Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Claudia Weber
geb. Bormann
aus Neuss

April 1997

Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen in ultrarelativistischen Pb+Au Kollisionen gemessen mit Siliziumdriftdetektoren

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt am
Physikalischen Institut
der Universität Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Johanna Stachel

Zusammenfassung

Das CERES-Experiment untersucht ultrarelativistische Schwerionenkollisionen am CERN-SPS. Bestandteil des CERES-Spektrometers sind zwei Siliziumdriftdetektoren. Der erste Teil der vorliegenden Arbeit beschäftigt sich mit einer detaillierten Monte-Carlo-Simulation der Siliziumdriftdetektoren. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Digitalisierung der Signale, die geladene Teilchen in den Detektoren erzeugen. Durch den Vergleich mit experimentellen Daten wird untersucht, inwieweit die Simulation das Verhalten der Siliziumdriftdetektoren richtig beschreiben kann.

Gegenstand des zweiten Teils dieser Arbeit ist die Bestimmung von Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen in Blei-Gold-Kollisionen am CERN-SPS in einem Pseudorapiditätsbereich von 2 bis 3. Die Siliziumdriftdetektoren stellen für die Messung dieser Verteilungen ein geeignetes Instrument dar, weil sie eine genaue Spurrekonstruktion der geladenen Teilchen, die in der Schwerionenkollision produziert werden, ermöglichen. Mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation wird der Einfluß von Deltaelektronen und Konversionen auf die Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen bestimmt und korrigiert. Außerdem werden Effizienzverluste der Siliziumdriftdetektoren untersucht und in der Bestimmung der Pseudorapiditätsverteilung berücksichtigt. Die gefundene Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen für zentrale Kollisionen hat ein Maximum bei einer Pseudorapidität $\eta \approx 2.9$ und kann durch eine Gaußfunktion mit einer Breite von 1.35 beschrieben werden. Für $\eta = 2.9$ beträgt in zentralen Stößen die Multiplizität geladener Teilchen $dN/d\eta \simeq 420$.

Multiplicity distributions of charged particles in ultrarelativistic Pb+Au collisions measured with silicon drift detectors

Abstract

CERES is an experiment for ultrarelativistic heavy ion collisions at the CERN-SPS. Part of the CERES experiment are two silicon drift detectors. In the first part of this thesis a detailed Monte-Carlo-simulation is described, focussing on the digitization of the signals which are produced by charged particles transversing the detector. In order to show how well the simulation can describe the detector response, the results of the simulation are compared to experimental data.

The second part of the thesis deals with the measurement of multiplicity and pseudorapidity distributions of charged particles in Pb-Au collisions at the CERN-SPS. These distributions were measured by the two silicon drift detectors which allow a very precise track reconstruction of charged particles produced in heavy ion collisions. The background to the pseudorapidity distribution of charged particles consists of δ elektrons and conversions. It is determined by using the results of the simulation of the drift detectors. Also the influence of the efficiency of the the two silicon drift detectors is presented. The resulting pseudorapidity distribution of charged particles shows a maxima at pseudorapidity $\eta \approx 2.9$ and can be approximated by a Gaussian.The width of the Gaussian is 1.35. In central collisions the measured multiplicity of charged particles is $dN_{ch}/d\eta \approx 420$ at midrapidity.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Seit Mitte der achtziger Jahre werden am CERN-SPS ultrarelativistische Schwerionenkollisionen untersucht. Diese bieten die Möglichkeit, Materie bei extrem hohen Energiedichten zu studieren. In den Jahren 1995 und 1996 stand den Schwerionenexperimenten am CERN ein Bleistrahl mit einer Energie von 158 GeV pro Nukleon zur Verfügung. CERES (*ČErenkov Ring Electron Spectrometer*) untersuchte in diesen Jahren Blei-Gold-Kollsionen, wobei der Schwerpunkt des Experiments auf der Detektion von Elektron-Positron-Paaren lag. Die Messung von solchen Leptonenpaaren bietet eine ausgezeichnete Möglichkeit, hadronische Kollisionen zu untersuchen, da die in der Kollision produzierten Elektronen und Positronen das Wechselwirkungsvolumen verlassen können, ohne durch weitere Wechselwirkungen beeinflußt zu werden [Ull94].

Neben der Untersuchung von identifizierten Teilchen ist das Studium von globalen Observablen ein weiterer wichtiger Bestandteil von Schwerionenexperimenten. Die Zahl der in einer Kollision produzierten Teilchen N sowie die Bestimmung der kinetischen Energie E der Teilchen und die Größe des Wirkungsquerschnitts σ geben Aufschluß über die Reaktionsdynamik der Kollision und liefern Informationen über die Energie- und Entropiedichten, die in der Kollision erreicht werden. Außerdem kann die Verteilung der gemessenen Teilchen in Abhängigkeit von der Rapidität y oder der Pseudorapidität η untersucht werden [Sta91].
Im CERES-Spektrometer sind direkt hinter dem Target zwei Siliziumdriftdetektoren installiert. Diese stellen ein geeignetes Instrument zur Untersuchung von globalen Observablen, wie zum Beispiel $d\sigma/dN$ oder $dN/d\eta$ dar. Die beiden Detektoren sind Halbleiterdetektoren, die speziell für Schwerionenexperimente entwickelt worden sind. Sie ermöglichen, auch bei extrem hohen Teilchendichten, eine genaue Spurbestimmung von Teilchen, die das Spektrometer durchqueren. Die Bestimmung von Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen mit Hilfe der Siliziumdriftdetektoren ist Bestandteil der vorliegenden Arbeit.

Verteilungen von globalen Observablen in Blei-Blei-Kollisionen sind in einigen Experimenten am CERN-SPS, unter anderem NA49, untersucht worden. Mit Hilfe eines Kalorimeters wurden im NA49-Spektrometer der transversalle Energiefluß (E_T) bestimmt. Abbildung 1.1 zeigt die mit dem Kalorimeter gemessene $d\sigma/dE_T$-Verteilung. Als Vergleich dazu ist dieselbe Verteilung für ein theoretisches Modell (VENUS) sowie für das leichtere S+Au-Kollisionssystem dargestellt. Im selben Experiment wurden mit Hilfe von Zeitprojektionskammern Rapiditätsverteilungen von negativ geladenen Hadronen untersucht. Abbildung 1.2 zeigt die gemessene Rapiditätsverteilung dN/dy für zentrale Kollisionen, das heißt für Kollisionen, die einen Wirkungsquerschnitt haben, der 5 % des geometrischen Wirkungsquerschnitts beträgt. Die Verteilung entspricht einer Gaußfunktion mit einer Breite von 1.4 Rapiditätseinheiten. Das Maximum liegt bei $y \approx 2.9$ [Alb95] [Afa96].

Im ersten Teil dieser Arbeit werden das CERES-Experiment sowie die Funktionsweise der Siliziumdriftdetektoren vorgestellt. Für ein besseres Verständnis der Siliziumdetektoren wurde eine detaillierte Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Der Schwerpunkt lag dabei auf der Simulation der Digitalisierung der Daten aus den Siliziumdriftdetektoren. In Kapitel 5 dieser Arbeit wird der genaue Aufbau der Simulation beschrieben. In Kapitel 6 werden anschließend die Ergebnisse der Simulation vorgestellt. Durch den Vergleich von experimentellen und simulierten

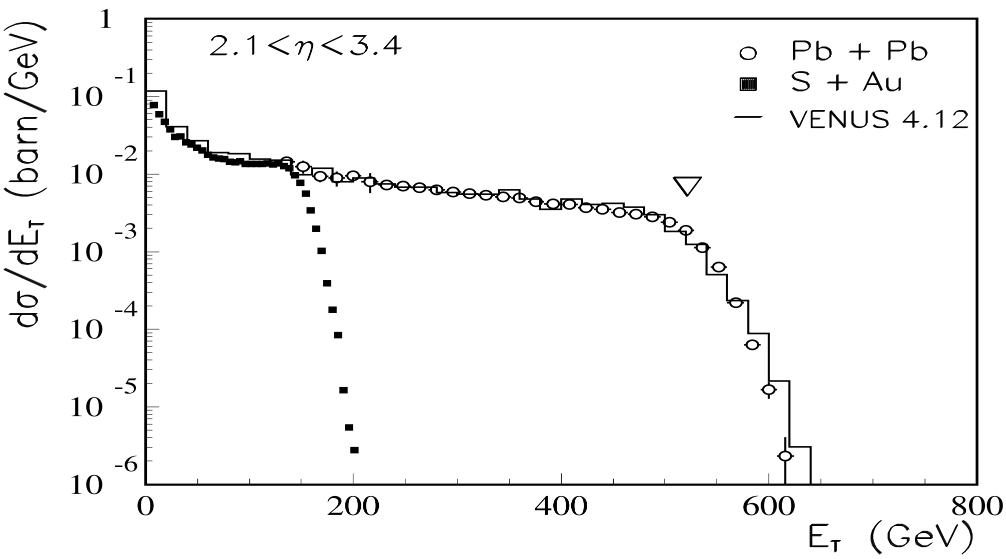


Abbildung 1.1: Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts σ von der transversalen Energie E_T, gemessen vom NA49-Experiment für Pb+Pb- und S+Au-Kollisionen in einem Pseudorapiditätsbereich von $2.1 < \eta < 3.4$. Als Vergleich ist die $d\sigma/dE_T$-Verteilung des VENUS-Modells gezeigt. [Alb95]

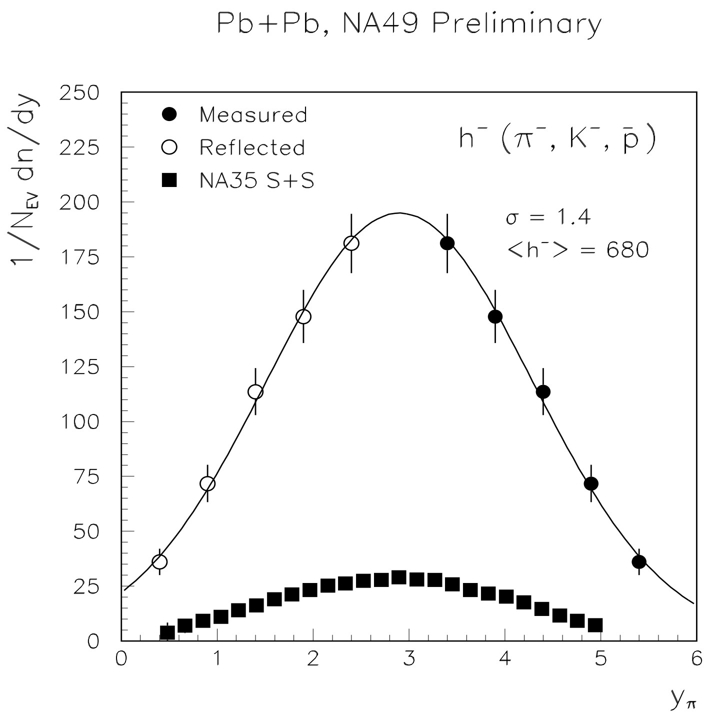


Abbildung 1.2: Verteilung der Rapiditätsdichte für negativ geladene Hadronen (π^-, K^- und $\bar{p}$) in Pb+Pb- und S+S-Kollisionen [Afa96]

Daten wird gezeigt, inwieweit die Funktion der Siliziumdriftdetektoren in der Simulation richtig beschrieben wird.
Kapitel 7 beschäftigt sich mit der Bestimmung von $d\sigma/dN$- und $dN/d\eta$-Verteilungen für geladene Teilchen durch die Siliziumdriftdetektoren. Hierfür werden Daten aus der Strahlzeit 1995 analysiert. Mit Hilfe der Simulation werden der Untergrund der Pseudorapiditätsverteilungen sowie Effizienzverluste der Driftdetektoren untersucht und korrigiert. Abschließend wird die korrigierte Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen mit der von NA49 bestimmten Verteilung verglichen. In Kapitel 8 werden die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation und der Analyse kritisch diskutiert. Das Kapitel endet mit einem Ausblick auf weitere Messungen von Blei-Au-Kollisionen aus dem Jahre 1996.

Kapitel 2

Das Ceres-Experiment

Das CERES-Experiment gehört zur zweiten Generation von Schwerionenexperimenten am CERN-SPS. Hauptziel des Experiments ist die Untersuchung von Elektronen-Positronen-Paaren in Proton-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen im Bereich invarianter Massen von 50 MeV/c^2 bis über 1.5 GeV/c^2 bei zentralen Pseudorapiditäten (η) von $2 < \eta < 2.6$.

Mitte der achtziger Jahre begann die Entwicklung dieses Elektronenpaarspektrometers. Ab 1989 wurde der Detektor am CERN aufgebaut und getestet, 1991 wurden das erste Mal erfolgreich Daten genommen. Kernstück des Spektrometers sind zwei ringabbildene Čerenkovzähler. Im Laufe der Jahre wurde das Experiment um einen, später zwei Siliziumdriftdetektoren erweitert, deren Hauptaufgabe die Vertexrekonstruktion ist. 1995 wurde zusätzlich eine Padkammer hinter den RICH-Detektoren installiert.

Eine genaue Beschreibung des Experimentaufbaus und der Zielsetzungen von CERES ist in [CER88] zu finden. Die Erweiterung des Experimentes von 1995 ist in [CER94] und [CER95] detailliert dargestellt.

2.1 Die RICH-Detektoren

Abildung 2.1 zeigt einen Querschnitt des CERES-Spektrometers parallel zur Strahlachse. Wesentlicher Bestandteil des Experimentes sind zwei azimuthalsymmetrische ringabbildende Čerenkovzähler, die in einem Vorwärtskegel von $8° \leq \Theta \leq 15°$ emittierte Elektronen identifizieren. Geladene Teilchen, die einen solchen Detektor durchqueren, erzeugen, wenn ihre Geschwindigkeit v größer ist als die Lichtgeschwindigkeit c_m in diesen Medium,

$$v > c_m, \quad c_m = c/n$$

Čerenkovlicht. Dieses sich kegelförmig ausbreitende UV-Licht wird an einem sphärischen Spiegel reflektiert und auf die in der Fokalebene liegenden UV-Detektoren als Ringe abgebildet. Der Detektor ist mit einem Radiator mit dem Brechungsindex n gefüllt. In diesem Radiator emittieren geladene Teilchen Čerenkovlicht unter dem Winkel

$$\Theta_c = \arccos \frac{1}{\beta n},$$

sofern die Bedingung $\beta > 1/n$ erfüllt ist. Für die CERES-RICH-Detektoren wird CH_4 bei atmosphärischen Druck als Radiatorgas benutzt. Dieses Gas hat mit

$$\gamma_{th} = [1 - \frac{1}{n^2}]^{-\frac{1}{2}} \simeq 32$$

eine sehr hohe Čerenkovschwelle. Pionen zum Beispiel überschreiten diese Schwelle erst bei einem Impuls von über 5 GeV/c. Dieser liegt weit über ihrem mittleren Impuls. Elektronen dagegen emittieren Čerenkovlicht schon ab einem Impuls von circa 20 MeV/c. Durch den Gebrauch von CH_4 werden die RICH-Detektoren also praktisch blind gegenüber Hadronen, man spricht auch von dem Prinzip des *hadron blind tracking*.

Die bei einem Durchgang eines geladenen Teilchens erzeugten Čerenkovphotonen werden in den strahlaufwärts sitzenden UV-Detektoren nachgewiesen. Diese erfüllen drei Funktionen: Die Konversion der eintreffenden Photonen in Elektronen, die

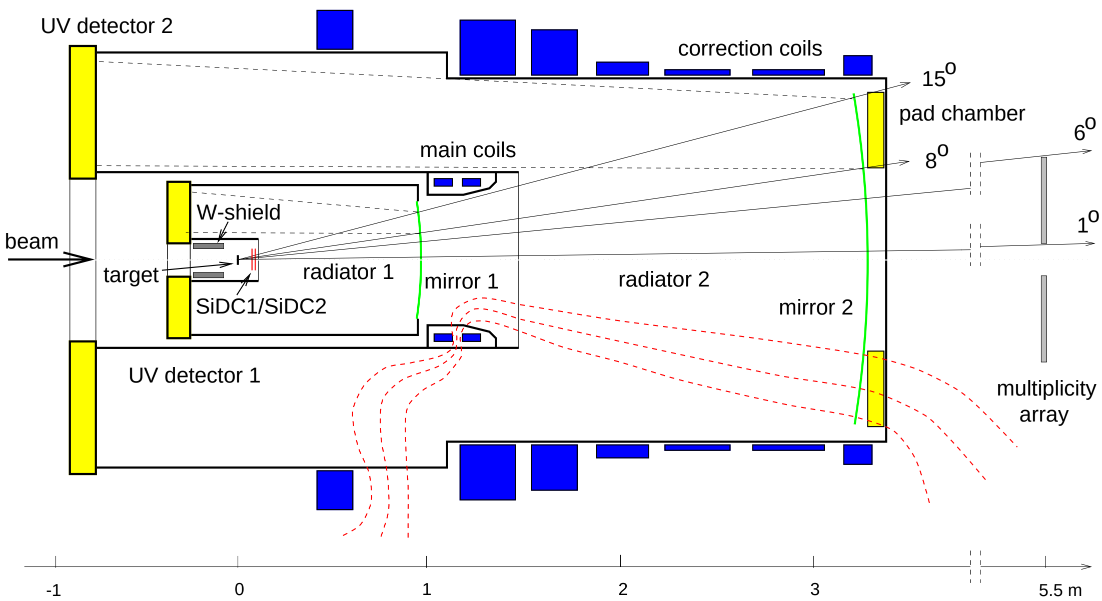


Abbildung 2.1: Das CERES-Spektrometer

Verstärkung des elektrischen Signals und die zweidimensionale Auslese des Ladungssignals durch eine fein segmentierte Rückwand des Zählers. Als Ionisationsgas für die Photonen wird TMAE (Tetrakis-di-Methyl-Amino-Ethylen) benutzt, da dieses Gas ein Ionisationspotential von nur 5.4 eV hat.

Zwischen den beiden Radiatoren des ersten und zweiten RICH-Detektors befindet sich ein Magnetfeld, das durch ein supraleitendes Spulenpaar erzeugt wird. Es bewirkt eine azimuthale Ablenkung geladener Teilchen, so daß Impuls und Ladungsvorzeichen des jeweiligen Teilchens bestimmt werden können. Der Verlauf der Feldlinien ist in Abbildung 2.1 in der unteren Hälfte schematisch eingezeichnet. Detaillierte Beschreibungen des CERES-RICH-Detektorsystems findet man in [Ull94] und [B$^+$94].

2.2 Die Targetregion und die Siliziumdriftdetektoren

Eine schematische Darstellung der Tragetregion mit den Siliziumdriftdetektoren ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Das Target besteht aus acht jeweils 25 μm dicken Goldfolien, die durch dünne Mylarfolien gehalten werden, und hat eine Gesamtlänge von circa 2.5 cm. Die Geometrie des Targets ist so gewählt, daß, wenn ein Bleikern mit einem Goldkern in einem der Targetscheiben kollidiert, die

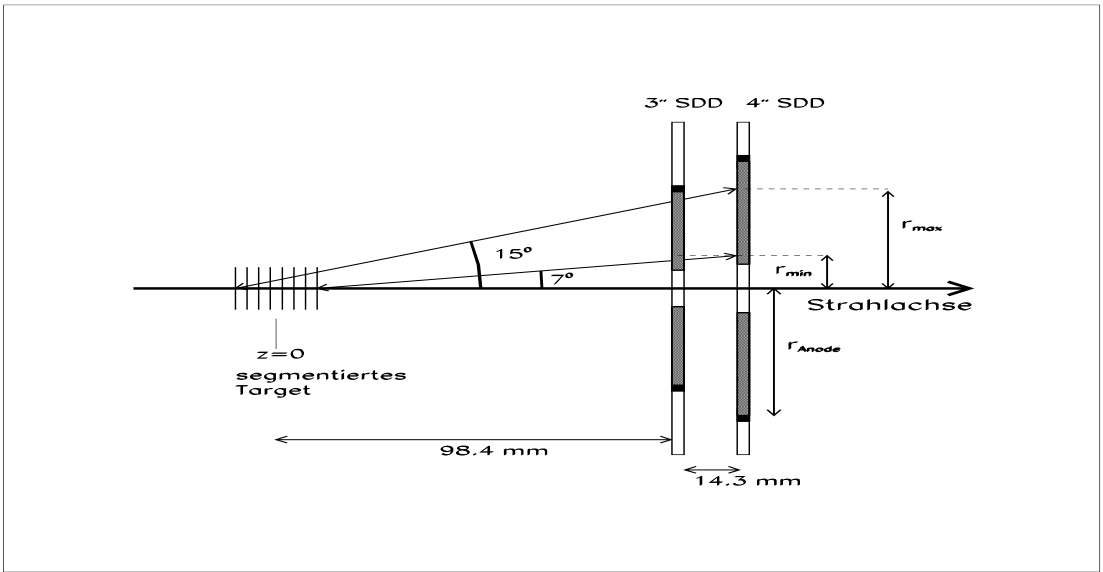


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Targetregion des CERES-Experiments 1995; die geschwärzten Flächen markieren den sensitiven Bereich der Siliziumdriftdetektoren [Nix96].

dabei im Bereich von 8° bis 15° produzierten Teilchen die hinter dem Kollisionspunkt liegenden Targetscheiben nicht mehr treffen.

Das Dublett von Siliziumdriftdetektoren - in der Strahlzeit im Jahr 1995 wurde ein 3″ und ein 4″ Detektor verwendet - wird ausführlich in Kapitel 3 beschrieben. Die wichtigsten Aufgaben der beiden Siliziumdriftdetektoren im CERES-Spektrometer sind:

- Eine vom Rest des Spektrometers unabhängige und sehr präzise Vertexrekonstruktion;
- Die Spurrekonstruktion vom Vertex zu den beiden Driftdetektoren. Damit kann den beiden RICH-Detektoren eine genaue Spurinformation zur Verfügung gestellt werden;
- Die Identifikation und Rejektion von Konversionen sowie durch Auswertung der spezifischen Ionisationsinformation die Erkennung von Doppelhits;
- Bestimmung von Multiplizität geladener Teilchen, Rapidität und Rapiditätsdichte.

Vertex- und Spurrekonstruktion werden in Kapitel 4 beschrieben. Die Bestimmung von Multiplizitätsverteilungen mit Hilfe der Siliziumdriftdetektoren wird ausführlich in Kapitel 7 dargestellt.

2.3 Die Padkammer

Für die Datennahme im Jahr 1995 wurde das erste Mal eine *multiwire proportional chamber* (MWPC) mit einer fein segmentierten Padauslese hinter den RICH-Detektoren installiert. Die Kathodenplatte der MWPC ist in 29000 Pads unterteilt, wobei ein Pad eine Größe von $7 \times 7\ mm$ hat. Die Kammer steht circa 0.5 m hinter dem zweiten RICH-Detektor und deckt ein Rapiditätsintervall von $2.0 < \eta < 2.7$ ab. Hauptaufgabe der Padkammer ist die Bereitstellung von Informationen über Ringmittelpunkte in den RICH-Detektoren. Durch diese zusätzliche Information ist eine bessere Erkennung von falsch rekonstruierten Ringen möglich.

Kapitel 3

Aufbau des Siliziumdriftdetektors

In diesem Kapitel werden Aufbau und Funktionsweise des Siliziumdriftdetektors beschrieben. Der Siliziumdriftdetektor ist ein Halbleiterzähler, der auf dem Prinzip der Seitwärtsdepletion basiert und in dem ein Driftpotential für Elektronen erzeugt wird. Desweiteren werden die beiden unterschiedlichen Siliziumdriftdetektoren für die Strahlzeit 1995 sowie deren Ausleseelektronik vorgestellt.

3.1 Prinzip der Seitwärtsdepletion

Die Wirkungsweise eines Halbleiterzählers basiert auf dem Sperrschichteffekt an einem p-n-Übergang. An der Grenzfläche dieses p-n-Überganges entsteht aufgrund der unterschiedlichen Dotierungen der beiden Halbleitermaterialien eine Potentialdifferenz, in Folge derer eine Diffusion der freien Ladungsträger, Elektronen und Löcher aus der Grenzschicht einsetzt. Es bildet sich eine Verarmungszone, die sogenannte Depletionszone. Legt man in Sperrrichtung eine zusätzliche äußere Spannung U an, so vergrößert sich die Depletionszone. Es gilt für die Tiefe der Depletionszone l [Sze81]:

$$l \sim U.$$

Ein geladenes Teilchen erzeugt bei seinem Weg durch den Halbleiterdetektor Elektronen-Loch-Paare. Bei diesem Ionisationsprozeß werden Elektronen in das Leitungsband gehoben und lassen einen unbesetzten Zustand (Loch) im Valenzband zurück. Entlang der Bahn des durchgehenden geladenen Teichens entsteht eine hohe Konzentration von Elektronen-Loch-Paaren ($10^{15} - 10^{17}/cm^3$). Durch das anliegende elektrische Feld können die Ladungsträger getrennt werden. Die Elektronen wandern zur Anode, und die Löcher wandern zur Kathode. Um ein Elektronen-Loch-Paar in Silizium zu erzeugen, wird eine Ionisationsenergie von $3.6\,eV$ benötigt [Kle92].

Die Siliziumdriftdetektoren des CERES Experimentes nutzen das Prinzip der Seitwärtsdepletion. Dieses Prinzip wurde 1984 von E. Gatti und P. Rehak vorgeschlagen [GR84]. Hauptbestandteil des Detektors ist hierbei eine schwach n-dotierte Siliziumscheibe, an deren Ober- und Unterseite sich großflächige stark p-dotierte (p^+) Implantationen befinden. Durch eine n^+-Implantation an einer Seite der n-dotierten Siliziumscheibe wird ein niederohmiger Kontakt hergestellt. In Abbildung 3.1 ist die Ausbildung der Depletionszone bei ansteigender Sperrspannung, die zwischen der p^+-Elektrode und der n^+-Elektrode anliegt, dargestellt [Hol85]. Die hierbei zur vollständigen Depletion benötigte Spannung ist um einen Faktor 4 kleiner als bei üblichen Halbleiterdetektoren, da sich die Depletion von beiden p-n-Grenzflächen her ausbreiten kann. Werden in dieser Verarmungszone freie Ladungsträger durch den Durchgang eines ionisierenden Teilchens gebildet, so wandern die Löcher zu den p^+-Elektroden, wohingegen die Elektronen sich in der Mitte der Siliziumscheibe sammeln.

3.2 Prinzip eines Halbleiterdriftdetektors

Um ein Driften der in der Mitte der Siliziumscheibe angesammelten Elektronen zu bewirken, werden die großflächigen p^+-Implantate durch parallele p^+-Streifen ersetzt. Diese Streifen werden durch einen Spannungsteiler mit einer linear abgestuften Spannung versorgt. Somit wird das zwischen den beiden Oberflächen der Siliziumscheibe parabelförmige Potential mit einem Potentialgefälle senkrecht dazu überlagert. Eine schematische Anordnung eines solchen Driftdetektors ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Das für die Elektronen resultierende Driftpotential ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Durchquert ein geladenes Teilchen den Detektor, so sammeln sich die freigesetzten Elektronen aufgrund des parabelförmigen Potentials in der Mitte der Scheibe und driften auf die n^+-Anode zu. Die Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{drift}$ der Elektronen ist durch die Größe des angelegten elektrischen Driftfeldes $\vec{E}_D$ und die Mobilität μ der Elektronen gegeben,

$$\vec{v}_{drift} = \mu \cdot \vec{E}_D.$$

Die Beweglichkeit μ für hochreines n-dotiertes Silizium variiert aufgrund von Streumechanismen im Kristall mit der Temperatur. Bei Zimmertemperatur ist folgende Abhängigkeit gemessen worden [Sze81]:

$$\mu \sim T^{-2.42}.$$

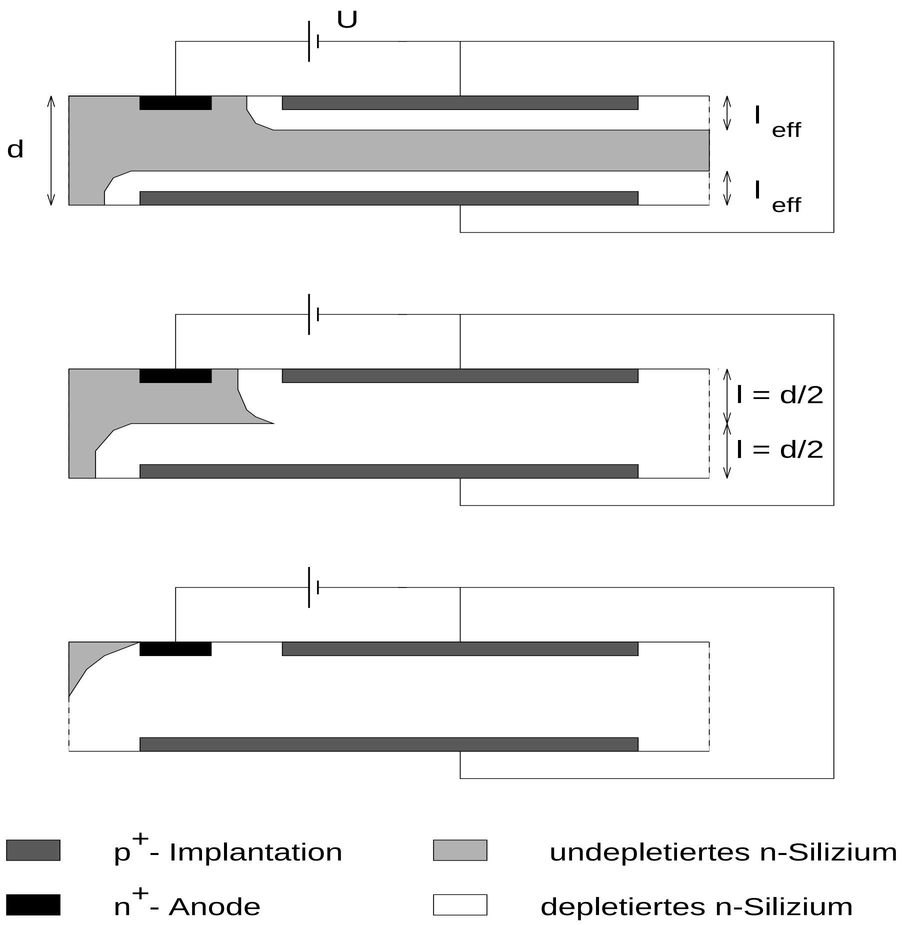


Abbildung 3.1: Ausbildung der ladungsträgerfreien Zone bei Seitwärtsdepletion; die Sperrspannung liegt zwischen einem Anodenkontakt und zwei großflächigen stark p-dotierten (p^+) Elektroden an. Bei schrittweiser Erhöhung der Sperrspannung wird der gesamte Waver von zwei Seiten her gleichzeitig depletiert.

Ist die Driftgeschwindigkeit bekannt, so kann durch Messung der Driftzeit der Abstand des Durchgangs des geladenen Teilchens zur Anode bestimmt werden. Eine weitere Ortskoordinate wird durch die Segmentierung der Anode in kleine einzelne Anoden erreicht. Während die Elektronen zur Anodenregion driften, verbreitert sich die Ladungswolke aufgrund von Diffusion. Die Elektronen treffen auf eine oder mehrere Anoden und liefern somit eine zweite Koordinate senkrecht zur Driftrichtung. Der Einfluß des elektrischen Feldes und der Diffusion auf die Elektronenwolke wird detailiert in Kapitel 5 erklärt.

Durch die hier vorgestellten Prinzipien ergeben sich für den Siliziumdriftdetektor einige Vorteile gegenüber herkömmlichen Halbleiterdetektoren:

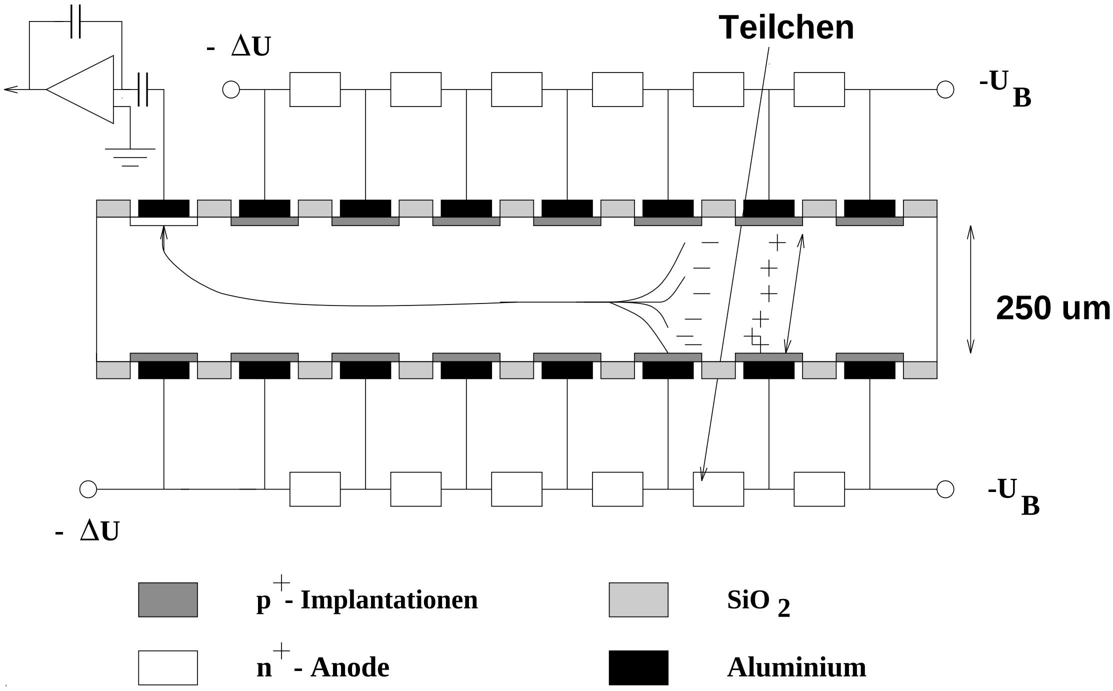


Abbildung 3.2: Schematischer Querschnitt durch einen Siliziumsdriftdetektor; die parallelen p^+-Streifen, die durch SiO_2 voneinander getrennt sind, werden mit einer linear abgestuften Spannung versorgt.

- Durch die hohe Ortsauflösung des Siliziumdriftdetektors von einigen $10\,\mu m$ in zwei Dimensionen ist die Kammer besonders geeignet für die genaue Lokalisierung von geladenen Teilchen aus Kollisionen hoher Multiplizität;
- Für jedes gemessene Teilchen steht seine Amplitudeninformation zur Verfügung;
- Im Gegensatz zu Pixel- oder Microstrip-Detektoren wird eine sehr viel geringere Anzahl an Auslesekanälen benötigt, da eine der Koordinaten durch Zeitmessung gewonnen wird.

3.3 Die Siliziumdriftdetektoren in der Strahlzeit 1995

Für das CERES-Experiment wurde am Brookhaven National Laboratory ein in zwei Dimensionen ortsempfindlicher Siliziumdriftdetektor entwickelt. In Anpassung an die kreisförmigen Spiegel der RICH-Detektoren ist der Aufbau dieses Detektors radialsymmetrisch. Der CERES-Siliziumdriftdetektor wurde 1991 das

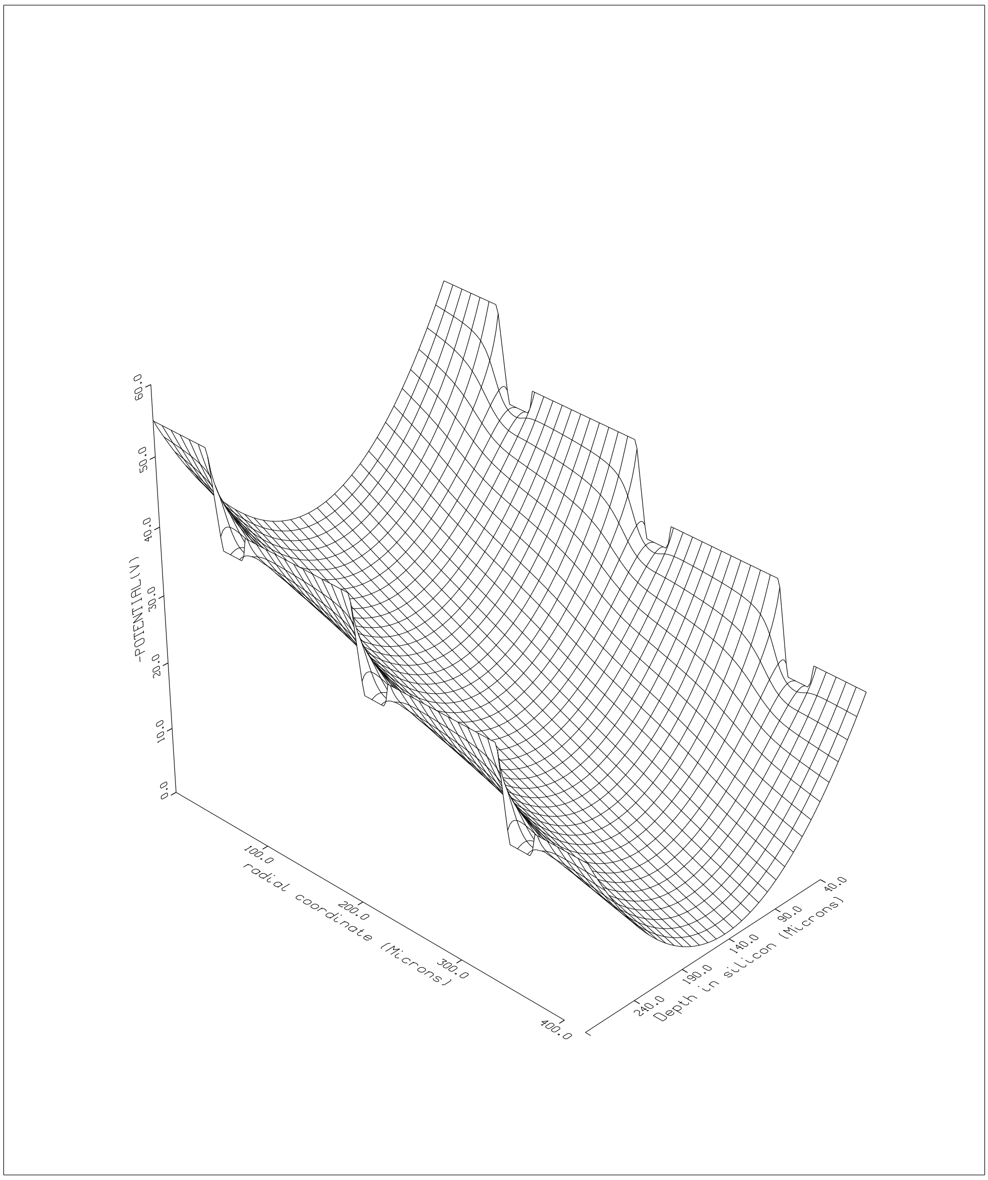


Abbildung 3.3: Potentialverlauf in der Driftregion. Die y-Achse zeigt in Richtung des Driftfeldes (*radial koordinate*), die z-Achse steht senkrecht auf der Detektoroberfläche (*depth in silicon*). Die Elektronen driften in y-Richtung auf die Anode zu [Nix96].

erste Mal produziert. Der Detektor besteht aus einer $250\mu m$ dicken Siliziumscheibe. Die ersten entwickelten Detektoren haben einen Durchmesser von circa $3\,cm$, die neueren einen Durchmesser von $4cm$. Die parallelen p^+-Implantationen sind in Form von Ringen auf die Siliziumscheibe aufgebracht, und auf der Oberseite des Siliziumwafers sind am äußeren Rand 360 rechteckige Anoden angebracht. Hinter den Anoden liegt eine Schutzanode, zu der Sperrströme hin abgeführt werden. Sperrströme entstehen durch freie Ladungsträger, die aufgrund thermischer Anregung und Gitterstörstellen im Silizium freigesetzt werden. Außerdem befindet sich in der Mitte der Siliziumscheibe ein Loch, damit der Schwerionenstrahl ohne ungewollte Interaktionen mit dem Silizium den Detektor durchqueren kann. Eine schematische Darstellung der CERES-Siliziumdriftdetektoren ist in Abbildung 3.4 zu finden.

In der Strahlzeit 1995 wurden ein 3″ und ein 4″ Siliziumdriftdetektor verwendet. Die beiden Detektoren unterscheiden sich nicht nur in ihrer Größe sondern auch in der Form ihrer Anodenstruktur. Die Unterschiede der beiden Generationen von Detektoren werden im Folgenden beschrieben.

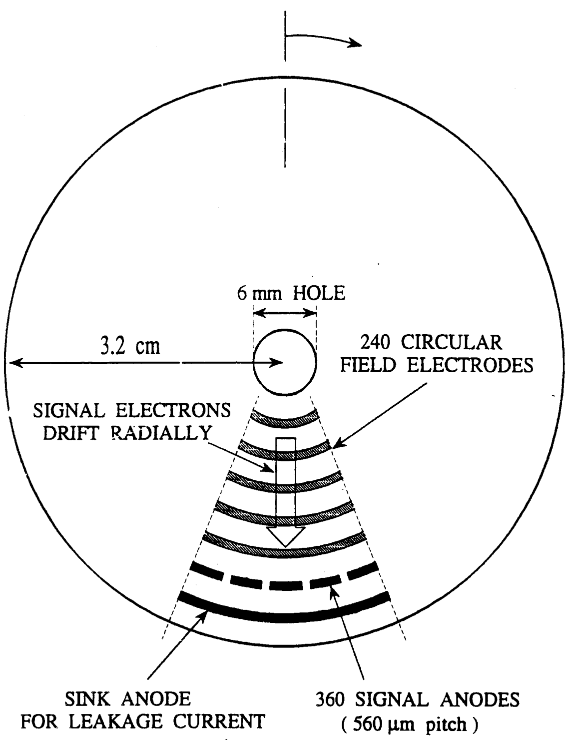


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Siliziumdriftdetektors [C+93]

3.3.1 Der 3″ Siliziumdriftdetektor

Die ersten Siliziumdetektoren für CERES wurden auf 3″ Wafern hergestellt und haben einen Anodenradius von $32\,mm$. Auf dem Siliziumwafer befinden sich 241 Feldringe im Abstand von jeweils $120\,\mu m$, damit ergibt sich für die Elektronen eine maximale Driftstrecke von $28\,mm$. Das Driftpotential wird durch implantierte Spannungsteiler, die zwischen den p^+-Implantationen liegen, erzeugt. Aus technischen Gründen konnten auf den 3″-Siliziumdriftdetektoren keine ideal kreisförmigen Feldringe realisiert werden. Stattdessen wurden 3°-Sektoren gebildet, in denen die p^+-Streifen gerade verlaufen. Somit bilden die Feldringe eine Polygonstruktur. Bedingt durch diese Struktur weicht das reale Driftfeld von einem ideal radialsymmetrischen Feld ab. Das radiale Feld ist von einer transversalen Komponente überlagert, in Folge derer eine Fokussierung der Ladung auf die mittlere Anode eines jeden Sektors entsteht.

Um diesen Effekt zu unterdrücken, wurden bei einer neuen Produktion von 3″ Siliziumdriftdetektoren die Polygonstrukturen auf der Ober- und Unterseite der Wafers um 1.5° gegeneinander gedreht. Durch diese neue Anordnung der Feldringe wird das Driftfeld nahezu radialsymmetrisch, die Abweichung von einem idealen Feld beträgt nur noch 0.17 % [Hem94]. Für die Datennahme 1995 wurde ein solcher Driftdetektor mit gedrehter Polygonstruktur verwendet.

3.3.2 Der 4″ Siliziumdriftdetektor

Seit 1994 ist es möglich, Driftdetektoren aus 4″ Wafern herzustellen. Der Anodenradius dieser Kammern ist um $10\,mm$ größer als bei den alten Kammern und beträgt somit $42\,mm$. Neue Entwicklungen in der Herstellung von Lithographiemasken für die Siliziumwafer haben es ermöglicht, die Sektoren der Feldringe von 3° auf 1° zu verringern. Die Polygonstrukturen der Ober- und Unterseite sind aber auch weiterhin gegeneinander verdreht, somit konnte eine noch bessere Anpassung des resultierenden Driftfeldes an ein ideal radialsymmetrisches Feld erreicht werden. Weiterhin ist auf den 4″-Wafern eine neue Anodenstruktur re_alisiert. Anstatt der 360 jeweils 1°-großen Anoden haben die 4″ Detektoren eine aufgespaltene Anodenstruktur. Ein Schema dieser Struktur ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Eine einzelne Anode hat immer noch die Größe von 1°, ist aber in fünf Unteranoden aufgeteilt. Die an der Anode ankommende Ladung wird, wie in der Abbildung zu sehen, wieder zusammengesetzt, bevor sie dem Vorverstärker zugeführt wird. Durch diese neue Struktur konnte die lokale Winkelauflösung um einen Faktor 2 verbessert werden und beträgt $\sigma = 1.1\ mrad$ [Nix96].

3.4 Die Ausleseelektronik der Driftdetektoren

Die Auslesekette der Siliziumdriftdetektoren setzt sich aus drei wesentlichen Bestandteilen zusammen: 1. dem Vorverstärker auf der Halterungsplatine, auf der der Siliziumdriftdetektor installiert ist 2. dem Flash Analog to Digital Converter (FADC) und 3. dem Scanner. Eine Skizze dieser Auslesekette ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

Die von den Anoden des Siliziumdriftdetektors registrierten Pulse werden zuerst durch einen hochintegrierten Schaltkreis verstärkt und geformt. Eine genaue Beschreibung des Verstärkers, dem Operational Linear Amplifier Chip, OLA Chip, ist in [Dab93] zu finden. Das Ausgangssignal des Verstärkers ist bipolar, um den Einfluß von elektronischen Störungen zu verringern. Die Ausgangssignale werden über eine Treiberstufe (Active Buffer) zum FADC weitergeleitet. Am Eingang des FADC sitzt ein Differenzverstärker, der das bipolare Signal wieder zusammensetzt und nochmals verstärkt. Das einkommende Signal wird mit einer Abtastfrequenz von $50\,MHz$, das heißt alle $20\,ns$, mit einer nichtlinearen Kennlinie digitalisiert und gespeichert. Die Abtastfrequenz ist durch eine externe Clock vorgegeben. Jeder Eingangsspannung wird ein Amplitudenwert zwischen 0 und 63 zugeordnet, die Auflösung beträgt dabei 6 bit. Die nichtlineare Kennlinie, die jeder Spannung $U_{Eingang}$ eine Kanalzahl C zuordnet, ist durch

$$C = \left(\frac{U_{Eingang} \cdot 10}{U_0 + \alpha \cdot U_{Eingang} \cdot 10} \cdot 64\right),\ C = \{0, 1, \ldots, 63\}$$

gegeben. Dabei sind $U_0 = 0.5\,V$ und $\alpha = 0.75$ durch das System vorgegebene Konstanten.

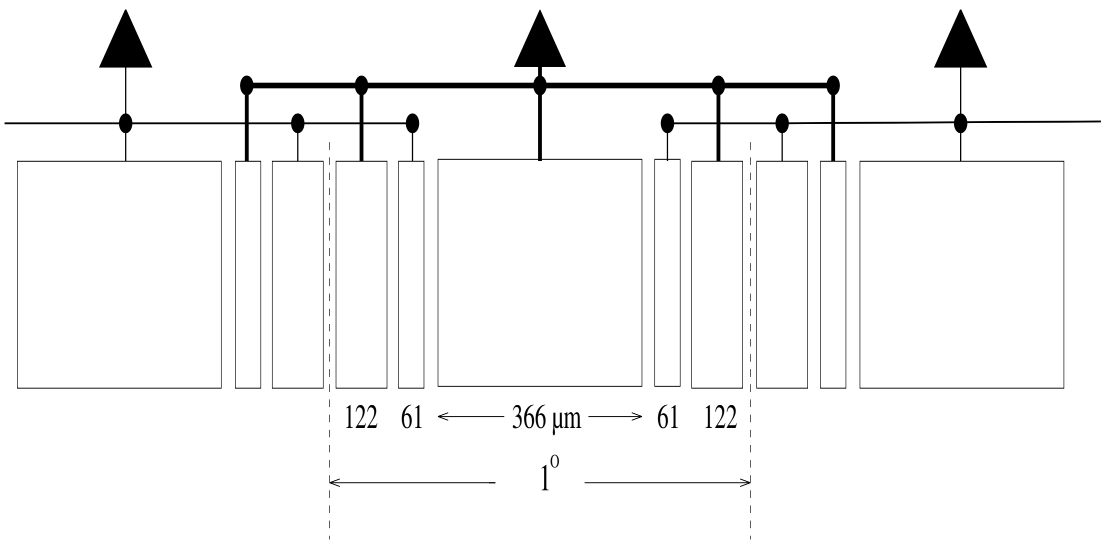


Abbildung 3.5: Schema der gesplitteten Anodenstruktur

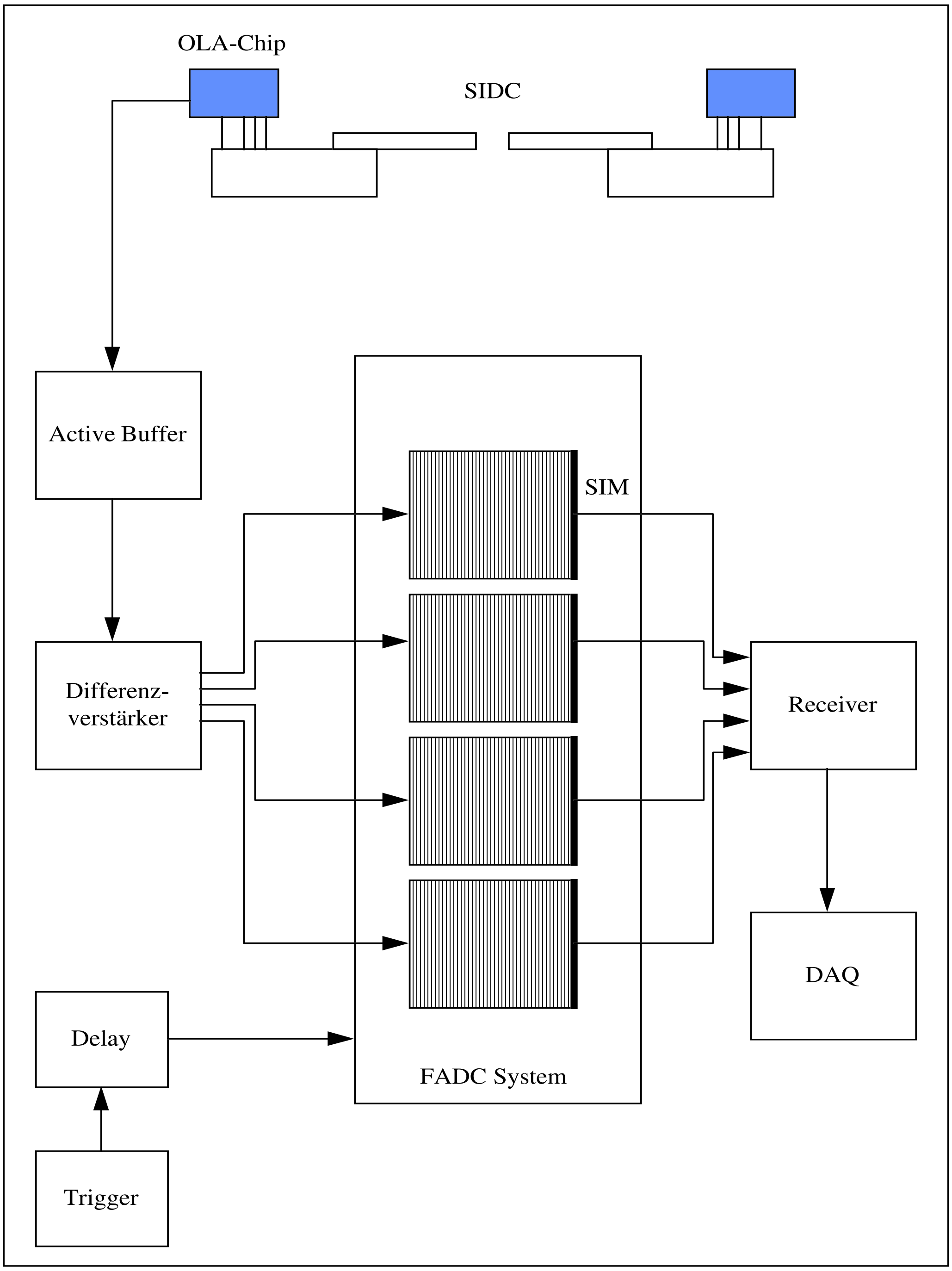


Abbildung 3.6: Diagramm der Ausleseelektronik eines Siliziumdriftdetektors

Für jeden Driftdetektor sind 96 FADC-Module, die jeweils vier Kanäle haben, in vier Überrahmen (Crates) untergebracht. Je 90 der Kanäle werden zur Auslese der Anoden benutzt. Das FADC-System wird im sogenannten *common stop mode* betrieben, das heißt beim Erreichen des Speicherendes wird der FADC-Kanal wieder von vorne beschrieben, und erst durch ein externes Triggersignal wird der Samplingvorgang unterbrochen. Dann befinden sich im FADC-Kanal die digitalisierten Daten der letzten $5.12\,\mu s$, womit der gesamte Driftbereich, sowohl der $3''$ als auch der $4''$ Kammer, abgedeckt ist. Das externe Stopsignal ist der *first level trigger* des Experiments, der das Auftreten eines interessanten Ereignisses registriert. Dieses Triggersignal wird um $4.5\,\mu s$ verzögert an das FADC-System weitergegeben.

Da das Triggersignal asynchron zum Taktgenerator im FADC ankommt, kann dadurch eine Zeitungenauigkeit verursacht werden, deren Größenordnung mit der zu messenden Zeitauflösung vergleichbar ist. Aus diesem Grund wird der Phasenunterschied zwischen Triggersignal und Taktgenerator mit Hilfe eines TDC (*time to digital converter*) zur späteren Korrektur gemessen, in den 16 nicht für den Driftdetektor genutzten Kanälen gespeichert und später mit auf Band geschrieben.

In jedem Crate des FADC-Systems befindet sich ein SIM (*scanner interface module*), das nach erfolgtem Triggersignal die gespeicherten Daten nach Inhalten über einer definierten Schwelle (*readout threshold*) durchsucht. Dabei werden immer zwei der 96 Kanäle gleichzeitig untersucht. Ausgelesen wird nur, wenn in einem der beiden Kanäle mindestens zwei aufeinanderfolgende Zeitbins einen Wert über der Ausleseschwelle haben. Das Auslesen wird gestoppt, wenn zwei aufeinanderfolgende Zeitbins wieder unter der Schwelle liegen. Zusätzlich zu den Zeitbins, die Werte über dem *treshold* haben, werden fünf davor liegende Zeitbins mit ausgelesen (*presamples*). Der Auslesevorgang läuft mit einer Frequenz von $16\ MHz$ ab und findet so lange statt, bis keine Signale mehr über der Ausleseschwelle in den Kanälen gefunden werden. Die dabei gefundenen Daten werden direkt zu den Receivern weitergeleitet, die als Zwischenspeicher dienen. In den Receivern werden zusätzlich die jeweils vor einem ausgelesenen Pulszug liegenden *presamples* aufaddiert und an die Adresse des fünften *presamples* geschrieben.

Die Daten aller Receiver werden zentral in einem Zwischenspeicher (*Memory Module*) abgelegt. Von dort werden sie von der zentralen Datenerfassung (DAQ), zusammen mit den Daten der anderen Detektoren, von zwei VME-CPU's ausgelesen. Da das SPS einen gepulsten Teilchenstrahl liefert, werden die Daten erst nur lokal abgespeichert und später in der Strahlpause auf Band geschrieben.

Kapitel 4

Datennahme und Spurrekonstruktion

1995 wurden das erste Mal Blei-Gold-Kollisionen mit dem CERES-Spektrometer untersucht. Für die Analyse der Daten, die während der dreiwöchigen Strahlzeit aufgezeichnet wurden, ist eine spezielle Analysesoftware entwickelt worden. Nach einem kurzen Überblick über die Datennahme und deren Auslesekriterien für interessante Ereignisse wird in diesem Kapitel die Analyse der Siliziumdriftdetektor-Daten vorgestellt.

4.1 Datennahme 1995

In der Strahlzeit im Herbst 1995 konnten circa $20 \cdot 10^6$ Ereignisse auf Band geschrieben werden. Mit Hilfe von verschiedenen Triggerdetektoren wurden Ereignisse ausgewählt, bei denen eine hohe Anzahl von Teilchen produziert wurden. Die durchschnittliche Multiplizität der registrierten Ereignisse betrug $\langle n_{ch} \rangle = 260$ in einem Pseudorapiditätsbereich von $2 < \eta < 3$. Außerdem wurden einige spezielle Datennahme-*runs* durchgeführt, bei denen unter anderem auch Ereignissse mit niedrigen Multiplizitäten aufgezeichnet wurden (*minimum bias runs*).

Die Auswahl der Ereignisse wird mit Hilfe mehrerer Triggerdetektoren getroffen. Im CERES-Spektrometer befinden sich drei Strahldetektoren (BC1, BC2 und BC3), alle drei Detektoren sind Čerenkovzähler, die Luft als Radiator benutzen. BC1 befindet sich 60 m vor dem Target, BC3 direkt hinter dem Target und BC2 am Ende des Detektors. Außerdem ist am Ende des Spektrometers ein Multiplizitätsdetektor (MD) aufgestellt (vergleiche Abbildung 2.1), der eine schnelle, aber nur ungefähre Information über die Zahl der bei der Kollision produzierten Teilchen gibt. Dieser Multiplizitätsdetektor ist eine in 24 Sektoren aufgeteilte Wand aus Plastikszintillatoren und deckt einen Winkelbereich von 1° bis 6° ab. Vor dem Experiment befindet sich ein Veto-Detektor, der wie der Multiplizitätsdetektor aus Plastikszintillatoren aufgebaut ist. Der Veto-Detektor dient dazu, Ereignisse auszusondern, bei denen die Wechselwirkung bereits vor dem Target stattgefunden hat. Mit Hilfe dieses Triggersets werden die im Detektor auftretenden Ereignisse registriert, und es wird entschieden, welche Ereignisse auf Band geschriebenen werden. Für die Aufzeichnung von zentralen Stößen wird verlangt, daß ein Blei-Ion BC1, aber nicht BC2 und BC3 durchquert. Außerdem muß mindestens eine Multiplizität von $n_{ch} \sim 100$ registriert werden. Für die *minimum bias*-Messungen wird die Ausleseschwelle des Multiplizitätszählers auf eine sehr geringe Teilchenanzahl heruntergesetzt [Jun96].

4.2 Spurrekonstruktion in den Siliziumdriftdetektoren

Für die Datenanalyse ist 1996 von der CERES Kollaboration ein objektorientiertes Programmpaket realisiert worden. Die dabei entstandene COOL-Library (*Ceres Object Orientated Library*) enthält alle Programme, die zur vollständigen Analyse der Detektordaten benötigt werden. Im Folgenden werden die wichtigsten Analyseschritte für die Silziumdriftdetektoren skizziert. Ziel der Analyse ist es, die einzelnen Spuren der Teilchen, die die Detektoren durchqueren, wieder rekonstruieren zu können. Die hier beschriebene Analysesoftware wird sowohl zur Auswertung der Detektor-Simulation (Kapitel 5) als auch zur Bestimmung von Multiplizitäts- und Rapiditätsverteilungen aus Pb-Au-Kollisionen (Kapitel 7) benutzt.

4.2.1 Hitrekonstruktion

Im ersten Schritt der Analyse werden die vom Spektrometer gelieferten Rohdaten sortiert. Entsprechend den 360 Anoden der Driftdetektoren und den 256 zeitlichen Meßpunkten des FADC (*timebins*) wird ein Feld von 360×256 Zellen angelegt, in dem die entsprechenden gemessenen Amplituden abgelegt werden. Das Zellenfeld *array* wird anschließend nach zusammenhängenden Gebieten von Zellen, die einen Amplitudeneintrag $\neq 0$ haben, durchsucht. Diese Gebiete werden als sogenannte *Cluster* abgespeichert. Am Ende dieses Vorgangs ist jede Zelle mit einer Amplitude $\neq 0$ einem *cluster* zugeordnet.

Innerhalb eines *clusters* werden die Zellen, die zu derselben Anode gehören, zu Pulszügen (*pulses*) zusammengefaßt. Befindet sich innerhalb eines Pulszuges eine Zelle mit einer Amplitude, die kleiner als die vom Detektor vorgegebene Ausleseschwelle ist, so wird dieser Pulszug in zwei aufgeteilt. Jede Zelle eines *clusters* ist nach diesem Schritt in einen Pulszug einsortiert. Zellen, die nicht zuzuordnen sind, werden als eigenständige Pulszüge behandelt. Die Zellen in einem Pulszug werden anschließend mit ihren Amplituden gewichtet, und der Schwerpunkt des

Pulszuges wird bestimmt.

Im nächsten Analyseschritt werden die Pulszüge benachbarter Anoden in einem *cluster* miteinander verglichen. Liegen die gewichteten Schwerpunkte der Pulse nicht weiter als ein Zeitfenster von 20 ns (1 *timebin*) voneinander entfernt, so werden die Pulszüge zu einem *Hit* zusammengefaßt. Die genauen Koordinaten des rekonstruierten Treffers werden dann durch die Schwerpunktsbildung aller Zellen, die dem *Hit* zugeordnet sind, bestimmt. *Hits*, die nicht aus einer genügenden Anzahl von Zellen gebildet sind, werden am Ende der Hitrekonstruktion wieder verworfen. In der Analyse für die vorliegende Arbeit wurden mindestens drei Zellen pro Treffer verlangt.

Für die weitere Analyse wird das Zell-Koordinatensystem der *Hits* in ein Zylinderkoordinatensystem transformiert. Außerdem wird das ballistische Defizit der Amplituden für jeden Hit in Abhängigkeit von seiner Radiuskoordinate korrigiert. Der Effekt des ballistischen Defizits wird in Kapitel 5.3.3 besprochen.

4.2.2 Vertexbestimmung und Trackrekonstruktion

Eine der wichtigsten Aufgaben der beiden Siliziumdriftdetektoren ist die genaue Rekonstruktion des Kollisionspunktes der beiden Atomkerne. Dieser Vertexpunkt kann durch zwei verschiedene Methoden in der Analyse bestimmt werden.

In der ersten Methode wird der Targetbereich in kleinen Einheiten durchschritten. Für jeden Schritt im Targetbereich wird geprüft, wie viele mögliche Spuren aus den beiden Driftdetektoren auf den angenommenen Punkt zeigen und wie groß die mittlere quadratische Abweichung ist. Der Vertexpunkt, für den die meisten Spuren sowie die kleinste mittlere quadratische Abweichung gefunden wird, wird als Kollisionspunkt des zu analysierenden Ereignisses gewählt.
Eine andere Möglichkeit ist, für das Problem der Vertexrekonstruktion ein Gleichungssystem aufzustellen, das den Vertexpunkt sowie die möglichen Spuren aus den beiden Driftdetektoren und die dazugehörigen mittleren quadratischen Abweichungen als Parameter enthält. Durch Minimalisierung dieses Gleichungssystems wird der Vertex bestimmt. Eine genaue Beschreibung dieser Methode (*robust vertex fitting*) ist in [A$^+$97] zu finden.

Die Genauigkeit, mit der die acht Targetscheiben des CERES-Experimentes rekonstruiert werden können, ist für beide Methoden fast gleich. Wesentlicher Unterschied ist die Geschwindigkeit der beiden Algorihtmen: Die Methode des *robust vertex fitting* ist ungefähr um einen Faktor 10 schneller als die herkömmliche Methode. Abbildung 4.1 zeigt eine typische Vertexrekonstruktion, für die der *robust vertex fitting* Algorithmus verwendet wurde. Deutlich sind die acht Targetscheiben zu erkennen, wobei die Breite der rekonstruierten Vertizes im Mittel

290 μm beträgt.

Nach der Bestimmung des Vertex können die genauen Spuren vom Vertex zu den beiden Kammern bestimmt werden. Dazu wird von jedem rekonstruierten *Hit* des hinteren Detektors (Sidc2) eine Spur zum Vertex gezogen. Passend zu dieser Spur wird ein *Hit* in dem ersten Detektor (Sidc1) gesucht. Wird dort kein *Hit* gefunden, der weniger als 250 μm in radialer Richtung und weniger als 1.3 $mrad$, beziehungsweise 1.5 Anoden, in azimuthaler Richtung von der angenommenen Spur abweicht, wird der *Track* wieder verworfen. Zu jedem *Track* wird als Information nicht nur der naheliegendste *Hit* sondern auch der zweitnächste mit abgespeichert.

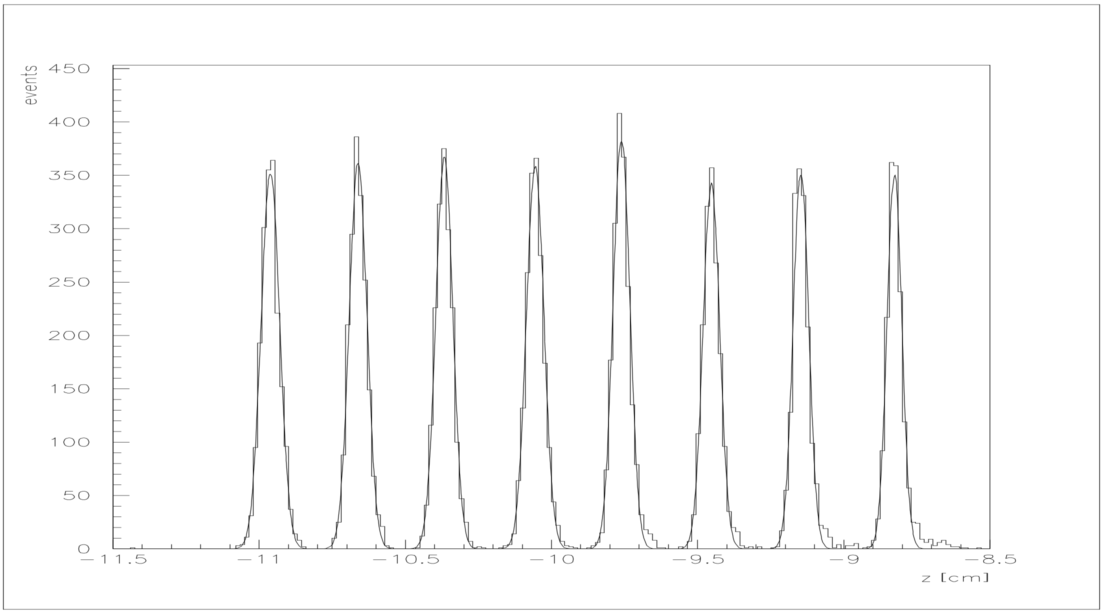


Abbildung 4.1: Vertexverteilung des *robust vertex fitting* Algorithmus. Die Breite einer rekonstuierten Vertexscheibe ist $\sigma_{vertex} \approx 290\ \mu m$ [Mes97].

Kapitel 5

Monte-Carlo-Simulation der Siliziumdriftdetektoren

Die Simulation der Siliziumdriftdetektoren besteht aus drei Teilen:

- Die Simulation der Schwerionenkollision, das heißt im Fall des CERES-Experiments für die Strahlzeit 1995 der Zusammenstoß von einem Bleikern mit einem Goldkern. Dieser Vorgang wird mit Hilfe des VENUS-Generators beschrieben.

- Die GEANT-Simulation, die den Weg der aus der Kollision kommenden Teilchen durch den Detektor beschreibt.

- Die Simulation der Detektorantwort auf ein durch den Detektor laufendes Teilchen.

Das Verhalten des Detektors und seiner Elektronik, also der Prozeß der Digitalisierung, bildet den Schwerpunkt dieses Kapitels. Der schematische Aufbau der Simulation und der anschließenden Analyse ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Die einzelnen Analyseschritte sind in Kapitel 4 beschrieben.

5.1 Der VENUS-Generator

VENUS (*Very Energetic NUcleus Scattering*) ist ein theoretisches Modell zur Beschreibung von Hadronen- und Nukleonenkollisionen. Grundlage dieses Modells ist die klassische Stringtheorie, die Mesonen als *string*-Segmente beschreibt. Diese Segmente können longitudinal expandieren oder kontrahieren. Die Produktion von neuen Teilchen wird mit Hilfe der Fragmentation von *strings* beschrieben, wobei ein Quark-Antiquark-Paar aufgebrochen wird. Außerdem ist die Gribov-Regge-Theorie, die die Wechselwirkungen von Hadronen durch Pomeron- und Reggeon- Austausch beschreibt, eine weitere Grundlage des VENUS-Modells. Die

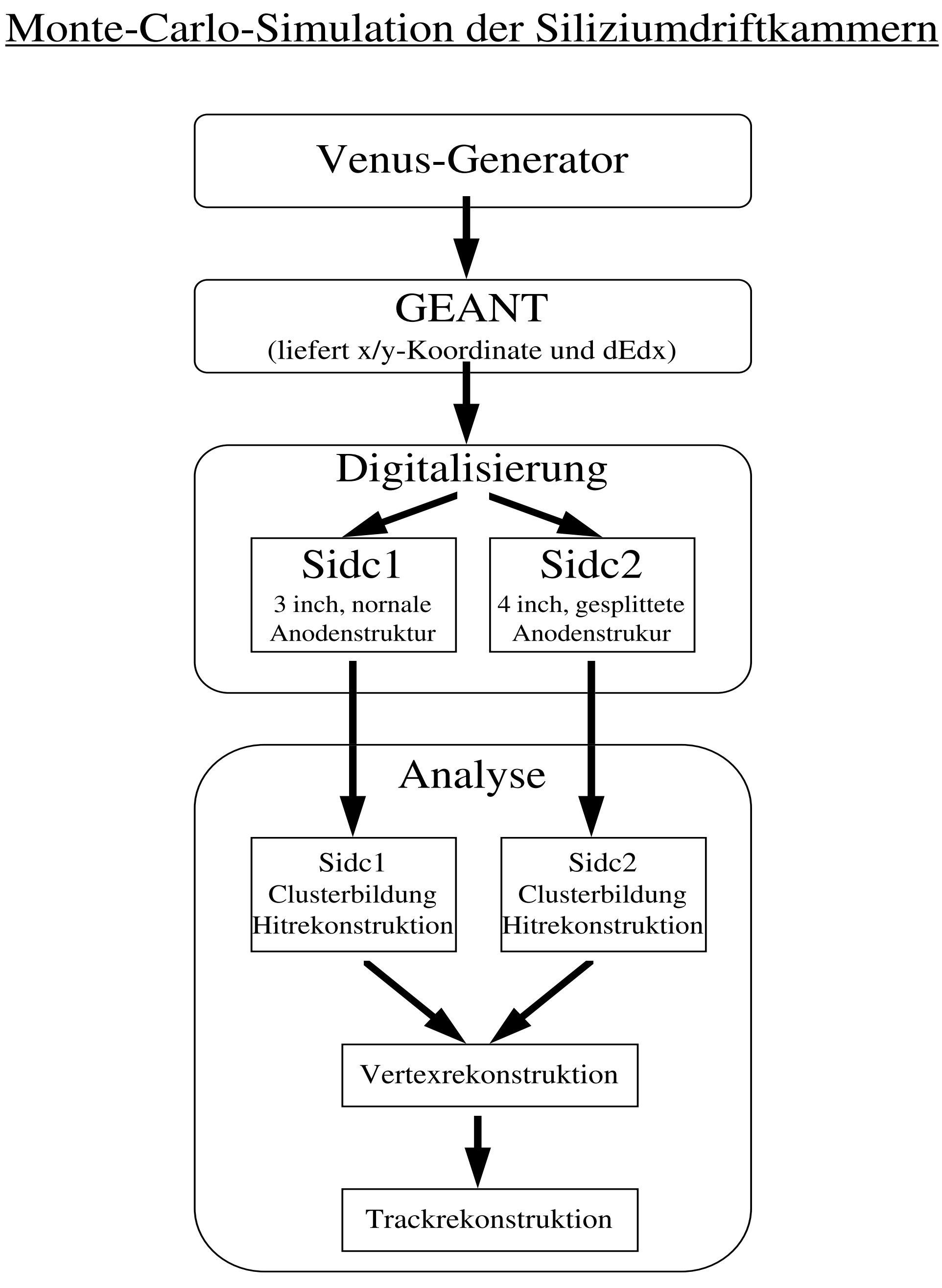


Abbildung 5.1: Flußdiagramm zur Monte-Carlo-Simulation der CERES-Siliziumdriftdetektoren. Der erste Detektor im Dublett wird mit Sidc1, der zweite Detektor mit Sidc2 bezeichnet.

Gribov-Regge-Theorie stellt einen Rahmen zur Verfügung, der die vollständige Beschreibung von elastischen Hadron-Hadron-Streuungen und inelastischen Streuungen mit niedrigen Impulsübertragungen ermöglicht. VENUS ergänzt diese Theorie durch ein Modell zur Berechnung von inelastischen Streuprozessen auch bei hohen Impulsübertragungen und den daraus resultierenden Wirkungsquerschnitten. Das VENUS-Modell wird ausführlich in [Wer93] beschrieben, weitere Informationen zum Stringmodell und zum Pomeron- und Reggeon-Austausch sind in [Won94] zu finden.

5.2 Die GEANT-Simulation

Das Programmpaket GEANT ist ein Simulationsprogramm, das am europäischen Forschungszentrum CERN speziell zur Beschreibung von Hochenergiephysik-Detektoren entwickelt worden ist. Mit diesem Programm können der Aufbau eines Detektors sowie die Wechselwirkungen von Teilchen, die den Detektor durchqueren, und die Antwort des Detektors auf einen Teilchendurchgang beschrieben werden.

Das CERES-GEANT-Programm enthält die genaue Geometrie des CERES-Spektrometers, außerdem berücksichtigt es alle wichtigen Materialeigenschaften des Detektors. Die durch VENUS generierten Kollisionen werden mit Hilfe eines Zufallsgenerators auf die acht Gold-Targetscheiben verteilt. Anschließend werden die Spuren der durch die Kollision produzierten Teilchen durch den Detektor beschrieben, außerdem wird die Produktion von Sekundärteilchen, zum Beispiel durch Bremsstrahlung oder Konversion von Photonen, berücksichtigt. Zusätzlich werden Deltaelektronen, die haupsächlich beim ungestörten Durchgang des Bleistrahls durch die Targetscheiben entstehen, generiert. Am Ende einer simulierten Kollision stellt GEANT eine Liste aller produzierten Teilchen zur Verfügung. Für jedes Teilchen enthält diese Liste Informationen, unter anderem über die Art des Teilchens, den Entstehungsort und -mechanismus, seine Wechselwirkunkspunkte mit den einzelnen Detektorelementen sowie die dort deponierte Energie dE/dx. In Abbildung 5.2 ist die durch GEANT beschriebene Geometrie des Spektrometers dargestellt. Für die vorliegende Arbeit werden Daten, die mit GEANT Version 3.15 produziert worden sind, verwendet [GEA87].

5.3 Simulation der Digitalisierung

Die Beschreibung der einzelnen Prozesse der Digitalisierung beruht in erster Linie auf den grundsätzlichen theoretischen Annahmen über das Verhalten des Detektors. Außerdem werden Erkenntnisse aus der Analyse von experimentellen Daten berücksichtigt. Durch einen Vergleich mit Daten aus dem Jahr 1995 wird die De-

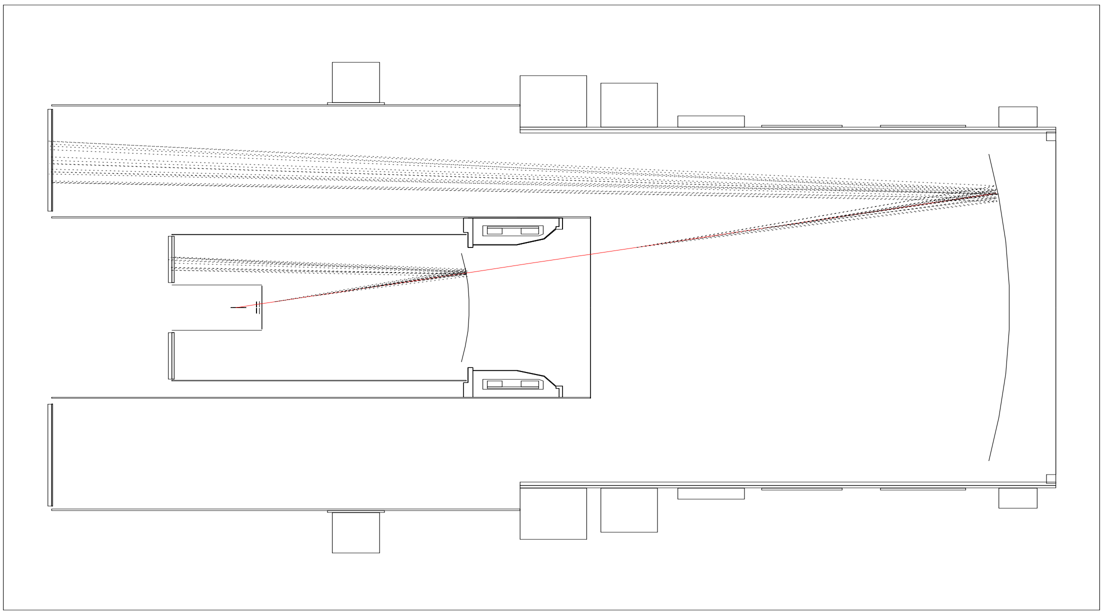


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des CERES-Spektrometers in GEANT. Gezeigt ist die Spur eines Elektrons, das im ersten und zweiten RICH-Detektor Čerenkovphotonen emittiert [Ull94].

tektorantwort der Simulation der wahren Detektorantwort angeglichen.

Dieser dritte Baustein der Simulation ist nicht in der GEANT-Umgebung realisiert, sondern ist Bestandteil der *Ceres Object Oriented Library* (COOL), die hauptsächlich die Analysesoftware des CERES-Experimentes enthält. Als Programmiersprache wird C++ verwendet.

5.3.1 Drift und Diffusion der Elektronen

Um in reinem Silizium ein Elektronen-Loch-Paar zu erzeugen, wird eine Ionisationsenergie $dE/dx = 3.6\ eV$ benötigt. Ein minimal ionisierendes Teilchen, das eine Siliziumscheibe mit einer Dicke von 250 μm durchquert, erfährt einen Energieverlust von $98\,keV$ [Sze81]. Daraus ergibt sich, daß ein solches Teilchen in dem Siliziumdetektor circa 27000 Elektronen-Loch-Paare erzeugt.

Die so erzeugte Ladungswolke driftet unter Einfluß des elektrischen Feldes in Richtung der Anoden. Dabei führen zwei Prozesse zur Ausbreitung der Ladungswolke: die Diffusion und die elektrostatische Repulsion, das heißt die gegenseitige Abstoßung der Elektronen aufgrund ihrer gleichnamigen elektrischen Ladung. In [G$^+$87] und [Wö90] ist gezeigt worden, daß die Verbreiterung der Ladungswolke aufgrund der elektrostatischen Repulsion für minimal ionisierende Teilchen (*mip*), die in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen erzeugt werden, vernachlässigt werden kann.

Die Ladungsverteilung der Elektronen $n(\vec{x},t)$ unter Einfluß eines elektrischen Feldes $\vec{E}(\vec{x},t)$ wird bei Berücksichtigung der Diffusion durch die folgende Kontinuitätsgleichung beschrieben:

$$\frac{\partial n(\vec{x},t)}{\partial t} = D \cdot \triangle n(\vec{x},t) + \nabla \vec{j}(\vec{x},t),$$

$$\vec{j}(\vec{x},t) = \mu \cdot n(\vec{x},t) \cdot \vec{E}(\vec{x},t).$$

D ist hierbei die Diffusionskonstante, ihr Literaturwert beträgt bei einer Umgebungstemperatur von 300 K $D = 35\ cm^2/s$. Mit μ wird die Mobilität der Elektronen bezeichnet, für Silizium gilt $\mu = 1500\ cm^2/Vs$ [Sze81].
Die Kontinuitätsgleichung kann mit Hilfe eines Seperationsansatzes gelöst werden

$$n(\vec{x},t) = n(\vec{x}_\perp,t) \cdot n(z,t),$$

wobei $\vec{x}_\perp$ die senkrecht zum Strahl durch den Radius r und den Azimuthwinkel ϕ aufgespannte Ebene ist, und z senkrecht zur Detektorebene steht. Für die Komponente in z-Richtung ergibt sich als Lösung der Differentialgleichung eine Gaußsche Glockenkurve mit der Breite

$$\sigma_z^2 = \frac{D}{k \cdot \mu},$$

$$k = \frac{q \cdot N_n}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}.$$

Hierbei ist N_n die Dotierungsdichte des Siliziumwafers. Für den CERES-Siliziumdriftdetektor gilt $N_n = 9 \cdot 10^{11}\, cm^{-3}$ und damit $k = 1.36 \cdot 10^{-3}\, V \mu m^{-2}$. Für die Breite der Gaußkurve in z-Richtung ergibt sich damit ein Wert von $\sigma_z \approx 4\,\mu m$, verursacht durch die Ladungssammlung in der Potentialrinne (vergleiche auch Abbildung 3.3) [Wö90].

Die Verbreiterung der Ladungswolke in der $\vec{x}_\perp$-Ebene wird durch eine zweidimensionale zeitabhängige Gaußverteilung beschrieben, wobei $(r_0,\ \phi_0)$ der Erzeugungspunkt der Ladungswolke in der Ebene ist. Für die Bewegung der Ladungswolke in Driftrichtung $r(t)$ gilt:

$$r(t) = r_0 + \int_{t'=0}^{t'=t} v_{drift}(r(t'))dt',$$

$$v_{drift} = \mu \cdot E.$$

Nach [Wö90] ergibt sich für die Breite der an den Anoden ankommenden Ladungswolke in radialer Richtung aufgrund der Diffusion, aber unter Vernachlässigung der elektrostatischen Abstoßung:

$$\sigma_r^2(r0) = \sigma_{r,0}^2 + 2Dt(r_0) = \sigma_{r,0}^2 + 2D\frac{r_{Anode} - r_0}{v_{drift}}. \quad (5.1)$$

Hierbei ist x_0 der Entstehungsort der Ladungswolke, t die Driftzeit und r_{Anode} der Radius, bei dem die Anoden sitzen. Für die Breite in axialer Richtung muß nicht nur die Diffusion berücksichtigt werden, sondern auch der Beitrag, der den Einfluß des elektrischen Feldes beschreibt. Es ergibt sich damit [Wö90]:

$$\sigma_\phi^2(r_0) = \sigma_{\phi,0}^2 + 2D \cdot (\frac{r_{Anode}}{v_{drift}} \cdot (\frac{r_{Anode}}{r_0} - 1)). \quad (5.2)$$

Für die Simulation werden für die Variablen v_{drift} und r_{Anode} dieselben Werte benutzt, wie sie in der Analysesoftware für die Strahlzeit 1995 verwendet werden. Die genauen Zahlen für die beiden Driftdetektoren sind in Tabelle 5.1 angegeben. Unter der Annahme, daß die Anfangspulsbreiten der Ladungswolke einer Diracschen-δ-Funktion entsprechen, gilt für die Simulation $\sigma_{r,0}^2 = \sigma_{\phi,0}^2 = 0$. Auch die Breite der Ladungswolke in z-Richtung ($\sigma_z \approx 4\ \mu m$) ist im Vergleich zur Dicke des Siliziumwafers $d = 250\ \mu m$ vernachlässigbar klein und bleibt in der Simulation unberücksichtigt.

5.3.2 Die Anodenregion

Am äußeren Rand des Driftdetektors trifft die Elektronenwolke auf die Anoden und wird auf diese aufgeteilt. Für die Simulation heißt dies, daß die Gaußsche Glockenkurve in Richtung von ϕ stückchenweise, der Geometrie der Anodenregion entsprechend, aufintegriert wird. An den Experimentaufbau von 1995 angepaßt, wird für den ersten Detektor (Sidc1), der ein 3″ Detektor ist, eine normale, das heißt durchgängige, aus 360 1°-Anoden bestehende Struktur simuliert. Für den zweiten Detektor (Sidc2), ein 4″ Driftdetektor, wird die gesplittete Struktur der Anodenregion der Simulation zu Grunde gelegt. Eine genaue Beschreibung der verschiedenen Anodenstrukturen ist in Kapitel 3 zu finden, vergleiche auch Abbildung 3.5. Im Folgendem wird der Teil der Ladungswolke, der auf eine Anode trifft, Puls oder Pulszug genannt.

5.3.3 Die Vorverstärker-Shaper-Kette

Ausgehend von der Beschreibung der Ausleseelektronik in Kapitel 3.4 werden folgende Effekte der Elektronik in der Simulation berücksichtigt:

- Signalbreite
  Die durch Diffusion verursachte Breite eines Pulses wird durch den Shaper (Pulsformer) nochmals beeinflußt. Deltaförmige Pulse, das heißt Pulse mit der Breite $\sigma_r = 0$, erhalten durch den Shaper eine endliche Breite σ_{elec}. Da der Pulszug vor dem Verstärker durch eine Gaußverteilung beschrieben

wird und die Verbreiterung durch den Shaper ebenfalls durch eine Gaußverteilung beschrieben wird, können die durch Diffusion verursachte Breite und die Shaping-Breite quadratisch aufaddiert werden:

$$\sigma_r^{out} = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_{elec}^2}.$$

Die Shaping-Breite in der Simulation wird dadurch festgelegt, daß die Breite der simulierten Hits in r der Breite von experimentellen Hits angepaßt wird. Im Vergleich mit Daten von 1995 ergibt sich für den ersten Detektor ein Wert von $\sigma_{elec} = 35\,ns$ und für den zweite Detektor $\sigma_{elec} = 42\,ns$. Diese Werte entsprechen den erwarteten Werten für σ_{elec} [Fas93] [Nix96].

- Ballistisches Defizit
  Das vom Vorverstärker gelieferte Spannungssignal wird vom Shaper zu einem gaußförmigen Puls gewandelt. In der vom Shaper dafür benötigten Zeit, gegeben durch σ_{elec}, geht ein Teil der Amplitude verloren. Breite Signale ($\sigma_{in} > \sigma_{elec}$) haben nach dem Shaping-Vorgang eine kleinere Amplitude A, wohingegen schmale Signale ($\sigma_{in} < \sigma_{elec}$) nahezu unverändert bleiben. Das ballistische Defizit wird als $\delta = A(\sigma_{in})/A(\sigma_{in} = 0)$ angegeben und ist, da die Breite des Pulses von der Radiusposition der Erzeugung der Ladungswolke r_s abhängig ist, auch vom Radius abhängig.
  Zur Beschreibung des ballistischen Defizits wird in der Simulation eine quadratische Interpolation der Chip-Spezifikation aus [Dab93] verwendet:

$$\delta = 1.0 \text{ für } \sigma_{in} = 0\,ns,$$
$$\delta = 0.763 \text{ für } \sigma_{in} = 18\,ns,$$
$$\delta = 0.527 \text{ für } \sigma_{in} = 32\,ns.$$

  Unter Berücksichtigung von Gleichung 5.1 ergibt sich damit für die Amplitude A der Hits in Abhängigkeit vom Radius r:

$$Sidc1: \; A_{nachShaper} = A_{vorShaper} \cdot (0.79098 + 0.05594 \cdot r + 0.002931 \cdot r^2),$$
$$Sidc2: \; A_{nachShaper} = A_{vorShaper} \cdot (0.61446 + 0.05591 \cdot r + 0.008642 \cdot r^2).$$

5.3.4 Das FADC-System und der Scanner

Die Funktionsweise des FADC-Systems wird in Kapitel 3.4 beschrieben. In der Simulation wird bis zum FADC jeder Hit eines Ereignisses einzeln behandelt. Vor der Digitalisierung durch das FADC werden für jede Anode die sich überlappenden Pulszüge aufaddiert. Dadurch sind die einzelnen Hits nicht mehr unterscheidbar, die Information über ihre Herkunft geht verloren. Da aber die Aufaddierung der Pulse für jedes *timebin*, also bei jeder Messung der Amplitude durch den FADC, einzeln vorgenommen wird, kann jedes *timebin* in der Simulation mit der Information der einzelnen Hits versehen werden. Die nach der Simulation wieder rekonstruierten Hits verfügen zwar nicht mehr über ihre originalen Monte-Carlo-Informationen, aber es besteht die Möglichkeit, auf der Ebene der *timebin-Anoden*-Struktur eines jeden Hits, auf die Informationen des originalen Monte-Carlo-Hits zurückzugreifen.

Bei der Berechnung der Spannung für alle 256 *timebins* muß der Einfluß von elektrischem Rauschen berücksichtigt werden. Mit Hilfe eines Zufallsgenerators wird jeder Spannungswert gaußförmig variiert. Die Breite dieser Gaußkurve σ_{noise} kann durch den Vergleich von Simulationsergebnissen mit experimentellen Daten ermittelt werden. Für den 3″ Driftdetektor beträgt $\sigma_{noise} = 5.5\,mV$ und für den 4″ Detektor ist $\sigma_{noise} = 9.5\,mV$. Diese Werte entsprechen circa 1.5 % des Signals, das durch ein minimal ionisierendes Teilchen in dem jeweiligen Detektor erzeugt wird. Auf jeden Spannungswert wird außerdem ein Pedestalwert von fünf Kanälen, dies entspricht circa $5\,mV$, aufaddiert.
Durch die Unterteilung der radialen Richtung in *timebins* ist jeder Driftdetektor in ein *array* von 360 Anoden und 256 *timebins* aufgeteilt. Im Folgenden wird ein Element dieses *arrays* Zelle genannt.

Der Scanner in der Simulation arbeitet wie in Kapitel 3.4 beschrieben. Die benutzten Ausleseschwellen für die beiden Detektoren entsprechen denen der Strahlzeit 1995, vergleiche dazu Tabelle 5.1. Wird von dem Scanner eine Zelle mit ausgelesen, die keinen Eintrag von einem Monte-Carlo-Hit hat, so wird diese Zelle mit dem eingestellten Pedestalwert unter der Berücksichtigung von elektronischem Rauschen gefüllt.

5.3.5 Spezielle Eigenschaften der Siliziumdetektoren aus der Strahlzeit 1995

Die im Folgenden aufgelisteten Eigenschaften und Defekte der Siliziumdriftdetektoren werden in der Simulation berücksichtigt:

- Defekte Anoden
  Die in der Strahlzeit 1995 benutzten Siliziumdriftdetektoren haben eine Anzahl von defekten Anoden. Dies sind im einzelnen für den ersten Detektor (Sidc 1): Anode 173, und für den zweiten Detektor (Sidc 2) Anode 67, 76, 127, 131, 133, 171, 172, 181, 193, 194, 196, 209, 348 - 350.

- Lokale Driftgeschwindigkeitsvariationen
  In der Analyse der experimentellen Daten von 1995 zeigt sich, daß davon auszugehen ist, daß die Driftgeschwindigkeit nicht über den gesamten Radius der Detektoren konstant ist. Durch den Vergleich von gemessenen

	Sidc 1	*Sidc 2*
Geometrie		
Wafergröße	$3''$	$4''$
äußerer Radius	$3.2\ cm$	$4.19\ cm$
innerer Radius	$0.44\ cm$	$1.002\ cm$
Anodenstruktur	360 Anoden, normale Struktur	360 Anoden, gesplittete Struktur
Offset in ϕ	$91.242°$	$90.242°$
Offset in x-Richtung	$0.0\ cm$	$0.04\ cm$
Offset in y-Richtung	$0.0\ cm$	$-0.017\ cm$
Drift und Diffusion		
Feldgeometrie	ideal radial	ideal radial
Driftgeschwindigkeit	$929250\ cm/s$	$776000\ cm/s$
erzeugte Elektronen pro minimal ionisierendem Teilchen	$\sim\ 27 \cdot 10^3\ e^-$	$\sim\ 27 \cdot 10^3\ e^-$
Elektronik		
Shaper	$\sigma_{elec} = 35\ ns$	$\sigma_{elec} = 42\ ns$
Rauschen	$\sigma_{noise} = 5.5\ mV$	$\sigma_{noise} = 9.5\ mV$
Spannungssignal pro Elektron	$0.018\ mV$	$0.032\ mV$
Pedestal	$5\ FADC - Kanäle$	$5\ FADC - Kanäle$
Ausleseschwelle	$14\ FADC - Kanäle$	$18\ FADC - Kanäle$

Tabelle 5.1: Parameter der Monte-Carlo-Simulation

Hitverteilungen in radialer Richtung mit theoretisch erwarteten Hitverteilungen ist eine Tabelle von lokalen Driftgeschwindigkeitsvariationen erstellt worden [Rak97].

- Verstärkung durch die Elektronik
  Der Verstärkungsfaktor der beiden Siliziumdriftdetektoren, das heißt das Verhältnis von driftenden Elektronen zu erzeugtem Spannungssignal, wird durch den Vergleich von Amplitudenverteilungen von experimentellen und simulierten Daten festgelegt.

Kapitel 6

Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation

Im Folgenden werden die Resultate der Monte-Carlo-Simulation der CERES-Siliziumdriftdetektoren vorgestellt. Zuerst werden die Ergebnisse bezüglich der Amplitudenverteilungen dargestellt, wobei der Einfluß des ballistischen Defizits auf diese Verteilung diskutiert wird. Desweiteren werden die Verteilungen der rekonstruierten Hits sowie deren Größe und Form diskutiert. Abschließend werden die Spurrekonstruktion und die Vertexbestimmung in der Simulation betrachtet. Die Ergebnisse werden mit den analysierten Daten aus der Strahlzeit 1995 verglichen.

6.1 Amplitudenverteilungen

Die Verteilung der Energie, die geladene Teilchen beim Durchgang durch den Siliziumwafer im Detektor deponieren, entspricht der Landauverteilung. In Abbildung 6.1 ist diese Verteilung der Amplituden der Monte-Carlo-Simulation sowie der experimentellen Daten zu sehen. Die Lage der Amplitudenverteilung wird in der Simulation durch den Verstärkungsparameter (Spannungssignal pro Elektron, vgl. Tabelle 5.1) der Elektronik festgelegt. Dieser Parameter wird durch den direkten Vergleich von simulierten Daten und gemessenen Daten bestimmt. In der logarithmischen Darstellung der Amplitudenverteilung (Abbildung 6.2) erkennt man, daß die Monte-Carlo-Verteilung bei großen Amplitudenwerten ausgeprägter ist als in den experimentellen Daten. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß in der GEANT-Simulation eine geringfügig erhöhte Anzahl von δ-Elektronen mit hohen Amplitudenwerten erzeugt wird.

Wie in Kapitel 5 besprochen, verlieren die Hits einen Teil ihrer Amplitude aufgrund des Effektes des ballistischen Defizits. Dieser Effekt ist abhängig von der Radiusposition des Hits. Zusätzlich geht ein Teil der Amplitudeninformation aufgrund von 'Schwelleneffekten' verloren. Wenn die gaußverteilte Ladungswolke, die durch ein durchgehendes geladenes Teilchen erzeugt wird, auf mehrere Anoden aufgeteilt wird, ist es möglich, daß der Amplitudenwert auf den äußeren Anoden vom *Scanner* nicht ausgelesen wird, da dieser Wert unterhalb der Ausleseschwelle des *Scanners* liegt. Wie das ballistische Defizit beeinflußt dieser 'Schwelleneffekt' Hits, die im inneren Teil des Detektors liegen, stärker als Hits im äußeren Teil des Driftdetektors. Abbildung 6.3 zeigt die Amplitudenverteilung in den beiden Driftdetektoren in Abhängigkeit vom Radius. Deutlich ist der Einfluß des ballistischen Defizits und des 'Schwelleneffektes' zu sehen. Die Übereinstimmung von simulierten und experimentellen Daten macht deutlich, daß die Überlagerung der beiden Effekte in der Simulation richtig beschrieben wird. In der Analyse der Siliziumdriftdetektoren werden das ballistische Defizit sowie der 'Schwelleneffekt' korrigiert. Abbildung 6.4 zeigt die korrigierten Amplitudenverteilungen für beide Siliziumdriftdetektoren. Es ist zu erkennen, daß im inneren Teil der Detektoren, insbesondere des 4″-Detektors, der Verlust der Amplitude in der Simulation etwas größer ist als in den experimentellen Daten. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß das ballistische Defizit mit der in der Simulation benutzten Interpolationsfunktion (vergleiche Abschnitt 5.3.3) nur ungenau beschrieben wird. Um eine bessere Übereinstimmung von simulierten und gemessenen Daten zu erzielen, könnte die theoretisch begründete Funktion durch eine Funktion ersetzt werden, die aus dem Vergleich von experimentellen und simulierten Daten gewonnen werden kann.

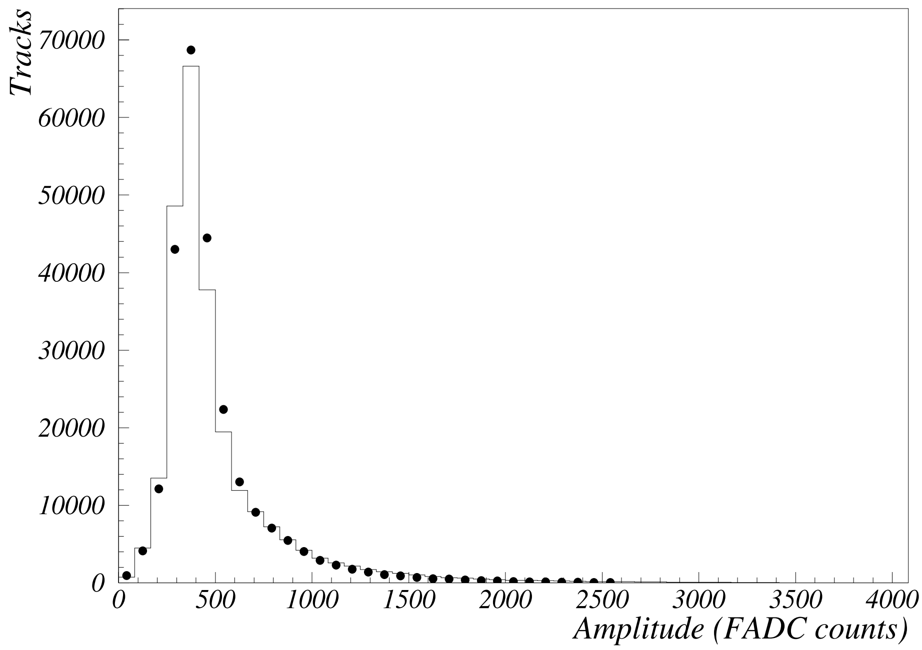
Um zu verdeutlichen, welchen Einfluß die verschiedenen Effekte auf die Amplitudenverteilung haben, ist in Abbildung 6.5 das Inverse der Analyse-Korrekturfunktion gegen den Radius aufgetragen. Als Vergleich dazu ist die Funktion des ballistischen Defizits, wie sie in der Simulation benutzt wird, eingetragen. Sowohl für den 3″ Driftdetektor (Sidc 1) als auch für den 4″ Detektor (Sidc 2) ist ein deutlicher Unterschied zwischen Analysekorrektur und simuliertem ballistischen Defizit zu erkennen. Dieser Unterschied entspricht dem Einfluß des 'Schwelleneffektes' auf die Amplitudenverteilung.

6.2 Beschreibung der Hits

Wichtige Voraussetzung für die Simulation ist, daß die Hitverteilung auf dem Detektor sowie die Größe der Hits richtig beschrieben werden. Die Übereinstimmung dieser Verteilungen mit den experimentellen Daten gibt Aufschluß darüber, wie gut die Funktionsweise der Siliziumdriftdetektoren verstanden worden ist.

Die Verteilung der Hits in azimuthaler Richtung (Abbildung 6.7) zeigt sowohl für die experimentellen als auch für die simulierten Daten prinzipiell den gleichen Verlauf. Um den Einfluß der defekten Anoden (vergleiche Abschnitt 5.3.5) in den

a)



b)

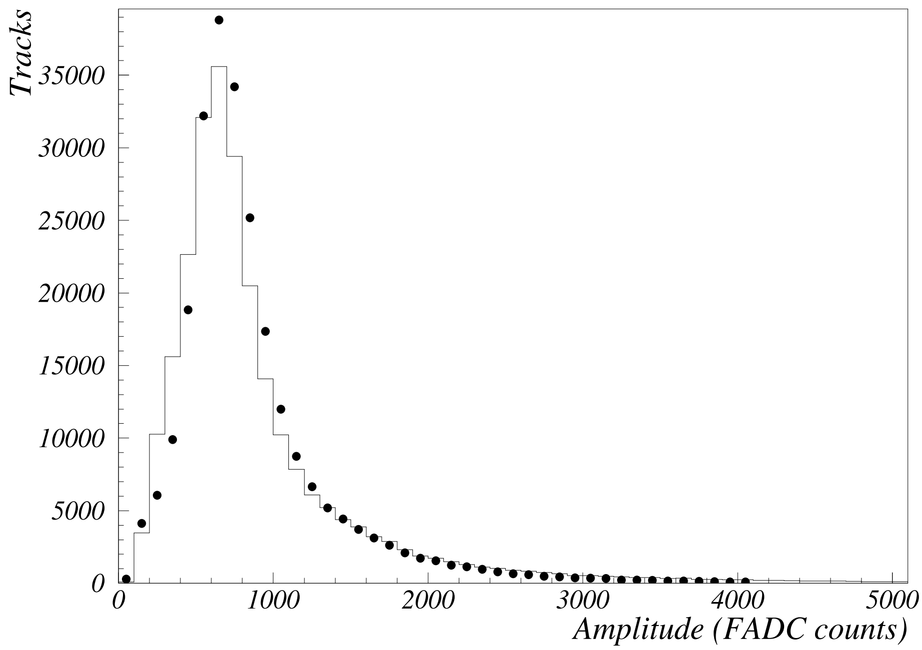
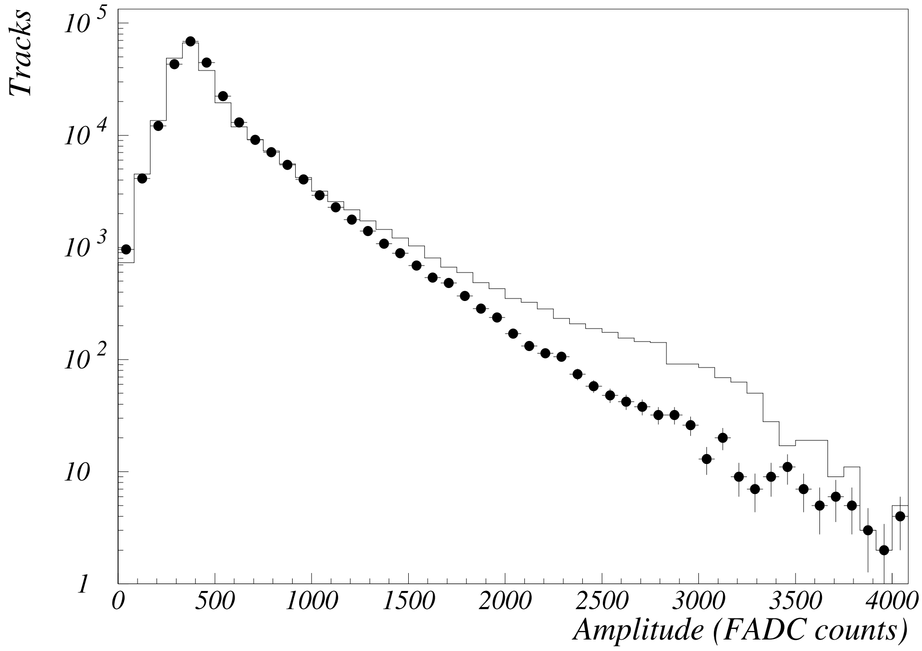


Abbildung 6.1: Amplitudenverteilung in dem ersten (a) und zweiten (b) Driftdetektor. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Simulation, die Kreise repräsentieren die experimentellen Daten.

a)



b)

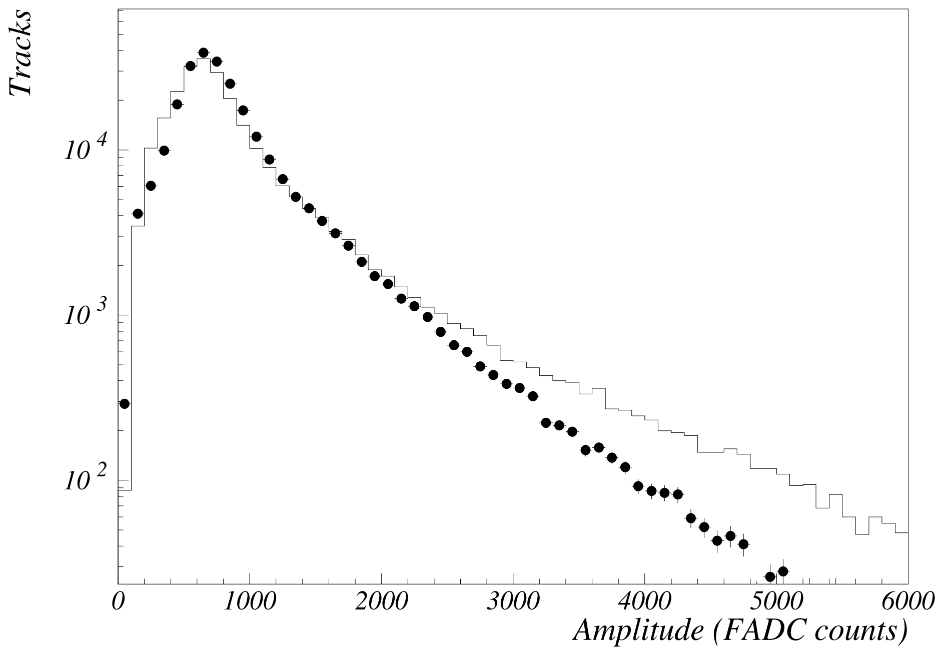
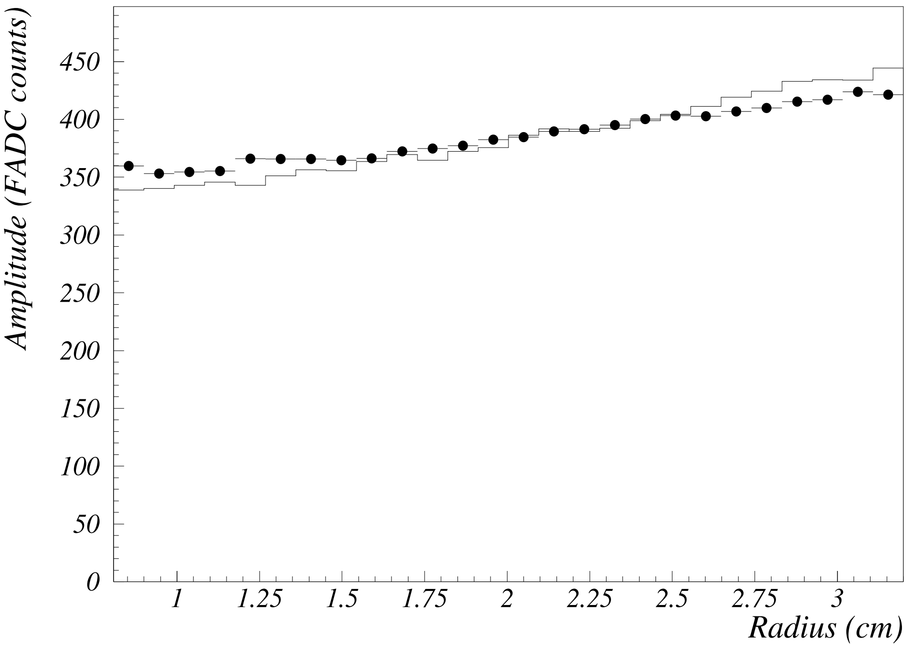


Abbildung 6.2: Amplitudenverteilung in dem ersten (a) und zweiten (b) Driftdetektor in logarithmischer Darstellung. Die durchgezogene Linie stellt die Simulation, die Kreise stellen die experimentellen Daten dar.

a)



b)

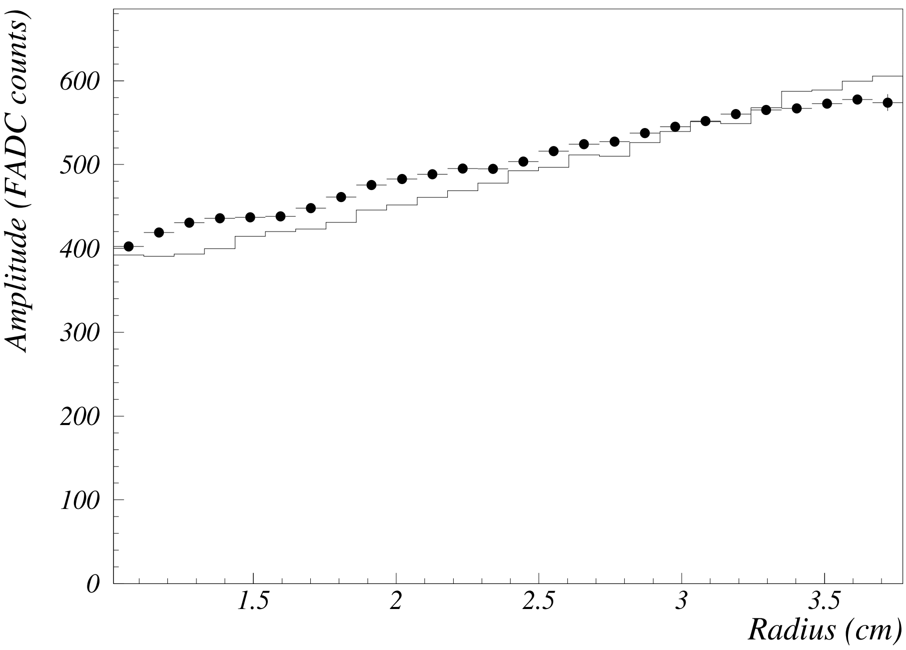


Abbildung 6.3: Amplitudenverteilung in Abhängigkeit vom Radius ohne Korrektur des ballistischen Defizits für die simulierten Daten (durchgezogene Linie) und für die experimentellen Daten (Kreise); a) Sidc 1, b) Sidc 2.

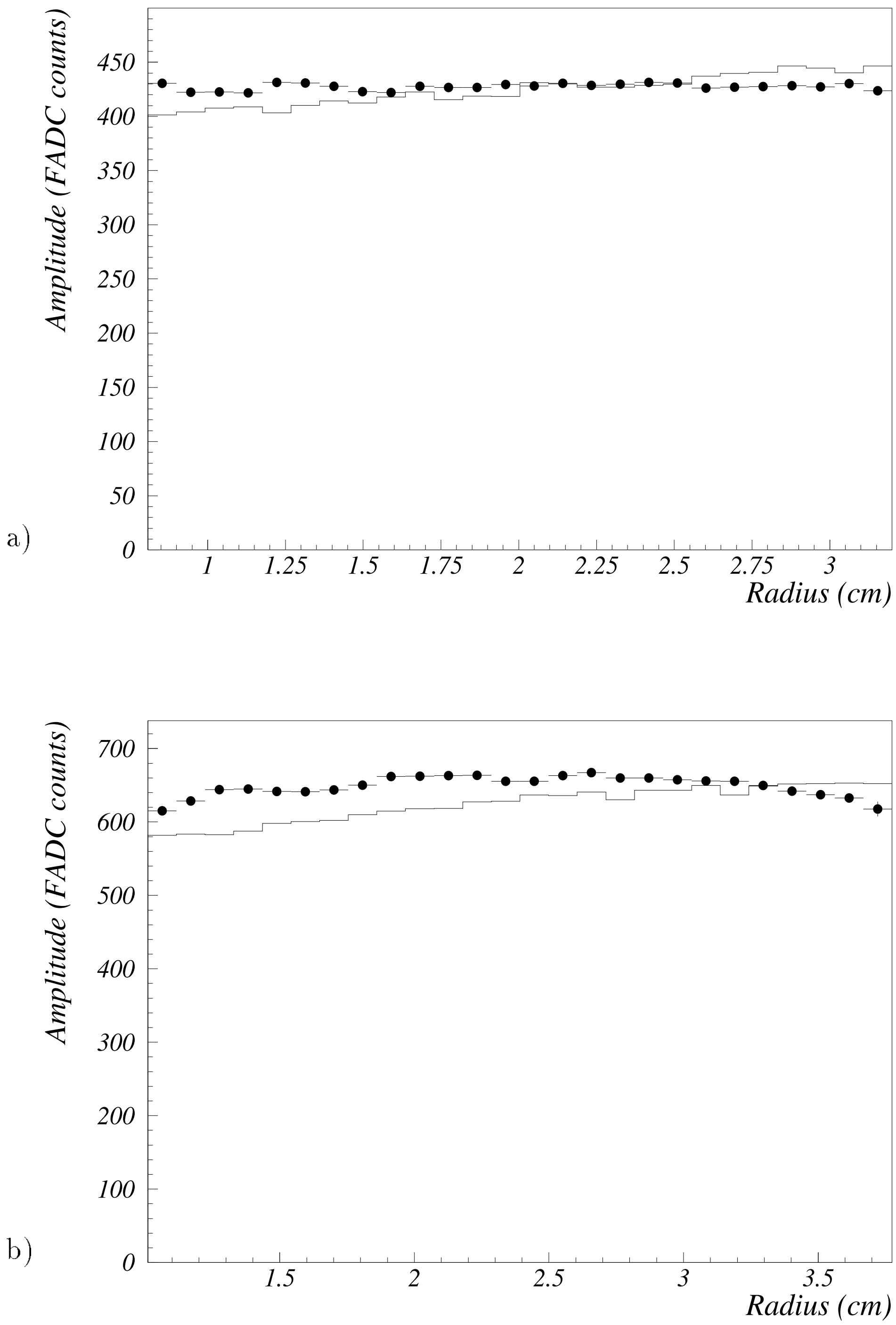


Abbildung 6.4: Korrigierte Amplitudenverteilung in Abhängigkeit vom Radius für a) den 3″ Detektor (Sidc 1) und b) den 4″ Detektor (Sidc 2). Die durchgezogene Linie stellt die Simulation, die Kreise stellen die experimentellen Daten dar.

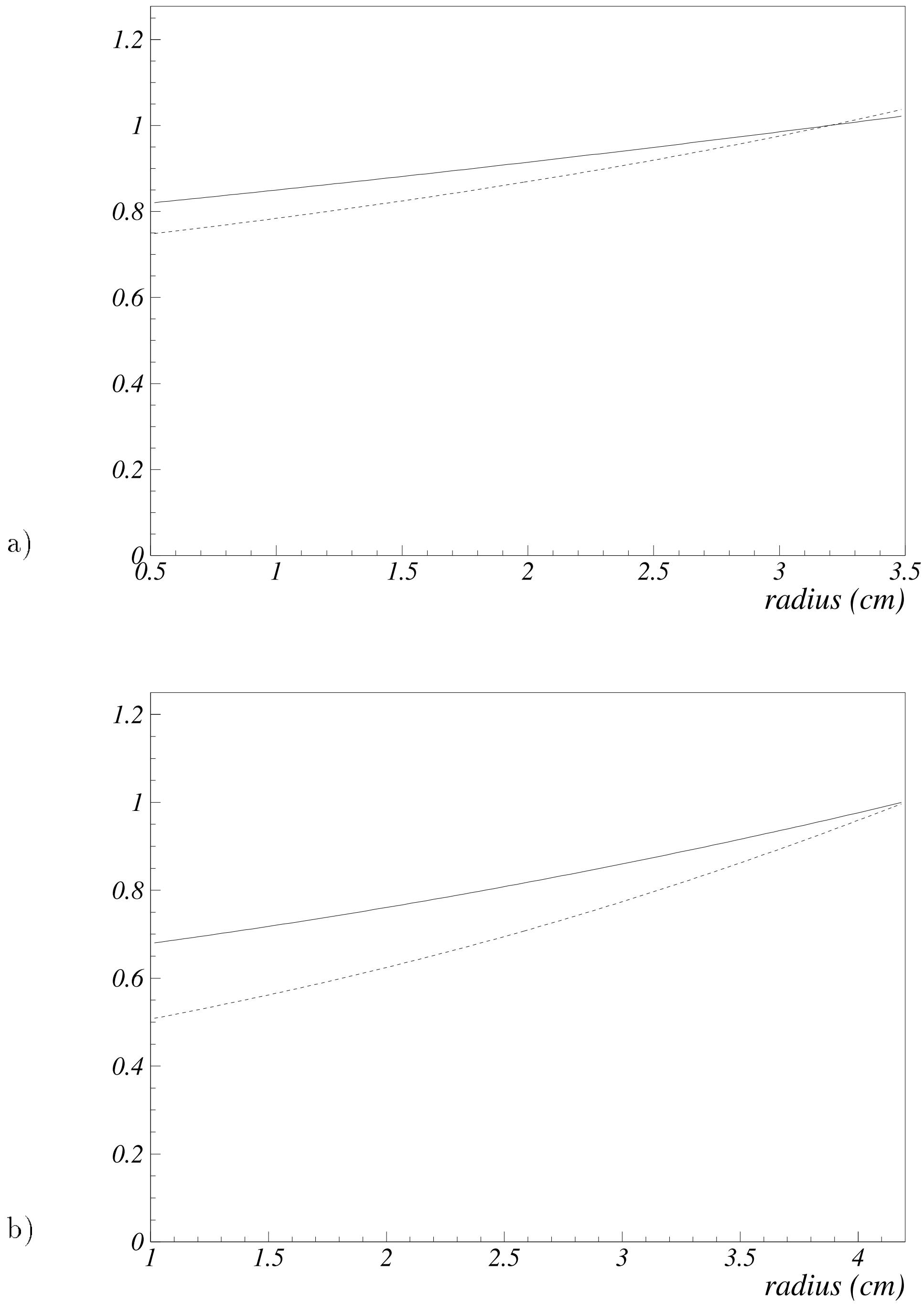


Abbildung 6.5: Ballistische-Defizit-Funktion der Simulation (durchgezogene Linie) und das Inverse der Analyse-Korrektur-Funktion des ballistischen Defizits (gestrichelte Linie). Der Unterschied zwischen den beiden Funktionen verdeutlicht die Größenordnung des 'Schwelleneffektes'.

einzelnen Detektoren, insbesondere in dem 4″ Detektor, zu verdeutlichen, sind für die Verteilung der Hits in ϕ alle rekonstruierten Hits berücksichtigt worden, also auch solche, die keiner Spur zuzuordnen sind. In Abbildung 6.7.b sind die Bereiche, in denen aufgrund der defekten Anoden weniger Hits registriert werden, deutlich zu erkennen. Die höhere Anzahl von Hits im Bereich von $-1\,rad$ bis $+1\,rad$ in den experimentellen Daten ist auf einzelne Auslesekanäle des Detektors, die durch elektronisches Rauschen stark beeinflußt werden, zurückzuführen. Dies wurde in der Simulation nicht berücksichtigt.

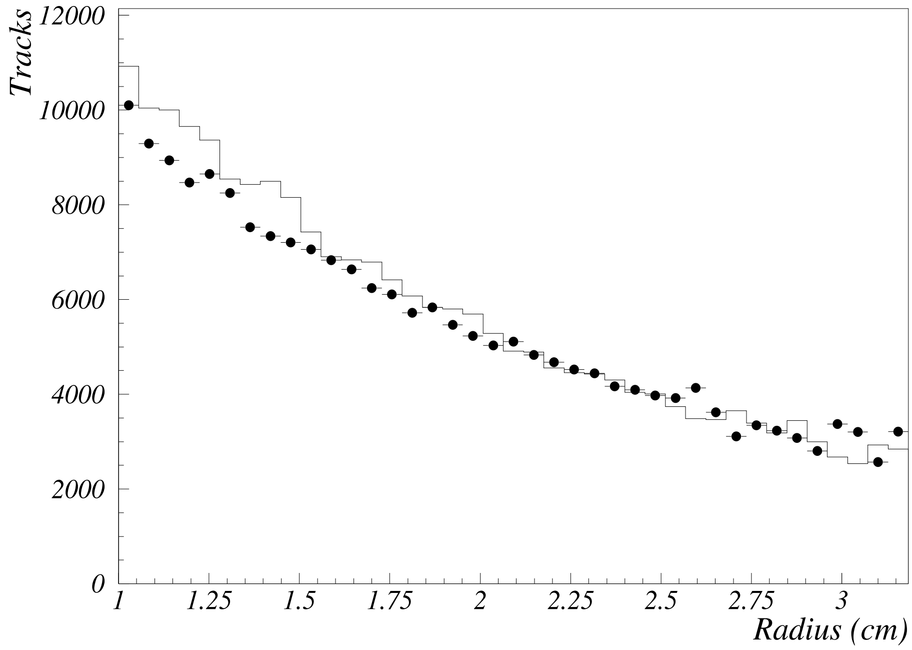
In der Verteilung der Hits in radialer Richtung (Abbildung 6.6) werden nur Hits berücksichtigt, die einer rekonstruierten Spur zugeordnet sind. Experimentelle und simulierte Daten zeigen eine gute Übereinstimmung. Nur bei kleinen Radien ist die Anzahl der gefundenen Hits in der Simulation etwas erhöht. Es ist auf die Ausdehnung und Form der simulierten Hits zurückzuführen, daß in diesem Radiusbereich in der Simulation mehr Hits rekonstruiert, beziehungsweise Spuren gefunden werden können. Diese Größen werden im Folgenden diskutiert.

Die Ausdehnung der Hits auf dem Siliziumdriftdetektor wird hauptsächlich durch die durch Diffusion verursachte Verbreiterung der Ladungswolken der Hits bestimmt. Außerdem wird die Größe durch elektronisches Rauschen und in radialer Richtung durch die Verbreiterung des Pulszuges durch den Shaper verändert. Exemplarisch wird in Abbildung 6.8 die Verteilung der Breiten der Hits in radialer und azimuthaler Richtung (σ_r, σ_ϕ) für den ersten Siliziumdriftdetektor gezeigt. Abbildung 6.9 zeigt zusätzlich die Verteilung der Breiten in Abhängigikeit vom Radius. In Abbildung 6.8.a und 6.9.a ist zu sehen, daß die Monte-Carlo-Simulation für die Breite der Hits in radialer Richtung eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten hat. Für die Breite der Hits in ϕ-Richtung zeigt die Simulation zwar einen ähnlichen Verlauf, aber in den Abbildungen 6.8.b und 6.9.b ist zu sehen, daß die rekonstruierten Hits der Simulation im Mittel in azimuthaler Richtung etwas kleiner sind als die experimentellen Hits. Dieser Unterschied ist eventuell auf den Einfluß von elektronischem Rauschen in dem Detektor zurückzuführen. Da weniger ausgedehnte Hits besser von eng benachbarten Hits unterschieden werden können, erklärt dies auch, daß in der Simulation bei kleineren Radien, also dort, wo viele Hits eng beieinander liegen, mehr Hits rekonstruiert werden können.

6.3 Spurrekonstruktion und Vertexbestimmung

Ein Maß für die Effizienz der Spurrekonstruktion und damit auch für die Vertexrekonstruktion ist die Korrelation der Hits zwischen dem ersten und zweiten Siliziumdriftdetektor. Diese Größe beschreibt die Abweichung der Hits von einer

a)



b)

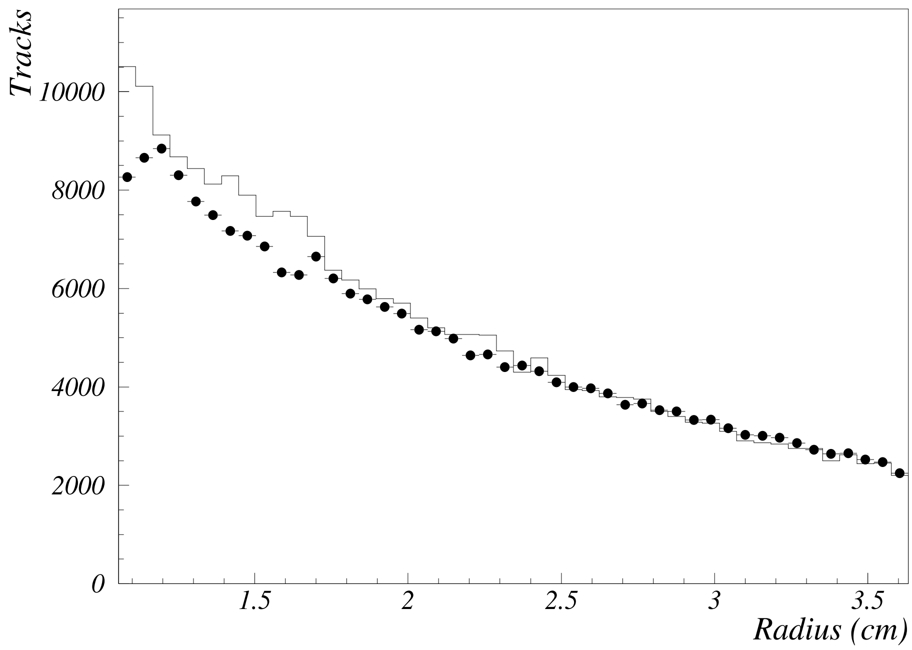
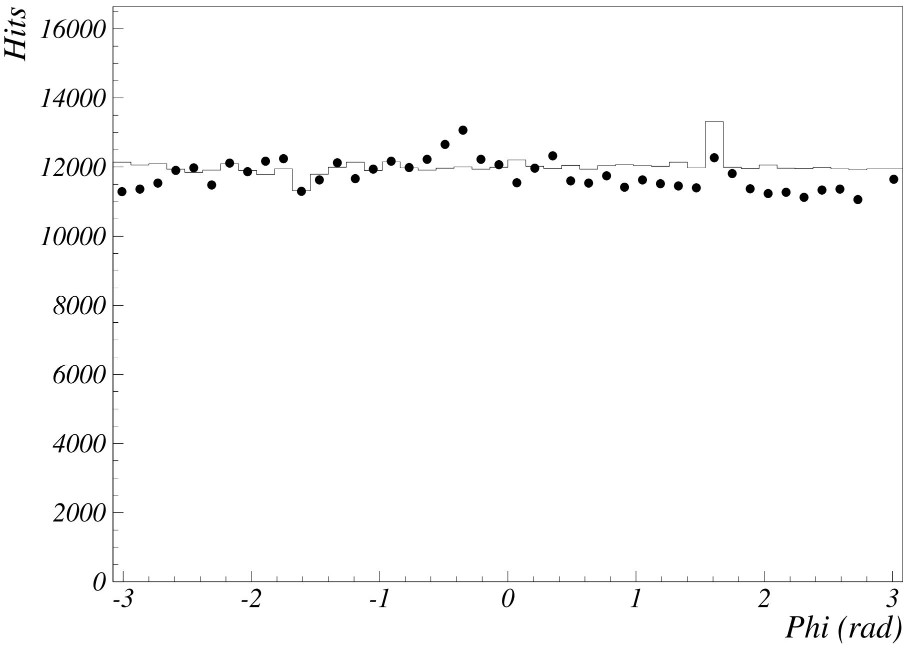


Abbildung 6.6: Radiale Verteilung der Hits in dem a) ersten und b) zweiten Siliziumdriftdetektor. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Simulation, die Kreise stellen die experimentellen Daten dar.

a) 

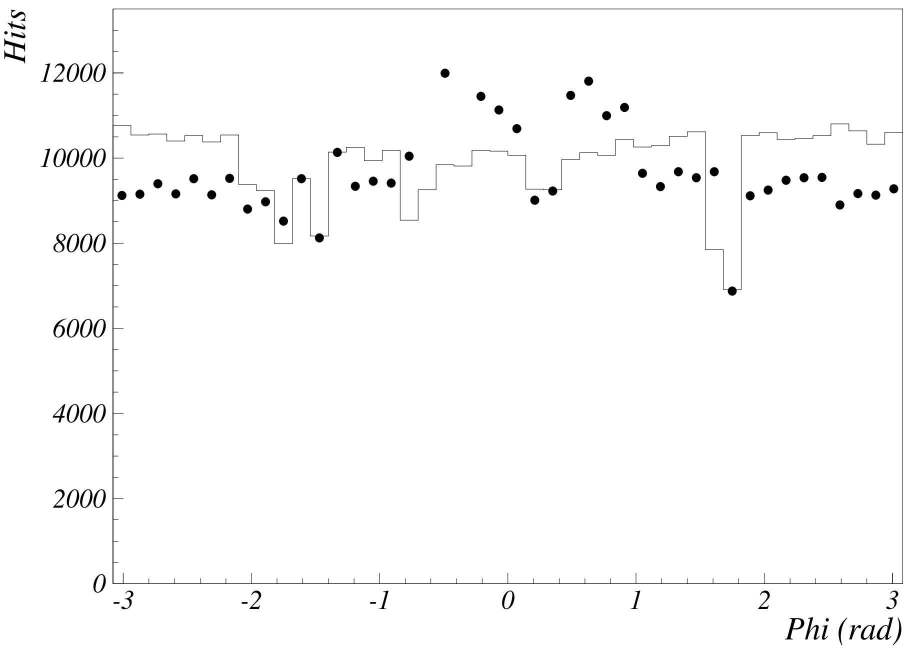
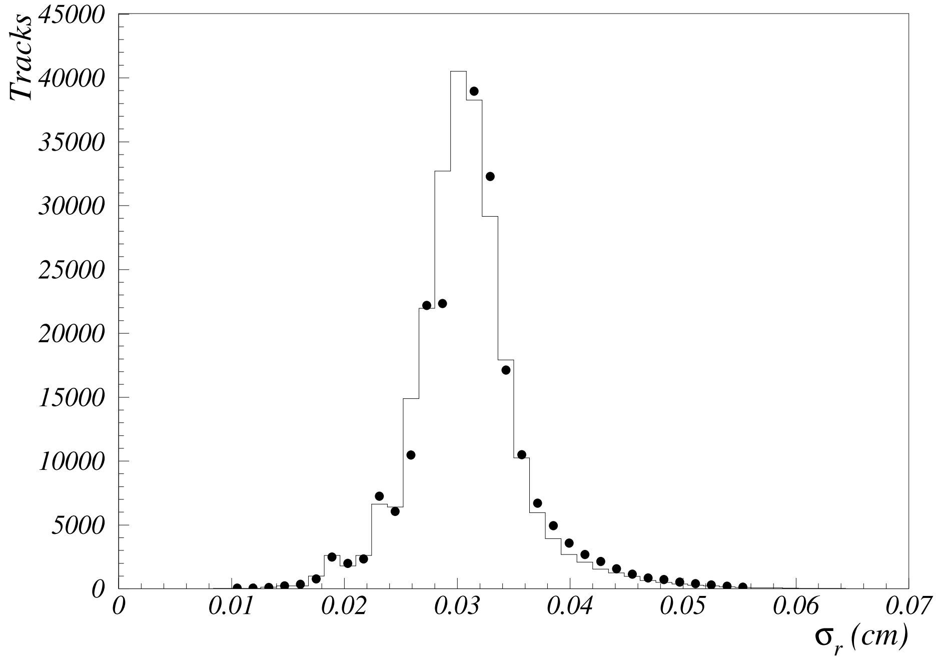
b) 

Abbildung 6.7: Azimuthale Verteilung der Hits in dem a) ersten und b) zweiten Siliziumdriftdetektor. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Simulation, die Kreise stellen die experimentellen Daten dar.

a)



b)

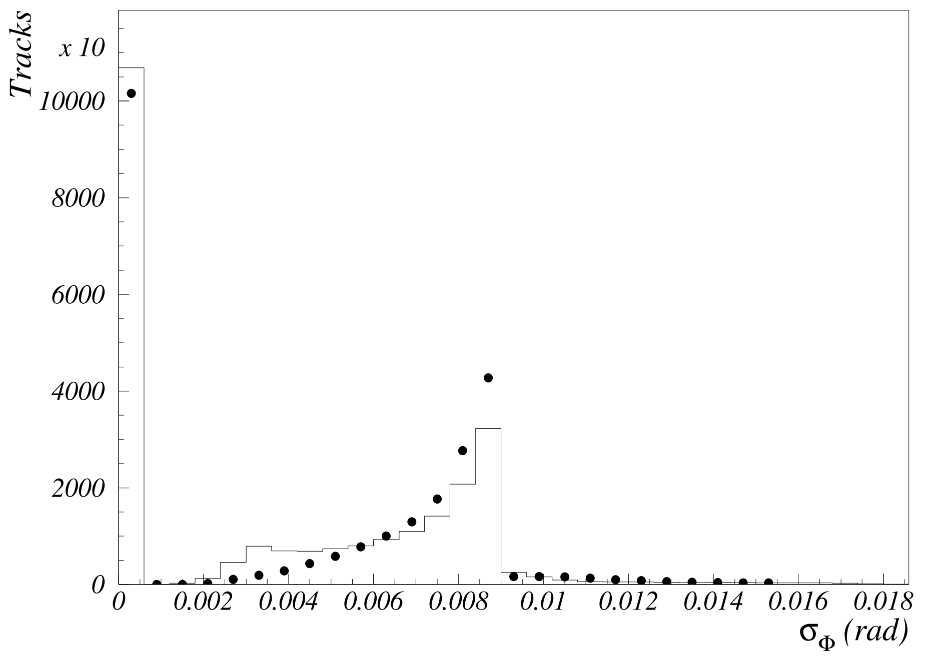


Abbildung 6.8: Verteilung der Breite der Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor, gemittelt über alle Positionen (r_0, ϕ_0) der Hits a) in radialer Richtung, b) in azimuthaler Richtung. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Simulation, die Kreise repräsentieren die experimentellen Daten.

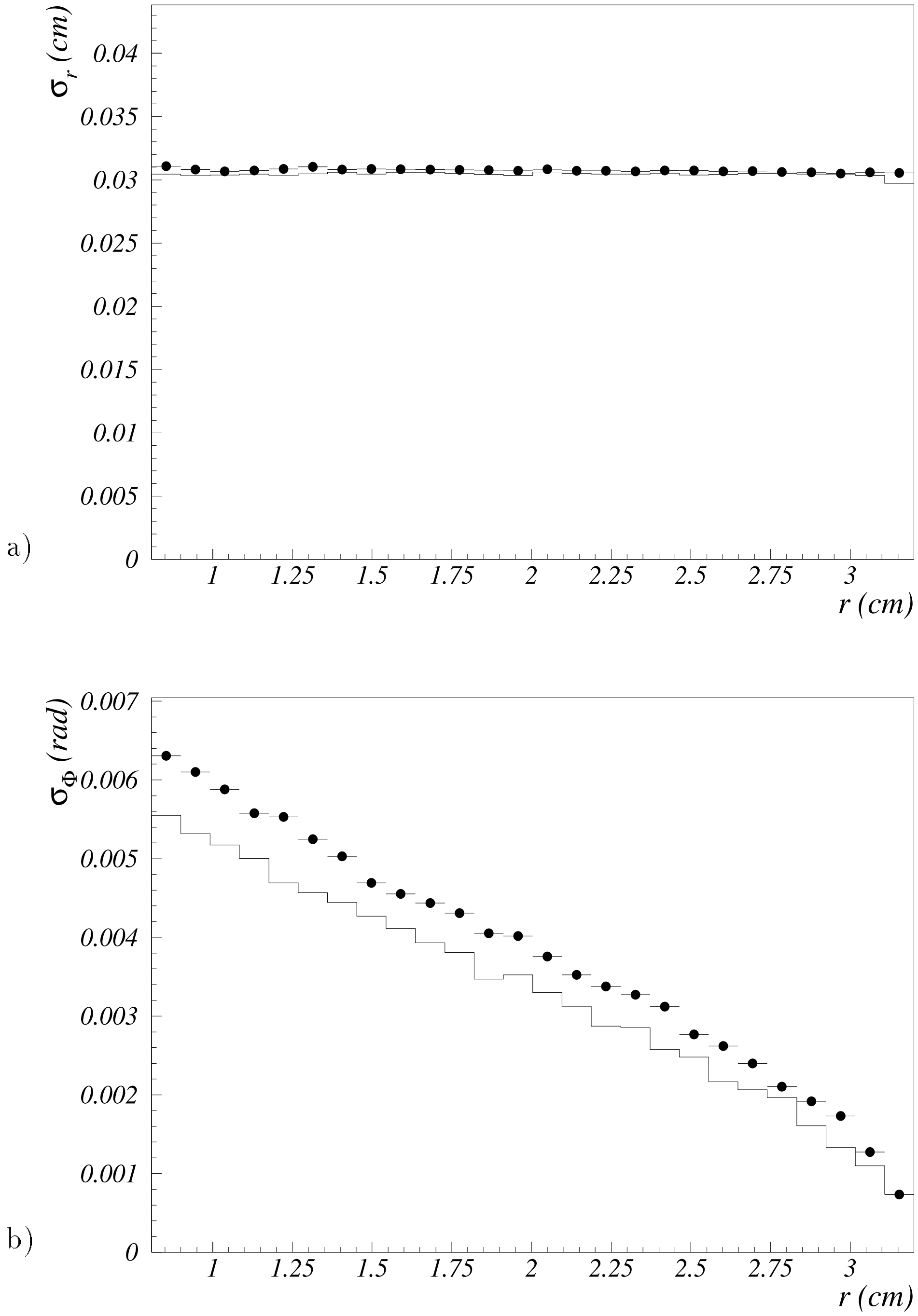


Abbildung 6.9: Breite der Hits in dem ersten Driftdetektor a) in radialer Richtung, b) in azimuthaler Richtung in Abhängigkeit von der Radiusposition des Hits. Die durchgezogene Linie stellt die Simulation, die Kreise stellen die experimentellen Daten dar.

ideal rekonstruierten Spur. Dabei wird angenommen, daß der Hit in dem ersten Detektor genau mit der Spur, die vom Vertexpunkt kommt, übereinstimmt. Die Abweichung des Hits in dem zweiten Detektor von der so festgelegten Spur legt so die Güte der Spurrekonstruktion fest.

In Abbildung 6.10 ist die Abweichung der zu einer Spur gehörenden Hits zwischen den beiden Detektoren in radialer und azimuthaler Richtung dargestellt. Für beide Verteilungen erhält man für die Simulation und die experimentellen Daten sehr gute Übereinstimmung. Die Breite der Verteilung in radialer Richtung wird unter anderem bestimmt durch die lokalen Nichtlinearitäten der Driftgeschwindigkeit. Dies wird in der Simulation der beiden Detektoren berücksichtigt.

Die Breite der Verteilung in radialer Richtung ist abhängig von der Position der beiden Detektoren zueinander. Abbildung 6.11 zeigt Verteilungen für verschiedene *Offsets* zwischen den Detektoren. Sind die beiden Detektoren in gleicher Weise positioniert, haben also keinen *Offset*, so hat die daraus resultierende Verteilung eine Breite von $\sigma \approx 1.9\,mrad$. Das gleiche Ergebnis erhält man, wenn die Detektoren, wie im Aufbau des Spektrometers für die Strahlzeit 1995, zwar gegeneinander verdreht sind, aber die Anodensektorgrenzen trotzdem noch in ihrer azimuthalen Position übereinstimmen (vergleiche dazu Tabelle 5.1).
Anders verhält es sich, wenn die beiden Detektoren um $0.5°$ gegeneinander verdreht sind. In diesem Fall haben der Mittelpunkt eines Anodensektors in dem ersten Detektor und eine Anodensektorgrenze in dem zweiten Detektor dieselbe ϕ-Position. Durch diese Anordnung erhält die Verteilung der Abweichungen der Hits zwei Maxima, da der Schwerpunkt des Hits in dem zweiten Detektor nur rechts oder links von der betroffenen Anodensektorgrenze rekonstruiert werden kann, nicht aber auf der Sektorgrenze.
In der experimentellen Anordung von 1995 sind die Detektoren zwar, wie bereits beschrieben, so gegeneinander verdreht, daß die Anodensektorgrenzen theoretisch übereinstimmen. Zusätzlich sind die Detektoren aber, verursacht durch den manuellen Einbau in das Spektrometer, in x- und y-Richtung um einige Millimeter gegeneinander verschoben (vergleiche Tabelle 5.1). Dies hat auch eine Verschiebung der Anodensektorgrenzen gegeneinander zur Folge. Dies führt wiederum zu einer schlechteren Korrelation der Hits der beiden Detektoren in azimuthaler Richtung. Die Breite der Verteilung beträgt sowohl in den experimentellen Daten, als auch in den simulierten Daten $\sigma \approx 4.5\,mrad$.
Abbildung 6.11 macht deutlich, daß die Abweichung der zu einer Spur gehörenden Hits weder ein Maß für das Auflösungvermögen in ϕ der Siliziumdriftdetektoren selbst, noch für die Rekonstruktionsalgorithmen ist, sondern ausschließlich auf die geometrische Anordnung der Detektoren zueinander zurückzuführen ist.

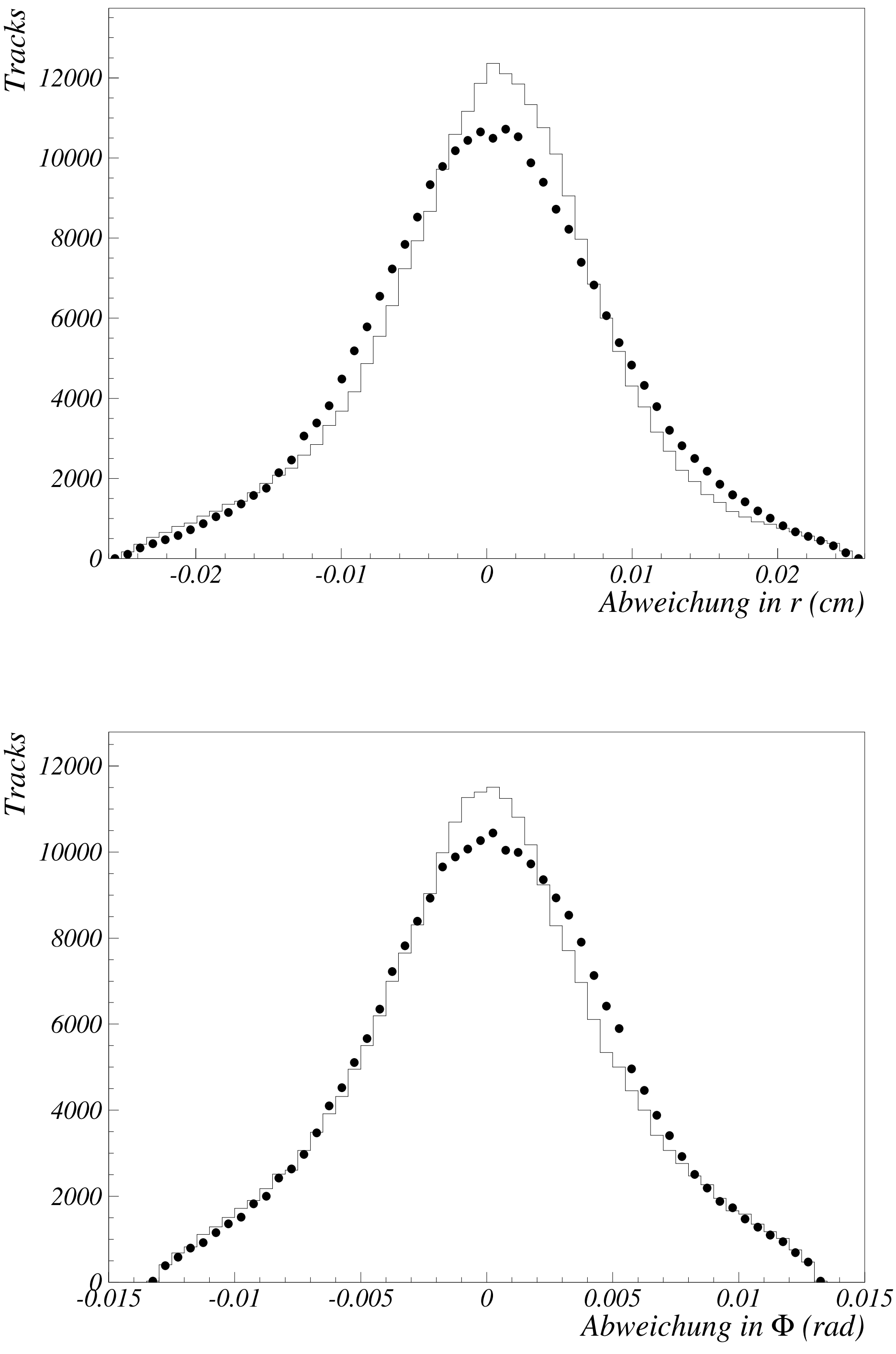
Die Korrelation der Hits in den Siliziumdriftdetektoren beeinflußt auch die Genaugkeit der Vertexrekonstruktion. Abbildung 6.12 zeigt die acht rekonstruierten Vertexpositionen für die Monte-Carlo-Simulation. Die Breite des Gaußfits für eine Vertexscheibe beträgt durchschnittlich $\sigma \approx 230\mu m$. Damit ist die Vertexrekonstruktion in der Simulation um circa 20% besser als für die experimentellen Daten (vergleiche Abbildung 4.1). Da die Genauigkeit der Rekonstruktion stark von der Zahl der zur Verfügung stehenden Spuren abhängt, ist dieser Unterschied auf die verschiedene Anzahl der Spuren zurückzuführen, mit der der Vertex in der Simulation und für die gemessene Daten rekonstruiert wird. Der VENUS-Generator liefert simulierte Kollisionen mit einem Stoßparameter $b = 0 - 6\ fm$, für solche Ereignisse werden mindestens 200 Spuren pro Kollision rekonstruiert. Im Experiment werden aber auch weniger zentrale Ereignisse registriert, für solche *events* sinkt die Zahl der zur Verfügung stehenden Tracks auf bis zu 50 Spuren. Entsprechend geht die Genauigkeit der Vertexrekonstruktion zurück.

6.3.1 Effizienz der Spurrekonstruktion

Die beiden Siliziumdriftdetektoren sind nicht 100%ig effizient, aus diesem Grund können nicht alle Spuren durch die zwei Siliziumdriftdetektoren rekonstruiert werden. Eine Ursache dafür ist, daß nahe beieinander liegende Hits in den Detektoren eventuell nur als ein Hit rekonstruiert werden (*pileup*). Außerdem verschlechtert sich die Effizienz der Spurrekonstruktion durch Hits, die unter die Ausleseschwelle fallen, und durch falsch rekonstruierte Hits. Dies kann zum Beispiel bei lokalen Driftzeitvariationen auf den Siliziumwafern auftreten (vergleiche auch Kapitel 5). Der Einfluß der Superposition all dieser Effekte kann mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation studiert werden. Aus dem Verhältnis des aus der Simulation resultierendem Monte-Carlo-Rohdatenspektrums f_{out}^{MC} zu der entsprechenden Eingangsverteilungung f_{in} kann die Effizienz zum Beispiel in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η bestimmt werden:

$$\epsilon(N_{ch}) = \frac{f_{out}^{MC}(N_{ch})}{f_{in}(N_{ch})}.$$

Dazu werden das Monte-Carlo-Spektrum, das aus der GEANT-Simulation resultiert, und das Spektrum nach der Simulation der Digitalisierung (vergleiche Diagramm 5.1) miteinander verglichen. Die Pseudorapiditätsverteilungen der beiden Simulationen sind in Abbildung 6.13.a gezeigt. Da nur der Einfluß der Digitalisierung studiert werden soll, sind in beiden Simulationen keine δ-Elektronen berücksichtigt worden. Diese würden die Verteilungen nochmals verändern. Der Einfluß von δ-Elektronen auf die Spurrekonstruktion wird in Kapitel 7 ausführlich diskutiert. Abbildung 6.13.b zeigt die aus den Simulationen resultierende Effizienz der Spurrekonstruktion ϵ in Abhängigkeit der Pseudorapidität. Für kleine Pseudorapiditäten, dies entspricht großen Radien, beträgt die Trackrekonstruktionseffizienz circa 91%, wohingegen im inneren Teil der Detektoren, dies entspricht großen Pseudorapiditäten, die Spurrekonstruktionseffizienz auf bis zu 79 % ab-



a)

b)

Abbildung 6.10: Abweichung der Hits von der rekonstruierten Spur a) in radialer Richtung b) in azimuthaler Richtung. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Simulation, die Kreise die experimentellen Daten.

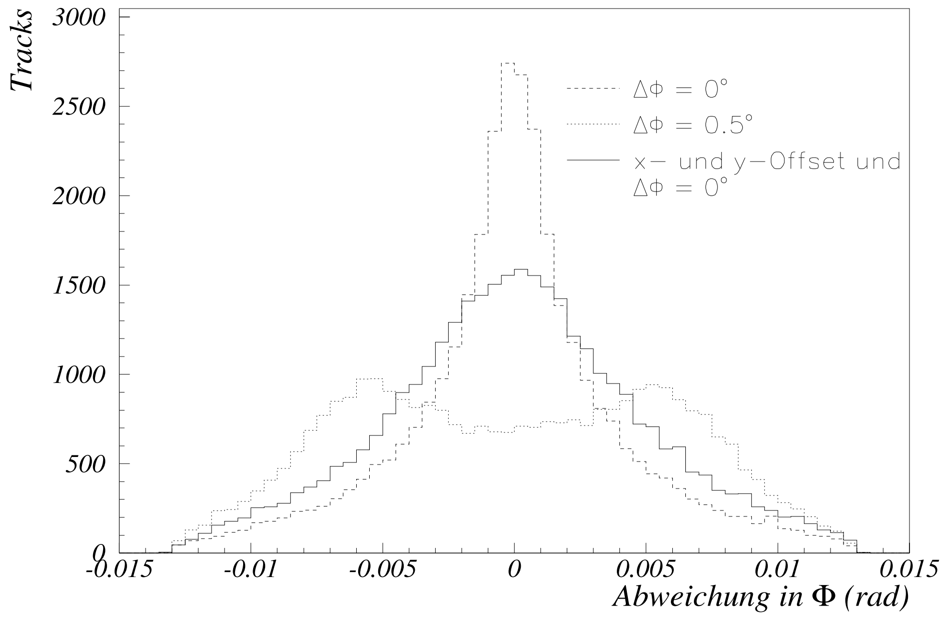


Abbildung 6.11: Abweichung der Hits von der rekonstruierten Spur in azimuthaler Richtung für verschiedene ϕ-Offsets und x- und y-Verschiebungen zwischen dem ersten und der zweiten Siliziumdriftdetektor.

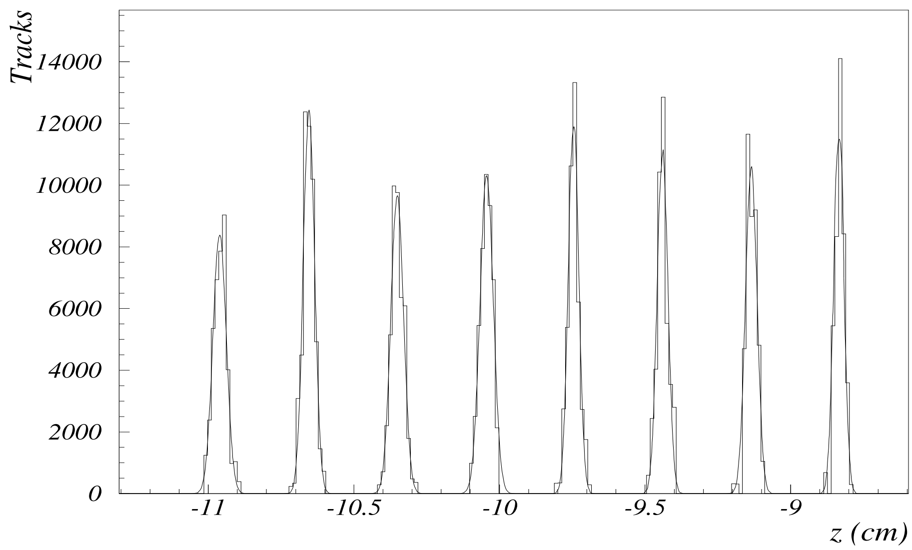
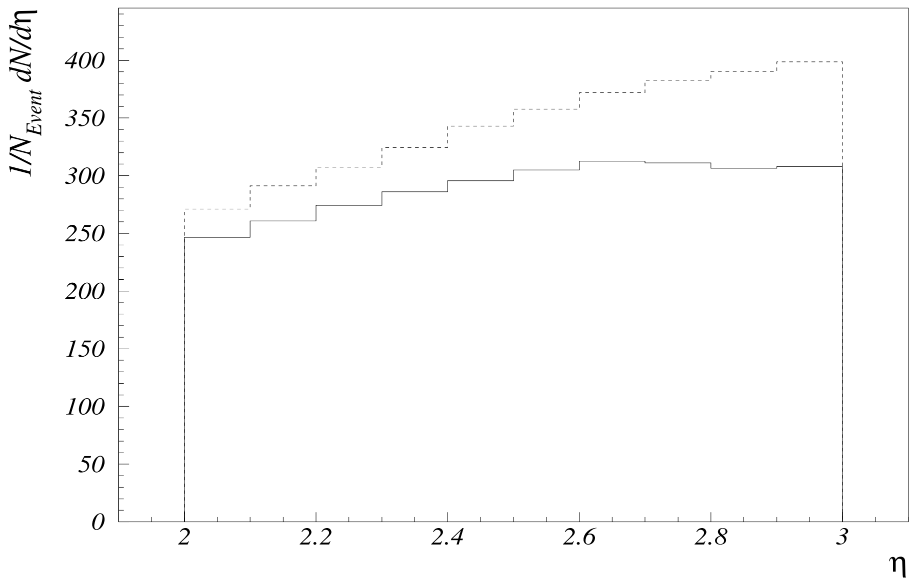


Abbildung 6.12: Rekonstruierter Vertex der Monte-Carlo-Simulation. Die Breite des Gaußfits für die acht Vertizes beträgt $\sigma \approx 230\,\mu m$.

a)


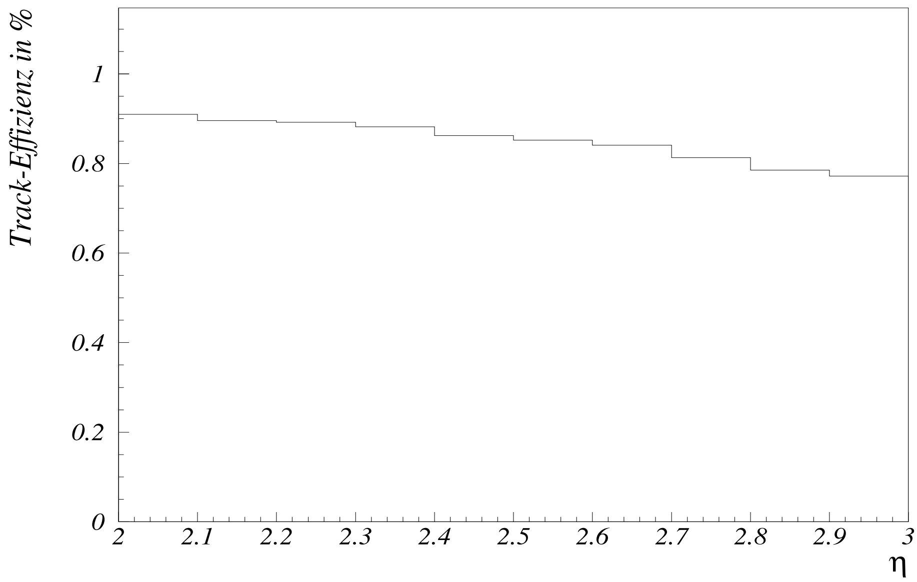
b)


Abbildung 6.13: a) Vergleich der Pseudorapiditätsverteilungen in der Monte-Carlo-Simulation vor (gestrichelte Linie) und nach (durchgezogene Linie) der Simulation der Digitalisierung. Um ausschließlich den Einfluß der Digitalisierung zu studieren, sind in der Simulation keine δ-Elektronen berücksichtigt. b) Verlust der Tracks bzw. Effizienzkorrekturfunktion in Ahängigkeit von η.

sinkt.

Das Verhältnis von rekonstruierten Hits in den Detektoren zur Zahl der rekonstruierten Spuren in der Simulation und in der Analyse der experimentellen Daten gibt Aufschluß darüber, ob der Spurverlust in der Simulation richtig beschrieben wird. In Abbildung 6.14 ist deutlich zu erkennen, daß es sowohl in der Simulation als auch in den experimentellen Daten eine starke Korrelation zwischen der Zahl der Hits und der Zahl der Tracks gibt. Beide Korrelationsfunktionen haben eine Steigung von ~ 0.5, sind aber gegeneinander versetzt. Es ergibt sich, daß in der Simulation circa 12% mehr Tracks pro Anzahl gefundener Hits rekonstruiert werden können. Dies läßt darauf schließen, daß in der Simulation nicht alle Effekte, die Einfluß auf die Spurrekonstruktion haben, richtig beschrieben werden. Ein Grund für die bessere Spurrekonstruktion könnte die geringere Ausbreitung der Hits in azimuthaler Richtung in der Simulation sein (Abbildung 6.9.b), da für Hits mit geringer Ausbreitung die *pileup*-Wahrscheinlichkeit geringer ist. Wie bereits erwähnt, könnten diese Unterschiede auf den Einfluß von elektronischem Rauschen, das in der Simulation nicht korrekt berücksichtigt wird, zurückzuführen sein. Eine ausführliche Diskussion und Verbesserungsmöglichkeiten der Simulation sind im abschließenden Kapitel 8 zu finden.

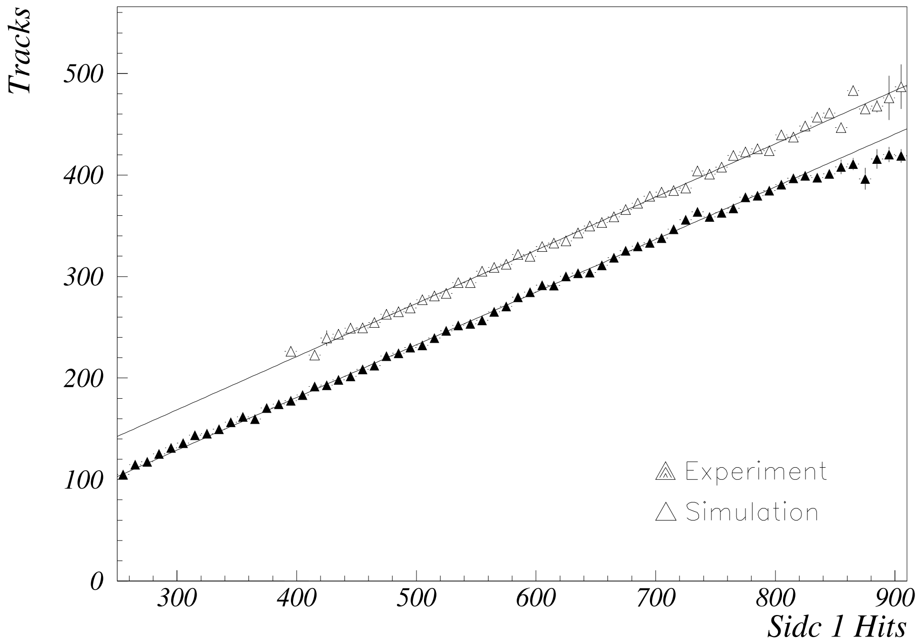


Abbildung 6.14: Zahl der rekonstruierten Tracks in Abhängigkeit von der Zahl der rekonstruierten Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor für simulierte und experimentelle Daten.

Kapitel 7

Multiplizitäts- und Rapiditätsverteilungen

Eine der globalen Observablen der relativistischen Schwerionenphysik ist die Anzahl N der bei einer Kollision produzierten Teilchen. Diese Größe kann in Abhängigkeit der Rapidität oder Pseudorapidität bestimmt werden. Im ersten Teil dieses Kapitels werden die Definitionen von Rapidität und Pseudorapidität besprochen, außerdem wird auf die Skalierung von Rapiditätsverteilungen mit dem Wirkungsquerschnitt eingegangen. Dies ist notwendig, um Verteilungen von verschiedenen Messungen miteinander vergleichen zu können. Der zweite Abschnitt dieses Kapitels befaßt sich mit der Bestimmung von Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen in Blei-Gold-Kollisionen am CERN-SPS mit den Siliziumdriftdetektoren des CERES-Experiments.

7.1 Grundlagen

7.1.1 Rapidität und Pseudorapidität

Die Rapidität y ist eine häufig genutzte kinematische Variable, die über die Energie- und Impulskomponenten eines Teilchens definiert ist:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta \cos\theta}{1 - \beta \cos\theta},$$

wobei E die Energie des Teilchens und p_z die Impulskomponente entlang der Strahlachse ist. Mit θ wird der Winkel zur Strahlachse bezeichnet, und $\beta = v/c$ ist die Geschwindigkeit des Teilchens. Die Rapidität y ist eine dimensionslose Größe, die positive und negative Werte annehmen kann. Unter Lorenztransformation verhält sich y additiv. Im Falle hochrelativistischer Teilchen ($m \ll E$) geht die Rapidität y in die Pseudorapidität über:

$$\eta = -\ln \tan \theta/2.$$

Da die Pseudorapidität η nur von dem Winkel θ abhängt, ist sie eine in einem Experiment leicht zu bestimmende Größe, wohingegen zur Bestimmung der Rapidität y eine genaue Messung von Impuls und Energie eines Teilchens nötig ist [Won94]. Im Falle der Blei-Gold-Kollisionen am CERN-SPS mit der Energie von $158\,GeV$ pro Nukleon kann für die erzeugten Teilchen $m_0 \ll E$ angenommen werden, da die meisten produzierten Teilchen Pionen sind, und somit können in diesem Zusammenhang die Begriffe Rapidität und Pseudorapidität gleichgesetzt werden.

7.1.2 Pseudorapiditätsdichte $dN_{ch}/d\eta$

Die Zahl N der bei einer Kollision emittierten Teilchen und die Energie E, die diese Teilchen haben, werden als globale Observablen bezeichnet. Das Wort 'global' soll dabei unterstreichen, daß diese Größen sich auf alle nachweisbaren Teilchen aus einer Kollision beziehen. Sie unterscheiden sich damit von Observablen, die zur Spektroskopie von identifizierten Teilchen genutzt werden. Von den aus einer Kollision emittierten Teilchen werden oft nur die geladenen Teilchen gemessen, ihre Anzahl wird mit N_{ch} bezeichnet.

Die räumliche Verteilung von globalen Observablen gibt Aufschluß über die allgemeine Reaktionsdynamik und -kinematik. Außerdem können solche Verteilungen nützlich für die Event-Charakterisierung sein. Zum Beispiel können Aussagen über die Zentralität eines Ereignisses getroffen werden. Typischerweise werden Größen wie $d\sigma/dN_{ch}$ und $d\sigma/dE$, wobei σ der Wirkungsquerschnitt ist, in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ oder in Abhängigkeit der Pseudorapidität $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$ untersucht [Sta91] [SY92].

Im CERES-Spektrometer stellt das Dublett der Siliziumdriftdetektoren ein geeignetes Instrument dar, um Multiplizitätsverteilungen, beziehungsweise Rapiditätsverteilungen $dN_{ch}/d\eta$ zu bestimmen, da aufgrund der hohen Ortsauflösung der Detektoren diese Zahlen sehr genau vermessen werden können. Berücksichtigt man bei diesen Untersuchungen nur rekonstruierte Spuren von den Targetscheiben zu den beiden Driftdetektoren, so kann ein Pseudorapiditätsbereich von $2 < \eta < 3$ untersucht werden. Da der Bleistrahl mit einer Energie von $158 AGeV/c$ im Laborsystem die Rapidität $y \simeq 6$ hat und das Goldtarget der Konvention nach bei $y = 0$ sitzt, erwartet man für die emittierten Teilchen eine Rapititäts-, bzw. Pseudorapiditätssverteilung, die ihr Maximum bei $y = \eta \approx 2.9$ hat.

7.1.3 Skalierung von Rapiditätsverteilungen

Um Verteilungen von globalen Observablen von verschiedenen Experimenten untereinander und auch mit theoretischen Modellen vergleichen zu können, müssen die Bedingungen, unter denen die Verteilungen gemessen werden, berücksichtigt werden. Eine Möglichkeit ist es, einen bestimmten Bruchteil X des totalen geometrischen Wirkungsquerschnittes σ_{geo} zu betrachten. Ist das Verhältnis zwischen Wirkungsquerschnitt σ und der Zahl N_{ch} der produzierten geladenen Teilchen bekannt, so kann ein *cut* $N_{ch}(cut)$ für verschiedene Zentralitäten der Kollision definiert werden:

$$X = \frac{1}{\sigma_{geo}} \int_{N_{ch}(cut)}^{\infty} (d\sigma/dN_{ch})dN_{ch}.$$

Der geometrische Wirkungsquerschnitt σ_{geo} ist hierbei gegeben durch $\sigma_{geo} = \pi(R_A + R_B)^2; R_{A,B} = r_0 \cdot A^{1/3}$, wobei A die atomare Masse des jeweiligen Projektiles ist und für r_0 typischerweise ein Wert von 1.2 fm angenommen wird.

Der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt und der Zahl der geladenen Teilchen N_{ch} kann mit Hilfe von *minimum-bias*-Messungen bestimmt werden. Bei diesen Messungen werden nicht nur Ereignisse mit hohen Multiplizitäten registriert, sondern es werden alle möglichen Ereignisse gemessen (vergleiche auch Kapitel 4). Der Wirkungsquerschnitt wird aus diesen Messungen wie folgt bestimmt:

$$\sigma = \frac{1}{N_t}\frac{N_{mb}}{N_{bc}}. \tag{7.1}$$

Hierbei ist N_{mb} die Zahl der registrierten *minimum-bias*-Ereignisse, N_{bc} die Anzahl der einfallenden Strahlteilchen exklusive der Strahlteilchen, die während der Totzeit der Datennahme registriert werden, und N_t die Zahl der für eine Kollision zur Verfügung stehenden Targetteilchen. N_t ist gegeben durch:

$$N_t = \frac{d(cm) \cdot \rho(g/cm^3) \cdot N_A(1/mol)}{A(g/mol)},$$

wobei mit d die Dicke des Targets bezeichnet wird. Weiterhin ist N_A die Avogadro-Konstante, ρ die Dichte und A die atomare Masse des verwendeten Targetmaterials. Um den Wirkungsquerschnitt genau zu bestimmen, muß die Anzahl der Ereignisse, die nicht vom Target herkommen, festgestellt werden. Diese Größe kann mit Hilfe einer *minimum-bias*-Messung ohne Target bestimmt werden.

7.1.4 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Am Ende der Strahlzeit 1995 wurden einige Messungen mit *minimum-bias*-Triggern mit dem CERES-Spektrometer durchgeführt. Aufgrund eines Stromausfalls und eines dadurch verursachten Kurzschlusses waren die Siliziumdriftdetektoren für diese Messungen nicht mehr voll funktionsfähig. Der innere Teil des 4″ Siliziumdriftdetektors konnte nicht mit Spannung versorgt werden und war somit

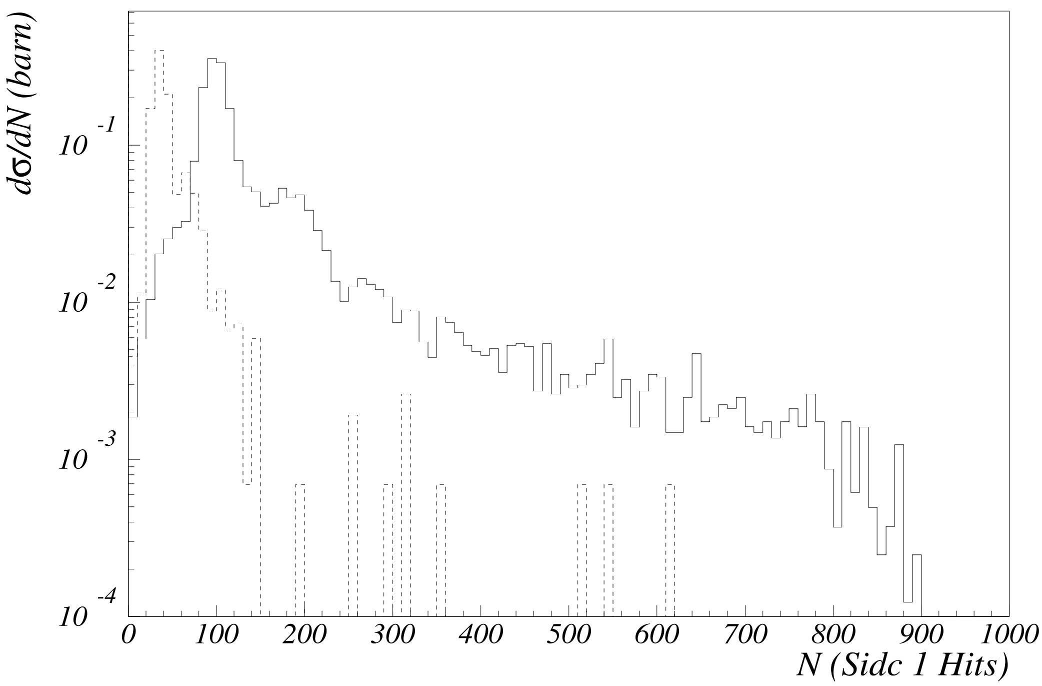


Abbildung 7.1: Multiplizitätsverteilung der rekonstruierten Hits im ersten Siliziumdriftdetektor, bestimmt aus einer *minimum-bias*-Messung. Die Verteilung aus der Messung ohne Target (gestrichelte Linie) ist gegen die Verteilung mit Target (durchgezogene Linie) verschoben, da bei dieser Messung keine δ-Elektronen vom Target auftreten.

nicht nutzbar. Aus diesem Grund können für diese Messungen nicht zuverlässig Spuren rekonstruiert werden. Der Wirkungsquerschnitt kann aber auch durch die Multiplizitätsverteilung der Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor, der keine Defekte hatte, bestimmt werden. Abbildung 7.1 zeigt diese Multiplizitätsverteilung. Außerdem ist die Multiplizitätsverteilung für *minimum-bias*-Ereignisse ohne Target eingetragen. Die beiden Verteilungen sind gegeneinander verschoben, da die Verteilung für die Messung ohne Target nicht die im Target produzierten δ-Elektronen enthält.

Der Wirkungsquerschnitt der gesamten Verteilung für die Messung mit Target kann mit Gleichung 7.1 berechnet werden, dabei ist

$$\begin{aligned} d &= 0.2\,mm, \\ \rho_{Au} &= 19.28\,g/cm^3, \\ A_{Au} &= 196.97\,g/mol. \end{aligned}$$

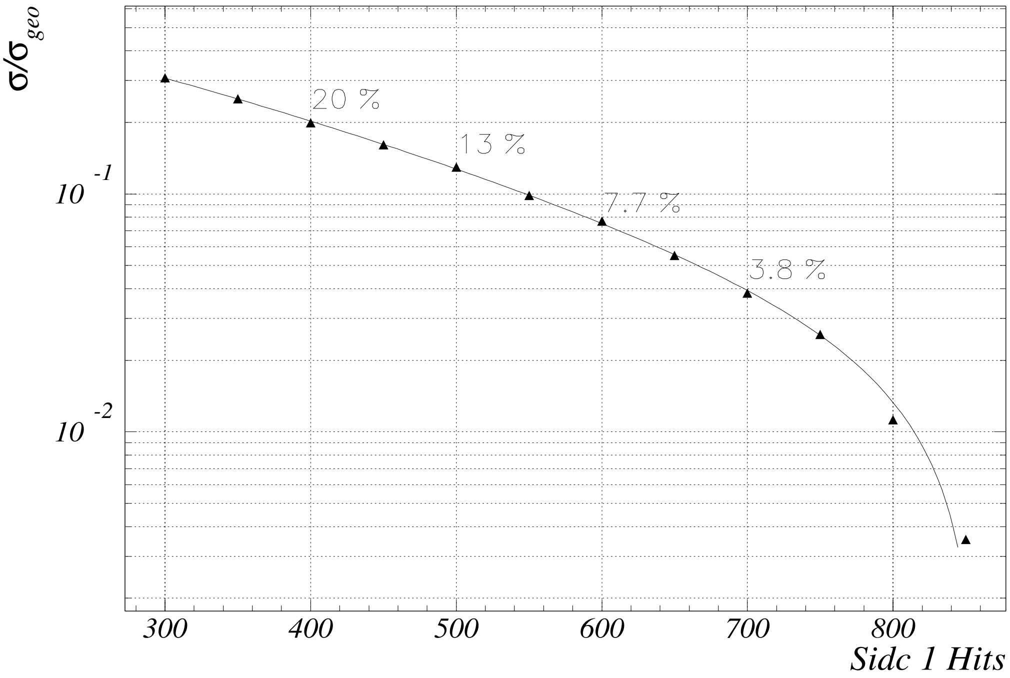


Abbildung 7.2: Verhältnis des Wirkungsquerschnittes σ zu σ_{geo} in Abhängigkeit der Zahl der Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor.

Das Verhältnis von *minimum-bias*-Ereignissen zur Anzahl der registrierten Strahlteilchen beträgt $N_{mb}/N_{bc} = 0.024$. Für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich für diese Parameter $\sigma = 20.84\, barn$. Der geometrische Wirkungsquerschnitt beträgt aber nur $6.23 barn$, ist also ungefähr um einen Faktor 3 kleiner als der aus der Multiplizitätsverteilung bestimmte Wirkungsquerschnitt. Dieser Unterschied ist auf Ereignisse zurückzuführen, die nicht von starken Wechselwirkungen von Projektil und Target herrühren. Außerdem tragen δ-Elektronen zum Untergrund der *minimum-bias*-Verteilung bei. Eine weitere Erklärung für den Unterschied der Wirkungsquerschnitte ist eine eventuelle Ineffizienz des Strahlteilchenzählers hinter dem Target (BC3). Dieser sollte bei einem auftretenden *minimum-bias*-Ereignis kein Strahlteilchen mehr registrieren. Ist dieser Zähler nicht vollständig effizient, werden eine große Anzahl von Ereignissen registriert, bei denen überhaupt keine starke Wechselwirkung stattgefunden hat. Da die Multiplizität für solche registrierten Ereignisse sehr gering ist, wird nur der untere Teil des Multiplizitätspektrums falsch bestimmt. Für Ereignisse mit $N_{ch}(Sidc1) > 300$ kann der Wirkungsquerschnitt korrekt bestimmt werden. Wie in Abbildung 7.1 zu erkennen, müssen für diese hohen Multiplizitäten weder der Einfluß der Wechselwirkungen außerhalb des Targets noch die Produktion von δ-Elektronen im Target berücksichtigt werden. In Abbildung 7.2 ist das Verhältnis σ/σ_{geo} gegen die

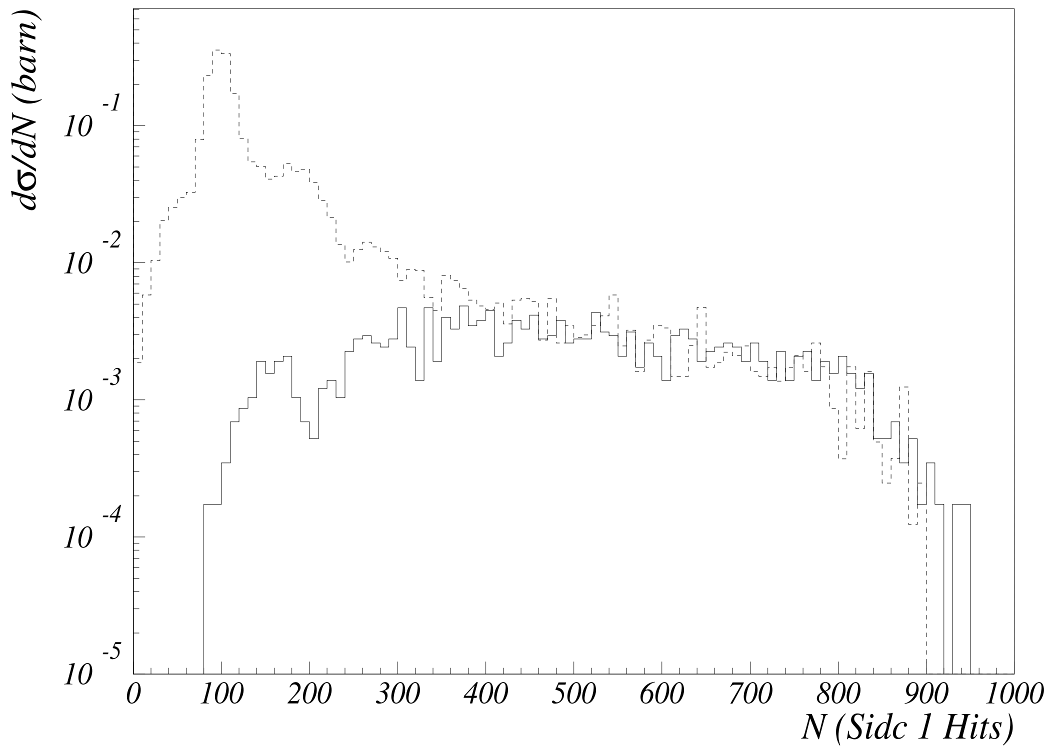


Abbildung 7.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Produktion geladener Teilchen N gemessen mit dem ersten Siliziumdriftdetektor (Sidc 1). Die gestrichelte Linie stellt die Verteilung aus der *minimum-bias*-Messung dar, die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung für 'zentrale Trigger'.

Zahl der Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor aufgetragen. Wie beschrieben kann somit die Pseudorapiditätsdichte $dN_{ch}/d\eta$ für verschiedene Zentralitäten bestimmt werden.

Für die Bestimmung der Pseudorapiditätsdichte werden Messungen mit 'zentralen Triggern' analysiert, das heißt es mußsen mindestens 100 Teilchen registriert werden (vergleiche Kapitel 4). In Abbildung 7.3 sind die aus diesen Messungen bestimmte $dN/d\sigma$-Verteilung und die Verteilung aus den *minimum-bias*-Messungen dargestellt. Beide Verteilungen stimmen, wie erwartet, für Multiplizitäten $N_{ch} > 300$ überein.

Bei der Aufnahme der *runs* mit 'zentralem Trigger', die in dieser Arbeit analysiert werden, waren beide Siliziumdriftdetektoren noch voll funktionsfähig. Eine vollständige Spurrekonstruktion im gesamten Pseudorapiditätsbereich der Driftdetektoren ($2 < \eta < 3$) ist also möglich. Da ein linearer Zusammenhang zwischen

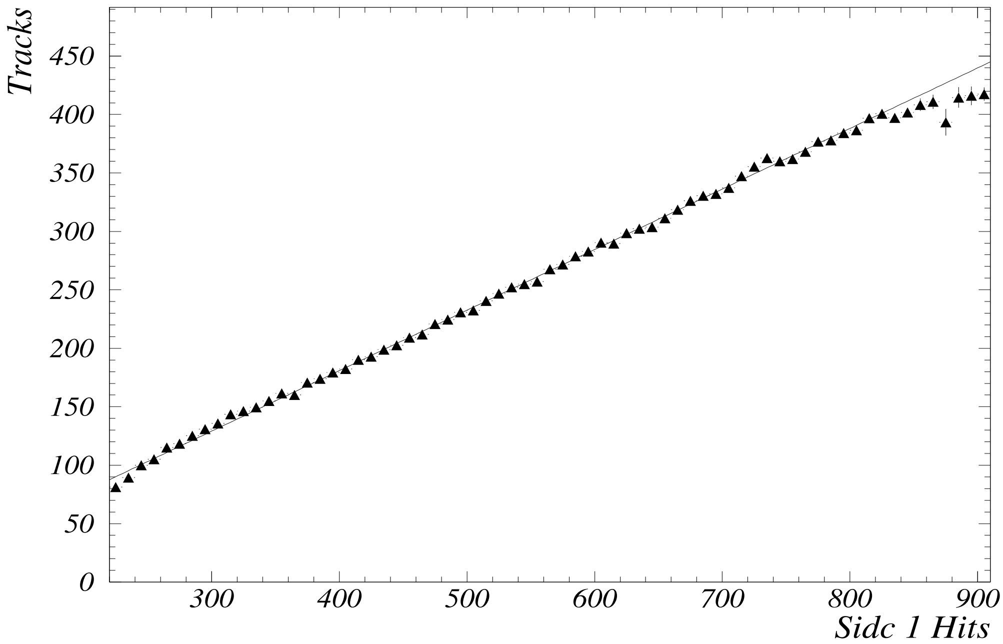


Abbildung 7.4: Anzahl der rekonstruierten Tracks in Abhängigkeit von den Hits im ersten Siliziumdriftdetektor. Die Steigung des Fits beträgt ~ 0.5.

der Zahl der Hits im ersten Siliziumdriftdetektor und der Zahl der rekonstruierten Tracks besteht (Abbildung 7.4), kann der *cut* auf die Anzahl der Hits in dem $3''$ Detektor zur Bestimmung des Bruchteils des geometrischen Wirkungsquerschnittes σ/σ_{geo} auch auf die Anzahl der Tracks übertragen werden.

7.2 Pseudorapiditätsdichten geladener Teilchen in 158 A GeV/c Pb+Au Kollisionen

Die Größe und Position der zwei Siliziumdriftdetektoren erlauben es, die Pseudorapiditätsdichte $dN_{ch}/d\eta$ in einem Intervall von $2 < \eta < 3$ zu bestimmen. Zur Bestimmung dieser Verteilung werden nur rekonstruierte Tracks benutzt. Dadurch kann der Untergrund durch Teilchen, die nicht aus einer Kollision stammen, auf ein Minimum reduziert werden. Außerdem werden alle Ereignisse, für die ein Vertex außerhalb des Targetbereiches rekonstruiert wird, nicht mit in die Analyse eingeschlossen. Abbildung 7.5 zeigt die Pseudorapiditätsverteilung der rekonstruierten Tracks für Ergebnisse mit $N_{ch}(Sidc1) > 400$, dies entspricht $\sigma/\sigma_{geo} \approx 20$ %. Hierfür wurde die in Kapitel 4 beschriebene Analyse verwendet. Diese Pseudorapiditätsverteilung muß für verschiedene Effekte korrigiert werden:

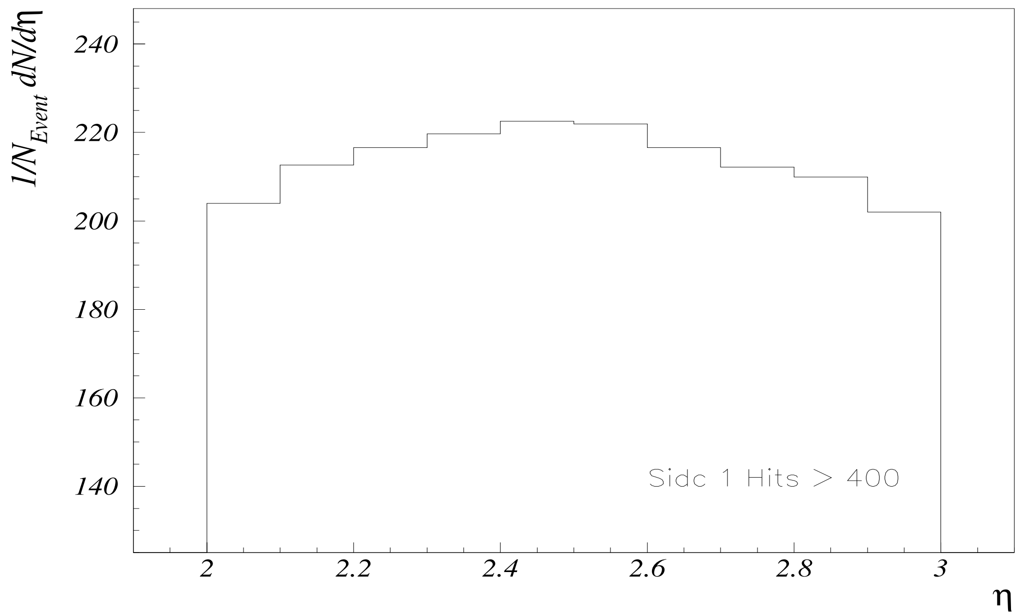


Abbildung 7.5: Unkorrigierte Pseudorapiditätsverteilung $dN/d\eta$ der rekonstruierten Spuren in den zwei Siliziumdriftdetektoren für $\sigma/\sigma_{geo} \approx 20$ %.

- In den Targetscheiben, die der Bleistrahl vor der Wechselwirkung durchquert, werden δ-Elektronen herausgeschlagen. Durchqueren diese die Siliziumdriftdetektoren, tragen sie zum Untergrund in der Pseudorapiditätsverteilung bei. Außerdem können auch δ-Elektronen in dem ersten Siliziumdriftdetektor entstehen, die anschließend Hits in dem zweiten Detektor erzeugen.

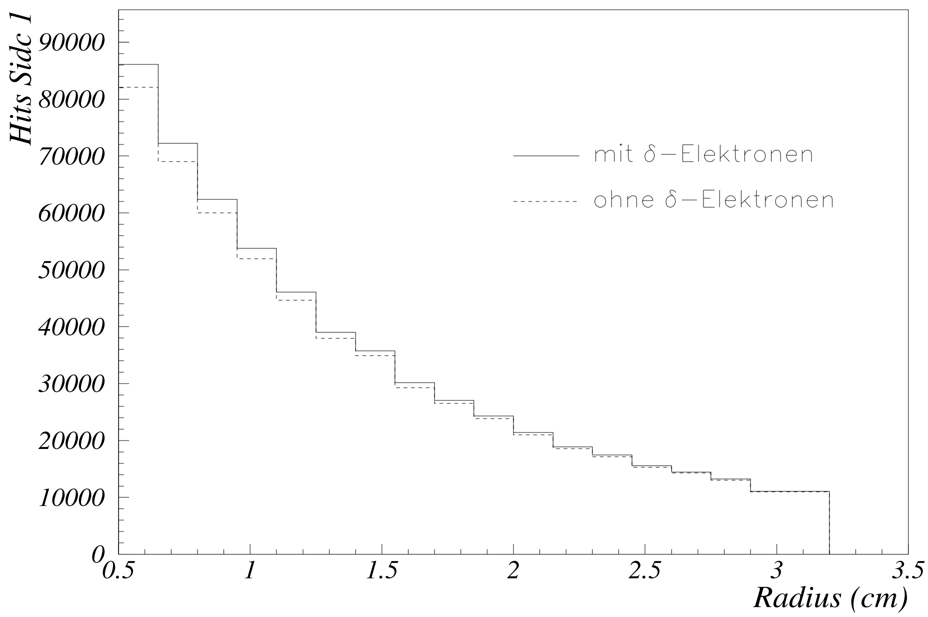
- Eine weitere Untergrundsquelle sind Konversionen von Photonen in e^+e^--Paare. Die so entstehenden Elektronen und Positronen erzeugen Signale in den Driftdetektoren und beeinflussen unter Umständen die Trackrekonstruktion.

- Die beiden Siliziumdriftdetektoren sind nicht 100%-ig effizient: Hits mit geringer Amplitude fallen unter die Ausleseschwelle, außerdem können nahe beieinander liegende Hits nur als ein Hit rekonstruiert werden (*pileup*).

7.2.1 Deltaelektronen

Hauptentstehungsort von δ-Elektronen sind die Targetscheiben, die der Bleistrahl vor der Kollision in einer Goldfolie durchquert. Es können aber auch δ-Elektronen in den Mylarfolien, auf die die Goldtargetscheiben aufgeklebt sind, und in der

a)



b)

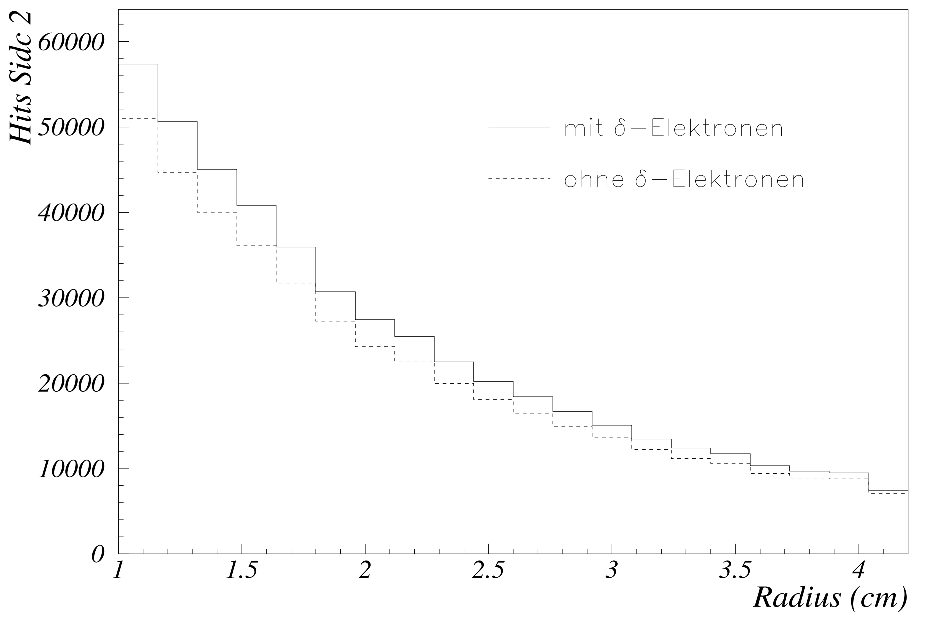


Abbildung 7.6: Radiusverteilung der Hits aus 1000 Ereignissen im ersten (a) und zweiten (b) Siliziumdriftdetektor mit und ohne Berücksichtigung von δ-Elektronen. Die Verteilungen wurden mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation (Kapitel 5) erstellt.

Luft, die zwischen den Targetscheiben liegt, entstehen. Die Zahl der in einer Materialschicht der Dicke dx erzeugten δ-Elektronen mit der kinetischen Energie T ist gegeben durch:

$$\frac{dN_\delta}{dTdx} = D \cdot Z^2 \cdot \frac{Z_T}{A_T}\rho\frac{1}{T^2}(1 - \beta^2\frac{T}{T_{max}}). \tag{7.2}$$

Dabei sind:

D	$0.1536\ MeV\ cm^2/g$
Z	die Kernladungszahl des Projektiles (Blei)
Z_T, A_T, ρ_T	die Kernladungszahl, die Massenzahl und die Dichte des Targets (Gold)
β	die Geschwindigkeit des Projektiles im Laborsystem
T_{max}	die maximal auf die δ-Elektronen übertragene Energie,

wobei T_{max} durch folgende Gleichung beschrieben wird:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2\beta^2\gamma_{cm}^2}{1 + 2\gamma_{cm}\frac{m_e}{m} + (\frac{m_e}{m})^2}. \tag{7.3}$$

Hierbei ist m_e die Ruhemasse des Elektrons, m die Masse des Bleikerns und γ_{cm} der Lorentzfaktor des Blei-Gold-CM-Systems. Weiterhin kann für die δ-Elektronen eine eindeutige Beziehung zwischen kinetischer Energie T und Austrittswinkel θ angegeben werden:

$$T(\theta) = \frac{2(\gamma_{cm}^2 - 1) \cdot m_e}{1 + \gamma_{cm}^2 \cdot \tan^2\theta}. \tag{7.4}$$

Für den Bleistrahl am CERN-SPS, der eine Energie von $158GeV$ pro Nukleon besitzt, ist $T_{max} \approx 30GeV$. Im Folgenden werden nur δ-Elektronen mit einer Energie von maximal 100 MeV betrachtet, da nach Gleichung 7.4 δ-Elektronen mit höheren Energien nicht mehr in den Akzeptanzbereich der Driftdetektoren emittiert werden. Daher ist der Term $(\beta^2\frac{T}{T_{max}})$ in allen Anwendungen vernachlässigbar [Gü93, Par96].

Um den Untergrund an δ-Elektronen in den Siliziumdetektoren zu reduzieren, befinden sich vor den Siliziumwafern dünne Mylarfolien, die die niederenergetischen δ-Elektronen abschirmen können. Der Anteil der δ-Elektronen, die tatsächlich ein Signal in den Siliziumdriftdetektoren erzeugen, ist in Abbildung 7.6 zu sehen. Diese Verteilung wurde mit Hilfe der in Kapitel 5 beschriebenen Monte-Carlo-Simulation erzeugt. Dazu wurden simulierte Kollisionsereignisse mit $N_{ch}(Sidc1) > 400$ untersucht. Im Mittel sind circa 3.5 % der gefundenen Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor und circa 11 % in dem zweiten Detektor auf

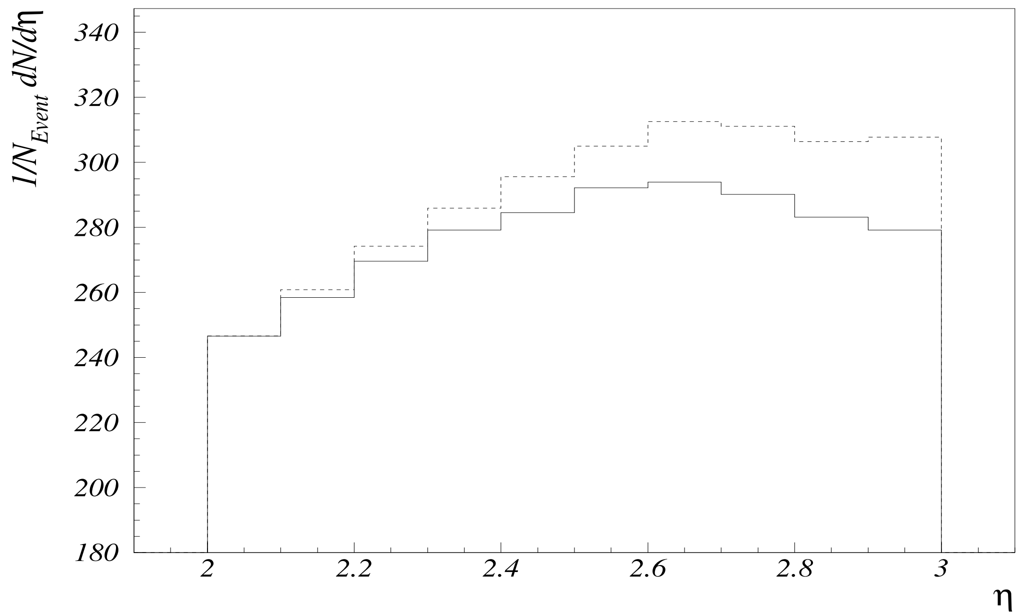


Abbildung 7.7: Pseudorapiditätsverteilung der rekonstruierten Tracks bestimmt aus der Monte-Carlo-Simulation. Die durchgezogene Linie stellt die unkorrigierte Verteilung dar, die gestrichelte Linie dieselbe Verteilung ohne δ-Elektronen.

δ-Elektronen zurückzuführen. Ihr Einfluß auf die Spurrekonstruktion vom Vertexpunkt der Kollision zu den beiden Driftdetektoren wird in Abbildung 7.7 deutlich: Wird der Untergrund durch δ-Elektronen in der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt, so erhält man wie in den experimentellen Daten eine flache Pseudorapiditätsverteilung der rekonstruierten Tracks. Ohne δ-Elektronen steigt die Verteilung zu größeren Pseudorapiditäten hin an. Im Mittel können 4.5 % mehr Spuren rekonstruiert werden als aus Kollisionen, die durch δ-Elektronen verunreinigt werden. Dies macht deutlich, daß die Effizienz des Trackrekonstruktionsalgorithmus von dem durch die δ-Elektronen verursachten Untergrund beeinflußt wird.

7.2.2 Konversionen

Die Konversion von Photonen in Elektron-Positron-Paare wird durch die Bethe-Heitler-Formel beschrieben:

$$\sigma_{Paar} = \frac{Z^2\alpha^2}{m^2} \cdot (\frac{28}{9} \ln (183 \cdot Z^{-\frac{1}{3}}) - \frac{2}{27}).$$

Wenn die Zahl der produzierten Elektronen bekannt ist, läßt sich die Rate der Dielektronen wie folgt berechnen:

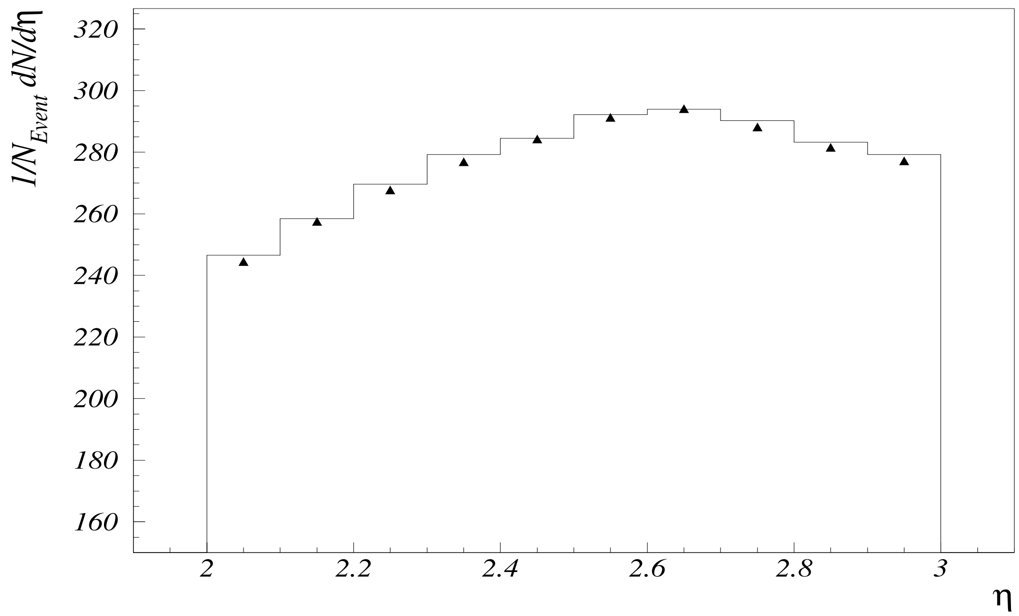


Abbildung 7.8: Aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Pseudorapiditätsverteilung mit (Histogramm) und ohne (Dreiecksymbole) Berücksichtigung von Konversionen.

$$N_{e^+e^-} = N_\gamma \cdot (1 - exp(-\frac{7}{9}\frac{X}{X_0})) \approx N_\gamma \cdot \frac{7}{9}\frac{X}{X_0},$$

mit X_0 wird hierbei die Strahlungslänge und X die Dicke des zu betrachtenden Materials bezeichnet.

Die größte Quelle von Photonen sind π^0-Zerfälle in zwei Photonen ($\pi \to \gamma\gamma$). Außerdem tragen η-, η'- und ω-Zerfälle zum resultierenden Verhältnis $N_\gamma/N_{\pi^0} \simeq$ 2.25 für den gesamten Raumwinkel bei. Die Rate der Elektronenpaare aus Konversionen pro geladenem Teilchen berechnet sich damit zu

$$\frac{dN_{e^+e^-}}{dN_{ch}} \approx \frac{dN_{\pi^0}}{dN_{ch}}\frac{dN_\gamma}{dN_{\pi^0}} \cdot \frac{7}{9}\frac{X}{X_0},$$

wobei $\frac{dN_{\pi^0}}{dN_{ch}}$ das Verhältnis von π^0-Mesonen zu der Anzahl der geladenen Teilchen ist ($\simeq 0.44$) [Ull94].

Die meisten Photonen konvertieren innerhalb des Targetbereiches. Außerdem können weitere Konversionen in der Luft zwischen dem Target und dem ersten Silziumdriftdetektor sowie in den Driftdetektoren selber entstehen. Es läßt sich

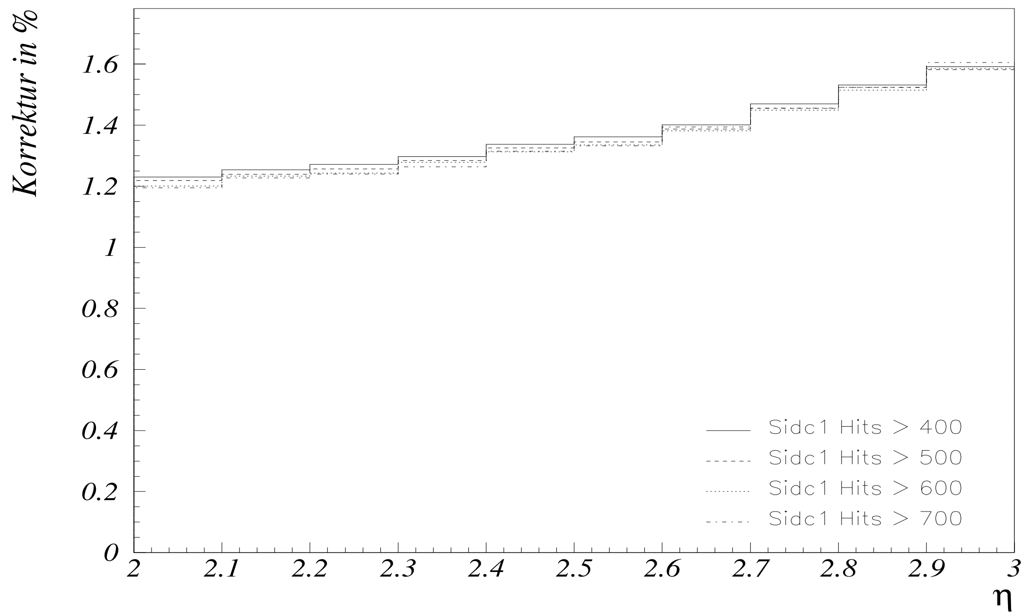


Abbildung 7.9: Korrekturfaktor der Pseudorapiditätsverteilung für verschiedene Schnitte auf die Zahl der Hits in Sidc1.

abschätzen, daß die Zahl der Elektronen aus Konversionen pro Kollision circa $0.5 - 1$ % beträgt. In der Monte-Carlo-Simulation beträgt das Verhältnis von Konversionen zur Gesamtzahl der geladenen Teilchen ungefähr 0.6 % für den ersten Detektor und 0.9 % für den zweiten Detektor.

Der Anteil der Konversionen ist so gering, daß die Spurrekonstruktion dadurch fast unverändert bleibt. Abbildung 7.8 zeigt die Pseudorapiditätsdichte der rekonstruierten Spuren aus einer Monte-Carlo-Simulation mit und ohne Konversionen. Es werden im Mittel circa 0.6 % weniger Spuren gefunden. Die Form der Pseudorapiditätsverteilung verändert sich aber nicht.

7.2.3 Effizienzkorrektur

Einen starken Einfluß auf die Pseudorapiditätsverteilung haben die Effizienzverluste in den zwei Siliziumdriftdetektoren. Neben dem Verlust von Hits durch eine hohe Ausleseschwelle und *pileup* verschlechtert sich die Effizienz der Spurrekonstruktion durch falsch rekonstruierte Hits. Der Einfluß der Superposition dieser Effekte auf die Spurrekonstruktion wird in Kapitel 6 diskutiert. In Abbildung 6.13.b ist die Abhängigkeit der Spurrekonstruktionseffizienz von der Pseudorapidität dargestellt. Zur Bestimmung der Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen muß dieser Effizienzverlust korrigiert werden. Zusätzlich muß berücksichtigt werden, daß die Simulation, wie in Kapitel 6 dargestellt, eine um circa 12 % bessere Spurrekonstruktionseffizienz hat. Dieser Unterschied ist konstant für den Pseudorapiditätsbereich von $2 < \eta < 3$.

7.2.4 Korrigierte Pseudorapiditätsverteilungen

Der Einfluß der drei verschiedenen Effekte, die die Pseudorapiditätsverteilung verändern, kann in einer Korrekturfunktion beschrieben werden. Diese wird ermittelt aus dem Vergleich der Pseudorapiditätsverteilung , die von der GEANT-Simulation beschrieben wird und keine δ-Elektronen und Konversionen enthält und der Pseudorapiditätsverteilung, die aus der vollständigen Simulation der Siliziumdriftdetektoren folgert und auch δ-Elektronen und Konversionen berücksichtigt. Die so ermittelte Korrekturfunktion beschreibt daher den Unterschied zwischen einer idealen Pseudorapiditätsverteilung und einer durch den Untergrund und Effizienzverlust veränderten Pseudorapiditätsverteilung . In Abbildung 7.9 sind die Korrekturfunktionen für verschiedene *cuts* auf die Zahl der rekonstruierten Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor zu sehen. Aus der Abbildung ist zu erkennen, daß die verschiedenen Korrekturfunktionen kaum voneinander ab-

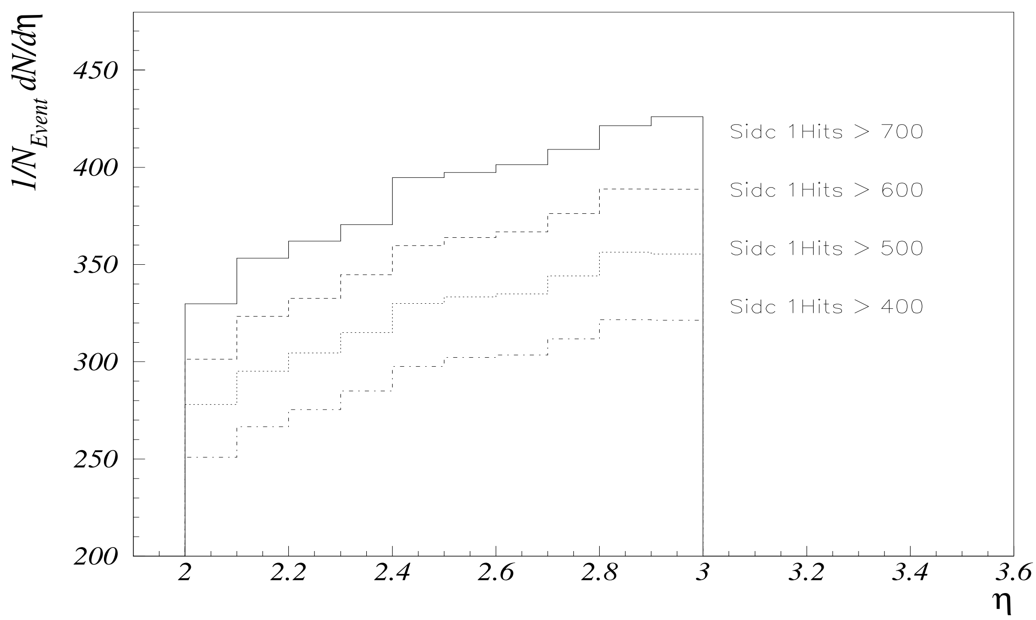


Abbildung 7.10: Korrigierte Pseudorapiditätsverteilung $dN/d\eta$ geladener Teilchen für verschiedene *cuts* auf die Zahl der gefundenen Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor.

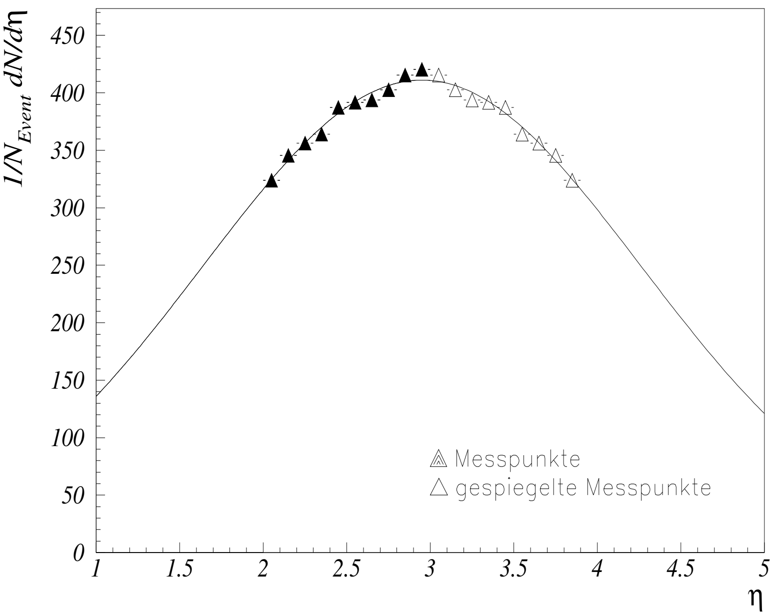


Abbildung 7.11: Pseudorapiditätsverteilung $dN/d\eta$ geladener Teilchen für zentrale Kollisionen mit $\sigma/\sigma_{geo} \approx 5\,\%$. Die gezeigte Gaußverteilung hat eine Breite von 1.35 in Einheiten von η.

weichen. Es ergibt sich also keine Abhängigkeit der Korrektur von der Zahl der rekonstruierten Teilchen.

Abbildung 7.10 zeigt die korrigierte Pseudorapiditätsverteilung für eine unterschiedliche Anzahl von rekonstruierten Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor. Das Verhältnis der gefundenen Hits zu den tatsächlich rekonstruierten Spuren ist aus Abbildung 7.4 ersichtlich. Die Pseudorapiditätsverteilung für mehr als 400 Hits in Sidc1, beziehungsweise mehr als 180 Spuren, entspricht einem Wirkungsquerschnitt von 20 % des geometrischen Wirkungsquerschnittes. Außerdem sind in Abbildung 7.10 die Pseudorapiditätsverteilungen für Ereignisse mit einem Wirkungsquerschnitt von circa 13 % (Sidc1 Hits $>$ 500), 7.7 % (Sidc2 Hits $>$ 600) und 3.8 % (Sidc1 Hits $>$ 700) des geometrischen Wirkungsquerschnittes gezeigt. Alle Verteilungen zeigen einen ähnlichen Verlauf, wobei die Verteilungen von zentraleren Ereignissen einen stärkeren Anstieg von $dN/d\eta$ zu großen Pseudorapiditäten hin haben. Da der Bleistrahl am CERN-SPS eine Energie von $158\,GeV$ hat, besitzt er eine Rapidität von $\simeq 6$. Das Goldtarget entspricht $\eta = 0$. Aus diesen Anfangsbedingungen ergibt sich, daß die Pseudorapiditätsverteilung ihr Maximum bei $\eta \approx 2.9$ hat. In Abbildung 7.10 ist deutlich zu erkennen, daß dies für alle vier Pseudorapiditätsverteilungen der Fall ist. Da es sich bei den

Blei-Gold-Kollisionen um ein quasi symmetrisches Kollisionssystem handelt, ist zu erwarten, daß auch die Pseudorapiditätsverteilung der geladenen Teilchen aus der Kollision symmetrisch um ihr Maximum $\eta \approx 2.9$ ist. Abbildung 7.11 zeigt die Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen für $\sigma/\sigma_{geo} \approx 5$ %, dies entspricht einem Schnitt für die Zahl der Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor von Sidc1-Hits > 680. Für den Pseudorapiditätsbereich von $2 < \eta < 3$ sind die gemessenen Datenpunkte aufgetragen, für $3 < \eta < 4$ die gespiegelten Messpunkte. Am Maximum der Verteilung, das heißt für $\eta = 2.9$, beträgt $dN/d\eta \simeq 420$. Die Verteilung kann durch eine Gaußkurve mit einer Breite von $\sigma \simeq 1.35$ in Einheiten von η beschrieben werden. Diese Verteilung zeigt eine gute Übereinstimmung mit der von NA49 bestimmten Pseudorapiditätsverteilung negativ geladener Teilchen (vergleiche Kapitel 1). Beide Verteilungen entsprechen einer Gaußfunktion und haben ihr Maximum bei $\eta \simeq 2.9$. Die Breite der von NA49 bestimmten Verteilung beträgt $\sigma = 1.4$ und weicht damit um weniger als 4 % von der Breite der hier gezeigten Verteilung für geladene Teilchen ab.

Kapitel 8

Diskussion und Ausblick

Im folgenden werden die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation der CERES-Siliziumdriftdetektoren sowie die Bestimmung der Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen aus Blei-Gold-Kollisionen bei 158 GeV pro Nukleon diskutiert. Sowohl die Simulation als auch die Analyse beschäftigen sich mit den im Jahre 1995 gemessenen Daten. Außerdem wird ein kurzer Ausblick auf die Analyse der Daten aus der Strahlzeit 1996 gegeben.

Schwerpunkt der vorgestellten Simulation der Siliziumdriftdetektoren ist die Simulation der Digitalisierung. Grundlage dieser Simulation ist das theoretische Verständnis der Funktionsweise der Driftdetektoren sowie der dazugehörigen Elektronik. Weiterhin werden Effekte, die aus der Datenanalyse bekannt sind und das Verhalten der Detektoren beeinflussen, simuliert. Zum Beispiel werden die in der Strahlzeit 1995 defekten Anoden in der Simulation berücksichtigt. Durch den Vergleich der simulierten Daten mit experimentellen Daten konnte gezeigt werden, daß die Simulation die Funktion der Siliziumdriftdetektoren prinzipiell richtig beschreibt. Die simulierten und experimentellen Daten stimmen nicht in allen Punkten exakt überein, insbesondere wird die Effizienz der Spurrekonstruktion in der Simulation nicht genau beschrieben.
Die Amplitudenverteilung sowie die radiale und azimuthale Verteilung der Hits in der Simulation zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Verteilungen der experimentellen Daten. Abweichungen in der Amplitudenverteilung können auf die von der GEANT-Simulation gelieferten Eingangsverteilung der Teilchen zurückgeführt werden. Die Unterschiede in der Radiusverteilung können durch die Beschreibung der Hits in der Simulation erklärt werden.
Die Größe der rekonstruierten Hits aus der Simulation und der Hits, die aus experimentellen Daten rekonstruiert werden, weisen die gleiche Abhängigkeit vom Radius auf. Für die Ausdehnung der Hits in radialer Richtung wurde eine sehr gute Übereinstimmung von simulierten und experimentellen Daten gefunden, wohingegen die azimuthale Ausdehnung der Hits in der Simulation geringer ist als die der experimentellen Hits. Dieser Unterschied ist auf den Einfluß von elektroni-

schem Rauschen zurückzuführen. Elektronisches Rauschen wird in der Simulation mit Hilfe eines Zufallsgenerators für jeden *timebin* eines FADC-Kanals einzeln beschrieben. Hierbei wird eine eventuelle Korrelation des elektrischen Rauschens und der Signale, die ein geladenes Teilchen im Detektor erzeugt, nicht berücksichtigt. Für eine Weiterentwicklung der Monte-Carlo-Simulation sollte das korrelierte Auftreten von elektronischem Rauschen in den Driftdetektoren untersucht werden. Ein weiterer Grund für die Abweichung der Verteilungen der azimuthalen Größe der Hits könnte das veränderte Driftfeld in der Anodenregion sein. In diesem Bereich des Driftdetektors ist das elektrische Feld so abgeändert, daß die ankommende Ladung auf die Anoden gelenkt wird. Das elektrische Feld entspricht in diesem Bereich des Detektors also nicht einem idealen radialen Feld, wie in der Simulation angenommen [Nix96].

Für die Korrelation der Hits in dem ersten und zweiten Driftdetektor wurde eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment gefunden. Es konnte gezeigt werden, daß die Korrelation der Hits in azimuthaler Richtung auf die Orientierung der beiden Detektoren zueinander zurückzuführen ist. Weiterhin konnte deutlich gemacht werden, daß die geringste Abweichung der Hits in dem ersten und zweiten Detektor erreicht wird, wenn die Driftdetektoren so installiert sind, daß die Positionen ihrer Anodensektorgrenzen übereinstimmen.

Die vorgestellte Simulation der Siliziumdriftdetektoren ist auf die Datennahme der Strahlzeit 1995 abgestimmt, kann aber auch an den Experimentaufbau für die Strahlzeit 1996 angepaßt werden. Im Herbst 1996 wurden ebenfalls Blei-Gold-Kollisionen bei 158 GeV pro Nukleon untersucht. Wichtigster Unterschied zur Strahlzeit 1995, der auch in der Simulation berücksichtigt werden muß, ist die Verwendung von zwei $4''$-Detektoren anstatt eines $3''$- und eines $4''$-Detektors.

Mit Hilfe der vorgestellten Simulation wurden Multiplizitäts- und Rapiditätsverteilungen geladener Teilchen aus dem Datensatz des Jahres 1995 bestimmt. Für die Bestimmung der vollständigen Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen wurden Messungen analysiert, die auch Kollisionsereignisse mit sehr geringen Multiplizitäten berücksichtigen. Für diese Messungen stand der zweite Siliziumdriftdetektor aufgrund eines Defektes nicht vollständig zur Verfügung. Die Multiplizitätsverteilung wurde aus diesem Grund mit Hilfe der rekonstruierten Hits in dem ersten Siliziumdriftdetektor bestimmt. Diese Verteilung enthält einen sehr starken Untergrund, der auf Wechselwirkungen, die nicht aus dem Target stammen, und auf δ-Elektronen zurückzufühen ist. Der aus der Multiplizitätsverteilung bestimmte Wirkungsquerschnitt ($\sigma = 20.84\ barn$) ist aus diesem Grund um circa einen Faktor 3 größer als der geometrische Wirkungsquerschnitt. Der beschriebene Untergrund verändert die Verteilung nur für Ereignisse mit weniger als 300 registrierten Hits in dem Driftdetektor. Für höhere Multiplizitäten kann der Wirkungsquerschnitt korrekt bestimmt werden.

Für die Bestimmung von Pseudorapiditätsverteilungen im Intervall von $2 < \eta < 3$ wurden der Beitrag von δ-Elektronen und Konversionen in der Verteilung sowie der Einfluß von Effizienzverlusten mit Hilfe der Simulation untersucht und korrigiert. Die korrigierten Verteilungen wurden für zentrale Ereignisse bestimmt. Alle Verteilungen haben, wie erwartet, ihr Maximum bei $\eta \approx 2.9$. Weiterhin wurde gezeigt, daß die Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen durch eine Gaußfunktion beschrieben werden kann. Für $\sigma/\sigma_{geo} \approx 5\,\%$ beträgt die Breite der Gaußfunktion 1.35 Einheiten in η.

In der Strahlzeit 1996 wurden eine Reihe von Messungen vorgenommen, aus denen Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen bestimmt werden können. Für diese Daten steht die Information von zwei Siliziumdriftdetektoren zur Verfügung, es können also Spuren rekonstruiert werden. Mit Hilfe der rekonstruierten Spuren sollte eine verläßlichere und genauere Bestimmung des Wirkungsquerschnitts sowie der Multiplizitätsverteilung auch bei niedrigeren Multiplizitäten möglich sein.

Literaturverzeichnis

[A+97] G. Agakichiev et al., *A new robust fitting algorithm for vertex reconstruction in the ceres experiment*, submitted to Nucl. Instr. and Meth., 1997.

[Afa96] S. V. Afanasiev, *Hadron yields and hadron spectra from the NA49 experiment*, Nuclear Physics **A610** (1996), 175c.

[Alb95] T. Alber, *Transverse energy production in Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon*, Phys. Rev. **C75** (1995), 3814.

[B+94] R. Baur et al., *The ceres rich detector system*, Nucl. Instr. and Meth. **A 343** (1994), 87.

[C+93] W. Chen et al., *Performance of the multianode cyclindrical silicon drift detector in the CERES NA45 experiment: first results*, Nucl. Instr. and Meth. **A326** (1993), 273.

[CER88] CERES Collab., Proposal P237 to CERN SPSC, CERN / SPSC 88-25; Appendum to Proposal P237, CERN /SPSC 88-40, 1988.

[CER94] CERES Collab., Proposal P280 to CERN SPSLC, CERN / SPSLC 94-1, 1994.

[CER95] CERES Collab., CERES/NA45 Report to Cogne 1995, CERN/SPSLC/M542, 1995.

[Dab93] W. Dabrowski, *Integrated front-end electronics for silicon drift detectors*, University of Cracow, 1993.

[Fas93] Uwe Faschingbauer, *Doktorarbeit*, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, 1993.

[G+87] E. Gatti et al., *Dynamics of electrons in drift detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A 235** (1987), 393.

[GEA87] Data handling devision, *Geant user's guide*, 1987, CERN DD/EE/84.

[GR84] E. Gatti and P. Rehak, *Semiconductor drift chamber - an application of a novel charge transport scheme*, Nucl. Instr. and Meth. **A 225** (1984), 608.

[Gü93] Thomas Günzel, *Doktorarbeit*, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, 1993.

[Hem94] Marc Hemberger, *Diplomarbeit*, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, 1994.

[Hol85] P. Holl, *Diplomarbeit*, Technische Universität München, 1985.

[Jun96] Christian Jung, *Diplomarbeit*, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, 1996.

[Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, 3. ed., B. G. Teubner, Stuttgart, 1992.

[Mes97] Matthias Messer, *Private Mitteilung*, 1997.

[Nix96] Oliver Nix, *Diplomarbeit*, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, 1996.

[Par96] *Review of particle physics*, Phys. Rev. D, Part I, Vol. 54, 1996.

[Rak97] Jan Rak, *Private Mitteilung*, 1997.

[Sta91] Johanna Stachel, *Systematics of global observables in relativistic heavy ion collisions*, Nucl. Phys. **A525** (1991), 23c.

[SY92] Johanna Stachel and Glenn R. Young, *Relativistic heavy ion physics at CERN and BNL*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992), 537.

[Sze81] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, John Wiley & Sons, New York, 1981.

[Ull94] Thomas Ullrich, *Doktorarbeit*, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, 1994.

[Wer93] K. Werner, *Strings, pomerons, and the venus model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies*, Phys. Rept. **232** (1993), 87.

[Wö90] Andreas Wörner, *Diplomarbeit*, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, 1990.

[Won94] C. Wong, *Introduction to high-energy heavy-ion collisions*, World Scientific, Singapore, 1994.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all denen bedanken, die mit ihrem Rat und ihrer Hilfe zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei Frau Prof. Dr. Johanna Stachel bedanken, die mir diese interessante Arbeit ermöglichte und sie mit vielen intensiven Diskussionen und Ratschlägen begleitet hat.

Bedanken möchte ich mich außerdem bei der gesamten CERES-Gruppe für ihre freundliche Aufnahme und ihre Hilfsbereitschaft. Insbesondere danke ich:

Hannes Wessels für die Unterstützung in den letzten Wochen der Arbeit und das ausgiebige Korrekturlesen,

Andreas Pfeiffer und Axel Drees für die vielen Diskussionen und Hilfestellungen,

Peter Glässel für die mir zur Verfügung gestellten GEANT-Daten und die viele Arbeit, die dafür nötig war,

Carsten Voigt für die Mühe, mich in die Geheimnisse von objektorientiertem Programmieren, Template-Klassen und Rockwavevektoren einzuführen,

Uwe Faschingbauer für die ausgiebigen Diskussionen über die Funktion der Siliziumdriftdetektoren und

Federica Ceretto und Matthias Messer für die vielen gemeinsamen Abendessen während der Strahlzeit am CERN.

Weiterhin danke ich Kerstin Lohse und Beate Bormann für die Mühe, den immer wieder veränderten Text dieser Arbeit von Rechtschreib- und Grammatikfehlern zu befreien.

Mein besonderer Dank gilt meinem Mann Sven, der, egal ob ganze Kapitel der Arbeit auf dem Computer gelöscht wurden, Computerviren ihr Unwesen trieben oder nächtliche Diskussionen kein Ende nahmen, immer die Nerven behalten hat und mir helfend zur Seite stand.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 1. April 1997