Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Roger Wolf
aus Alzenau (Unterfranken)

Februar 2003

Studien zur Bestimmung der Zentralität von Proton-Kern-Stößen am HERA-B Detektor

Die Diplomarbeit wurde von Roger Wolf ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Franz Eisele

Kurzbeschreibung

Ein wesentlicher Bestandteil des Physik-Programms von HERA-B für die Datennahmeperiode 2002/2003 ist das Studium der J/ψ-, χ_c- und ψ'-Produktion in Proton-Kern-Reaktionen. Gegenüber Proton-Proton-Reaktionen ist die Produktion dieser Mesonen unterdrückt. Die Untersuchung dieses Phänomens ist von großem Interesse für das Verständnis hadronischer Wechselwirkungen in der Umgebung nuklearer Materie. HERA-B bietet die bisher einmalige Möglichkeit, die Charmonium-Unterdrückung im theoretisch interessanten und unerforschten kinematischen Bereich von $x_F < 0$ zu messen.
In dieser Studie soll untersucht werden, inwiefern es möglich ist, am HERA-B-Detektor die Zentralität der zugrundeliegenden Proton-Kern-Stöße aus der Anzahl rekonstruierter Spuren im Vertexdetektor zu bestimmen. Durch diese Zusatzinformation läßt sich die Aussagekraft der Messungen zur Charmonium-Unterdrückung erhöhen.

Abstract

A main issue of the physics program of HERA-B for the run period 2002/2003 is the study of J/ψ-, χ_c- and ψ'-production in proton-nucleus-reactions. In comparison to proton-proton-reactions the production of these mesons is suppressed. The study of this phenomenon is of major interest for the understanding of hadronic interactions in nuclear matter. HERA-B offers the so far unique possibility to measure the theoretically interesting and unexplored kinematic region of $x_F < 0$.
In this study the feasibility to determine the centrality of the basic proton-nucleus-reaction from the number of reconstructed tracks in the vertex-detector is examined. This additional information provides more impact to the measurement of J/ψ-suppression.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Experiment HERA-B befindet sich am Protonbeschleuniger HERA des Deutschen Elektron Synchrotrons DESY. Protonen mit einem Impuls von 920GeV treffen bei diesem Experiment auf Drahttargets verschiedener Materialien.
Ein wesentlicher Bestandteil im Physikprogramm von HERA-B für die Datennahmeperiode 2002/2003 ist die Untersuchung der Charmoniumproduktion in pA-Reaktionen.
Die Produktion von Charmonium in der Umgebung nuklearer Materie ist gegenüber der Produktion in pp-Reaktionen unterdrückt. Dieses Phänomen wurde erstmals an den Experimenten NA38 und NA50 am CERN beobachtet [22] [23]. Man bezeichnet es als „normale" Charmonium-Unterdrückung.
Es wird im Modell unter anderem durch die Absorption des in einem inelastischen Streuprozeß erzeugten $c\bar{c}$-Paares auf dem Weg durch den Kern erklärt. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Absorbtion ist proportional zur verbleibenden Weglänge, die das $c\bar{c}$-Paar im Kern noch zurückzulegen hat. Genauere Vorhersagen benötigen den Vergleich mit experimentellen Messungen. Ein Beispiel hierfür ist die Abhängigkeit der Charmonium-Unterdrückung von der Feynmanvariablen x_F.
Diese Abhängigkeit konnte bisher nur für den Bereich $x_F > 0$ untersucht werden. Der theoretisch interessantere Bereich für $x_F < 0$ ist hingegen unerforscht.
HERA-B bietet die bisher einmalige Möglichkeit, die x_F-Abhängigkeit der Produktion von J/ψ-, χ_c- und ψ'-Mesonen in einem kinematischen Bereich bis $x_F \approx -0,4$ zu messen. Diese Messungen erschließen ein weites Feld zum Studium der Eigenschaften nuklearer Materie, das auch für die Schwerionenphysik von Interesse ist.
Dort liegen in Pb-Pb-Stößen, die am Experiment NA50 untersucht werden, erstmals signifikante Abweichungen von den Modellvorstellungen der „normalen" Charmonium-Unterdrückung vor, die möglicherweise einen ersten Hinweis zur Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas liefern. Dieser Effekt wird als „anomale" Charmonium-Unterdrückung bezeichnet. Sein Studium benötigt ein gutes Verständnis der normalen Charmonium-Unterdrückung bei negativem x_F.

Wie oben erwähnt hängt die Charmonium-Unterdrückung stark von der Weglänge des erzeugten $c\bar{c}$-Paares durch den Kern ab. Durch die Variation der Nukleonenzahl bei der Bestimmung der Produktionsrate von J/ψ-, χ_c- und ψ'-Mesonen ist diese Weglänge nur ungenau bestimmt.
In der vorliegenden Studie soll untersucht werden, in wie fern bei HERA-B die Möglichkeit

besteht, aus geeigneten Observablen die Zentralität des Proton-Kern-Stoßes zu bestimmen und daraus eine genauere Kenntnis über die Weglänge des erzeugten $c\bar{c}$-Paares durch den Kern zu erlangen. Es handelt sich um eine Machbarkeitsstudie, der weitere physikalische Untersuchungen folgen sollten.
Im folgenden Kapitel soll der Detektor kurz vorgestellt werden. Anschließend soll eine kurze Übersicht über die Theorie der „normalen" Charmonium-Unterdrückung in pA-Reaktionen gegeben werden. Es folgt die Untersuchung der Korrelation zwischen der Stoßzentralität und der im Vertexdetektor von HERA-B rekonstruierten Spurmultiplizität. Als Modellgrundlage dient dabei die bei HERA-B verwendete Simulation von inelastischen Proton-Kern-Reaktionen durch den Monte-Carlo-Generator FRITIOF.
In Kapitel 5 wird die Genauigkeit der Simulation bei der Beschreibung der Daten für allgemein inelastische Proton-Kern-Stöße überprüft und ein Entfaltungsverfahren etabliert, mit dessen Hilfe sich die Zentralität der zugrundeliegenden Proton-Kern-Stöße aus der Anzahl der im Vertexdetektor rekonstruierten Spuren bestimmen läßt.
In Kapitel 6 wird untersucht, wie weit sich die in Kapitel 5 entwickelten Methoden auf J/ψ-getriggerte Daten übertragen lassen.

Ein wesentlicher Bestandteil der Diplomarbeitszeit bestand in der Inbetriebnahme und Wartung des inneren Spurkammersystems von HERA-B. In diesem Rahmen entstand in den ersten Monaten der Diplomarbeit ein Programm zur weitgehenden Automatisierung des Hochspannungs-Trainings der Detektoren. In Anhang A wird eine knappe Übersicht über die Eigenschaften des Programms gegeben.

Kapitel 2

Der HERA-Ring und das HERA-B Experiment

HERA ist der größte Beschleuninger des Deutschen Elektron Synchrotrons DESY. Er verläuft etwa 10 Meter unter der Erdoberfläche auf einem Umfang von $6,3\,\mathrm{km}$ unter dem Hamburger Volkspark hindurch. Er wird über die Vorbeschleuniger DORIS und PETRA mit Positronen und Protonen befüllt. Den Protonstrahl beschleunigt er auf $920\,\mathrm{GeV}$, den Positronstrahl auf $27,5\,\mathrm{GeV}$. Die genaue Anordnung der Ringbeschleuniger HERA und PETRA ist auf Bild 2.1 zu sehen.
Durch den Beschleunigungsprozeß erhalten die Teilchenstrahlen eine charakteristische räumliche Struktur. Sie werden paketweise gebündelt. Ein Bündel wird als Bunch bezeichnet, die Rate ν_{BX}, mit der ein Bunch einen gedachten Wechselwirkungspunkt im Experiment kreuzt, heißt Bunchcrossing-Rate. Im Idealfall befindet sich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bunches ein Lücke von $96\,\mathrm{ns}$. Unter den Datennahmebedingungen 2002/2003 sollen nur 180 von 220 möglichen Bunchen des Protonstrahls besetzt sein. Daraus ergibt sich eine Bunchcrossing-Rate von.

$$\nu_{BX} = 180/220 \times 10,4\,\mathrm{MHz} = 8,52\,\mathrm{MHz} \tag{2.1}$$

Die Bunchstruktur ist für alle Experimente am HERA-Beschleuniger von großer Bedeutung. Sie macht die Unterscheidung einzelner Ereignisse erst möglich und erlaubt es, Subdetektoren zu synchronisieren.
Am HERA-Ring gibt es vier Wechselwirkungszonen. An der nördlichen und der südlichen Wechselwirkungszone werden Protonen und Positronen für die Experimente H1 und ZEUS zur Kollision gebracht (Halle Nord und Halle Süd in Bild 2.1). Das Experiment HERMES an der östlichen Wechselwirkungszone nutzt lediglich den Positronstrahl. Für HERA-B an der westlichen Wechselwirkungszone des HERA-Ringes ist nur der Protonstrahl von Interesse.
HERA-B ist ein 'fixed target'-Experiment mit festen Draht-Targets. Die Target-Station befindet sich samt Vertexdetektor in einem Vakuumkessel, der sich direkt an das Protonstrahlrohr anschließt. Sie beherbergt in zwei Ebenen jeweils vier Target-Drähte unterschiedlicher Materialien und Beschaffenheit. Die Targetkonfiguration für die Datennahmeperiode 2002/2003 ist in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.
Die Drähte können von der Seite, von oben und unten so weit an den äußersten Rand des Protonstrahls herangeführt werden, bis sich die gewünschte Wechselwirkungsrate einstellt.

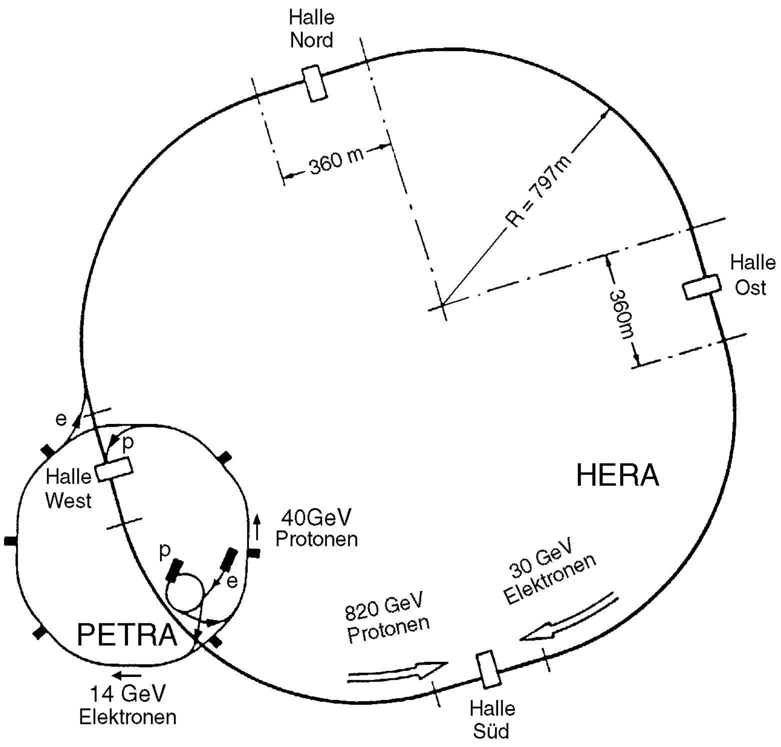


Bild 2.1: Der HERA-B Detektor 2002, schematisch dargestellt.

Die Wechselwirkungsrate wird durch zwei schnell auslesbare Szintillationszähler auf Höhe des ringabbildenden Cherenkovzählers (RICH), sogenannte Hodoskopzähler, bestimmt und kann durch die genaue Rejustierung der Target-Drähte auf einen konstanten Wert geregelt werden [1].
So ist es möglich, auch unter veränderlichen Strahlbedingungen eine stabile Wechselwirkungsrate von bis zu 40MHz auf einige Prozent genau aufrechtzuerhalten, ohne die übrigen Experimente in ihrem Betrieb allzu stark zu beeinträchtigen. Weiterhin besteht die Möglichkeit, mehrere Target-Drähte gleichzeitig an den Strahl zu führen. In diesem Fall überwachen sogenannte Ladungsintegratoren an jedem Draht die gleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungsrate auf die verwendeten Targetdrähte.
Die Schwerpunktsenergie für einen Proton-Nukleon-Stoß innerhalb eines Targetkerns liegt bei $\sqrt{s} = 41,6\,\mathrm{GeV}$. Alle kinematischen Größen zur Transformation ins Schwerpunktsystem von HERA-B sind in Tabelle 2.2 angegeben.
Im weiteren Verlauf dieses Kapitels orientiert sich die Beschreibung des Detektors an einem rechtshändigen Koordinatensystem, mit Ursprung auf einem gedachten Wechselwirkungspunkt in der Targetstation, dessen z-Achse parallel zur Flugrichtung des Protonstrahls, und dessen y-Achse senkrecht im Experiment nach oben verläuft.

2.1 Der HERA-B Detektor

Der HERA-B-Detektor ist ein offenes Vorwärtsspektrometer. Die wichtigsten Komponenten, aus denen er besteht, sind:

Ebene 1	Bezeichnung	Δr [μm]	Δz [μm]	z-Position [cm]	Material
	above1	50	500	-1,12	Al
	inner1	50	50	-0,55	W
	below1	100	500	-1,11	C
	outer1	50	50	-0,61	Ti
Ebene 2	Bezeichnung	Δr [μm]	Δz [μm]	z-Position [cm]	Material
	above2	50	50	-5,13	Pd
	inner2	100	500	-4,61	C
	below2	50	50	-5,07	Ti
	outer2	100	500	-4,64	C

Tabelle 2.1: Targetbeschaffenheit und Materialien für die Datennahmeperiode 2002/2003 [2]. Δr bezeichnet die Ausdehnung des Drahtes senkrecht zum Protonenstrahl, Δz die Ausdehnung des Drahtes in Strahlrichtung.

Transformation ins *cms* von HERA-B	
$\sqrt{s}$	$41,6\,\mathrm{GeV}$
β_{cms}	$0,987$
γ_{cms}	$6,252$
$\Delta y_{cms} = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1-\beta_{cm}}{1+\beta_{cm}}\right)$	$-2,520$

Tabelle 2.2: Transformation ins Schwerpunktsystem (*cms*) von HERA-B.

- Ein aus acht Superlagen bestehender Vertexdetektor (VDS) aus Siliziumstreifendetektoren, der zur Rekonstruktion von Spursegmenten vor dem Magneten und zur Vertexrekonstruktion genutzt wird.
- Ein großräumiges Spurkammersystem bestehend aus einem inneren (ITR) und einem äußeren Teil (OTR). Das Spurkammersystem stellt das Bindeglied der Spurerkennung zwischen dem Vertexdetektor und den Detektorkomponenten zur Teilchenidentifikation dar. Es dient zur Rekonstruktion von Spursegmenten hinter dem Magneten und damit zur Impulsbestimmung.
- Ein ringabbildender Cherenkovzähler (RICH) zur Identifikation von Kaonen, Pionen und Protonen.
- Ein elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL) zur Energiebestimmung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen und zur Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer Schauer.
- Ein aus vier Superlagen bestehendes System von Myonkammern (MUON), das zur Identifikation von Myonen dient.

Einen schematischen Überblick über den Detektor bietet Bild 2.2. Im folgenden soll auf die oben aufgeführten Detektorkomponenten im Rahmen ihrer Funktion innerhalb des Experimentes näher eingegangen werden.

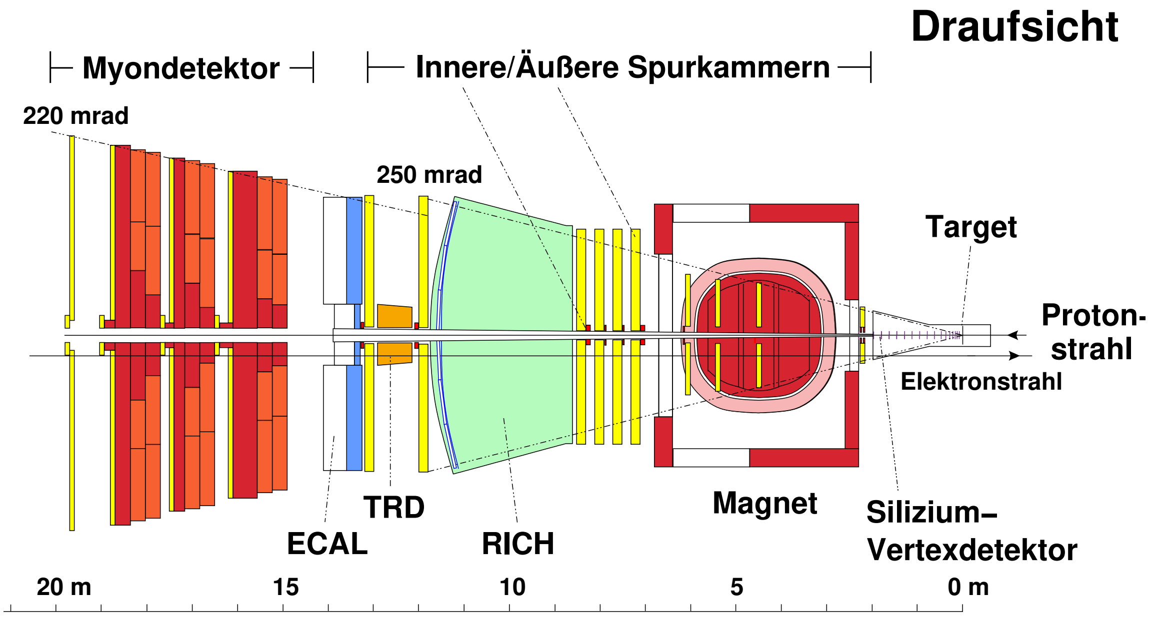


Bild 2.2: Der HERA-B Detektor 2002, schematisch dargestellt.

2.1.1 Vertexrekonstruktion

Der Vertexdetektor (VDS) dient zur eigenständigen Rekonstruktion von Spursegmenten und Vertices. Er besteht aus acht Superlagen, von denen fast jede wiederum aus zwei Lagen doppelseitiger Siliziumstreifen-Detektoren besteht [3]. Ein solcher doppelseitiger Siliziumstreifen-Detektor besitzt sowohl auf seiner p-dotierten Vorderseite, als auch auf seiner n-dotierten Rückseite eine Streifenstruktur. Beide verlaufen senkrecht zueinander und sind je nach Lage um $2,5^o$ in oder gegen den Uhrzeigersinn gegen die Horizontale (bzw Vertikale) geneigt.
Die maximale Anzahl an Treffern, die eine geladene Spur im VDS hinterlassen kann, liegt aufgrund der komplizierten Überlappstruktur der einzelnen Lagen in etwa bei sechzehn. Diese Überlappstruktur ist für die Superlagen 3 bis 8 in Bild 2.3 dargestellt.
Die erste Superlage des VDS befindet sich im Abstand von etwa 10 cm, die letzte Superlage im Abstand von 2 m strahlabwärts der Targetstation. Die Verteilung der Superlagen entlang der Strahlachse ist in Bild 2.4 zu sehen. Die geometrische Akzeptanz in vertikaler und horizontaler Richtung ist in Tabelle 2.3 angegeben. Innerhalb dieses Akzetanzbereichs durchquert eine geladene Spur mindestens drei Superlagen und kann als zuverlässig rekonstruierbar angesehen werden [3].

Richtung	Akzeptanz in θ_{xz} und θ_{yz}
vertikal	$10\,\mathrm{mrad} < \theta_{yz} < 250\,\mathrm{mrad}$
horizontal	$10\,\mathrm{mrad} < \theta_{xy} < 160\,\mathrm{mrad}$

Tabelle 2.3: Vertikale und horizontale Winkelakzeptanz des Vertexdetektors.

Die Rekonstruktion geladener Spuren im VDS erfolgt mit dem Software-Paket CATS [4], die Vertexrekonstruktion mit dem Software-Paket GROVER [5]. Treffereffizienzen für die

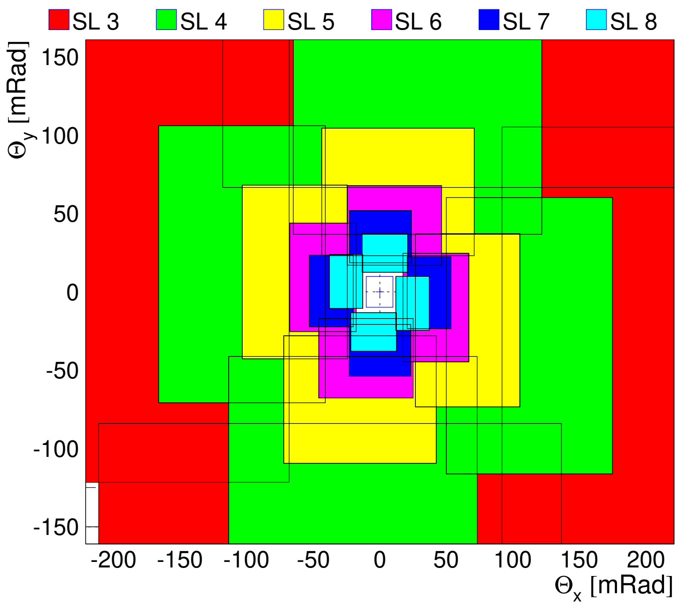


Bild 2.3: Überlapp der Superlagen des Vertexdetektors 2002, schematisch dargestellt (mit freundlicher Genehmigung aus [3]).

Datennahme-Periode 2002/2003 wurden für jede Seite einer Lage bestimmt und liegen bis auf Ausnahmen in den ersten Superlagen zwischen 96% und 99% [6]. Eine Maskierung insensitiver Bereiche durch ausgefallene Auslesechips liegt bis dato noch nicht vor.

2.1.2 Spurrekonstruktion

Das Spurkammersystem von HERA-B dient zur Rekonstruktion von Spursegmenten hinter dem Magneten und damit zur Impulsbestimmung. In einem Vorwärtsspektrometer ist die Spurdichte gerade unter kleinen Ablenkwinkeln, also in der Nähe des Strahlrohres, sehr hoch. Um auch dort Spuren getrennt erkennen zu können, benötigt man Spurkammern mit hoher Ortsauflösung. Mit zunehmendem Abstand vom Strahlrohr nimmt die Spurdichte mit $\sim 1/r^2$ ab.
Aus diesem Grund besteht das Spurkammersystem aus einem inneren (ITR) und einem äußeren Teil (OTR). Das innere Spurkammersystem besteht aus 160 MSGC-Kammern (Micro Strip Gas Counter), die zur Erhöhung von Signalausbeute und Strahlenhärte zusätzlich mit einer gasverstärkenden Gas Electron Multiplier-Folie ausgestattet sind. Sie sollen einem Teilchenfluß von $2,5\,\times 10^4\,\mathrm{mm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ standhalten, was einer Strahlendosis von 10^6 rad pro Jahr entspricht. Eine MSGC-Kammer ist 25 cm lang und breit, mit einer Aussparung für das Strahlrohr und etwa $0,65$ cm tief [7] [8]. Sie besteht aus einer Driftplatte, der GEM-Folie und einer Kathodenstruktur mit 768 Streifen pro Kammer. Der Abstand zweier Anodenstreifen beträgt 350 μm. Die intrinsische Auflösung senkrecht zur Streifenstruktur beträgt 100 μm. Eine Kammer deckt in der Ebene senkrecht zur Strahlachse einen Quadranten ab. Vier Kammern bilden eine Lage. Um eine räumliche Auflösung in der Ebene senkrecht zur Strahlachse zu erreichen, sind einige Lagen um 5^o gegen oder im Uhrzeigersinn gegen die restlichen Lagen gedreht. Diese Lagen werden als

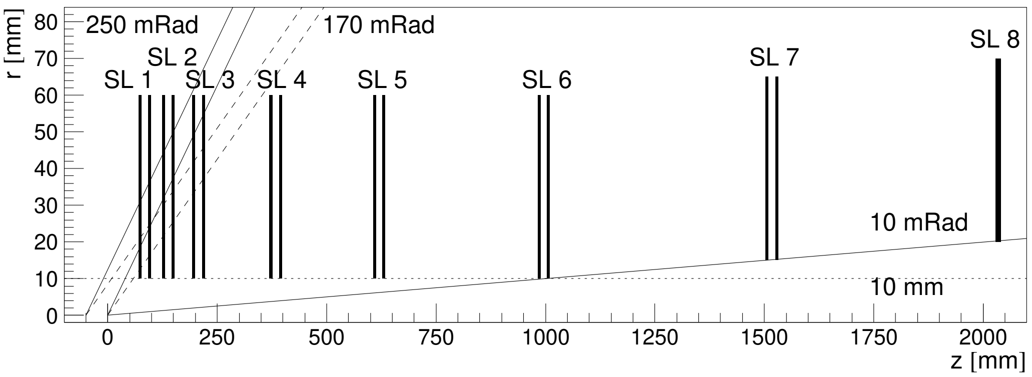


Bild 2.4: Position der Superlagen des Vertexdetektors in z-Richtung 2000, schematisch dargestellt (mit freundlicher Genehmigung aus [3]).

Stereolagen bezeichnet.
Das äußere Spurkammersystem deckt den restlichen Akzeptanzbereich des Spurkammersystems vom äußersten Rand des ITR bis zu einem Abstand von 6 m vom Strahlrohr entfernt ab. Es besteht aus Driftkammern mit wabenartiger Röhrenstruktur. In der Nähe des Strahlrohres beträgt die Wabengröße 5 mm, in größerer Entfernung 10 mm [9]. Durch Driftzeitmessungen ist es möglich, senkrecht zur Bespannung der Auslesedrähte eine Ortsauflösung von 200 μm zu erreichen. Ähnlich wie im inneren Spurkammersystem sind mehrere Driftkammern zu einer Lage zusammengefaßt. Um auch im OTR Messungen in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr machen zu können, sind, wie für das innere Spurkammersystem, einige Lagen als Stereolagen um 5° im und gegen den Uhrzeigersinn gegen die restlichen Lagen gedreht.

2.1.3 Teilchenidentifikation

Teilchenidentifikation erfolgt im HERA-B Detektor durch den ringabbildenden Cherenkovzähler (RICH), das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und das Myonkammersystem (MUON).
Mit Hilfe des RICH ist man in der Lage, die Geschwindigkeit geladener Teilchen zu bestimmen. Diese Messung beruht auf dem Cherenkov-Effekt. In dielektrischen Medien mit einer optischen Dichte $n > 1$ ist es möglich, daß sich ein geladenes Teilchen schneller bewegt als Licht. In diesem Fall emittiert das Teilchen kohärentes Licht unter einem charakteristischen Winkel θ_{Ch}. Für diesen Winkel gilt die Cherenkov-Beziehung

$$\cos\theta_{Ch} = 1/n \cdot \beta$$

Die Schwellengeschwindigkeit für ein geladenes Teilchen, ab der dieser Effekt auftritt, liegt bei $\beta > 1/n$ und ist damit nur von der optischen Dichte des Mediums abhängig. Ist es zuvor möglich gewesen, dem Teilchen einen Impuls zuzuordnen, läßt sich aus seiner gemessenen Geschwindigkeit die Masse und damit die Teilchenart bestimmen. Das für den HERA-B RICH verwendete optisch dichte Medium ist Freon-Gas (C_4F_{10}) mit einem Brechungsindex von $n = 1,0013$ [10]. Die Schwellengeschwindigkeit liegt bei $\beta\gamma = 19$. Die daraus resultierenden Schwellenenergien zur Bestimmung der Teilchenhypothesen Kaon, Pion und Proton sind in Tabelle 2.4 angegeben.

Teilchenhypothese	Schwellenenergie [GeV]
Pion	2,70
Kaon	9,60
Proton	18,00

Tabelle 2.4: Die Schwellenenergien für die Bestimmung der Teilchenhypothesen Kaon, Pion und Proton bei HERA-B [10].

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) dient in erster Linie dazu, Elektronen oder Photonen von hadronischen Schauern zu unterscheiden. Es handelt sich um ein aus 6000 Zellen aufgebautes 'Schaschlik'-Kalorimeter, bestehend aus abwechselnd geschichteten Lagen von Absorber- und Szintillatormaterialien [11]. Für jede Zelle wird das im Szintillatormaterial erzeugte Licht duch sogenannte Wellenlängenschieber aufgenommen und parallel zum Strahlrohr zu einem Photomultiplier weitergeleitet.
Ähnlich wie das Spurkammersystem ist das Kalorimeter in einen inneren, mittleren und äußeren Bereich mit jeweils unterschiedlicher Zellgranularität unterteilt. Die Fläche und Tiefe einer Zelle in den entsprechenden Bereichen des ECAL ist in Tabelle 2.5 angegeben. Das Absorbermaterial besteht im inneren Bereich des ECAL aus einer Wolfram-Blei-Nickel-Legierung, im mittleren und äußeren Bereich aus Blei.

Bereich	Fläche in xy	Tiefe in z [Absorbtionslängen]
innen	$2,24\,\mathrm{cm} \times 2,24\,\mathrm{cm}$	33
mitte	$5,60\,\mathrm{cm} \times 5,60\,\mathrm{cm}$	22
außen	$11,18\,\mathrm{cm} \times 11,18\,\mathrm{cm}$	20

Tabelle 2.5: Granularität des ECAL unterteilt in die Abschnitte innen, Mitte und außen.

Die Unterscheidung von elektromagnetischen und hadronischen Teilchen erfolgt durch die Struktur der durch sie erzeugten Schauer. Die Energie eines Elektrons oder Photons wird in einem elektromagnetischen Schauer im ECAL über mehr als 20 Absorptionslängen nahezu vollständig aufgebraucht. Ein hadronisches Teilchen hingegen verliert beim Durchqueren des ECAL oft nur einen kleinen Bruchteil seiner Energie. Die schnelle Signalverarbeitung und Ausleseelektronik des ECAL wird dazu benutzt, einen Elektronpretrigger zu implementieren.
Das Myonkammersystem (MUON) befindet sich hinter dem ECAL im größten Abstand zur Targetstation. Es besteht aus vier Superlagen, zwischen denen sich Stahl- und Betonabsorber mit einer Dicke von insgesamt 20 Wechselwirkungslängen befindet. Dadurch soll gewährleistet werden, daß der größte Anteil an Hadronen im Absorber aufgehalten wird und nur noch Myonen die Zählkammer im Myonsystem erreichen [12].
Die Einzellagen der ersten und zweiten Superlage des Myonsystems bestehen im inneren Bereich aus Pixelkammern und im äußeren Bereich aus Proportionaldrahtkammern. Drei Einzellagen bilden eine Superlage. Um auch innerhalb einer Superlage des Myonsystems eine Messung von Punkten in der Ebene senkrecht zur Strahlachse durchführen zu können,

sind diese drei Einzellagen jeweils um 20^o gegeneinander gedreht. Die Superlagen drei und vier bestehen aus jeweils nur einer Einzellage von senkrecht angeordneten Driftkammern. Zwischen diesen beiden Superlagen befindet sich keine Betonabschirmung mehr, so daß Koinzidenzmessungen in diesen beiden Lagen als Grundlage für einen Myonpretrigger verwendet werden können.

2.1.4 Physik-Programm 2002/2003

Seit Inbetriebnahme nach dem Luminositäts-Upgrade des HERA-Beschleunigers 2000 befindet sich der HERA-B Detektor in einem guten Zustand. Die abgeschätzte Ausbeute an J/ψ-Mesonen überstieg bereits wenige Monate nach Inbetriebnahme des Detektors die gesamte J/ψ-Ausbeute der Datennahmeperiode 2000. Im Januar 2003 betrug die Rate detektierter J/ψ-Zerfälle mehr als 1000 pro Stunde.
Für die Datennahmeperiode 2002/2003 liegt für HERA-B das folgende Physik-Programm vor [13]:

- Produktion und Studium zahlreicher Teilchen in zufallsgetriggerten Daten. Hierzu zählt die Produktion von Strangeness enthaltenden Teilchen, Verhältnisse von Teilchen zu Antiteilchen, Teilchenkorrelationsstudien an K_s und Polarisationsstudien an Λ und Ω.

- Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion von $b\bar{b}$-Paaren in Proton-Kern-Reaktionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41,6\,\mathrm{GeV}$. Die Methode hierzu beruht auf der Produktion von B-Mesonen und dem anschließenden Zerfall $B \rightarrow J/\psi X$.

  Dadurch wird der Zerfallsvertex des J/ψ als Sekundär-Vertex in einiger Entfernung strahlabwäbrts des Targetdrahtes gefunden. Aus dem Verhältnis der Anzahl von J/ψ-Mesonen aus Sekundär-Vertices und aus prompten Vertices lassen sich Rückschlüsse auf den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des B-Mesons ziehen [14].

- Nukleare Effekte bei der Produktion der Charmonium-Zustände wie $J/\psi, \psi'$ und χ_{cJ}. Das Studium der Charmonium-Produktion in pA-Stößen ist von großem Interesse in der Schwerionenphysik. Bei HERA-B bietet sich die einmalige Möglichkeit J/ψ-, χ_c- und ψ'-Mesonen in einem unerforschten kinematischen Bereich zu studieren. Von besonderem Interesse ist die Unterdrückung der Charmonium-Zustände mit zunehmender Nukleonenzahl A als Funktion der Feynman-Variablen $x_F = \frac{2p_{z,cms}}{\sqrt{s}}$, die mit Hilfe unterschiedlicher Targetmaterialien untersucht werden kann.

  Die entscheidende Größe bei der A-Abhängigkeit der Charmonium-Unterdrückung ist die mittlere Weglänge des $c\bar{c}$-Paares durch den Targetkern. Die vorliegende Studie soll klären, ob es bei HERA-B möglich ist zentrale Proton-Kern-Stöße von peripheren Stößen zu unterscheiden und dadurch die Untersuchung der Charmonium-Unterdrückung in Abhängigkeit von der mittleren Weglänge des $c\bar{c}$-Paares durch den Targetkern zu präzisieren.

Kapitel 3

Produktion und Unterdrückung von Charmoniumzuständen

Gebundene Zustände aus einem Charm- und einem Anticharm-Quark bezeichnet man als Charmonium.
Die Bindung des Charmoniumzustandes im Vakuum wird gut durch den Austausch eines Gluons bei niedrigen Quarkabständen und ein Confinement-Potential bei großen Quarkabständen beschrieben [15]. Das Gesamtpotential hat die Form

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + \sigma \cdot r$$

Es gibt die Wellenfunktion des jeweiligen Charmoniumzustands vor.

Die Klassifikation der Zustände erfolgt, analog zur Atomphysik, nach ihren Quantenzahlen $\left(n^{2S+1}L_J\right)$. Dabei bezeichnet n die radiale Anregung, L den Bahndrehimpuls, S den Gesamtspin und J den Gesamtdrehimpuls des Quarksystems. Für HERA-B sind die Zustände $J/\psi\,(1^3S_1)$, $\psi'\,(2^3S_1)$ und $\chi_{cJ}\,(1^3P_J, J = 1, 2)$ von Interesse.

3.1 Produktion von $c\bar{c}$-Paaren in pp- und pA-Stößen

Die Erzeugung von Quarkpaaren aus Charm und Anticharm bei einem harten Streuprozeß erfolgt auf der Energieskala der Charm-Quarkmasse bei $\approx 1,5\,\mathrm{GeV}$.
Der dominante Prozeß der $c\bar{c}$-Produktion in pp- und pA-Stößen bei $|x_F| \lessapprox 0,5$ ist die Gluon-Gluon-Fusion [16], wie sie in Bild 3.1 gezeigt ist.
Für $|x_F| \rightarrow 1$ trägt auch der Prozeß der $q\bar{q}$-Annihilation bei. Die Ausbildung des gebundenen Zustands erfolgt auf einer wesentlich niedrigeren Energieskala, die vom Impuls des erzeugten $c\bar{c}$-Paares im Schwerpunktsystem vorgegeben wird. Sie kann im Rahmen der Störungstheorie allein nicht berechnet werden.
Die nichtrelativistische QCD (NRQCD) [18] [19] beschreibt die Charmoniumproduktion durch eine zweifache Reihenentwicklung in der Strukturkonstanten $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ und der Geschwindigkeit v/c des erzeugten $c\bar{c}$-Paares im Schwerpunktsystem. Der S-Wellenzustand des $c\bar{c}$-Paares liegt darin als Superposition aus einem farbneutralen Singlettzustand und farbgeladenen Oktettzuständen vor. Der Anteil der Farboktettzustände ist dabei nicht vernachlässigbar. Bei einer Schwerpunktsenergie von $41,6\,\mathrm{GeV}$ beträgt er 60% [20].

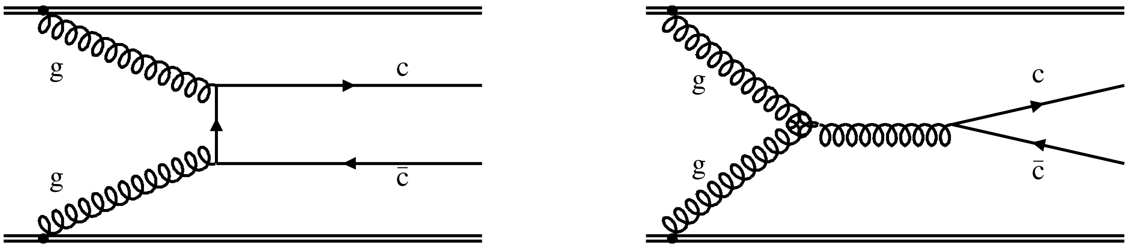


Bild 3.1: Die Gluon-Gluon-Fusion als dominanter Prozeß der $c\bar{c}$-Produktion bei hohen Energien und $x_F \lessapprox 0,5$ [17].

Der Erzeugungsprozeß des J/ψ-Mesons erfolgt in drei Schritten [21]:

- Durch Gluon-Gluon-Fusion wird ein $c\bar{c}$-Paar erzeugt. Beide Quarks tragen beliebige Farbladung, das Quark-Paar liegt also entweder in einem Farbsinglett- oder in einem Farboktettzustand vor. Die Zeitskala für diesen Prozeß ist von der Ordnung $1/2m_c = 0,3\,\mathrm{fm/c}$. Dabei ist m_c die Masse des Charmquarks.

- Liegt das $c\bar{c}$-Paar in einem Farboktettzustand vor, strahlt es ein Gluon ab und geht dabei in einen Farbsinglettzustand über. Die Zeitskala für diesen Prozeß wird durch $\tau_g = 1/\sqrt{2m_c\omega} \approx 0,25\,\mathrm{fm/c}$ abgeschätzt [16]. Dabei bezeichnet $\omega \gtrapprox \Lambda_{QCD}$ die Energie des abgestrahlten Gluons. Das $c\bar{c}$-Paar legt in dieser Zeit im Ruhesystem des Targetkerns, das für ein „fixed target"-Experiment dem Laborsystem entspricht, den Weg $d_0 = (p_{c\bar{c}}/M_{c\bar{c}}) \cdot \tau_g$ zurück. Dabei bezeichnet $M_{c\bar{c}}$ die Masse und $p_{c\bar{c}}$ den Impuls des $c\bar{c}$-Paares im Laborsystem.

- Noch liegt der $c\bar{c}$-Zustand nicht als Charmonium vor. Es handelt sich vielmehr um einen präresonanten Zwischenzustand, der auch als Prämeson bezeichnet wird. Die Zeit für die Ausbildung eines J/ψ-Zustandes wird mit $\tau_r \approx 0,35\,\mathrm{fm/c}$ abgeschätzt [16]. In dieser Zeit legt das Prämeson den Weg $d_r = (p_{c\bar{c}}/M_{c\bar{c}}) \cdot \tau_r$ im Laborsystem zurück. Die Zeitskala für die Ausbildung der Zustände χ_c und ψ' wird zu $\tau_r \approx 1\,\mathrm{fm/c}$ abgeschätzt [16].

In Proton-Nukleon-Stößen erfolgt die Ausbildung des Charmoniumzustands immer außerhalb des Nukleons. In Proton-Kern-Stößen durchläuft der $c\bar{c}$-Zustand abhängig von seiner Geschwindigkeit im Laborsystem den Targetkern entweder als farbgeladenes oder farbneutrales Prämeson, oder als vollständig ausgebildeter Charmoniumzustand.
Bis zu einem minimalen Impuls

$$p_{min} = M_{c\bar{c}} \cdot \frac{2\mathrm{R}_{\mathrm{Kern}}}{\gamma\tau_r}$$

durchläuft das $c\bar{c}$-Paar den Targetkern nur als Prämeson. Unterhalb dieses Impulses liegt es bereits im Kern als J/ψ, χ_c, oder ψ' vor.

Für Kohlenstoff (mit dem Radius $R_{\text{Kern}} = 1,56\,\text{fm}$) liegt der minimale Impuls bei $p_{min} \approx 4\,\text{GeV}$, für Wolfram (mit dem Radius $R_{\text{Kern}} = 6,36\,\text{fm}$) bei $p_{min} \approx 18\,\text{GeV}$.
Die Kinematik des Charmonium-Zustandes wird durch die Feynman-Variable

$$x_F = 2 \cdot \frac{p_z}{\sqrt{s}} = 2 \cdot \frac{\gamma_{cms}\left(p_z^{lab} - \beta_{cms}E^{lab}\right)}{\sqrt{s}}$$

beschrieben. Dabei bezeichnen p_z^{lab} und E^{lab} Impuls und Energie des Charmoniums im Laborsystem und p_z den Impuls des Charmoniums im Schwerpunktsystem. β_{cm} und γ_{cm} bezeichnen den γ- und den β-Faktor für die Transformation vom Laborsystem von HERA-B ins Schwerpunktsystem.
Für HERA-B, mit einer Schwerpunktsenergie von $41,6\,\text{GeV}$, ergeben sich aus den oben abgeschätzten Werten von p_{min} die Grenzwerte $x_F^{\text{Grenz},C} \approx -0,15$ für ein Kohlenstoff und $x_F^{\text{Grenz},W} \approx 0$ für Wolfram. Für $x_F > x_F^{\text{Grenz},i}(\text{i} = \text{C}, \text{W})$ durchläuft das $c\bar{c}$-Paar den Kern als Prämeson. Die Absorption der Charmoniumzustände J/ψ, χ_c und ψ' in pC- und pW-Reaktionen sollte sich in diesem kinematischen Bereich nicht unterscheiden.

3.2 Charmoniumunterdrückung in pA-Stößen

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $pp \rightarrow J/\psi\,X$ von der Schwerpunktsenergie kann für $\sqrt{s} \lessapprox 60\,\text{GeV}$ durch die Funktion

$$\sigma^{pp \rightarrow J/\psi X} = \sigma_0 \cdot \left(1 - \frac{M_{J/\psi}}{\sqrt{s}}\right)^n$$

abgeschätzt werden. Sie ist in Bild 3.2 dargestellt. Dabei ist $n = 12,0 \pm 0,9$, $\sigma_0 = 638 \pm 104\text{nb}$ und $M_{J/\psi}$ die J/ψ-Masse [21].

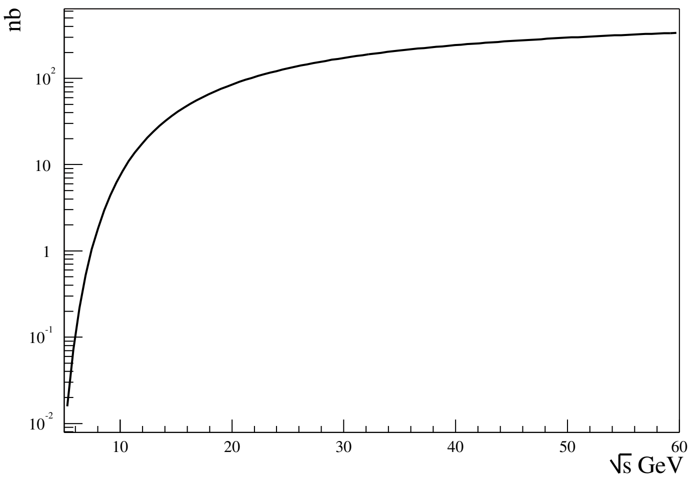


Bild 3.2: Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die J/ψ-Erzeugung in pp-Reaktionen von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$.

Um den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pA \to J/\psi X$ abzuschätzen, würde man $\sigma^{pp\to J/\psi}$ in einem ersten Ansatz mit der Anzahl N der Nukleonen im Kern multiplizieren. Für HERA-B läßt sich so der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von J/ψ-Mesonen zu $\sigma^{pA\to J/\psi X} = A \cdot (250 \pm 50)\,\mathrm{nb}$ abschätzen. Tatsächlich ist der beobachtete Wirkungsquerschnitt für die Produktion von J/ψ-Mesonen in pA-Reaktionen geringfügig niedriger, als man es durch durch eine Skalierung mit der Nukleonenzahl A erwarten würde. Diese Abweichung wurde zum ersten Mal an den Experimenten NA38 und NA50 am CERN beobachtet [22] [23].
Man bezeichnet dieses Phänomen als Charmonium-Unterdrückung und im speziellen Fall der J/ψ-Produktion als J/ψ-Unterdrückung. Sie wird durch die Funktion

$$S^A_{J/\psi}(x_F) = \frac{1}{A} \cdot \frac{d^3\sigma^{pA\to J/\psi}/dx_F d^2p_T}{d^3\sigma^{pN\to J/\psi}/dx_F d^2p_T} \tag{3.1}$$

beschrieben. Dabei bezeichnet $\sigma^{pN\to J/\psi}$ den Wirkungsquerschnitt für die J/ψ-Produktion in einer Proton-Nukleon-Reaktion und A die Anzahl der Nukleonen im Targetkern.
Die Funktion $S^A_{J/\psi}(x_F)$ wird im allgemeinen durch den Exponenten $\alpha_{J/\psi}$ parametrisiert. Sie erhält dann die Form

$$S^A_{J/\psi}(x_F) = A^{\alpha_{J/\psi}(x_F)-1} \tag{3.2}$$

Ohne J/ψ-Unterdrückung wäre $\alpha_{J/\psi} = 1$. In diesem Fall würde die Erzeugung des J/ψ-Mesons in pA-Reaktionen genau mit der Anzahl A der Nukleonen im Kern skalieren. Tabelle 3.1 zeigt die Werte für $\alpha_{J/\psi}$, wie sie an den Experimenten NA38, NA50, E772 und E789 über verschiedene Bereiche von x_F integriert gemessen wurden [21].

Experiment	Targetmaterialien	E_p[GeV]	x_F	$\alpha_{J/\psi}$
NA38	Cu, W, U	200	$[0\,;\,0,37]$	$0,91 \pm 0,03$
NA51	Cu, Al, W, u.a.	450	$[-0,19\,;\,0,14]$	$0,919 \pm 0,015$
E772	Ca, Fe, W, u.a.	800	$> 0,15$	$0,919 \pm 0,005$
E789	Be, C, W	800	$[-0,023\,;\,0,032]$	$0,888 \pm 0,025$

Tabelle 3.1: Meßwerte für $\alpha_{J/\psi}$, aus den Experimenten NA38, NA51, E722 und E789, integriert über x_F [21]. E_p bezeichnet die Energie des Protonenstrahls.

In Bild 3.3 ist die x_F-Abhängigkeit von $\alpha_{J/\psi}$ im Bereich $x_F > -0,07$ gezeigt, wie sie vom Experiment E866 gemessen wurde [17].

In der Modellvorstellung wird die J/ψ-Unterdrückung durch die Reabsorption des erzeugten $c\bar{c}$-Paares in inelastischen Stößen mit weiteren Nukleonen im Kern erklärt.
Die Funktion

$$S^A_{J/\psi}(x_F) = e^{-\sigma_{\mathrm{abs}}(x_F)\rho L} \tag{3.3}$$

fällt dann exponentiell mit der mittleren Weglänge L des $c\bar{c}$-Paares durch den Kern ab. Dabei bezeichnet ρ die mittlere Nukleondichte im Kern und $\sigma_{\mathrm{abs}}(x_F)$ den Absorptionswirkungsquerschnitt für das $c\bar{c}$-Paar auf seinem Weg durch den Kern. Dieses Verhalten wird tatsächlich im Experiment beobachtet [21].

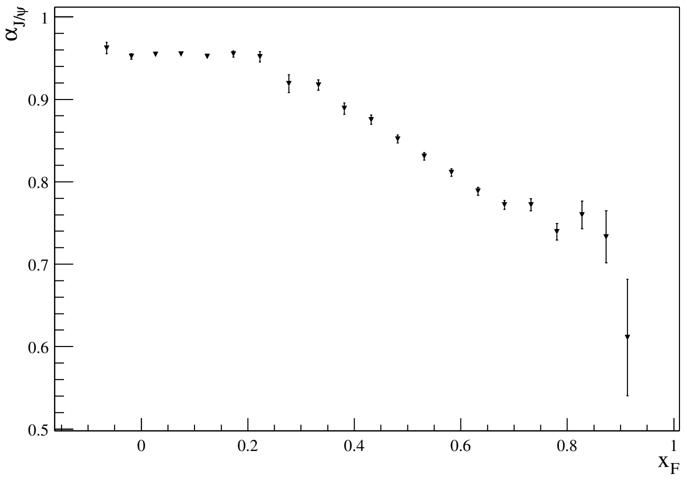


Bild 3.3: $\alpha_{J/\psi}$ in Abhängigkeit von x_F, wie vom Experiment E866 gemessen [17].

Die Zunahme der Unterdrückung für $x_F \to 1$ erklärt man durch Energieverluste bei Stößen des einfallenden Protons oder des erzeugten $c\bar{c}$-Paares mit Nukleonen aus dem Targetkern. Dadurch wird der resultierende Impuls des entstehenden Charmoniumzustandes reduziert und die x_F-Verteilung entsprechend in Richtung $x_F = 0$ verschoben.
Für $x_F \lessapprox 1$ kommt die x_F-Abhängigkeit der J/ψ-Unterdrückung hauptsächlich durch die unterschiedlichen inelastischen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{c\bar{c}}^{inel}$ des $c\bar{c}$-Zustandes bei der Ausbildung des Charmoniums zustande. Dieser hängt von der Größe des $c\bar{c}$-Zustandes ab. Je größer der ausgebildete Zustand ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit für seine Dissoziation bei der Wechselwirkung mit der ihn umgebenden Kernmaterie.
Der Farbsinglettzustand wird bei seiner Entstehung als quasi-punktförmig angenommen. Sein Absorptionswirkungsquerschnitt wächst mit der Zeit quadratisch an und zeigt ein asymptotisches Verhalten, wenn der entsprechende Charmoniumzustand voll ausgebildet ist. Der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Streuung des J/ψ-Mesons beträgt $\sigma_{J/\psi}^{inel} \approx 2,5\,\mathrm{mb}$. Für das χ_c-Meson wird $\sigma_{\chi_c}^{inel} \approx 2,4 \cdot \sigma_{J/\psi}^{inel}$ und für das ψ'-Meson $\sigma_{J/\psi}^{inel} \approx 3,7 \cdot \sigma_{J/\psi}^{inel}$ angenommen.
Der Farboktettzustand hat bereits bei seiner Ausbildung eine Ausdehnung von der Ordnung $1/\Lambda_{QCD}$. Zudem ist er wesentlich instabiler als der Farbsinglettzustand. Man erwartet daher einen höheren Absorptionswirkungsquerschnitt für den Farboktettzustand.
Eine Anpassung an die Daten von E866 bei 800 GeV liefert $\sigma_{J/\psi}^{Oktett} \approx 5\,\mathrm{mb}$ [20].
In Bild 3.4 ist die Vorhersage der J/ψ-Unterdrückung, im Modell der NRQCD, unter HERA-B-Bedingungen gezeigt. Dargestellt ist die x_F-Abhängigkeit von α für die Erzeugung von J/ψ-, χ_c und ψ'-Mesonen. Die im Experiment beobachtete Anzahl an J/ψ-Mesonen ist durch die Zerfälle von χ_c- und ψ'-Mesonen nach J/ψ überlagert. Die durchgezogene Linie in Bild 3.4 zeigt die zu beobachtende Unterdrückung der J/ψ-Produktion unter Berücksichtigung dieser Zerfälle.
Vorhergesagt ist eine Zunahme der Unterdrückung für die Zustände χ_c und ψ' für $x_F \ll 0$. Für die J/ψ-Produktion wird nur eine schwache Zunahme und für die direkte J/ψ-Produktion sogar eine Abnahme der Unterdrückung vorhergesagt. Dieses Verhalten rührt

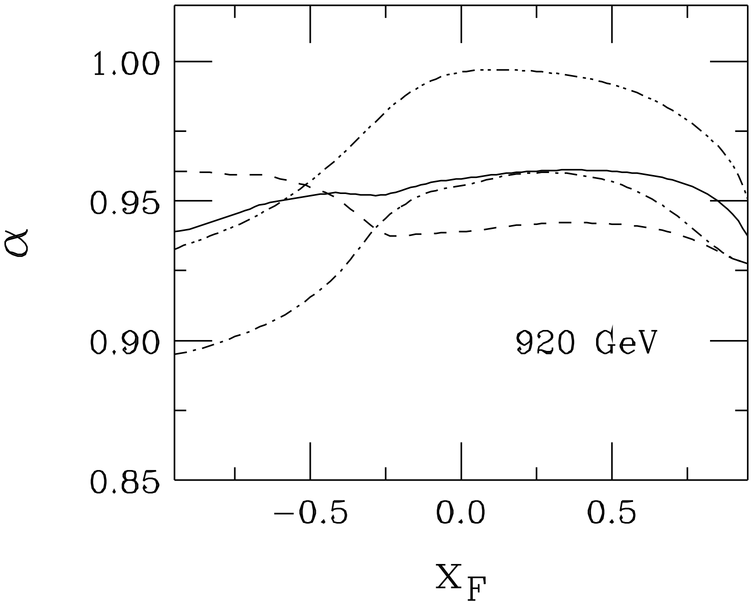


Bild 3.4: Abhängigkeit der Charmonium-Unterdrückung von x_F bei 920 GeV, im Modell der NRQCD. Dargestellt ist $\alpha_{J/\psi}$ für die Produktion der Zustände J/ψ (gestrichelte Linie), χ_c (gepunktete Linie) und ψ' (punktgestrichelte Linie). Außerdem ist die Unterdrückung der totalen J/ψ-Produktion gezeigt, die die prompten Zerfälle von χ_c und ψ' in J/ψ berücksichtigt (durchgezogene Linie) [20].

unter anderem daher, daß bereits für $x_F \lessapprox 0$ das vollständig ausgebildete J/ψ-Meson den Kern mit konstantem Absorptionswirkungsquerschnitt durchläuft.

Bei HERA-B ist man in der Lage, α in einem kinematischen Bereich von $-0,4 < x_f < 0,2$ zu messen. Für $x_F > 0$ ist damit der Bereich abgedeckt, in dem die gleiche Absorption für alle bei HERA-B beobachtbaren Charmoniumzustände erwartet wird. Die Detektorakzeptanz reicht zudem weiter in den negativen Bereich von x_F als für jedes andere zur Zeit in der Datennahme befindliche Experiment. Dieser Bereich ist zum Studium nuklearer Effekte bei der Charmoniumproduktion und damit der nuklearen Struktur überhaupt von eigentlichem Interesse. Die Ergebnisse des HERA-B-Experiments können also zahlreiche wertvolle Erkenntnisse im Studium nuklearer Materie liefern, die bis in die Schwerionenphysik reichen.
Eine wichtige zusätzliche Information beim Studium der J/ψ-Produktion in nuklearer Umgebung ist die Zentralität der pA-Reaktion, bei der das $c\bar{c}$-Paar erzeugt wird. Sie bestimmt maßgeblich, die Länge des Weges, den das $c\bar{c}$-Paar noch im Kern zurückzulegen hat und trägt daher wesentlich zur Erhöhung der Aussagekraft der Messungen zur J/ψ-, χ_c- und ψ'-Produktion bei.

Kapitel 4

Parametrisierung der Spurmultiplizität und der Stoßzentralität

Im Rahmen der vorliegenden Studie soll ermittelt werden, ob es möglich ist, am HERA-B-Detektor die Zentralität eines Proton-Targetkern-Stoßes zu bestimmen. Dabei steht die Bestimmung der mittleren Weglänge L des Protonprojektils und durch den Targetkern im Vordergrund, durch die bei der J/ψ-Produktion die Weglänge des in einem Proton-Kern-Stoß erzeugten $c\bar{c}$-Zustands vorgegeben ist. Die Weglänge des $c\bar{c}$-Zustands durch den Kern bestimmt seine Absorbtion in der umgebenden Kernmaterie, die unter anderem für die J/ψ-Unterdrückung verantwortlich ist.

Die Stoßzentralität ist keine direkte Meßgröße. Sie muß mit Hilfe von Modellaussagen aus geeigneten physikalischen Observablen bestimmt werden. Die Spurmultiplizität im Vertexdetektor ist eine robuste und leicht zugängliche Größe und mit der Stoßzentralität korreliert. Sie ist daher für die Bestimmung der Stoßzentralität eine aussichtsreiche Observable. Als Modellgrundlage soll die bei HERA-B verwendete Monte-Carlo-Simulation durch den Ereignisgenerator FRITIOF dienen [24].

Im Verlauf dieses Kapitels soll zunächst eine allgemeine Definition und eine gängige Parametrisierung der Spurmultiplizität eingeführt werden. Im Anschluß wird die Korrelation zwischen Spurmultiplizität und Stoßzentralität in der Monte-Carlo-Simulation untersucht.

4.1 Definition und Parametrisierung der Spurmultiplizität

Die Spurmultiplizität ist die Anzahl im Detektor rekonstruierter Spuren pro Ereignis. Sie hängt vom Zustand des Detektors und den verwendeten Rekonstruktionsalgorithmen ab.

Um sie zu untersuchen und die Ergebnisse einer solchen Untersuchung beurteilen zu können, ist es notwendig, die Art der verwendeten Spuren und ihre Zuordnung zu einem Proton-Kern-Stoß zu kennen.

4.1.1 Spurbestimmung

Am HERA-B-Experiment erfolgt die Spurrekonstruktion in zwei Schritten. Im ersten Schritt werden Spursegmente getrennt im Vertexdetektor vor dem Magneten und im Spurkammersystem hinter dem Magneten bestimmt. Im zweiten Schritt werden diese Spursegmente paarweise zugeordnet und verbunden. Für die sich daraus ergebenden Spuren wird schließlich die Ablenkung im Magnetfeld und der Impuls bestimmt. Eine Spur, der auf diese Weise ein Impuls zugeordnet werden kann, gilt als vollständig rekonstruiert.

Die vorliegende Studie bezieht sich bei der Bestimmung der Spurmultiplizität nicht auf vollständig rekonstruierte Spuren, sondern auf Spursegmente, die allein aus der Rekonstruktion im Vertexdetektor stammen. Diese Wahl erfolgte aus den folgenden Gründen:

- Die Winkelakzeptanz des Vertexdetektors ist größer als die des Spurkammersystems hinter dem Magneten. Die Wahl vollständig rekonstruierter Spuren schränkt also die Anzahl der für die Multiplizitätsbestimmung zugänglichen Spuren ein.

- Der Prozeß des paarweise Verbindens der Spursegmente erzeugt zusätzlich zu den tatsächlichen physikalischen Spuren sogenannte 'Clone'-Spuren, die aufgrund kombinatorischer Verknüpfungen zustandekommen und keine physikalische Bedeutung haben. Sie müssen durch ein kompliziertes Verfahren wieder entfernt werden [25]. Das Auftreten von 'Clone'-Spuren führt bei der Verwendung vollständig rekonstruierter Spuren zu Unsicherheiten bei der Beurteilung ihrer physikalischen Bedeutung. Ist man nur an wenigen Spuren interessiert, deren physikalischer Gehalt, zum Beispiel durch einen rekonstruierten Zerfallsvertex mit geeigneter invarianter Masse gesichert ist, fällt diese Unsicherheit nicht ins Gewicht. In der vorliegenden Studie sollen jedoch möglichst alle physikalischen Spuren, und nur diese, zur Bestimmung der Spurmultiplizität ausgezählt werden. Durch die Wahl der Spursegmente aus dem Vertexdetektor wird dabei die zusätzliche Unsicherheit durch die oben erwähnte Behandlung von 'Clone'-Spuren vermieden.

- Berücksichtigt man die Aufteilung des Spurkammersystems in einen inneren (ITR) und einen äußeren Teil (OTR), durchquert eine vollständig rekonstruierte Spur bis zu drei verschiedene Subsysteme des Detektors. Die Funktionsfähigkeit der entsprechenden Detektorkomponenten, die Maskierung ineffizienter Bereiche und die Treffereffizienz jeder einzelnen Detektorlage in den durchlaufenen Subsystemen gehen in die Bestimmung der Spurrekonstruktionseffizienz ein. Beim Vertexdetektor handelt es sich um ein relativ robustes und zuverlässiges System mit hohen Treffereffizienzen und hoher Lagenredundanz [26]. Das macht die Bestimmung der Effizienz für die Rekonstruktion von Spursegmenten, die allein aus dem Vertexdetektor stammen, im Vergleich zur Effizienzbestimmung vollständig rekonstruierter Spuren einfacher und verläßlicher.

Im Gegenzug verzichtet man auf die Rekonstruktion von Impulsen, die nur durch die Bestimmung der Ablenkung einer vollständig rekonstruierten Spur durch das Magnetfeld möglich ist.

4.1.2 Definition der Spurmultiplizität am HERA-B Detektor

Für den weiteren Verlauf dieser Studie wird die Spurmultiplizität wie folgt bestimmt: Liegt ein Ereignis mit genau einem rekonstruierten Primärvertex vor, werden für dieses Ereignis alle geeigneten rekonstruierten Spursegmente im Vertexdetektor ausgezählt. Als geeignet gilt ein Spursegment genau dann, wenn es die folgenden Eigenschaften erfüllt:

- Es liegen mehr als fünf Treffer auf dem Spursegment. Um diese Forderung erfüllen zu können, muß es mehr als zwei Superlagen des Vertexdetektors durchquert haben.
- Für die Qualität des Spurfits gilt $\chi^2/\mathrm{ndof} < 4$. Dabei bezeichnet ndof die Anzahl der Freiheitsgrade des Spurfits.
- Für den kleinsten Abstand d_{min} des Spursegments vom rekonstruierten Primärvertex gilt $d_{min} < 1$cm. Diese schwache Anforderung soll ausschließen, daß Spursegmente aus Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restpartikeln des Strahlvakuums mitgezählt werden.

4.1.3 Parametrisierung der Spurmultiplizität

Die Spurmultiplizität ist eine prinzipiell leicht zugängliche Größe, die seit vielen Jahren an zahlreichen Experimenten der Hochenergie-Physik studiert wird. Eine wichtige dabei entdeckte Eigenschaft ist ihre Universalität, die zum ersten Mal 1972 von Koba, Nielson und Olesen festgestellt und erklärt wurde [27]:
Die Verteilung der Multiplizität (4.1) hängt nur von der mittleren Multiplizität $\bar{n}$ ab.

$$P(n) = \frac{1}{\bar{n}} \cdot \psi(\frac{n}{\bar{n}}) \tag{4.1}$$

$\psi(\frac{n}{\bar{n}})$ ist eine universelle Verteilungsfunktion, die für jede Form der Streuung gleich ist [28]. Sie wird als KNO-Skalen-Funktion bezeichnet und ist experimentell zu bestimmen. Eine gute Parametrisierung erhält man durch die negative Binomialverteilung

$$P(n) = \binom{n+k-1}{n} p^k (1-p)^n$$

Erwartungswert $\mu[n]$ und Varianz $\sigma^2[n]$ dieser Verteilung sind mit den Parametern k und p wie folgt verknüpft:

$$\mu[n] = k \cdot (p-1)/p$$

$$\sigma^2[n] = 1/\mu[n] + 1/k$$

Die negative Binomialverteilung soll im weiteren für alle Fits an die Spurmultiplizität aus Simulation und Daten verwendet werden.
Die Abhängigkeit der Spurmultiplizität von der Energie eines einlaufenden Protonstrahls auf ein festes Target wurde mit dem Ereignisgenerator FRITIOF für Kohlenstoff simuliert. Sie ist in Bild 4.1 gezeigt.

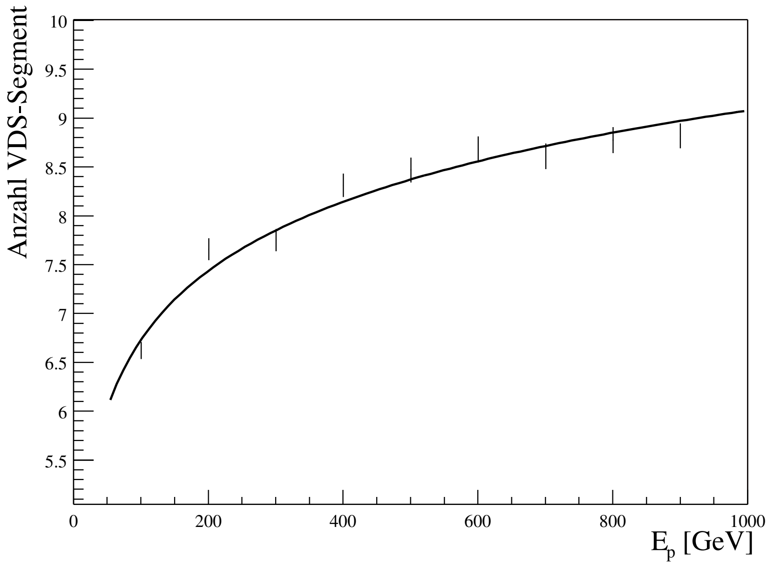


Bild 4.1: Abhängigkeit der mittleren Multiplizität von der Energie des Protonstrahls für ein „fixed-target"-Experiment wie HERA-B. Die mittlere Multiplizität wurde jeweils für 1000 Ereignisse bestimmt. Der angegebene Fehler entspricht der Varianz der entsprechenden Multiplizitätsverteilung geteilt durch die Wurzel aus der Anzahl der Ereignisse. An die Verteilung wurde eine Logarithmusfunktion angepaßt.

4.1.4 Zuordnung der Spuren zu einem Proton-Kern-Stoß

Im folgenden soll zwischen einem Ereignis, einer Proton-Kern-Wechselwirkung und einem rekonstruierten Vertex unterschieden werden. Ein Ereignis soll die Gesamtheit aller im Moment der Detektorauslese aufgenommenen Proton-Kern-Wechselwirkungen bezeichnen. Bei Raten von einigen MHz besteht die Möglichkeit, daß in einem Ereignis mehrere Proton-Kern-Stöße überlagert vorliegen, woraus mehrere Vertices rekonstruiert werden können. Ein rekonstruierter Vertex in der Umgebung eines Targetdrahts wird als Primärvertex bezeichnet. Die Rekonstruktion von Vertices erfolgt bei HERA-B mit dem Programmpaket GROVER [5] [29].

Vertexauflösung und Vertexrekonstruktionseffizienz

Ein wichtiger Punkt bei der Bestimmung der Spurmultiplizität ist die Zuordnung der ausgezählten Spuren zu einem Primärvertex. Die Effizienz für die Rekonstruktion eines einzelnen Vertex liegt etwa bei $\epsilon_{1\mathrm{Ver}} \approx 0,9$ [3]. Für die Rekonstruktion zweier Vertices ist die Rekonstruktionseffizienz nicht $\epsilon^2_{1\mathrm{Ver}}$, sondern geringer. Dieser Effekt ist mit der räumlichen Vertexauflösung des Detektors verknüpft, die in Tabelle 4.5 in den Koordinaten x, y und z angegeben ist.
Die Auflösung des Detektors führt bei der Rekonstruktion zu zwei Unsicherheiten [29]:

- Die Auflösung mehrerer überlagerter Proton-Kern-Stöße auf einem Targetdraht in einem Ereignis ist abhängig von ihrem Abstand. Liegt dieser in einem Ereignis

Raumkoordinate	Vertexauflösung $\Delta[\mu\text{m}]$
x	46
y	46
z	490

Tabelle 4.1: Vertexauflösung im Jahr 2000 [3].

unterhalb der Auflösung des Vertexdetektors, kommt es vor, daß der Rekonstruktionsalgorithmus für beide Wechselwirkungen nur einen Vertex rekonstruiert. Solche Ereignisse führen zu einer systematischen Erhöhung der Spurmultiplizität.

- Durch die Implementierung des Rekonstruktionsalgorithmus besteht außerdem eine Multiplizitätsabhängigkeit der Vertexrekonstruktion. Sie ist für Wolfram und Kohlenstoff in Tabelle 4.2 dargestellt. Für einen einzelnen Proton-Kern-Stoß mit hoher Spurmultiplizität besteht ebenso eine Wahrscheinlichkeit, zwei oder mehr Primärvertices zu rekonstruieren, auf die die rekonstruierten Spursegmente aufgeteilt werden. Solche Ereignisse führen zu einer systematischen Verringerung der Spurmultiplizität.

Wolfram	P_0	P_1	P_2	P_3	typische Unsicherheit
$Mult < 15$	0,031	0,858	0,111	0	0,01
$15 < Mult < 25$	0	0,669	0,325	0	0,01
$25 < Mult$	0	0,406	0,500	0,085	0,01
Kohlenstoff	P_0	P_1	P_2	P_3	typische Unsicherheit
$Mult < 15$	0,052	0,826	0,120	0,001	0,01
$15 < Mult < 25$	0	0,633	0,355	0,011	0,01
$25 < Mult$	0	0,443	0,517	0,038	0,02

Tabelle 4.2: Multiplizitätsabhängigkeit der Vertexrekonstruktion. P_i bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, für genau zwei überlagerte Proton-Kern-Wechselwirkungen i Primärvertices zu rekonstruieren. $Mult$ ist die Anzahl aller im Detektor rekonstruierten Spursegmente. In der letzten Spalte ist für jede Zeile eine typische Abschätzung der Unsicherheit angegeben.

Um die Effekte der Vertexrekonstruktion abschätzen zu können, wurden sie mit Hilfe eines Standardsatzes Monte-Carlo-generierter inelastischer Ereignisse studiert. Die Ereignis-Generation erfolgte mit dem Programmpaket FRITIOF. Als Targetkern wurde Wolfram verwendet. Statt, wie üblich, Schritt für Schritt jede erzeugte Proton-Kern-Wechselwirkung für sich zu rekonstruieren, wurden zuvor mehrere Wechselwirkungen aus der Simulation überlagert und anschließend gleichzeitig rekonstruiert. Das Rekonstruktionsverfahren ist für Daten und Monte-Carlo-Simulation gleich.
Eine Unsicherheit besteht jedoch noch in der Verteilung der Primärvertices in Daten. Diese hängt vom Profil des Protonstrahls ab, das wiederum von einem Datensatz zum nächsten variieren kann. Bisher ist es in der Monte-Carlo-Simulation für HERA-B nicht

vorgesehen, das Profil des Protonstrahls zu variieren. Stattdessen ist die räumliche Verteilung der überlagerten Proton-Kern-Wechselwirkungen in der Monte-Carlo-Simulation fest vorgegeben.
Um die Rekonstruktionseffizienz für genau zwei überlagerte Wechselwirkungen abzuschätzen, wurden zunächst 5000 mal genau zwei Proton-Kern-Stöße aus der Simulation überlagert. Die mit Fehlerbalken versehene Kurve in Bild 4.2 zeigt den Abstand der Primärvertices, die getrennt rekonstruiert werden konnten. Die gefüllte Kurve gibt den Abstand der tatsächlichen überlagerten Proton-Kern-Stöße an.

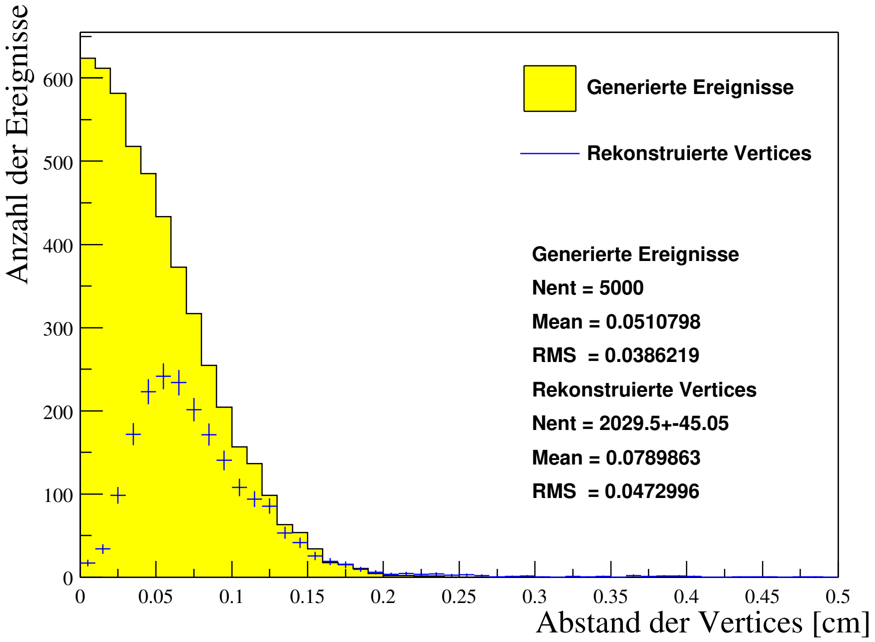


Bild 4.2: Rekonstruktion zweier überlagerter Proton-Kern-Wechselwirkungen in einem Ereignis in Abhängigkeit von ihrem Abstand für Wolfram. Die gefüllte Kurve zeigt den Abstand der zwei überlagerten Proton-Kern-Stöße aus der Simulation. Die mit Fehlerbalken versehene Kurve zeigt den Abstand der rekonstruierten Primärvertices für die Fälle, in denen beide überlagerten Proton-Kern-Stöße rekonstruiert werden konnten.

Teilt man die Histogramme binweise, erhält man die Rekonstruktionseffizienz für genau zwei Vertices in Abhängigkeit von ihrem Abstand.
Die integrierte Effizienz dafür, in einem Ereignis zwei überlagerte Proton-Kern-Wechselwirkungen als zwei Primärvertices zu rekonstruieren, liegt bei etwa 40%.
Bestimmt man für i überlagerte Proton-Kern-Stöße aus der Simulation die Wahrscheinlichkeit dafür, daß j Primärvertices rekonstruiert werden, kann man daraus eine Migrationsmatrix $(M)_{ij}$ bestimmen. Diese Matrix hängt vom Profil des Protonstrahls, vom verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus und von der mittleren Spurmultiplizität der überlagerten Proton-Kern-Wechselwirkungen ab.
Als Beispiel sind in Tabelle 4.3 die Migrationsmatrizen für Kohlenstoff und Wolfram gezeigt.
Sie wurde mit Hilfe von 10000 überlagerten Proton-Kern-Stößen aus der Monte-Carlo-Si-

Kohlenstoff	0 Vertices	1 Vertex	2 Vertices	3 Vertices	4 Vertices
1 pA-Stoß	0,192	0,803	0,002	0	0
2 pA-Stöße	0,024	0,711	0,254	0,001	$< 0,001$
3 pA-Stöße	0,001	0,470	0,444	0,084	0,002
4 pA-Stöße	$< 0,001$	0,257	0,522	0,208	0,015

Wolfram	0 Vertices	1 Vertex	2 Vertices	3 Vertices	4 Vertices
1 pA-Stoß	0,086	0,895	0,018	0,001	0
2 pA-Stöße	$< 0,001$	0,533	0,404	0,054	0,005
3 pA-Stöße	0,002	0,238	0,486	0,238	0,031
4 pA-Stöße	0	0,124	0,402	0,361	0,096

Tabelle 4.3: Migrationsmatrix der Vertexrekonstruktion aus 10000 Proton-Kern-Stößen aus der Monte-Carlo-Simulation für einen Kohlenstoff- und einen Wolframdraht. Die statistische Unsicherheit der Migrationswahrscheinlichkeiten liegt typischerweise bei 0,01.

mulation bestimmt.
Man sieht, daß für Wolfram nur in etwa 2% aller Fälle ein Proton-Kern-Stoß aufgesplittet wird und zur Rekonstruktion von zwei oder mehr Primärvertices führt. Die Kontamination von Ereignissen mit genau einem rekonstruierten Vertex durch Ereignisse mit mehr als einer überlagerten Proton-Kern-Wechselwirkung ist jedoch beträchtlich. Zum Beispiel kann in mehr als der Hälfte aller Ereignisse mit zwei überlagerten Proton-Kern-Wechselwirkungen nur ein Primärvertex rekonstruiert werden.
Ähnliches gilt für Kohlenstoff. Aufgrund der Multiplizitätsabhängigkeit der Vertexrekonstruktionseffizienz hat die Migrationsmatrix allerdings ein etwas anderes Aussehen: Die Kontamination der Ereignisse mit einem rekonstruierten Primärvertex durch mehr als eine überlagerte Proton-Kern-Wechselwirkung ist im Vergleich zu Wolfram noch höher, ebenso wie die Wahrscheinlichkeit dafür, daß für einen einzelnen Proton-Kern-Stoß kein Primärvertex rekonstruiert werden kann.

Verfälschung der Spurmultiplizität durch Effekte der Vertexauflösung

In die Bestimmung der Verfälschung der Spurmultiplizität gehen zwei Größen ein:

- Die durch die oben bestimmte Migrationsmatrix vorgegebene Wahrscheinlichkeit dafür, daß i Primärvertices rekonstruiert werden, falls in einem Ereignis j überlagerte Proton-Kern-Stöße vorliegen.
- Die Anzahl der Ereignisse, im betrachteten Datensatz, für die tatsächlich j überlagerte Wechselwirkungen vorliegen.

Im Experiment findet die Überlagerung von Proton-Kern-Wechselwirkungen zufällig statt. Im weiteren Verlauf dieser Studie soll angenommen werden, daß sie poissonverteilt ist, was unter stabilen Luminositätsbedingungen für HERA-B in guter Näherung der Fall ist. Der Erwartungswert für die Anzahl überlagerter Proton-Kern-Stöße $\mu(n_{pA})$ hängt von der Wechselwirkungsrate ab und wird durch

$$\mu(n_{WW}) = \kappa \cdot \frac{\nu_{IA}}{\nu_{BX}} = \kappa \cdot \frac{\nu_{IA}[\mathrm{MHz}]}{8,52\mathrm{MHz}} \tag{4.2}$$

bestimmt. Dabei ist ν_{IA} die gemessene Wechselwirkungsrate und ν_{BX} die in Kapitel 2 eingeführte Bunchcrossing-Rate. Aufgrund der speziellen Kalibration der Hodoskopzähler ist die gemessene Wechselwirkungsrate mit einem materialabhängigen Korrekturfaktor κ zu versehen [30]. Dieser Faktor ist für die Targetmaterialien Kohlenstoff und Wolfram in Tabelle 4.4 angegeben. Man sieht, daß der Einfluß des Korrekturfaktors vor allem für Kohlenstoff nicht vernachlässigbar ist. Bei gleicher gemessener Wechselwirkungsrate ist die korrigierte Wechselwirkungsrate und damit der Erwartungswert für die Anzahl überlagerter Ereignisse pro Bunch für Wolfram nur halb so groß wie für Kohlenstoff.

Targetmaterial	Korrekturfaktor κ
Kohlenstoff	1,8
Wolfram	0,8

Tabelle 4.4: Materialabhängige Korrekturfaktoren für die Bestimmung der Wechselwirkungsrate in der Datennahme-Periode 2002/2003. Eine Bestimmung der Unsicherheiten war zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen [30] [31].

Um den Einfluß von irrtümlich als einzeln rekonstruierten überlagerten Proton-Kern-Stößen abschätzen zu können, wurden die generierten Ereignisse mit einem Erwartungswert von $\mu = 1$ poissonverteilt überlagert. Dieser Erwartungswert entspricht einer simulierten gemessenen Wechselwirkungsrate von 5MHz für Kohlenstoff, wie sie im bisherigen Verlauf der Datennahmeperiode 2002/2003 für die Aufnahme von J/ψ-getriggerten Daten oft gewählt wurde.

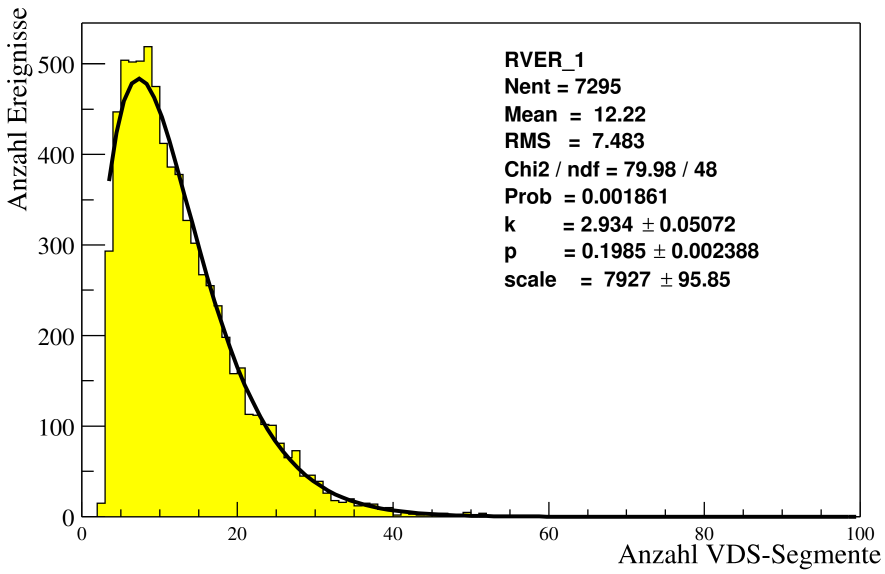
Damit wurde die Multiplizität für Ereignisse mit genau einem rekonstruierten Vertex untersucht. Bild 4.3 (a) zeigt die Multiplizität aller Ereignisse mit genau einem rekonstruierten Vertex. Diese Verteilung entspricht der Spurmultiplizität, wie man sie im Experiment mißt.

Bild 4.3 (b) zeigt die Spurmultiplizität für die Ereignisse, bei denen in der Simulation tatsächlich nur ein einziger Proton-Kern-Stoß vorgelegen hat. Wie man sieht, wird in einem Datensatz von 5MHz für Kohlenstoff durch die Auflösung der Vertexrekonstruktion die mittlere Spurmultiplizität einer einzelnen Proton-Kern-Wechselwirkung bei der Rekonstruktion bereits um 24% überschätzt.

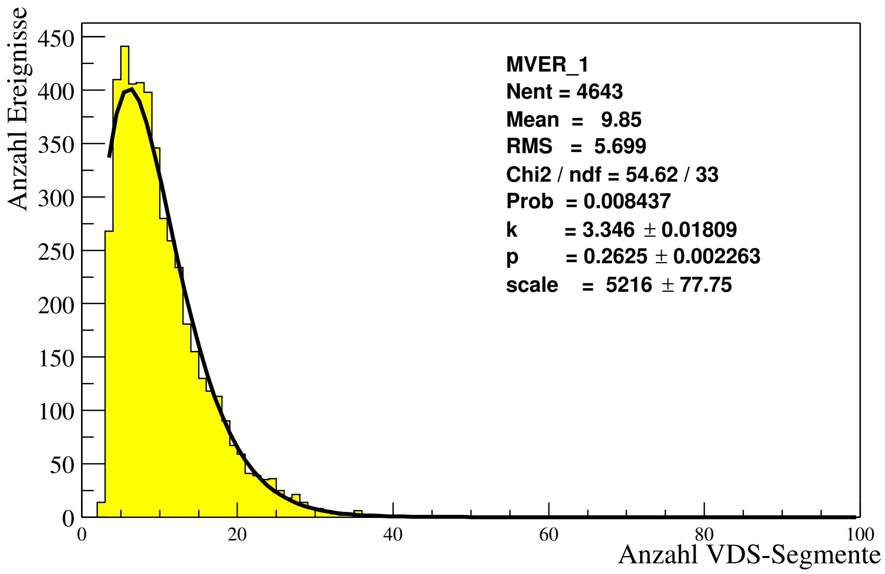
In Bild 4.4 ist der Einfluß der Ereignisse gezeigt, für die nur ein Primärvertex rekonstruiert werden konnte, obwohl in Wirklichkeit zwei und drei überlagerte Proton-Kern-Stöße in der Simulation vorlagen.

Man sieht, daß die mittlere Multiplizität für die Beiträge von zwei und drei überlagerten Proton-Kern-Stößen weniger als linear ansteigt. Dieses Verhalten ist auf die zusätzliche Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz eines Vertex von der Spurmultiplizität zurückzuführen.

Weiterhin ist zu erkennen, daß der Anteil der Ereignisse mit zwei, drei und mehr überlagerten Proton-Kern-Stößen an den Ereignissen mit einem rekonstruierten Vertex stark abfällt. Zum einen ist die Wahrscheinlichkeit, genau einen Vertex zu rekonstruieren, für



(a)



(b)

Bild 4.3: Aus der Simulation abgeschätzter Einfluß überlagerter Ereignisse auf die Bestimmung der Spurmultiplizität für Kohlenstoff. Bild (a) zeigt die Multiplizität für Ereignisse mit genau einem rekonstruierten Vertex. In Bild (b) ist die Spurmultiplizität der rekonstruierten Ereignisse gezeigt, bei denen in der Simulation tatsächlich nur eine Proton-Kern-Wechselwirkung stattgefunden hat. An beide Verteilungen wurde eine negative Binomialverteilung angepaßt.

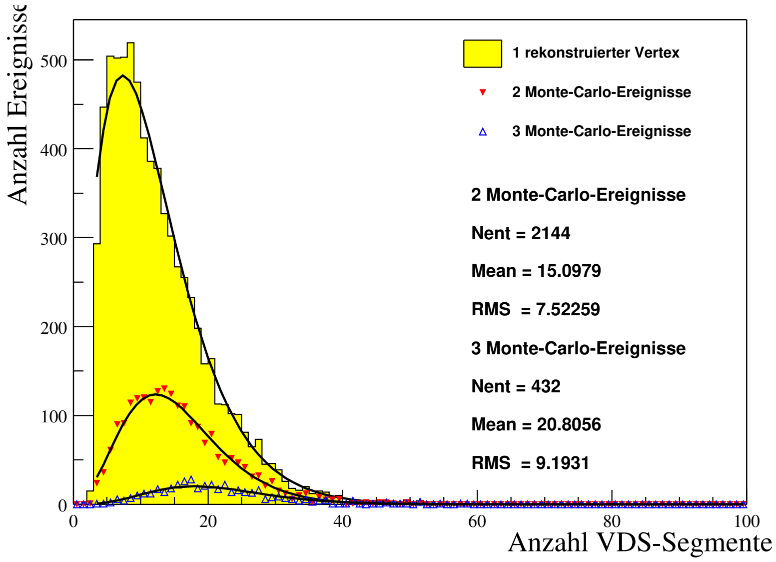


Bild 4.4: Einfluß überlagerter Ereignisse auf die Bestimmung der Spurmultiplizität für Kohlenstoff. Gezeigt ist die Spurmultiplizität aus der Simulation, für alle Ereignisse mit einem rekonstruierten Primärvertex (gefüllte Kurve) und für die Ereignisse, für die in der Simulation zwei (Dreicke nach unten) und drei (Dreiecke nach oben) überlagerte Proton-Kern-Wechselwirkungen stattgefunden haben, aber nur ein Primärvertex rekonstruiert wurde. An alle Verteilungen wurde eine negative Binomialverteilung angepaßt.

drei überlagerte Proton-Kern-Wechselwirkungen kleiner als für zwei überlagerte Proton-Kern-Wechselwirkungen. Zum anderen liegen aufgrund des Poissoncharakters der Überlagerung weniger Ereignisse mit drei überlagerten Proton-Kern-Wechselwirkungen vor.
In Tabelle 4.5 ist der relative Anteil von zwei und drei überlagerten Wechselwirkungen an einem Ereignis mit genau einem rekonstruierten Vertex, für den Fall einer simulierten Wechselwirkungsrate von 5 MHz und von 1 MHz für Kohlenstoff gezeigt. Eine simulierte Wechselwirkungsrate von 1 MHz für Kohlenstoff entspricht dabei einer poissonverteilten Überlagerung der Proton-Kern-Stöße mit einem Erwartungswert von $\mu = 0,2$.

$N_{\text{überlagert}}$	$\alpha_{1\text{VER}}$ bei 5MHz	$\alpha_{1\text{VER}}$ bei 1MHz
1 Ereignis	0,73	0,92
2 Ereignisse	0,23	0,08
3 Ereignisse	0,04	$< 0,01$
>3 Ereignisse	$< 0,01$	$< 0,001$

Tabelle 4.5: Relativer Anteil von überlagerten Proton-Kern-Stößen mit genau einem rekonstruierten Vertex. $\alpha_{1\text{VER}}$ ist der relative Anteil, den diese Ereignisse an allen Ereignissen mit genau einem rekonstruierten Vertex haben. Die Überlagerung wurde für eine gemessene Wechselwirkungsrate von 5 MHz und von 1 MHz für Kohlenstoff simuliert.

Man sieht, daß der Anteil überlagerter Proton-Kern-Wechselwirkungen für eine simulierte Wechselwirkungsrate von 1 MHz beträchtlich niedriger ist.

Die Untersuchungen zur Zuordnung von Spursegmenten zu einem Primärvertex führen zu den folgenden Schlußfolgerungen:

- Die Bestimmung der Spurmultiplizität wird durch die Auflösung des Vertexdetektors beeinflußt. Der dominante Effekt besteht darin, daß für Ereignisse mit mehr als einer Proton-Kern-Wechselwirkung nur ein Primärvertex rekonstruiert wird. Dadurch wird die Spurmultiplizität systematisch erhöht. Den größten Beitrag zu dieser Erhöhung liefern Ereignisse mit zwei überlagerten Wechselwirkungen, die im obigen Beispiel einer simulierten Datennahme mit 5 MHz und Kohlenstofftarget fast 23% der Ereignisse mit genau einem rekonstruierten Primärvertex ausmachen.

- Eine Möglichkeit, diese Effekte zu minimieren, besteht darin, den Anteil überlagerter Proton-Kern-Wechselwirkungen in einem Ereignis so gering wie möglich zu halten. Das ist für niedrige Wechselwirkungsraten der Fall.

Die vorliegende Studie beschränkt sich daher bei der Analyse auf Datensätze, die mit möglichst niedriger Wechselwirkungsrate aufgenommen wurden.
Zur Bestimmung der Spurmultiplizität werden nur Ereignisse mit genau einem rekonstruierten Primärvertex ausgewählt. Der verbleibende Einfluß überlagerter Ereignisse wird mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation wie folgt abgeschätzt:

- Für Kohlenstoff und Wolfram wird aus der Monte-Carlo-Simulation die Migrationsmatrix $(M)_{rm}$ bestimmt. Der Eintrag M_{rm} gibt dabei an mit welcher Wahrscheinlichkeit r Vertices rekonstruiert werden, falls m überlagerte Proton-Kern-Wechselwirkungen vorliegen. Das Beispiel einer solchen Migrationsmatrix für Kohlenstoff und für Wolfram ist in Tabelle 4.3 gezeigt.

- Durch Matrixinversion wird aus der Migrationsmatrix und aus der Verteilung rekonstruierter Vertices im betrachteten Datensatz die Verteilung der überlagerten Proton-Kern-Wechselwirkungen pro Ereignis entfaltet.

- An diese Verteilung wird eine Poissonverteilung angepaßt. Der Erwartungswert dieser Poissonverteilung gibt die mittlere Anzahl an Proton-Kern-Stößen pro Ereignis an, wie sie in dem betrachteten Datensatz vorliegen.

- Mit diesem Erwartungswert werden die Proton-Kern-Wechselwirkungen aus der Monte-Carlo-Simulation vor der Rekonstruktion poissonverteilt überlagert.

- Anschließend kann die Verteilung der überlagerten Wechselwirkungen in der Monte-Carlo-Simulation noch einmal auf die aus Daten entfaltete Verteilung gewichtet werden.

War dieses Verfahren zur Anpassung der Monte-Carlo-Simulation an die Überlagerung von Proton-Kern-Wechselwirkungen in Daten erfolgreich, sollte die Verteilung der rekonstruierten Primärvertices pro Ereignis in der Monte-Carlo-Simulation gut mit der in Daten beobachteten Verteilung übereinstimmen.
Ein Beispiel für die Anpassung der Anzahl überlagerter Proton-Kern-Stöße aus der Simulation an Daten ist in Bild 4.5 gezeigt.

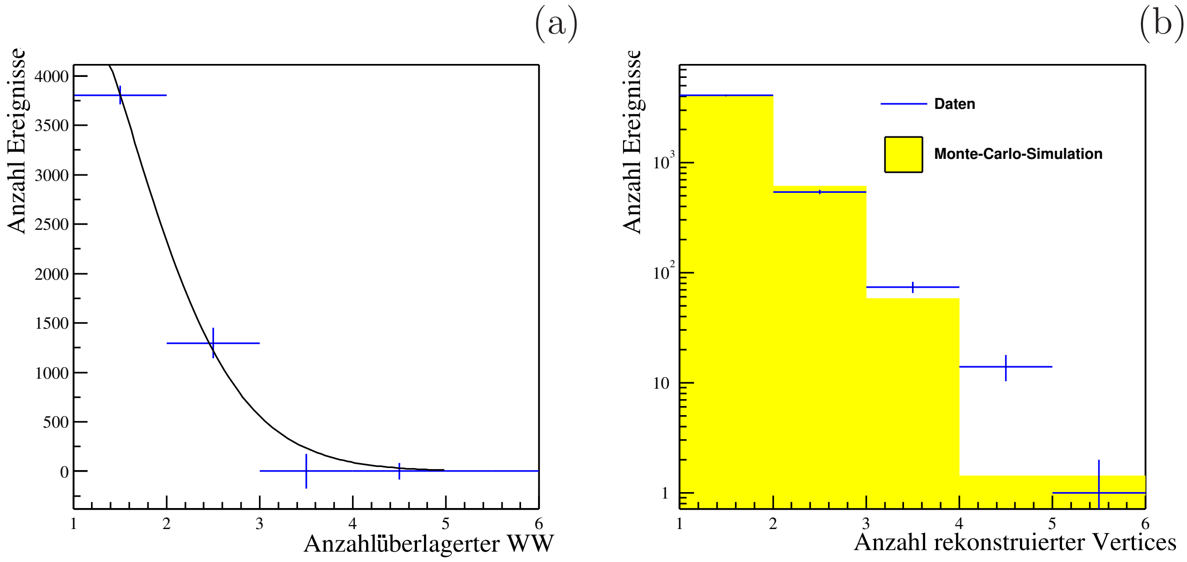


Bild 4.5: Bestimmung der Anzahl überlagerter Proton-Kern-Stöße aus Daten. Mit Hilfe der invertierten Migrationsmatrix aus Tabelle 4.3 für Wolfram wurde die Anzahl überlagerter Proton-Kern-Stöße für den Datensatz 20341 bestimmt (Bild (a)). An die Verteilung wurde eine Poissonverteilung angefittet und mit dem Mittelwert μ aus diesem Fit die Proton-Kern-Stöße aus der Simulation überlagert. Schließlich wurde die resultierende Verteilung überlagerter Proton-Kern-Stöße aus der Monte-Carlo-Simulation auf die aus Daten entfaltete Verteilung gewichtet. Bild (b) zeigt, inwieweit die gewichtete Verteilung der Monte-Carlo-Simulation die Anzahl rekonstruierter Primärvertices in Daten reproduziert.

4.2 Parametrisierung der Stoßzentralität in der Monte-Carlo-Simulation

Die Simulation weicher inelastischer Proton-Kern-Stöße erfolgt bei HERA-B mit dem Ereignisgenerator FRITIOF. In diesem Abschnitt sollen die durch die Simulation FRITIOF verwendeten Parameter der Stoßzentralität eingeführt werden. Daraufhin folgen einige Anmerkungen über die in FRITIOF verwendete Kerngeometrie, für die Targetmaterialien Kohlenstoff und Wolfram. Schließlich wird die Korrelation der Zentralitätsparameter zu der oben definierten Spurmultiplizität untersucht.

4.2.1 Parameter der Stoßzentralität

FRITIOF bietet zwei Möglichkeiten, die Zentralität des Proton-Kern-Stoßes zu parametrisieren, den Stoßparameter b und die Anzahl der Proton-Nukleon-Stöße N_{pn}, die das Protonprojektil im Targetkern vollzieht. Beide Parametrisierungen sind in Bild 4.6 veranschaulicht.

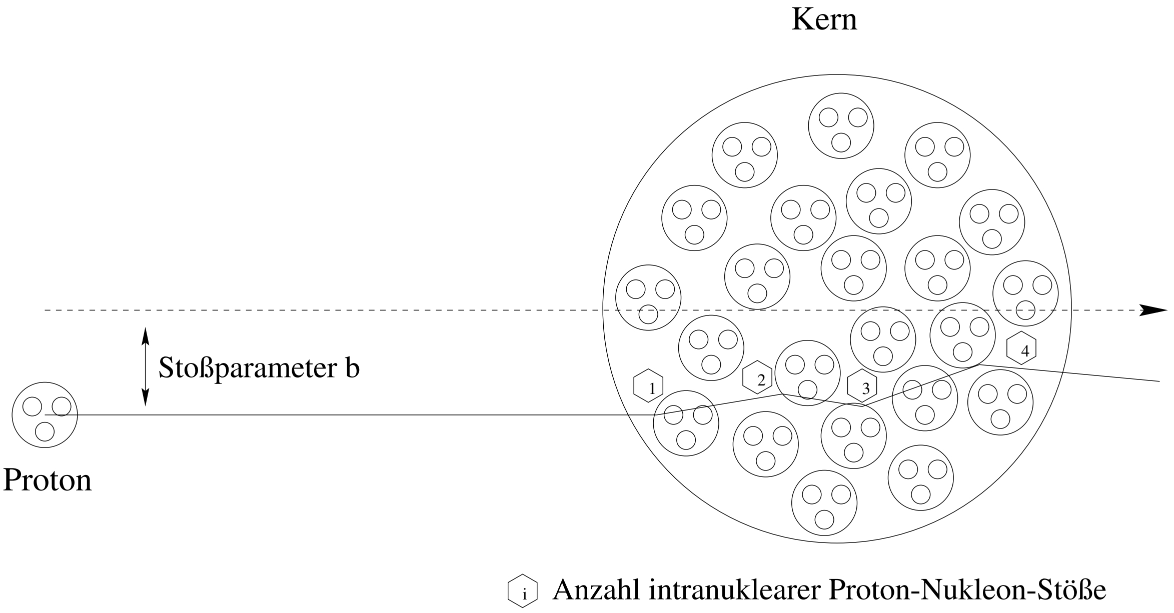


Bild 4.6: Stoßparameter und Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße schematisch dargestellt.

Der Stoßparameter b ist zur Beschreibung der Stoßzentralität die bekanntere Größe. Die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon Wechselwirkungen N_{pn} ist in der Modellbeschreibung durch FRITIOF besser mit der Spurmultiplizität korreliert.
Bild 4.7 zeigt die Verteilung des Stoßparameters (a) und der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Wechselwirkungen (b) von 10000 Monte-Carlo-generierten Ereignissen für Wolfram.
In die Verteilung des Stoßparameters geht die geometrische Struktur des Kerns ein. Bis zu einem maximalen Wert von $b_{max} \approx 6\,\mathrm{fm}$ nimmt die Anzahl an Ereignissen dem Umfang

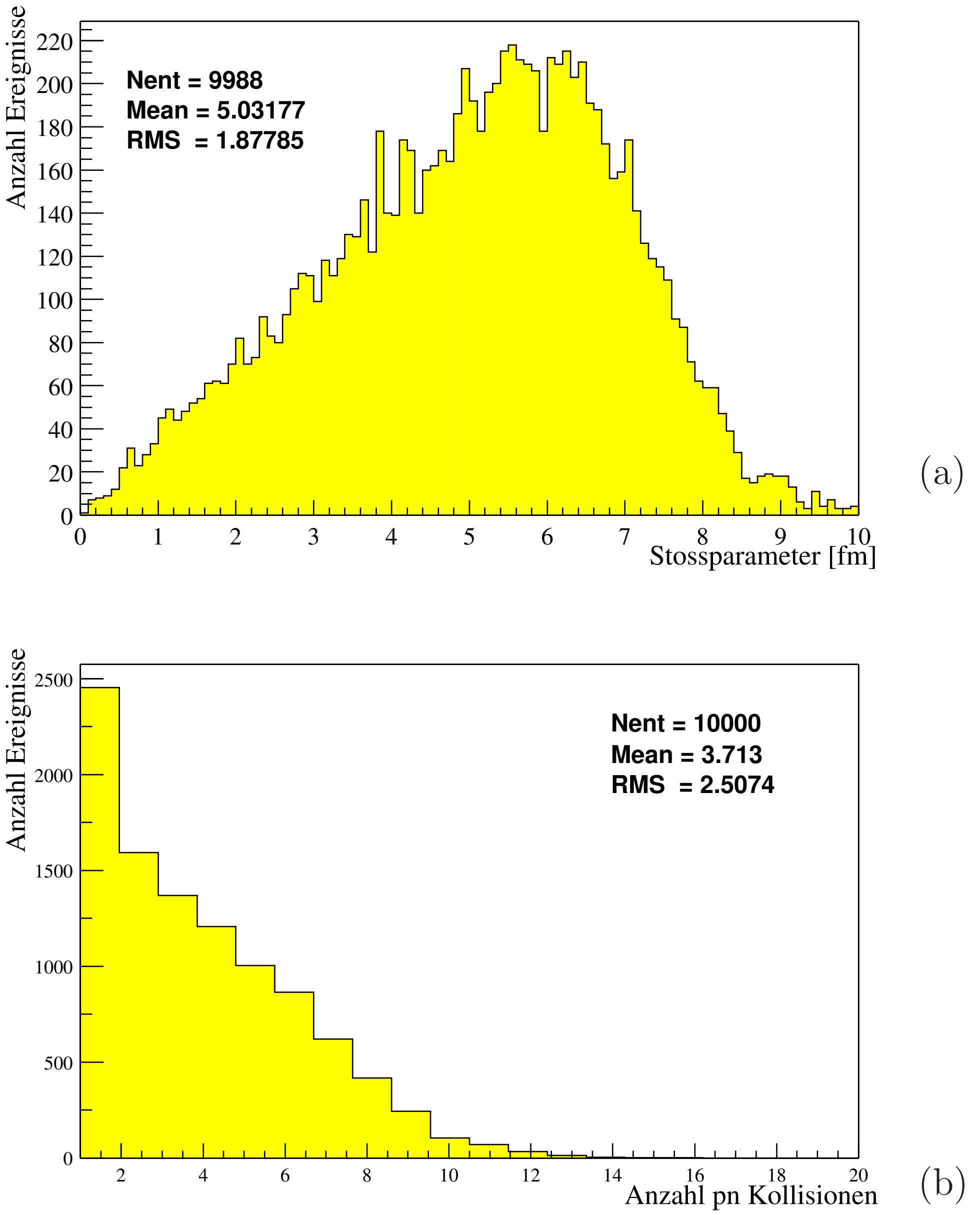


Bild 4.7: Verteilung des Stoßparameters b (a) und der Anzahl intranukearer Proton-Kern-Stöße N_{pn} (b) für Wolfram.

eines Kreises mit Radius b entsprechend zu. Das Abfallen der Verteilung für $b > 6\,\mathrm{fm}$ kommt durch die geringer werdende Dichte von Nukleonen am Rand des Kerns zustande. Wie in Bild 4.8 zu sehen, ist die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße in einem festen Intervall des Stoßparameters b poissonverteilt.

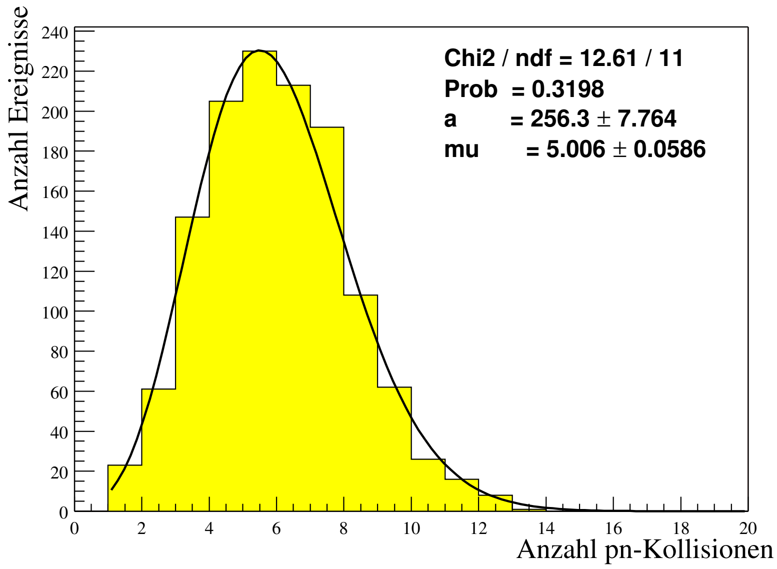


Bild 4.8: Verteilung der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße im Intervall $3\,\mathrm{fm} < b \leq 4\,\mathrm{fm}$ des Stoßparameters, wie man sie aus der Simulation mit dem Ereignisgenerator FRITIOF erhält. An das Histogramm wurde eine Poissonverteilung angepaßt. μ entspricht dem Erwartungswert der Proton-Nukleon-Stöße im Kern.

In Bild 4.9 und Bild 4.10 ist für Kohlenstoff und Wolfram die mittlere Anzahl von Proton-Nukleon-Stößen pro fm dargestellt.
Die Normierung erfolgte durch Multiplikation mit einem Korrekturfaktor

$$K = \sqrt{b^2 - b_{max}^2}$$

der die Kugelsymmetrie des Kerns berücksichtigt. Als b_{max} wurde der jeweils größte Eintrag für den Stoßparameter im jeweiligen Histogramm gewählt.
Die resultierende Verteilung ist proportional zur Dichteverteilung der Nukleonen im entsprechenden Kern. An die Verteilungen für Wolfram wurde ein Wood-Saxon-Potential angepaßt, wie es in Gleichung 4.3 definiert ist.

$$\begin{aligned} \rho(b) &= \frac{p}{1 + \exp(\frac{b-a}{\sigma})} \\ a &= 6,36\,\mathrm{fm} \\ \sigma &= 0,53 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Dabei ist p die mittlere Anzahl an Proton-Nukleon-Stößen im Kern pro fm, σ die sogenannte Skintiefe des Randbereiches der Verteilung und a der Radius, bei dem die Verteilung auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgefallen ist.

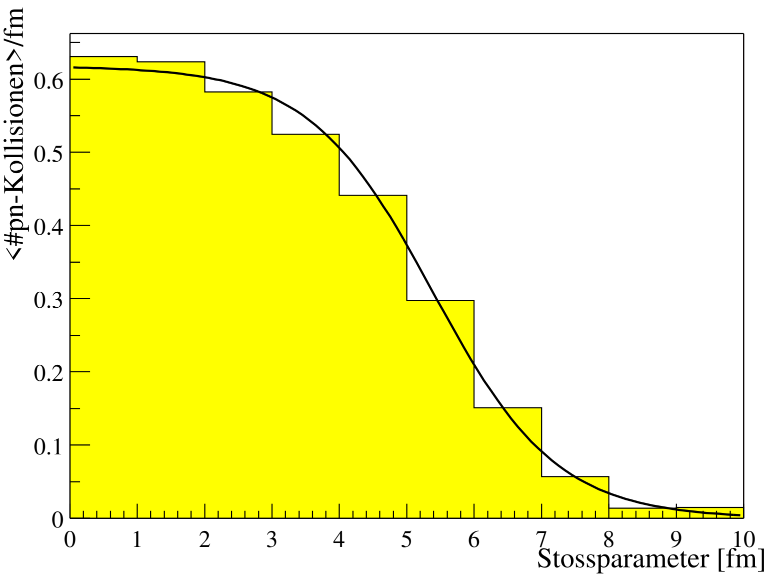


Bild 4.9: Mittlere Anzahl an Proton-Nukleon-Stößen pro fm, wie man sie aus der Monte-Carlo-Simulation für Wolfram erhält. Für Intervalle der Breite 1 fm wurde jeweils durch einen Poissonfit der Erwartungswert für die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Wechselwirkungen im Kern bestimmt und, wie im Text beschrieben, auf 1 fm normiert. An die Verteilung wurde ein Wood-Saxon-Potential angepaßt, wie es in Gleichung (4.3) definiert ist.

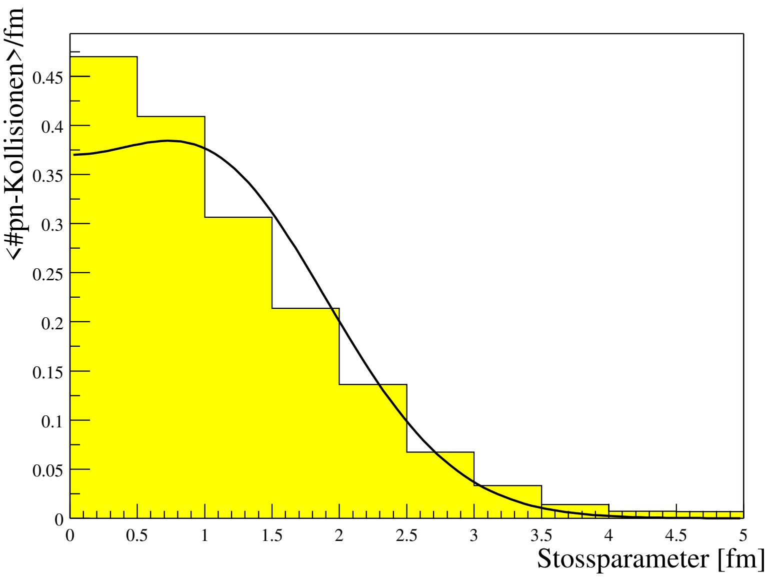


Bild 4.10: Mittlere Anzahl an Proton-Nukleon-Stößen pro fm, wie man sie aus der Monte-Carlo-Simulation für Kohlenstoff erhält. Der Erwartungswert für die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Wechselwirkungen im Kern wurde wie oben für Intervalle der Breite 0, 5 fm bestimmt und, wie im Text beschrieben, auf 1 fm normiert.An die Verteilung wurde die Dichtefunktion des Schalenmodells des harmonischen Oszillators angepaßt, wie sie in Gleichung (4.4) definiert ist.

Die für Kohlenstoff verwendete Fitfunktion entspricht der Nukleondichteverteilung im Schalenmodell des harmonischen Oszillators. Sie ist gegeben durch

$$\rho(b) = \frac{4}{\pi^{3/2} d^3} \cdot \left(1 + \frac{A-4}{6} \left(\frac{b}{d}\right)^2\right) \cdot e^{-b^2/d^2} \tag{4.4}$$

Dabei ist A die mittlere Nukleonzahl des entsprechenden Kerns (also $A = 12,011$ für Kohlenstoff). Der Parameter d ist über Gleichung (4.5) mit dem mittleren quadratischen Abstand $\langle r^2 \rangle$ der Dichteverteilung der Nukleonen verknüpft.

$$\left\langle r^2 \right\rangle = 2,167 \cdot d^2 + 0,656\text{fm}^2 = (1,56\text{fm})^2 \tag{4.5}$$

Beide Dichteverteilungen wurden aus [24] entnommen. Die Fitergebnisse stimmen innerhalb ihrer Fehler mit den dort angegebenen Werten für Kernradius und Skintiefe überein.

4.2.2 Korrelationen zwischen den Parametern der Stoßzentralität und der Spurmultiplizität

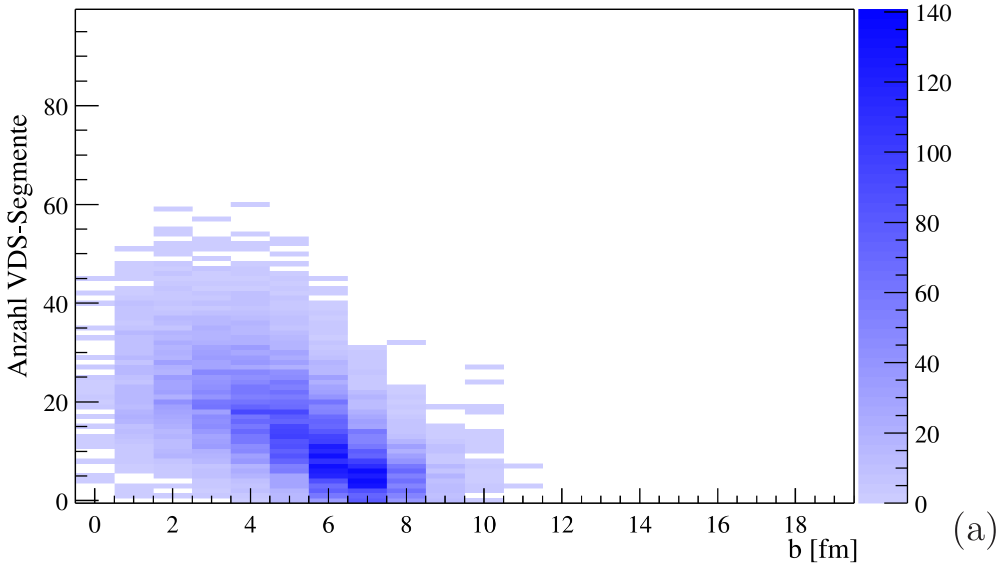
Zur Messung der Stoßzentralität bietet sich die Spurmultiplizität an. Sie ist eine robuste Meßgröße, die gut mit der Stoßzentralität korreliert ist.
In FRITIOF hängt sie direkt von der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} ab und, da diese proportional zur Weglänge des Protons im Kern ist, auch von der Stoßzentralität.
Trotzdem sind die Fluktuationen der Spurmultiplizität, wie in Bild 4.11 für Wolfram gezeigt, stark.
Diese Fluktuationen sind auf drei Ursachen zurückzuführen:

- Die Erzeugung einer Anzahl von n geladenen Teilchen aus einem einzelnen Proton-Nukleon-Stoß ist ein statistischer Prozeß. Allein dieser Prozeß unterliegt bereits hohen statistischen Fluktuationen. Die Korrelation zwischen der Anzahl erzeugter geladener und stabiler Teilchen und der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße, wie sie bei der Ereignisgeneration durch FRITIOF vorliegt, ist in Bild 4.12 gezeigt.

  Als stabile, geladene Teilchen wurden bei der Bestimmung der Korrelation geladene Pionen, Protonen und Kaonen berücksichtigt. Diese machen den größten Teil stabiler geladener Teilchen aus.

  Für die Teilchen wurde gefordert, daß sie den Vertexdetektor in mindestens fünf sogenannten „Monte-Carlo-Impact-Points“, oder MIMPs durchstoßen haben müssen. Damit soll gewährleistet werden, daß sie rekonstruierbare Spuren im Vertexdetektor hinterlassen.

- Entlang eines festen Weges durch den Targetkern fluktuiert die Anzahl N_{pn} intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße. Wie in Bild 4.8 gezeigt, ist sie entlang eines festen Weges poissonverteilt. Der Erwartungswert dieser Poissonverteilung ist von der Nukleondichte im jeweiligen Kern abhängig. Er nimmt beginnend mit dem Kernrand mit kleiner werdendem Stoßparameter b zu und saturiert schließlich im Zentralbereich, in dem die Nukleondichte in etwa konstant ist. Die Korrelation zwischen dem



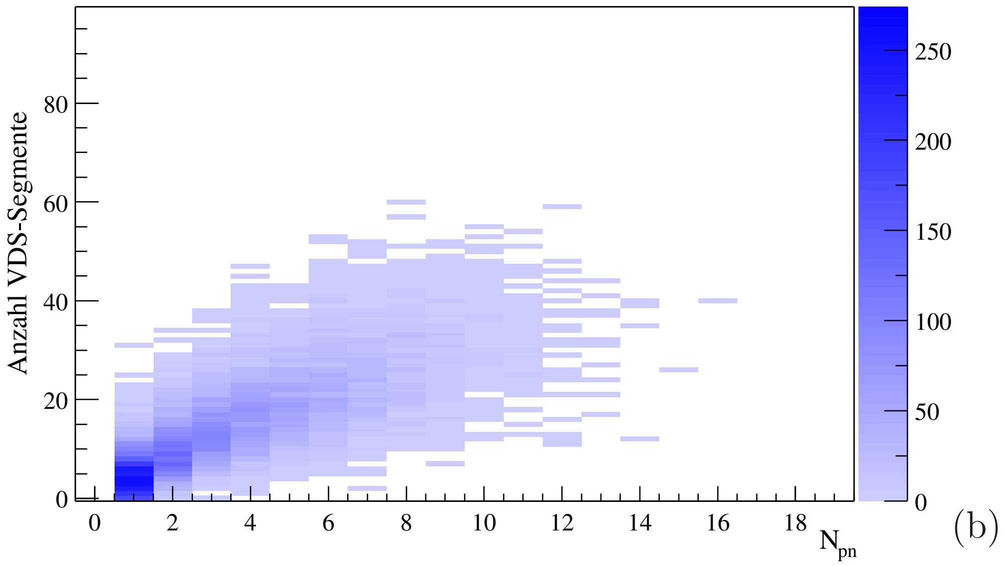


Bild 4.11: Korrelation der Spurmultiplizität für den Stoßparameter b (a) und die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} (b) für Wolfram.

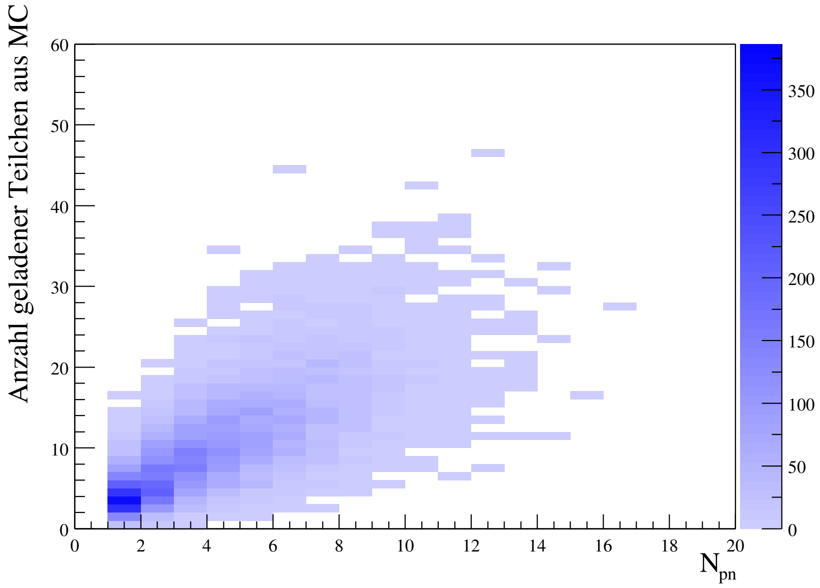


Bild 4.12: Korrelation zwischen der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} und der Anzahl geladener Pionen, Kaonen und Protonen im Akzeptanzbereich des Vertexdetektors für Wolfram. Jedes Teilchen muß den sensitiven Bereich des Vertexdetektors in mindestens fünf Punkten durchstoßen haben, um bei der Bestimmung der Teilchenanzahl berücksichtigt zu werden.

Stoßparameter und der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße für Wolfram ist in Bild 4.13 gezeigt.

- Schließlich treten durch die Auflösung und Effizienz des Vertexdetektors Fluktuationen zwischen der Anzahl geladener stabiler Teilchen im Akzeptanzbereich des Detektors und der Anzahl rekonstruierter Spursegmente auf. Diese Korrelation ist in Bild 4.14 gezeigt.

Die Fluktuationen werden prozentual umso kleiner, je größer die Zahl einzelner Proton-Nukleon-Stöße ist. Daher ist die Korrelation zwischen den Zentralitätsparametern und der Spurmultiplizität für Wolfram aufgrund der größeren Weglänge des Protons durch den Kern deutlich besser ausgeprägt als für Kohlenstoff.
Die Korrelation zwischen einem der Zentralitätsparameter und der Spurmultiplizität kann durch den Korrelationskoeffizienten

$$\rho(\mathrm{Mult}, X) = \frac{\mu[(\mathrm{Mult} - \mu[\mathrm{Mult}]) \cdot (X - \mu[X])]}{\sigma[\mathrm{Mult}] \cdot \sigma[X]}$$

$$\mu[X] = \frac{1}{N} \sum_{n}^{N} n \cdot X$$

$$\sigma^2[X] = \mu[(X - \mu[X])^2] = \mu[X^2] - \mu^2[X]$$

quantifiziert werden [32]. Dabei steht Mult für die Spurmultiplizität, $\mu[X]$ und $\sigma[X]$ für den Erwartungswert und die Standardabweichung der Verteilung X, n für die Anzahl an

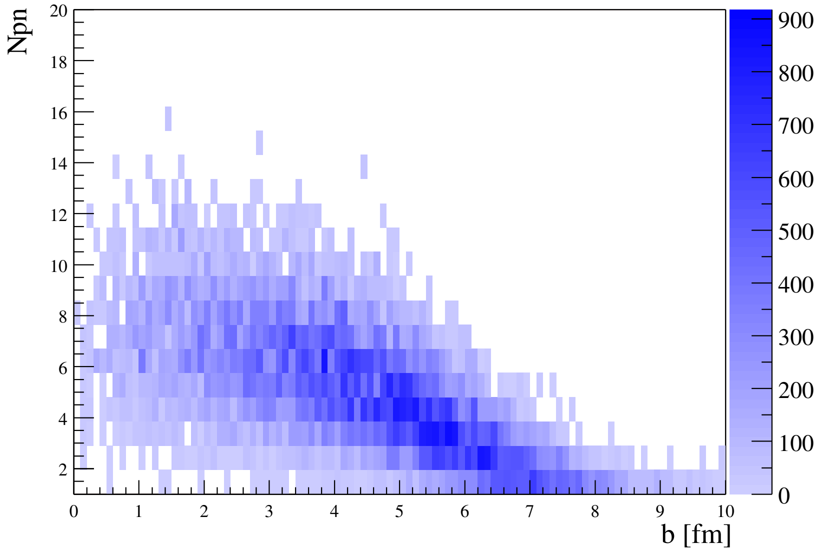


Bild 4.13: Korrelation zwischen dem Stoßparameter b und der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} für Wolfram.

Ereignissen mit dem entsprechenden Wert für X und N für die Anzahl aller Ereignisse. Die Größe X ist entweder die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} oder der Stoßparameter b.
Um die Korrelation näher zu untersuchen, wurden die Spursegmente im Vertexdetektor nach ihrer Pseudorapidität

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\theta/2\right)\right) \tag{4.6}$$

klassifiziert. Dabei ist θ der Polarwinkel des rekonstruierten Spursegments. Die Pseudorapidität geht aus der Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)$$

durch den Übergang $p \gg m$ hervor. Dabei ist p der Impuls und m die Masse des betrachteten Teilchens. Sie hat gegenüber der Rapidität den Vorteil, daß zu ihrer Bestimmung außer dem Polarwinkel der betrachteten Teilchenspur keine weiteren Kenntnisse über Energie und Impuls notwendig sind. Für kleine Polarwinkel ist η groß, für große Polarwinkel klein. Für $p \gg m$ ist die Verteilung der Pseudorapidität ebenso wie die Rapiditätsverteilung forminvariant unter Lorentztransformationen entlang der ausgezeichneten Achse z. Eine Lorentztransformation vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem von HERA-B entspricht einer Verschiebung der Pseudorapiditätsverteilung um $\Delta\eta = \Delta y = -2,5$.
Der Akzeptanzbereich des Vertexdetektors liegt in Einheiten der Pseudorapidität zwischen $\eta = 1,0$ und $\eta = 5,0$.
Bild 4.15 zeigt die differenzielle Abhängigkeit des Korrelationskoeffizienten $\frac{d\rho}{d\eta}(\eta)$ von der Pseudorapidität im Bereich der Detektorakzeptanz. Bei der Bestimmung der Multiplizität wurden die Spursegmente in die Bins $\eta_i < \eta \leq \eta_{i+1}, i \in [0, 15]$ eingeteilt. In jedem Bin

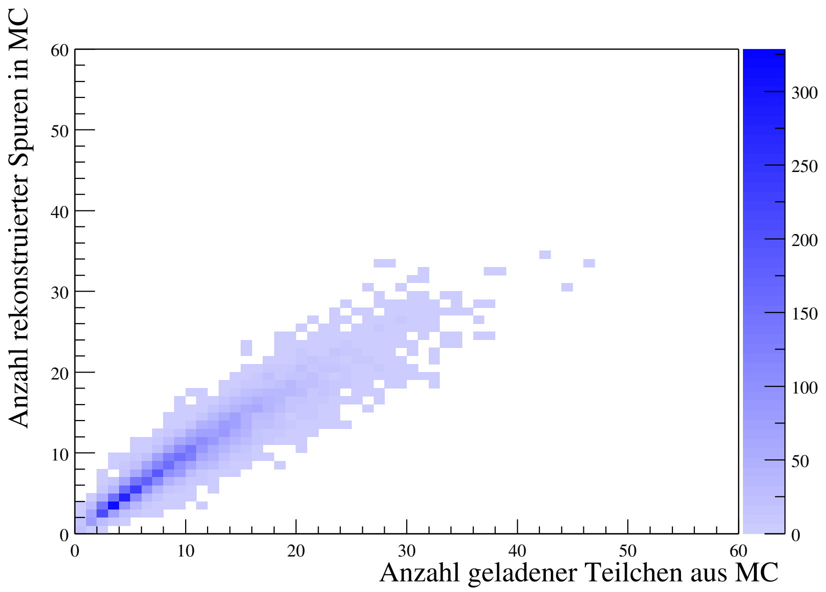


Bild 4.14: Korrelation zwischen der Anzahl geladener Pionen, Kaonen und Protonen im Akzeptanzbereich des Vertexdetektors und der Anzahl rekonstruierter Spursegmente. Jedes Pion, Kaon oder Proton muß den sensitiven Bereich des Vertexdetektors in mindestens fünf Punkten durchstoßen haben, um bei der Bestimmung der Teilchenanzahl berücksichtigt zu werden.

wurde die Anzahl der Spursegmente bestimmt und der Korrelationskoeffizient ρ_b für den Stoßparameter und $\rho_{N_{pn}}$ für die Anzahl intranuklearer Wechselwirkungen berechnet.

Für die ersten drei Einträge im Bereich zwischen $\eta = 1,0$ und $\eta = 1,75$ fällt die Korrelation schwach aus, was auf die geringe Anzahl an Spuren im Randbereich der Detektorakzeptanz zurückzuführen sein dürfte, bei der statistische Fluktuationen stärker ins Gewicht fallen.

Im Bereich zwischen $\eta = 1,75$ und $\eta = 3,25$ ist die Korrelation am besten ausgeprägt. Sie liegt dort für die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße für Wolfram etwa bei 50% und ist nahezu unabhängig von η. Im vorderen Bereich des Vertexdetektors ab $\eta > 3,25$ verschlechtert sich die Korrelation zunehmend, bis im Bereich zwischen $\eta = 4,50$ und $\eta = 5,0$ wieder der Randbereich der Detektorakzeptanz erreicht ist.

Im vorderen Bereich des Detektors, bei großem η, erwartet man Spursegmente, die aus der Fragmentation des Protonprojektils und einiger weniger, zentral angestoßener Nukleonen im Kern stammen. Die Fragmentationsprodukte des Protons werden bei den Proton-Nukleon-Kollisionen kaum abgelenkt. Sie verlassen als führende Hadronen den Kern nach sehr kurzer Zeit und liefern kaum Information über die Zentralität des Proton-Kern-Stoßes. Ähnliches gilt für die zentral angestoßenen Nukleonen im Kern, die einen starken "boost" in Vorwärtsrichtung erfahren.

Im hinteren Bereich des Detektors, bei kleinem η, erwartet man Spursegmente, die aus der Fragmentation von weniger zentral angestoßenen Nukleonen stammen. Diese Nukleonen können unter Umständen sogar in einem Kaskadenprozeß, wie Billardkugeln, von anderen Nukleonen angestoßen worden sein [33]. Von diesen Spursegmenten erwartet man mehr Auskunft über den Kern und eine bessere Korrelation mit der Zentralität des Proton-Kern

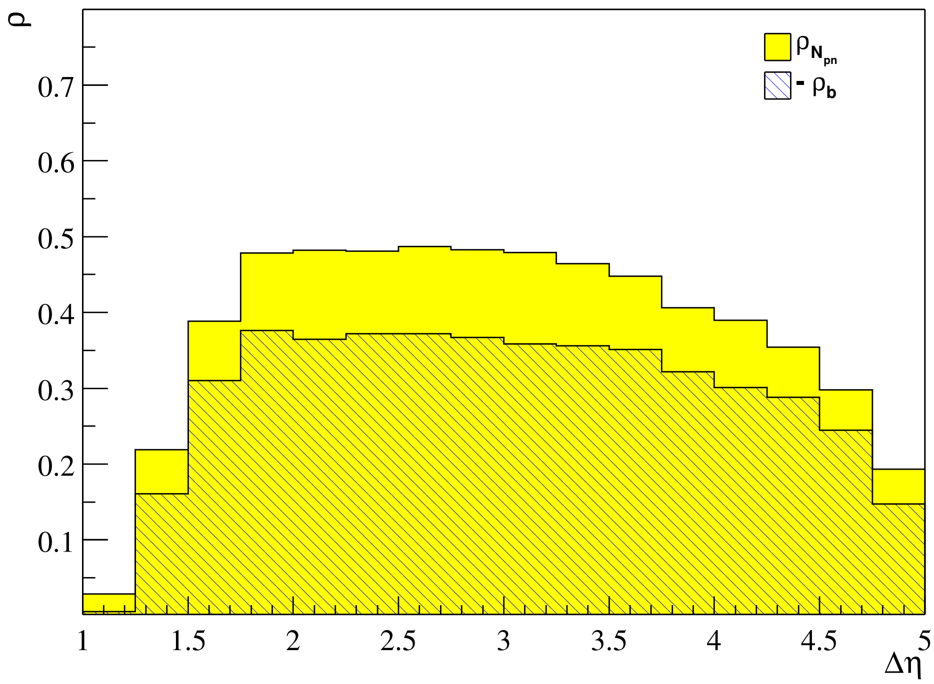


Bild 4.15: Korrelationskoeffizient $\rho(\eta)$, für die Korrelation zwischen b (bzw N_{pn}) und der Spurmultiplizität in Intervallen der Breite $\Delta\eta = 0,25$, wie man sie aus der Monte-Carlo-Simulation für Wolfram erhält. Die Korrelation für N_{pn} ist durch das gefüllte Histogramm dargestellt, die Korrelation für b durch das schraffierte Histogramm. Die Korrelation zwischen b und der Multiplizität ist negativ. Um beide Korrelationskoeffizienten besser vergleichen zu können, wurde in diesem Fall $-\rho_b$ statt ρ_b in das Histogramm eingetragen.

Stoßes.

Um die Korrelation zu optimieren, wurde die untere Grenze der Pseudorapidität bei $\eta = 1,0$ fixiert. Diese Grenze ist durch die Detektorakzeptanz bei kleinem η vorgegeben. So ist es möglich, alle Spursegmente bis zu einem größtmöglichen Polarwinkel θ in die Auswertung der Spurmultiplizität aufzunehmen. Die obere Grenze des η-Intervalls wurde in Schritten von $\Delta\eta = 0,25$ erhöht und die Korrelationskoeffizienten ρ_b für den Stoßparameter und $\rho_{N_{pn}}$ für die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße berechnet. Das Ergebnis ist in Bild 4.16 zu sehen.

Sowohl für den Stoßparameter b, als auch für die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} verbessert sich die Korrelation mit zunehmender Breite des η-Intervalls, bis sie schließlich für einen Bereich zwischen $\eta = 1,0$ und $\eta = 3,75$ maximal wird und saturiert. Der Anteil an Spuren mit $\eta > 3,75$ trägt tatsächlich nicht mehr zur Verbesserung der Korrelation bei.

Für Kohlenstoff und Wolfram sind die Korrelationskoeffizienten für einige Bereiche in η in Tabelle 4.6 angegeben.

Sie zeigt für die verschiedenen Intervalle für η nur geringe Veränderungen des Korrelationskoeffizienten. Trotzdem ist zu erkennen, daß die Korrelation für den Bereich

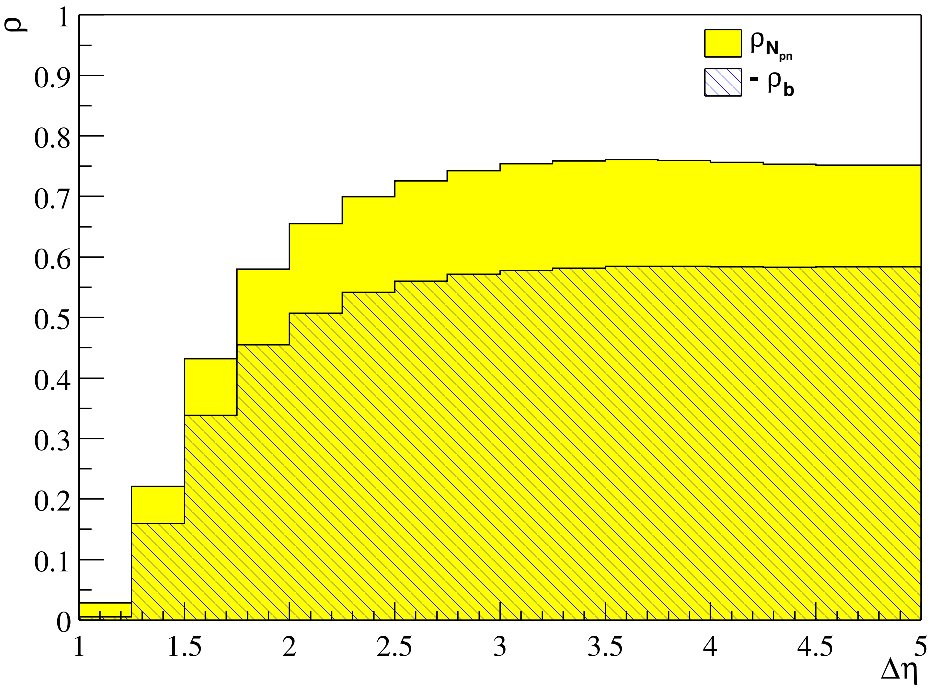


Bild 4.16: Korrelationskoeffizient $\rho(\eta)$ für Wolfram, wie in Bild 4.15. Für dieses Histogramm wurde die untere Grenze des η-Intervalls bei $\eta = 1,0$ festgehalten. Die obere Grenze wurde schrittweise bis $\eta = 5,0$ erhöht.

$1,0 < \eta \leq 3,75$ am besten ist. Eine Erweiterung des zulässigen η-Bereichs bei der Bestimmung der Spurmultiplizität hin zu größerem η verschlechtert die Korrelation eher. Die wenigen Spuren im Bereich $1,0 < \eta \leq 1,75$ tragen jedoch noch zu einer Verbesserung der Korrelation bei.

Man sieht, daß die Korrelation zwischen N_{pn} und der Spurmultiplizität im Vergleich zur Korrelation zwischen b und der Spurmultiplizität für Wolfram noch wesentlich besser ausfällt als für Kohlenstoff. Das ist auf die im Mittel höhere Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße für Wolfram zurückzuführen. Die Fluktuationen der einzelnen Proton-Nukleon-Stöße, die die Korrelation zwischen Stoßparameter und Spurmultiplizität zusätzlich überlagern, fallen im Verhältnis zur mittleren Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße weniger ins Gewicht.

Die Untersuchung der Korrelation der Zentralitätsparameter mit der Multiplizität führt zu den folgenden Ergebnissen:

- Sowohl der Stoßparameter b, als auch die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} ist mit der Anzahl rekonstruierter Spursegmente im Vertexdetektor korreliert. Zu dieser Korrelation tragen hauptsächlich Spursegmente in einem Pseudorapiditätsbereich zwischen $\eta = 1,0$ und $\eta = 3,75$ bei.

- Für Kohlenstoff fällt die Korrelation zwischen beiden Parametern der Zentralität und der Multiplizität signifikant schlechter aus als für Wolfram. Das erklärt sich

Targetmaterial	η_{min}	η_{max}	$\rho_{N_{pn}}$(Mult)	$-\rho_b$(Mult)	$-\rho_{N_{pn}}/\rho_b$
Kohlenstoff	1,0	3,75	0,645	0,364	1,77
	1,0	5,0	0,636	0,361	1,76
	1,75	3,75	0,634	0,358	1,77
	1,75	5,0	0,624	0,354	1,76
Wolfram	1,0	3,75	0,761	0,584	1,30
	1,0	5,0	0,751	0,583	1,29
	1,75	3,75	0,747	0,573	1,30
	1,75	5,0	0,740	0,574	1,29

Tabelle 4.6: Korrelationskoeffizienten ρ_b und $\rho_{N_{pn}}$ für verschiedene Pseudorapiditätsbereiche zwischen $1,0 < \eta \leq 5,0$, für Kohlenstoff und Wolfram.

aus dem Größenunterschied der Kerne. Durch die größere Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße im Wolframkern fallen die in Abschnitt 4.2.2 diskutierten Fluktuationen prozentual weniger ins Gewicht.

Die signifikante Verschlechterung der Korrelation für den Stoßparameter b gegenüber der Korrelation zur Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} erklärt sich aus der in Bild 4.13 aufgezeigten Fluktuation der Proton-Nukleon-Stöße, die das Protonprojektil entlang seines Weges durch den Kern vollzieht. Die Korrelation zum Stoßparameter wird dadurch geschwächt.

- Die Korrelation zwischen den Parametern der Zentralität und der Spurmultiplizität ist trotzdem ausreichend, um auf statistischer Basis zentrale und periphere Ereignisse zu unterscheiden. Zur Bestimmung der Zentralität sollen nur Spursegmente in einem Pseudorapiditätsintervall zwischen $\eta = 1,0$ und $\eta = 3,75$ in Betracht gezogen werden.

Kapitel 5

Bestimmung der Spurmultiplizität und der Stoßzentralität für wechselwirkungsgetriggerte Daten

Eine zentrale Frage bei der Bestimmung der Stoßzentralität auf der Modellgrundlage der Monte-Carlo-Simulation ist die korrekte Beschreibung der Spurmultiplizität durch die Simulation. Im folgenden soll zunächst die Spurmultiplizität für wechselwirkungsgetriggerte Daten bestimmt und ihre Übereinstimmung mit der Simulation überprüft werden. Daraufhin wird ein Entfaltungsverfahren etabliert, mit dessen Hilfe sich die Stoßzentralität aus der in Daten bestimmten Spurmultiplizität ermitteln läßt.
Der Wechselwirkungstrigger wird bei HERA-B statt eines reinen Zufallstriggers zur Datennahme eingesetzt. Ein reiner Zufallstrigger würde einen beliebigen Bunch zur Auslese akzeptieren. Dabei kommt es gerade bei niedrigen Wechselwirkungsraten vor, daß in dem ausgelesenen Ereignis überhaupt keine Wechselwirkung stattgefunden hat. Der Wechselwirkungs-Trigger akzeptiert ein Ereignis in einem Bunch nur dann, wenn im RICH mehr als 20 Photomultiplier angesprochen haben. Das entspricht dem Signal, das ein geladenes Teilchen oberhalb seiner Schwellenenergie im Akzeptanzbereich des RICH hinterläßt. Dadurch wird der große Anteil „leerer“ Ereignisse verworfen, in denen keine Wechselwirkung stattgefunden hat, ohne den Zufallscharakter der Datennahme durch die bevorzugte Anreicherung bestimmter Ereignisse zu verfälschen.

5.1 Vergleich von wechselwirkungsgetriggerten Daten mit der Monte-Carlo-Simulation

Um die Monte-Carlo-Simulation zu überprüfen, soll im folgenden ein Vergleich von Daten und Simulation vorgenommen werden. Da für Spursegmente, die allein aus der Rekonstruktion im Vertexdetektor stammen, keine Impulsrekonstruktion möglich ist, kommen für einen solchen Vergleich, außer der Spurmultiplizität, nur geometrische Größen in Frage. Die folgenden Größen wurden für den Vergleich von Daten und Simulation für Kohlenstoff und Wolfram herangezogen:

- Die Spurmultiplizität in der vollen Akzeptanz des Vertexdetektors.

- Der Tangens des Ablenkwinkels in der xz- und in der yz-Ebene für jedes Spursegment.
- Die Pseudorapidität η für jedes Spursegment.

Die betrachteten Datensätze wurden Anfang November 2002 aufgenommen. Sie sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Datensatz	Targetdraht	Material	WW-Rate	Anzahl Ereignisse
20676	below1	Kohlenstoff	0,8 MHz	$0{,}6\times10^6$
20679	inner1	Wolfram	1,3 MHz	$8{,}0\times10^6$

Tabelle 5.1: Wechselwirkungsgetriggerte Datensätze mit den Runnummern 20676 und 20679 [34]. Für die vorliegende Studie wurden pro Targetmaterial 10000 Ereignisse verwendet.

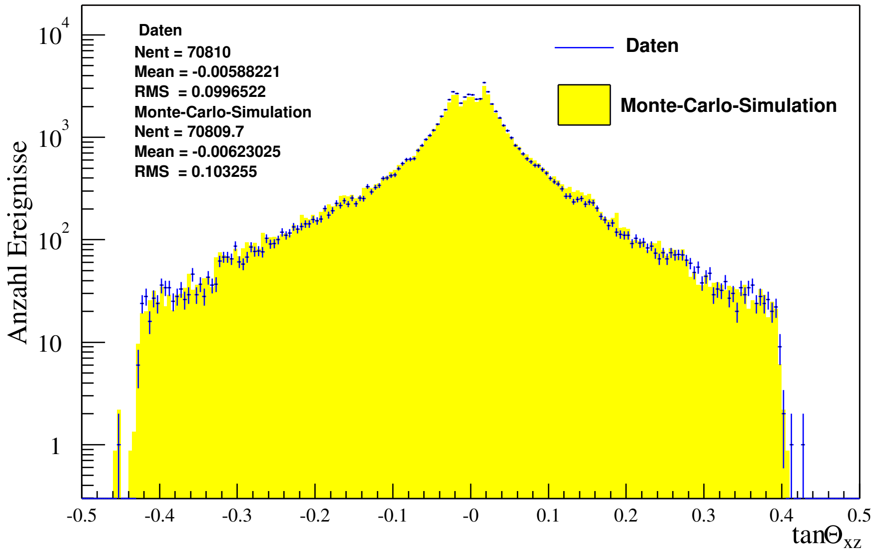
Für die Monte-Carlo-Simulation wurde ein Standardsatz inelastischer Proton-Kern-Wechselwirkungen mit dem Ereignisgenerator FRITIOF erzeugt. Um die Ereignisüberlagerung in den Datensätzen zu simulieren, wurden sie vor der Rekonstruktion wie in Abschnitt 4.1.4 auf Seite 20 beschrieben überlagert. Dabei wurden die für den Zeitraum November 2002 bestimmten Lageneffizienzen des Vertexdetektors in der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt. Anschließend wurden sie auf die gleiche Weise wie die zuvor genommenen Daten rekonstruiert.
Die Spurmultiplizität wurde auf die Anzahl der betrachteten Ereignisse pro Datensatz normiert. Die Winkelverteilungen und die Pseudorapiditätsverteilung wurden auf die Anzahl der in Daten rekonstruierten Spuren normiert.

Diskussion

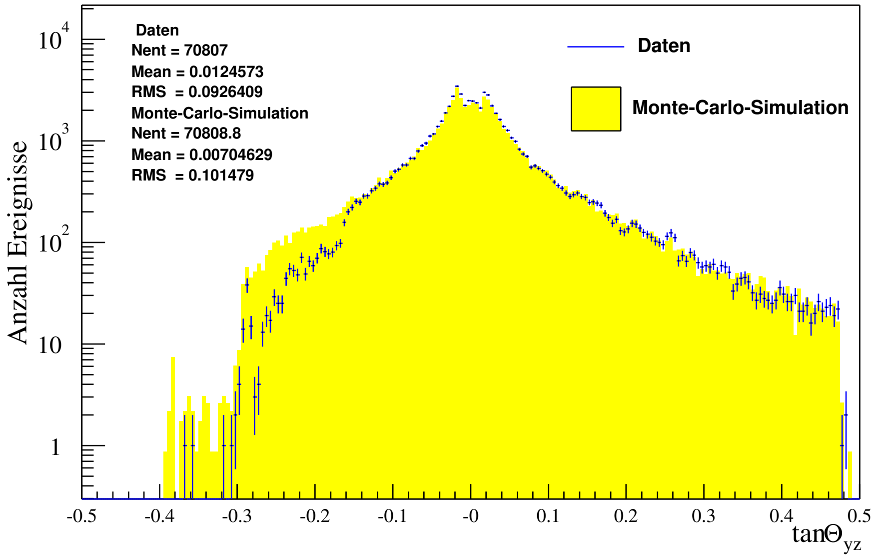
Sowohl für Kohlenstoff als auch für Wolfram werden die Winkelverteilungen in der xz- (Bild 5.1 (a) und Bild 5.2 (a)) und der yz-Ebene (Bild 5.1 (b) und Bild 5.2 (b)) in weiten Bereichen gut beschrieben. Signifikante Abweichungen zwischen Daten und Simulation bestehen im äußeren unteren Bereich des Vertexdetektors, in dem die Verteilung sowohl in Daten als auch in der Simulation stark abfällt. Aus der Simulation erwartet man jedoch sowohl für Kohlenstoff, als auch für Wolfram mehr Spuren, als man in Daten beobachten kann. Leichte Abweichungen bestehen auch für Wolfram im äußerst rechten Bereich des Detektors für $\tan\theta_{xz} > 0,2$.

Die Pseudorapiditätsverteilung für Kohlenstoff (Bild 5.3 (b)) wird durch die Monte-Carlo-Simulation schlecht beschrieben. Im Bereich $1,5 < \eta < 2,5$ liegen die in Daten beobachteten Werte unterhalb der Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation und ab $\eta > 3$ oberhalb. Für Wolfram (Bild 5.4 (b)) liegt die in Daten beobachtete Anzahl rekonstruierter Spursegmente für $1,5 < \eta < 2,5$, wenn auch weniger signifikant, ebenfalls unterhalb der Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation. Im restlichen Bereich von η ist die Übereinstimmung von Daten und Simulation sehr gut.
Die Spurmultiplizität für Kohlenstoff (Bild 5.3 (a)) ist in den Daten tendenziell höher als durch die Monte-Carlo-Simulation erwartet. Die mittlere Multiplizität aus der Monte-Carlo-Simulation liegt etwa 9% unterhalb der in Daten beobachteten mittleren Multi-

Kohlenstoff



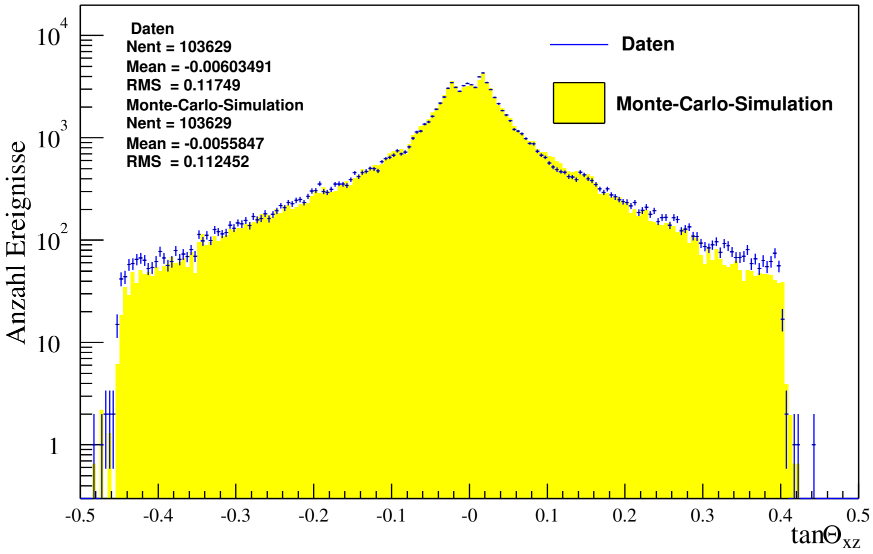
(a)



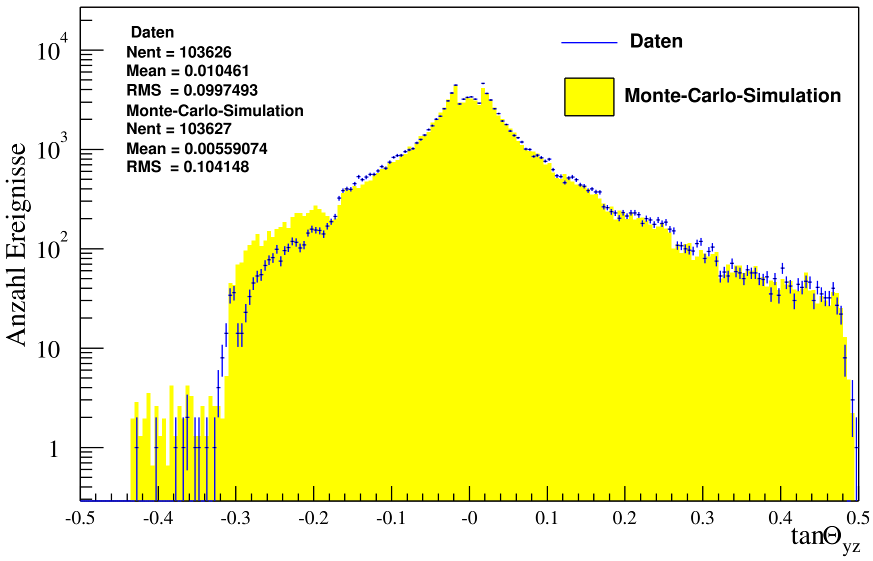
(b)

Bild 5.1: Vergleich der Winkelverteilungen in der xz-Ebene (a) und in der yz-Ebene (b) aus Daten und Monte-Carlo-Simulation für Kohlenstoff. Der Flächeninhalt der Winkelverteilungen aus der Simulation ist auf die Anzahl der rekonstruierten Spuren in den Daten normiert.

Wolfram



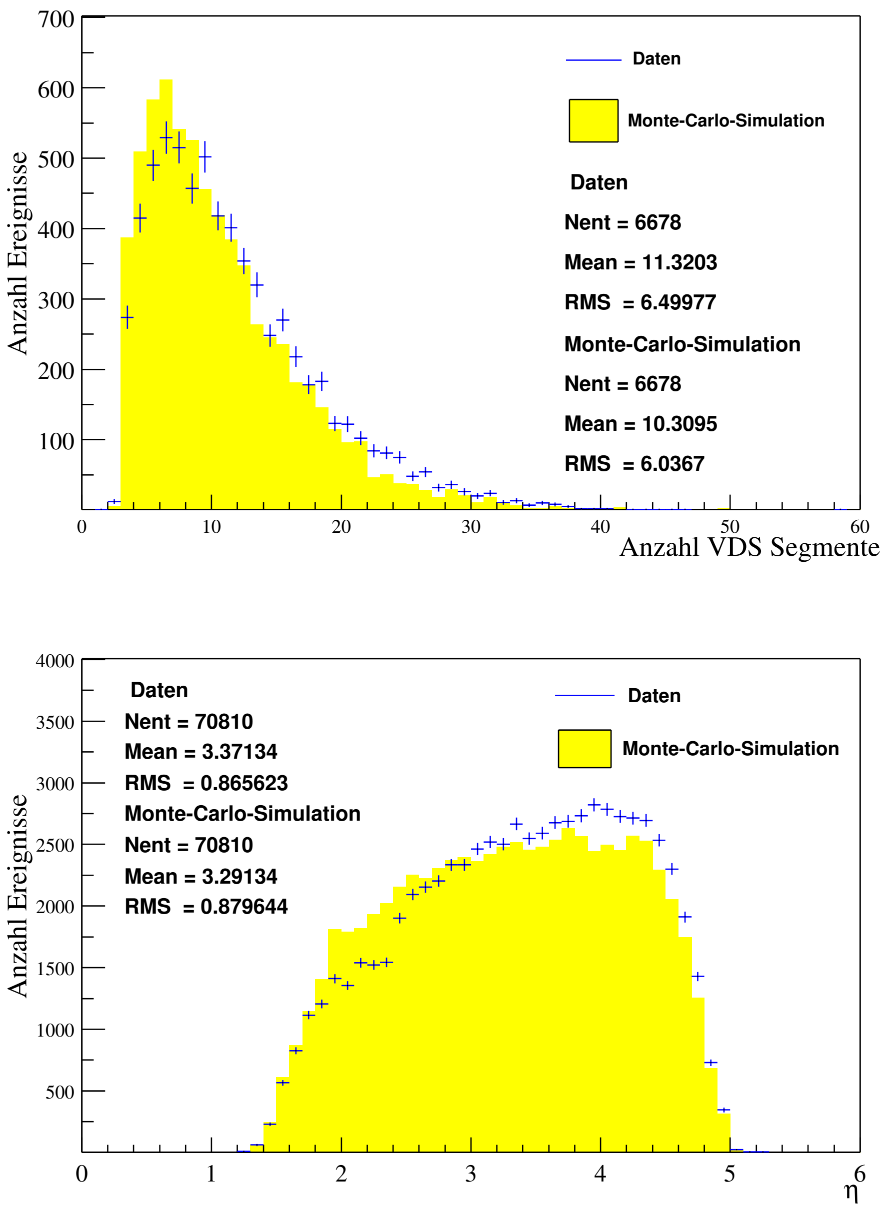
(a)



(b)

Bild 5.2: Vergleich der Winkelverteilungen in der xz-Ebene (a) und in der yz-Ebene (b) aus Daten und Monte-Carlo-Simulation für Wolfram. Der Flächeninhalt der Winkelverteilungen aus der Simulation ist auf die Anzahl der rekonstruierten Spuren in den Daten normiert.

Kohlenstoff



(a)

(b)

Bild 5.3: Vergleich der Spurmultiplizität (a) und der Pseudorapiditätsverteilung (b) aus Daten und Monte-Carlo-Simulation für Kohlenstoff. Der Flächeninhalt der η-Verteilungen aus der Simulation ist auf die Anzahl der rekonstruierten Spuren in den Daten normiert, die Verteilung der Spurmultiplizität auf die Anzahl der Ereignisse in Daten.

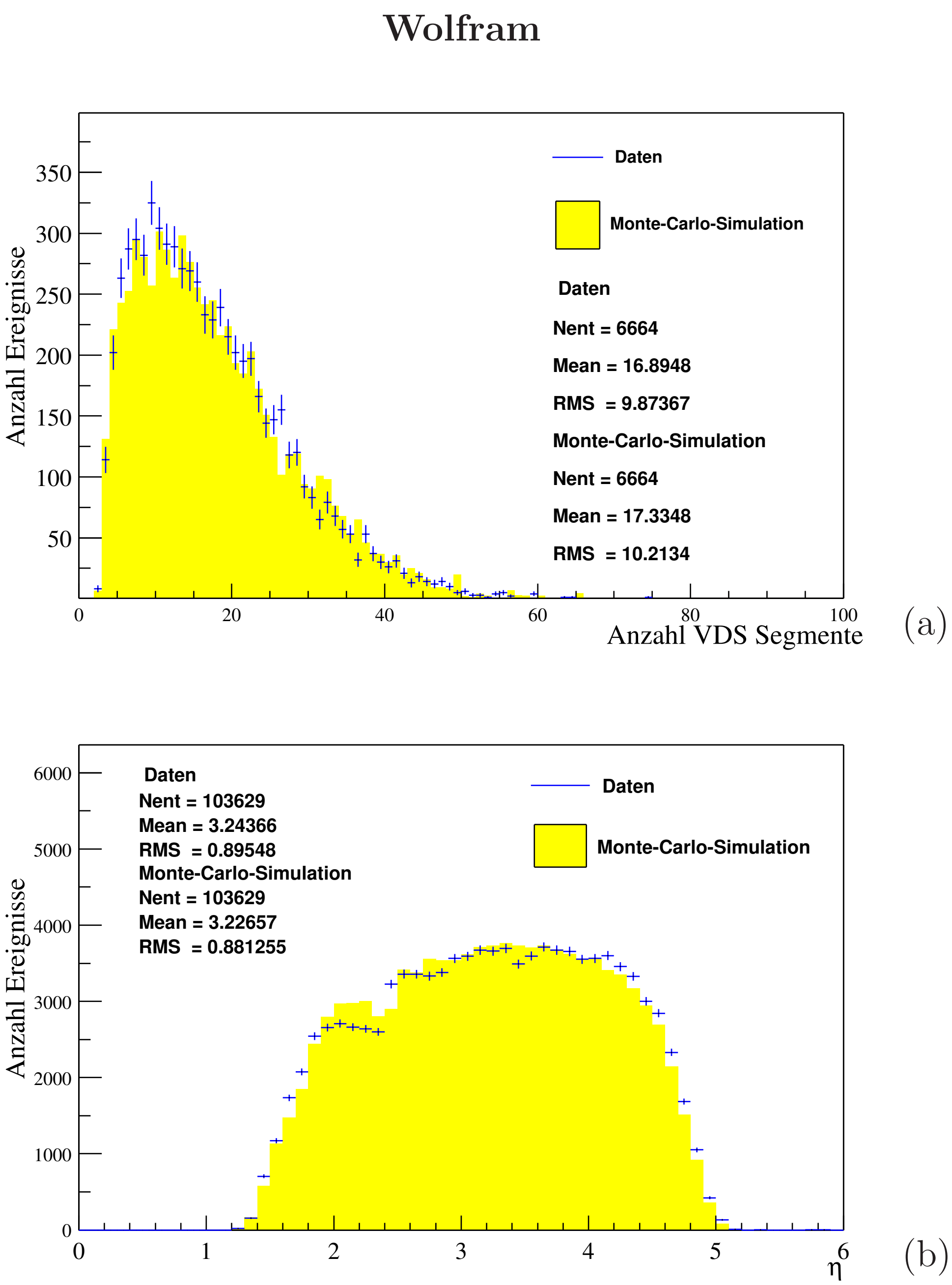


Bild 5.4: Vergleich der Spurmultiplizität (a) und der Pseudorapiditätsverteilung (b) aus Daten und Monte-Carlo-Simulation für Wolfram. Der Flächeninhalt der η-Verteilungen aus der Simulation ist auf die Anzahl der rekonstruierten Spuren in den Daten normiert, die Verteilung der Spurmultiplizität auf die Anzahl der Ereignisse in Daten.

plizität. Die Spurmultiplizität für Wolfram (Bild 5.4 (a)) wird durch die Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben.
Um die Spurmultiplizität für einen einzigen Proton-Kern-Stoß in der vollen Akzeptanz des Vertexdetektors zu erhalten, wurde der Anteil überlagerter Proton-Kern-Stöße an einem Ereignis mit einem rekonstruierten Primärvertex aus der Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt und von der in Daten beobachteten Multiplizität abgezogen. Für Kohlenstoff ergibt sich $\bar{n}_C = 9,69 \pm 0,07$ und für Wolfram $\bar{n}_W = 15,68 \pm 0,12$. Die Unsicherheit wurde aus der Varianz der entsprechenden Verteilung, geteilt durch die Wurzel aus der Anzahl der Gesamteinträge, abgeschätzt.

In Bild 5.5 (a) ist der aus der Monte-Carlo-Simulation abgeschätzte Anteil überlagerter Ereignisse an der beobachteten Spurmultiplizität für Kohlenstoff dargestellt. Bild 5.5 (b) zeigt die auf den Beitrag überlagerter Ereignisse korrigierte Spurmultiplizität für Kohlenstoff im Vergleich zur Spurmultiplizität für einen einzelnen Proton-Kern-Stoß aus der Simulation. In den Bildern 5.6 (a) und (b) sind die gleichen Verteilungen für Wolfram gezeigt.
Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Vergleich zwischen Monte-Carlo-Simulation und Daten für Wolfram zufriedenstellend ausfällt. Sowohl die Spurmultiplizität als auch die Verteilung der Pseudorapidität wird durch die Simulation bis auf lokale Abweichungen im Bereich $1,0 < \eta < 1,5$ gut beschrieben. Für Kohlenstoff ist die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation weniger zufriedenstellend. Die beobachtete Spurmultiplizität in Daten liegt um etwa 9% höher als durch die Simulation erwartet. Die Verteilung der Pseudorapidität in der Monte-Carlo-Simulation liegt im Bereich $1,5 < \eta < 2,5$ unterhalb und für $\eta > 2,5$ oberhalb der Beobachtung in Daten.

ϕ-Verteilung rekonstruierter Spursegmente in verschiedenen Bereichen von η

Es stellt sich die Frage, inwieweit die mangelnde Beschreibung der Pseudorapidität für Kohlenstoff auf die Simulation des Detektors oder auf die Simulation des Proton-Kern-Stoßes zurückzuführen ist.
Bei einer unzureichenden Beschreibung des Proton-Kern-Stoßes würde man erwarten, daß die Abweichungen zwischen Simulation und Daten nicht vom Azimuthalwinkel ϕ abhängen. Eine in ϕ veränderliche Abweichung zwischen Simulation und Daten kann mit dem zugrundeliegenden Physikprozeß nichts zu tun haben und würde eher auf eine unzureichende Beschreibung des Detektors in der Simulation hindeuten.
Bild 5.7 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Spursegmente in ϕ in drei Bereichen der Pseudorapidität η. Die Verteilungen aus der Monte-Carlo-Simulation wurden jeweils auf die Anzahl rekonstruierter Spuren im entsprechenden η-Bereich normiert. Der Bereich kleiner η verläuft von $1,0 < \eta \leq 2,5$. In diesem Bereich liegt die erwartete Anzahl rekonstruierter Spuren aus der Monte-Carlo-Simulation über der Anzahl beobachteter rekonstruierter Spuren in Daten. Der mittlere Bereich liegt bei $2,5 < \eta \leq 3,75$, der Bereich großer η bei $3,75 < \eta \leq 5,0$. Dort liegt die erwartete Anzahl rekonstruierter Spuren aus der Monte-Carlo-Simulation unterhalb der beobachteten Anzahl in Daten. Bild 5.9 zeigt die ϕ-Verteilung der rekonstruierten Spursegmente aus Monte-Carlo-Simulation und Daten für Wolfram.
Im mittleren η-Bereich erwartet man eine ungefähre Gleichverteilung der Spuren. In den

Kohlenstoff

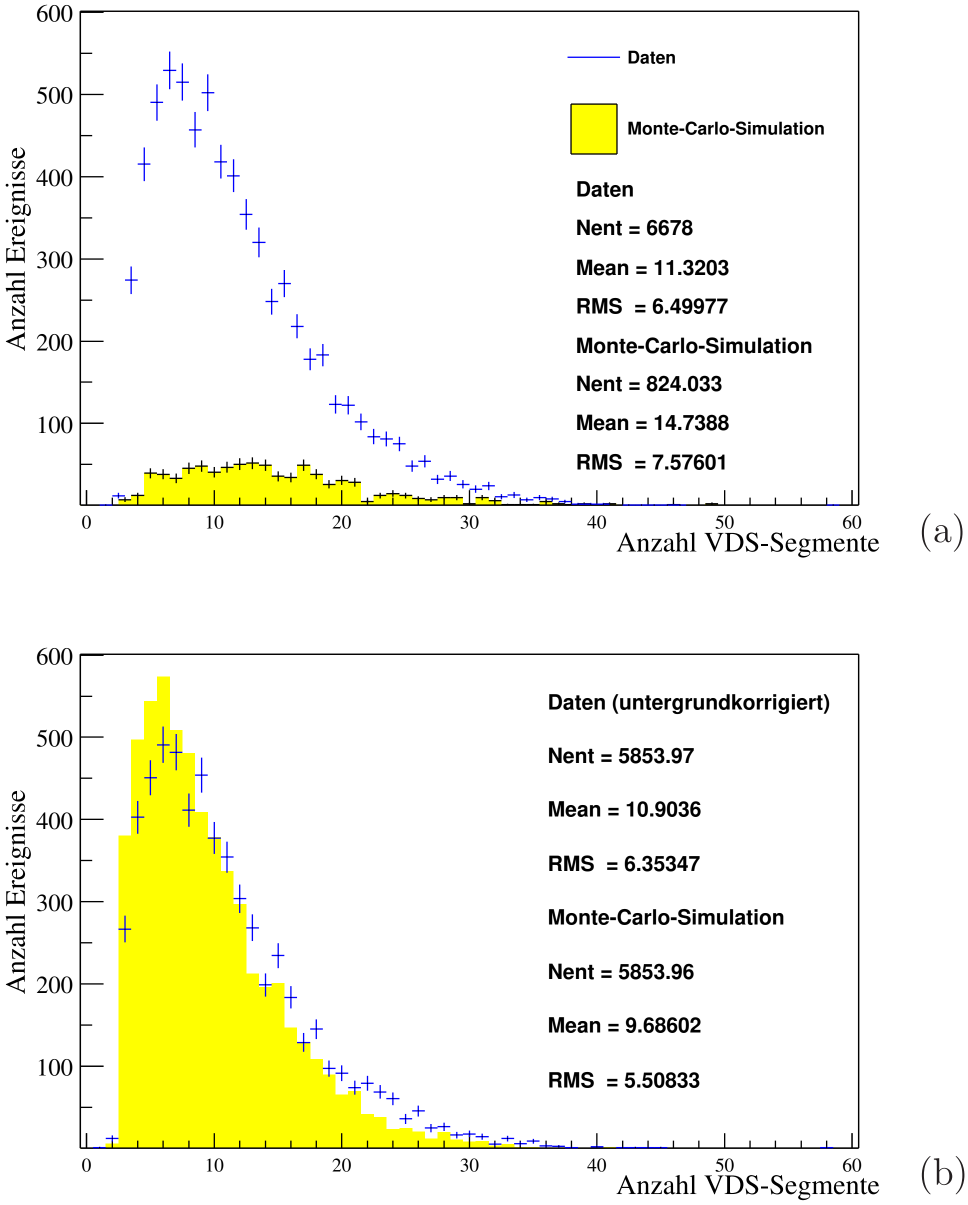
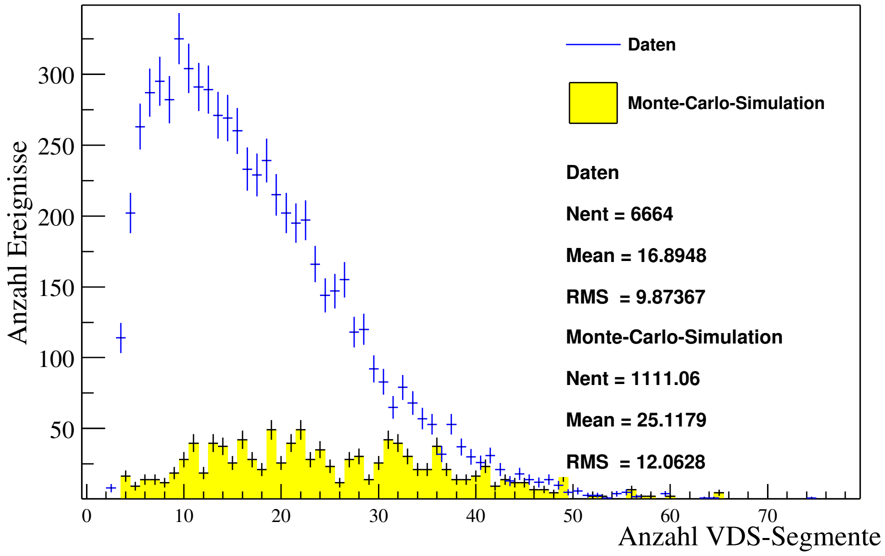
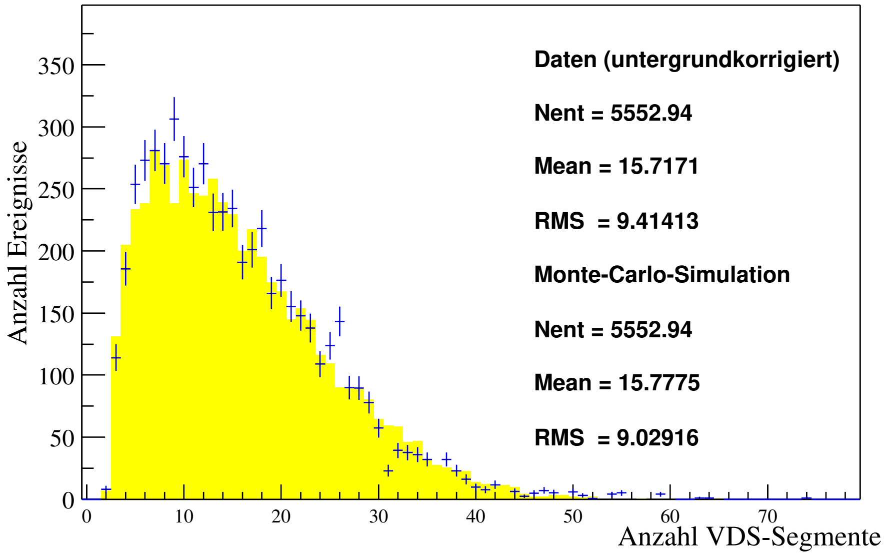


Bild 5.5: Korrektur der Spurmultiplizität auf den Beitrag überlagerter Ereignisse für Kohlenstoff. Bild (a) zeigt die Spurmultiplizität für alle Ereignisse mit einem rekonstruierten Primärvertex (Datenpunkte) und den aus der Monte-Carlo-Simulation abgeschätzten Beitrag mehrerer überlagerter Proton-Kern-Wechselwirkungen an der beobachteten Spurmultiplizität (gefüllte Kurve). Für Bild (b) wurde der abgeschätzte Beitrag überlagerter Proton-Kern-Wechselwirkungen von der gemessenen Verteilung abgezogen.

Wolfram



(a)



(b)

Bild 5.6: Korrektur der Spurmultiplizität auf den Beitrag überlagerter Ereignisse für Wolfram. Zuordnung der Histogramme wie in Bild 5.5.

äußeren Bereichen sollte die Geometrie des Detektors der Verteilung eine deutliche Struktur aufprägen.

Kohlenstoff

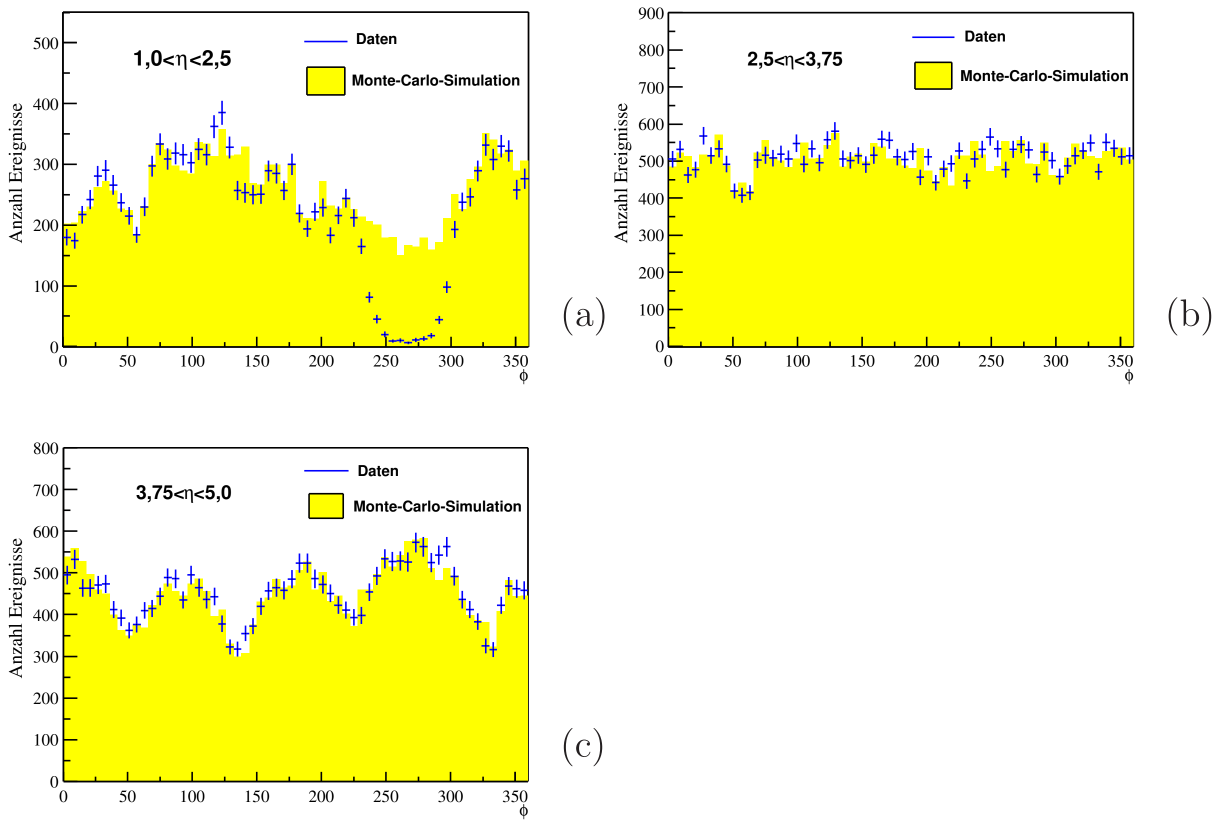


Bild 5.7: ϕ-Verteilung der rekonstruierten Spursegmente in drei Bereichen in η für Kohlenstoff. Bild (a) zeigt den Bereich $1,0 < \eta \leq 2,5$, Bild (b) zeigt den Bereich $2,5 < \eta \leq 3,75$ und Bild (c) zeigt den Bereich $3,75 < \eta \leq 5,0$. Der Winkel ϕ beginnt auf der positiven x-Achse und wird gegen den Uhrzeigersinn gezählt.

Wie man sieht wird die Form der ϕ-Verteilung rekonstruierter Spursegmente für $\eta > 2,5$ durch die Monte-Carlo-Simulation gut beschreiben. Größere Abweichungen bestehen weder für Kohlenstoff, noch für Wolfram.
Für $\eta < 2,5$ zeigt die ϕ-Verteilung für Kohlenstoff eine große Lücke zwischen Daten und Simulation im unteren Bereich des Detektors. Die genaue Ursache hierfür wird durch einen Vergleich der mittleren Anzahl von Treffern pro rekonstruiertem Spursegment in der Winkelakzeptanz des Vertexdetektors für Simulation und Daten erkennbar. Diese Verteilung ist für Kohlenstoff in Bild 5.8 und für Wolfram in Bild 5.10 gezeigt.
In beiden Fällen fehlt, in Daten, ein großer Bereich im unteren Sektor des Vertexdetektors (Bild 5.8 und Bild 5.10 (a)), der in der Simulation (Bild 5.8 und Bild 5.10 (b)) noch nicht berücksichtigt wurde.
Bis zur Fertigstellung dieser Arbeit konnte eine Korrektur nicht vorgenommen werden.

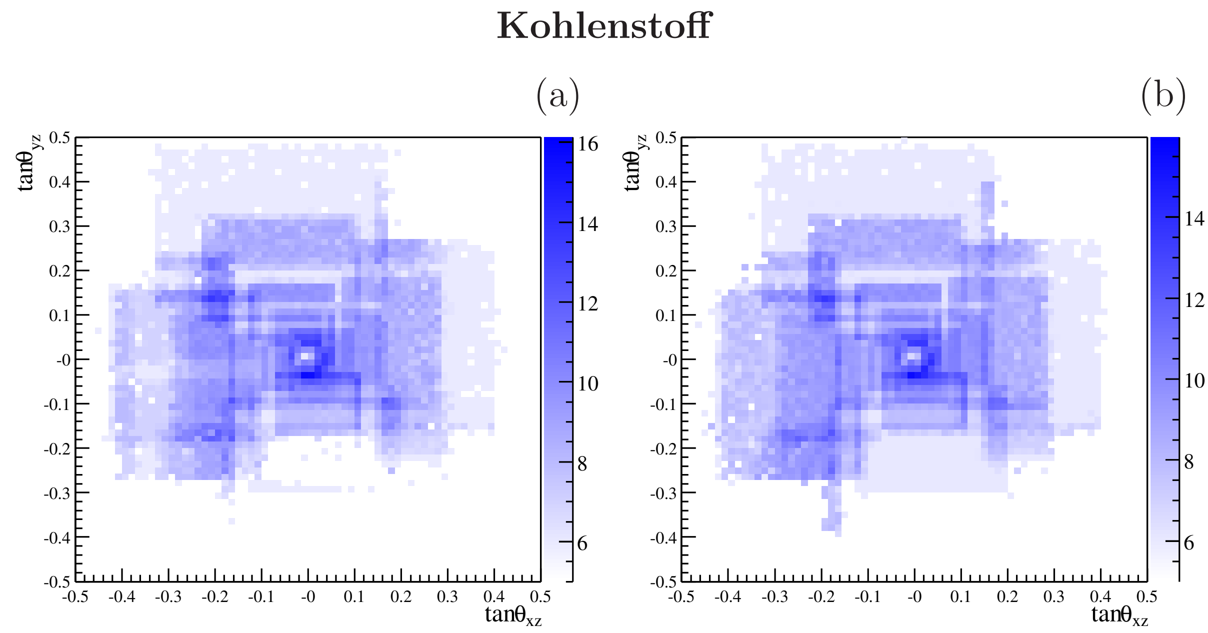


Bild 5.8: Mittlere Anzahl von Treffern pro rekonstruiertem Spursegment in der Winkelakzeptanz des Vetexdetektors in Daten (a) und Monte-Carlo-Simulation (b) für Kohlenstoff.

Dadurch ergibt sich eine zusätzliche systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der Stoßzentralität aus der Spurmultiplizität.

Um den Einfluß der Abweichungen zwischen Simulation und Daten in der Verteilung der Pseudorapidität auf die Bestimmung der Spurmultiplizität abschätzen zu können, wurde die mittlere Multiplizität für Daten und Simulation in den oben bestimmten Bereichen für kleines, mittleres und großes η bestimmt und verglichen. Tabelle 5.2 zeigt für Kohlenstoff und Wolfram den Quotienten der mittleren Spurmultiplizität aus Daten und Simulation. Die statistische Unsicherheit wurde aus den entsprechenden Standardabweichungen abgeschätzt. Sie liegt in etwa bei 0,01.

η_{min}	η_{max}	$\bar{n}_{Daten}/\bar{n}_{MC}$ (für Kohlenstoff)	$\bar{n}_{Daten}/\bar{n}_{MC}$ (für Wolfram)
1,0	2,5	$0,98$	$1,03$
2,5	3,75	$1,13$	$0,99$
3,75	5,0	$1,11$	$1,05$

Tabelle 5.2: Quotient der mittleren Multiplizität für Daten und Monte-Carlo-Simulation, für kleines, mittleres und großes η. Die statistische Unsicherheit liegt bei 0,01.

Die mittlere Multiplizität für Wolfram unterliegt nur geringen Schwankungen. Für Kohlenstoff liegt der Unterschied zwischen Daten und Simulation im schlimmsten Fall bei 13%.

Zusammenfassung

Aus dem Vergleich von wechselwirkungsgetriggerten Daten mit der Monte-Carlo-Simulation werden die folgenden Schlußfolgerungen gezogen:

Wolfram

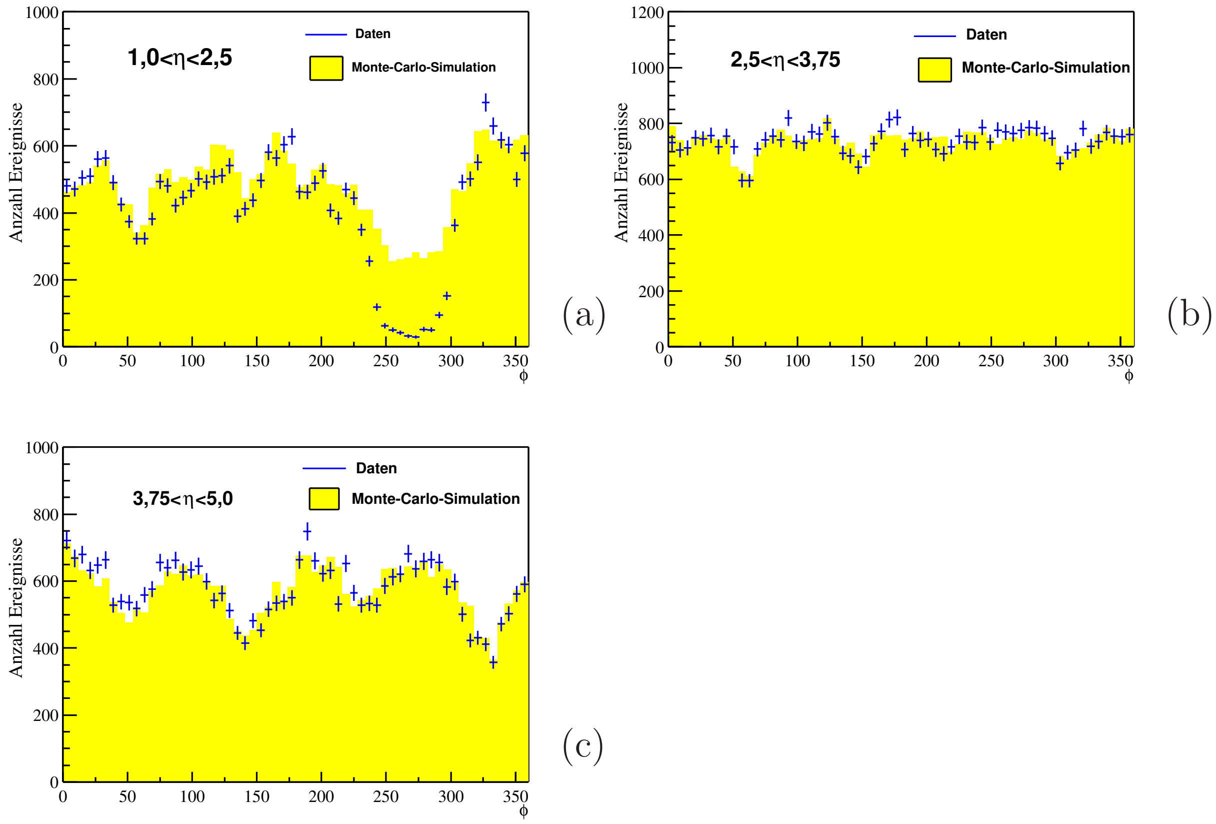


Bild 5.9: ϕ-Verteilung der rekonstruierten Spursegmente in drei Bereichen in η für Wolfram, wie in Bild 5.7.

- Die Verteilung der Ablenkwinkel θ_{xz} und θ_{yz} und der Pseudorapidität η für rekonstruierte Spursegmente im Vertexdetektor wird durch die Monte-Carlo-Simulation für Wolfram bis auf einen lokal begrenzten Bereich für $1,0 < \eta \leq 2,5$ gut beschrieben.

  Für Kohlenstoff liegt die Anzahl rekonstruierter Spursegmente aus der Monte-Carlo-Simulation für $1,0 < \eta \leq 2,5$ oberhalb und für $\eta > 2,5$ unterhalb der Beobachtung in Daten.

  Eine Untersuchung der ϕ-Verteilung der Spursegmente in unterschiedlichen Bereichen von η und der Vergleich der Anzahl von Treffern pro rekonstruiertem Spursegment im Akzeptanzbereich des Vertexdetektors für Daten und Simulation weist darauf hin, daß die Abweichungen im Bereich $1,0 < \eta \leq 2,5$ für Kohlenstoff und Wolfram auf den Ausfall einer oder mehrerer Detektorlagen im Vertexdetektor in den betrachteten Datensätzen zurückzuführen sind. Dieser ist in der Monte-Carlo-Simulation noch nicht berücksichigt.

  Im Bereich $\eta > 2,5$ bestehen weder für Kohlenstoff, noch für Wolfram signifikante Abweichungen zwischen Daten und Simulation in der Beschreibung der ϕ-Verteilung.

  Eine solche Abweichung wäre als Indiz dafür zu werten gewesen, daß die schlechte

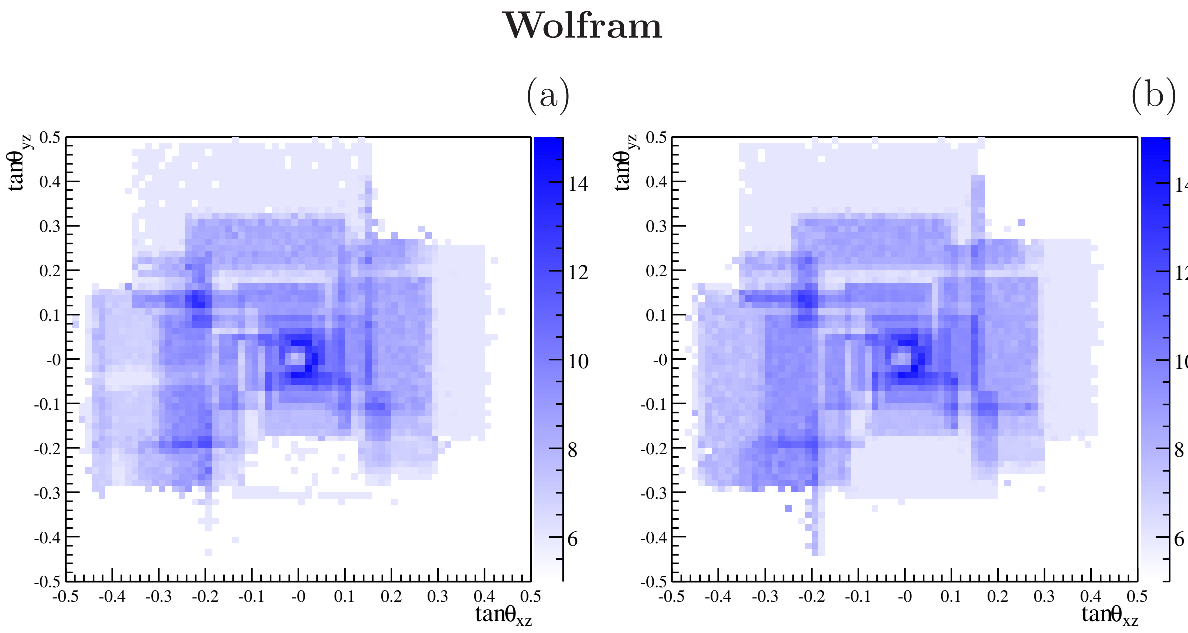


Bild 5.10: Mittlere Anzahl von Treffern pro rekonstruiertem Spursegment in der Winkelakzeptanz des Vetexdetektors in Daten (a) und Monte-Carlo-Simulation (b) für Wolfram.

Übereinstimmung von Daten und Simulation in der Verteilung der Pseudorapidität ebenfalls auf eine unzureichende Detektorbeschreibung in der Simulation zurückgeführt werden kann.

- Die Anzahl der Spursegmente in der Monte-Carlo-Simulation liegt für $2,5 < \eta \leq 3,75$ systematisch unterhalb der beobachteten Anzahl in Daten. Daraus resultiert zwischen Daten und Simulation eine Abweichung der mittleren Spurmultiplizität von etwa 8% in der vollen Akzeptanz des Vertexdetektors. Für Wolfram stimmt die beobachtete Verteilung der Spurmultiplizität gut mit der Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation überein.

- Die mangelhafte Beschreibung der Verteilung rekonstruierter Spursegmente durch die Simulation in η, die sich auf die Beschreibung der Spurmultiplizität mit Abweichungen bis zu 13% im Bereich $2,5 < \eta < 3,75$ auswirkt, macht die Nutzung der Kohlenstoffdaten zur Unterscheidung zentraler und peripherer Proton-Kern-Stöße zumindest fragwürdig. Die weitere Analyse zur Bestimmung der Zentralität für Proton-Kern-Stöße für Kohlenstoff ist daher unter Vorbehalt zu sehen. Es steht dennoch zu hoffen, daß die Resultate dieser Studie vor allem für Wolfram physikalisch tragbare Schlußfolgerungen zulassen werden.

5.2 Bestimmung der Stoßzentralität aus der Spurmultiplizität für Kohlenstoff und Wolfram

Um aus der Spurmultiplizität die Stoßzentralität zu bestimmen, wird das Entfaltungsverfahren von D'Agostini verwendet [35]. Entfaltet werden für Kohlenstoff und für Wolfram sowohl der Stoßparameter b, als auch die Anzahl intranuklearer Wechselwirkungen N_{pn}.

In der verwendeten Konfiguration des Entfaltungsverfahrens werden die folgenden Eingaben gemacht:

- Die Korrelationen zwischen dem entsprechenden Parameter der Zentralität und der Spurmultiplizität im Bereich $1,0 < \eta \leq 3,75$, aus der Monte-Carlo-Simulation. Diese Korrelation ist in Bild 4.11 gezeigt. Sie wird in geeignet gewählten Bins als Korrelationsmatrix in das Programm eingegeben.
- Die Verteilung des entsprechenden Zentralitätsparameters aus der Monte Carlo Simulation. Diese wird im Verfahren als Startverteilung genutzt.
- Die Spurmultiplizität im Bereich $1,0 < \eta \leq 3,75$ aus Daten.

Da die Korrelation zwischen b (bzw N_{pn}) und der Multiplizität nicht sehr stark ausgeprägt ist erweist es sich als notwendig, die Korrelationsmatrix für b und N_{pn}, je nach Targetmaterial, in einer relativ groben Bineinteilung zusammenzufassen. Dadurch soll die Stabilität des Entfaltungsverfahrens gewährleistet werden.
Die Bin-Einteilung für die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} für Kohlenstoff und Wolfram ist in Tabelle 5.3 angegeben.

Bin	Kohlenstoff	Wolfram
1	$N_{pn} = 1$	$N_{pn} = 1$
2	$1 < N_{pn} \leq 3$	$1 < N_{pn} \leq 4$
3	$3 < N_{pn} \leq 6$	$4 < N_{pn} \leq 9$
4	$6 < N_{pn} \leq 10$	$9 < N_{pn} \leq 14$
5	$10 < N_{pn} \leq 20$	$14 < N_{pn} \leq 20$
6	$20 < N_{pn}$	$20 < N_{pn}$

Tabelle 5.3: Bin-Einteilung für die Entfaltung der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße aus der Spurmultiplizität für Kohlenstoff und Wolfram.

Die Entfaltung des Stoßparameters b ist schwieriger und es erweist sich als sinnvoll, nur einen zentralen und einen peripheren Bereich zu unterscheiden. Der zentrale Bereich wurde so gewählt, daß die mittlere Weglänge des Protons durch den Targetkern mindestens 70% des Kerndurchmessers beträgt. Dabei wurde der Kern als Kugel betrachtet. Das Volumen des zentralen Bereiches entspricht bei dieser Unterteilung etwa der Hälfte des gesamten Kugelvolumens. In Bild 5.11 ist der Bereich zentraler und peripherer Proton-Kern-Stöße veranschaulicht.
Die mittlere Weglänge L, die Fluktuation der mittleren Weglänge dL und der ermittelte Grenzwert des Stoßparameters für zentrale und periphere Stöße für Kohlenstoff und Wolfram sind in Tabelle 5.4 gezeigt. Zu ihrer Berechnung wurden die in FRITIOF verwendeten Parameter für das entsprechende Kernpotential verwendet, wie sie in den Gleichungen (4.3) und (4.4) in Abschnitt 4.2.1 angegeben sind.
In der verwendeten Konfiguration des Entfaltungsverfahrens ist die Vorgehensweise wie folgt:

- Die Korrelationsmatrix wird für b und N_{pn} je nach Targetmaterial in die in den Tabellen 5.3 und 5.4 angegebenen Bereiche eingeteilt.

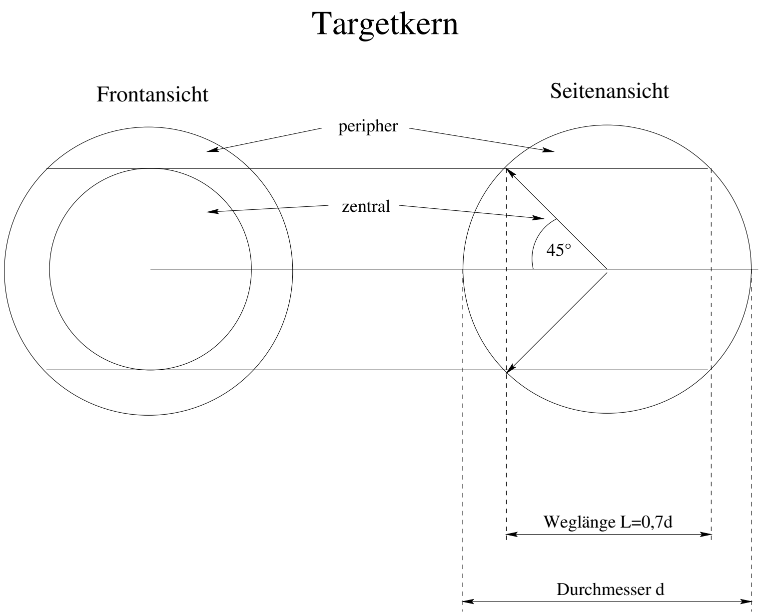


Bild 5.11: Einteilung zentraler und peripherer Ereignisse für Kohlenstoff und Wolfram.

Kohlenstoff	mittlere Weglänge L [fm]	dL [fm]	b_{Grenz} [fm]
ganz	$2,0$	$0,5$	
zentral	$2,4$	$0,2$	$1,0$
peripher	$1,4$	$0,4$	$1,0$
Wolfram	mittlere Weglänge L [fm]	dL [fm]	b_{Grenz} [fm]
ganz	$7,7$	$2,0$	
zentral	$8,9$	$0,9$	$3,6$
peripher	$2,7$	$1,4$	$3,6$

Tabelle 5.4: Mittlere Weglänge des Protonprojektils durch einen kugelsymmetrischen Kern mit Radius $1,36$ fm für Kohlenstoff und $5,16$ fm für Wolfram [24].

- Das Entfaltungsverfahren wird in 100 Iterationen angewandt. Für jeden Bereich in b oder N_{pn} wird das Ergebnis jeder Iteration ausgewertet und in ein eigenes Histogramm gefüllt. Auf diese Weise läßt sich die Konvergenz des Verfahrens für jeden Bereich in b, oder N_{pn} überprüfen.

Die Ergebnisse für die Entfaltung des Stoßparameters b und der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} für Kohlenstoff und Wolfram sind in den Bildern 5.12 bis 5.18 zu sehen.

Kontrolle

Um den Erfolg der Entfaltung zu kontrollieren, wurden die Ereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation auf die entfaltete Verteilung des entsprechenden Zentralitätsparameters umgewichtet. Diese Umgewichtung soll an der Entfaltung der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} für Wolfram näher erläutert werden:

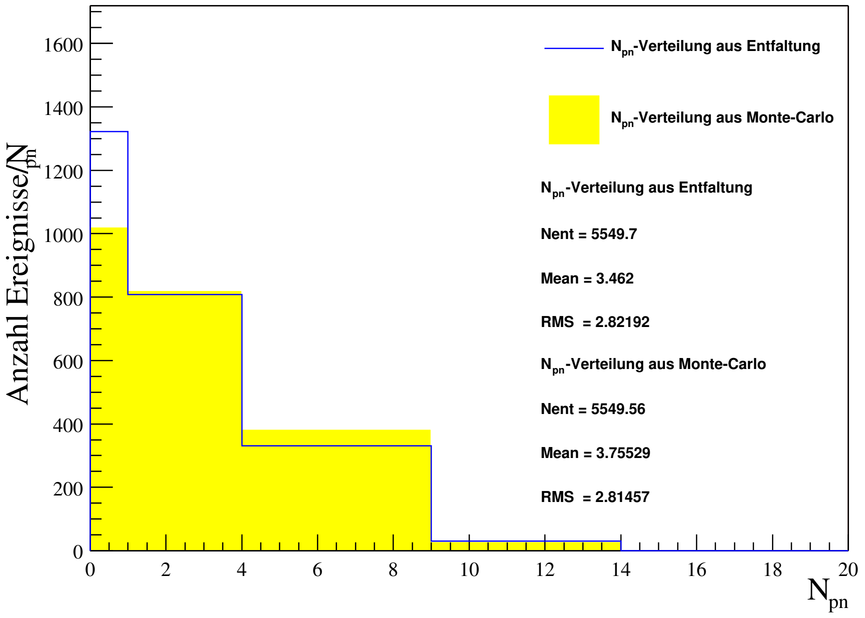


Bild 5.12: Entfaltung der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} aus der Spurmultiplizität für Wolfram. Die Anzahl der Ereignisse pro Bin ist proportional zur Fläche des Bins.

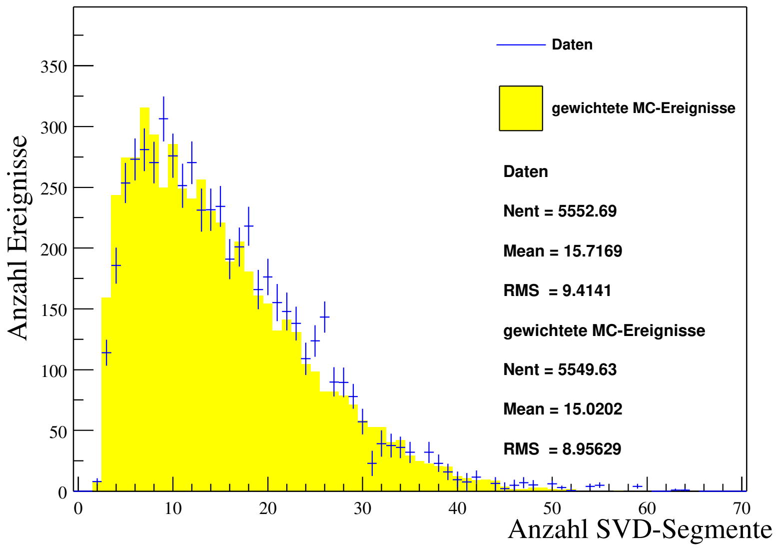


Bild 5.13: Kontrollplot für die Entfaltung der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} für Wolfram.

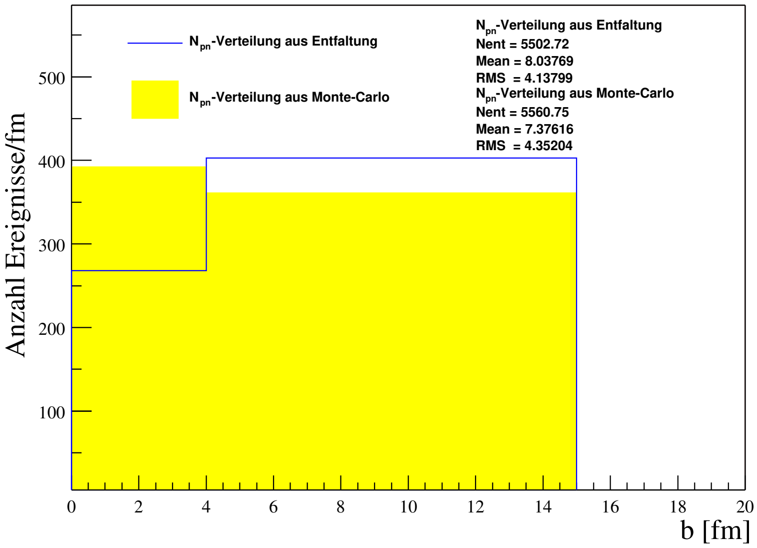


Bild 5.14: Entfaltung des Stoßparameters b aus der Spurmultiplizität für Wolfram. Die Anzahl der Ereignisse pro Bin ist proportional zur Fläche des Bins.

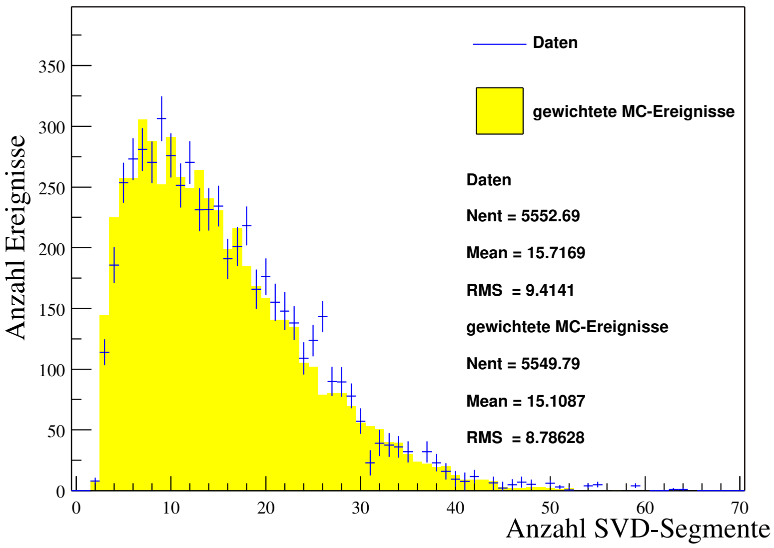


Bild 5.15: Kontrollplot für die Entfaltung des Stoßparameters b für Wolfram.

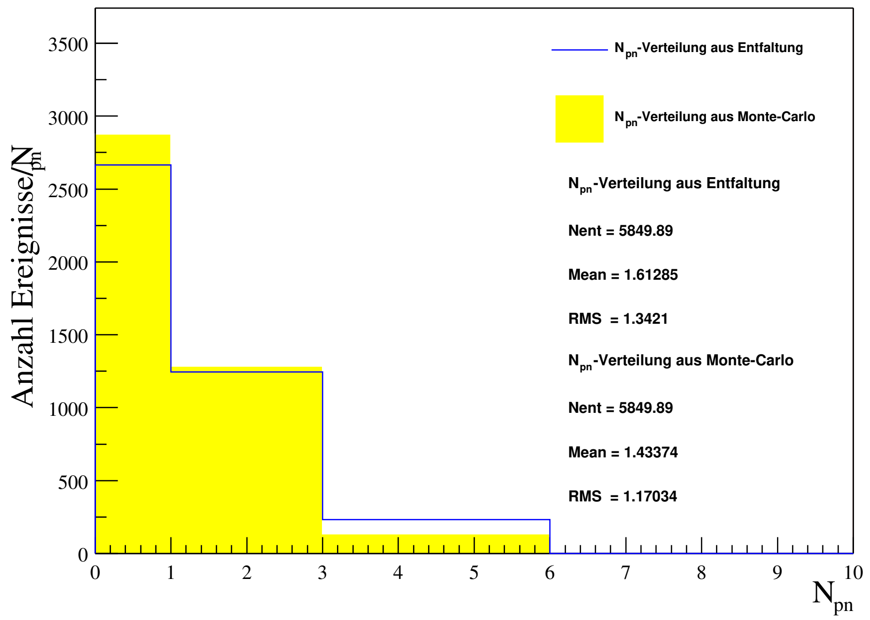


Bild 5.16: Entfaltung der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} aus der Spurmultiplizität für Kohlenstoff. Die Anzahl der Ereignisse pro Bin ist proportional zur Fläche des Bins.

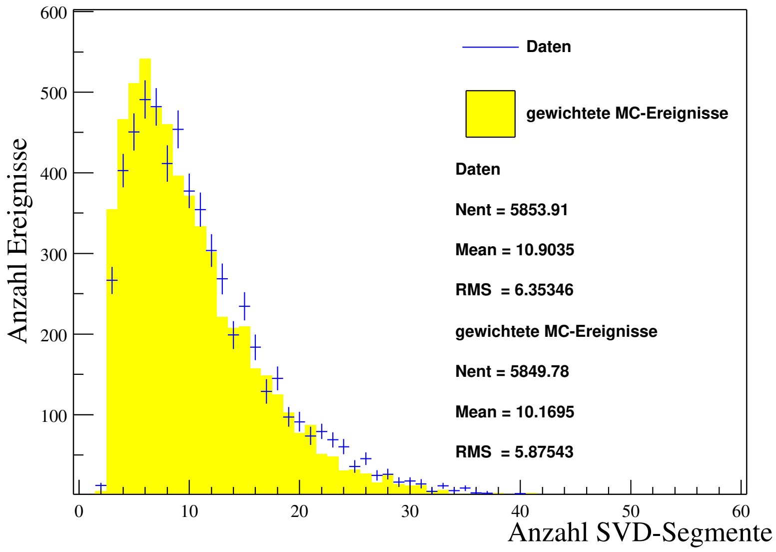


Bild 5.17: Kontrollplot für die Entfaltung der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} für Kohlenstoff.

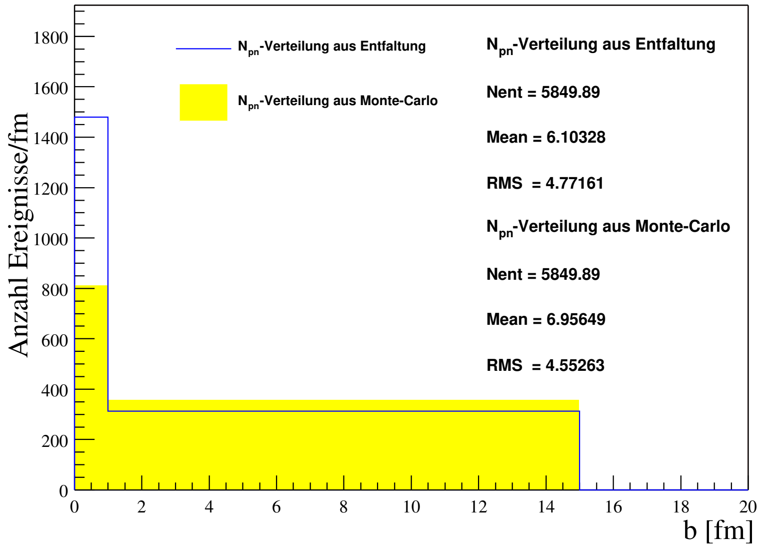


Bild 5.18: Entfaltung des Stoßparameters b aus der Spurmultiplizität für Kohlenstoff. Die Anzahl der Ereignisse pro Bin ist proportional zur Fläche des Bins.

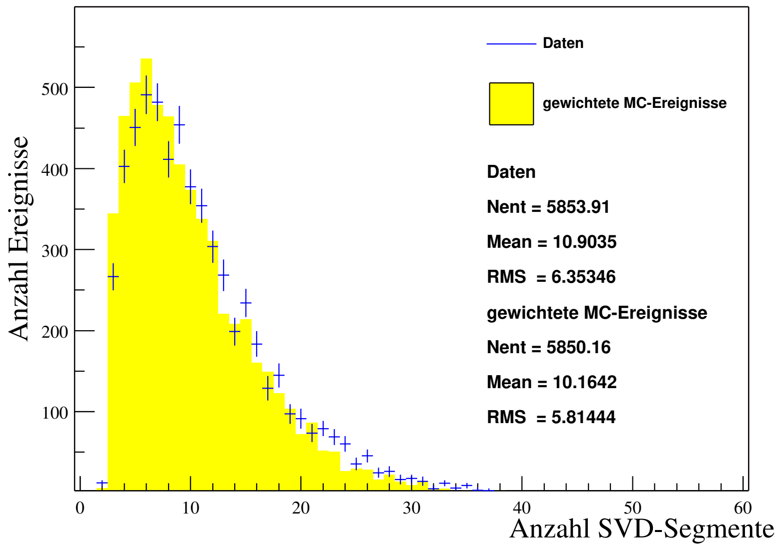


Bild 5.19: Kontrollplot für die Entfaltung des Stoßparameters b für Kohlenstoff.

In Bild 5.12 ist das Ergebnis der Entfaltung und die vorherige Verteilung für N_{pn} aus der Monte-Carlo-Simulation, bei gleicher Auflösung gezeigt. Durchläuft man alle Ereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation noch einmal und versieht sie mit dem Gewicht

$$w^i = N^i_{Entfaltung}/N^i_{MC}$$

wobei N^i_X der Wert der entsprechenden Verteilung X aus Bild 5.12 in Bin i ist, so wichtet man die Ereignisse aus der Simulation um, von der ursprünglichen Verteilung in der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße auf das Ergebnis der Entfaltung.

War das Verfahren erfolgreich, darf keine Verteilung in Daten durch die neugewichteten Monte-Carlo-Ereignisse schlechter beschrieben werden als zuvor. Inbesondere aber muß zumindest die Verteilung, die als Eingabe in das Entfaltungsverfahren gedient hat, in diesem Fall also die Spurmultiplizität für $1,0 \leq \eta < 3,75$, durch die neugewichteten Monte-Carlo-Ereignisse besser beschrieben werden als zuvor.

Als Kontrollverteilung ist in den Bilden 5.17 und 5.19 für Kohlenstoff und in den Bildern 5.13 und 5.15 für Wolfram die auf den Anteil überlagerter Proton-Kern-Stöße korrigierte Spurmultiplizität im vollen Akzeptanzbereich des Detektors gezeigt.

Diskussion

Für Wolfram zeigt das Entfaltungsergebnis für den Stoßparameter b, im Vergleich zur vorherigen Eingabe aus der Monte-Carlo-Simulation, eine Umgewichung zu peripheren Proton-Nukleon-Stößen. Diese Tendenz ist konsistent mit der Gewichtung der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} zu kleineren Werten. Die Verteilung der Multiplizität wird in den Kontrollhistogrammen also etwas nach unten gewichtet. Die Verteilung in Daten wird nach wie vor gut wiedergegeben. Die mittlere Multiplizität der gewichteten Monte-Carlo-Verteilung liegt in beiden Kontrollhistogrammen etwas unterhalb der mittleren Multiplizität in Daten. In der ungewichteten Monte-Carlo-Verteilung aus Bild 5.4 (a) dagegen lag die mittlere Multiplizität geringfügig oberhalb der mittleren Multiplizität in Daten.

Etwas interessanter ist das Ergebnis der Entfaltung für Kohlenstoff. In diesem Fall lag die vorherige mittlere Multiplizität aus der Monte-Carlo-Simulation 9% unter der mittleren Multiplizität in Daten. Die Entfaltung liefert für den Stoßparameter eine Umgewichtung der Ereignisse in den zentralen Bereich. Diese Tendenz ist konsistent mit der Entfaltung der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn}, die eine Umgewichtung hin zu Ereignissen mit einer höheren Anzahl von Stößen zeigt. Die Verteilung der Multiplizität wird dadurch in Kontrollhistogrammen nach oben gewichtet. In beiden Fällen wird dadurch eine bessere Beschreibung der Spurmultiplizität in Daten erreicht.

Die Verteilung der Pseudorapidität bleibt durch die Umgewichtung der Ereignisse unverändert und ist daher nicht als Kontrollplot gezeigt. Falls die mangelnde Beschreibung der Pseudorapiditätsverteilung in der Simulation durch eine unzureichende Beschreibung des Proton-Kern-Stoßes für Kohlenstoff zustandekommt, scheint sie von einer Variation des Stoßparameters, oder der Anzahl intranuklearer Proton-Kern-Stöße N_{pn} unabhängig zu sein.

Systematische Unsicherheiten

Für die Entfaltung des Stoßparameters b und der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} wurden zwei Quellen systematischer Unsicherheiten berücksichtigt.

- Die unzureichende Beschreibung der Pseudorapiditätsverteilung durch die Simulation für Kohlenstoff und Wolfram. Hierzu wurde die Pseudorapiditätsverteilung aus Daten in einen Bereich kleiner η und einen Bereich großer η aufgeteilt. Der Bereich kleiner η liegt bei $1,0 < \eta < 2,5$. Dort liegt die beobachtete Anzahl rekonstruierter Spursegmente sowohl für Kohlenstoff, als auch für Wolfram unter der Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation. Der Bereich großer η liegt bei $2,5 < \eta < 3,75$. Dort liegt die beobachtete Anzahl rekonstruierter Spursegmente für Kohlenstoff oberhalb der Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation, während sie für Wolfram gut beschrieben wird. Für beide Bereiche wurde die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} und der Stoßparameter b neu entfaltet. Die volle Differenz beider Entfaltungen wird als systematische Unsicherheit angegeben. Dabei handelt es sich um eine konservative Abschätzung.

- Die Unsicherheit bei der Abschätzung des Anteils überlagerter Proton-Kern-Stöße aus der Monte-Carlo-Simulation bei der Bestimmung der Spurmultiplizität für einen einzelnen Proton-Kern-Stoß. Diese beinhaltet einerseits Unsicherheiten bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen für Primärvertices und andererseits Unsicherheiten bei der Beschreibung des Protonstrahlprofils in der Monte-Carlo-Simulation. Um diese Unsicherheiten abzuschätzen, wurde vor der Entfaltung der aus der Monte-Carlo-Simulation abgeschätzte Anteil überlagerter Proton-Kern-Stöße mit dem Faktor $0,5$ (bzw $1,5$) multipliziert. Der Faktor $1,5$ simuliert einen höheren Anteil überlagerter Proton-Kern-Stöße an den Ereignissen mit einem rekonstruierten Primärvertex, der Faktor $0,5$ einen niedrigeren. Die Differenz der Entfaltungen wird als systematische Unsicherheit angegeben.

Ergebnis

Das Ergebnis der Bestimmung der Stoßzentralität aus der Spurmultiplizität für wechselwirkungsgetriggerte Daten bei HERA-B ist in den Tabellen 5.5 bis 5.7 zusammengefaßt. Angegeben sind die relativen Anteile der Ereignisse pro entfaltetem Bereich an allen entfalteten Ereignissen.

N_{pn}-Bereich	N_{pn}^{min}	N_{pn}^{max}	Ergebnis für Kohlenstoff
1	1	1	$0,45(\pm 0,02)^{stat}(\pm^{0,07}_{0,19})^{\eta}(\pm^{0,02}_{0,03})^{pileup}$
2	2	3	$0,42(\pm 0,02)^{stat}(\pm^{0,16}_{0,03})^{\eta}(\pm^{0,01}_{0,02})^{pileup}$
3	4	6	$0,12(\pm 0,02)^{stat}(\pm^{0,02}_{0,05})^{\eta}(\pm^{0,03}_{0,01})^{pileup}$

Tabelle 5.5: Relativer Anteil aller entfalteten Ereignisse pro entfaltetem Bereich für Kohlenstoff.

Wie man sieht, finden im Kohlenstoffkern selten mehr als drei Proton-Nukleon-Stöße statt. Die mittlere Anzahl an Proton-Nukleon-Stößen liegt bei $1,6$.

N_{pn}-Bereich	N_{pn}^{min}	N_{pn}^{max}	Ergebnis für Wolfram
1	1	1	$0,24(\pm 0,02)^{stat}(\pm^{0,01}_{0,07})^{\eta}(\pm^{0,01}_{0,02})^{pileup}$
2	2	4	$0,44(\pm 0,02)^{stat}(\pm^{0,10}_{0,02})^{\eta}(\pm^{0,04}_{0,06})^{pileup}$
3	5	9	$0,30(\pm 0,02)^{stat}(\pm^{0,01}_{0,01})^{\eta}(\pm^{0,05}_{0,02})^{pileup}$
4	10	14	$0,02(\pm 0,01)^{stat}(\pm^{0,02}_{0,05})^{\eta}(\pm^{0,02}_{0,03})^{pileup}$

Tabelle 5.6: Relativer Anteil aller entfalteten Ereignisse pro entfaltetem Bereich für Wolfram.

	b_{Grenz}	zentral ($b \leq b_{\text{Grenz}}$)	peripher ($b > b_{\text{Grenz}}$)
C	$1,0\,\text{fm}$	$0,25(\pm 0,03)^{stat}(\pm^{0,11}_{0,15})^{\eta}(\pm^{0,06}_{0,06})^{pileup}$	$0,75(\pm 0,03)^{stat}(\pm^{0,15}_{0,11})^{\eta}(\pm^{0,06}_{0,06})^{pileup}$
W	$3,6\,\text{fm}$	$0,18(\pm 0,02)^{stat}(\pm^{0,02}_{0,03})^{\eta}(\pm^{0,11}_{0,08})^{pileup}$	$0,82(\pm 0,02)^{stat}(\pm^{0,03}_{0,02})^{\eta}(\pm^{0,08}_{0,11})^{pileup}$

Tabelle 5.7: Relativer Anteil zentraler und peripherer Ereignisse an allen entfalteten Ereignissen für Kohlenstoff und Wolfram.

Im Wolframkern finden zu über 70% zwei bis neun Proton-Kern-Stöße statt. Die mittlere Anzahl an Proton-Kern-Stößen liegt hier bei etwa $3,5$.

Durch die niedrige Wechselwirkungsrate bei der die analysierten Datensätze aufgenommen wurden läßt sich der Anteil überlagerter Proton-Kern-Stöße zur systematischen Unsicherheit offenbar gut kontrollieren. Er liegt in der gleichen Gößenordnung, wie die statistische Unsicherheit. Den größten Beitrag zur systematischen Unsicherheit liefert die unzureichende Beschreibung der Verteilung der Pseudorapidität. Sie fällt vor allem bei der Entfaltung kleiner Werte von N_{pn} und bei der Entfaltung des Stoßparameters für Kohlenstoff ins Gewicht.
Aus der Entfaltung der Zentralitätsparameter werden die folgenden Schlüsse gezogen:

- Eine Bestimmung der Zentralität aus der Spurmultiplizität in Daten ist mit Hilfe des Entfaltungsverfahrens von D'Agostini möglich.
- Die Korrelation zwischen Stoßparameter und Multiplizität erlaubt die Unterscheidung zentraler und peripherer Proton-Kern-Stöße.
- Die Spurmultiplizität in Daten wird durch die Umgewichtung der Ereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation auf die entfaltete Verteilung für den Stoßparameter b oder die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} besser beschrieben.
- Die Verteilung der Pseudorapidität bleibt durch die Umgewichtung der Ereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation auf die entfaltete Verteilung für den Stoßparameter b oder die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} unverändert.

Kapitel 6

Bestimmung der Spurmultiplizität und der Stoßzentralität für J/ψ-getriggerte Daten

Im folgenden soll untersucht werden, ob und wie weit sich eine Bestimmung der Stoßzentralität aus der Spurmultiplizität, wie sie in Kapitel 5 etabliert wurde, auf J/ψ-getriggerte Daten übertragen läßt.
Um J/ψ-Mesonen zu triggern, nutzt HERA-B die leptonischen Zerfälle $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ und $J/\psi \to e^+e^-$. Die Elektronen werden im elektromagnetischen Kalorimeter und die Myonen im Myonsystem identifiziert.
Die vorliegende Studie beschränkt sich auf die Analyse des Zerfallskanals $J/\psi \to \mu^+\mu^-$. Die Selektionskriterien sind einfacher als für den Zerfall $J/\psi \to e^+e^-$ und der Untergrund für Myonen ist besser verstanden als für Elektronen.
Als Untergrund für den Zerfall $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ kommen vor allem Myonen aus Pion- und Kaonzerfällen in Frage. Das Verhältnis

$$\sigma_{J/\psi}\mathrm{Br}(J/\psi \to \mu\mu)/\sigma_{\mathrm{inel}}$$

ist von der Ordnung $O(10^{-6})$. Um den Zerfall $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ studieren zu können, benötigt man einen Triggeralgorithmus, der in der Lage ist, bei hoher Eingangsrate alle übrigen inelastischen Ereignisse stark zu unterdrücken. Um dies zu erreichen, ist der J/ψ-Trigger bei HERA-B in mehrere Stufen unterteilt. Mit jeder Stufe soll durch eine feinere Ereignisselektion die Anzahl akzeptierter Ereignisse reduziert und der Anteil an J/ψ-Zerfällen angereichert werden. Durch die zunehmende Reduktion ist es dann wiederum möglich, aufwendigere Methoden zur Rekonstruktion und Ereignisselektion anzuwenden.
Im folgenden Abschnitt soll der verwendete Triggeralgorithmus nur grob skizziert werden. Für eine genauere Beschreibung siehe z.B. [36].

- Der Nachweis einer Koinzidenz in den Triggerlagen des Myonsystems löst ein Pretriggersignal aus, das an die erste Triggerstufe weitergegeben wird.

- Diese soll mit Hilfe eines hardwareimplementierten Kalmanfilterverfahrens die zu einem Pretriggersignal gehörige Spur bis zum Ausgang des Ablenkmagneten rekonstruieren. In der Datennahmeperiode 2002/2003 wurde die erste Triggerstufe als

„Single-Lepton-Trigger“ mit einem zusätzlichen Pretriggersignal verwendet. Die Rekonstruktion der zweiten Myonspur findet erst in der zweiten Triggerstufe statt. Um die Rekonstruktion zu beschleunigen, nutzt der Algorithmus nur vier der installierten Superlagen des Spurkammersystems und berücksichtigt nur die Drahtpositionen der Driftkammern im OTR und keine Driftzeitinformation. War die Spurrekonstruktion erfolgreich, erfolgt eine Abschätzung des Impulses.

Hierzu stehen der ersten Triggerstufe etwa 12 μs zur Verfügung. Diese Zeit entspricht 128 Bunchcrossing-Zyklen. Solange ist es in dieser Triggerstufe möglich, die volle Information des Ereignisses zwischenzuspeichern, bevor sie verworfen werden muß. War die Spur- und Impulsrekonstruktion erfolgreich, wird das Ereignis an die zweite Triggerstufe weitergegeben.

- Sobald es die zweite Triggerstufe erreicht, wird die Information aller Subdetektorsysteme in einen größeren Zwischenspeicher, den sogenannten Second Level Buffer (SLB) transferiert. Sie kann dort für 4 ms zwischengespeichert werden, bevor sie verworfen werden muß.

  Die zweite Triggerstufe ist vollständig softwareimplementiert. Sie rekonstruiert, wenn möglich, die zweite Leptonspur und verfeinert die Rekonstruktion beider Spuren, indem sie die Driftzeitinformation im äußeren Spurkammersystem berücksichtigt. Daraufhin verfolgt sie den Weg beider Spuren durch den Magneten und verknüpft sie mit Spursegmenten aus dem Vertexdetektor. Ist es möglich, für die rekonstruierten Leptonspuren einen Vertex zu finden, wird das Ereignis akzeptiert. Die gesamte Detektorinformation wird aus den Second Level Buffern ausgelesen und in einem „Eventrecord“ zusammengefaßt. Dieser „Eventrecord“ wird zur Rekonstruktion des vollständigen Ereignisses weitergeleitet.

- Diese erfolgt unter Verwendung der gesamten Detektorinformation. Monitorprozesse überwachen die Qualität der aufgenommenen Daten, und Selektionsroutinen klassifizieren die Zerfallsvertices interessanter physikalischer Prozesse.

  Die Spurrekonstruktion verwendet die Leptonspuren der zweiten Triggerstufe als Eingabe. Diese werden für die Analyse durch das Triggerbit „slt“ gekennzeichnet.

  Anschließend werden die Daten an das DESY-Rechenzentrum weitergeleitet und zur Archivierung auf Band geschrieben.

6.1 Auswahl der verwendeten J/ψ-Ereignisse

Zur Bestimmung der Multiplizität von J/ψ-getriggerten Daten für Kohlenstoff und Wolfram wurden geeignete Datensätze mit den Runnummern 20370 bis 20639 ausgewählt. Diese Datensätze wurden zwischen dem 10. November und dem 12. Dezember 2002 aufgenommen. Als geeignet wurde ein Datensatz angesehen,

- wenn mehr als 1000 Ereignisse in dst-Format vorlagen und das Urteil der Datenqualitätskontrolle mindestens befriedigend war [34].

- wenn er in Ein-Drahtkonfiguration mit einer Wechselwirkungsrate kleiner als $\approx 2,5$ MHz, oder in Zwei-Drahtkonfiguration mit einer Wechselwirkungsrate kleiner als $\approx 5,0\,\text{MHz}$ vorlag. Diese Einschränkung wurde vorgenommen, um die Überlagerung mehrerer Wechselwirkungen in einem Ereignis so weit wie möglich zu reduzieren.

Ein Großteil der Daten in Zwei-Drahtkonfiguration liegt für die Targetdrähte inner1(W)/-below1(C) und inner1(W)/inner2(C) vor. Um eine geeignete J/ψ-Ausbeute bei niedriger Wechselwirkungsrate auch für Kohlenstoff als Targetmaterial zu erhalten, konnte auf keine der Drahtkonfigurationen verzichtet werden. Für die Bestimmung der Spurmultiplizität und der Pseudorapiditätsverteilung ergibt sich dadurch eine zusätzliche Unsicherheit durch die unterschiedliche Akzeptanz des Detektors für den below1- und den inner2-Draht. Die Auswahl der J/ψ-Ereignisse erfolgte nach den folgenden standardisierten Kriterien.

- Betrachtet werden nur Myonpaare mit einem gemeinsamen Zerfallsvertex. Um für beide Myonspuren eine hohe Qualität sicherzustellen, kommen bei der Selektion nur 'Clone'-freie, vollständig rekonstruierte Spuren mit mindestens 5 Treffern im Vertexdetektor und mindestens 9 Treffern im äußeren Spurkammersystem in Frage. Der rekonstruierte Impuls jeder Myonspur soll zwischen 6 GeV und 460 GeV liegen. Ab 6 GeV kann eine zuverlässige Impulsrekonstruktion gewährleistet werden. Eine Myonspur mit einem Impuls größer als 460 GeV kann aus Gründen der Energieerhaltung nicht aus einem Zerfallsvertex des J/ψ stammen.

- Um sicherzustellen, daß es sich bei den betrachteten Spuren tatsächlich um Myonen handelt, wird verlangt, daß jede der beiden Spuren mehr als 4 Treffer im Myonkammersystem aufweist. Die daraus berechnete Likelihood für jede Spur soll größer als $0,01$ sein. Dieser schwache Schnitt auf die Myon-Likelihoodfunktion stellt bereits weitgehend sicher, daß es sich bei den betrachteten Spuren um Myonen handelt. Seine Verschärfung führt in der Signalverteilung zu einer Unterdrückung von Signal und Untergrund gleichermaßen.

- Die Myonspuren sollen unterschiedliche Ladung tragen und ihre invariante Masse soll größer als 2 GeV sein.

Um sicherzustellen, daß es sich bei den betrachteten Spuren tatsächlich um die Myonspuren handelt, die den Trigger ausgelöst haben und nicht um Artefakte der Rekonstruktion, wurden zusätzlich zur obigen Selektion nur solche Myonspuren betrachtet, für die das oben erwähnte Triggerbit „slt“ gesetzt ist.
Die invariante Masse aller selektierten Myonpaare aus Ereignissen mit genau einem rekonstruierten Primärvertex in den analysierten Daten ist in Bild 6.1 gezeigt. An die Daten wurde die Summe aus einer Exponentialfunktion und einer Gaußverteilung angepaßt. Die rekonstruierte Masse im J/ψ-Signal liegt bei $m_{J/\psi} = (3095 \pm 1,3)\,\text{MeV}$, im Vergleich zu $m_{J/\psi} = (3096,88 \pm 0,04)\,\text{MeV}$ aus den Listen der PDG [37]. Die Breite der Signalverteilung liegt in etwa bei 39 MeV. Sie ist durch die Impulsauflösung des Detektors dominiert. Der Untergrund wurde durch getriggerte Myonpaare mit gleichem Ladungsvorzeichen bestimmt und in einem Massenfenster von $2,5\,\text{GeV} < m_{\mu\mu} \leq 2,8\,\text{GeV}$ auf die Signalverteilung normiert. Der Normierungsfaktor beträgt $1,16$.

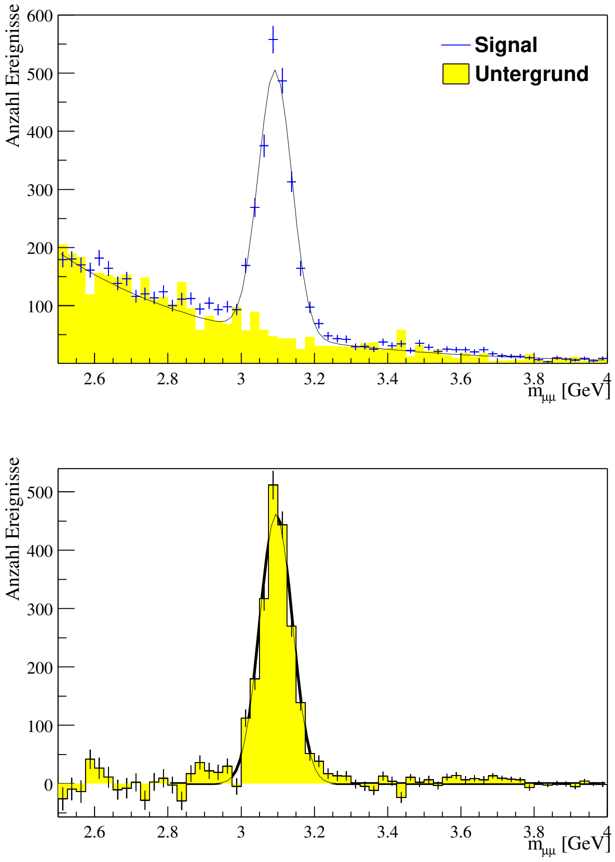


Bild 6.1: Ausbeute an J/ψ-Ereignissen mit genau einem rekonstruierten Primärvertex aus den analysierten Daten. An die Daten wurde die Summe aus einer Exponentialfunktion und einer Gaußverteilung angepaßt. Im oberen Bild ist außerdem der Untergrund aus Myonpaaren mit gleichem Ladungsvorzeichen zu sehen. Er wurde in einem Massenbereich $2,5\,\text{GeV} < m_{\mu\mu} \leq 2,8\,\text{GeV}$ auf die Signalverteilung normiert. Der Normierungsfaktor beträgt 1, 16. Für das untere Bild wurde die Untergrundverteilung von der Signalverteilung abgezogen.

6.2 Zuordnung eines J/ψ-Ereignisses zu einem Targetdraht in Datensätzen mit Zwei-Drahtkonfiguration

Die meisten zur Analyse verwendeten Datensätze liegen in Zwei-Drahtkonfiguration vor. In diesem Fall teilt sich die Wechselwirkungsrate auf die verwendeten Targetdrähte auf.
Um einen Primärvertex einem Targetdraht zuordnen zu können, werden nur Vertices in einem Toleranzbereich in der Nähe des Targetdrahtes akzeptiert. Die Wahl dieses Toleranzbereichs soll die J/ψ-Ausbeute möglichst nicht beeinträchtigen, die Auflösung des Vertexdetektors berücksichtigen und für jeden Datensatz gleich anwendbar sein.
In Hinblick auf die Auflösung des Vertexdetektors (angegeben in Tabelle 4.1) wäre eine Festlegung des Toleranzbereichs in der xy-Ebene angebracht. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, den Toleranzbereich entlang der z-Achse zu definieren. Für die Wahl dieser

Methode sprechen die folgenden Argumente:

- Der Abstand der Targetdrähte beträgt für die Konfiguration inner1/below1 mindestens 5, 6 mm und für die Konfiguration inner1/inner2 sogar 41, 1 mm Er ist also in jedem Fall groß im Vergleich zur Auflösung der Primärvertices in z-Richtung, die mit ≈ 0, 5 mm abgeschätzt wird [3]. In Bild 6.2 ist die Verteilung der Primärvertices in z-Richtung für den Datensatz 20370 in der Targetkonfiguration inner1/below1 gezeigt. Wie man sieht, ist die Auflösung der Vertexposition entlang der z-Achse ausreichend, um eine Zuordnung der Primärvertices zu einem der beiden Targetdrähte zu gewährleisten.

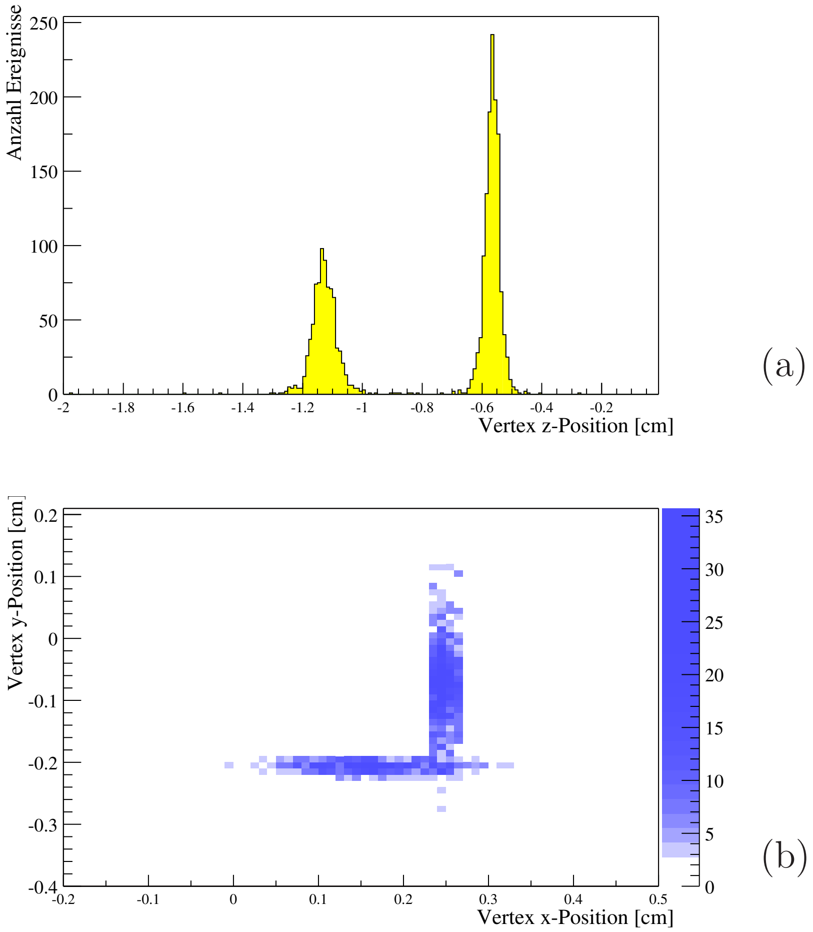
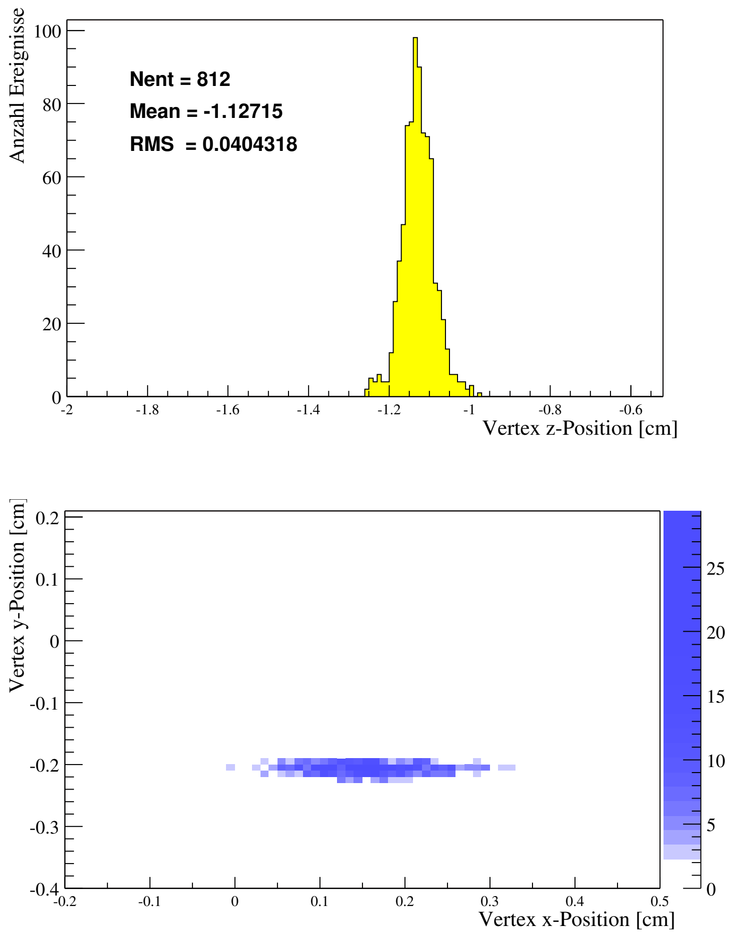


Bild 6.2: Rekonstruierte Vertexpositionen im Datensatz 20370. Gezeigt ist die z-Position aller rekonstruierten Primärvertices (a) und ihre Verteilung in der xy-Ebene der Targetstation (b).

- Die Verteilung der Vertices in der xy-Ebene ist abhängig vom Profil des Protonstrahls und kann von Datennahme zu Datennahme variieren. Die z-Position der Targetdrähte ist jedoch durch ihre Montage fest vorgegeben. Die Festlegung eines Toleranzbereiches entlang der z-Achse gewährleistet also ein stabiles Verfahren für die Zuordnung der Primärvertices zu einem Targetdraht, das für jeden der verwendeten Datensätze gleichermaßen angewendet werden kann.

- Zwischen dem below1- und inner1-Draht gibt es einen Überlappbereich, der in der xy-Ebene nicht aufgelöst werden kann. Wie man aus Bild 6.3 und Bild 6.4 sieht, kann dieser Bereich durch eine Einschränkung der Vertexposition in z gut getrennt werden. In der Targetkonfiguration inner1/inner2 wäre ein Zuordnung der Primärvertices zu einem der beiden Targetdrähte in der xy-Ebene überhaupt nicht möglich.

Die Zuordnung der rekonstruierten Primärvertices zu einem Targetdraht erfolgt daher durch die Einschränkung der z-Komponente des J/ψ-Zerfallsvertex und des dazugehörigen Primärvertex. Als Toleranzbereich wurde eine Abweichung von $\pm 1,5\,\text{mm}$ um die nominelle z-Position des entsprechenden Targetdrahtes inner1(W), below1(C) oder inner2(C) ausgewählt. Das entspricht einem Abstand von drei Standardabweichungen der Vertexauflösung in z-Richtung. Der Verlust der J/ψ-Ausbeute durch die Drahtzuweisung innerhalb dieses Toleranzbereichs wird damit auf weniger als 1% abgeschätzt.



(a)

(b)

Bild 6.3: Auswahl von Ereignissen auf dem below1-Draht im Datensatz 20370. Gezeigt ist die Verteilung aller rekonstruierten Primärvertices in z (a) und in der xy-Ebene (b). Die Toleranz liegt bei $\pm 1,5\,\text{mm}$.

Bild 6.3 und Bild 6.4 zeigen die Verteilung der Primärvertices in der xy-Ebene, nach Einschränkung der z-Komponente der Primärvertices auf den jeweils oben definierten

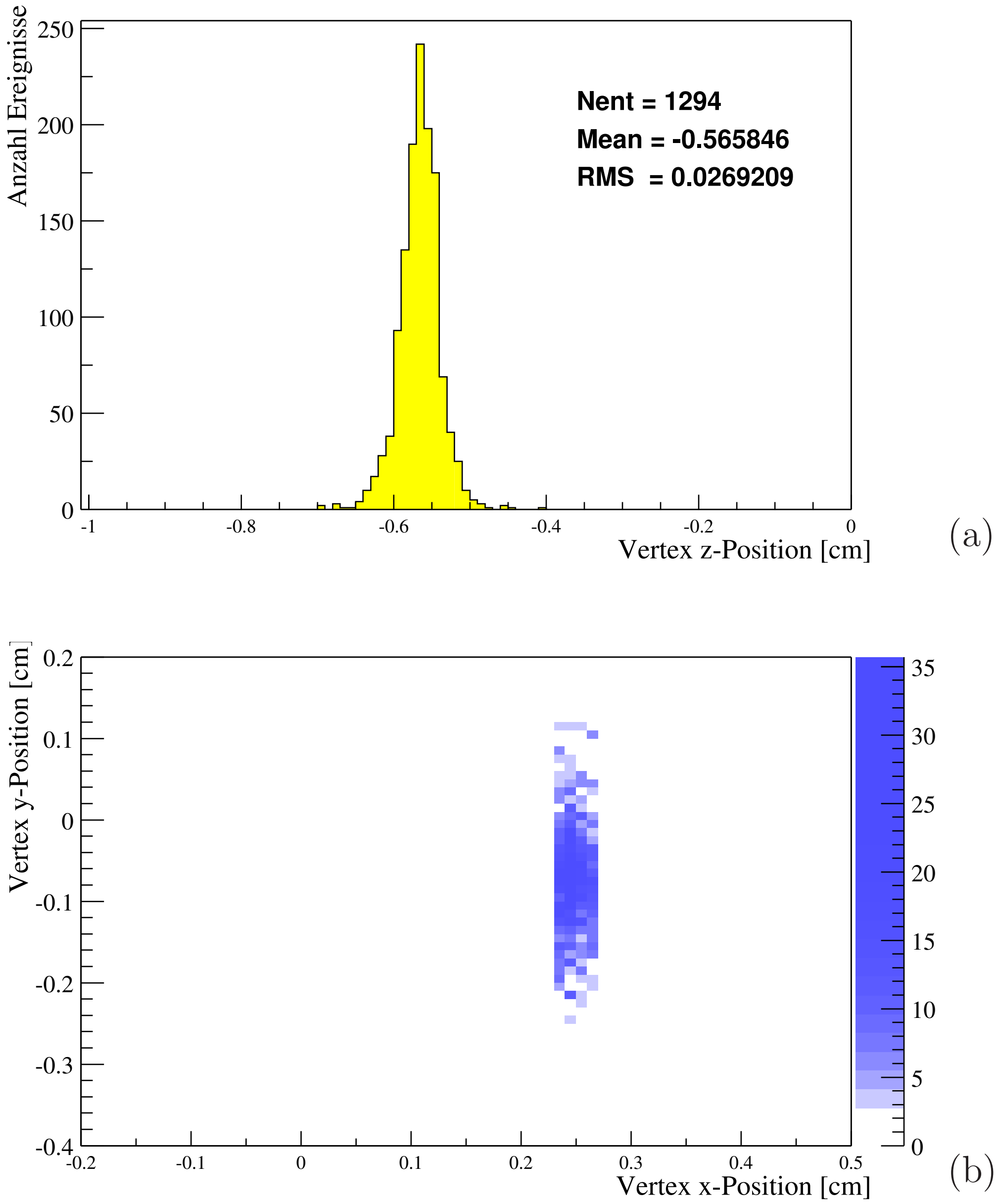


Bild 6.4: Auswahl von Ereignissen auf dem inner1-Draht im Datensatz 20370. Gezeigt ist die Verteilung aller rekonstruierten Primärvertices in z (a) und in der xy-Ebene (b). Die Toleranz liegt bei $\pm 1,5\,\mathrm{mm}$. Wie man in der Projektion auf die xy-Ebene sieht lassen sich die Ereignisse auf dem inner1-Draht gut von den Ereignissen auf dem below1-Draht trennen.

Toleranzbereich für den Targetdraht inner1 und below1. Die z-Verteilung der Primärvertices ist darin für den Kohlenstoffdraht etwa doppelt so breit wie für den Wolframdraht. Das ist auf die Breite des Kohlenstoffdrahtes von $500\,\mu$m zurückzuführen. Die Breite des Wolframdrahtes beträgt nur $50\,\mu$m.

6.3 Bestimmung der Spurmultiplizität für J/ψ-getriggerte Daten

Zur Bestimmung der Spurmultiplizität J/ψ-getriggerter Ereignisse für Kohlenstoff und Wolfram beschränkt sich die Studie, wie zuvor bei wechselwirkungsgetriggerten Daten, auf Ereignisse mit genau einem rekonstruierten Primärvertex. In einem Datensatz in Zwei-Drahtkonfiguration bedeutet diese Anforderung, daß auf dem zweiten Targetdraht keine Wechselwirkung stattgefunden haben darf.
Die Spurmultiplizität wird für alle Ereignisse in einem Massenfenster von $2,9\,\mathrm{GeV} \leq m_{\mu\mu} \leq 3,3\,\mathrm{GeV}$ bestimmt.
Im Gegensatz zur Multiplizitätsbestimmung bei wechselwirkungsgetriggerten Daten ist die resultierende Verteilung auf verfälschende Effekte des Triggers zu untersuchen und gegebenenfalls zu korrigieren.
Diese Effekte kommen durch eine unterschiedliche Effizienz und Reinheit des Triggers für Ereignisse mit unterschiedlicher Spurmultiplizität zustande.
In der vorliegenden Studie wurden zwei mögliche Einflüsse des Triggers auf die Verteilung der Spurmultiplizität untersucht.

- Erhöhte Spurmultiplizität im Untergrund.
- Erhöhte Überlagerung von Wechselwirkungen im Signal.

Beide Effekte führen zu einer Erhöhung der beobachteten Spurmultiplizität.

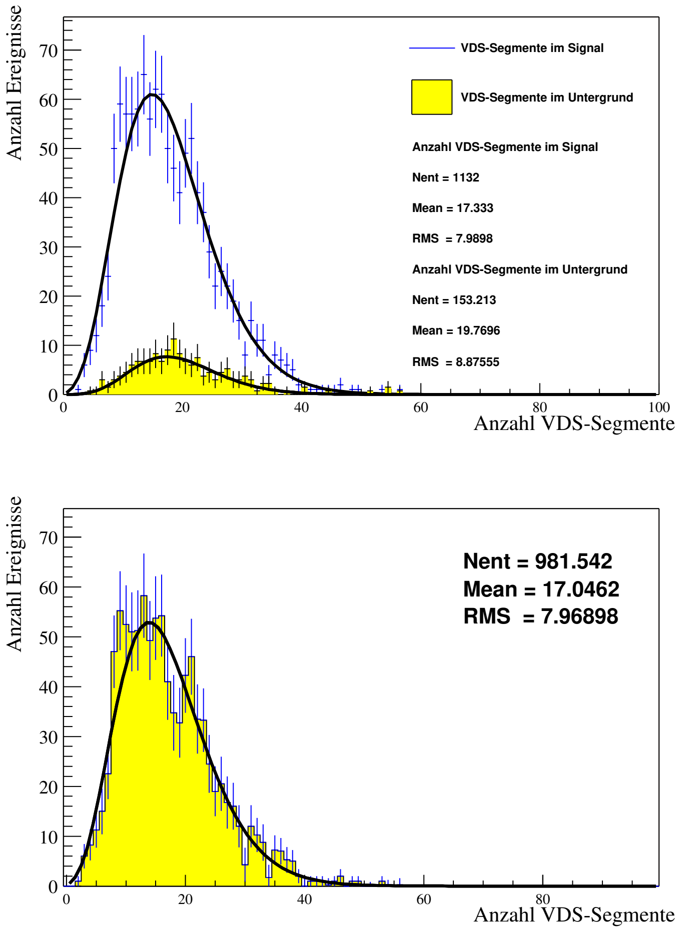
6.3.1 Erhöhte Spurmultiplizität im Untergrund

Auch eine strenge Selektion führt nicht zu einem vollkommen reinen Satz von J/ψ-Ereignissen. Es bleibt immer ein Rest von kombinatorischem Untergrund, der durch die Selektion nicht von einem tatsächlichen J/ψ-Ereignis getrennt werden kann. In Bild 6.1 (a) ist dieser Rest äquivalent zur Fläche der Exponentialfunktion unter dem Massenpeak. Um den Beitrag des Untergrundes zur Spurmultiplizität im Signal abschätzen zu können, wurden Myonpaare mit gleichem Ladungsvorzeichen in einem Massenfenster von $2,9\,\mathrm{GeV} \leq m_{\mu\mu} \leq 3,3\,\mathrm{GeV}$ aus der normierten Untergrundverteilung in Bild 6.1 (a) betrachtet. Dabei handelt es sich um das gleiche Massenfenster, aus dem die Ereignisse zur Bestimmung der Spurmultiplizität im Signal ausgewählt wurden. Dieser Untergrund wird im folgenden als „likesign“-Untergrund bezeichnet.
In Bild 6.5 (a) und Bild 6.6 (a) ist die Spurmultiplizität für J/ψ-getriggerte Ereignisse im Signal und im „likesign“-Untergrund für Kohlenstoff und Wolfram gezeigt.
Man sieht, daß die mittlere Multiplizität im Untergrund erheblich von der mittleren Multiplizität im Signal abweicht. Sie liegt für Kohlenstoff und für Wolfram um etwa 14% höher als in der Signalverteilung.

Um die Multiplizität im Signal auf die mitgezählten Untergrundereignisse zu korrigieren, wurde die Verteilung der Multiplizität aus dem „likesign“-Untergrund von der Multiplizitätsverteilung im Signal abgezogen. Die so korrigierte Multiplizität für Kohlenstoff und Wolfram ist in den Bildern 6.5 (b) und 6.6 (b) gezeigt.

Die Korrektur der Signalverteilung auf den „likesign“-Untergrund setzt voraus, daß die Spurmultiplizität im Untergrund für Myonpaare mit gleichem Ladungsvorzeichen und Myonpaare mit ungleichem Ladungsvorzeichen gleich ist. Da der Untergrund von zufällig kombinierten Myonspuren aus Pion- und Kaonzerfällen dominiert wird, wird angenommen, daß sich das Verhalten für Myonspuren mit gleichem und ungleichem Ladungsvorzeichen im Untergrund nicht wesentlich unterscheidet.

Kohlenstoff

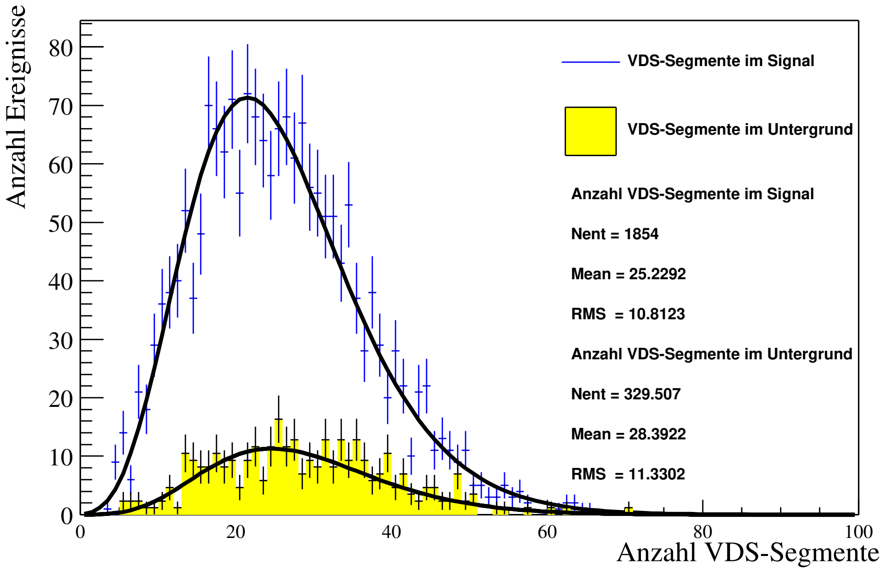


(a)

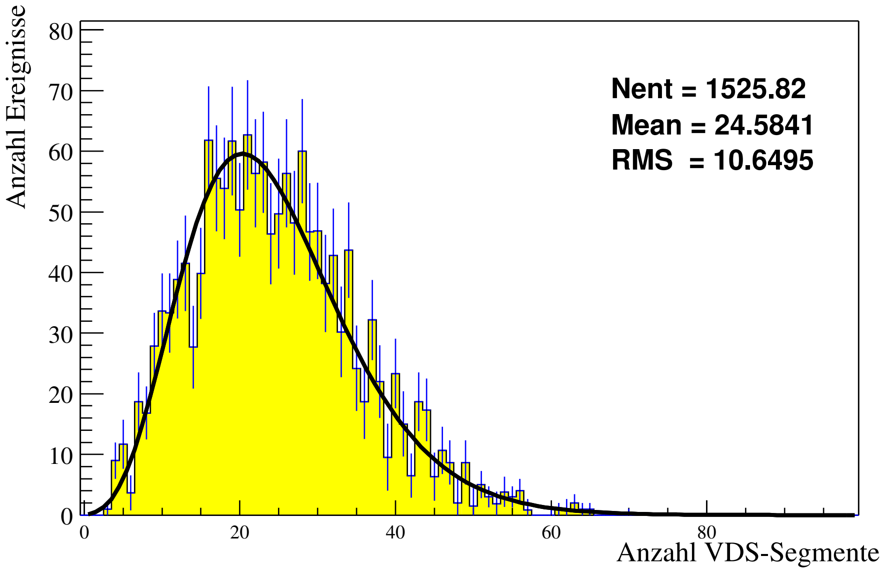
(b)

Bild 6.5: Spurmultiplizität J/ψ-getriggerter Ereignisse für Kohlenstoff. Bild (a) zeigt die Spurmultiplizität im Signal und im „likesign“-Untergrund. Für Bild (b) wurde die Multiplizität aus dem „likesign“-Untergrund von der Multiplizität im Signal abgezogen. An beide Verteilungen wurde die Negative Binomialverteilung aus Abschnitt 4.1.3 angefittet.

Wolfram



(a)



(b)

Bild 6.6: Spurmultiplizität J/ψ-getriggerter Ereignisse für Wolfram. Bildunterschrift wie für Bild 6.5.

6.3.2 Erhöhte Überlagerung von Ereignissen

Im folgenden Abschnitt soll die Anzahl rekonstruierter Primärvertices für J/ψ-getriggerte und zufallsgetriggerter Ereignisse aus demselben Datensatz untersucht werden. Für diese Untersuchungen wurde der Datensatz 20370 in der Konfiguration below1(C)/inner1(W) ausgewählt.
Darin wurden 1332 J/ψ-getriggerte Ereignisse im Massenbereich $2,9\,\mathrm{GeV} \leq m_{\mu\mu} \leq 3,3\,\mathrm{GeV}$ und 4994 routinemäßig mitaufgezeichnete zufallsgetriggerte Ereignisse betrachtet.
Untersucht wurde die Anzahl rekonstruierter Primärvertices auf einem Targetdraht pro Ereignis, unter der Bedingung, daß auf dem jeweils anderen Targetdraht kein Primärvertex rekonstruiert wurde.
Die Verteilung für die Anzahl rekonstruierter Primärvertices wurde für die J/ψ-getriggerten Ereignisse im Signal und im „likesign"-Untergrund im Massenbereich $2,9\,\mathrm{GeV} \leq m_{\mu\mu} \leq 3,3\,\mathrm{GeV}$ bestimmt und die Untergrundverteilung von der Signalverteilung abgezogen.
Die so auf Untergrund korrigierte Verteilung für die Anzahl rekonstruierter Primärvertices pro Ereignis für die J/ψ-getriggerten Daten und die Verteilung für die Anzahl rekonstruierter Primärvertices pro Ereignis für die untersuchten zufallsgetriggerten Daten sind in Tabelle 6.1 gezeigt.

Kohlenstoff	0 Ver	1 Ver	2 Ver	>2 Ver
$r_{0\,J/\psi}$	$0,06$	$0,66$	$0,25$	$0,02$
$r_{0\,\mathrm{BX}}$	$0,79$	$0,18$	$0,02$	$<0,01$
Wolfram	**0 Ver**	**1 Ver**	**2 Ver**	**>2 Ver**
$r_{0\,J/\psi}$	$0,04$	$0,73$	$0,20$	$0,03$
$r_{0\,\mathrm{BX}}$	$0,86$	$0,12$	$0,02$	$<0,01$

Tabelle 6.1: Relative Anzahl $r_{0\,i}$ von Ereignissen mit einem oder mehreren rekonstruierten Primärvertices für J/ψ-getriggerte Ereignisse ($i = J/\psi$) und für zufallsgetriggerte Ereignisse ($i = \mathrm{BX}$) im Datensatz 20370. Die statistische Unsicherheit liegt zwischen 1% und 2%. Dabei wurde gefordert, daß auf dem jeweils anderen Targetdraht kein Primärvertex rekonstruiert wurde.

$r_{0\,J/\psi}(0\,\mathrm{Ver})$ bezeichet den relativen Anteil der Ereignisse, für die ein Zerfallsvertex für das J/ψ, aber kein Primärvertex rekonstruiert werden konnte. Erwartungsgemäß ist er für Kohlenstoff mit der niedrigeren Spurmultiplizität höher als für Wolfram. In Tabelle 6.2 ist das Verhältnis

$$R_{21} = \frac{\mathrm{Anzahl\,2\,Vertices}}{\mathrm{Anzahl\,1\,Vertex}}$$

für J/ψ-getriggerte und zufallsgetriggerte Daten gezeigt. Es liegt für die Untergrundkorrigierten J/ψ-getriggerten Ereignisse sowohl für Kohlenstoff als auch für Wolfram bei $\approx 0,3$. Für die zufallsgetriggerten Daten des gleichen Datensatzes ist es in etwa halb so groß.
Offensichtlich liegt selbst in untergrundkorrigierten J/ψ-getriggerten Daten im Vergleich zu zufallsgetriggerten Daten eine erhöhte Anzahl von Ereignissen mit mehr als einem rekonstruierten Primärvertex vor. Dieser Effekt ist für Kohlenstoff tendenziell höher als für

	Kohlenstoff	Wolfram
$R_{21}^{J/\psi}$	$0,38 \pm 0,04$	$0,27 \pm 0,03$
R_{21}^{BX}	$0,11 \pm 0,06$	$0,16 \pm 0,06$

Tabelle 6.2: Verhältnis R_{21}^{i} für J/ψ-getriggerte ($i = J/\psi$) und zufallsgetriggerte ($i = \mathrm{BX}$) Ereignisse im Datensatz 20370.

Wolfram. Seine Ursache ist noch nicht ausreichend verstanden. Möglicherweise ist sie auf eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion von mehr als einem Primärvertex für eine einzelne Proton-Kern-Wechselwirkung, aufgrund der höheren Multiplizität der J/ψ-getriggerten Ereignisse, zurückzuführen. Eine Entfaltung der Anzahl überlagerter Proton-Kern-Stöße aus der Verteilung der rekonstruierten Primärvertices durch Inversion der Migrationsmatrix für J/ψ-getriggerte Ereignisse aus der Monter-Carlo-Simulation ist mit zu großen statistischen Unsicherheiten behaftet, um eine Aussage darüber zuzulassen. Die höhere Durchlässigkeit des Triggers für Ereignissee mit hoher Multiplizität und mehreren überlagerten Proton-Kern-Stößen sollte durch den „likesign"-Untergrund bereits ausreichend abgeschätzt sein.

6.4 Vergleich von J/ψ-getriggerten Daten mit der MC-Simulation

Mit dem Ereignisgenerator FRITIOF ist es nicht möglich, tief-inelastische Streuprozesse zu simulieren. Die Simulation der J/ψ-Produktion bei HERA-B erfolgt daher durch eine Kombination der Ereignisgeneratoren FRITIOF und PYTHIA [38]:
Ein J/ψ-Meson wird in einem inelastischen Proton-Proton-Stoß in PYTHIA erzeugt. Alle weiteren Teilchen, die bei diesem Prozeß entstehen, werden verworfen und nur das J/ψ-Meson und seine Zerfallsprodukte zurückbehalten. Die kinetische Energie des J/ψ-Mesons wird von der Energie des einfallenden Protonstrahls abgezogen und die Restenergie zur Simulation der übrigen inelastischen Proton-Kern-Reaktion an FRITIOF übergeben. In dieser Konfiguration entstehen in der inelastischen Proton-Nukleon-Reaktion neben dem J/ψ-Meson keine weiteren Hadronen.
Der Vergleich der Spurmultiplizität wechselwirkungsgetriggerter und J/ψ-getriggerter Ereignisse für Kohlenstoff und Wolfram (Bilder 5.3 und 6.5 für Kohlenstoff und Bilder 5.4 und 6.6 für Wolfram) zeigt, daß die Spurmultiplizität für J/ψ-getriggerte Ereignisse wesentlich höher liegt als für wechselwirkungsgetriggerte Ereignisse. Das Verhältnis der mittleren Multplizitäten $\langle n \rangle_{J/\psi} \, / \, \langle n \rangle_{WW}$ in Daten liegt für beide Targetmaterialien in etwa bei $1,4$.
Weder die Korrektur der Multiplizität auf Untergrundereignisse, noch eine erhöhte Anreicherung überlagerter Wechselwirkungen in einem Ereignis kann eine solche Erhöhung der Multiplizität erklären.
Diese Tatsache ist seit Beginn 2001 bekannt [39]. Im Rahmen der bisher verwendeten Modelle kann ihr nur dadurch Rechnung getragen werden, daß man die Anzahl intranuklearer Hadron-Nukleon-Wechselwirkungen N_{hn} in der Monte-Carlo-Simulation nach oben wichtet. Eine solche Gewichtung gleicht die Multiplizitätsverteilung in der Monte-Carlo-

Simulation an die in Daten beobachtete Multiplizitätsverteilung an. Sie steht jedoch auf keiner physikalischen Grundlage.
Mit der gewichteten Monte-Carlo-Simulation wurden die untergrundkorrigierten Verteilungen der Spurmultiplizität und der Pseudorapidität verglichen. Der Anteil überlagerter Ereignisse mit einem rekonstruierten Primärvertex wurde wie in Kapitel 4.1.4 beschrieben für die Monte-Carlo-Simulation angepaßt.
Die Effizienz der Vertexrekonstruktion hängt wie in Abschnitt 4.1.4 gezeigt von der Spurmultiplizität ab. Da die Spurmultiplizität in J/ψ-getriggerten Daten wesentlich höher ist als in wechselwirkungsgetriggerten Daten, erwartet man ein anderes Verhalten des Rekonstruktionsalgorithmus bei der Vertexrekonstruktion. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde daher zur Entfaltung der überlagerten Ereignisse aus Daten statt der zuvor verwendeten Migrationsmatrizen für Kohlenstoff und Wolfram für jedes Targetmaterial jeweils die Migrationsmatrix aus der multiplizitätsgewichteten Monte-Carlo-Simulation verwendet.
Bild 6.7 und Bild 6.8 zeigen den Vergleich von Daten und gewichteter Monte-Carlo-Simulation für Kohlenstoff und Wolfram.
Sowohl für Kohlenstoff, als auch für Wolfram liegt die mittlere Multiplizität in der gewichteten Monte-Carlo-Simulation unter der mittleren Multiplizität in Daten. Die Abweichung beträgt für Kohlenstoff 14% und für Wolfram 13%. Die Verteilung der Pseudorapidität für Kohlenstoff und Wolfram (Bild 6.8 (b) und Bild 6.7 (b)) wird in der Monte-Carlo-Simulation gut wiedergegeben. Für Bild 6.9 (a) und Bild 6.10 (a) wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation der Beitrag überlagerter Proton-Kern-Stöße an Ereignissen mit einem rekonstruierten Primärvertex für die Bestimmung der Multiplizität abgeschätzt. Dieser Beitrag wurde als Korrektur von der Signalverteilung abgezogen und so die Spurmultiplizität für einen einzelnen Proton-Kern-Stoß im vollen Akzeptanzbereich des Vertexdetektors bestimmt. Sie liegt für Kohlenstoff bei $16,6 \pm 0,4$ und für Wolfram bei $23,9 \pm 0,3$. Die statistische Unsicherheit wurde aus der Varianz geteilt durch die Wurzel der beobachteten Ereignisse bestimmt.

Ergebnisse

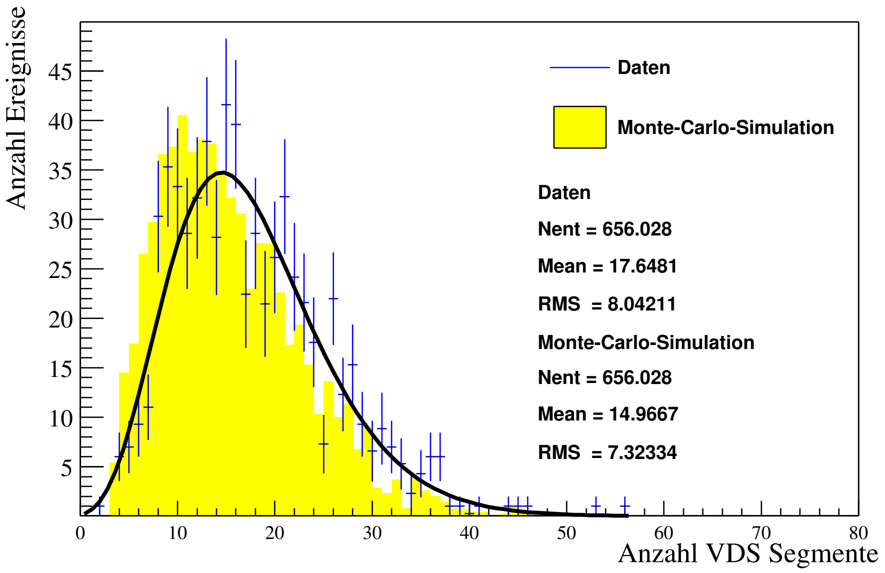
Der Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation führt zu den folgenden Ergebnissen:

- Die mittlere Multiplizität für J/ψ-Ereignisse ist in Daten etwa um den Faktor $1,4$ höher als für wechselwirkungsgetriggerte Ereignisse. Eine solche Erhöhung der Spurmultiplizität ist durch die in den Abschnitten 6.3.1 und 6.3.2 untersuchten Effekte allein nicht zu erklären.

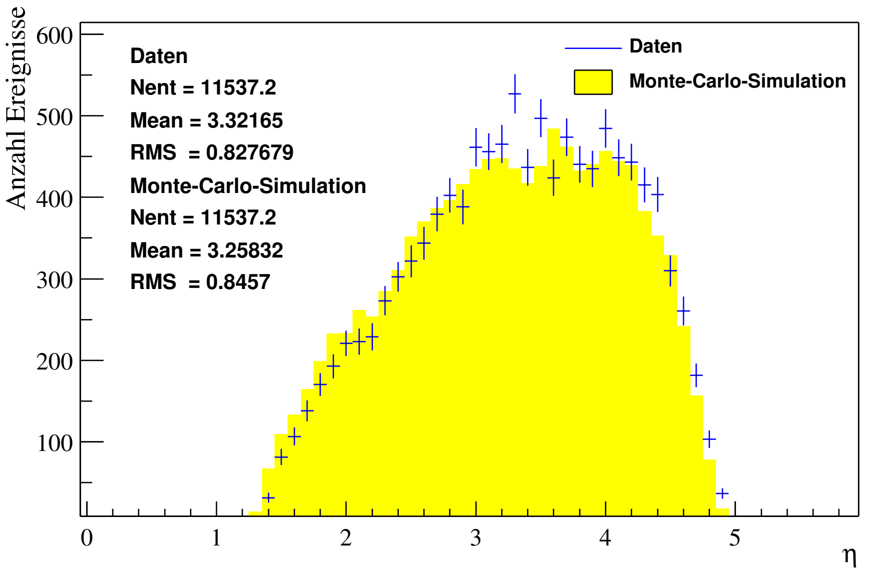
- Die bei HERA-B verwendete Monte-Carlo-Simulation ist nicht in der Lage, die Spurmultiplizität für J/ψ-Ereignisse wiederzugeben. Sie mußte im Jahr 2001 durch eine Gewichtung hin zu höheren Multiplizitäten auf die in Daten beobachtete Multiplizitätsverteilung abgestimmt werden. Diese Gewichtung erfolgte rein phänomenologisch und ohne physikalische Grundlage.

- Der Vergleich der gewichteten Monte-Carlo-Verteilung weist nach wie vor ein Defizit bei der Beschreibung der Spurmultiplizität in Daten durch die Monte-Carlo-Simulation auf. Für Kohlenstoff liegt die Abweichung der mittleren Multiplizität vom in Daten beobachteten Wert bei 14%, für Wolfram bei 13%.

Kohlenstoff



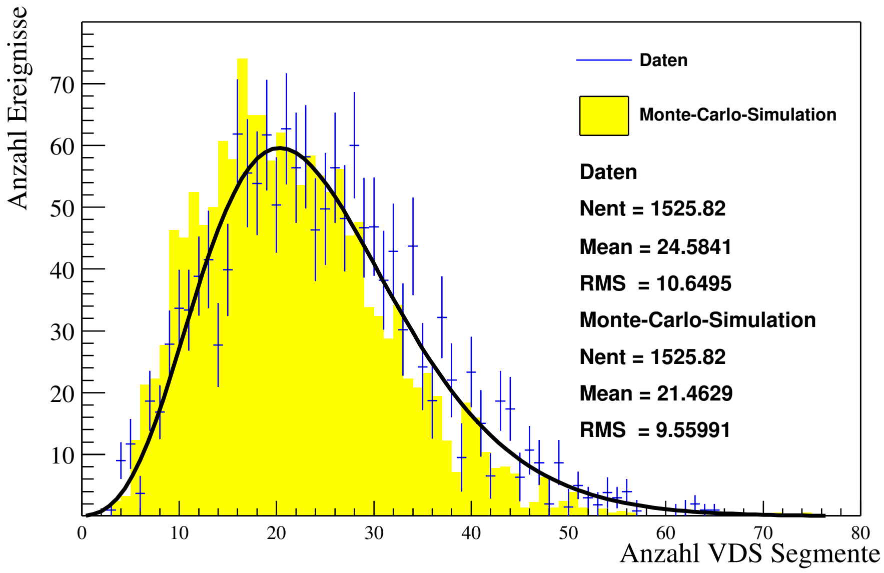
(a)



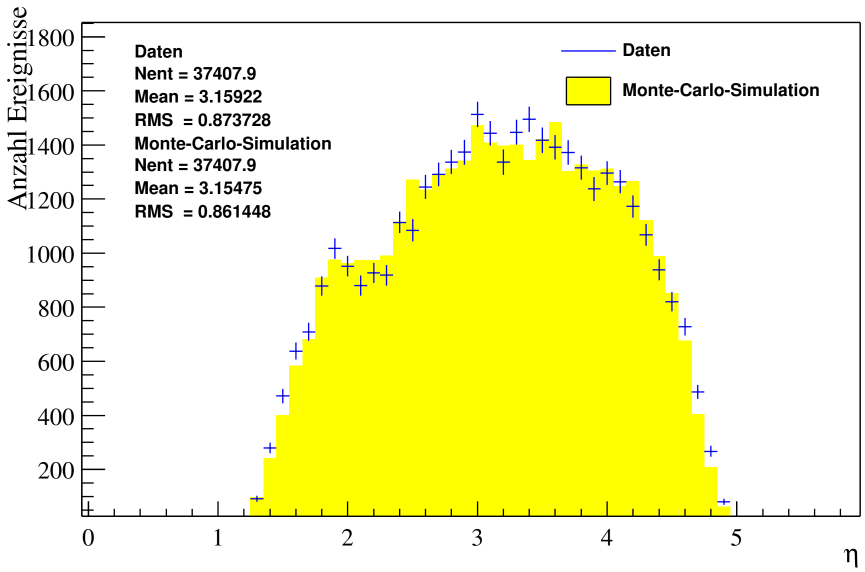
(b)

Bild 6.7: Vergleich von Daten und gewichteter Monte-Carlo-Simulation für Kohlenstoff. In Bild (a) ist die Spurmultiplizität gezeigt. Bild (b) zeigt die Pseudorapidität der Spuren.

Wolfram



(a)



(b)

Bild 6.8: Vergleich von Daten und gewichteter Monte-Carlo-Simulation für Wolfram. In Bild (a) ist die Spurmultiplizität gezeigt. Bild (b) zeigt die Pseudorapidität der Spuren.

Kohlenstoff

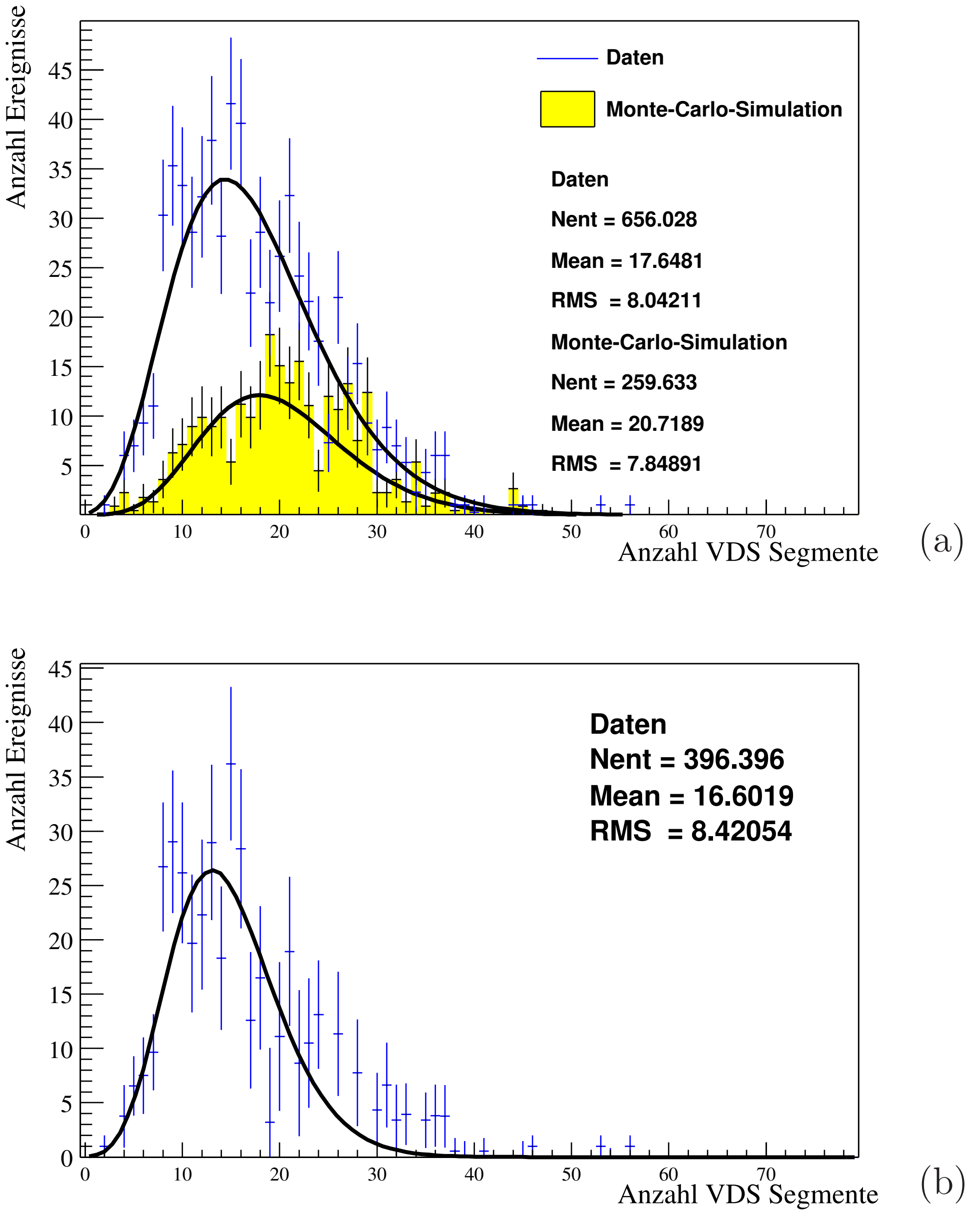
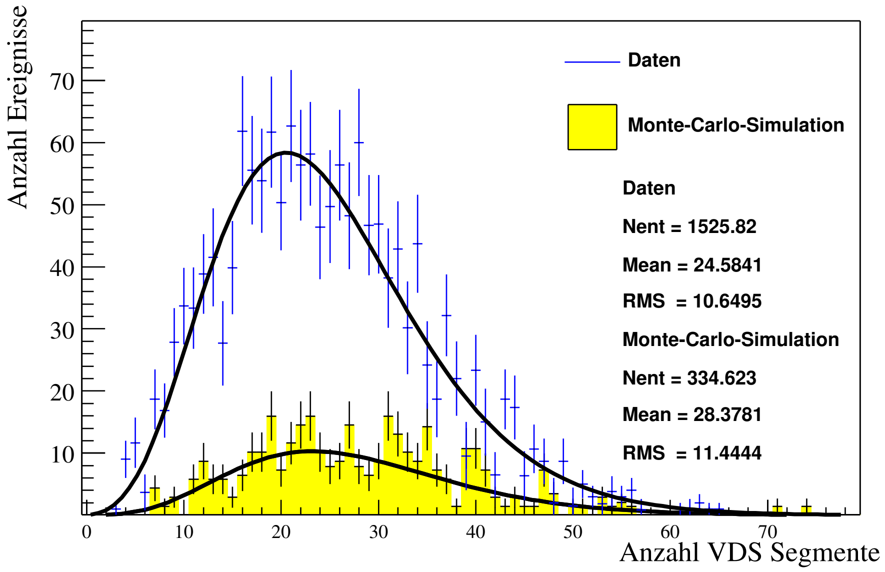
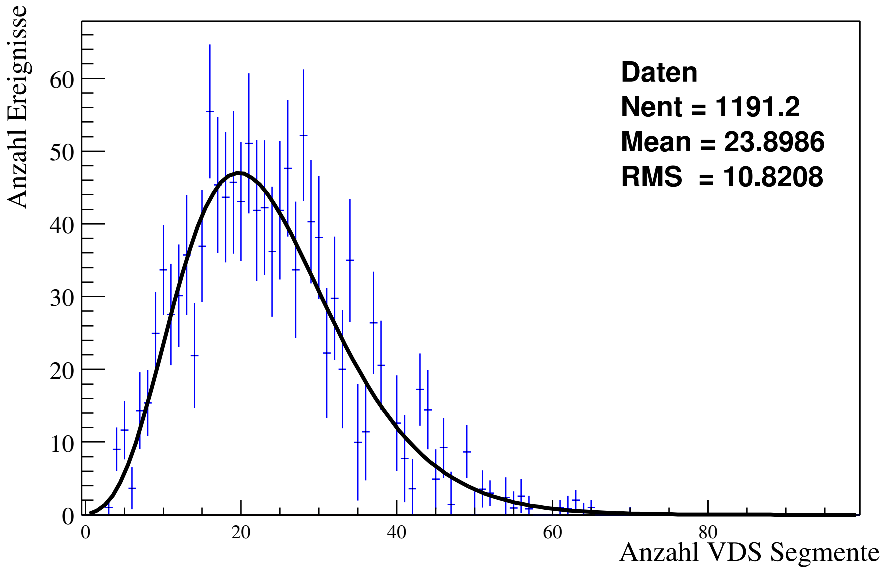


Bild 6.9: Korrektur der Spurmultiplizität auf den Beitrag mehrerer überlagerter Proton-Kern-Stöße für Kohlenstoff. In Bild (a) ist der Beitrag mehrerer überlagerter Proton-Kern-Stöße an den Ereignissen mit einem rekonstruierten Primärvertex gezeigt. Für Bild (b) wurde die Multiplizitätsverteilung mehrerer überlagerter Proton-Kern-Stöße von der Signalverteilung abgezogen.

Wolfram



(a)



(b)

Bild 6.10: Korrektur der Spurmultiplizität auf den Beitrag mehrerer überlagerter Proton-Kern-Stöße für Wolfram. In Bild (a) ist der Beitrag mehrerer überlagerter Proton-Kern-Stöße an den Ereignissen mit einem rekonstruierten Primärvertex gezeigt. Für Bild (b) wurde die Multiplizitätsverteilung mehrerer überlagerter Proton-Kern-Stöße von der Signalverteilung abgezogen.

- Die Verteilung der Pseudorapidität für Kohlenstoff und Wolfram wird durch die Monte-Carlo-Simulation gut wiedergegeben.

Offenbar ist die Beschreibung des Physikprozesses der J/ψ-Erzeugung durch die Monte-Carlo-Simulation, wie sie bei HERA-B zur Zeit vorliegt, unzureichend.
Bei einem harten Streuprozeß entstehen neben dem J/ψ und dem Protonprojektil weitere schnelle Hadronen, die innerhalb des Kerns Hadron-Nukleon-Stöße vollziehen. Dadurch wird die Spurmultiplizität effektiv erhöht.
Diese Vermutung stützt sich auf die folgende Argumentation:

- Es ist davon auszugehen, daß die Spurmultiplizität proportional ist zur mittleren freien Weglänge des Proton- (bzw Hadron-) Projektils im Kern. In der bestehenden Simulation der J/ψ-Erzeugung handelt es sich um ein einzelnes Protonpojektil. Das erzeugte J/ψ vollzieht keine weiteren Stöße mit dem Restkern. Sowohl die Kerngeometrie, als auch die mittlere freie Weglänge des Protons im Kern ist durch die Feinabstimmung der Simulation auf weiche inelastische Wechselwirkungen festgelegt.

  Es gibt keinen Grund, weshalb die mittlere freie Weglänge des Protons im Kern nach einem harten inelastischen Streuprozeß, wie der J/ψ-Erzeugung von der mittleren freien Weglänge bei einem weichen inelastischen Proton-Kern-Stoß, wie er in FRITIOF simuliert wird, verschieden sein sollte.

- Für die benötigte höhere Anzahl intranuklearer Wechselwirkungen kommen also neben dem J/ψ selbst nur zusätzliche Hadronen aus dem harten Streuprozeß in Frage. Ein solcher Prozeß ist in der Monte-Carlo-Simulation nicht implementiert.

- Die Energieabhängigkeit der Multiplizität verhält sich, wie in Bild 4.1 aus Seite 20 gezeigt, logarithmisch mit der Energie des Protonprojektils. Daraus folgt, daß eine Aufteilung der Strahlenergie auf mehrere Hadronen immer zu einer Erhöhung der Spurmultiplizität führt.

Durch die Umgewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse ist die Korrelation zwischen dem Stoßparameter und der Spurmultiplizität zerstört. Auch die Korrelation zwischen der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} und der Multiplizität scheint fragwürdig, denn es ist nicht klar, wie sich die Korrelation für intranukleare Stöße zwischen beliebigen Hadronen aus dem harten Streuprozeß und der Spurmultiplizität von der implementierten Korrelation für Proton-Nukleon-Stöße unterscheidet. Eine Entfaltung auf der Basis der vorliegenden Monte-Carlo-Simulation ist daher nicht sinnvoll.

6.5 Bestimmung der Stoßzentralität aus der Spurmultiplizität für Kohlenstoff und Wolfram

Eine Bestimmung der Stoßzentralität mit Hilfe des in Kapitel 5 etablierten Entfaltungsverfahrens ist ohne eine adäquate Beschreibung des zugrundeliegenden Physikprozesses in der Monte-Carlo-Simulation nicht möglich.

Nach wie vor sollten jedoch zentrale Proton-Kern-Stöße mit hoher Spurmultiplizität und periphere Proton-Kern-Stöße mit niedriger Spurmultiplizität korreliert sein. Um einen ersten Blick auf das Verhältnis von zentralen zu peripheren J/ψ-Ereignissen zu erhalten, wurden die J/ψ-getriggerten Daten in Klassen von Ereignissen mit hoher und niedriger Spurmultiplizität unterteilt. In Ereignissen mit hoher Spurmultiplizität werden bevorzugt zentrale Proton-Kern-Stöße, in Ereignissen mit niedriger Spurmultiplizität vorwiegend periphere Proton-Kern-Stöße erwartet.
Als Grundlage zur Einteilung beider Klassen soll die ungewichtete Monte-Carlo-Simulation mit FRITIOF dienen, für die die Korrelation zwischen Stoßparameter und Spurmultiplizität intakt ist.
Die Unterscheidung zentraler und peripherer Proton-Kern-Stöße wird durch den in Abschnitt 5.2 ermittelten Grenzwert b_{Grenz} für den Stoßparameter bestimmt, der in Tabelle 5.4 angegeben ist.
Die Spurmultiplizität hat eine zu hohen Multiplizitäten hin auslaufende Verteilung. Das bedeutet, daß sich unter den Ereignissen mit hoher Spurmultiplizität neben den zentralen Proton-Kern-Stößen zu einem hohen Anteil auch periphere Proton-Kern-Stößen befinden. Die Anreicherung zentraler Proton-Kern-Stöße durch die Auswahl von Ereignissen mit hoher Spurmultiplizität ist daher im allgemeinen weniger effizient als die Anreicherung peripherer Proton-Kern-Stöße durch die Auswahl von Ereignissen mit niedriger Spurmultiplizität.
In Bild 6.11 und Bild 6.12 ist der Beitrag zentraler und peripherer Ereignisse zur Verteilung der Spurmultiplizität für 8664 Ereignisse aus der Simulation für Wolfram gezeigt. Die eingezeichneten Linien entsprechen jeweils dem Grenzwert n_{Grenz} für die Multiplizität, der zur Klassifikation von Ereignissen mit hoher und niedriger Multiplizität gewählt wurde.

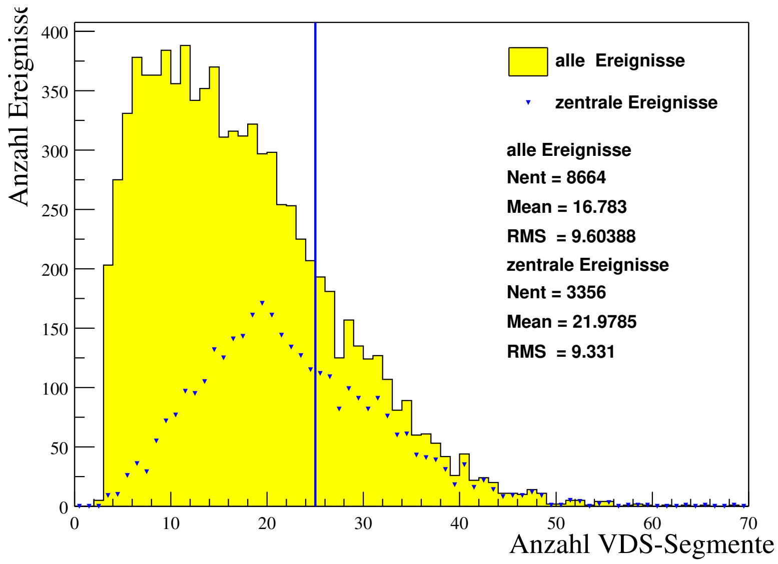


Bild 6.11: Anteil zentraler Proton-Kern-Stöße an der Spurmultiplizität für weiche inelastische Proton-Kern-Stöße, wie man sie mit der Simulation mit FRITIOF für Wolfram erhält. Die eingezeichnete Linie gibt den gewählten Grenzwert für Ereignisse mit hoher Multiplizität an, um zentrale Proton-Kern-Stöße anzureichern.

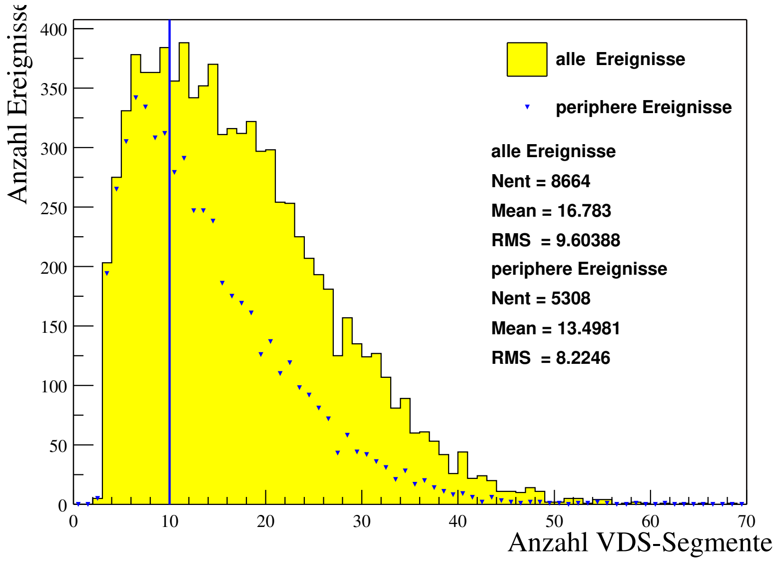


Bild 6.12: Anteil peripherer Proton-Kern-Stöße an der Spurmultiplizität für weiche inelastische Proton-Kern-Stöße, wie man sie mit der Simulation mit FRITIOF für Wolfram erhält. Die eingezeichnete Linie gibt den gewählten Grenzwert für Ereignisse mit niedriger Multiplizität an, um periphere Proton-Kern-Stöße anzureichern.

Er liegt für die Ereignisse mit hoher Multiplizität bei $n_{\text{Grenz}} = 25$ und für die Ereignisse mit niedriger Multiplizität bei $n_{\text{Grenz}} = 10$. Der Anteil zentraler Proton-Kern-Stöße an den Ereignissen mit hoher Multiplizität beträgt dadurch etwa 70%. Der Anteil peripherer Proton-Kern-Stöße an den Ereignissen mit niedriger Multiplizität beträgt 90%. In beiden Fällen werden dabei etwa 60% der jeweils übrigen Ereignisse durch die Wahl von n_{Grenz} nicht erfaßt. Die Verwendung von zwei verschiedenen Grenzwerten für die Klassifikation von Ereignissen mit hoher und niedriger Multiplizität erlaubt eine höhere Anreicherung peripherer und zentraler Proton-Kern-Stöße in der entsprechenden Klasse.
Für Kohlenstoff ist eine Anreicherung zentraler Proton-Kern-Stöße für Ereignisse mit hoher Multiplizität nur bis zu einem Anteil von etwa 40% möglich. Der Anteil peripherer Proton-Kern-Stöße an allen Ereignissen mit hoher Multiplizität beträgt also mindestens 60%. Für Kohlenstoff wurde daher keine Klassifikation zentraler und peripherer Ereignisse vorgenommen.
Um die Grenzwerte für Ereignisse hoher und niedriger Multiplizität auf J/ψ-getriggerte Ereignisse zu übertragen, wurden sie im Verhältnis der mittleren Multiplizität

$$b_{\text{Grenz}}^{J/\psi} = b_{\text{Grenz}}^{\text{MC}} \cdot \frac{\bar{n}_{J/\psi}}{\bar{n}_{\text{MC}}}$$

für Wolfram skaliert. Dabei entsprechen $\bar{n}_{\text{MC}}$ und $b_{\text{Grenz}}^{\text{MC}}$ der mittleren Multiplizität und dem Grenzwert für die Multiplizität aus der Monte-Carlo-Simulation für weiche inelastische Proton-Kern-Stöße in FRITIOF.
Die Werte für $b_{\text{Grenz}}^{J/\psi}$, $\bar{n}_{J/\psi}$, $b_{\text{Grenz}}^{\text{MC}}$ und $\bar{n}_{\text{MC}}$ sind in Tabelle 6.3 angegeben.
Eine solche Skalierung setzt voraus, daß die Spurmultiplizität sich für J/ψ-Ereignisse zumindest ähnlich aus den Anteilen zentraler und peripherer Proton-Kern-Stöße zusam-

Wolfram	$b^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{Grenz}}$	$\bar{n}_{\mathrm{MC}}$	$\bar{n}_{J/\psi}$	$b^{J/\psi}_{\mathrm{Grenz}}$
Ereignisse hoher Multiplizität	25	16,8	24,6	36
Ereignisse niedriger Multiplizität	10	16,8	24,6	15

Tabelle 6.3: Skalierung der Grenzwerte b^{MC}_{Grenz} für Ereignisse mit niedriger und hoher Spurmultiplizität auf die mittlere Spurmultiplizität in J/ψ-getriggerten Daten für Wolfram.

mensetzt wie für die in FRITIOF simulierten weichen inelastischen Proton-Kern-Stöße. Diese Annahme scheint jedoch plausibel.
Im folgenden soll das Verhältnis der J/ψ-Ereignisse für Kohlenstoff und Wolfram für etwa 30.000 in der Datennahme-Periode 2002/2003 aufgenommene J/ψ-Ereignisse in Zwei-Draht-Konfiguration mit Kohlenstoff und Wolfram als Targetmaterial als Funktion von x_F untersucht werden.
Da die Bestimmung zentraler und peripherer J/ψ-Ereignisse für Wolfram durch die Klassifikation der Spurmultiplizität erfolgt, muß sichergestellt sein, daß diese nicht vom Wert von x_F für das J/ψ-Meson abhängt.
Bild 6.13 zeigt die mittlere Spurmultiplizität für sechs x_F-Bereiche zwischen $-0,3$ und 0.1. Die angegebenen Unsicherheiten entsprechen der RMS geteilt durch die Wurzel aus der Anzahl der Einträge pro Bereich.

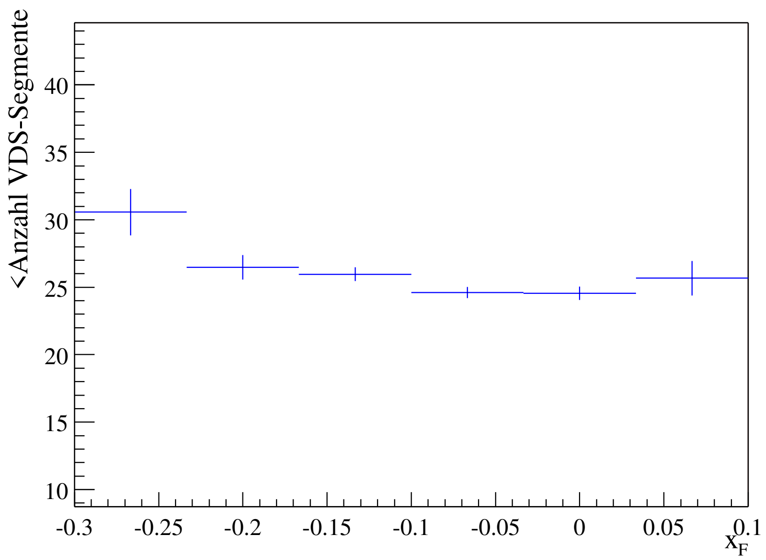


Bild 6.13: Abhängigkeit der mittleren Spurmultiplizität J/ψ-getriggerter Daten von x_F für Wolfram.

Bis auf den Eintrag für $x_F < -0,25$ ist höchstens eine leichte Abhängigkeit der mittleren Multiplizität mit zunehmendem x_F zu erkennen. In erster Näherung kann die mittlere Spurmultiplizität für J/ψ-getriggerte Ereignisse im Bereich $-0,3 \leq x_F < -0,1$ als von x_F unabhängig angesehen werden.
In Bild 6.14 ist als Beispiel das Verhältnis von Ereignissen mit niedriger Multiplizität

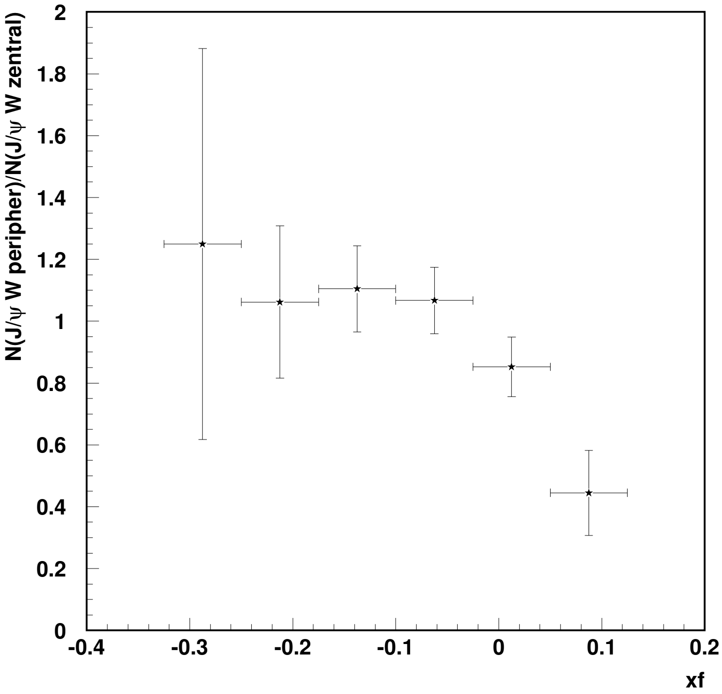


Bild 6.14: Anzahl der J/ψ-Ereignisse mit niedriger Multiplizität für Wolfram über der Anzahl der J/ψ-Ereignisse mit hoher Multiplizität für Wolfram (mit freundlicher Genehmigung von Torsten Zeuner).

zu Ereignissen mit hoher Spurmultiplizität für 15.000 J/ψ-Ereignisse auf dem inner1 Wolframdraht in Abhängigkeit von x_F gezeigt.

Dazu wurden die x_F-Verteilungen der Ereignisse mit niedriger und hoher Spurmultiplizität jeweils auf 1 normiert und anschließend die Verteilung für die Ereignisse mit niedriger Spurmultiplizität durch die Verteilung für die Ereignisse mit hoher Spurmultiplizität geteilt.

Da die Ereignisse alle vom selben Draht stammen, ist eine Korrektur des Verhältnisses auf unterschiedliche Detektorakzeptanzen nicht notwendig. Ab $x_F > 0$ fällt das Verhältnis deutlich ab. Mit abnehmendem x_F nimmt die Anzahl zentraler J/ψ-Ereignisse, die mit den Ereignissen mit hoher Spurmultiplizität assoziiert werden relativ zu den peripheren Ereignissen (mit niedriger Spurmultiplizität) also ab. In der Verteilung der mittleren Multiplizität in Bild 6.13 ist dieser Effekt nicht zu sehen. Gerade bei wenigen Einträgen in den Grenzbereichen von x_F, ist das Verhältnis aus „peripheren“ und „zentralen“ Ereignissen, aufgrund der Wahl der Multiplizitäts-Cuts, jedoch sehr sensitiv auf statistische Fluktuationen und schon geringe Schwankungen der mittleren Multiplizität, die den in Bild 6.14 beobachteten Effekt bewirken können. Vor einer endgültigen Aussage sind weitere systematische Studien nötig, die jedoch Weitere systematische Studien in diesem Gebiet könnten jedoch bereits mit einfachen Mitteln zu interessanten Ergebnissen führen können, ohne auf eine Simulation der J/ψ-Erzeugung angewiesen zu sein.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde untersucht, inwiefern sich die Zentralität eines Proton-Kern-Stoßes aus der Anzahl rekonstruierter Spursegmente im Vertexdetektor von HERA-B bestimmen läßt.
Dabei wird die Modellbeschreibung des Ereignisgenerators FRITIOF benutzt. Die Zentralität des Proton-Kern-Stoßes wird in diesem Modell durch den Stoßparameter b und durch die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} beschrieben. Die Korrelation zwischen diesen beiden Parametern der Zentralität und der Spurmultiplizität wurde für die Targetmaterialien Kohlenstoff und Wolfram untersucht.
Allgemein ist die Korrelation zur Stoßzentralität für Wolfram besser als für Kohlenstoff und für die Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße N_{pn} besser als für den Stoßparameter b. Sie wird durch den Korrelationskoeffizienten ρ ausgedrückt. Dieser liegt zwischen 0.36 für die Korrelation zwischen Spurmultiplizität und Stoßparameter bei Kohlenstoff, und 0.76 für die Korrelation zwischen Spurmultiplizität und der Anzahl intranuklearer Proton-Nukleon-Stöße für Wolfram.
Für wechselwirkungsgetriggerte Daten wurde die Spurmultiplizität in der Akzeptanz des Vertexdetektors für einen einzelnen Proton-Kern-Stoß für Kohlenstoff und Wolfram bestimmt. Sie liegt bei $9,69 \pm 0,07$ für Kohlenstoff und bei $15,78 \pm 0,12$ für Wolfram.
Daraus wurden die Parameter der Zentralität für Kohlenstoff und Wolfram bestimmt. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 5.5, 5.6 und 5.7 auf Seite 61 ff gezeigt.
Für J/ψ-Ereignisse wurde die Spurmultiplizität im Akzeptanzbereich des Vertexdetektors für einen einzelnen Proton-Kern-Stoß bestimmt. Sie beträgt $16,6 \pm 0,4$ für Kohlenstoff und $23,9 \pm 0,3$ für Wolfram. Mit der augenblicklich bei HERA-B zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Simulation der Produktion von J/ψ-Mesonen ist eine Bestimung der Zentralität, wie sie für wechselwirkungsgetriggerte Ereignisse vorgenommen wurde, nicht möglich.
Um trotzdem zentrale und periphere J/ψ-Ereignisse trennen zu können, wurde eine Methode basierend auf der Selektion von Ereignissen mit hoher und niedriger Multiplizität vorgeschlagen. Ihre Anwendung bedarf jedoch weiterer systematischer Studien.

Eine Bestimmung der Zentralität von J/ψ-Ereignissen ist strikt an die ausreichende Simulation des zugrundeliegenden Physikprozesses gebunden. Daß dies prinzipiell möglich ist, wurde am Beispiel wechselwirkungsgetriggerter Daten gezeigt.
In die genaue Bestimmung der Spurmultiplizität und der Stoßzentralität hieraus gehen

vor allem die folgenden Punkte ein:

- Eine gute Kontrolle der Anzahl überlagerter Proton-Kern-Stöße pro Ereignis. Diese kann durch die Datennahme bei niedrigen Wechselwirkungsraten gewährleistet werden.
- Ein gutes Verständnis der Vertexrekonstruktionseffizienzen und ihre Berücksichtigung in der Simulation. Dies setzt intensive systematische Studien der Abhängigkeiten der Vertexrekonstruktion von der Spurmultiplizität und der Tendenz des Rekonstruktionsalgorithmus, Proton-Kern-Stöße zu einem Primärvertex zusammenzufassen oder in mehrere Primärvertices aufzuspalten voraus.
- Die Kontrolle des Protonstrahlprofils. Hierzu wäre es von Vorteil, wenn sich das Profil der überlagerten Proton-Kern-Stöße bei der Simulation an das von Datensatz zu Datensatz variierende Profil des HERA-Protonstrahls anpassen ließe.
- Die genaue Bestimmung der Lageneffizienzen des Vertexdetektors und ihre Berücksichtigung in der Simulation. Diese war zur Zeit der Fertigstellung dieser Arbeit für die Daten des betrachteten Zeitraums noch nicht voll abgeschlossen.
- Eine ausreichende Beschreibung des zugrundeliegenden Physikprozesses. Diese ist für wechselwirkungsgetriggerte Daten durch den Ereignisgenerator FRITIOF vor allem für schwere Kerne gewährleistet. Die Beschreibung der Spurmultiplizität und der Kinematik der erzeugten Teilchen für Wolfram zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen. Für Kohlenstoff bestehen größere Abweichungen sowohl in der Beschreibung der Spurmultiplizität, als auch in der Beschreibung der Kinematik der erzeugten Teilchen, ausgedrückt durch die Pseudorapidität. Diese Abweichungen konnten nicht eindeutig auf Verbesserungsmöglichkeiten der Detektorbeschreibung in der Simulation zurückgeführt werden. Die Beschreibung der Spurmultiplizität bei der Produktion von J/ψ-Mesonen ist mit der derzeit verwendeten Monte-Carlo-Simulation bei HERA-B, bestehend aus einer Kombination aus PYTHIA und FRITIOF, nicht möglich.

Diese Studie zeigt, daß eine Bestimmung der Stoßzentralität aus der Spurmultiplizität am HERA-B-Experiment für wechselwirkungsgetriggerte Daten möglich ist. Eine Bestimmung der Stoßzentralität für J/ψ-Ereignisse, wie sie für wechselwirkungsgetriggerte Daten vorgenommen wurde, ist von der adäquaten Beschreibung des zugrundeliegenden Physikprozesses abhängig. Eingehendere Studien hierzu sind also von großem Interesse.
Geeignete Auswahlkriterien zur Bestimmung von J/ψ-Ereignissen mit hoher und niedriger Spurmultiplizität können unabhängig von der Implementierung der Monte-Carlo-Simulation für J/ψ-Ereignisse bereits interessante Eregebnisse liefern, die zum Verständnis der J/ψ-Unterdrückung beitragen. Die Studien hierzu stehen allerdings erst am Anfang.

Ein wichtiger Bestandteil dieser Diplomarbeit war die Inbetriebnahme und Wartung des inneren Spurkammersystems von HERA-B. Im Rahmen dieser Arbeit entstand ein Software-Programm zur weitgehenden Automatisierung des Hochspannungs-Trainings der Detektoren. Eine kurze Beschreibung dieses Programms befindet sich in Anhang A

Kapitel 8

Vielen Dank

Für die Verwirklichung dieser Arbeit schulde ich vielen Menschen Dank. Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Eisele bedanken, der mir die Möglichkeit gegeben hat in dieser wunderbaren wissenschaftlichen und fruchtbaren Atmosphäre zu arbeiten und mir immer wenn nötig beratend und leitend zur Seite gestanden hat. Vielen Dank auch an Herrn Prof. Karl-Tasso Knöpfle, der sich prompt bereit erklärt hat für diese Arbeit die Aufgabe des Zweitkorrektors zu übernehmen.

Im Jahr 2002 ein Teil der Inner-Tracker-Gruppe dieses einzigartigen Detektors in Hamburg gewesen zu sein war eine großartige Erfahrung für mich.

Ich danke der gesamten Inner-Tracker-Gruppe für ihre Kollegialität, Hilfe und Freundschaft. Besonderer Dank gebührt Carsten Krauss, Hartmut Rick und Wolfgang Gradl die nicht müde geworden sind diese Seiten auf Unschlüssigkeiten, Rechtschreibfehler und Inkonsistenzen zu überprüfen. Hartmut danke ich für viele geduldige, meist nächtliche Diskussionsstunden, für ein immer offenes Ohr für die Probleme anderer, seine große Hilfe bei der Entfaltung der Stoßzentralität und außerdem für mindestens 1000 Vorschläge der Kommasetzung. Wolfgang für viele wertvolle Hinweise auf logische Zusammenhänge und Verbesserungsvorschläge für den Aufbau der Arbeit, und außerdem für seine unverzichtbare Expertenhilfe in „root“- und Netzwerkfragen. Carsten für seine intensive Betreuung, seine ausgiebigen Tests und Anregungen zur ständigen Erweiterung der Funktionalität des „itrtraining“-Programms, für die Überführung einiger grausamer Formulierungen in eine lesbare Form und für seine Motivation.

Danken möchte ich Gianfranco Sciacca für das geduldige Eingehen auf meine Ansprüche bezüglich der Berücksichtigung der VDS-Lageneffizienzen in der Monte-Carlo-Simulation, Ulrich Husemann für mehr als nur 50000 Monte-Carlo-J/ψ's und Torsten Zeuner für das Verhältnis zentraler zu peripherer J/ψ-Ereignisse für Wolfram.

Ein besonderer Dank geht an meine Freundin Tatjana, die nicht nur in den letzten Tagen, bei der Fertigstellung dieser Arbeit, schwer unter mir zu leiden hatte. Geduld ist wachsen - Ungeduld ist leiden.

Und ein großer Dank geht an meine Familie, die mir in allen Lebenslagen immer der größte Rückhalt ist. Diese Arbeit ist meinem Vater gewidmet, der am 02. Februar Geburtstag hatte. Sie ist auf besondere Weise mit ihm verbunden.

Anhang A

HV-Training der MSGC-Kammern des inneren Spurkammersystems mit dem Programm „itrtraining“

Ein Teil der Diplomarbeit bestand in der Wartung und im Betrieb des inneren Spurkammersystems von HERA-B.
Dieses besteht aus 160 MSGC-Kammern, die durch 21 HV-Verteilerbox-Paare mit Hochspannung versorgt werden. Bei den MSGC-Kammern und ihrer Hochspannungsversorgung handelt es sich um ein hochsensibles System, das im Strahlbetrieb an die Grenzen seiner Leistungsfähigkeit geführt wird. Typische Spannungen an einer Kammer liegen bei 2500 V für die Drift- und 510 V für die Kathodenspannung. Zwischen der oberen und der unteren Seite der GEM-Folie liegt im Betrieb eine GEM-Spannung von 420 V bis 460 V an.
Der Stromkreis zur Versorgung der MSGC-Kammern mit Hochspannung ist schematisch in Bild A.1 dargestellt.

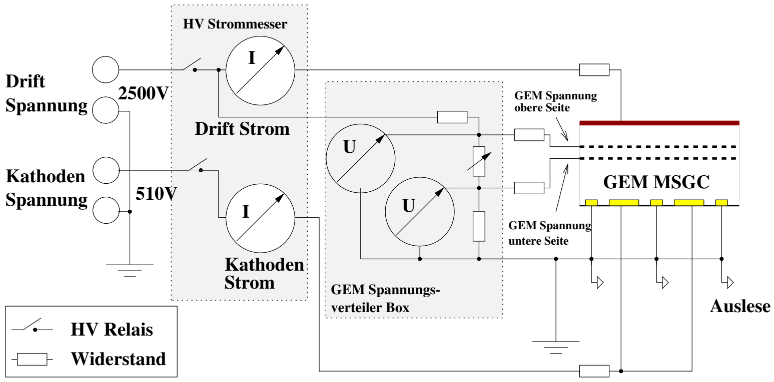


Bild A.1: Anordnung zur Versorgung der MSGC-Kammern mit Hochspannung. Gezeigt ist, für eine von acht Kammern, der Schaltkreis von der CAEN Hochspannungsquelle, über das A339 Strommeßgerät und die A344 GEM-Verteilerbox, bis hin zur Kammer [8].

Er wird durch eine CAEN-Spannungsquelle mit der Drift- und der Kathodenspannung versorgt. Ein Verteilerbox-Paar besteht aus einem A339-Strommeßgerät und einer A344-GEM-Verteilerbox. Das Strommeßgerät wird dazu benutzt, Drift- und Kathodenströme zu

überwachen. Bei der GEM-Verteilerbox handelt es sich um einen elektronisch regelbaren Spannungsteiler mit acht Ausgängen. Beide Geräte wurden in Heidelberg entwickelt. Die Driftspannung liefert die Eingangsspannung für die GEM-Verteilerbox.
Auf diese Weise können bis zu acht Kammern mit einer HV-Quelle und einem HV-Verteilerbox-Paar mit der gleichen Drift- und Kathodenspannung und mit acht variablen GEM-Spannungen versorgt werden.

HV-Training

Nach längeren Phasen, in denen die Kammern nicht betrieben wurden, wie dies während der Wartungs- und Verbesserungsarbeiten am HERA-Beschleuniger 2000/2001 der Fall war, müssen sie einer sorgsam überwachten Trainingsprozedur unterzogen werden, während der sie langsam an ihre endgültigen Hochspannungswerte herangeführt werden. Diese Trainingsprozedur wurde basierend auf den Erfahrungen der Datannahmeperiode 2000 entwickelt und besteht aus 14 Schritten [40]. Die einzelnen Trainingsschritte sind in Tabelle A.1 angegeben

Step	Drift Voltage	Cathode Voltage	GEM Voltage
1	1200V	250V	169V
2	1800V	350V	254V
3	2000V	450V	282V
4	2000V	465V	282V
5	2000V	485V	282V
6	2000V	500V	282V
7	2250V	500V	317V
8	2500V	500V	352V
9	2500V	500V	360V
10	2500V	500V	380V
11	2500V	500V	400V
12	2500V	500V	420V
13	2500V	510V	420V
14	2500V	510V	420-460V

Tabelle A.1: HV-Trainingsprozedur für die MSGC-Kammern des inneren Spurkammersystems [41].

Ohne die Einhaltung dieser Trainingsprozedur ist ein stabiler Betrieb der Kammern, ohne größere Ausfälle nicht möglich.
Während des HV-Trainings kommt es vor, daß einzelne Kammern bereits in niedrigen Trainingsstufen ein instabiles Verhalten aufweisen. Diese Kammern halten den Trainingsbetrieb aller weiteren Kammern auf, die durch den gleichen Hochspannungskreislauf versorgt werden. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß sich das Hochspannungsverhalten einer solchen Kammer nach einiger Zeit in einer niedrigeren Trainingsstufe stabilisiert und die Kammer normal weiterbetrieben werden kann.
Um den Trainingsbetrieb zu beschleunigen und eventuell instabile Kammern trotzdem einer gesonderten Behandlung unterziehen zu können, wurden für die Datennahmeperiode

2002/2003 fünf zusätzliche HV-Verteilerboxen als sogenannte „Hospitalboxen“ bereitgestellt. Instabile Kammern konnten so von der Spannungsversorgung der übrigen Kammern getrennt und bei individuellen HV-Einstellungen betrieben werden.

Das Software-Programm „itrtraining“

Die komplizierte Steuerung der Hochspannungsversorgung des inneren Spurkammersystems erfolgt in der Umgebung der HERA-B subsystem-parameter-control (hv-spc) und ist durch einen Satz von sechs Konfigurations- und Monitordateien festgelegt. Diese Dateien verwalten insgesamt 106 Parameter pro Kammer. Ihre Struktur ist durch das spc-System vorgegeben. Sie beinhaltet zahlreiche dateiübergreifende Relationen von Parametern untereinander.

Das HV-Training und die spezielle Behandlung instabiler Kammern erfordern den ständigen Zugriff auf diese Konfigurationsfiles. Ihre komplizierte Struktur macht es jedoch unmöglich sie ohne das gehäufte Auftreten von Inkonsistenzen und Fehlkonfigurationen per Hand zu editieren. Dieser Zustand machte die Entwicklung eines Software-Programms zum automatischen Editieren der Konfigurations- und Monitorfiles erforderlich.

Seine Entwicklung von Januar bis Mai 2003 war Teil der Diplomarbeit. Seit Mai 2003 steht das Programm „itrtraining“ zum automatischen Editieren der Konfigurations- und Monitorfiles zur Verfügung [41]. Es ist textbasiert und daher auch über Internet-Verbindungen außerhalb von DESY leicht zu bedienen.

Bild A.2 gibt einen Überblick über die Menüauswahl und die Funktionen des Programms.

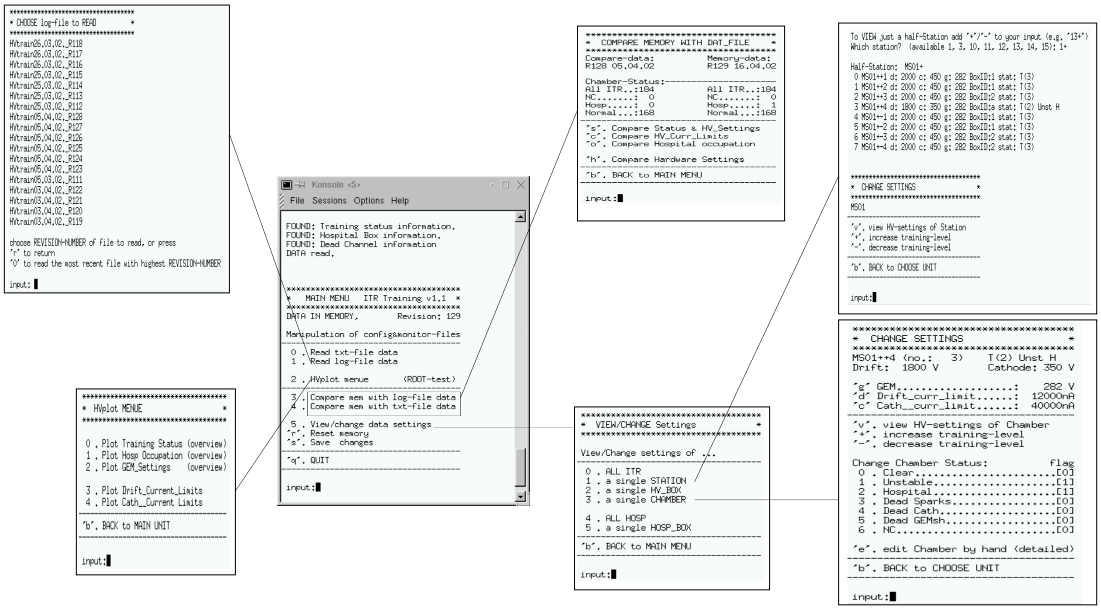


Bild A.2: Hauptmenü und Untermenüs des Software-Programms `'itrtraining'` [41].

Im folgenden Abschnitt soll eine kurze Referenz seiner einzelnen Funktionen gegeben werden. Eine ausführliche Beschreibung liegt in [41] vor.

Hauptmenü

Das Hauptmenue stellt die folgenden Menüpunkte zur Verfügung:

- 0. Read txt-file data
- 1. Read log-file data
- 2. HVplot menu
- 3. Compare mem with log-file data
- 4. Compare mem with txt-file data
- 5. View/change Settings
- 'r'. Reset memory
- 's'. Save Settings
- 'S'. Save and copy to hbols
- 'Q'. QUIT

Einlesen und Speichern

Das Einlesen und Speichern der Konfigurations- und Monitordateien erfolgt über die Menüpunkte „0. Read txt-file data“ und „'s'. Save Settings“. Jeder Speichervorgang erzeugt neben den Konfigurations- und Monitordateien eine log-Datei im Binärformat. Diese log-Datei dient zur Dokumentation und zu Kontrollzwecken. Jede log-Datei erhält einen Namen bestehend aus dem Datum des Tages, an dem sie erzeugt wurde, und einer laufenden Revisionsnummer. Anhand der Revisionsnummer kann eindeutig auf den Tag ihrer Erzeugung zurückgeschlossen werden. Sie wird im eigens für die log-Dateien vorgesehenen Verzeichnis “log-files“ abgelegt.
Der Menüpunkt „1. Read log-file data“ bietet die Möglichkeit eine beliebige log-Datei einzulesen und weiterzubearbeiten.
Der Menuüpunkt „'S'. Save and copy to hbols“ bietet die Möglichkeit, die Konfigurations- und Monitordateien sofort nach dem Speichern auf den online-server des HERA-B spc-Systems zu kopieren. Bei der nächsten Initialisierung des inneren Spurkammersystems werden diese editierten Dateien dann zur Steuerung der Hochspannung geladen.

Graphische Darstellung des Detektorzustandes

Der Punkt „HVplot menu“ bietet die Möglichkeit den Zustand des inneren Spurkammersystems graphisch darzustellen. Zur graphischen Darstellung stehen die folgenden Parameter zur Verfügung:

- „0. Plot Training Status“ zeigt die Trainingsstufe jeder Kammer über einen beliebigen Zeitraum.

- „1. Plot Hosp Occupation“ zeigt über einen beliebigen Zeitraum an, welche Kammern wie lange einer Sonderbehandung in einer Hospitalbox unterlegen haben.
- „2. Plot GEM_Settings“ zeigt für jede Kammer über einen beliebigen Zeitraum die im Konfigurationsfile vorgegebene GEM-Spannung.
- „3. Plot Cath_Current“ zeigt für jede Kammer über einen beliebigen Zeitraum den im Monitorfile vorgegebenen Alarm-Wert für den Kathodenstrom.
- „4. Plot Drift_Current_Limits“ zeigt für jede Kammer das im aktuell eingelesenen Monitorfile vorgegebene Driftstrom-Limit für einen Alarm.
- „5. Plot Cath_Current_Limits“ zeigt für jede Kammer das im aktuell eingelesenen Monitorfile vorgegebene Kathodenstrom-Limit für einen Alarm.

Als Beispiel für eine solche Darstellung ist in Bild A.3 der Trainingszustand des inneren Spurkammersystems für die Revisionsnummern 150 bis 332 der oben erwähnten log-Dateien gezeigt. Diese wurden Während des gesamten HV-Trainings, im Zeitraum vom 02.07.2002 bis zum 06.02.2203, erzeugt.

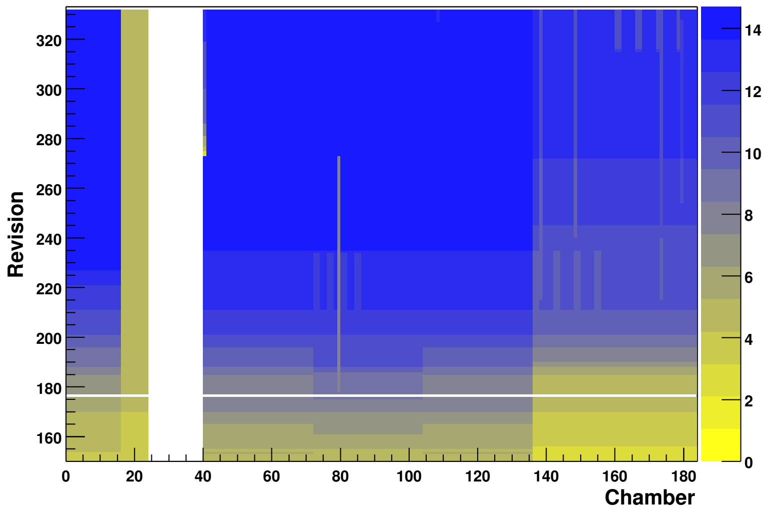


Bild A.3: Trainingszustand des inneren Spurkammersystems für die log-Dateien mit den Revisionsnummern 150 bis 332. Die einzelnen Kammern sind einem logischen Code folgend nach rechts aufgetragen, die Revisionsnummern der log-Dateien nach oben. Die Trainingsstufe jeder einzelnen Kammer ist durch einen Farbcode angezeigt. Dieses Bild gibt einen Überblick über die gesamte Trainingsprozedur 2002/2003.

Konsistenzüberprüfung der Konfigurations- und Monitorfiles

Die Struktur der Konfigurations- und Monitordateien beinhaltet zahlreiche Querverbindungen von Parametern zwischen den einzelnen Dateien. Nur die strikte Konsistenz dieser Querververbindungen garantiert die Fuktionsfähigkeit der HV-Steuerung durch das

HERA-B spc-System. Unter den Menüpunkten „Compare mem with log-file data“ und „Compare mem with txt-file data“ bietet das Programm ein umfangreiches Untermenü, um die interne Konsistenz der eingelesenen Konfigurations- und Monitordateien untereinander zu überprüfen und Änderungen im Vergleich mit den log-Dateien früherer Versionen der Konfigurations- und Monitordateien im Detail nachzuvollziehen.
Zum Vergleich von Konfigurations- und Monitordateien stehen die folgenden Funktionen zur Verfügung:

- „'s'. Compare Status & HV_Settings“ vergleicht Trainingsstufe, Drift-, Kathoden und GEM-Spannungen jeder Kammer der eingelesenen Dateien und zeigt Abweichungen an.
- „'c'. Compare HV_Curr_Limits“ vergleicht die Alarmschwellen für die Driftströme jeder Kammer für die eingelesenen Dateien und zeigt Abweichungen an.
- „'c'. Compare Hospital occupation“ vergleicht die zur Sonderbehandlung in eine Hospitalbox versetzten Kammern für die eingelesenen Dateien und zeigt Abweichungen an.
- „'h'. Compare Hardware Settings“ vergleicht alle Hardware-Einstellungen, Kabel-Codes, ID-Adressen und HV-Ausgänge für die eingelesenen Dateien und zeigt Abweichungen an.

Editieren von HV-Parametern

Die Hauptaufgabe des Programms besteht darin, dem Benutzer das handliche, schnelle und sichere Editieren der Konfigurations- und Monitorfiles zu ermöglichen. Ein breites Angebot an Funktionen hierzu stehen unter dem Menüpunkt „View/change settings“ zur Verfügung. Dort ist es möglich, alle relevanten HV-Einstellungen für eine beliebige Kammer, HVbox, Halbstation, Station, oder das gesamte innere Spurkammersystem zu kontrollieren und automatisch per Knopfdruck zu ändern. In weiteren Untermenüs ist es möglich, alle wichtigen Parameter der Konfigurations- und Monitorfiles schnell zu ändern und einzelne Kammern aus ihrer logischen Anordnung in Hospitalkammern zu versetzen. Die Steuerung der Trainingsstufen der einzelnen Hospitalkammern ist dann unabhängig von der übrigen HV-Konfiguration des inneren Spurkammersystems möglich. Gegebenenfalls ist es möglich, einzelne Kammern ebenfalls per Knopfdruck wieder an ihren angestammten Platz in der HV-Konfiguration des inneren Spurkammersystems zurückzuversetzen.

Abschließende Bemerkungen

Das HV-Training für die Datennahmeperiode 2002 begann am 1. April und benötigte etwa 400 Stunden Betriebszeit unter Strahlbedingungen. Die Endkonfiguration der HV-Einstellungen wurde damit im erwarteten Zeitrahmen erreicht. Insgesamt mußten 8 Kammern einer gesonderten Behandlung unterzogen werden von denen 7 wieder in den nominellen Betrieb überführt werden konnten. Bis zum 4. Februar 2003 zählte das innere Spurkammersystem 5 Defekte und 155 unter Strahlbedingungen stabile betriebene Kammern. Das HV-Training mit der Sonderbehandlung instabiler Kammern 2003 ist also als

Erfolg zu werten. Das „itrtraining“-Programm wurde und wird dabei ständig von allen Experten des inneren Spurkammersystems eingesetzt.

Literaturverzeichnis

[1] S. Spratte, „Bestimmung der Wechselwirkungsrate des HERA-B Targets und Untersuchung des Coasting Beam am HERA-Protonenring“ Dissertation, Universität Dortmund 2000.

[2] Persönliche Mitteilung von Torsten Zeuner.

[3] M. Bräuer, „Alignierung des HERA-B Vertexdetektors“ Dissertation, Heidelberg 2001.

[4] I. Kiesel, S. Masciocchi „CATS: A Cellular Automaton for Tracking in Silicon for the HERA-B Vertex Detector“ HERA-B Note 99-242.

[5] D. Emeliyanov et al, „Grover Generic Reconstruction of Vertices“, user manual (2001) http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/arte/grover/grover.html.

[6] Persönliche Mitteilung von G.-F. Sciacca.

[7] W. Gradl, „The Readout System of the HERA-B Inner Tracker and Prospects of HERA-B in the Field of Drell-Yan Physics“ Dissertation, Heidelberg 2001.

[8] C. Krauss, „Investigations on the Operational Behavior of the GEM MSGC Inner Tracking System and Study on the Reconstruction of χ_c Events in the HERA-B Detector“ Dissertation, Heidelberg 2002.

[9] W. Hulsbergen, „A Study of Track Reconstruction and Massive Dielectron Production in Hera-B“ Dissertation, NIKEF/University of Amsterdam 2002.

[10] R. Pestotnik, „Identification of Pions, Kaons and Protons in the HERA-B Spectrometer“ Dissertation, University of Lljubljana 2001.

[11] K. Reeves, „Charmonium Studies with HERA-B“ Dissertation, University of Texas at Austin 2001.

[12] U. Husemann, „Prospects of Drell-Yan Physics with the HERA-B Detektor“ Diplomarbeit, Universität Dortmund 2001.

[13] HERA-B Collaboration, „Update of status and plans for 2001/2“ HERA-B 01-064 2001.

[14] Hera-B Collaboration, „Measurement of the B Anti-B Production Cross-Section in 920-GeV Fixed Target Proton Nucleus Collisions“ Eur.Phys.J. C26;345-355 (2003).

[15] B. Povh, „Teilchen und Kerne“ Springer-Verlag, Heidelberg 1999.

[16] D. Kharzeev, H. Satz „Charmonium Interaction In Nuclear Matter“ CERN-TH/95-73 (1995).

[17] W. M. Lee, „A Measurement of the Nuclear Dependence of J/ψ and ψ' Production“, Dissertation Georgia State University (1999).

[18] P. Cho, K. Leibovich, „Color-octet quarkonia production“, Phys.Rev.D Vol.53 Nr.1(1996)150.

[19] P. Cho, K. Leibovich, „Color-octet quarkonia production II“, Phys.Rev.D Vol.53 Nr.11(1996)6203.

[20] R. Vogt, „Are the J/ψ and the χ_c A Dependencies the same?“ hep-ph/0107045 v1 (Juli 2001).

[21] C. Gerschel, J. Hüfner, „Charmonium Suppression in Heavy-Ion Collisions“ Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1999, 49:255-301.

[22] C. Baglin, et.al. NA38 Collaboration Phys.Lett. B220(1989)471.

[23] M. C. Abreu, et.al. NA50 Collaboration Phys.Lett. B410(1997)327.

[24] Hong Pi, „An Event Generator for Interactions between Hadrons and Nuclei - FRITIOF Version 7.0“ LU TP 91-28, Januar 1992.

[25] M. A. Pleier, „Cloneremove V1.0” HERA-B internal note 01-062.

[26] C. Bauer, M. Bräuer, et.al. „The HERA-B Vertex Detector System“ Nuc.Inst.Meth. A453(2000) 103-108

[27] Z. Koba, H.B. Nielsen, P.Olesen, „Scaling of Multiplicity Distributions in High Energy Hadron Collisions“ Nuc. Phys. B40(1972) 317-334.

[28] K. Goulianos, „A New Statistical Description of Hadronic and e^+e^- Multiplicity Distributions“ Phys. Lett. B Vol:193, no1.

[29] T. Perschke „Inklusive Multiplizität geladener Teilchen beim HERA-B Fixed-Target Experiment“ Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 2000.

[30] V. Vagnioni, et. al., „Determination of correction factors to the online interaction rate and observation of track multiplicity A-dependence using ECAL and target hodoscope measurements“ HERA-B internal note 01-072, 2001.

[31] Persönliche Mitteilung von Michael Symalla Januar 2003.

[32] Glen Cowan, „Statistical Data Analysis“ Clarendon Press, Oxford 1998 Kapitel 1 “Fundamental Concepts“.

[33] M.K. Hegab and J. Hüfner, „How often does a high-energy hadron collide inside a nucleus?“ Phys.Lett. B105(1981)103.

[34] HERA-B Data-Quality-Seite
http://www-hera-b.desy.de/subgroup/shiftinfo/shift_manual.html.

[35] G. D'Agostini, „A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem“ Nucl.Instr.Meth. A362(1995)487-498.

[36] M. Bruinsma, „Peformance of the First Level Trigger of HERA-B and Nuclear Effects in J/ψ Production“ Dissertation NIKHEF 2002.

[37] K. Hagiwara et.al., „Review of Particle Physics“, Phys.Rev. D66:010001(2002).

[38] T. Sjöstrand L. Lönnblad, „Pythia 6,2: Physics and Manual“, hep-ph/0108264 (2001).

[39] Ulrich Husemann, „First Results of Monte Carlo Multiplicity Tuning“, HERA-B internal note 01-108, 2001.

[40] Y. Bagaturia et al., „Inner Tracker Performance in 2000“, HERA-B internal note 01-060, April 2001.

[41] R. Wolf, „Description of the 'itrtraining' HV Chamber Training Program“, users manual Juli 2002
http://www-hera-b.desy.de/subgroup/itr/itrtraining.ps.

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter zu Hilfenahme der angegebenen Quellen verfaßt habe.

Hamburg, den 10.02.2003
Roger Wolf