	Übersichtsdarstellung des Ereignisses in der Sicht parallel zum Strahl.	46
4.11	Vergrößerte Darstellung des Ereignisses in der Sicht parallel zum Strahl.	47
4.12	Darstellung des Ereignisses in der Sicht senkrecht zum Strahl.	47
4.13	Die dca -Verteilung von selektierten Myonen.	49

4.14	Die Level-1-Trigger Effizienz als Funktion von p_t	49
4.15	Die Level-1-Trigger Effizienz als Funktion von η	50
4.16	Veranschaulichung der Selektion zur Bestimmung von ε_μ	52
4.17	Anpassung einer Gaußkurve an den Verlauf der invarianten Dimyon-Massen für das Z-Boson zur Bestimmung von ε_μ	53
4.18	z_0 -Verteilung der Myonenspuren.	54
4.19	Veranschaulichung der Selektion zur Bestimmung der Effizienz ε_Z	55
4.20	Anpassung an das invariante Massenspektrum für das $J/\Psi(1S)$ zur Bestim- mung von ε_Z	56
4.21	Die Anpassung an das invariante Massenspektrum für das Z-Boson zur Be- stimmung von ε_Z	57
4.22	Der inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonproduktion aus Daten ohne Un- tergrundkorrektur.	61
4.23	Das Impulsspektrum der kosmischen Myonen aus [17].	63
4.24	Die Ereignisdarstellung eines kosmischen Myons in der Projektion auf die x-y-Ebene.	64
4.25	Die φ -Verteilung von kosmischen medium Myonen im Detektor.	65
4.26	Parametrisiertes Impulsspektrum der kosmischen Myonen.	66
4.27	Das Signal zu Untergrund Verhältnis für die Myonselektion aus Kapitel 4.2.3 als Funktion von p_t	67
5.1	Der vollständig korrigierte inklusive Wirkungsquerschnitt für Myonprodukti- on als Funktion von p_t	71
5.2	Die vollständig korrigierten inklusiven Wirkungsquerschnitte der Elektron- und Myonproduktion als Funktion von p_t (aus [41]).	72

Kapitel 6

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zuerst bei meinen Eltern für die Unterstützung während meines Studiums bedanken.

Ich danke Herrn Prof. Dr. T. Hebbeker für die Ausgabe des Themas der vorliegenden Diplomarbeit und für die Möglichkeit, das DØ-Experiment vor Ort besichtigt haben zu können. Ich bedanke mich ferner für die Hilfe und Betreuung während der Zeit der Diplomarbeit.

Die angenehme und produktive Arbeitsatmosphäre in der Aachener DØ-Gruppe - derzeit bestehend aus: Prof. Dr. T. Hebbeker, Dr. Arnd Meyer, Dr. Martin Wegner, Daniela Käfer, Christian Autermann, Carsten Magaß, Lotte Wilke, Oliver Kraff, Philipp Biallas - war der vorliegenden Diplomarbeit sehr förderlich. Insbesondere Danke ich Christian für die Installation des DØ-Softwareservers in Aachen und Carsten für seine Geduld und Hilfe bei Root- und Pythia-Problemen und Fragen. Im Hinblick auf Fragen und Diskussionen zu Aspekten der Hardware und der Analyse bedanke ich mich bei Daniela, Arnd und Martin. Für Kommentare und Verbesserungsvorschläge zu meiner Diplomarbeit danke ich der gesamten Gruppe.

Ich danke auch der Aachener L3-Gruppe unter Leitung von Herrn Prof. Dr. Böhm, die sowohl bei technischen als auch physikalischen Problemen stets aufgeschlossen und hilfsbereit war.

Zuletzt möchte ich mich bei meinen früheren CMS Arbeitskollegen bedanken, darunter insbesondere Michael Bontenackels für die Kommentare und Verbesserungsvorschläge zur Diplomarbeit.

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig erarbeitet habe. Zitate sind als solche eindeutig ausgewiesen. Die Literaturangaben sind nach bestem Wissen korrekt und vollständig.