INAUGURAL – DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich–Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht–Karls–Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.–Phys. Sven Schaller
aus Herford

Tag der mündlichen Prüfung: 7. November 2001

Leistungsmerkmale des HERA–B Vertexdetektors und Suche nach semileptonischen Charm–Zerfällen

Gutachter: Prof. Dr. Karl–Tasso Knöpfle
Prof. Dr. Johanna Stachel

Zusammenfassung

Das HERA–B Experiment, welches ursprünglich zur Messung der CP–Verletzung im B–System ausgelegt wurde, besitzt ein hochauflösendes Vertexdetektorsystem (VDS), das Anfang 2000 seine volle Leistungsfähigkeit erreicht hat.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Qualitätskontrollen der in Modulen integrierten Siliziumstreifenzähler des VDS an einem Laserteststand werden diskutiert. Die gemessenen geringen Anstiege der Leckströme der in HERA–B eingebauten Module zeigt, daß die Detektoren noch keine signifikanten Strahlenschäden erfahren haben. Dies wird durch eine Messung der Depletionsspannungen eines ausgebauten Detektors bestätigt. Die bestimmte Schädigungskonstante α der Siliziumstreifenzähler beträgt $\alpha_{0\,^\circ\mathrm{C}} = (0.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-17}\mathrm{A/cm}$ bei $0\,^\circ\mathrm{C}$ und ist in guter Übereinstimmung mit der Literatur. Leistungsmerkmale, wie die Primärvertexauflösung und die Zerfallslängenauflösung, werden bestimmt. Das VDS entpricht den Designvorgaben.

In Vorbereitung auf das Meßprogramm im Jahre 2002, welches die Messung des $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnittes und Studien der Charmonium–Produktion vorsieht, wird die Unterdrückung von doppelt semileptonisch zerfallendem offenen Charm ($c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$) relativ zu direkt produzierten J/Ψ–Mesonen ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) durch Ereignisfilter und Analyseschnitte bestimmt. Es zeigt sich, daß nach sämtlichen Analyseschnitten nur noch wenige $c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$–Ereignisse als Untergrund übrig bleiben, dieser aber bei scheinbaren Zerfallslängen von mehr als 2 mm signifikant wird. Eine direkte Suche nach semileptonischen D–Zerfällen in den Daten des Jahres 2000 zeigt, daß für die Isolierung eines Signals restriktive Auswahlkriterien notwendig sind und die Datenmenge dafür bisher marginal ist. Einige Kandidaten werden vorgestellt.

Performance Study of the HERA–B Vertexdetector and Search for Semi–leptonic Charm–Decays

Abstract

The HERA–B experiment, originally designed to study CP–Vilolation in the B–System, features a high resolution vertex detector system (VDS). It reached its design performance in the beginning of the year 2000.

The qualitiy control of the silicon strip detector modules of the VDS using a laser–teststand, carried out within the scope of this thesis, is discussed. The small changes in leakage currents observed in all installed silicon detectors show that the radiation damage so far is insignificant. This is confirmend by depletion voltage measurements of a deinstalled detector using a laser beam. The damage constant α was measured to be $\alpha_{0\,^\circ\mathrm{C}} = (0.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-17}\mathrm{A/cm}$ at $0\,^\circ\mathrm{C}$ which is in good agreement with literature. Benchmark quantities such as the primary vertex resolution and decaylength resolution were determined. The VDS performs according to the design specifications.

In preparation of the HERA–B physics program of the year 2002, which envisions the measurement of the $b\bar{b}$–cross–section and studies of charm–production, the suppression of double semi–leptonic open charm ($c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$) with respect to prompt J/Ψ–meson decays ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) by the trigger and analysis cuts is determined. Although after all cuts only few $c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$–events remain this background becomes significant at apparent decay length of more than 2 mm. A direct search for semi–leptonic D–decays in the data of the year 2000 shows that restictive selection criteria are needed to isolate the signal and that the data collected so far is marginal. Some candidates are presented.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Theoretische Grundlagen **3**
1.1 Die CP–Verletzung 3
1.1.1 Symmetrien 3
1.1.2 CP–Verletzung und die CKM–Matrix 4
1.1.3 CP–Verletzung im Zerfall neutraler B–Mesonen 7
1.1.4 Messung der CP–Asymmetrie in $B^0 \to J/\psi K^0_S$ 10
1.2 Erzeugung von $c\overline{c}$– und $b\overline{b}$–Paaren in pN–Wechselwirkung 12
1.2.1 Charmonium–Zustände 14
1.2.2 Offener Charm 15
1.2.3 $b\bar{b}$–Produktion 15

2 Das HERA–B Experiment **19**
2.1 HERA und ihre Experimente 19
2.2 Der goldene Zerfall bei HERA–B 20
2.2.1 Flavourmarkierung im Signalkanal 22
2.2.2 Flavourmarkierung im Markierungskanal 22
2.3 Das Draht–Target 22
2.4 Design des HERA–B Detektors 23
2.4.1 Der Spektrometermagnet 25
2.4.2 Spurrekonstruktion 25
2.4.3 Teilchenidentifikation 28
2.5 Das Triggersystem 30
2.5.1 Die drei Vorfilter 31
2.5.2 1. Filterstufe 33
2.5.3 2. Filterstufe 33
2.5.4 3. Filterstufe 36
2.5.5 4. Filterstufe 36

3 Der Siliziumvertexdetektor **37**
3.1 Anforderungen an den Vertexdetektor 37
3.2 Siliziumdetektoren 39
3.3 Strahlenschädigung von Siliziumdetektoren 42
3.4 Aufbau der Siliziumstreifenzähler von HERA–B 44
3.5 Aufbau des Vertexdetektorsystems 46

3.6 Vorverstärkung und Signalspeicherung 49
3.7 Aufbau der Detektormodule 50
3.8 Das Auslesesystem 51
3.9 Impaktparameterauflösung und Materialbilanz 52
3.10 Kontrolle der Auslesekanäle mit einem Laser 56
3.11 Insitu–Bestimmung der Schädigung der Siliziumdetektoren 61
3.12 Depletionsspannung nach Bestrahlung 69

4 Der Detektor zur Zeit der Datennahme 73
4.1 Das Target 73
4.2 Systeme zur Spurrekonstruktion 75
4.3 Systeme zur Teilchenidentifikation 77
4.4 Der Ereignisfilter 78

5 Rekonstruktion und Simulation 81
5.1 Ereignisrekonstruktion 81
5.1.1 Allgemeine Rekonstruktionsstrategie 81
5.1.2 Spurrekonstruktion 81
5.1.3 Auffinden der Leptonspuren des SLT 83
5.1.4 Spurselektion 84
5.1.5 Teilchenidentifikation 84
5.1.6 Vertexrekonstruktion 84
5.2 Simulation der physikalischen Prozesse 86
5.2.1 Gewichtung der J/ψ–Ereignisse 86
5.3 Simulation des Detektors im Monte Carlo 88
5.3.1 Detektorgeometrie am Beispiel des VDS 88
5.3.2 Detektor–Effizienzen 88
5.3.3 Simulation des Ereignisfilters 90
5.4 Monte Carlo Datensätze 90

6 Datennahme und Analyse 93
6.1 Die Umstände der Datennahme 94
6.2 Ereignisauswahl 94
6.3 Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse 96
6.4 Transversalimpulse der Myonen 98
6.5 Impaktparameter der Myonen 101
6.6 Transversalimpulse der J/ψ–Mesonen 102
6.7 Primärvertexauflösung 103
6.8 Zerfallslängenauflösung 106
6.9 SLT– und Rekonstruktionseffizienz 109
6.10 $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ als Untergrund zu $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ 111
6.11 Zerfallslängen– und Massenverteilungen 111
6.12 Analyseschnitte 118
6.13 Effizienzen der Analyseschnitte 119
6.14 Einfluß der Schnitte auf die Zerfallslängen und Massenverteilungen 120
6.15 Suche nach semileptonischen Charm–Zerfällen 125

6.15.1 Rekonstruktionseffizienzen 126
6.15.2 Selektionsschnitte 129
6.15.3 Suchalgorithmus 133
6.15.4 Kombinatorischer Untergrund 134

Zusammenfassung **146**

A Implementierung der Vertexdetektorgeometrie in der Simulation **148**

Literaturverzeichnis **153**

Danksagung **163**

Einleitung

Alle bisherigen Beobachtungen zeigen, daß es im Universum weit mehr Materie als Antimaterie gibt. In Experimenten, in denen Teilchen aus Energie erzeugt werden, wie zum Beispiel bei der e^+e^-–Paarbildung, werden Materie und Antimaterie jedoch stets zu gleichen Teilen erzeugt. Dies weist darauf hin, daß es am Anfang der Geschichte unseres Universums einmal gleich viel Materie wie Antimaterie gegeben haben muß. Die sogenannte *Baryogenese* bietet die Möglichkeit, die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie zu erklären, wenn gewisse Voraussetzungen erfüllt sind, die A. Sacharov 1967 [1] in drei Bedingungen formulierte: Die Baryonenzahl ist nicht erhalten, die CP–Symmetrie ist verletzt und das Universum befand sich während der Baryogenese nicht im thermischen Gleichgewicht.

Experimentell zugänglich ist im Moment von diesen Bedingungen nur die CP–Verletzung. In Prozessen, die der elektromagnetischen oder der starken Wechselwirkung unterliegen, konnte sie bisher nicht nachgewiesen werden. Aber in der schwachen Wechselwirkung wird sie in den Zerfällen neutraler Kaonen seit den sechziger Jahren beobachtet.

Daraus folgernd wird auch für das System neutraler B–Mesonen eine Verletzung der CP–Symmetrie vorausgesagt. Aufgrund der großen Bedeutung des Phänomens für die gegenwärtigen teilchenphysikalischen und kosmologischen Modellvorstellungen wurden weltweit spezielle Experimente zur Messung der CP–Verletzung im B–System aufgebaut. Das HERA–B Experiment, in dessen Rahmen diese Arbeit angefertigt wurde, ist eines davon.

Ein Überblick über die CP–Verletzung und die Produktion von B–Mesonen wird in Kapitel 1 gegeben. Im Anschluß daran wird in Kapitel 2 das HERA-B Experiment beschrieben, das für die Messung der CP–Verletzung im "goldenen" Zerfallskanal $B^0 \to J/\psi K_S^0$, $J/\psi \to e^+e^-/\mu^+\mu^-$ und $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ ausgelegt wurde. Dieser Kanal tritt nur einmal in etwa 10^{11} Ereignissen auf, was hohe Anforderungen an den auf dem Nachweis der J/ψ–Mesonen beruhenden Ereignisfilter stellt. Das Prinzip der Messung und der daraus folgende Aufbau des Detektors werden beschrieben wobei auf die einzelnen Detektorkomponenten eingegangen wird.

Eine wichtige Detektorkomponente ist das in Kapitel 3 beschriebene Vertexdetektorsystem. Es werden die in HERA–B eingesetzten Siliziumstreifenzähler, die darauf aufgebauten Siliziumdetektormodule und schließlich das Gesamtsystem erläutert. Eingegangen wird dabei auch auf die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Qualitätskontrollen der in den Jahren 1999 und 2000 im HERA–B Experiment eingebauten Siliziumdetektormodule und die Weiterentwicklung des dafür verwendeten Laserteststandes. Die Methodik und die Resultate werden vorgestellt.

Ferner werden Messungen des durch Strahlenschäden verursachten Anstiegs der Leckströme der im HERA–B Experiment eingebauten Siliziumdetektoren während der Datennahme im Jahre 2000 präsentiert und die Schädigung der Siliziumdetektoren bestimmt. Eine Untersuchung der Depletionsspannung eines der eingesetzten Detektoren schließt sich an.

Der HERA–B Detektor befand sich im Jahre 2000 in der Phase der Inbetriebnahme und wich von dem in Kapitel 2 geschilderten Design in vielen Bereichen ab. Daher wird in Kapitel 4 der Detektor zur Zeit der Datennahme im Jahre 2000 beschrieben, wobei insbesondere auf die provisorische Implementierung eines $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Ereignisfilters eingegangen wird.

In Kapitel 5 wird eine Beschreibung der in dieser Arbeit verwendeten Ereignisrekonstruktion gegeben, wobei auch die Methoden für die Primär– und Sekundärvertexanpassung erläutert werden. Ferner wird die Simulation der Ereignisse und des Gesamtdetektors beschrieben. Als Beispiel für die Simulation der Detektorgeometrie dient die im Rahmen dieser Arbeit implementierte Geometrie des Vertexdetektors, die hier vorgestellt wird. Dabei wird insbesondere auf die auftretenden Strahlungslängen eingegangen.

Neben den $b\bar{b}$–Quarkpaaren, aus denen die B–Mesonen und andere b–Hadronen entstehen, werden in pN–Wechselwirkungen auch $c\bar{c}$–Quarkpaare produziert, die wiederum Charmonium Zustände und offenen Charm bilden. Darauf wir im Kapitel 1 ebenfalls eingegangen.

Ein Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des Anteils an "offenem Charm" in den im Jahr 2000 genommenen Daten im Hinblick auf das revidierte Forschungsprogramm der HERA–B Kollaboration, das zunächst die Messung des totalen $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnitts und Untersuchungen zur direkten Charmonium–Produktion vorsieht.

Der $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnitt ist bisher bei $920\,\mathrm{GeV/c^2}$ noch nicht gemessen worden und die Messungen bei $800\,\mathrm{GeV/c^2}$ weisen große Fehler auf. Bei HERA-B soll die Messung über den Nachweis von Zerfällen $b\text{–}Hadron \to J/\psi + X$ erfolgen, die sich durch eine meßbare Zerfallslänge auszeichnen. Die *direkt* entstehenden J/ψ-Mesonen bilden in diesem Fall aufgrund der endlichen Auflösung einen Untergrund zu denen aus b–Hadronzerfällen.

Offener Charm kann ein J/ψ–Meson vortäuschen, wenn beide Charm–Hadronen semileptonisch zerfallen und in der Rekonstruktion ein gemeinsamer Vertex auftritt. Dabei kann auch eine Zerfallslänge vorgetäuscht werden. In dieser Arbeit wird eine Abschätzung der Größe dieses Untergrunds gegeben und die Ergebnisse einer Suche nach semileptonsichen Zerfällen von D–Mesonen vorgestellt.

Die im Kapitel 6 präsentierte Analyse, die sich auf offenen Charm als Untergrund und als Signal konzentriert, enthält auch Überprüfungen einiger kinematischer Größen sowie der Vertexauflösungen. Die Arbeit wird durch eine Zusammenfassung abgeschlossen.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Das vorliegende Kapitel unterteilt sich in zwei Abschnitte. Der erste Abschnitt befaßt sich mit der Verletzung der CP–Symmetrie und deren Beschreibung im Rahmen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik. Insbesondere wird auf die CP–Verletzung im System neutraler B–Mesonen eingegangen. B–Mesonen sind Teilchen aus einem Quarkpaar, das aus einem b–Quark und einem leichteren Quark besteht.

Im zweiten Abschnitt wird die Erzeugung von $c\bar{c}$–Paaren und $b\bar{b}$–Paaren in inelastischer Proton–Nukleon Wechselwirkung beschrieben. Teilchen, die ein c–Quark enthalten, bilden einen Teil des Untergrundes für die eigentlichen Messungen bei HERA–B, die sich mit den B–Mesonen befassen. Theoretische Vorhersagen und die vorhandenen Messungen der jeweiligen Wirkungsquerschnitte werden zusammengefaßt.

1.1 Die CP–Verletzung

Im Folgenden wird zunächst auf Symmetrieeigenschaften physikalischer Systeme eingegangen. Dann wird das Phänomen einer als *CP–Verletzung* bezeichneten Symmetriebrechung im Rahmen des Standardmodells der Elemtarteilchenphysik beschrieben. Anschließend wird auf die Messung der CP–Asymmetrie in neutralen B–Mesonen Zerfällen, insbesondere im Zerfall $B^0 \to J/\psi K^0_S$ eingegangen.

1.1.1 Symmetrien

Jede Symmetrie eines System ist eng mit einer Erhaltungsgröße des Systems verbunden. Für die Analyse physikalischer Systeme ist es deshalb wichtig, die Symmetrieeigenschaften der Systeme unter einer Transformation **S** zu untersuchen. Im Formalismus der Quantenmechanik werden Transformationen durch Operatoren beschrieben. Ist **H** der Hamiltonoperator eines Systems und **S** ein Operator, der auf **H** wirkt, so beschreibt **S** eine Symmetrieoperation, wenn

$$\mathbf{S}\,\mathbf{H}\,\mathbf{S}^{-1} = \mathbf{H} \tag{1.1}$$

gilt. Ein System, welches die Bedingung 1.1 erfüllt, wird als *symmetrisch* bezüglich **S** bezeichnet und **H** als *invariant* unter der Symmetrietransformation **S**. Man unterscheidet kontinuierliche und diskrete Symmetrietransformationen.

Kontinuierliche Transformationen werden durch eine Menge kontinuierlicher Parameter beschrieben. Der Zusammenhang zwischen Symmetrietransformationen und Erhaltungssätzen wurde zuerst von Emmy Noether für kontinuierliche Symmetrietransformationen bewiesen [2]: Kontinuierliche Symmetrietransformationen, die die Wirkung invariant lassen, führen zu einem Erhaltungssatz. Beispiele für kontinuierliche Symmetrietransformationen sind die Translation und die Rotation im Raum. Aus der Translationsinvarianz im Raum läßt sich in der klassischen Mechanik die Impulserhaltung und aus der Rotationsinvarianz die Drehimpulserhaltung herleiten [3].

In der Quantenmechanik wird aus der Invarianz des Hamiltonoperators $\mathbf{H}$ gegenüber dem Operator $\mathbf{U} = e^{i\alpha\mathbf{F}}$ ein Erhaltungssatz für den Erwartungswert von $\mathbf{F}$ abgeleitet. Dabei ist α ein reeller Parameter und $\mathbf{F}$ ein hermitescher Operator.

Daneben gibt es *diskrete* Symmetrietransformationen, wie zum Beispiel die Paritätstransformation und Ladungskonjugation.

Paritätstransformation

Die Raumspiegelung am Koordinatenursprung wird als Paritätsoperation bezeichnet. Der zugehörige Operator $\mathbf{P}$ transformiert den Ortsvektor $\vec{r}$ nach $-\vec{r}$ und den Impuls $\vec{p}$ nach $-\vec{p}$. Der Drehimpuls $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ geht unverändert aus der Spiegelung hervor. Zweimalige Anwendung von $\mathbf{P}$ auf den Paritätseigenzustand $\Psi(\vec{r})$ ergibt die Identität $\mathbf{P}^2 = \mathbf{1}$. Die Eigenwerte $\lambda_P = \pm 1$ des unitären Operators $\mathbf{P}$ werden als positive bzw. negative Parität der Eigenzustände von $\mathbf{P}$ bezeichnet.

Ladungskonjugation

Die Ladungskonjugation, repräsentiert durch den unitären Operator $\mathbf{C}$, transformiert ein Teilchen in sein Antiteilchen und umgekehrt. Alle ladungsartigen Quantenzahlen wechseln unter der Transformation $\mathbf{C}$ das Vorzeichen. Eigenzustände von $\mathbf{C}$ erhält man nur für Teilchen, die ihr eigenes Antiteilchen sind. Der Operator $\mathbf{C}$ besitzt die Eigenwerte $\lambda_C = \pm 1$.

1.1.2 CP–Verletzung und die CKM–Matrix

Lee und Yang führten 1956 aus, daß die Parität in der schwachen Wechselwirkung verletzt sein könnte [4]. Bereits 1957 wiesen Wu et al. die Paritätsverletzung im β–Zerfall experimentell nach [5]. Der Zerfall eines Pions in ein Myon ist ein Beispiel für einen Prozeß der schwachen Wechselwirkung, in dem die Parität $\mathbf{P}$ und die Ladungskonjugation $\mathbf{C}$ einzeln verletzt sind, die Kombination $\mathbf{CP}$ jedoch eine Symmetrietransformation darstellt [6]. Im Jahre 1964 entdeckten Christensen et al. [7] im System neutraler Kaonen, daß auch die kombinierte Transformation $\mathbf{CP}$ keine Symmetrietransformation darstellt, daß also die CP–Symmetrie verletzt ist.

Kobayashi und Maskawa erkannten 1973 [8] schon vor der Entdeckung des b–Quarks, daß sich CP–Verletzung in die renormalisierte Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung einbeziehen läßt, wenn man anstatt zwei drei Quark–Familien annimmt. In ihrer Theorie wird die CP–Verletzung durch die komplexe unitäre 3×3 Cabbibo–Kobayashi–Maskawa

(CKM) Matrix beschrieben. Die CKM–Matrix ist eine Erweiterung der von Cabibbo beschriebenen Quarkmischung bei zwei Familien [9]. Da die Theorie von Kobayashi und Maskawa zunächst relativ unbekannt blieb, war die Entdeckung des b–Quarks [10] im Jahre 1977 eine große Überraschung. Das t–Quark wurde schließlich 1995 am Tevatron entdeckt [11, 12].

Durch die CKM–Matrix werden die Masseneigenzustände der Quarks (d, s, b) in die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung (d', s', b') überführt. Die W–Bosonen koppeln an die schwachen Eigenzustände (d', s', b'), die man durch Rotation der Masseneigenzustände erhält

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \tag{1.2}$$

Der geladene Strom der schwachen Wechselwirkung wird durch

$$J^{\mu}_{ij} = \frac{1}{2}\overline{u}_i \gamma^{\mu}(1-\gamma^5)V_{ij}d_j \tag{1.3}$$

beschrieben [6]. Dabei bezeichnet $\overline{u}_i$ die Dirac–Spinoren u–artiger Antiquarks aus der i–ten Familie, γ^{μ} die Dirac–Matrizen, und d_j die Spinoren der d–artigen Quarks aus der j–ten Familie. Der Projektor $(1-\gamma^5)$ beschreibt die Eigenschaft des geladenen schwachen Stroms, nur an die linkshändige Komponente eines Teilchen zu koppeln.

Da die CKM–Matrix unitär ist, sind ihre Elemente nicht unabhängig voneinander und die Matrix läßt sich durch vier Parameter beschreiben. In der allgemeinsten Darstellung wird die CKM–Matrix durch drei Mischungswinkel und eine Phase beschrieben.

Ein geeigneter Weg, die Parameter der CKM–Matrix zu analysieren, ist die Wolfenstein Parametrisierung. Die Entdeckung, daß die Lebensdauer der b–Quarks von der Größenordnung der c–Quark Lebensdauer ist [13, 14], wies darauf hin, daß $|V_{cb}| \approx |V_{us}|^2$ ist. Wolfenstein schlug daraufhin eine Näherung der CKM–Matrix vor, die auf einer Entwicklung um $\lambda = |V_{us}|$ beruht [15]

$$V_{CKM} \approx \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}. \tag{1.4}$$

A, ρ und η sind reelle Parameter. Bei einem von Null verschiedenen Wert von η tritt CP–Verletzung auf.

Um die CKM–Elemente mit größerer Genauigkeit zu beschreiben, wird die Wolfenstein–Näherung erweitert und für die CKM–Matrix ergibt sich

$$V_{CKM} \approx \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda - iA^2\lambda^5\eta & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\overline{\rho}-i\overline{\eta}) & -A\lambda^2 - iA\lambda^4\eta & 1 \end{pmatrix}, \tag{1.5}$$

wobei $\overline{\rho} = \rho(1-\lambda^2/2)$ und $\overline{\eta} = \eta(1-\lambda^2/2)$ ist [16]. Würden im Standardmodell mehr als 4 Parameter benötigt, um die CKM–Elemente zu beschreiben, würde das auf physikalische Prozesse jenseits des Standardmodells hinweisen. V_{CKM} wäre dann nicht mehr unitär.

Immer genauere Messungen machen immer genauere Näherung der CKM–Matrix, wie z.B. die in Gl. 1.5 beschriebene notwendig, um nicht fälschlicherweise auf Physik jenseits des Standardmodells zu schließen.

Die CKM–Elemente lassen sich prinzipiell aus den schwachen Zerfällen der jeweils relevanten Quarks bestimmen. Eine Zusammenfassung über den Status der Bestimmung der CKM–Elemente unter Verwendung aktueller Messungen findet sich in den Referenzen [17] und [18].

Aus der Unitarität der CKM–Matrix, $V_{CKM}^{\dagger}V_{CKM} = \mathbf{1}$, ergeben sich die Orthogonalitätsrelationen

$$\sum_{k=u,c,t} V_{ki}V_{kj}^{*} = 0 \qquad i \neq j \text{ und } i,j \in \{d,s,b\} \tag{1.6}$$

$$\sum_{k=d,s,b} V_{ik}V_{jk}^{*} = 0 \qquad i \neq j \text{ und } i,j \in \{u,c,t\}. \tag{1.7}$$

Die Terme $V_{ki}V_{kj}^{*}$ und $V_{ik}V_{jk}^{*}$ stellen Vektoren in der komplexen Zahlenebene dar und jede der 6 Relationen entspricht einem Dreieck in der komplexen Ebene. Schreibt man die Relationen in der Wolfensteinparametrisierung, zeigt sich, daß nur die Relationen

$$(\triangle_{db}) \qquad V_{ud}V_{ub}^{*} + V_{cd}V_{cb}^{*} + V_{td}V_{tb}^{*} \tag{1.8}$$

$$(\triangle_{ut}) \qquad V_{ud}V_{td}^{*} + V_{us}V_{ts}^{*} + V_{ub}V_{tb}^{*} \tag{1.9}$$

Dreiecke beschreiben, deren Seiten alle von der Ordnung $\mathcal{O}(\lambda^3)$ sind und damit drei in etwa gleichgroße Winkel aufweisen. In den anderen vier Dreiecken gibt es jeweils einen sehr kleinen Winkel, der entsprechend schwer zu messen ist. Die Seitenlängen der Dreiecke $\triangle_{db}$ und $\triangle_{ut}$ unterscheiden sich nur in Termen der Ordnung $\mathcal{O}(\lambda^5)$ voneinander.

Das Dreieck $\triangle_{db}$ ist in Zerfällen von B–Mesonen gut zu vermessen und wird als "Unitaritätsdreieck" bezeichnet. Die Winkel des Unitaritätsdreiecks in Abb. 1.1a sind durch

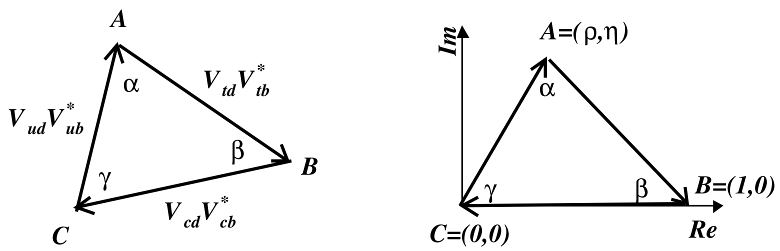

Abbildung 1.1: (a) Das Unitaritätsdreieck $\triangle_{db}$. (b) $\triangle_{db}$ in der Wolfensteinparametrisierung und auf $|V_{cd}V_{cb}^{*}|$ normiert.

die Phasendifferenz der den jeweiligen Winkel einschließenden Seiten gegeben:

$$\alpha \equiv \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^{*}}{V_{ud}V_{ub}^{*}}\right) \qquad \beta \equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^{*}}{V_{td}V_{tb}^{*}}\right) \qquad \gamma \equiv \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^{*}}{V_{cd}V_{cb}^{*}}\right). \tag{1.10}$$

Der Imaginärteil von $V_{cd}V_{cb}^{*}$ ist von der Ordnung $\mathcal{O}(\lambda^7)$. Wird dieser Term vernachlässigt, läßt sich das Unitaritätsdreieck so normieren, daß die Seite $\overline{BC}$ die Länge 1 aufweist und auf der reellen Achse liegt. Abb. 1.1b zeigt das normierte Unitaritätsdreieck in der Wolfensteinparametrisierung unter dieser Annahme.

Die Abb. 1.2 zeigt zusammenfassend den durch bisherige Messungen eingeschränkten erlaubten Bereich des Apex des Unitaritätsdreiecks in der $\overline{\rho}$–$\overline{\eta}$–Ebene.

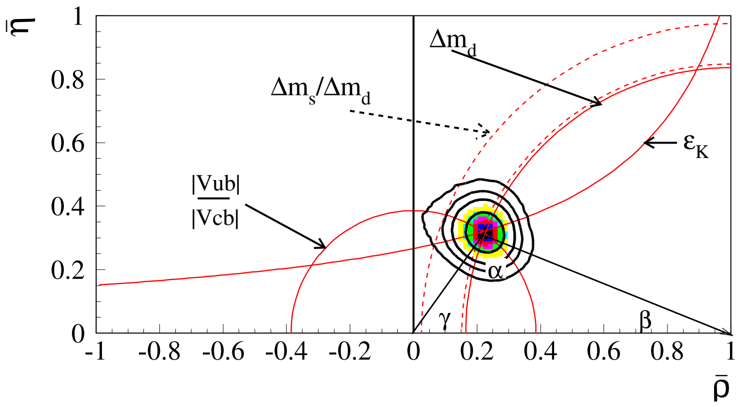

Abbildung 1.2: Erlaubte Bereiche für $\overline{\rho}$ und $\overline{\eta}$. Konturen für 68 %, 95 %, 99 % und 99.9 % sind eingezeichnet. In die Darstellung gehen die vier Meßgrößen Δm_d, die Massendifferenz der B_d^0–Mesonen, Δm_s die Massendifferenz der B_s^0–Mesonen, $|\varepsilon_K|$, der Parameter, der die indirekten CP–Verletzung im Kaonsystem beschreibt, und $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ ein. Abb. aus Ref. [17].

1.1.3 CP–Verletzung im Zerfall neutraler B–Mesonen

Neutrale B–Mesonen, die in den Eigenzustände der starken Wechselwirkung $|B^0\rangle$ und $|\overline{B}^0\rangle$ erzeugt wurden, unterliegen fortan einer Mischung, die durch die schwache Wechselwirkung hervorgerufen wird. Die Zeitentwicklung eines beliebigen Zustands $|\Psi(t)\rangle = a(t)|B^0\rangle + b(t)|\overline{B}^0\rangle$ ist durch die zeitabhängige Schrödingergleichung

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathbf{H}\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

$$\text{mit} \qquad \mathbf{H} = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\Gamma \equiv \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2}\begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

gegeben [1]. Der Hamiltonoperator $\mathbf{H}$ setzt sich dabei aus der Massenmatrix $\mathbf{M}$ und der Zerfallsmatrix Γ zusammen. Parametrisiert man $\mathbf{H}$ durch

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} A & p^2 \\ q^2 & A \end{pmatrix} \qquad \text{mit } A, p, q \in \mathbf{C} \tag{1.13}$$

und diagonalisiert die Matrix, so erhält man die Masseneigenzustände als Linearkombinationen der beiden Flavoureigenzustände $|B^0\rangle$ und $|\overline{B^0}\rangle$ gemäß

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\overline{B}^0\rangle \quad \text{und} \quad |B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\overline{B}^0\rangle. \tag{1.14}$$

[1] $\hbar$ und c wurden gleich eins gesetzt.

Der leichtere Masseneigenzustand wird mit $|B_L\rangle$ (*Light*), der schwerere mit $|B_H\rangle$ (*Heavy*) bezeichnet. Im Folgenden wird $\Delta m \equiv M_H - M_L$ und $\Delta\Gamma \equiv \Gamma_H - \Gamma_L$ gesetzt. Dabei sind M_H und M_L die Massen und Γ_H und Γ_L die Zerfallsraten der Eigenzustände $|B_H\rangle$ bzw. $|B_L\rangle$.

Die Eigenwerte der Matrix $\mathbf{H}$ sind

$$\gamma_L = M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L \quad \text{und} \quad \gamma_H = M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H. \tag{1.15}$$

Die Zustandsmischung wird durch schwache Wechselwirkungsprozesse zweiter Ordnung hervorgerufen, die in Abb. 1.3 mit Hilfe von Box–Diagrammen anschaulich gemacht werden.

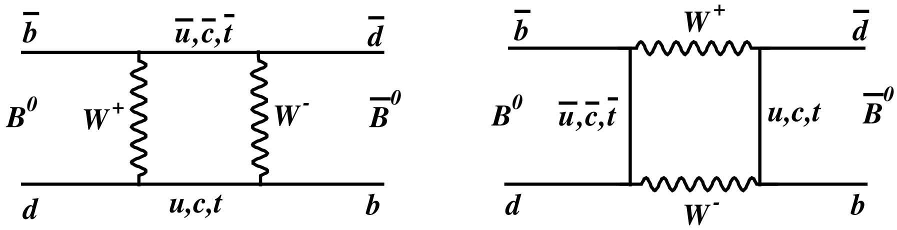

Abbildung 1.3: Box–Diagramme zur Beschreibung der B^0–$\overline{B}^0$ Mischung. Diagramme mit einem t–Quark in der Schleife dominieren den Prozeß aufgrund der hohen Masse des t–Quarks.

Für die Parameter p und q der beiden Masseneigenzustände ergibt sich

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}. \tag{1.16}$$

Der Unterschied in den Zerfallsbreiten $\Delta\Gamma$ wird durch Zerfallskanäle hervorgerufen, die beiden Flavoureigenzuständen zugänglich sind. Die Summe derartiger Verzweigungsverhältnisse ist von der Ordnung $\mathcal{O}(10^{-3})$, so daß $\Delta\Gamma \equiv 0$ gesetzt werden kann [19]. Im B–System wird die Mischung nicht durch $\Delta\Gamma$, sondern durch Δm beschrieben. Für die Nicht–Diagonalelemente gilt also $|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$ [21] und damit in näherungsweise

$$|q/p| \approx \sqrt{|M_{12}^*|/|M_{12}|}. \tag{1.17}$$

Daraus folgend wird $|q/p| = 1$ gesetzt, was bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs $B^0 \to \overline{B}^0$ gleich der Wahrscheinlichkeit eines Übergangs $\overline{B}^0 \to B^0$ ist. Die Mischungsphase wird als

$$e^{i2\Phi_M} \equiv q/p \tag{1.18}$$

definiert. *Indirekte* CP–Verletzung, die durch Interferenz verschiedener Mischungsamplituden verursacht wird, wird hier nicht berücksichtigt.

Für die Zeitentwicklung der Zustände $|B_0\rangle$ und $|\overline{B}_0\rangle$ ergibt sich

$$|B^0(t)\rangle = e^{-im+\Gamma/2t}\left[\cos\left(\frac{\Delta m}{2}t\right)|B^0\rangle + i\sin\left(\frac{\Delta m}{2}t\right)\left(\frac{q}{p}\right)|\overline{B}^0\rangle\right] \tag{1.19}$$

$$|\overline{B^0}(t)\rangle = e^{-im+\Gamma/2t}\left[\cos\left(\frac{\Delta m}{2}t\right)|\overline{B}^0\rangle + i\sin\left(\frac{\Delta m}{2}t\right)\left(\frac{p}{q}\right)|B^0\rangle\right],$$

wobei $m = (M_H + M_L)/2$ und $\Gamma = (\Gamma_H + \Gamma_L)/2$ ist.

Zerfallen sowohl B^0 und $\overline{B}^0$ in die beiden Endzustände f bzw. $\overline{f}$, so tritt CP–Verletzung dadurch auf, daß ein B^0 direkt in f zerfallen kann, oder aber über den Weg $B^0 \to \overline{B}^0 \to f$. Gleiches gilt für die CP–konjugierten Prozesse mit einem anfänglichen $\overline{B}^0$ und dem Endzustand $\overline{f}$. Die Interferenz der beiden Zerfallswege führt zur CP–Verletzung. Es treten die vier zeitabhängigen Zerfallsraten

$$\begin{aligned} \Gamma_f &= \left|\langle f|H|B^0\rangle\right|^2 & \overline{\Gamma}_f &= \left|\langle f|H|\overline{B}^0\rangle\right|^2 \\ \Gamma_{\overline{f}} &= \left|\langle \overline{f}|H|B^0\rangle\right|^2 & \overline{\Gamma}_{\overline{f}} &= \left|\langle \overline{f}|H|\overline{B}^0\rangle\right|^2 \end{aligned} \tag{1.20}$$

auf und als CP–Asymmetrien ergeben sich

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\Gamma_f(t) - \overline{\Gamma}_{\overline{f}}(t)}{\Gamma_f(t) + \overline{\Gamma}_{\overline{f}}(t)} \quad \text{und} \quad \overline{\mathcal{A}}_{CP}(t) = \frac{\overline{\Gamma}_f(t) - \Gamma_{\overline{f}}(t)}{\overline{\Gamma}_f(t) + \Gamma_{\overline{f}}(t)}. \tag{1.21}$$

Zerfallen die B^0–Mesonen in CP–Eigenzustände f_{CP} und $\overline{f}_{CP}$ gilt

$$\mathbf{CP}|f_{CP}\rangle = |\overline{f}_{CP}\rangle = \eta_{f_{CP}}|f_{CP}\rangle \qquad \text{mit } \eta_{f_{CP}} = \pm 1$$

und für die Übergangsamplituden erhält man die Relationen

$$\langle f|H|\overline{B}^0\rangle = \eta_{f_{CP}}\langle \overline{f}|H|\overline{B}^0\rangle \quad \text{und} \quad \langle \overline{f}|H|\overline{B}^0\rangle = \eta_{f_{CP}}\langle f|H|B^0\rangle.$$

Die Asymmetrien lassen sich durch nur noch zwei Zerfallsamplituden

$$A_{f_{CP}} \equiv \langle f_{CP}|H|B^0\rangle \quad \text{und} \quad \overline{A}_{f_{CP}} \equiv \langle f_{CP}|H|\overline{B}^0\rangle \tag{1.24}$$

beschreiben. Mit der Substitution

$$\lambda \equiv \frac{q}{p}\frac{\overline{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}} \tag{1.25}$$

erhält man für die beiden Zerfallsraten [20]

$$\begin{aligned} \Gamma(t) &= |A_{f_{CP}}|^2 e^{-\Gamma t}\left[\frac{1+|\lambda^2|}{2} + \frac{1-|\lambda^2|}{\cos}(\Delta m t) - \mathrm{Im}\lambda \sin(\Delta m t)\right] \\ \text{und} \quad \overline{\Gamma}(t) &= |A_{f_{CP}}|^2 e^{-\Gamma t}\left[\frac{1+|\lambda^2|}{2} - \frac{1-|\lambda^2|}{\cos}(\Delta m t) + \mathrm{Im}\lambda \sin(\Delta m t)\right]. \end{aligned} \tag{1.26}$$

Damit ergibt sich für die zeitabhängige CP–Asymmetrie

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\Gamma(t) - \overline{\Gamma}(t)}{\Gamma(t) + \overline{\Gamma}(t)} = \frac{(1-|\lambda^2|)\cos(\Delta m t) - 2\mathrm{Im}\lambda \sin(\Delta m t)}{1+|\lambda|^2}. \tag{1.27}$$

Weisen alle Beiträge zu der Zerfallsamplitude die gleiche schwache Phase Φ_D des Zerfalls auf, dann ist $\overline{A}_{f_{CP}}/A_{f_{CP}} = e^{-2i\Phi_D}$ und $\lambda = e^{-2i(\Phi_M + \Phi_D)}$. In diesem Fall vereinfacht sich Gl. 1.27 zu

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \eta_f \sin\left[2(\Phi_M + \Phi_D)\right]\sin(\Delta m t). \tag{1.28}$$

1.1.4 Messung der CP–Asymmetrie in $B^0 \to J/\psi K_S^0$

Eine hervorragende Möglichkeit CP–Verletzung zu messen, bietet der "goldene" Zerfall

$$\begin{array}{ccccc} B^0 & \to & J/\psi & + & K_S^0 \\ & & \downarrow & & \downarrow \\ & & \mu^+\mu^-/e^+e^- & & \pi^+\pi^- \end{array},$$

da er nur geringe Unsicherheiten in der theoretischen Berechnung aufweist und eine eindeutige Signatur im Detektor hinterläßt (Abs. 2.2). Der Endzustand $J/\psi K_S^0(\to \pi^+\pi^-)$ des goldenen Zerfalls ist ein CP–Eigenzustand mit dem Eigenwert $\eta_{\phi K} = -1$.

Die aus der B–Mischung resultierende Phase Φ_M wird von jetzt an als Φ_{M,B_d^0} bezeichnet. Zu dieser Phase und der Phase Φ_D kommt noch eine Phase Φ_{M,K^0} hinzu, die aus der Kaonmischung resultiert. Die schwache Gesamtphase ist dann

$$\Phi_W = 2(\Phi_M + \Phi_D) = 2(\Phi_{M,B_d^0} + \Phi_D + \Phi_{M,K^0}).$$

Die Mischung der B–Mesonen ist in den Box–Diagrammen in Abb. 1.3 dargestellt. Da der B^0–$\overline{B}^0$ Übergang vollständig durch die t–Quarks dominiert wird, ist die Übergangsamplitude durch die Phase von $(V_{td}V_{tb}^*)^2$ gegeben (Abb. 1.4) und die Übergänge mit u–

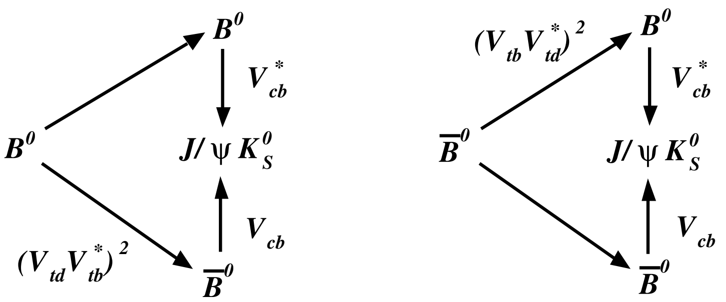

Abbildung 1.4: CKM–Matrix Elemente für die CP–Verletzung im Zerfall $B^0/\overline{B}^0 \to J/\psi K_S^0$.

oder c–Quarks in der Schleife können vernachlässigt werden. Damit ist die Phase Φ_{M,B_d^0} nur durch

$$e^{-i2\Phi_{M,B_d^0}} \equiv \left(\frac{q}{p}\right)_{B_d^0} = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \tag{1.30}$$

gegeben [21].

Zum goldenen Zerfall trägt das Baumdiagramm $\overline{b} \to \overline{c} + W^+$ (Abb. 1.5) und das Pinguindiagramm $\overline{b} \to \overline{s} + c\overline{c}$ bei. Das Baumdiagramm dominiert den Zerfall. Die schwache Phase des Pinguindiagramms stimmt bis auf den Faktor π mit dem des Baumdiagramms überein. Die schwache Phase Φ_D, der Quotient der Übergangsamplituden des Zerfalls selbst, ergibt sich somit aus

$$\eta_{\phi K} \cdot e^{-i2\Phi_D} \equiv \frac{\langle J/\psi K_S^0|H|\overline{B}^0\rangle}{\langle J/\psi K_S^0|H|B^0\rangle} = \frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}}. \tag{1.31}$$

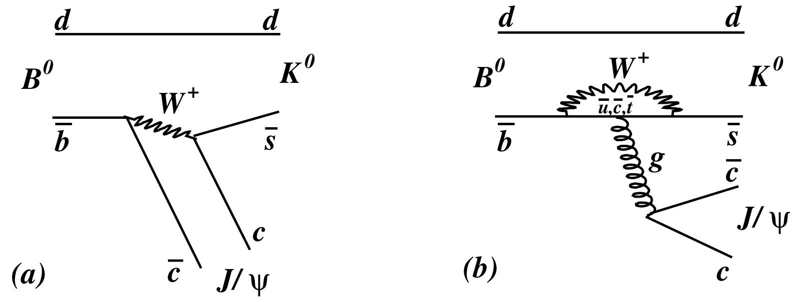

Abbildung 1.5: Feynmandiagramme des Zerfalls $B^0 \to J/\psi K^0_S$. Das Baumdiagramm in (a) dominiert die Zerfallsamplitude bei Weitem. Das gluonische Pinguindiagramm ist farbunterdrückt, da das J/ψ ein Farbsingulettzustand ist.

Die Phase Φ_{M,K^0} entsteht durch die Mischung der K^0_S–Mesonen [6]. Dabei dominiert, analog zum t–Quark im Box-Diagramm für die B^0–$\overline{B}^0$ Mischung, die Schleife mit dem c–Quark die K^0–$\overline{K}^0$ Mischung und Φ_{M,K^0} ergibt sich aus

$$e^{-i2\Phi_{M,K^0}} \equiv \left(\frac{q}{p}\right)_{K^0} = \frac{V_{cs}V^*_{cd}}{V^*_{cs}V_{cd}}. \tag{1.32}$$

Aus den drei Anteilen ergibt sich der Winkel Φ_W der schwachen Phase

$$\begin{aligned}\Phi_W &= -\arg\left(e^{-i2(\Phi_{M,B^0}+\Phi_D+\Phi_{M,K^0})}\right)\\ &= -\arg\left(-\frac{V_{td}V^*_{tb}}{V^*_{td}V_{tb}}\cdot\frac{V_{cb}V^*_{cs}}{V^*_{cb}V_{cs}}\cdot\frac{V_{cs}V^*_{cd}}{V^*_{cs}V_{cd}}\right)\\ &= 2\arg\left(-\frac{V_{cd}V^*_{cb}}{V_{td}V^*_{tb}}\right) = 2\beta \end{aligned} \tag{1.33}$$

mit dem Winkel β des Unitaritätsdreiecks. Mit Gl. 1.28 erhält man die schließlich die zeitabhängige CP–Asymmetrie

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = -\sin 2\beta \sin(\Delta m \cdot t) \tag{1.34}$$

Um diese zeitabhängige CP–Asymmetrie zu messen, wurden eigens die Experimente BABAR [22, 23] und BELLE [24, 25] aufgebaut. Die B–Mesonen werden in diesen beiden Experimenten kohärent durch den Zerfall der Υ(4S)–Resonanz erzeugt. Die zugehörigen e^+e^-–Speicherringe weisen Teilchenstrahlen unterschiedlicher Energien auf [2], damit die im Schwerpunktsystem praktisch ruhenden B–Mesonen im Laborsystem eine Geschwindigkeit und damit eine Flugstrecke aufweisen. BABAR und BELLE haben im Jahre 2000 mit den Messungen begonnen und erste Werte für $\sin 2\beta$ veröffentlicht (Tab. 1.1).

Der Wert von $\sin 2\beta$ läßt sich auch in den zeitintegrierten Raten

$$N_\tau = \int_\tau^\infty \Gamma(t)dt \quad \text{und} \quad \overline{N}_\tau = \int_\tau^\infty \overline{\Gamma}(t)dt \tag{1.35}$$

[2] Sogenannte *asymmetrische* Speicheringe.

messen. Die Integration beginnt zur Zeit $\tau > t_0 = 0$, d.h. man verlangt eine minimale Lebensdauer der B–Mesonen. Experimentell wird kein Schnitt auf die B–Lebensdauer durchgeführt, sondern eine minimale Zerfallslänge $\gamma(\tau - t_0)\beta c$ der B–Mesonen im Laborsystem verlangt (Abs. 2.2). Für die zeitintegrierte Asymmetrie

$$\mathcal{A}_{CP} \equiv \frac{N_\tau - \overline{N}_\tau}{N_\tau + \overline{N}_\tau} = -\frac{\int_\tau^\infty e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t) \sin(2\beta) dt}{\int_\tau^\infty e^{-\Gamma t} dt} \tag{1.36}$$

erhält man durch Integration

$$\mathcal{A}_{CP} = -\frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \Delta m^2} \sin(2\beta) \left[\Gamma \sin(\Delta m \tau) + \Delta m \cos(\Delta m \tau)\right]. \tag{1.37}$$

Die Messung der zeitintegrierten Asymmetrie ist jedoch nur dann möglich, wenn die beiden B–Mesonen nicht in einem kohärenten Zustand erzeugt werden. Diese Art der Messung bietet sich daher für Experimente an hadronischen Speicheringen an. Das CDF Experiment hat bereits eine zeitintegrierte Messung von $\sin 2\beta$ durchgeführt, die jedoch einen großen statistischen Fehler aufweist. Das HERA–B Experiment (Kap. 2) wurde speziell dafür ausgelegt, eine präzise zeitintegrierte Messung von $\sin 2\beta$ zu ermöglichen. Die Tabelle 1.1 zeigt bestehende Messungen von $\sin 2\beta$. Enthalten sind auch die Messungen von ALEPH und OPAL, die die B^0–Mesonen aus dem Zerfall von Z–Bosonen untersucht haben.

Experiment	$\sin 2\beta$	Jahr (pub.)	Ref.
BELLE	$0.58^{+0.32+0.09}_{-0.34-0.10}$	2001	[26]
BABAR	$0.34 \pm 0.2 \pm 0.05$	2001	[27]
CDF	$0.79^{+0.41}_{-0.44}$	2000	[28]
ALEPH	$0.84^{+0.82}_{-1.04} \pm 0.16$	2000	[29]
OPAL	$3.2^{+1.8}_{-2.0} \pm 0.5$	1998	[30]

Tabelle 1.1: Werte für $\sin 2\beta$ aus Messungen der CP–verletzenden Asymmetrie in $B^0 \to J/\psi K^0_S$ bzw. $\overline{B}^0 \to J/\psi K^0_S$ Zerfällen.

1.2 Erzeugung von $c\bar{c}$– und $b\bar{b}$–Paaren in pN–Wechselwirkung

Die Produktion von Quarks wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die QCD–Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quark–Antiquarkpaare geschieht mit Hilfe der Störungstheorie (*perturbative* QCD). Wichtige Punkte der QCD sind [6]:

- Quarks tragen eine Farbladung und eine elektrische Ladung. Es gibt die drei Farben R, G, und B.

- Die Farbladung wird von 8 zweifarbigen Gluonen g ausgetauscht. Die Gluonen sind masselos und tragen den Spin 1.

- Wechselwirkungen, in denen Farbe ausgetauscht wird, werden analog der Regeln der Quantenelektrodynamik (QED) berechnet, wobei $\sqrt{\alpha}$ an jedem Vertex durch $\sqrt{\alpha_s}$ ersetzt wird und ein Farbfaktor C_F eingeführt wird. Der qqg–Vertex hat dieselbe Struktur wie der $ee\gamma$–Vertex (Abb. 1.6).

- Da Gluonen selber Farbladung tragen, können sie untereinander wechselwirken. Es gibt also auch einen ggg– und einen $gggg$–Vertex.

- Für kleine Abstände ist die starke Kopplungskonstante α_s hinreichend klein, sodaß die Farbwechselwirkungen mit Hilfe der Methoden der Störungsrechung vorhergesagt werden können.

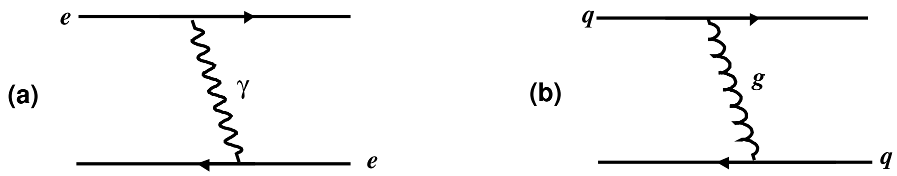

Abbildung 1.6: (a) Elektromagnetische Wechselwirkung durch Photon–Austausch. (b) Starke Wechselwirkung durch Gluon–Austausch.

In der QCD wird das sogenannte Parton–Modell verwendet [6]. Das Modell geht davon aus, daß das Proton aus punktförmigen Partonen, die mit den Quarks und Gluonen identifiziert werden, gebildet wird. Jedes der Partonen kann einen unterschiedlichen Anteil x des Impulses des Protons tragen. Das Proton wird durch seine Strukturfunktionen $F_p(x_q)$, die die Partondichten angeben, beschrieben.

Die Schwierigkeit in der Beschreibung der hadronische Produktion schwerer Quarks besteht darin, die Partondichte $F_P(x_q, \mu)$ des Projektils und die Partondichte $F_T(x_{\overline{q}}, \mu)$ des Targets mit der Hadronisierung in Endzustände zu verbinden, um die perturbative NLO (*next to leading order*) Berechnung des Wirkungsquerschnitts zu erhalten. Der Parameter μ ist die Renormalisierungs– oder Faktorisierungsskalenvariable.

Bei der Produktion schwerer Quarks dominiert im dem hier betrachteten Energiebereich der Prozeß der sogenannten Gluon–Gluon–Fusion, der in Abb. 1.7 dargestellt ist. Die hochenergetischen Hadronen können als breiter Strahl von Partonen (Quarks und Gluonen) angesehen werden, die kollidieren und fusionieren, wobei ein schweres Quarkpaar entsteht. Der hadronische Wirkungsquerschnitt ist durch

$$\sigma_{q\overline{q}} = \sum_{q,\overline{q}} \int dx_q dx_{\overline{q}} F_P(x_q, \mu) F_T(x_{\overline{q}}, \mu) \times d\hat{\sigma}(\hat{s}, m_q, \mu, \alpha_s(\mu)) \qquad (1.38)$$

gegeben [31], wobei $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie, $\hat{\sigma}$ der partonische (*short–distance*) Wirkungsquerschnitt, $\hat{s} = x_q x_{\overline{q}} s$, m_q die Quarkmasse und $\alpha_s(\mu)$ die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist.

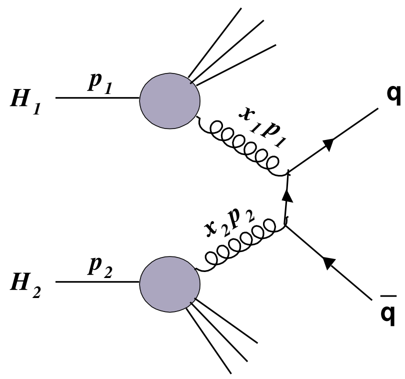

Abbildung 1.7: Die Produktion von Paaren schwerer Quarks $q\overline{q}$ in der Störungstheorie–QCD durch Gluon–Gluon–Fusion. H_1 und H_2 sind Hadronen mit Impulsen p_1 und p_2. Die Gluonen tragen davon die Anteile x_1 und x_2.

In Abb. 1.7 ist das Diagramm der niedrigsten Ordnung dargestellt. Quadriert man dem Diagramm entsprechend die Amplituden, erhält man einen Beitrag der Ordnung α_s^2. Daher ist der führende Prozeß von der Ordnung α_s^2 und der nächst–führende Prozeß (NLO–Process) von der Ordnung α_s^3. Die Kopplungskonstante ist skalenabhängig und deswegen für die unterschiedliche Quarks von deren Masse abhängig. Die Kopplungskonstante für c–Quarks ist etwa 0.3–0.5, für b–Quarks etwa 0.2 und für t–Quarks 0.1 [32]. Daher sind die theoretischen Vorhersagen für t–Quarks sehr zuverlässig, weniger zuverlässig für b–Quarks und noch weniger zuverlässig für c–Quarks. Die NLO–Korrekturen betragen für t–Quarks 30–40 %, für b–Quarks 100 % und für c–Quarks sogar noch mehr. Für b–Quarks und besonders für c–Quarks erwartet man zudem Abweichungen durch Prozesse höherer Ordnung und nicht–störungstheoretischer Effekte.

Abb. 1.8 zeigt die theoretischen Vorhersagen für die $c\overline{c}$– und $b\overline{b}$–Wirkungsquerschnitte in pN–Wechselwirkungen. Die eingezeichneten Bereiche geben die Unsicherheiten in den Vorhersagen für die $q\overline{q}$–Wirkungsquerschnitte in pN–Wechselwirkungen wieder. Die deutliche Verringerung der Unsicherheiten der Vorhersagen für die $b\overline{b}$ gegenüber der $c\overline{c}$–Erzeugung ist klar erkennbar. Ein ausführlicher Überblick über die Produktion schwerer Quarks findet sich in Ref. [33].

1.2.1 Charmonium–Zustände

Gebundene Zustände eines $c\overline{c}$–Paares werden als Charmonium bezeichnet. Das J/ψ–Meson ist der $(1S)$–Zustand mit den Quantenzahlen $I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$. Tabelle 1.2 zeigt zwei ausgewählte Messungen des $J/\psi + X$–Wirkungsquerschnitts in inelastischer Proton–Nukleon Wechselwirkung. Die Messungen wurden an Experimenten durchgeführt, bei denen wie bei HERA–B Protonen mit einem feststehenden Target kollidieren. Bei den zwei Experimenten in Tab. 1.2 lagen die Strahlenergien nahe bei der Proton–Energie des HERA–Speicherrings von 920 GeV.

Es zeigt sich, daß bei einer Energie von 920 GeV noch keine Messung dieses Wirkungsquerschnitts vorliegt. Abbildung 1.9 zeigt den $J/\psi + X$–Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Die Strahlenergie von 800 GeV entspricht ei-

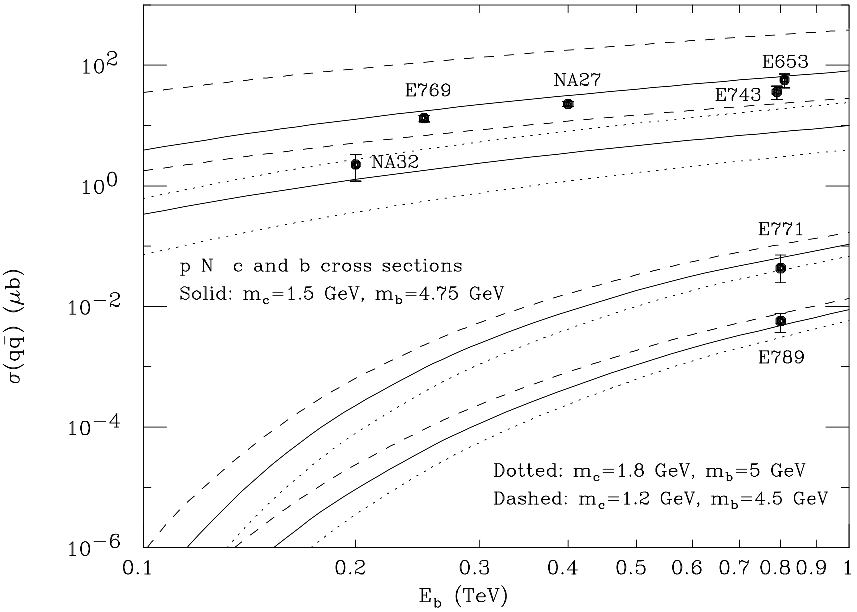

Abbildung 1.8: Theoretische Vorhersagen für die Abhängigkeit von $\sigma_{c\bar{c}}$ und $\sigma_{b\bar{b}}$ pro Nukleon in pN–Wechselwirkungen von der Strahlenergie. Einige experimentell bestimmte Werte für $\sigma_{c\bar{c}}$ sind ebenfalls eingetragen. Abbildung aus Ref. [33].

ner Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 38.7\,\mathrm{GeV}$.

Die Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie kann in der Form $Ae^{-B\sqrt{\tau}}$ beschrieben werden, wobei $\tau = M^2_{J/\psi}/s$ ist [34]. Bei großen Strahlenergien ist der Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Strahlenergie relativ gering.

1.2.2 Offener Charm

Unter offenem Charm (*open charm*) versteht man die Produktion eines $c\bar{c}$–Paares, in der die beiden Quarks unabhängig hadronisieren. In den meisten Fällen entsteht ein D–Meson. Tabelle 1.3 gibt einen Überblick über die vorhandenen Messungen der D–Wirkungsquerschnitte in Proton–Nukleon Wechselwirkungen. Es wurden Messungen ausgewählt, die möglichst nahe bei der HERA–Proton Energie von 920 GeV liegen. Bei einer p–Strahlenergie von 920 GeV ist noch keine Messung des $pN \to D + X$– Wirkungsquerschnitts durchgeführt worden.

Abbildung 1.10 zeigt den $pN \to D+X$–Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie für eine Erzeugung in Vorwärtsrichtung, d.h. die Feynman x_F–Variable ist größer Null. Die Messung von E789 aus Tab. 1.3 ist noch nicht in der Abbildung enthalten.

1.2.3 $b\bar{b}$–Produktion

Die Produktion von $b\bar{b}$–Paaren erfolgt in der Proton-Nukleonstreuung analog zur Erzeugung von $c\bar{c}$–Paaren. Das Verhältnis von $b\bar{b}$–Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{b\bar{b}}$ und totalem inelastischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{inel.}$ liegt bei den hier betrachteten Energien

Produktion von	*Wirkungsquerschnitt* σ [nb/Nukleon]	Energie [GeV]	*E*xperiment	*J*ahr	*R*ef.
$J/\psi + X$	$442 \pm 2 \pm 88$	800	E789	1995	[34, 35]
$J/\psi + X$	$330 \pm 5 \pm 35$	800	E771	1994	[36]

Tabelle 1.2: Bestehende Messungen von $J/\psi + X$–Wirkungsquerschnitten in pN–Streuung pro Nukleon bei einer Strahlenergie von 800 GeV.

Produktion von	*Wirkungsquerschnitt* σ [μb/Nukleon]	Energie [GeV]	*E*xperiment	*J*ahr	*R*ef.
$D^0/\overline{D^0}$	$17.7 \pm 0.9 \pm 3.4$	800	E789	1996	[37, 38]
$D^0/\overline{D^0}$	$38 \pm 3 \pm 13$	800	E653	1991	[39]
D^+/D^-	$38 \pm 9 \pm 14$	800	E653	1991	[39]
$D^0/\overline{D^0}$	$22^{+9}_{-7} \pm 5.5$	800	LEBC–MPS	1988	[40]
D^+/D^-	$26 \pm 4 \pm 6.5$	800	LEBC–MPS	1988	[40]

Tabelle 1.3: Bestehende Messungen von $D + X$–Wirkungsquerschnitten pro Nukleon für tiefinelastische pN–Streuung bei einer Strahlenergie von 800 GeV.

aufgrund der hohen Masse des b–Quarks aber bei etwa 10^{-6}. Tabelle 1.4 zeigt theoretische Vorhersagen und Messungen für $\sigma_{b\bar{b}}$ bei Strahlenergien von 800 und 920 GeV. Bei der HERA-Strahlenergie 920 GeV wurde noch keine Messung durchgeführt. Die Vorhersagen für diese Strahlenergie liegen bei 20^{+18}_{-10} nb [32] und $6 - 150$ nb [42]. Sowohl die theoretischen

Autor (Theorie)/ Experiment	*Jahr*	*Strahl–energie*	$\sigma_{b\bar{b}}$ *pro Nukleon*	*Target–material*	*Ref.*
P. Nason et al.	1995	800 GeV	12^{+18}_{-9} nb	–	[32]
M. L. Magano	1997	800 GeV	$4 - 100$ nb	–	[42]
P. Nason et al.	1995	920 GeV	20^{+18}_{-10} nb	–	[32]
M. L. Magano	1997	920 GeV	$6 - 150$ nb	–	[42]
E789	1995	800 GeV	(5.7 ± 2.0) nb	Au	[43]
E771	1999	800 GeV	43^{+28}_{-18} nb	Si	[44]

Tabelle 1.4: Theoretische Vorhersagen (*oben*) und Messungen (*unten*) des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{b\bar{b}}$ für Proton–Nukleon–Wechselwirkungen. Die theoretischen Werte und Fehler wurden aus Diagrammen in den angegebenen Referenzen abgelesen. Die Ablesegenauigkeit liegt bei etwa 5 %.

Vorhersagen als auch die Messungen weisen große Fehler auf. Bei der störungstheoretischen Berechnung im Rahmen der Quantenchromodynamik müssen Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ berücksichtigt werden. Diese Korrekturen können, obwohl formal von höherer Ordnung, genauso stark beitragen, wie Therme der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ [45]. Außerdem sind die

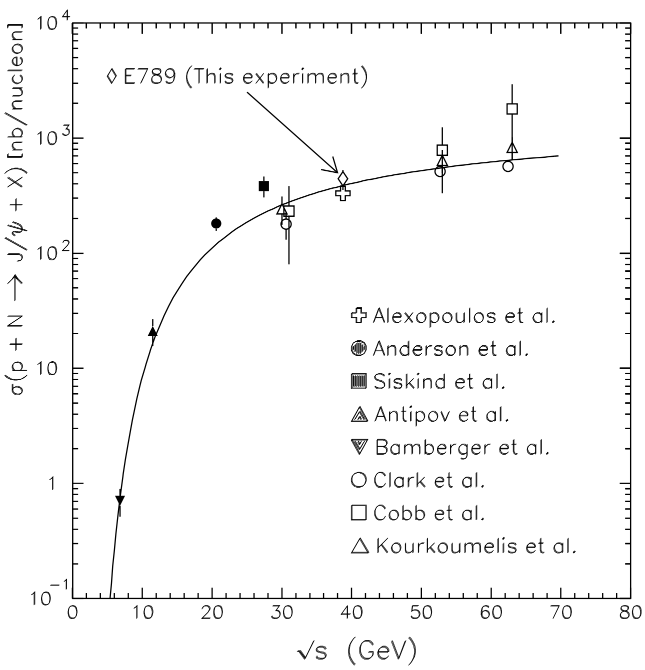

Abbildung 1.9: Totaler $J/\psi + X$–Wirkungsquerschnitt pro Nukleon in pN–Wechselwirkungen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Abbildung aus Ref. [34].

Ergebnisse stark von dem Wert der b–Quarkmasse abhängig (Abb. 1.8), deren exakter Wert nicht bestimmt werden kann.

Es wird davon ausgegangen, daß die b–Quarks zu 85 % durch Gluon–Gluon–Fusion (Abb. 1.7), $gg \to b\bar{b}$ erzeugt werden [46]. Es wird angenommen, daß die restlichen b–Quarks durch Quark–Antiquark–Anihilation $q\bar{q} \to b\bar{b}$ entstehen.

Die Abhängigkeit des $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnitts von der Massenzahl A des Targetmaterials wird als linear angenommen, der totale inelastische Wirkungsquerschnitt hingegen als proportional zu $A^{0.7}$ [46]. Das Verhältnis $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{inelast.}$ steigt also mit zunehmender Massenzahl.

Bei einer Messung der CP–Asymmetrie muß die nicht vollkommen symmetrische Fragmentation der $b\bar{b}$–Quarkpaare in b–Hadronen berücksichtigt werden. Simulationen ergeben zum Beispiel, daß aus einem $\bar{b}$–Quark mit einer Wahrscheinlichkeit von 43 % ein B^0–Meson entsteht, während aus einem b–Quark nur mit 42 % Wahrscheinlichkeit ein $\overline{B}^0$–Meson entsteht [46]. Diese Asymmetrie in der Fragmentation erklärt sich dadurch, daß die wechselwirkenden Protonen und Nukleonen d–Quarks aber keine $\bar{d}$–Quarks als Valenzquarks enthalten. Die Entstehung eines B^0–Mesons aus einem $\bar{b}$–Quark und einem d–Quark ist daher wahrscheinlicher als die Entstehung eines $\overline{B}^0$–Mesons aus einem b–Quark und einem $\bar{d}$–Quark.

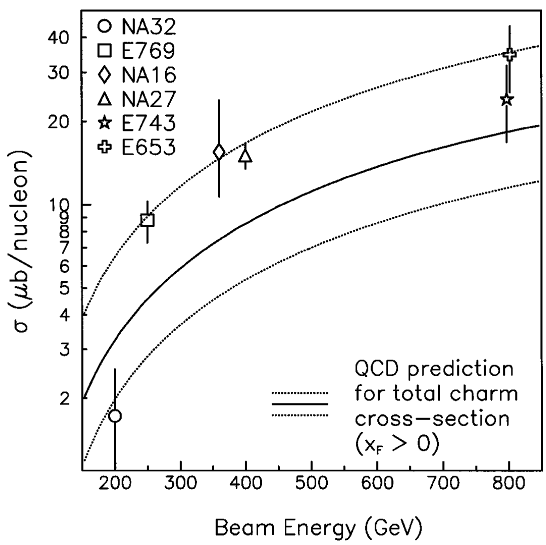

Abbildung 1.10: Abhängigkeit des $pN \to D + X$ Wirkungsquerschnitts pro Nukleon von der Strahlenergie. Hier sind nur die Werte für $x_F > 0$, das bedeutet Erzeugung in Vorwärtsrichtung, eingezeichnet. Die Meßwerte werden der QCD–Vorhersage gegenübergestellt. Abbildung aus Ref. [41].

Kapitel 2

Das HERA–B Experiment

Das HERA–B Experiment wurde im Mai 1994 als ein Experiment für die vierte, noch verbleibende Wechselwirkungszone des HERA Speicherrings am Deutschen Elektronenesynchotron DESY in Hamburg vorgeschlagen [46] und Anfang 1995 genehmigt. Die folgenden Jahre wurden durch den Bau und den Test der einzelnen Detektorkomponenten bestimmt. In den Jahren 1999 und 2000 wurde mit der Inbetriebnahme (*Comissioning*) des Gesamtdetektors begonnen.

Das HERA–B Experiment wurde für die Erforschung der Verletzung der CP–Symmetrie im Zerfall neutraler B–Mesonen ausgelegt, kann aber auch zur Untersuchung eines weiten Bereichs der Physik der schweren Quarks eingesetzt werden. Insbesondere werden B_s–Mesonen in HERA–B erzeugt. In den B_s–Zerfällen kann die Massendifferenz Δm_s und der Unterschied in der Zerfallsbreite $\Delta\Gamma_s$ der zwei $B_s^0/\overline{B_s^0}$ Masseeigenzustände [47] untersucht und eine untere Grenze für Δm_s aufgestellt werden. Zudem könnte HERA–B eine im Standardmodell nicht vorhergesagte CP–Verletzung im Zerfallskanal $B_s^0 \to J/\psi\phi$ entdecken. Die große Zahl produzierter B–Mesonen ermöglicht ferner die Suche nach seltenen, verbotenen Zerfällen wie $B \to K^\star l^+ l^-$ und $B \to K^{(\star)} l_1^+ l_2^-$ [47].

In der ersten Phase ist die Messung des $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnitts bei einer Strahlenergie von 920 GeV, der Lebensdauer von B–Mesonen und die Messung des Υ–Wirkungsquerschnitts geplant. Dem noch vorausgehen werden Messungen von J/ψ, ψ' und χ_c Produktion und Winkelverteilung, sowie deren Abhängigkeit von der atomaren Massenzahl des Target–Materials.

2.1 HERA und ihre Experimente

Die Speicherringanlage HERA besteht aus einem Speicherring für Protonen und einem Ring für Elektronen oder wahlweise Positronen. Die Energie [1] der Protonen beträgt 920 GeV, die der Elektronen 27.5 GeV. Elektronen und Protonen kollidieren an zwei Kreuzungspunkten. Die Schwerpunktsenergie beträgt $\sqrt{s} = 318.1$ GeV. Die Kollisionsexperimente H1 [48] und ZEUS [49] untersuchen mit ihren 4π–Detektoren die Struktur des Protons in der tief inelastischen Wechselwirkung.

Das Strahl–Target–Experiment HERMES [50] verwendet nur den Elektronenstrahl. Die longitudinal polarisierten Elektronen treffen dort auf ein polarisiertes Gas aus Was-

[1] vor 1998 betrug die Energie 820 GeV.

serstoff, Deuterium oder Helium. Das Experiment soll die Spinstruktur von Protonen und Neutronen untersuchen.

Beim Strahl–Target–Experiment HERA–B treffen Protonen aus dem äußeren Strahlbereich, dem Halo, des HERA–Protonenstrahls auf Target–Drähte und erzeugen dort eine Vielzahl von Elementarteilchen. Der Elektronenstrahl wird mit Hilfe von Kompensationsspulen ungehindert durch den Detektor geführt.

Der HERA–p Speicherring wird mit einer Taktfrequenz von 10.41 MHz betrieben und besitzt 220 RF–Pakete (*Radio Frequenz*) von denen 180 Pakete mit Protonen gefüllt sind. Es ergibt sich somit eine mittlere Rate an Protonenpaketen von

$$\overline{R}_{bx} = 180/220 \cdot 10.41\,\mathrm{MHz} = 8.52\,\mathrm{MHz} \tag{2.1}$$

Die Pakete sind 96 ns voneinander getrennt. Die Paketlänge beträgt $\sigma_s \approx 0.6\,\mathrm{ns}$. Die RF–Pakete stellen die Zeitfenster dar, in denen die Wechselwirkungen mit dem Target stattfinden. Das Füllschema des Speicherrings wird durch die Struktur der HERA–Vorbeschleuniger [51] bestimmt und ist in Abb. 2.1 dargestellt. Der Protonenstrom be-

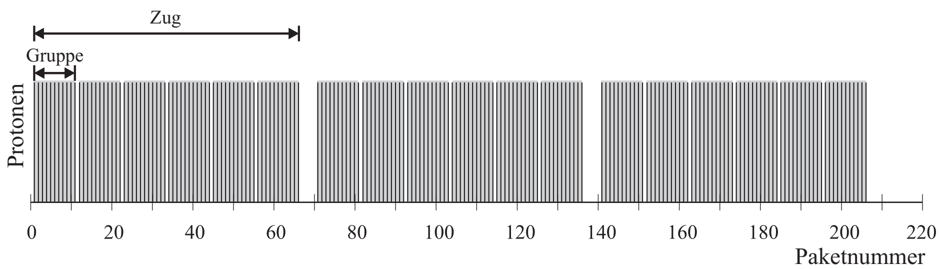

Abbildung 2.1: Das Füllschema des HERA Speicherrings. Von den 220 RF–Paketen sind 180 mit Protonen gefüllt. Die 180 Pakete sind in drei Zügen aufgeteilt. Jeder Zug besteht aus sechs Gruppen mit je 10 Paketen. Zwischen den Gruppen ist jeweils ein RF–Paket leer; zwischen dem ersten und zweiten sowie zwischen dem zweiten und dritten Zug sind fünf RF–Pakete leer. Zwischen dem dritten und ersten Zug sind 15 RF–Pakete leer, um die sichere Entnahme des Strahls aus dem Speicherring (*Beam Dump*) zu gewährleisten.

trägt typischerweise etwa 100 mA. Die Lebensdauer des Protonenstrahls wird durch die ep–Wechselwirkungen in den Strahlkreuzungspunkten von H1 und ZEUS bestimmt und beträgt etwa 100 h. Die Lebensdauer soll durch die pN–Wechselwirkungen am HERA–B Target nicht entscheidend verringert werden.

2.2 Der goldene Zerfall bei HERA–B

Im Gegensatz zu den asymmetrischen e^+e^-–Speicherringen PEPII [52] und BELLE [25], bei denen die B–Mesonen über die Resonanz $\Upsilon(4S)$ erzeugt werden, verwendet HERA–B den HERA Protonspeichering in Verbindung mit einem feststehenden Target zur B–Produktion (Abs. 1.2.3). Die $b\overline{b}$–Paare werden in inelastischer Wechselwirkung der Protonen mit dem Target in der Reaktion $p + N \to b\overline{b} + X$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41.6\,GeV$, erzeugt [2].

[2] $\sqrt{s} = \sqrt{2M_N E_p c^2 + 2M_N^2 c^4}$ mit $M_N = 0.94\,GeV/c^2$ und $E_p = 920\,\mathrm{GeV}$.

Eines der b–Quarks kann in ein B^0– oder ein $\overline{B}^0$–Meson *hadronisieren*. Der HERA–B Detektor ist für die Messung der CP–Verletzung (Abs. 1.1) im "goldenen" Zerfallskanal [53] $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ optimiert. Das B^0–Meson, das einen mittlere Impuls von etwa 120 GeV/c [54] aufweist, zerfällt im Mittel nach 11 mm. Mit einem Verzweigungsverhältnis von $5 \cdot 10^{-4}$ zerfällt das B^0–Meson in ein J/ψ–Meson und ein K_s^0.

Die J/ψ–Mesonen zerfallen praktisch am B^0–Zerfallsort und damit 11 mm vom Target entfernt. Ihr Verzweigungsverhältnis in zwei Leptonen $J/\psi \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ beträgt etwa 12 %. Das K_s^0 fliegt im Mittel noch 1.1 m bevor es mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 69 % in zwei geladene Pionen zerfällt. Tab. 2.1 faßt die Verzweigungsverhältnisse und Zerfallslängen zusammen.

Zerfallskanal	*Verzweigungs–verhältnis*	*Zerfallslänge Mutterteilchen*
$B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	$\approx 4.5 \cdot 10^{-4}$	11 mm
$J/\psi \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$	$\approx 12\,\%$	–
$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	$(5.88 \pm 0.10)\,\%$	–
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(5.93 \pm 0.10)\,\%$	–
$K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$\approx 69\,\%$	1.1 m

Tabelle 2.1: Verzweigungsverhältnisse und mittlere Zerfallslängen der am goldenen Zerfall beteiligten Teilchen [18]. Die J/ψ–Mesonen zerfallen sofort.

Die Designwahrscheinlichkeit, den goldenen Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 \rightarrow l^+l^-\pi^+\pi^-$ mit dem HERA–B Detektor zu rekonstruieren, beträgt unter Berücksichtigung des Ereignisfilters und der angewandten Schnitte $\varepsilon = 0.15$ [46]. Für eine signifikante Messung [3] der CP–Verletzung werden etwa 1400 rekonstruierte goldene Zerfälle benötigt. Daraus folgt unter Berücksichtigung aller genannten Zahlen, daß $4 \cdot 10^{14}$ pN–Wechselwirkungen erzeugt werden müssen.

J/ψ–Mesonen werden bei HERA–B auch direkt in inelastischen pN–Wechselwirkungen, $p + N \rightarrow J/\psi + X$, im Target erzeugt (Abs. 1.2.1). Bei der Messung der CP–Asymmetrie wird deswegen bei der Ereignisauswahl auf den Abstand des J/ψ–Vertex vom Target geschnitten. Die direkten J/ψ–Mesonen sind unerwünschter Untergrund zu den J/ψ–Mesonen aus den B^0–Meson Zerfällen $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$.

Die zeitintegrierte Messung der CP–Verletzung bei HERA–B ist im Prinzip ein Zählratenexperiment, bei dem die Anzahl der beiden Zerfälle $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ und $\overline{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ gezählt werden (s. Gl. 1.36). Wird ein goldener Zerfall rekonstruiert, muß also bestimmt werden, ob ein B^0 oder ein $\overline{B}$ in ein J/ψ und ein K_s^0 zerfallen ist, das bedeutet der Flavour des B^0–Mesons muß bestimmt werden.

Da die b–Quarks in $\overline{b}$–Paaren erzeugt werden, aus denen zwei b–Hadronen entstehen, kann die Flavourmarkierung einerseits im Signalkanal, dem goldenen Zerfall selbst, oder aber im Zerfall des zweiten b–Hadrons erfolgen. Der Zerfallskanal des zweiten b–Hadrons wird Markierungskanal genannt. Die Effizienz der folgenden Markierungsmethoden ist in Ref. [55] untersucht worden.

[3] $\Delta \sin 2\beta \leq 0.1$.

2.2.1 Flavourmarkierung im Signalkanal

In etwa 30 % der Fälle stammen die B^0–Mesonen aus den Zerfällen $B^{\star\star+} \to B^0 + \pi^+$ und $B^{\star\star-} \to \overline{B}^0 + \pi^-$ [56]. Der Winkel zwischen Pion und B–Meson ist typischerweise klein. Durch Rekonstruktion des geladenen Pions kann das Flavour des B–Mesons bestimmt werden. Auch wenn das B^0–Meson direkt im Fragmentationprozeß entsteht, kann aus einem Pion, das als Rang 1–Teilchen in der Fragmentation entsteht und das einen kleinen Winkel zum B^0–Meson aufweist, der B–Flavour bestimmt werden. Die Flavourmarkierung im Signalkanal wird als "*same–side–tagging*" bezeichnet.

2.2.2 Flavourmarkierung im Markierungskanal

Bei der Flavourmarkierung im Markierungskanal, "*oppsite–side–tagging*" genannt, wird das Flavour des b–Hadrons bestimmt, das nicht am goldenen Zerfall beteiligt ist. Für das "oppsite–side–tagging" werden die folgenden drei Methoden angewandt.

Leptonmarkierung

Zerfällt das b–Hadron im Markierungskanal semileptonisch, kann der Flavour des b–Hadrons aus der Ladung des Leptons bestimmt werden. Ein Beispiel ist der Zerfall $b \to c + W^-$, $W^- \to \mu^- \overline{\nu}_\mu$. Ein hochenergetisches μ^- läßt also auf ein b–Hadron schließen. Das B–Meson im Signalkanal enthält demnach ein $\overline{b}$–Quark, ist also ein B^0–Meson.

Kaonmarkierung

Die Ladung eines Kaons aus dem Zerfallskette $b \to c \to s$ im Markierungskanal wird zur Flavourmarkierung verwendet. Ein K^- ($\overline{u}s$) läßt auf ein b–Quark schließen, ein K^+ ($u\overline{s}$) auf ein $\overline{b}$–Quark.

Ladungsmarkierung

Die Ladungen der Teilchen, deren Spuren vom Zerfallsvertex des b–Hadrons ausgehen, werden aufsummiert. Eine negative Ladungssumme deutet auf ein b–Quark, eine positive Ladungssumme auf ein $\overline{b}$–Quark im Markierungskanal hin.

2.3 Das Draht–Target

Der sogenannte Halo erstreckt sich von etwa 4 bis 6 σ der Dichteverteilung der Strahlprotonen. Die Protonen in diesem Bereich tragen nicht mehr zur ep–Luminosität der HERA–Kollisionsexperimente H1 und ZEUS bei. Das Prinzip des Target besteht darin, die Protonen im Halo zur Wechselwirkung zu bringen, bevor sie an den Aperturgrenzen des Speicherrings verloren gehen [57]. Das Targetprinzip wird in Abb. 2.2 anschaulich gemacht. Das HERA–B Target besteht aus acht Drähten, die in den Strahlhalo hineingefahren werden. Die acht Drähte sind auf zwei Stationen im Abstand von 4 cm entlang des Strahls verteilt Die Drähte befinden sich zusammen mit dem Vertexdetektor in einem Vakuumtank, der den Strahl umgibt (Abb. 3.7).

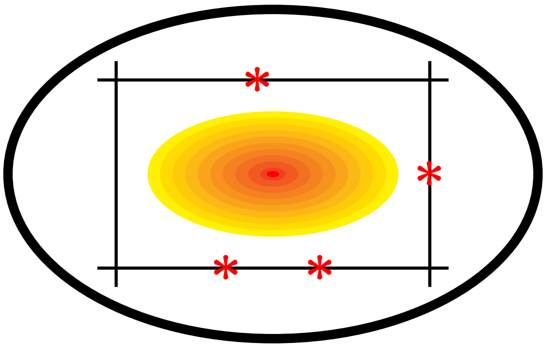

Abbildung 2.2: Das Prinzip des Halotargets. Protonen, die den Strahlkern verlassen, wechselwirken mit den Targetdrähten bevor sie auf die Aperturgrenzen treffen. Einige Wechselwirkungen sind als Sterne eingezeichnet.

Um die etwa $4 \cdot 10^{14}$ pN–Wechselwirkungen, die für eine signifikante Messung der CP–Verletzung nötig sind, innerhalb eines Jahres zu erreichen, muß die Wechselwirkungsrate einige 10 MHz betragen [46]. Um die Besetzungszahlen der Detektoren und die Strahlenbelastung nicht zu groß werden zu lassen, wurde eine Designrate von 40 MHz gewählt. Aufgrund der großen Unsicherheit in den Messungen des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{b\bar{b}}$(Tab. 1.4) wird damit eine Messdauer von 6 Monaten bis zu 3 Jahren erwartet.

Mit zunehmender Massenzahl steigt der $b\bar{b}$–Wirkungsqueerschnitt, jedoch steigt auch die Zahl geladener Spuren und somit die Besetzungszahlen im Detektor (Abs. 1.2.3). Das Targetmaterial muß also in Bezug auf einen hohen $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnitt und gut rekonstruierbare Ereignisse optimiert werden.

Material und Abmessungen sind zudem für eine möglichst hohe Targeteffizienz ε_T, das Verhältnis von Wechselwirkungsrate und der gesamten Proton–Verlustrate des Speicherrings, optimiert. Ein akzeptabler Protonenstromverlust von 2 mA pro Stunde ergibt eine mittlere Verlustrate von 72 MHz [58]. So muss ε_T bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz grösser als 50 % sein. Bisher konnten im Experiment Targeteffizienzen von 60–65% erreicht werden [59]. Die Abmessungen der Targetdrähte betragen 50 μm senkrecht zur Strahlachse und 500 μm entlang der Strahlachse. Als Material wird Titan, Kohlenstoff, Aluminium und Wolfram verwendet [59].

Um die Wechselwirkungsrate konstant zu halten und gleichmässig auf die Drähte zu verteilen, werden die Drähte mit Schrittmotoren ständig radial zum Strahl bewegt. Bei einer Rate v on 40 MHz finden im Mittel 4.7 Wechselwirkungen pro Protonenpaket statt. Je besser die Wechselwirkungen auf die verwendeten Drähte verteilt sind, um so besser lassen sich die überlagerten Ereignisse voneinander trennen. Die Messung der Wechselwirkungsrate erfolgt mit einem Hodoskop, das aus 8 paarweise angeordneten Szintillatorzählern besteht.

2.4 Design des HERA–B Detektors

Die Auslegung des HERA–B Detektors als ein Vorwärtsspektrometer ist typisch für ein Experiment, das ein feststehendes Target zur Teichenerzeugung verwendet. Die geometrische Akzeptanz des Spektrometers beträgt 250 mrad in der Horizontalen und 160 mrad in der Vertikalen.

Aufgrund der in guter Näherung quadratisch mit der Entfernung zur Strahlachse abfallenden Teilchendichte wird der Detektor in vielen Bereichen in einen strahlnahen (inneren) und einen strahlfernen (äußeren) Bereich aufgeteilt. Die verwendeten Technologien sind den Bereichen und damit den Teilchendichten angepaßt. Die hohe pN–Wechselwirkungsrate von 40 MHz sowie die hohen Dichten des Teilchenflusses erfordern besonders für die strahlnahen Detektorkomponenten ein Design, das möglichst resistent gegenüber der auftretenden Strahlenbelastung ist. Tab. 2.2 zeigt eine Zusammenfassung der in HERA–B zum Einsatz kommenden Detektoren und die jeweils verwendete Technologie.

Detektor	*Technologie*	*Kanäle* $[\times 10^3]$
Vertexdetektor	Siliziumstreifenzähler	147
Spurkammern innen ($r = 6 - 30\,\mathrm{cm}$) außen ($r > 30\,\mathrm{cm}$)	 MSGC–GEM Honigwaben–Driftzellen	 140 120
RICH	C_4F_{10}–Radiator Matrix–PMTs	32
TRD innen	*Fiber*–Radiator *Straw*–Kammern	15.7
EM–Kalorimeter innen außen	W–Ni–Fe Szintillator Pb–Szintillator	5.8
Myon–System innen außen	Gas Pixel/Pad Proportionalkammern	31.3
High–p_T–Kammern innen außen	Gas Pixel Proportionalrohre	26

Tabelle 2.2: Überblick über Technologie und Anzahl der Auslesekanäle der HERA–B Detektorkomponenten (RICH: *Ring Imaging Čerenkov Counter*, TRD: *Transition Radiation Detektor*)
.

Der Detektor verfügt über ein System zur Spurrekonstruktion, bestehend aus einem Vertexdetektor, einem äußeren und einem inneren Spurkammersystem. Ein Teil der Spurkammern befindet sich im Innern eines Magnetfeldes und dient zur Messung der Impulse geladener Teilchen. Der Detektor besitzt ein hochentwickeltes System zur Teilchenerkennung. Es besteht aus einem Ringbild–Čerenkovzähler, einem elektromagnetischen Kalorimeter, einem Myonsystem und einem Übergangsstrahlungsdetektor.

Aufgrund der hohen Wechselwirkungsrate ist ein effizientes Filtersystem zur Auswahl der zu speichernden Ereignisse von Nöten. Es besteht aus vier Filterstufen. Die erste Filterstufe wird von den Vorfiltern des elektromagnetischen Kalorimeters, des Myonsystems und der High–p_T–Kammern gespeist. Die Auslesesysteme der einzelnen Detektorkomponenten ermöglichen eine totzeitfreie Auslese; sämtliche Detektordaten aus einem Zeitraum von 12 μs werden in einem Zwischenspeicher abgelegt. Diese Zeit verbleibt der ersten Filterstufe für ihre Entscheidung, das Ereignis an die zweite Filterstufe weiterzureichen oder nicht.

Im Folgenden werden die Komponenten im Einzelnen beschrieben, Abb. 2.3 zeigt den Gesamtaufbau des HERA–B Detektors.

2.4.1 Der Spektrometermagnet

Um den Impuls geladener Teilchen zu messen, wird ein Magnet eingesetzt, in dem sich ein Teil der Spurkammern befinden. Der Magnet begrenzt die geometrische Akzeptanz des Spektrometers auf 250 mrad in der Horizontalen und 160 mrad in der Vertikalen [60]. Der Magnet baut ein Feld der Stärke 2.1 Tm [61] auf und verwendet zehn normalleitenden Kupferspulen, die aus dem Magneten des ARGUS–Detektors stammen. Sein Eisenjoch für die Flussrückführung ist 580 t schwer. Es schirmt die Umgebung des Magneten vom Fluss im Innern ab. Der direkt vor dem Magneten aufgebaute Vertexdetektor wird durch ein Eisenschild abgeschirmt. Die Magnetmitte ist 4,5 m vom Target entfernt. Innerhalb dieser Flugstrecke zerfallen 85 % der K_s^0–Mesonen [60]. Im Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ kann dann aus der Krümmung der zwei Spuren der Pionen deren Impuls und somit der Impuls des K_s^0 bestimmt werden.

2.4.2 Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion stützt sich auf drei Systeme. Diese sind der Vertexdetektor, sowie ein inneres und ein äußeres Spurkammersystem. Der Siliziumvertexdetektor wird in Kapitel 3 eingehend beschrieben. Die Spurkammersysteme dienen zur Erkennung und Rekonstruktion von Teilchenspuren. Die Spurkammern messen die Durchtrittspunkte geladener Teilchen. Aus den Durchtrittspunkten werden dann die Spuren der Teilchen rekonstruiert.

Um die Besetzungszahlen hinreichend niedrig zu halten, muß die Granularität der verwendeten Detektoren besonders in den strahlnahen Bereichen hoch sein. Außerdem müssen die Detektoren der besonders hohen Strahlenbelastung standhalten können. Wie bereits am Anfang von Abs. 2.4 erwähnt, nehmen die Teilchendichten mit der Entfernung R vom Strahl wie R^{-q}, mit q zwischen 1.5 und 2, ab [60] und deswegen kommen im inneren und äußeren Bereich zwei verschiedene Technologien für Gasdetektoren zum Einsatz.

Das inneren Spurkammersystem

Das innere Spurkammersystem (ITR: *Inner Tracker*) erstreckt sich bis zu einer Entfernung von 25 cm um die Strahlachse. In die Akzeptanz der inneren Spurkammern fallen etwa 40 % aller Spuren aus B–Zerfällen [62]. Neben der Spurrekonstruktion soll das System Eingangssignale für die erste Filterstufe liefern.

Im Bereich der inneren Spurkammern wird ein maximaler Teichenfluss von $2{\cdot}10^4$ Hz/mm^2 minimal ionisierender Teilchen (MIP: *Minimal Ionizing Particle*) erwartet [63]. Um die notwendige Granularität und Strahlenhärte zu erreichen, werden für die inneren Spurkammern Gas–Mikrostreifen–Kammern (MSGC: *Micro Strip Gaseous Chambers*) verwendet. MSGCs gehöhren zu den Mikrostruktur–Gasdetektoren (MPGD: *Micro Pattern Gaseous Detectors*) [64]. Sie wurden in den frühen 90er Jahren entwickelt [65].

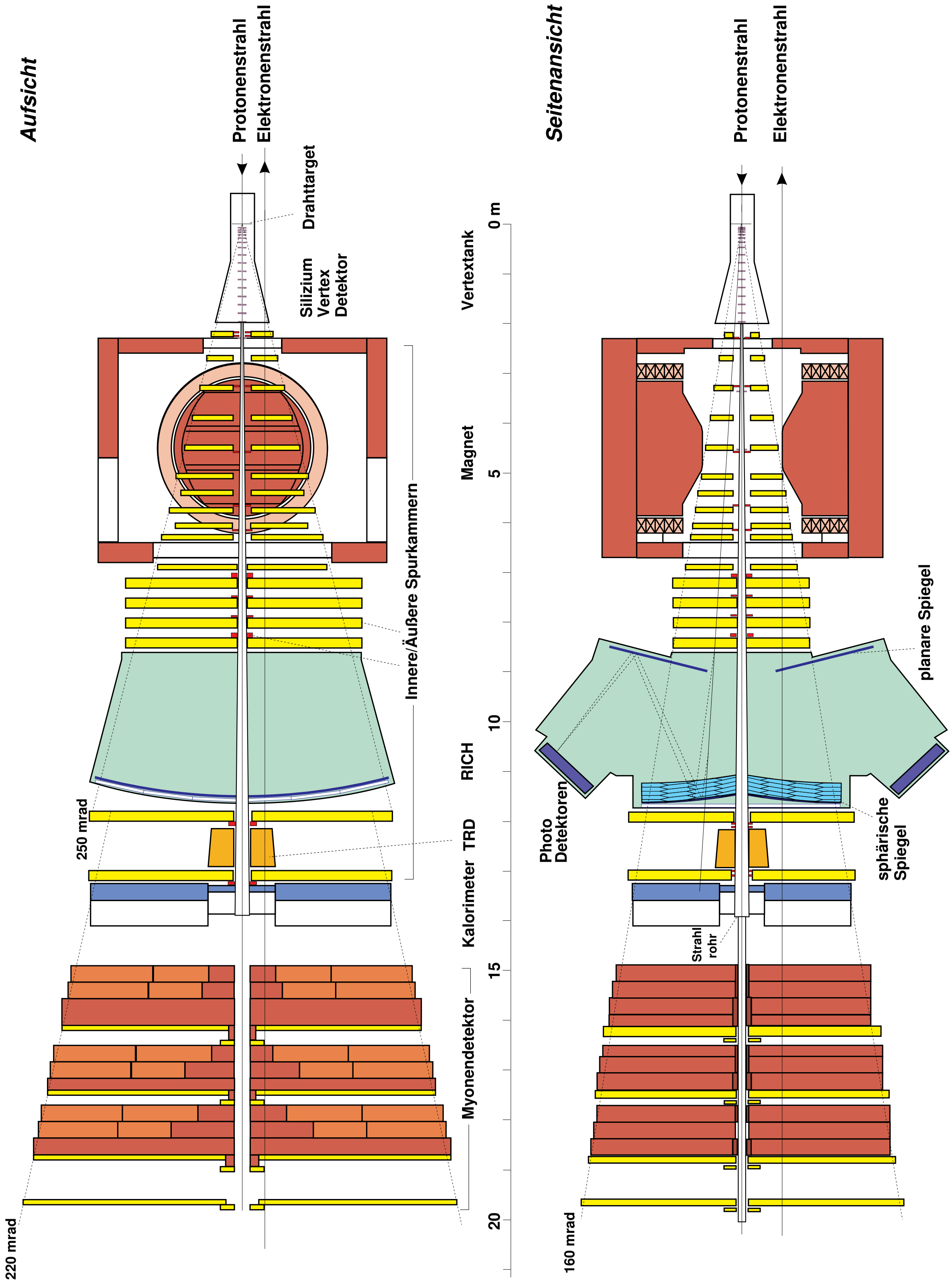

Abbildung 2.3: Aufsicht und Seitenansicht des HERA–B Detektors mit Abmessungen und skizziertem Akzeptanzbereich.

In der HERA–B Umgebung führen Gasentladungen, die durch Hadronen hervorgerufen werden, zu Funkenüberschlägen, die die Anoden einer herkömmlichen MSGC zerstören können. Deshalb sind die MSGCs mit GEM–Folien (*Gas Electron Multiplier*) [66] ausgerüstet worden. Abb. 2.4 zeigt den schematischen Aufbau einer GEM–MSGC.

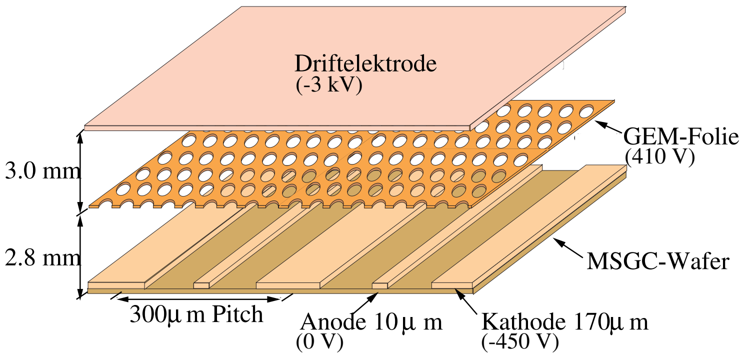

Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer GEM–MSGC. Zwischen der Driftelektorde und dem MSGC–Wafer mit den Anoden– und Kathodenstrukturen ist die GEM–Folie aus Kapton, das beidseitig mit Kupfer beschichtet ist, gespannt.

Auf die MSGC–Grundplatte (*Wafer*) aus einem Glassubstrat werden mittels lithographischer Technologien Anoden– und Kathodenstreifen aufgebracht. Dies ermöglicht einen Anodenabstand von 300 μm. Dadurch kann die maximale Besetzungszahl unter 5 % gehalten werden [63]. Ein MSGC–Modul ist etwa $25 \times 25\,cm^2$ groß und besitzt 768 Anodenstreifen.

Die GEM–Folie besteht aus einer 50 μm dicken Kaptonfolie, die beidseitig mit 7 μm Kupfer beschichtet ist. Die GEM–Folie weist Löcher mit einem Durchmesser von 90 μm und einem Abstand von 140 μm auf. Zwischen der oberen und unteren GEM–Seite wird eine Spannung von etwa 400 V angelegt. Dadurch entstehen in den Bereichen der Löcher starke elektrische Felder, die für eine Gasverstärkung ausreichend sind. Die Gasverstärkung wird so auf den Anodenbreich und den GEM–Bereich aufgeteilt und die MSGC kann mit geringeren Spannungen zwischen Anode und Kathode betrieben werden, wodurch die Wahrscheinlichkeit von Funkenüberschlägen stark reduziert wird.

Das System besteht aus 184 MSGCs, die in sogenannten Stereolagen mit den Streifenorientierungen 0° und $\pm 5^\circ$ angeordnet sind, um eine möglichst gute Trefferrekonstruktion zu erhalten. Die nominelle Auflösung beträgt weniger als 100 μm in transversaler und 1 mm in longitudinaler Richtung [67]. Für die Auslese der MSGCs wird der HELIX–Chip [95], der auch im Vertexdetektor verwendet wird, eingesetzt. Der HELIX–Chip wird in Abschnitt 3.6 beschrieben.

Das äußere Spurkammersystem

Die geringeren Teilchendichten im äußeren Bereich erlauben es, für das äußere Spurkammersystem (OTR: *Outer Tracker*) Honigwaben–Driftzellen mit geringerer Granularität als die der MSGCs zu verwenden. Diese Technologie ist relativ preiswert, was angesichts der grossen Fläche der Kammern wichtig ist.

Die äußeren Spurkammern selbst besitzen zwei unterschiedliche Granularitäten. Der Zelldurchmesser der Kammern beträgt 5 mm im inneren Bereich und 10 mm weiter außen [69]. Das äußere Spurkammersystem besteht aus 978 Modulen, die in 13 Superlagen angeordnet sind. Eine Superlage befindet sich vor dem Magneten, sechs im Magneten (*MC*–Kammern), vier zwischen Magnet und RICH (*PC*–Kammern) und zwei direkt vor dem ECAL (*TC*–Kammern). Die vier Superlagen PC1, PC4, TC1 und TC2 liefern Signale für die erste Filterstufe.

Die Driftzellen werden von einem Gasgemisch bestehend aus 65 % Ar, 30 % CF_4 und 5 % CO_2 durchströmt [62]. Der geometrische Akzeptanzbereich erstreckt sich bis 250 mrad. Für die Auslese wird der ASD–8–Chip [70] eingesetzt.

2.4.3 Teilchenidentifikation

Zur Teilchenidentifikation werden die Messergebnisse verschiedener Detektoren verwendet. Das System kann geladene Teilchen im Impulbereich von etwa 3 bis 50 GeV [46] identifizieren. Es wurde dafür ausgelegt, die Zerfallprodukte des goldenen Zerfallskanals $B \to J/\psi K_s^0$ zu identifizieren und gleichzeitig die zur Flavourmarkierung verwendete Kaonen als solche zu identifizieren:

- Erkennung von $e^+e^-/\mu^+\mu^-$–Kandidatenpaaren für die Vorfilter.
- Identifizierung der Leptonpaare aus den Zerfällen $J/\psi \to e^+e^-/\mu^+\mu^-$ während der Rekonstruktion.
- Identifizierung der Pionen aus dem Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$.
- Identifizierung des geladenen Kaons zur Flavourmarkierung der B^0–Mesonen.

Ringbild–Čerenkovzähler

Die Hauptaufgabe des Ringbild–Čerenkovzählers (RICH: *Ring Imaging Čerenkov Counter*) [71] besteht darin, die zur Flavourmarkierung verwendeten Kaonen von Pionen zu unterscheiden. Čerenkov–Strahlung wird emittiert, wenn ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit v ein Medium mit Brechungsindex n durchläuft, die größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n in diesem Medium ist [72]. Der entstehende Lichtkegel hat einen Öffnungswinkel von $\cos\theta_c = 1/(\beta n)$ mit $\beta = v/c$. Durch Messung des Öffnungswinkels läßt sich also die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmen. Ist außerdem noch der Impuls des Teilchens bekannt, kann seine Masse bestimmt werden.

Im HERA–B RICH wird der Lichtkegel über ein optisches System aus sphärischen Spiegeln als ringförmiges Bild auf eine Photondetektoroberfläche abgebildet. Erzeugt wird der Lichkegel in einem Stahltank, der mit C_4F_{10} [4] als Radiatorgas geflutet ist (Abb. 2.3). Die Schwelle für die Emission von Čerenkovlicht liegt bei diesem Gas für Kaonen bei 2.6 GeV/c und für Pionen bei 9.0 GeV/c. Für Kaonen und Pionen wird im Impulsbereich 3–80 GeV/c eine 3σ Separation erreicht.

Die Tankrückwand ist mit zwei Feldern aus sphärischen Spiegeln bedeckt. Der Radius der beiden Spiegelfelder ist so gewählt, daß die Kreismittelpunkte in der Target-Region

[4] Brechungsindex $n - 1 = 1.53 \cdot 10^{-3}$.

liegen. Die Mindestanzahl von Photonen pro Ring beträgt 20. Das Licht wird über einen weiteren Satz planarer Spiegel auf die Photondetektoren reflektiert. Es werden Photoelektronenvervielfacher (PMTs: *Photomultiplier*) verwendet, die in Feldern (Matrix–PMTs) angeordnet sind. Die PMTs liegen außerhalb der geometrischen Akzeptanz.

Übergangsstrahlungsdetektor

Passieren geladene Teilchen die Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften, so wird von den Teilchen Übergangsstrahlung [72] emittiert.

Der Übergangsstrahlungsdetektor (TDR: *Transition Radiation Detector*) soll die Identifikation von Elektronen im strahlnahen Bereich, d.h. die Teilchenspuren weisen kleine Winkel zur Strahlachse auf und die Spurdichten sind sehr hoch, unterstützen. Der TRD ermöglicht die Trennung von Elektronen und Hadronen, hauptsächlich Pionen, und soll eine Unterdrückung der Hadronen in der inneren Region des elektromagnetischen Kalorimeters auf weniger als 10 % aller Teilchen in diesem Bereich ermöglichen [62].

Der TRD befindet sich zwischen den letzten beiden Kammern des äußeren Spurkammersystems, vor dem elektromagnetischen Kalorimeter. Sein Radiator besteht aus Polypropylenfasern mit einem Durchmesser von 20 μm. Die Radiatorlagen sind 1.6 cm dick. Zwischen den Radiatorlagen befinden sich Proportionalzählrohre (*Strawtubes*), mit einem Durchmesser von 6 mm, die mit einem Gasgemisch $Xe/CF_4/CO_2$ im Verhältnis 70:20:10 betrieben werden.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Bei Teilchenenergien der Größenordnung einiger GeV und höher verlieren Elektronen und Positronen ihre Energie beim Durchqueren von Materie fast ausschließlich durch Bremsstrahlung. Photonen mit diesen Energien verlieren ihre Energie haupsächlich durch e^+e^-–Paarbildung [72]. Durch Kombination beider Effekte entwickelt sich ein elektromagnetischer Schauer. Mit Hilfe eines elektromagnetische Kalorimeters (ECAL) läßt sich die Schauerenergie messen.

Das HERA–B ECAL ist ein *Sampling*–Kalorimeter in *Schaschlik*–Bauweise. Sampling–Kalorimeter sind aus sich abwechselnden Absorber– und Detektorlagen aufgebaut und nur ein Teil der Schauerenergie wird im Kalorimeter absorbiert. Der Energieverlust in den Absorber– und Detektorlagen fluktuiert. Die Energieauflösung wird durch diese Sampling–Fluktuationen bestimmt. Sampling–Kalorimeter sind weit verbreitet, auch wegen ihrer kompakten und preiswerten Bauweise.

In HERA–B bestehen die Zellen des Kalorimeters aus sich abwechselnden Lagen von verschiedenen Absober– und Szintillatorlagen. Mehrere wellenlängenverschiebende Lichtleiter führen das Licht der Szintillatorlagen zu Photomultipliern. Das Kalorimeter paßt sich durch drei Bereiche unterschiedlicher Granularität und unterschiedlichen Absorbermaterials den gegebenen Teilchendichten an. Tabelle 2.3 zeigt die Merkmale der drei Bereiche im Überblick. Wolfram erlaubt mit einer Strahlungslänge von $X_0 = 0.35\,\mathrm{cm}$ eine kompaktere Bauweise als Blei mit $X_0 = 0.56\,\mathrm{cm}$, ist aber teurer. X_0 ist als mittlere Schichtdicke eines Materials definiert, in dem ein Elektron beim Durchqueren seine Energie bis auf einen Bruchteil $1/e$ durch Bremsstrahlung verliert.

Bereich	*Absorber–material*	*Zellenfläche*	*Energie–auflösung* σ_E/E	*Orts–auflösung* σ
Innen	W–Ni–Fe	$22.3 \times 22.3\,\mathrm{mm}^2$	$17\,\%/\sqrt{E} \oplus 1.6\,\%$	1.2 mm
Mitte	Pb	$55.6 \times 55.6\,\mathrm{mm}^2$	$9.5\,\%/\sqrt{E} \oplus 1.0\,\%$	4.2 mm
Außen	Pb	$112 \times 112\,\mathrm{mm}^2$	$9.5\,\%/\sqrt{E} \oplus 1.0\,\%$	10 mm

Tabelle 2.3: Die drei Bereiche des elektromagnetischen Kalorimeters. Angegeben sind die Designwerte für die jeweiligen Energie– und Ortsauflösungen [60].

Myonsystem

Das Myonsystem besteht aus vier mit Detektoren versehenen aktiven Lagen, MU1 bis MU4, und drei passiven Absorberschichten aus Eisen und Stahlbeton als Hadronen–Filter [73]. Der Absorber mit einer Gesamtdicke von 3.5 m erreicht eine Unterdrückung von Hadronen um etwa einen Faktor 100. Um Myonspuren zu rekonstruieren, wird versucht, die Treffer im Myonsystem mit den Spuren im Spurkammersystem in Übereinstimmung zu bringen (*Matching*). Zuviel Absorbermaterial würde dies erschweren.

Als Detektoren kommen in den Bereichen hoher Teilchendichten Gas–Pixel–Kammern zum Einsatz. Ein Pixel besteht aus einem 30 mm langen Signaldraht, der von vier Potentialdrähten umgeben ist. Die Orientierung der Drähte ist entlang der Strahlachse. Die Pixel sind $9 \times 9\,\mathrm{mm}^2$ groß ($9.4 \times 9.4\,\mathrm{mm}^2$ in der letzten Lage MU4).

Weiter außen werden Pad–Kammern, und Proportionalzählrohre (*Tube*–Kammern) verwendet. Bei den Pad–Kammern handelt es sich ebenfalls um Proportionalkammern auf deren dünnen Außenseite sich eine Struktur aus Pads befindet. Löst ein geladenes Teilchen in der Nähe eines Anodendrahts eine Lawine von weiteren Ladungen aus, wird eine Spiegelladung in dem Pad direkt über der Ladungslawine induziert. Es wird das Signal im Anodendraht und zusätzlich das Signal des Pads registriert.

Die äußeren Kammern sind unter Stereowinkeln von $0\,°$ und $\pm 20\,°$ angeordnet. Das Myonsystem identifiziert Myonen mit einem Impuls größer als 5 GeV/c. Dieser Schwellenwert wird durch die Absorberdicke bestimmt. Das Myonsystem wird wie das äußere Spurkammersystem mit dem ASD–8 Chip ausgelesen.

2.5 Das Triggersystem

Im Mittel entsteht bei HERA–B in einer von 10^6 pN–Wechselwirkungen ein $b\bar{b}$–Paar. Die seltenen Zerfälle, nach denen gesucht wird, haben zudem Verzweigungsverhältnisse der Größenordnung 10^{-5} (Abs. 2.2). Aufgabe des vierstufigen Triggersystems [74] ist es, die Ereignisse, nach denen gesucht wird, aus der großen Flut aller Ereignisse auszuwählen. Der Trigger ist dafür ausgelegt, bereits in der ersten Filterstufe J/ψ–Mesonen zu erkennen. Die zweite Filterstufe ist so konzipiert, daß bereits ein Schnitt auf die Zerfallslänge der J/ψ–Mesonen durchgeführt werden kann, um so Ereignisse mit direkt am Target erzeugten J/ψ zu verwerfen und Ereignisse mit J/ψ aus dem goldenen Zerfall $B \to J/\psi K_s^0$ anzureichern.

Die Signale sämtlicher Detektorkanäle werden alle 96 ns abgespeichert [5] bis die erste Filterstufe eine Entscheidung gefällt hat. Alle vier Filterstufen reduzieren die Eingangsrate von etwa 10 MHz auf eine Rate von etwa 20 Hz, mit der die ausgewählten Daten letztendlich auf Band geschrieben werden. Tab. 2.4 zeigt die Reduktionsfaktoren der vier Filterstufen.

Stufe	R_{in}	t_{be}	f_{red}	*Methode*
1	$\approx$ 10 MHz	12 μs	200	Spurfindung, Schnitt auf Transversal–impuls und Di–Lepton Masse
2	50 kHz	7 ms	100	Spur–Refit, Impuls–bestimmung, Vertex–Suche
3	500 Hz	100 ms	10	Spezielle Algorithmen, Auffinden weiterer Spuren
4	50 Hz	4 s	2.5	Vollständige Rekonstruktion

Tabelle 2.4: Eingangsrate R_{in}, Bearbeitungszeit t_{be}, Reduktionsfaktor f_{red} und die verwendeteten Methoden der vier Filterstufen.

2.5.1 Die drei Vorfilter

Die erste Filterstufe erhält für eine schnelle Entscheidung Vorfiltersignale (*Pretrigger–Signals*) vom Myonsystem, dem elektromagnetischen Kalorimeter und den High–p_T–Kammern, einer speziell für den Trigger konzipierten Hardware–Komponente. Die drei Pretrigger arbeiten parallel und unabhängig voneinander. Bei der Erkennung der leptonischen Zerfälle $J/\psi \to e^+e^-/\mu^+\mu^-$ definieren die Pretrigger des ECAL und des Myonsystems Leptonkandidaten. Der obere Teil der Abb. 2.5 zeigt die für die drei Pretrigger verwendeten Komponenten des HERA–B Detektors. Die drei Pretrigger werden in den folgenden drei Paragraphen einzeln beschrieben.

ECAL–Pretrigger

Der ECAL–Pretrigger wählt Teilchen hoher Energie E_T im ECAL aus. Die Energie von jeweils 3×3 Detektorzellen wird aufsummiert. Liegt die transversale Energie einer Gruppe (*Cluster*) dieser 3×3 Zellen über einem Schwellenwert, wird ein Pretrigger–Signal erzeugt, das die Trefferregion als Suchbereich (RoI: *Region of Interest*) ausweist. Der Schwellenwert liegt typischerweise bei $E_T = 1.0$ GeV.

Myon–Pretrigger

Der Myon–Pretrigger [75] verwendet Trefferinformationen aus den Pad–Kammern der letzten beiden Myon–Superlagen MU3 und MU4. Dabei werden Koinzidenzen zwischen den

[5] Zeitlicher Abstand zwischen den RF–Paketen.

Pads in MU3 und MU4 gebildet. Hierzu ist jedes Pad in MU3 ist mit 6 dahinterliegenden Pads in MU4 verbunden (Abb. 2.6). Der Myon–Pretrigger verlangt zwei Trefferkoinzidenzen in den Pads der Superlagen MU3 und MU4.

Beide Superlagen befinden sich hinter dem Hadron–Absorber des Myon–Systems. Das Myonsystem kann Myonen identifizieren, deren Impuls größer als 5 GeV/c ist (Abs. 2.4.3). Der intrinsischen Schnitt auf den Transversalimpuls p_T der Myonen beträgt etwa 0.7 GeV/c [76].

High–p_T–Pretrigger

Der High–p_T–Pretrigger [77] soll Hadronen mit hohem Transversalimpuls $p_T > 1.5$ GeV/c auswählen. Besonders Zerfälle $B^0 \to \pi^+\pi^-$ sollen mit diesem System selektiert werden. Dazu sind die High–p_T–Kammern in viele vordefinierte Koinzidenzen geschaltet. Ein Triggersignal wird generiert, wenn ein Hadron mit dem notwendigen Transversalimpuls eine solche Koinzidenz auslöst. Als Detektoren werden Pad– (außen) und Gas–Pixel–Kammern (innen) verwendet. Die drei Kammerlagen befinden sich im Innern des Spektrometermagneten.

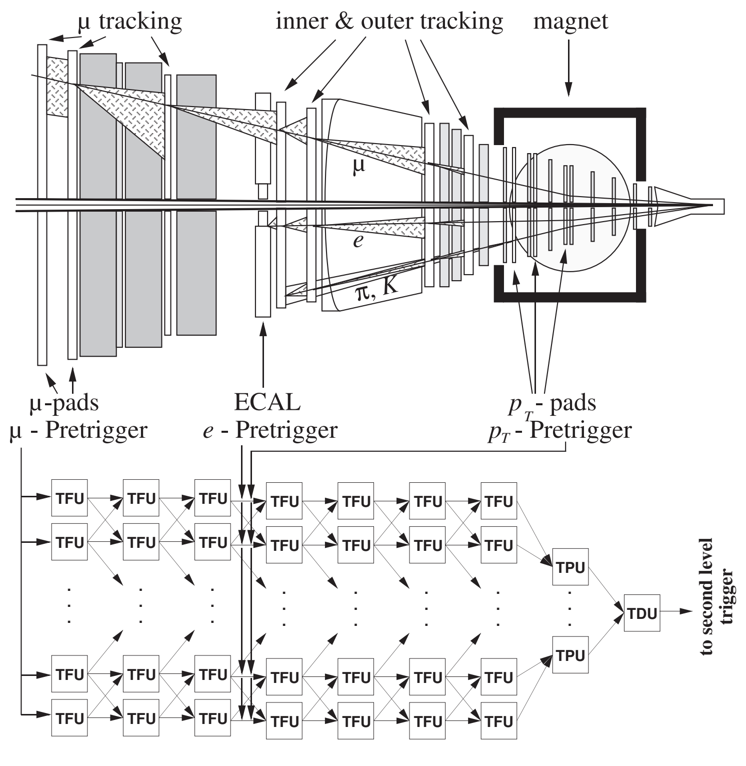

Abbildung 2.5: Die drei HERA–B Systeme, die ein Pretrigger–Signal an die erste Filterstufe liefern sind im oberen Detektorbild markiert. Der untere Teil zeigt die Komponenten und den Signalfluß der ersten Filterstufe [74]. Abkürzungen sind im Text erläutert.

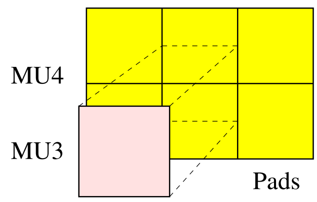

Abbildung 2.6: Koinzidenzschema des Myon–Pad–Systems. Jedes Pad in MU3 ist mit 6 dahinterliegenden Pads in MU4 verbunden.

2.5.2 1. Filterstufe

Die erste Filterstufe (FLT: *First–Level Trigger*) kann bis zu 1.2 Tbit Detektordaten pro Sekunde verarbeiten. Der FLT führt mittels Informationen der Pretrigger und der Treffer von vier Superlagen (TC2, TC1, PC4 und PC1) des Spurkammersystems 2.4.2 eine grobe Spurfindung (*Tracking*) durch. Von den RoIs und Spurparametern der Pretrigger ausgehend wird nach Dreifachkoinzidenzen in drei Lagen mit unterschiedlicher Drahtorientierung gesucht. Die speziellen integrierten Bausteine, die hier eingesetzt werden, sind die TFUs (*Track Finding Units*, Abb. 2.5). Ist eine Dreifachkoinzidenz vorhanden, werden die Spurparameter aktualisiert, die Spur in die nächste Superlage extrapoliert und die RoI in der neuen Superlage bestimmt. Ist eine Spur in allen FLT–Detektorlagen rekonstruiert worden, wird die Ladung und der Impuls des Teilchens von den TPUs (*Track Parameter Units*) bestimmt. Die Spurparameter der vier TPUs werden an eine TDU (*Track Decision Unit*) weitergegeben, die entscheidet, ob das Ereignis an die zweite Filterstufe weitergeleitet wird (Abb. 2.5).

Der wichtigste Filtermodus ist der J/ψ–Ereignisfilter. Es werden e^+e^-– und $\mu^+\mu^-$–Spurpaare gebildet und die invariante Masse der Paare bestimmt. Nur Ereignisse, bei denen die invariante Masse eines Spurpaars in einem Bereich [6] um die J/ψ–Masse liegt, werden akzeptiert.

Wird ein Ereignis vom FLT ausgewählt, wird die Identifikationsnummer des entsprechenden RF–Protonenpakets an das Datenauslesesystem geschickt. Dieses sendet eine Aufforderung an die Auslesesysteme der verschiedenen Detektoren, sämtliche Daten dieses Ereignisses aus ihren jeweiligen Zwischenspeichern an den Zwischenspeicher der 2. Filterstufe zu senden [78].

2.5.3 2. Filterstufe

Die Hauptaufgabe der 2. Filterstufe (SLT: *Second Level Trigger*) ist die Rekonstruktion der Spurkandidaten, die vom FLT ausgewählt wurden.

Die Detektordaten der ausgewählten Ereignisse sind im Zwischenspeicher des SLT abgelegt. Der SLT–Zwischenspeicher ist mit SHARC–Karten [7] realisiert worden und kann mehr als 300 Ereignisse speichern. Eine SHARC–Karte trägt sechs Signalprozessoren. Der SLT–Algorithmus wird auf einer PC–Farm, die 240 Prozessoren enthält, ausgeführt.

[6] e^+e^-: 2.0–3.5 GeV/c^2, $\mu^+\mu^-$: 2.5–3.5 GeV/c^2.

[7] SHARC: *Super Harvard Architecture* ist der Signalprozessor ADSP21060 vom Analog Devices.

Ein *Switching Network*, ebenfalls aus SHARC–Karten aufgebaut, verbindet den SLT–Zwischenspeicher mit den Rechnern der PC–Farm. Für die SLT–Rekonstruktion werden nicht sämtliche Daten eines Ereignisses aus dem SLT–Zwischenspeicher geladen, sondern nur die Detektordaten aus den jeweiligen RoIs. Tab. 2.5 zeigt die Hardware Komponenten des SLT.

Komponente	*Prozessor*	*Einheiten*
Zwischenspeicher	SHARC	170
Switching Network	SHARC	240
SLT–Knoten	Intel PentiumII/III	240
4LT–Knoten	Intel PentiumIII	200

Tabelle 2.5: Komponenten des SLT und 4LT mit verwendetem Prozessortyp. Eine SHARC–Einheit besteht aus 6 Prozessoren.

Der SLT–Algorithmus ist in mehrere Schritte unterteilt [74]. Zunächst werden Spuren, die fälschlicherweise im FLT rekonstruiert wurden und keine echten Spuren sind, beseitigt. Diese Spuren werden Geister (*Ghosts*) genannt. Um die Geisterspuren zu entfernen werden die Spuren des FLT mit den Driftzeitinformationen des äußeren Spurkammersystems und durch Einbeziehen der Superlagen PC2 und PC3 (Abs. 2.4.2), die sich hinter dem Magneten befinden, präzisiert.

Von den übriggebliebenen Spuren wird angenommen, daß sie aus der Target–Region stammen. Die Spuren werden durch den Magneten bis in den Vertexdetektor verlängert, wo nach einem passenden Spursegment gesucht wird. Hierdurch können weitere Geisterspuren und Spuren, die nicht aus der Target–Region stammen, verworfen werden. Die übriggebliebene Spuren werden in die Entscheidung des Ereignisfilters einbezogen.

Bei dem J/ψ–Ereignisfilter wird überprüft, ob sich aus den beiden Lepton–Spurkandidaten des FLT ein gemeinsamer J/ψ–Vertex bilden läßt. Zudem kann verlangt werden, daß das Spurpaar, das den Vertex bildet, eine invariante Masse größer als typischerweise 2 GeV besitzt. Um direkt produzierte J/ψ–Mesonen zu unterdrücken und J/ψ–Mesonen von B–Zerfällen in den Daten anzureichern, kann ein Mindestabstand des Vertex vom Target (*Detached*–Vertex) verlangt werden. Ein typischer Detached–Vertex Schnitt liegt bei etwa 4 mm.

Im Folgenden werden die einzelnen Schritte des SLT–Algorithmus genauer betrachtet. In den einzelnen Schritten sind die RoIs als Zylinder mit einer Breite von $3\,\sigma$ um die Spurkandidaten definiert.

SLT–*Slicer*

Der Slicer–Alogrithmus dient der schnellen Beseitigung von Geisterspuren. Es werden die x–Projektionen von 6 Spurkammer–Superlagen, die sich hinter dem Magneten befinden, verwendet. Der Algorithmus basiert auf einer Histogramm–Methode mit der geprüft wird, ob die Treffer in den 6 Superlagen mit einer geraden Spur verträglich sind [62].

Die RoIs eines Spurkandidaten werden in der ersten und letzten der 6 Superlagen in je 8 Abschnitte in der x–Projektion zerlegt. Ein Abschnitt in der ersten Superlage wird mit einem Abschnitt der letzten Superlage verbunden und so entsteht ein “Band” (*Slice*) zwischen den Abschnitten. Alle 8×8 möglichen Kombinationen werden gebildet. Es wird verlangt, daß ein Slice mindestens einen Treffer pro Superlage und insgesamt mindestens 12 Treffer aufweisen muß. Sonst wird der Spurkandidat verworfen.

SLT–*Refit*

Ziel des Refit–Algorithmus ist es, die RoIs hinter dem Magneten neu zu bestimmen. Der Spur–Refit wird mit einer *Kalman–Filter* Methode [79] zuerst in der x– und danach in der y—Projektion (*RefitX* und *RefitY*) durchgeführt. Nachdem ein neuer Treffer der Spur hinzugefügt wurde, werden die Spurparameter und das χ^2 der Spur neu bestimmt und ein χ^2–Schnitt angewandt. Zudem wird verlangt, daß nicht mehr als zwei aufeinanderfolgenden Lagen [8] keine Treffer in den RoIs aufweisen.

Nur die fünf Spuren mit der besten Spurqualität werden weiter bearbeitet. Die Spurqualität ist durch $Q = N_l + 0.05 \cdot \chi^2$ definiert, wobei N_l die Anzahl der Lagen mit fehlenden Treffern ist.

SLT–L2Magnet

Der L2Magnet–Algorithmus propagiert die Spuren durch den Magneten. Als Ausgangspunkt dienen die RoIs und Spurparameter vor und hinter dem Magneten.

L2Sili

Die Aufgabe des L2Sili–Algorithmus ist es, die Spurkandidaten durch den Vertexdetektor bis zum Target zu verfolgen und die neuen Spurparameter zu berechnen. Auch hier wird ein Kalman–Filter eingesetzt. Die Bedingungen sind wie folgt:

- Mindestens drei Treffer in der x– und mindestens drei Treffer in der y–Projektion im Vertexdetektor.
- Mindestens zwei Superlagen des VDS in der x– und der y–Projektion getroffen.

L2Vertex

Die Aufgabe des L2Vertex–Algorithmus ist wie folgt: Nachdem die Verlängerung der Spurkandidaten in den Vertexdektor abgeschlossen ist, versucht der L2Vertex–Algorithmus aus jeweils zwei Lepton–Spuren mit unterschiedlicher Ladung einen gemeinsamen Vertex zu bilden. Für den Fall, daß ein gemeinsamer Vertex vorliegt, werden zwei Möglichkeiten unterschieden.

- J/ψ–Ereignisfilter: Es wird verlangt, daß die invariante Masse gößer als typischerweise $2\,GeV/c^2$ ist.
- $B \to J/\psi$–Ereignisfilter: Es wird verlangt, daß der Vertex einen Mindestabstand von typischerweise 4 mm zum nächstgelegenen Target–Draht aufweist (*Detached*–Vertex Schnitt).

[8] eine Superlage besteht aus mehreren Lagen

Außerdem besteht die Möglichkeit eines

- Allgemeinen B–Meson Ereignisfilters: Es wird verlangt, daß die Spuren in der Targeteben einen Mindestabstand zum Target–Draht aufweisen (*Impact Parameter* Schnitt).

2.5.4 3. Filterstufe

Für einen J/ψ–Trigger ist der Unterdrückungsfaktor von FLT und SLT ausreichend und die dritte Filterstufe (TLT: *Third Level Trigger*) wird nicht benötigt. Für andere Trigger gibt es jedoch die Option spezielle Algorithmen im TLT einzusetzen. Die TLT–Algorithmen werden auf den Rechnern der PC–Farm des SLT ausgeführt. Der TLT greift auf sämtliche Detektordaten des Ereignisses zurück und nicht nur auf die Information aus den RoIs wie der SLT. So können weitere Spuren zu den bereits rekonstruierten SLT–Spuren gefunden werden. Zudem wird eine eigenständige Mustererkennung im Vertexdetektor vorgenommen und primäre und sekundäre Vertizes bestimmt.

2.5.5 4. Filterstufe

Der SLT/TLT ist durch eine Fast–Ethernet Verbindung mit der vierten und letzten Filterstufe (4LT: *4th Level Trigger*) verbunden. Erreicht ein Ereignis den 4LT, wird eine vollständige Ereignisrekonstruktion auf der PC–Farm des 4LT während der Datennahme durchgeführt. Dabei wird das Ereignis klassifiziert und eine letzte Auswahl durchgeführt. Zudem wird die Qualität der Daten sämtlicher Detektorsysteme überprüft und Kalibrations– und Alignmentkonstanten bei Bedarf neu berechnet, da diese z.B. Temperturschwankungen unterliegen.

Der Reduktionsfaktor des 4LT beträgt 2.5. Die Ereignisgröße beträgt 100 kbyte. Pro Sekunde werden 2 Mbyte Daten auf Band geschrieben. Das sind 20 Tbyte Daten pro Jahr.

Kapitel 3

Der Siliziumvertexdetektor

Um die primären Wechselwirkungen der Protonen mit den Targetdrähten, die *primären Vertizes*, und die Zerfallsorte von langlebigen Teilchen [1], die *sekundären Vertizes*, vermessen zu können, wird ein Siliziumvertexdetektor eingesetzt. Insbesondere wurde das Vertexdetektor–System (VDS) dafür ausgelegt, die Vertizes von J/ψ–Mesonen aus $B^0 \to J/\psi K_S^0$–Zerfällen präzise zu vermessen, vergleiche auch Abs. 2.2 und 2.5.

J/ψ–Mesonen haben eine Lebensdauer von nur $\tau \approx 7.6 \cdot 10^{-21} s$ [18] und zerfallen praktisch am Ort, wo sie entstanden sind. B^0–Mesonen legen im HERA–B Experiment im Mittel eine Strecke von etwa 11 mm zurück. Der J/ψ–Zerfallsvertex aus einem B^0–Zerfall markiert demnach den Ort des B^0–Zerfalls. Eine weitaus größere Zahl an J/ψ–Mesonen wird jedoch direkt am Target erzeugt. Deshalb ist es wichtig, die Zerfallsorte der Vertizes so genau zu vermessen, daß effektiv auf den Abstand des Zerfallsorts des J/ψ–Mesons vom Drahttarget geschnitten werden kann (*Vertexschnitt*), um die *direkten* J/ψ–Mesonen von den J/ψ–Mesonen aus B–Zerfällen zu unterscheiden.

3.1 Anforderungen an den Vertexdetektor

Die Anforderungen, die an den Vertexdetektor gestellt werden, und die seine Konzeption wesentlich bestimmen, sind wie folgt:

Ortsauflösung

Der Vertexdetektor muß eine gute Ortsauflösung für Zerfallsvertizes aufweisen. Eine transversale Auflösung von $\sigma_{x,y} \approx 25\,\mu$m und eine longitudinale Auflösung von $\sigma_z \approx 500\,\mu$m soll erreicht werden, um primäre und sekundäre Vertizes gut voneinander trennen zu können.

Doppeltrefferauflösung

Durchqueren zwei Teilchen in geringem Abstand einen Detektor und erzeugen dort zwei Treffer, so sollen diese Treffer ab einem Abstand von 200 μm auflösbar sein. Diese Größe wird als Doppeltrefferaufösung bezeichnet.

[1] Teichen mit einer Lebensdauer von $\tau \gtrsim 10^{-12}$ s.

Strahlungshärte

Die hohe Wechselwirkungsrate bedingt eine hohe Strahlungsbelastung durch einen Teilchenfluß von etwa $3 \cdot 10^7\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ minimal ionisierender Teilchen bei einem Abstand r_1 von 1 cm zur Strahlachse [46]. Die Detektoren bei HERA–B sollen mindestens ein Jahr, was einer effektiven Laufzeit von 10^7 s entspricht, betrieben werden können, ohne daß sich ihre Eigenschaften durch die Strahlung kritisch verschlechtern würden. Das Signal–zu–Rausch Verhältnis für Einzeltreffer soll nicht unter 10 fallen. Neben den Anforderungen an die Siliziumdetektoren selbst werden auch besondere Anforderungen bezüglich der Strahlungsresistenz an die Ausleseelektronik gestellt.

Materialminimierung

Die Auflösung des Vertexdetektors ist im wesentlichen durch Vielfachstreuung begrenzt. Daher muß die Materialmenge im Akzeptanzbereich möglichst gering gehalten werden.

Granularität und geometrische Akzeptanz

Die Besetzungsdichte im Detektor soll trotz des hohen Teilchenflusses unter 5 % gehalten werden. Deshalb ist eine hohe Granularität der Detektoren erforderlich. Der Detektor soll Spuren mit Winkeln ab 10 mrad zur Strahlachse erkennen können. Deswegen müssen die Detektoren bis zu einem Abstand von 10 mm zum Strahl positioniert werden können. Zur Verbesserung der longitudinalen Vertexauflösung sollen Spuren bis zu 250 mrad zur Strahlachse vermessen werden können. Damit hat das VDS eine größere Akzeptanz als der Rest des Spektrometers.

Spurfindungsfähigkeit

Um die höhere Akzeptanz des VDS auszunutzen und die Zuordnung von Spuren aus den Spurkammersytemen und den Treffern des Vertexdetektors zu erleichtern, soll der Vertexdetektor die Daten für eine eigenständigen Mustererkennung und Spurbestimmung zur Verfügung stellen. Dies wird dadurch erreicht, daß in vier Projektionen gemessen wird.

Totzeitfreie Auslese

Die Auslese soll totzeitfrei möglich sein. Um dies zu erreichen, muß die Ausleseelektronik einen Zwischenspeicher besitzen, in dem die Ereignisse bis zu einer Entscheidung der ersten Filterstufe zwischengepeichert werden. Während ein ausgewähltes Ereignis aus dem Zwischenspeicher gelesen wird, müssen weitere Ereignisse gespeichert werden können.

Störungsfreier Speicherringbetrieb

Während des HERA–Injektionsprozesses müssen die Detektoren auf eine weiter vom Strahl entfernte Position verfahren werden, um eine sichere Injektion der Protonen in den Speicherring zu gewährleisten. Während der Datennahmephase darf die Stabilität des Protonenstrahl nicht beeinträchtigt werden. Der Druck im Protonenstrahlrohr darf nicht über 10^{-8} mbar ansteigen.

3.2 Siliziumdetektoren

Siliziumdetektoren sind im Prinzip Festkörperionisationskammern. Sie gehören zu den Detektoren, die Teilchen durch Ionisation nachweisen. Im Gegensatz zu den auf Ionisation in Gasen beruhenden Detektoren, beruht ein Siliziumdetektor auf den Eigenschaften eines Halbleiters. Eine gute Einfürung in die Grundlagen der Halbleiterdetektoren findet sich in Ref. [80] und Ref. [81].

Siliziumstreifenzähler

Halbleiterdetektoren, wie zum Beispiel Siliziumdetektoren, verdanken ihre besonderen Eigenschaften Unvollkommenheiten in ihrem Kristallgitter. Typische Siliziumdetektoren werden aus etwa 300 μm dicken Scheiben eines Siliziumeinkristalls hergestellt. Obwohl das verwendete Silizium sehr rein ist, befinden sich in diesem als *Substrat* bezeichneten Silizium, noch immer Fremdatome. Diese Fremdatome bestimmen das elektrische Verhalten des Siliziumdetektors.

Silizium besitzt vier Valenzelektronen und bildet eine hexagonale Kristallstruktur. Je nach Art der Defekte im Siliziumkristall unterscheidet man n–Typ und p–Typ–Silizium. In n–Typ–Silizium besitzen die Fremdatome, die die Defekte darstellen, fünf Valenzelektronen. Diese Atome, zum Beispiel Phosphor, werden als Elektronendonatoren bezeichnet, da sie dem Kristall ein zusätzliches Elektron bereitstellen. Weisen die Fremdatome hingegen weniger Valenzelektronen als die Siliziumatome auf, so liegt p–Typ Silizium vor. Ein Beispiel für diese Art von Fremdatomen ist Bor. Während der Produktion eines Siliziumdetektors kann die Anzahl der Fremdatome schichtweise verändert werden. Wird ein Übergang zwischen n–Typ und p–Typ Silizium geschaffen, erhält man eine Diode.

Abbildung 3.1 zeigt einen einseitigen Siliziumstreifenzähler, der ein n–Typ–Substrat aufweist. Auf der Oberseite des Substrats wurden Streifen mit Akzeptoratomen implan-

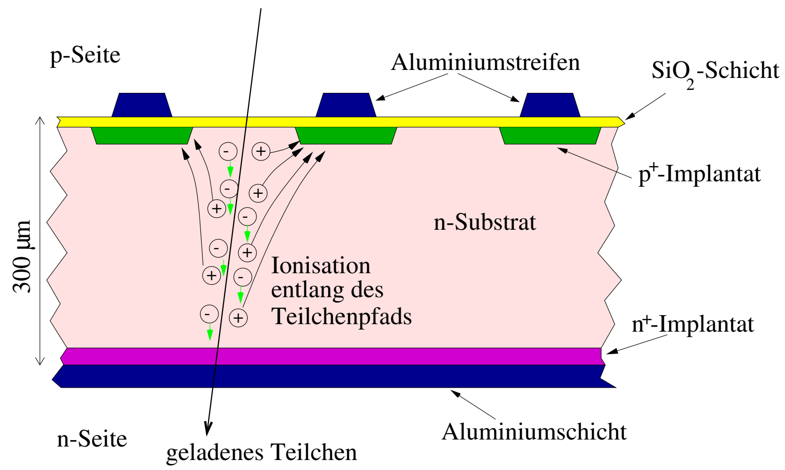

Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines einseitig strukturierten Siliziumstreifenzählers. Die Spannungszufuhr ist nicht dargesetellt.

tiert. Die Streifen werden als p^+–Implantatsstreifen bezeichnet, da die Konzentration an

Akzeptoratomen höher ist, als die Konzentration an Donatoratomen im n–Substrat. Die Seite, auf der sich die p^+–Streifen befinden, wird p–Seite des Detektors genannt. Jeder p^+–Streifen weist einen zugehörigen Aluminiumstreifen auf, der mit einem Verstärker verbunden ist. Um zu verhindern, daß der Detektorstrom durch die Vertärker fließt, sind die p^+–Streifen nicht direkt mit den Aluminiumstreifen verbunden, sondern *kapazitiv* über eine Schicht aus Siliziumoxid (SiO_2) gekoppelt. Diese Schicht ist etwa 50–200 nm dick.

Auf der Unterseite des Detektors ist eine unstrukturierte n^+–Schicht implantiert worden. Diese Seite des Detektors wird als n–Seite bezeichnet. Die n^+–Schicht ist mit einer Aluminiumschicht direkt verbunden. Die n^+–Implantatsschicht ermöglicht eine bessere Ohmsche Verbindung der Aluminumschicht mit dem n–Substrat als es ohne sie möglich wäre.

p–n Übergang

Zwischen den p^+–Streifen und dem n–Substrat besteht ein p-n Übergang wie bei einer Diode. Elektronen diffundieren an der Grenzschicht in die p^+–Region und Löcher in die n–Region. Es kommt zur Rekombination und an der Grenzschicht entsteht eine *Verarmungszone*, in der sich keine freien Ladungsträger befinden. Durch den Verlust von Elektronen in der n–Region, nahe der Grenzschicht, und von Löchern in der p^+–Region, entstehen entgegengesetzte Raumladungen, die ein elektrisches Feld erzeugen. Dieses Feld wirkt der Diffusion entgegen und es bildet sich ein stationärer Zustand aus. Die resultierende Spannung zwischen n–Substrat und p^+–Streifen nennt man *Diffusionsspannung.*

Wird eine externe Spannung zwischen p– und n–Seite angelegt, so daß die n–Seite positives Potential gegenüber der p–Seite aufweist, wird die Potentialbarriere größer, der Diffusionstrom und somit der Rekombinationsstrom wird verringert und die Verarmungszone dehnt sich aus. Dies entpricht dem Betreiben einer Diode in Sperrichtung. Bei einer bestimmten Spannung, der *vollen Verarmungsspannung* U_{fd}, sind keine freien Ladungsträger mehr im Substrat vorhanden. U_{fd} ist durch

$$U_{fd} = \frac{e \cdot N}{2\varepsilon_s} \cdot d^2. \tag{3.1}$$

gegeben[82]. N ist die Donatorkonzentration, e die Elementarladung, ε_s die Dielektrizitätskonstante des Substrats und d die Dicke des Substrats. Für Silizium ist $\varepsilon_s \approx 11.96 \cdot \varepsilon_0 \approx 1\,\mathrm{F/cm}$ und N typischerweise $4 \cdot 10^{11}\ cm^{-3}$ bis $18 \cdot 10^{11}\ cm^{-3}$. Bei einer Dicke von $300\,\mu$m ergibt sich eine volle Verarmungsspannung von 30 bis 120 V.

Sperrstrom

Durch das Anlegen einer externen Spannung in Sperrichtung, fließt ein *Sperrstrom* I_s, auch als *Leckstrom* bezeichnet. Er setzt sich aus zwei Teilen zusammen, dem Volumengenerationsstrom I_{gen} und dem Oberflächenstrom I_o. Der Volumengenerationstrom ist eine Folge der thermischen Ladungsträgergeneration in der Verarmungszone des Detektors. Wird die angelegte Spannung langsam erhöht, steigt der Sperrstrom zunächst mit wachsender Verarmungszone an und erreicht ein Plateau, wenn der Detektor vollständig verarmt ist. Erst wenn die Felder zu groß für die internen Strukturen des Detektors werden, steigt der Sperrstrom dramatisch an. Die Spannung, bei der das Plateau verlassen wird, bezeichnet man als *Durchbruchspannung*. Abbildung 3.2 zeigt die Strom–Spannungskurven von vier typischen HERA–B Siliziumdetektoren. Bei den oberen beiden Detektoren liegt

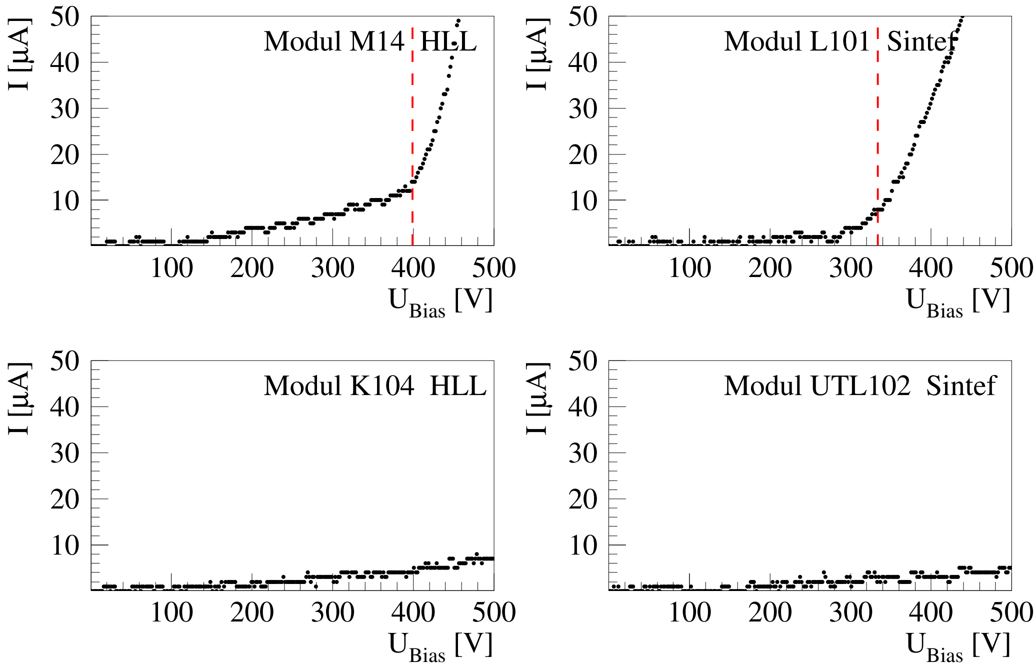

Abbildung 3.2: Typische IV–Kurven der in HERA–B verwendeten doppelseitigen Siliziumstreifenzähler. Die beiden rechten Detektoren sind vom Halbleiterlabor (HLL) des MPI und MPE, die beiden linken von der Firma SINTEF. Die gestrichelte Linie markiert die Durchbruchspannung. Die Kurven sind nach Integration auf ein Trägermodul (Abs. 3.7 genommen worden. Für die Spezifikationen der HERA–B Detektoren siehe Abs. 3.4.

die Durchbruchspannung bei etwa 400 bzw. 340 V. Bei den unteren beiden Detektoren erstreckt sich der Plateaubereich bis zur Messgrenze von 500 V.

Teilchennachweis

Durchquert ein geladenes Teilchen das Substrat, verliert es Energie. Ein Teil der Energie wird im Detektor deponiert ohne Gitteratome zu ionisieren und verursacht Strahlenschäden im Detektor (s. Abs. 3.3). Ein anderer Teil der Energie wird dazu verwendet, Gitteratome entlang des Teilchenpfades zu ionisieren, und es entstehen Elektron–Loch–Paare.

Die Anzahl der erzeugten Paare ist von dem Absolutbetrag des Impulses, der Ladung und von der zurückgelegten Wegstrecke im Substrat abhängig. Silizium weist bei einer Temperatur von 300 K eine Bandlücke von 1.12 eV auf. Die mittlere Energie, die ein minimal–ionisierendes Teilchen für jedes erzeugte Elektron–Loch–Paar verliert, ist jedoch höher und beträgt $\overline{E} = 3.6\,\text{eV}$ bei 300 K. Mehr als zwei Drittel der Energie werden als nicht ionisierende Energie im Kristall deponiert.

Damit ist $\overline{E}$ aber noch immer wesentlich kleiner als die mittlere Ionisationsenergie in

Gasen, die 20–40 eV beträgt [72]. Die Elektron–Loch–Paare entstehen bis zu einer Entfernung von etwa 1 μm um die Spur des Teilchens. Dort herrscht eine sehr hohe Elektron–Loch–Paar Dichte von 10^{15}–$10^{17}\,cm^{-3}$. Im Mittel werden durch ein minimal–ionisierendes Teilchen in einem 300 μm dicken Substrat, bei senkrechtem Einfall, etwa 25000 Elektron–Loch–Paare erzeugt.

Die Elektronen driften zur n–Seite und benötigen in einem 300 μm dicken Substrat bis zum Rand typischerweise 8 ns, die Löcher driften in etwa 25 ns zur p–Seite, das heißt zu den p^+–Implantatsstreifen. Die gesammelten Ladungen an den p^+–Streifen erzeugen Spiegelladungen in den darüberliegenden Aluminumauslesestreifen, die mit Verstärkereingängen verbunden sind. Es werden zwei Typen der Auslese unterschieden:

- Bei der *digitalen* Auslese wird ein Signal generiert, wenn die gesammelte Ladung einen Schwellenwert im Verstärkerbaustein überschreitet. Nur dieses *ja/nein*–Signal kann ausgewertet werden. Ein Vorteil ist die relativ einfache Realisierung. Ein Nachteil ist, daß Unterschiede in den Auslesekanälen nicht nachträglich ausgeglichen werden können. Außerdem können Schwingungen der Grundlinie, die allen Auslesekanäle gemeinsam sind (*Common Mode*), den Betrieb erheblich beeinträchtigen.

- Bei der *analogen* Auslese wird die Höhe des Signals ausgelesen und steht zur weiteren Datenaufbereitung zur Verfügung. Ein Vorteil ist, daß aus den Signalhöhen benachbarter Streifen ein Ladungsschwerpunkt berechnet werden kann, und dadurch eine bessere Ortauflösung erreichbar wird. Zudem können negative Effekte wie zum Beispiel “Common Mode” korrigiert werden. Ein Nachteil der anlogen Auslese ist die aufwendige Realisierung der analogen Ausleseelektronik.

Detektorauflösung

Siliziumstreifenzähler erreichen Ortsauflösungen von 1–20 μm. Die intrinsische Auflösung eines Siliziumstreifendetektors ist vom Streifenabstand abhängig und davon, ob eine analoge oder digitale Auslese gewählt wird. Ein einfacher Streifendetektor mit Streifenabstand a und digitaler Auslese hat eine intrinsische Auflösung von $\sigma_{int} = a/\sqrt{12}$. Bei einseitigen Detektoren erhält man eine eindimensional Ortsauflösung, senkrecht zu den Streifen. Werden anstelle der n^+–Schicht, n^+–Streifen senkrecht zu den p^+–Streifen implantiert, erhält man einen *doppelseitigen* Detektor mit zweidimensionaler Ortsauflösung.

3.3 Strahlenschädigung von Siliziumdetektoren

Werden Siliziumdetektoren in einer Umgebung mit hohem Teilchenfluß betrieben, treten signifikante Strahlenschäden auf. Siliziumdetektoren können durch geladene und neutrale Teilchen beschädigt werden. Dabei läßt sich zwischen Schädigung des Substrats und Schädigung der Oberfläche unterscheiden.

Schädigung des Substrats

Geladene Teilchen schädigen haupsächlich das Substrat des Detektors. Die Schäden werden durch nicht ionisierende Energieverluste hervorgerufen. Gitteratome werden von ihren

Plätzen im Gitter entfernt. Durch diese Fehlstellen werden die Elektronendonatoren verringert und Elektronenakzeptoren erzeugt. Ausgehend von einem n–Typ Substrat nimmt die Donatorendichte mit zunehmender Bestrahlung ab und die Akzeptorendichte nimmt zu. Das n–Typ Substrat wandelt sich in ein p–Typ artiges Substrat um. Dieser als *Typinversion* bezeichnete Vorgang läßt sich wie folgt beschreiben [83, 84]:

$$N_{eff}(\Phi) = N_0 \cdot e^{-c\cdot\Phi} - \beta \cdot \Phi. \tag{3.2}$$

N_{eff} gibt die effektive Dotierung in Abhängigkeit von der Teilchenfluenz Φ an, N_0 ist die Dotierung im unbestrahlten Substrat. Der Parameter c beschreibt die Neutralisation von Donatoren, β die Erzeugung von Akzeptoren. Messungen ergeben typische Werte für $c \approx 6 \cdot 10^{14}\,\mathrm{cm}^2$ und $\beta \approx 0.03\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Die Typinversion tritt bei einer Teilchenfluenz von etwa 10^{12}–$10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$ auf. Bis zur Typinversion steigt der Widerstand des Substrats und die Verarmungsspannung nimmt ab. Ist der Punkt der Typinversion erreicht, steigt die Verarmungsspannung mit zunehmender Bestrahlung wieder an. Steigt die notwendige Verarmungsspannung über den Wert der Durchbruchsspannung des Detektors, läßt sich der Detektor nicht mehr vollständig verarmen und die Treffereffizienz sinkt. Nach einer hohen Fluenz in der Größenordnung von $5 \cdot 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$ minimal–ionisierender Teilchen, kann die volle Verarmungsspannung 500 V und mehr betragen.

Mit der Teilchenfluenz Φ steigt auch der Volumengenerationsstrom I_{gen} und mit ihm der Leckstrom I_s des Detektors und das Rauschen. Für den Leckstrom gilt [83]:

$$I_s(\Phi) = I_{s,0} + \alpha \cdot V \cdot \Phi. \tag{3.3}$$

α ist die Schädigungskonstante für minimal–ionisierende Teilchen, V das Detektorvolumen. α ist temperaturabhängig und beträgt bei 20 °C etwa $3 \cdot 10^{-17}$ A/cm. Auf die Temperaturabhängigkeit der Schädigungskonstante wird in Abs. 3.11 eingegangen. Bei hoher Strahlenbelastung wird $I_{s,0}$, der Leckstrom vor der Bestrahlung, schnell vernachlässigbar.

Die Ladungsträger, die von einer nachzuweisenden Teilchenspur im Detektor erzeugt werden, müssen möglichst effizient nachgewiesen werden. Die durch die Strahlenbelastung entstandenen Fehlstellen fangen aber die Ladungsträger teilweise ein. Erst nach einer Zeit, die deutlich über der eines RF–Paketes des Protonenspeicherrings (Abs. 2.1) liegt, wird die Ladung wieder freigegeben. Eine Teilchenfluenz von $10^{14}\mathrm{cm}^{-2}$ läßt die Signalhöhe auf 90 % des anfänglichen Wertes absinken [85].

Die Siliziumstreifenzähler bei HERA–B sind einer Strahlenbelastung ausgesetzt, die mit $1/r^2$ abnimmt:

$$\Phi(r) = \Phi_{R_{min}} \cdot \left(\frac{R_{min}}{r}\right)^2. \tag{3.4}$$

r ist der senkrechte Abstand zum Protonenstrahl, R_{min} ist der senkrechte Abstand des ersten Steifen zum Strahls und $\Phi_{R_{min}}$ die Teilchenfluenz im Abstand R_{min}. Die Siliziumstreifenzähler [2] von HERA–B konnten in einem Strahltest bis zu einer Teilchenfluenz von $2.7 \cdot 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$ betrieben werden [86]. Dies entspricht etwa dem maximalen Fluß, dem die Innenkanten der Detektoren während eines Jahres in HERA–B, bei nominellem Abstand von 1 cm zum Strahl, ausgesetzt wären.

[2] Hier wurde ein *einseitiger* Detektor verwendet.

Schädigung der Oberfläche

Oberflächenschäden werden durch Ladungsansammlungen hervorgerufen. Durch die Schädigung der Oberfläche kommt es zu einer Erhöhung des Oberflächenstroms. Die Schädigung ist stark von der Auslegung des Detektors abhängig. Die Schädigung des Substrats ist, gegenüber der Schädigung der Oberfläche, der für die Siliziumstreifenzähler bei HERA–B wichtigere Effekt [87, 88].

3.4 Aufbau der Siliziumstreifenzähler von HERA–B

Eine ausführliche Beschreibung der HERA–B Siliziumstreifenzähler findet sich in Ref. [89, 90]. Die Siliziumdetektoren von HERA–B werden vom Halbleiterlabor (HLL) der Max–Planck–Institute für Physik und extraterrestrische Physik in München, sowie von der Firma SINTEF in Oslo hergestellt.

Die Siliziumstreifenzähler, die in HERA–B eingesetzt werden sind generell doppelseitig. Im Jahre 2000 wurden aber auch 12 einseitige [3] Detektoren im Vertexdetektor eingesetzt. Diese werden aber auch durch doppelseitige Detektoren ersetzt werden. Tabelle 3.4 gibt einen Überblick über wichtige Parameter der Detektoren.

Abmessungen	$53 \cdot 73\, mm^2$, $280\,\mu$m dick
Aktive Fläche	$50 \cdot 70\, mm^2$
Auslesetreifenabstand	n–Seite $51.7\,\mu$m, p–Seite $54.6\,\mu$m
Streifenbreite	$15\,\mu$m
Streifenorientierung	$2.5\,^\circ$ gegen Detektorkante
Auslesestreifenanzahl	n–Seite 1280, p–Seite 1024
Zwischenstreifen	ein/kein Zwischenstreifen
Aufbau	n–Substrat mit n^+– und p^+–Implantatsstreifen
Spannungsversorgung	über Polysiliziumwiderstände
Kopplung zur Auslese	AC Kopplung
Verarmungsspannung	40, 100 oder 130 V

Tabelle 3.1: Einige Parameter der doppelseitigen Streifenzähler. Die n–Seite der SINTEF Detektoren weist keine Zwischenstreifen auf. Die in der Tabelle geführten Verarmungsspannungen sind von den Spezifikationen abhängig.

Im Folgenden wird hier der Aufbau der doppelseitigen Detektoren des HLL beschrieben. Abbildung 3.3 zeigt die p–Seite eines doppelseitigen Detektors. Zwischen zwei p^+–Implantatsstreifen, die einen Aluminiumstreifen zur Auslese besitzen, befindet sich je ein p^+-Streifen ohne Al–Streifen, der nicht ausgelesen wird. Die Ladung, die sich auf diesen sogenannten *Zwischenstreifen* sammelt, geht nicht verloren, sie wird kapazitiv in

[3] Die einseitigen Detektoren sind als p–Seiten Detektoren realisiert, sodaß auf die bei n–Seiten notwendigen p–Implantate verzichtet werden kann.

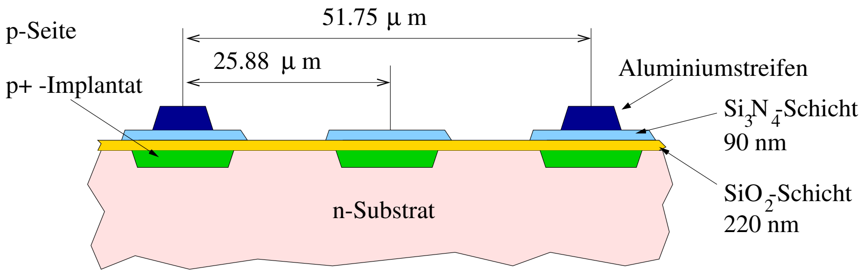

Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der p–Seite eines doppelseitigen HLL–Siliziumstreifenzählers.

die benachbarten Streifen gekoppelt; es findet eine sogenannte *Ladungsteilung* auf die benachbarten Streifen statt. Durch die Zwischenstreifen läßt sich die Ortsauflösung des Streifenzählers verbessern [90].

Eine dünne Nitridschicht zwischen Al–Streifen und Oxidschicht verringert die Wahrscheinlichkeit, daß sich während des Produktionsprozesses Metallkanäle von den Al–Streifen bis zu den p^+–Streifen ausbilden. Die Wahrscheinlichkeit, daß sowohl Oxid– als auch die darüberliegende Nitridschicht an der gleichen Stelle eine Lücke aufweisen, ist sehr gering. Abbildung 3.4 zeigt die n–Seite des Detektors aus Abb. 3.3, jedoch in einer Blickrichtung senkrecht zu der vorherigen, denn die n^+–Streifen sind senkrecht zu den p^+–Streifen angeordnet.

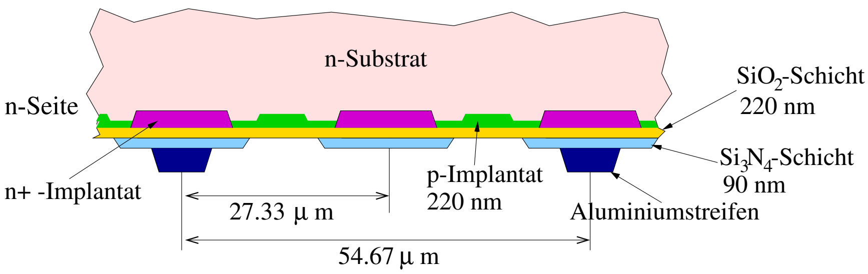

Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der n–Seite eines doppelseitigen HLL–Siliziumstreifenzählers. Der Detektor weist eine moderierte p–spray Implantation auf.

Eine einfache Strukturierung wie auf der p–Seite, kann auf der n–Seite nicht funktionieren. In der Oxidschicht werden an der Grenzfläche zum Substrat positive Ladungen induziert, die im Substrat Elektronen influenzieren, die die n^+–Streifen kurzschließen würden. Um die n^+–Streifen zu isolieren, wird eine p–Implantation eingebaut. Zwei Wege werden gegangen.

Der erste Weg ist die *p–stop* Lösung. Hier wird die p–Implantation in Form einer weiteren Struktur zwischen den Streifen realisiert. Diese Lösung ist gut zu kontrollieren, braucht aber Platz zwischen den Streifen. Die eingesetzten SINTEF Detektoren sind in p–stop Technologie realisiert und weisen aufgrund der beengten Verhältnisse auf der n–Seite keine Zwischenstreifen auf.

Bei dem zweiten Weg, der *p–spray* Lösung, wird eine gleichmäßige p–Implantation auf der ganzen Oberfläche aufgebracht. Die Konzentration ist geringer als in den p–stop Strukturen. Es treten geringere interne Felder als bei der p–stop Lösung auf [91]. Dadurch sind die Detektoren noch resistenter gegen Strahlung. In HLL–Detektoren wird die *moderierte* p–spray Technologie verwendet. Hier ist die p–Implantation in der Nähe der n^+–Streifen dünner und die internen Felder sind noch geringer.

Spannungszufuhr

Die Streifen sind kapazitiv an die Vorverstärker gekoppelt und werden deshalb von der Elektronik nicht auf definiertes Potential gelegt. Diese Aufgabe erfüllen in den HERA–B Detektoren einzelne Widerstände. Jeder Streifen ist durch einen *Polysilizium*–Widerstand mit einem Spannungsring verbunden, der selbt mit der Spannungsquelle des Detektors verbunden ist.

Diese Art der Spannungzufuhr ist resistent gegen Strahlenbelastung und wurde deshalb gewählt. Polysilizium–Widerstände bestehen aus polykristallinem Silizium. Abbildung 3.5 zeigt die Spannungszufuhr eines Streifens über einen Polysilizium–Widerstand. Der Span-

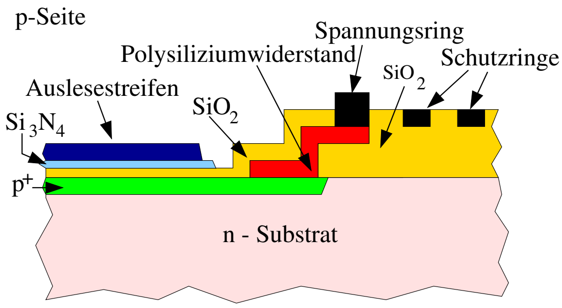

Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Spannungzufürung auf der p–Seite des Detektors. Der Auslesestreifen verläuft parallel zur Bildebene. Der Spannungsring ist zum Detektorrand hin von Schutzringen umgeben.

nungsring ist von bis zu 20 Schutzringen (*Guardrings*) umgeben, die sich bis zum Rand des Detektors erstrecken. Sie sorgen dafür, daß die hohen Verarmungsspannuungen, die besonders bei bestrahlten Detektoren notwendig werden, bis zum Detektorrand schrittweise abfallen und es zu keinen unkontrollierten Oberflächenströmen kommt.

3.5 Aufbau des Vertexdetektorsystems

Der Aufbau des HERA–B Vertexdetektors [92, 93] orientiert sich an den in Abschnitt 3.1 genannten Anforderungen. Der Vertexdetektor besteht aus 64 doppelseitigen Siliziumstreifenzählern, die in acht Superlagen mit je vier Quadranten (Abb. 3.6) angeordnet sind.

Die Superlagen sind so angeordnet, daß Teilchenspuren, deren Winkel zur Strahlachse zwischen 10 mrad bis 250 mrad liegen, mindestens drei Superlagen kreuzen. In den Superlagen 4 bis 8 messen jeweils vier Streifenlagen je eine Spurprojektion. In den Superlagen 1 bis 3 konnten mit jeweils drei Streifenlagen je eine Spurprojektion gemessen werden, da hier pro Superlage ein einseitiger und ein doppelseitiger Siliziumstreifenzähler eingebaut wurden. Die einseitige Detektoren werden vor der nächsten Datennahmeperiode durch doppelseitige ersetzt. Der Abstand der Detektoren vom Strahl beträgt während des Meßbetriebs 10 mm. Während der Injektion des Strahls werden sie um weitere 10 mm zurückgefahren. Die beiden Siliziumstreifenzähler eines Quadranten sind mit den p–Seiten [4] zueinander angeordnet.

Zur Materialminimierung befinden sich die Superlagen 1–7 in einem *Roman Pot* System (Abb. 3.7) innerhalb eines 2.6 m langen Ultra–Hoch–Vakuum–Tanks aus Edelstahl. Durch das Roman Pot System wird die Strahlungslänge X_0 und damit die Vielfachstreuung der durchquerenden Teilchen vermindert. Die Aufgabe, die Materialmenge zu minimieren, wird dadurch erschwert, daß eine effektive Kühlung der Detektoren über das Trägermaterial gewährleistet werden muss.

Der Vakuumtank ist integraler Bestandteil des HERA–p Speicheringes. Der Protonenstrahl verläuft in der Längsachse des Tanks und ist von vier $5\,\mu$m dicken und 12.7 mm breiten aluminiumbeschichteten [5] Stahlbändern umgeben. Der Tank stellt einen Hohlraumresonator für den Protonenstrahl dar und die Bändern schützen den Strahl vor elektromagnetischen Resonanzschwingungen. Ein 3 mm dickes Austrittsfenster aus Aluminium schließt den Tank zum Magneten hin ab.

[4] Bei einem einseitigen und einem doppelseitigen Detektor sind es die n–Seite und die p–Seite.
[5] Die Aluminiumbeschichtung verringert den elektrischen Widerstand.

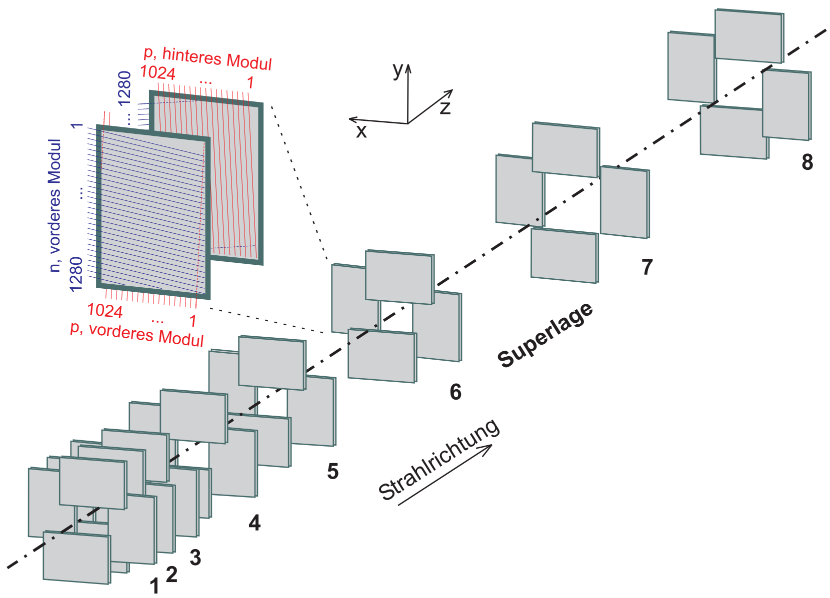

Abbildung 3.6: Anordnung der 64 Siliziumdetektoren in acht Superlagen. Eine Superlage besteht aus vier Quadranten. Jeder Quadrant ist mit zwei Siliziumstreifenzählern bestückt. In Superlage 1–3 sind im Jahre 2000 pro Quadrant jeweils ein einseitiger und ein doppelseitiger Streifenzähler eingebaut. Superlage vier bis acht ist bereits komplett mit doppelseitige Streifenzählern ausgerüstet. Die Orientierung der Streifen zweier Detektoren eines Quadranten sind beispielhaft hervorgehoben. Die Zeichnung ist an die Positionen der Detektoren im Jahre 2000 angelehnt [94].

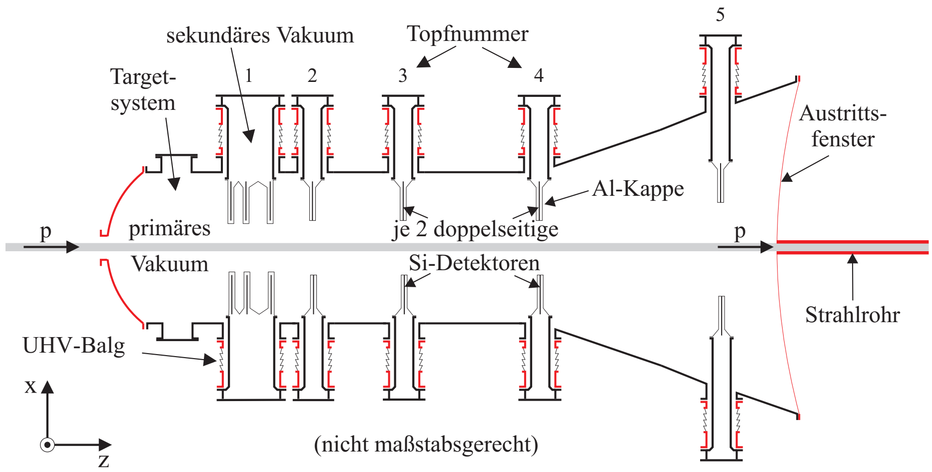

Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des Vertexdetektorsystems. Der Vakuumtank ist integraler Bestandteil des HERA–p Speicherringes. 20 radial und lateral verfahrbare Töpfe (*Roman Pots*) enhalten die 56 Siliziumstreifenzähler der ersten 7 Superlagen. Acht weitere Streifenzähler der Superlage 8 befinden sich außerhalb des Tanks direkt hinter dem Austrittsfenster. Die Flansche, die sich vor den ersten Töpfen des Vertexdetektorsystems befinden, nehmen die Target–Manipulatoren auf.

Jeder Siliziumdetektor ist Kernstück eines Moduls (Abs. 3.7), welches auch einen Teil der Ausleseektronik trägt. Die Detektormodule befinden sich in Aluminiumkappen mit einer Wandstärke von 150 μm. Die Kappen werden durch elektrolytische Abscheidung von Aluminium an einer Edelstahlform gefertigt. Außerhalb der Kappen herrscht im Betrieb das primäre Vakuum des Strahlrohrs, innerhalb ein sekundäres Vakuum, da die Kappen dem großen Druckunterschied von primärem Vakuum und atmosphärischen Druck nicht standhalten würden.

Die einzelnen Töpfe sind durch Manipulatoren mit dem Tank verbunden und können radial und lateral bewegt werden. Die laterale Bewegung ermöglicht es, die Position der Siliziumdetektoren zu rotieren und so die Strahlenbelatung besser über die Detektorfläche zu verteilen.

Je zwei Detektormodule sind an einem Kühlblock befestigt, der von einer sogenannten *Binär–Eis* Füssigkeit durchströmt wird. Es handelt sich um eine Wasser–Alkohol Lösung, die etwa 1-5 % feine Eiskristalle enthält. Die Kühlung der Module der Superlage 8, die sich außerhalb des Vakuumtanks befindet, erfolgt über die Verwirbelung von Stickstoff.

Ein Kontrollsystem [6] überwacht die kritischen Betriebsparamter des Vertexsystems und führt im Notfall eine kontrollierte Abschaltung des Systems durch [93]. Wichtige Parameter sind die Temperaturen der Detektoren und der in die Module integrierten Elektronik, die Detektorströme und der Druck im primären und sekundären Vakuum. Bei einem Stromausfall, sorgt eine unabhängige Stromversorgung dafür, daß die Detektorspannungen nicht sofort auf Null fallen und die auftretenden hohe Ströme Detektoren und Bond–Verbindungen beschädigen könnten. Stattdessen werden die Spannungen kontrolliert heruntergefahren.

[6] Siemens Simatic S5

3.6 Vorverstärkung und Signalspeicherung

Für HERA–B wurde ein integrierter Auslesebaustein entwickelt, der die Signale der Detektorstreifen verstärkt und als analoge Spannungswerte zwischenspeichert. Erhält der Auslesebaustein ein positives Signal vom Filtersystem so werden die Detektorsignale des entsprechenden Ereignisses an die folgende Ausleseelektronik gesendet. Der verwendete Auslesebaustein ist der HELIX–Chip [95, 96], der in einer Kooperation der Universität Heidelberg mit dem Max–Planck–Institut für Kernphysik Heidelberg für den HERA–B Vertexdetektor und das innere Spurkammersystem entwickelt wurde.

Die an den Chip gestellten Anforderungen sind im wesentlichen [93]:

- Eine Latenzzeit, der zeitlicher Abstand von Schreib– und Leseregister, von 12 μs. Diese Zeit steht der ersten Filterstufe von HERA–B für eine Entscheidung zur Verfügung.
- Die Ausgangssignale müssen innerhalb von 96 ns, dem Abstand der RF–Zeitfenster des Protonspeicherings, geformt werden .
- Volle Funktionsfähigkeit nach einer Strahlendosis von 1 kGy.
- Ein Signal zu Rausch–Verhältnis S/N von etwa 20 bei einem Signal von 24000 e^- und einer Eingangsimpedanz von 20 pF.

Ab der Version 2.2 erfüllt der HELIX–Chips alle gestellten Anforderungen.

Der HELIX–Chip integriert 128 Signalkanäle. Der Chip läßt sich mit einer Abtastfrequenz von 10 MHz betreiben, dem 96 ns Abstand der RF–Zeitfenster entsprechend. Die Anstiegszeit des Signals kann zwischen 50 und 70 ns eingestellt werden. Die Anforderung einer schnellen Signalaufbereitung innerhalb von 96 ns wird erfüllt.

Die Vorverstärker liefern ein Spannungssignal von 11.2 mV beim Durchgang eines Teilchens, welches 24000 e^- in 280 μm Silizium erzeugt. Der Chip besitzt für jeden Kanal eine Pipeline, die aus 141 Speicherzellen besteht. Die maximale einstellbare Latenzzeit beträgt 12 μs. Bis zu 8 Speicherzellen können nacheinander durch den Ereignisfilter markiert werden. Diese Speicherzellen werden beim nächsten Durchlauf der Datennahme übersprungen. Bei einer SLT–Eingangsrate von 50 kHz erhält der Vertexdetektor im Mittel alle 20 μs ein Signal von der zweiten Filterstufe. Die Auslesezeit beträgt 15 μs. Zusammen mit den 8 Speicherzellen, die für die Auslese markiert werden können, wird eine totzeitfreie Auslese ermöglicht.

Die Analogdaten der 128 Kanäle eines HELIX–Chips werden sequenziell ausgelesen. Nach den Analogdaten wird die kodierte [7] Zellennummer übermittelt. Um die Zahl der Leitungen weiter zu reduzieren, werden jeweils zwei HELIX–Chips über eine gemeinsame Leitung ausgelesen (*Daisy–Chain* Modus).

Der HELIX–Chip bleibt bis zu einer Dosis von 4 kGy funktionsfähig. Der Anstieg des Rauschens liegt bei einer Dosis von von 1 kGy bei etwa 20 % [8] noch im akzeptablen Bereich [97]. Die HELIX–Chips befinden sich 10 cm vom Strahl entfernt, damit nur eine vergleichsweise moderate Strahlendosis von 1 kGy auftritt. Die maximale Strahlendosis der Siliziumdetektoren beträgt 100 kGy.

[7] 8–Bit Kodierung.

[8] bei einer Eingangsimpedanz von 16.3 pF.

3.7 Aufbau der Detektormodule

Abbildung 3.8 zeigt den Aufbau eines Detektormoduls sowie die Anordnung von zwei Detektormodulen innerhalb der schützenden Aluminiumkappe eines Roman Pot. Als Träger-

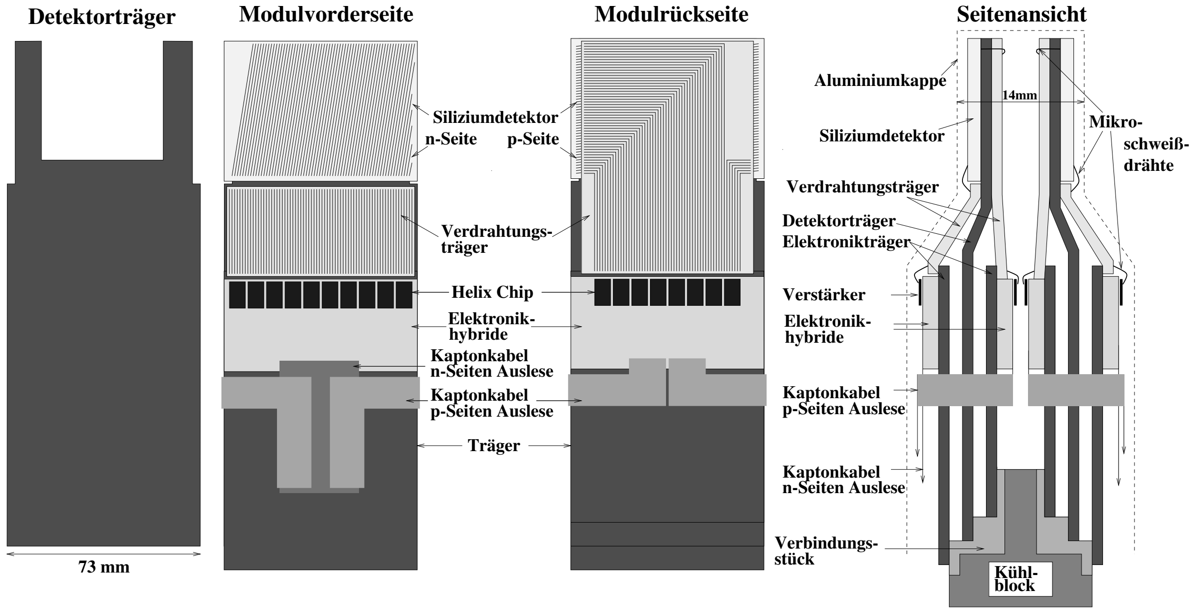

Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau eines Detektormoduls. Es handelt sich um ein Modul welches in verschiedenen Längen in den Superlagen 4 bis 7 eingesetzt wird. Die Seitenansicht zeigt die Anordung von zwei Modulen innerhalb der umgebenden Aluminiumkappe. Die Module zeigen mit der Rückseite (p–Seite) zueinander und sind mit dem gemeinsamen Kühlblock verschraubt. Die Detektorträger sind je nach Modultyp 150 bis 430 mm lang. Auch die Hybrid–Träger sind entsprechend länger.

struktur für die Siliziumstreifenzähler dient eine Platte [9] aus einer Kohlefaser [10]–Matrix, die dort, wo sich der Siliziumdetektor befindet, eine Gabelform [11] aufweist. Dadurch wird die Materialmenge im aktiven Bereich verringert.

In den ersten drei Superlagen sind Module gleicher Länge eingebaut. Damit auch in den folgenden Superlagen die massiven Kühlblöcke und die weiteren Haltestrukturen nicht in der geometrischen Akzeptanz des Detektors liegen, nehmen die Gabellängen ab Superlage 4 zu. Bei den horizontalen Modulen der Superlagen 6 und allen Modulen in Superlage 7 kommt eine Graphit–Matrix (TPG) [12] zum Einsatz, die eine noch bessere Wärmeleitfähigkeit als die Kohlenfaserplatten besitzt. Bei TPG handelt sich um einen Graphitkern, der von einer Kohlefaser–Matrix ummantelt ist. Die Wärmeleitfähigkeit der Kohlenfaserplatten beträgt $\lambda = 470\,\mathrm{W/mK}$, für TPG ist $\lambda = 1270\,\mathrm{W/mK}$.

Auf die Gabelenden wird zur Isolierung eine $20\,\mu$m dicke Kaptonfolie aufgeklebt. Auf diese Folie wird die p–Seite des Siliziumdetektor aufgeklebt. Es zeigte sich, daß der verwen-

[9]Dornier, Friedrichshafen.
[10]K1100X, produziert von Amaco, USA.
[11]Dornier, Friedrichshafen.
[12]*Thermal Pyrolytic Graphite*, produziert von Advanced Ceramics, USA.

dete Klebstoff wichtig für die Funktionsfähigkeit der Detektoren ist. Eine starre Klebung führt zu Spannungen im Detektor. Daher wurde ein Klebstoff auf Silikonbasis gewählt, der dauerhaft elastisch bleibt und so Spannungen im Siliziumdetektor vermeidet [98].

Die HELIX–Auslesebausteine befinden sich auf mehrlagigen Keramik–Hybriden [13] aus Al_2O_3, die auch Referenz–Widerstände und Kapazitäten enthalten. Die Hybride verteilen die Signale und Versorgungsspannungen. Entsprechend der Anzahl der Auslesestreifen trägt der Hyprid der n–Seite 10 HELIX–Chips, der Hybrid der p–Seite acht. Ist die Detektorkante 1 cm vom Strahl entfernt, so sind die Hybride bei allen Modulen etwa 10 cm vom Strahl entfernt.

Um den Kühlpfad des Detektors nicht durch die Wärmeabgabe der HELIX–Chips zu beeinträchtigen, sind die Hybride nicht auf die Detektorgabel, sondern auf eigene Kohlefaserplatten geklebt. Zwischen den Trägern sorgen beschichtete Aluminiumfolien für eine Abschirmung der Detektorgabel von der thermischen Strahlung der Hybrid–Träger.

Die Auslesestreifen der Detektoren sind mit den HELIX–Chips über ein vierlagiges Kaptonkabel [14] (*Flexjumper*, in Abb. 3.8 Verdrahtungsträger genannt) mit 8 μm dicken Kupferbahnen verbunden. Die Kupferbahnen werden über Mikroschweißdrähte (*Bonds*) mit den Auslesestreifen des Detektors und den Eingängen der Chips verbunden. Der geringere Abstand der Chip–Eingänge (41.4 μm) im Vergleich zum Streifenabstand ($\approx$ 50 μm) wird durch die Flexjumper ausgeglichen. Jedes Modul weist mehr als 5000 Bond–Verbindungen auf.

Ein einlagiges Kaptonkabel führt die Ausgangssignale der Chips aus dem Akzeptanzbereich heraus. Auch gelangen die Versorgungsspannungen und Steuersignale über das Kaptonkabel zum Hybriden.

Durch die Anordnung der zwei doppelseitigen Streifendetektoren mit der Rückseite gegeneinander, erhält man Messungen in vier Projektionen: $\pm 2.5°$, $87.5°$ und $92.5°$ zur Längsachse des Moduls (Abb. 3.9). Es ergibt sich in x– und y–Projektion je ein Stereowinkel von 5° zwischen den beiden n– bzw. p–Seiten. Die Stereowinkel helfen Ambiguitäten in den Treffern aufzulösen. Durch die Redundanz im Treffernachweis können Spuren effizienter rekonstruiert werden. Eine Spurrekonstruktion kann ohne die Hilfe anderer Detektorkomponenten alleine im VDS durchgeführt werden.

3.8 Das Auslesesystem

Die neun Signalleitungen der 18 im Daisy–Chain Modus betriebenen HELIX–Chips eines Detektormoduls sind am Ende der Roman Pots mit einer PCB genannten ringförmigen Platine verbunden. Das PCB liegt zwischen der Flanschauflage des Roman Pots und dem Edelstahl–Flansch und dient als Vakuumdurchführung für die Signale und Versorgungsspannungen von zwei Detektormodulen. O–Ringe an beiden Seiten werden zur Dichtung verwendet.

An der Außenseite ist das PCB mit kurzen Flachbandkabeln an ein “Minicrate” angeschlossen, daß die Spannungen und Steuersignale verteilt. Hier werden auch mittels LEDs die elektrischen in optische Signale umgewandelt und gelangen über 50 m lange Lichtlei-

[13]produziert vom MPI für Physik München.
[14]produziert von Dyconex, Schweiz.

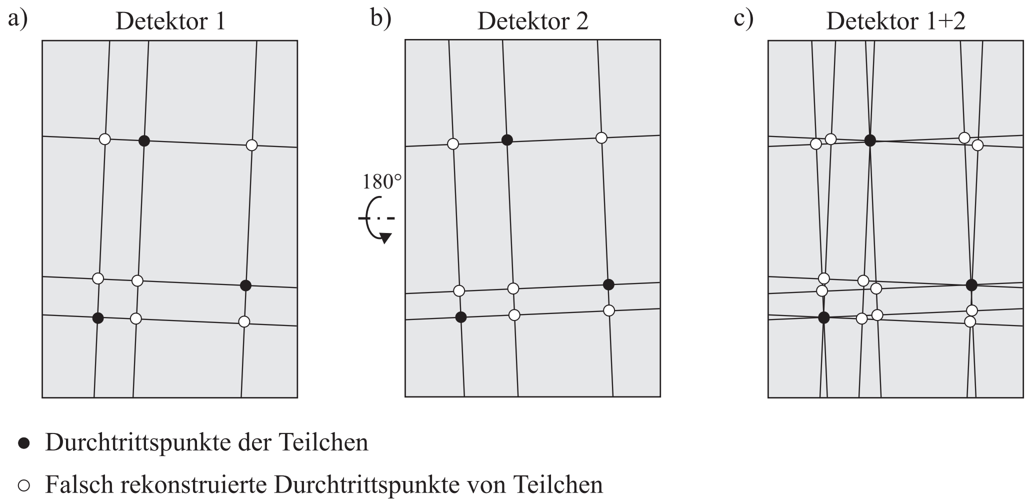

Abbildung 3.9: Reduzierung fälschlich angezeigter Treffer durch die Stereowinkel bei der Verwendung von zwei doppelseitigen Streifenzählern. In einem Streifenzähler erzeugen n–Teichendurchgänge n^2 Trefferkombinationen und die falschen Treffer (*Geistertreffer*) können nicht von den wirklichen unterschieden werden (a). Bei Verwendung des zweiten Streifenzählers (b) mit unterschiedlicher Streifenorientierung lassen sich die Ambiguitäten durch Kombination der Informationen beider Detektoren auflösen (c).

ter zur Elektronikhütte. 576 Lichtleiter werden für die Signale aller 64 Siliziumdetektoren benötigt.

In der Elektronikhütte werden die analogen Signale in FED [15] genannten Modulen mittels A/D–Wandlern digitalisiert [99]. Es handelt sich um 10 Bit Wandler, jedoch werden aus Zeitgründen nur 8 Bits verwendet. Die Daten werden auf Anforderung des Ereignisfilters über SHARC–Karten an die Speicher der zweiten Filterstufe, den SHARC Prozessoren (Abs. 2.5.3), weitergeleitet. Von hier können die Daten zur Analyse in die Rechner der PC–Farm der zweiten Filterstufe geladen werden.

Die Steuersignale für die HELIX–Chips werden von einem Modul in der Elektronikhütte, der FED–Steuerkarte, generiert. Nur 6 digitale Signale werden zur Steuerung des HELIX benötigt. Auch die Steuersignale gelangen über Lichtleiter zu den Minicrates. Auf diese Weise ist der Vakuumtank elektrisch von den Elektronikmodulen in der Elektronikhütte getrennt. Die FED, FED–Steuerkarten und die SHARC–Karten sind im VME–Standard aufgebaut. Die SHARC– und Steuerkarte sind mit VME–Rechnermodulen [16] verbunden, auf denen die Programme zur Initialisierung des Auslesesystems ausgeführt werden.

3.9 Impaktparameterauflösung und Materialbilanz

Ein Maß für die Leistungsfähigkeit eines Vertexdetektors ist die Impaktparameterauflösung, welche unter anderem von der Materialmenge bis zum ersten Messpunkt abhängt.

[15] *Front End Driver.*
[16] verwendet wird das Echtzeitbetriebssystem LynxOS.

Materialbilanz

Um die Vielfachstreuung zu minimieren, wurde beim Entwurf der Module sehr darauf geachtet, die Materialmenge in der geometrischen Akzeptanz des VDS gering zu halten. Tabelle 3.2 gibt einen Überblick über die Strahlungslängen und Dicken wesentlicher Bauteile der Module. Tabelle 3.3 gibt die Strahlungslängen der verschiedenen Doppelmodule

Bauteil	*Material*	$X_0[cm]$	*Dicke* $d[mm]$	$d/X_0\,[\%]$
Detektor	Silizium	9.36 [18]	0.280	0.30
Detektorträger	Kohlefasermatrix			
in Gabelform	K1100X	26 [100]	0.6/0.7	0.23/0.27
	TPG	19 [100]	0.7/1.1	0.37/0.57
Flexjumper	Kapton	28.6 [18]	0.420	0.15
	Kupfer	1.43 [18]	0.008	0.06
Hybridträger	Kohlefasermatrix	26	0.6–0.7	0.23–0.27
Hybrid	Al_2O_3	4.85 [18]	0.430	0.89
Helix–Chip	Silizium	9.36	0.300	0.32
Modulkappe	Aluminium	8.9 [18]	2×0.150	0.34
Austrittsfenster	Aluminium	8.9	3.0	3.4

Tabelle 3.2: Material, Strahlungslängen und Dicken der verwendeten Bauteile eines Detektormoduls. Die Dicke der Kohlefaser– und TPG–Platten ist von der Länge der Module abhängig. Zusätzlich ist die Strahlungslänge des Austrittsfensters des Vakuumtanks angegeben.

(Abb.3.8) für die folgenden Spurdurchgänge an.

- Spur A durchquert zwei Detektoren, jedoch nicht die gabelförmigen Detektorträger.
- Spur B durchquert beide Detektoren und die gabelförmigen Detektorträger.
- Spur C durchquert das Doppelmodul in Höhe der n–Seiten Flexjumper.
- Spur D durchquert das Doppelmodul in Höhe der vier Hybridräger und trifft dabei auf vier HELIX–Chips.
- Spur E durchquert die sechs Kohlefaser– bzw. TPG–Träger eines Doppelmoduls, jedoch nicht die Hybride.

Bei den Modulen der Superlagen 1–7 ist zusätzlich die Strahlungslänge der Aluminiumkappen berücksichtigt worden. Bei Superlage 8 ist das davorliegende Austrittsfenster berücksichtigt worden, was einen großen Teil der angegebenen Strahlungslänge ausmacht. Spur C stellt einen denkbar ungünstigen Spurdurchgang dar, da alle vier keramischen Hybride eines Doppelmoduls durchquert werden. Diese machen etwa die Hälfte der angegebenen Strahlungslänge aus.

Für Teilchenspuren, die ihren Ursprung innerhalb der Hochfrequenzabschirmung haben, müssen neben den Modulbauteilen und den Aluminiumkappen noch die 5 μm dünnen

Modultyp	$A\,[\%\,X_0]$	$B\,[\%\,X_0]$	$C\,[\%\,X_0]$	$D\,[\%\,X_0]$	$E\,[\%\,X_0]$
SL1–SL3	1.36	1.82	–	–	–
SL4	1.36	1.82	1.30	–	–
SL5/SL6 v	1.36	1.90	1.38	6.80	1.80
SL6 h/SL7 v	1.36	2.10	1.58	7.00	2.16
SL7 h	1.36	2.50	1.98	7.40	2.56
SL8	4.42	4.96	4.78	9.86	5.02

Tabelle 3.3: Strahlungslängen der verschiedenen Doppelmodule für fünf Spurdurchgänge. Die Definition der Spurdurchgänge wird im Text gegeben. In den Superlagen 1–7 wurden die Aluminiumkappen, in der Superlage 8 das Austrittsfenster berücksichtigt. In den Superlagen 6–7 sind horizontal (h) und vertikal (v) Module unterschiedlicher Länge und Konstruktion eingebaut. Für die ersten vier Superlagen liegen einige Spurdurchgänge ausserhalb der geometrischen Akzeptanz und es wurden keine Werte angegeben.

Stahlbänder der Abschirmung berücksichtigt werden. Verläuft die Spur unter einem Winkel ϑ zur Strahlachse, hat das Teilchen eine Länge von $d = 5\,\mu\text{m}/\sin\vartheta$ Stahl durchquert. Ein typische Spur die unter einem Winkel von 45 mrad zur Strahlachse verläuft und eines der Abschirmbänder trifft, durchquert 110 μm Stahl, was einer Strahlungslänge von etwa $0.63\,\%\,\text{X}_0$ entspricht.

Abbildung 3.10 zeigt die Verteilung der Bruchteile an durchquerter Strahlungslänge im Vertexdetektor für Myonen aus J/ψ Monte Carlo Ereignissen. Es wurden nur Myonspuren akzeptiert, die innerhalb der geometrischen Akzeptanz von 250 mrad liegen. Die einzelnen Bauteile werden in der Simulation durch sogenannte Volumen repräsentiert. Die einzelnen Myonenspuren wurden durch die im Weg der Spuren liegenden Detektorvolumen verfolgt und aus den in den Volumen zurückgelegten Wegstrecken und den jeweiligen Materialien die Anteile an der Strahlungslänge bestimmt und aufsummiert.

Der Mittelwert der abgebildeten Verteilung liegt bei etwa $7\,\%\,\text{X}_0$. Die Einträge bei Werten von mehr als $10\,\%\,\text{X}_0$ werden zum großen Teil durch Spuren hervorgerufen, die durch die vier keramischen Hybride eines Moduls verlaufen.

Eine detailierte Beschreibung der in dieser Arbeit realisierten Monte Carlo Implementation des Vertexdetektors findet sich in Kapitel 5 und im Anhang.

Impaktparameterauflösung

Den rekonstruierten Abstand einer Spur vom Wechselwirkungspunkt in der Ebene senkrecht zum Strahl durch den Wechselwirkungspunkt bezeichnet man als Impaktparameter. Der Impaktparameter wird in der Ebene, die senkrecht zum Strahl liegt und den Wechselwirkungspunkt enthält, gemessen. Die Standardabweichung der Verteilung der Impaktparameter wird Impaktparameterauflösung σ_{imp} genannt. σ_{imp} setzt sich aus der intrinsischen Detektorauflösung σ_{int} und einem durch die Vielfachstreuung σ_0 verursachten Anteil zusammen [46]

$$\sigma_{imp}^2 = \sigma_{int}^2 + \sigma_0^2. \tag{3.5}$$

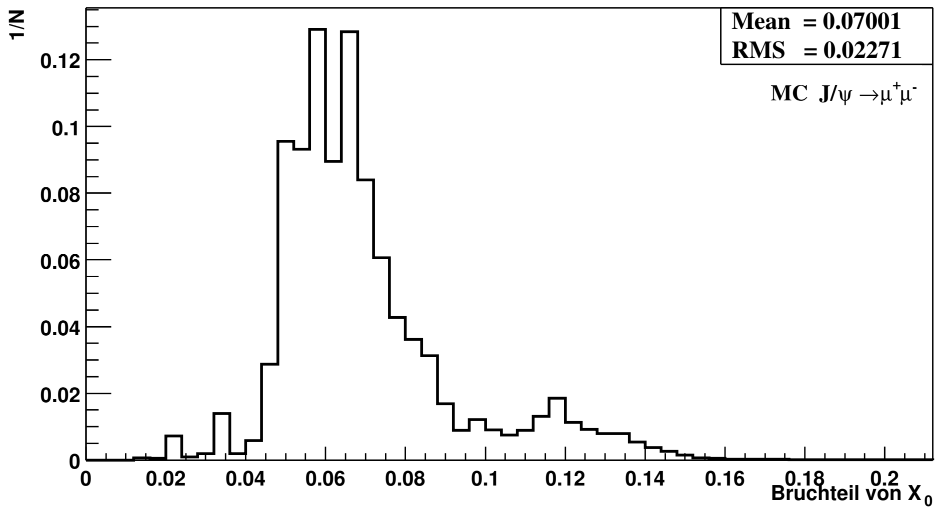

Abbildung 3.10: Verteilung der Bruchteile der Strahlungslänge X_0 die von Myonen aus J/ψ Monte Carlo Ereignissen im Vertexdetektor durchquert werden.

Die intrinsische Auflösung des HERA–B VDS beträgt etwa $10\,\mu$m. Unter Vielfachstreuung versteht man die wiederholte elastische Coulombstreuung geladener Teilchen an den Kernen des Detektormaterials [72]. Bei Hadronen trägt auch die starke Wechselwirkung zur Vielfachstreuung bei. In den meisten Fällen sind die Streuwinkel klein und die durch Vielfachstreuung bestimmte Auflösung σ_0 ist durch

$$\sigma_0 = \theta_0 \cdot d.$$
$$\theta_0 = \frac{13.6\,\mathrm{MeV}}{\beta c p}\, z\, \sqrt{x/X_0}\,[1 + 0.038\ln(x/X_0)] \tag{3.6}$$

gegeben [18]. Dabei ist d der Abstand des ersten Meßpunktes vom Vertex, βc die Geschwindigkeit, p der Impuls und z die Ladungszahl des gestreuten Teilchens, x ist die durchlaufene Materialmenge bis zum ersten Meßpunkt und X_0 die Strahlungslänge des Materials. X_0 ist die mittlere durchquerte Distanz im Material, bei der ein hochenergetisches Elektron $1/e$ seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert [18].

Die Impaktparameterauflösung des VDS ist durch Vielfachstreuung dominiert. Eine typische Spur, die unter 45 mrad das Abschirmband passiert, ein Doppelmodul der Superlage 2 im nichtaktiven Detektorbereich durchläuft und ihren ersten Messpunkt im *upstream* Detektor der Superlage 3 aufweist, durchquert $2.46\,\%\,X_0$. Mit der Entfernung des ersten Messpunktes vom Target von etwa 230 mm ergibt sich aus Gl. 3.6 für Teilchen mit einem Impuls von 15 GeV/c, dem mittleren Impuls eines Pions aus dem goldenen Zerfall bei HERA–B, $\sigma_0 = 12\,\mu$m und für Teilchen mit einem Impuls von 34 GeV/c, dem mittleren Impuls eines Leptons aus dem goldenen Zerfall, ergibt sich $\sigma_0 = 28\,\mu$m. Mit Gl. 3.5 ergibt sich für die Impaktparameterauflösung

$$\sigma_{imp,34} = 16\,\mu\mathrm{m} \qquad \text{und} \qquad \sigma_{imp,15} = 30\,\mu\mathrm{m}$$

bei einem Impuls von 34 GeV/c und 15 GeV/c.

3.10 Kontrolle der Auslesekanäle mit einem Laser

Vor dem Einbau der VDS–Module ins Experiment wird die Funktionalität und Qualität der Module überprüft. Im Vordergrund steht dabei die Kontrolle jedes Auslesekanals. Dafür wurde am MPI für Physik ein Laserteststand aufgebaut.

Aufbau des Laserteststands

Der Laserteststand wird für die hier beschriebene Qualitätskontrolle verwendet und für Untersuchungen der fundamentalen Eigenschaften der Detektoren [101]. Eine genaue Beschreibung des Teststands findet sich in Ref. [102].

Ist die Wellenlänge des Laserlichts größer als die der Bandlücke von Silizium ($E \approx 1.1\,\mathrm{eV}$) entsprechenden Wellenlänge ($\lambda \approx 1127\,\mathrm{nm}$), können keine Elektronen in das Leitungsband angehoben werden und das Silizium wird für das Laserlicht "transparent". Als Laser wird ein Farbstofflaser [17] mit variabler Wellenlänge von 830 bis 1050 nm verwendet.

Die Untersuchung der Streifenintegritat wird bei einer Wellenlänge von etwa 960 nm vorgenommen. Bei dieser Wellenlänge beträgt die mittlere Eindringtiefe in den Siliziumdetektor etwa 80 μm und Oberflächeneffekte können vernachlässigt werden. Durch die Diffusion der Ladungen können die Streifen auf beiden Seiten der Siliziumdetektoren untersucht werden. Der Flexjumper, der die Rückseite des Detektors verdeckt, macht es auch unmöglich, das Laserlicht von der Rückseite einzustrahlen.

Der Farbstofflaser wird von einem Stickstofflaser mit einer Pulsbreite von weniger als 500 ps gepulst. Der Stickstofflaser kann mit einer Wiederholungsrate von bis zu 20 Hz betrieben werden. Die Auslesekette für die zu testenden Module entspricht vollständig der im Experiment eingesetzten Komponenten (Abs. 3.8). Die Triggersignale für den Laser sind mit der Abtastfrequenz der HELIX–Chips (Abs. 3.6) synchronisiert. Das Auslösen eines Laserpulses führt dazu, daß das Ereignis, welches den Laserpuls enthält, ausgelesen wird.

Das zu testenden VDS–Modul befindet sich in einem Vakuumtank (Abb. 3.11). Das Laserlicht gelangt über einen Lichtleiter in den Tank, der dort in einem Linsensystem zur Fokussierung des Laserlichts endet. Das Linsensystem ist etwa 5 mm von der Vorderseite des Detektors entfernt und in der Ebene parallel zum Detektor verfahrbar, so daß der gesamte Siliziumstreifenzähler mit dem Laser abgetastet werden kann.

Optimierung des Laserteststands

Die ursprüngliche Auslegung des Vakuumtanks erlaubte nur die relativ kurzen Module, die für die Superlagen 1–5 vorgesehen waren, zu testen. Um auch die längeren Module für die Superlagen 6–8 testen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit der vorhandene Vakuumtank umgebaut. Die erstmalige vollständige Bestückung des VDS mit sämtlichen Detektoren im Jahre 2000 machte es zudem notwendig, den Testaufbau zu verbessern, um die Module sicherer und schneller testen zu können. Folgende Modifikationen wurden durchgeführt:

- Vergrößerung des Tanks durch Anbau eines Vakuumkreuzes.

[17] produziert von LTB–Lasertechnik, Berlin.

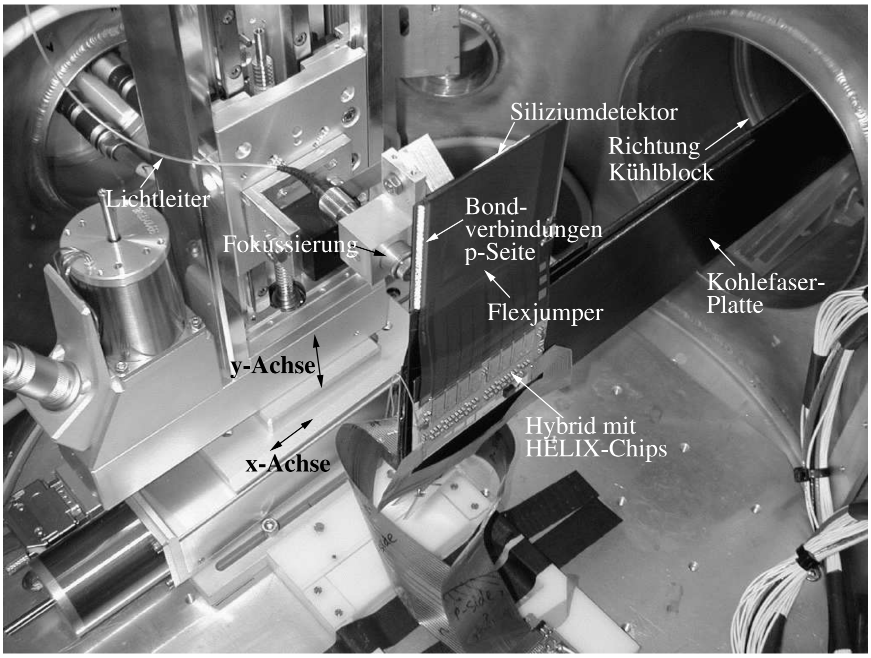

Abbildung 3.11: Ein Detektormodul im Inneren des Vakuumtesttanks. Es handelt sich um ein Modul der Superlage 8, welches als Besonderheit einen Detektorträger in L–Form aufweist. Detektor– und Hybrid–Träger erstrecken sich weiter nach rechts in die Erweiterung des Tanks, in der sich die Halterung mit integrierter Kühlung befindet (nicht abgebildet).

- Einsatz eines kompakten Haltesystems mit integrierter Modulkühlung, welches den einfachen, sicheren und schnellen Einbau der empfindlichen VDS–Module ermöglicht.
- Einsatz von speziellen Adapterstücken, sodaß sich die Detektoren trotz der unterschiedlichen Modullängen an gleicher Stelle in der Mitte des Tanks befinden. Die Adapterstücke sind aus Gründen der Wärmeleitfähigkeit aus Kupfer gefertigt.
- Einsatz von wesentlich schnelleren und präziseren Lineartischen [18] (Abb. 3.11). Die Genauigkeit der Tische beträgt 1 μm. Als Antrieb kommen vakuumtaugliche Schrittmotoren zum Einsatz.
- Erhöhung der benutzbaren Triggerrate durch Einbau eines Tyratrons im N_2–Laser.

Abbildung 3.12 zeigt den Vakuumtank mit der kreuzförmigen Erweiterung und dem Haltesystem für die Module.

Kontrolle der Auslesekanäle

Ziel der Messungen mit dem Laser ist es, für jeden Detektor eine “Karte” der defekten Kanäle der Module zu erstellen. Mit Hilfe dieser Karten können die defekten Kanäle während der Datennahme im Experiment als solche berücksichtigt werden.

[18] produziert von MICOS, Leutkirch.

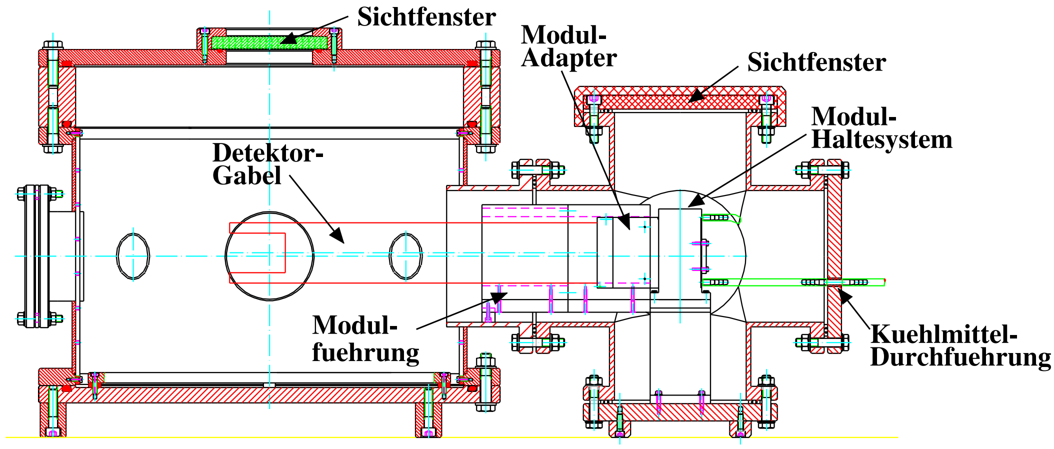

Abbildung 3.12: Seitenansicht des Vakuumtanks mit Vakuumkreuz und Haltesystem mit integrierter Modulkühlung. Zur Verdeutlichung der Modulposition ist eine Detektorgabel (Typ *SL7h*) mit Adapterstück abgebildet.

Ein defekter Kanal kann durch einen Kurzschluß zwischen Aluminiumauslesestreifen und Implantat des Siliziumstreifenzählers verursacht werden. Es kann aber auch eine unterbrochene Bondverbindung, eine unterbrochene Leitung des Flexjumpers oder ein defekter Kanal des HELIX–Chips dafür verantwortlich sein, daß die Ladung des entsprechende Steifens nicht ausgelesen werden kann. Die Ursache des Defekts ist für die Eliminierung von Feherquellen in der Produktion wichtig, jedoch für das Erstellen der Karte defekter Kanäle der fertigen Module unerheblich. Im Folgenden wird ein defekter Kanal auch als "toter Streifen" bezeichnet, ganz gleich aus welchem Grund der Kanal kein Signal liefert.

Abbildung 3.13 zeigt die Signatur eines toten Streifens in den Messdaten der n–Seite eines Siliziumstreifenzählers. Der Laserstrahl wird in 280 μm Schritten senkrecht zu den Streifen über den Detektor bewegt. Die Breite des Laserstrahl auf der Oberfläche des Detektors beträgt etwa 20 Streifen. Während sich der Laserstrahl vom Bild links oben bis zum Bild rechts unten in Richtung zunehmender Streifennummern bewegt, wird ein Einbruch im Lasersignal an der Stelle des 108. Streifen sichtbar.

In den gezeigten Daten ist bereits eine speziell auf die Laserdaten abgestimmte Korrektur der Grundlinienschwingung der Auslesekanäle durchgeführt worden, die in Ref. [103] eingehend beschrieben ist. An jeder Position werden 10 Laserpulse abgefeuert. Ein Program dient dem automatisierten Auffinden toter Streifen in den Laserdaten.

In Abb. 3.13 markiert der Kanal 128 die Grenze zum nächsten HELIX–Chip. Die Korrektur der Grundlinienschwingung wird für jeden Chip einzeln vorgenommen. Als Folge fällt das Lasersignal in der nähe der Chip–Grenze unter die Grundlinie ab und die Grenze wird deutlich sichtbar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ein großer Teil der im Experiment eingebauten Module auf ihre Streifenintegrität getestet. Abbildung 3.14 gibt eine Übersicht der Anzahl der gefundenen toten Streifen der Module, die im Jahre 2000 im Experiment eingebaut waren. Da in den ersten drei Superlagen 12 einseitige Module eingebaut waren, sind entsprechend weniger Einträge für die Modulrückseiten vorhanden. Wie schon in Abs. 3.4 erwähnt, weisen die Vorderseiten 1280 Streifen, die Rückseiten 1024 Streifen auf.

Auffallend ist eine unerwartet hohe Anzahl toter Streifen auf den Vorderseiten einiger Module. Es zeigt sich, daß bei Modulen mit überdurchschnittlich vielen toten Streifen ein Muster erkennbar ist, nach dem jeder vierte Streifen potenziell ein toter Streifen ist. Eine Untersuchung ergab, daß ein Fehler in der Modulproduktion die oberste Leiterbahnlage des vierlagigen Flexjumpers (Abs. 3.7) beschädigte. Die Ursache der Problems konnte daraufhin beseitigt werden.

In Tabelle 3.4 sind die Vorder– und Rückseiten der Module aus Abb. 3.14 gemäß dem prozentualen Anteil toter Streifen in Bereiche eingeteilt worden. Sämtliche Fälle, in denen die Vorderseiten mehr als 3 % tote Streifen aufweisen, können auf das Flexjumper–Problem zurückgeführt werden.

Aufgrund der Ladungsteilung (Abs.3.4) zwischen den Streifen ist zu erwarten, daß auch ein Modul, bei dem jeder vierte Streifen nicht ausgelesen werden kann, eine kaum verminderte Sammlungseffizienz der deponierten Ladung aufweist. Um dies im Labor zu untersuchen, wurden ein nicht kontaktierter Streifen und seine vier nächsten Nachbarn mit einem speziell fokussierten Laserstrahl in kleinen Schritten abgetastet.

Der Laserstrahl wies auf der Detektoroberfläche eine Breite von nur 8 μm auf. Das bedeutet, daß der Strahl, befindet er sich in der Mitte der 10 μm breiten Aluminiumauslesestreifen, vollständig reflektiert wird. Die Schrittweite, mit der der Laserstrahl über den Detektor bewegt wurde, betrug 5 μm. In jeder Position wurden 50 Laserpulse aufgezeich-

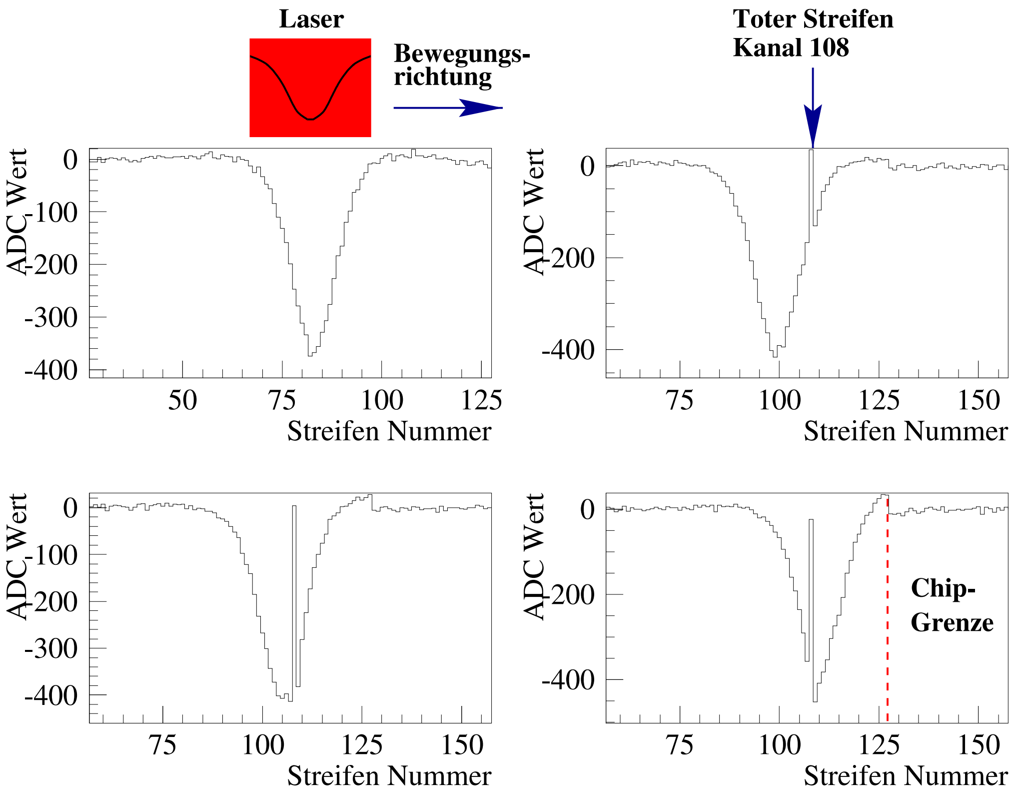

Abbildung 3.13: Das Lasersignal in den Daten und das Auffinden eines toten Streifens. Die Ladung jedes Streifens ist in vierfachen ADC–Werten gegen die Streifennummer aufgetragen. Das Lasersignal ist gaussförmig. Die Signale sind für 4 Positionen des Laserstrahls gezeigt.

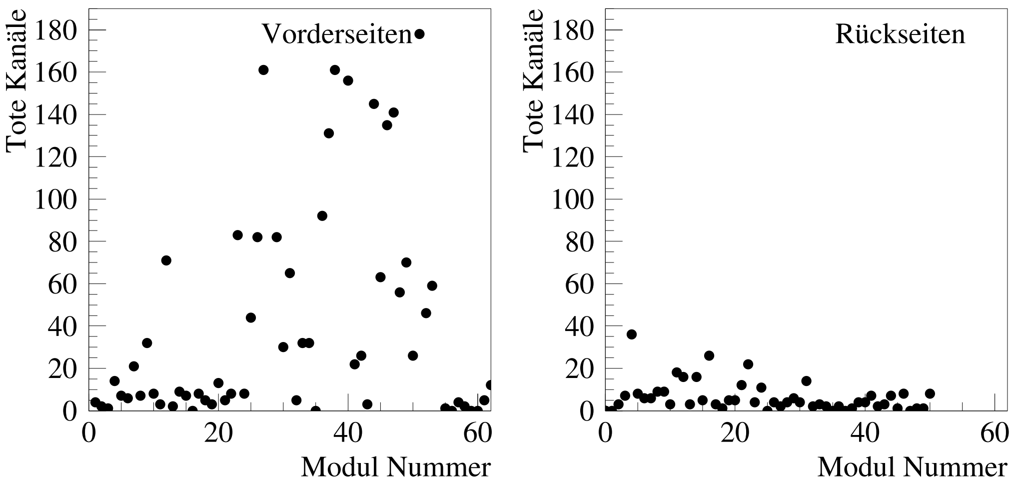

Abbildung 3.14: Übersicht der gefundenen toten Streifen der 64 im Jahre 2000 eingebauten Detektormodule. Links für die Vorderseiten, rechts für die Rückseiten der Module.

net und die mittlere deponierte Ladung der vier umgebenden Streifen aufgezeichnet. Die Ladungen der vier Streifen wurden dann für jede Laserposition aufsummiert (Abb. 3.15).

Die Einbrüche in der Verteilung befinden sich an den Positionen der Aluminiumstreifen. Ein Ladungsverlust an der Stelle des toten Streifens ist nicht zu erkennen. Dies ist ein Anzeichen dafür, daß tote Streifen, die von mindestens vier funktionierenden Streifen umgeben sind, die Effizienz der Detektorseiten nicht wesentlich beeinträchtigen.

Die Bestimmung der Effizienzen der Module mit Teilchenspuren im Experiment zeigte tatsächlich, daß der Verlust von Streifen nicht signifikant zu einem Effizienzverlust führt. Entscheident ist, daß die benachbarten Kanäle eines toten Streifens funktionsfähig sind. Für etwa 86 % der Detektorseiten beträgt die Effizienz ε mehr als 95 % [103]. Die festgestellten Ineffizienzen wurden auf den Ausfall einzelner HELIX–Chips und den Ausfall ganzer Detektorseiten zurückgeführt.

tote Streifen	% Vorderseite	% Rückseite
< 1 %	49	88
1–2 %	5	8
2–3 %	10	4
3–10 %	18	0
10–15 %	18	0

Tabelle 3.4: Einteilung der Vorder– und Rückseiten der installierten Siliziumdetektoren nach der Anzahl der toten Streifen. Zum Beispiel weisen 49 % der Vorderseiten weniger als 1 % tote Streifen auf.

3.11 Insitu–Bestimmung der Schädigung der Siliziumdetektoren

Während der Datennahmeperiode im Jahre 2000 wurden regelmäßig die Leckströme sämtlicher installierter Siliziumdetektoren und deren Temperaturen gemessen. Die Messungen erfolgten vom 11.3.2000 bis zum 28.8.2000 bei der nominellen Betriebsspannung der Detektoren zu Zeiten, in denen sich keine Protonen im Speicherring befanden.

Die Leckströme der Siliziumdetektoren steigen mit zunehmender Strahlendosis an und geben daher Aufschluß über den Grad der Strahlenschäden in den Detektoren (Abs. 3.3). Die Schädigungskonstanten der eingesetzten Siliziumdetektoren können also innerhalb der HERA–B Umgebung bestimmt werden.

Strahlenbelastung

In Abb. 3.16 ist die integrierte Anzahl der primären Wechselwirkungen von Strahlprotonen mit dem Target im Jahre 2000 gezeigt. Die Anzahl der Wechselwirkungen wurden mit einem Hodoskop aus Szintillatorzählern (Abs. 2.3) bestimmt. Die Werte wurden der

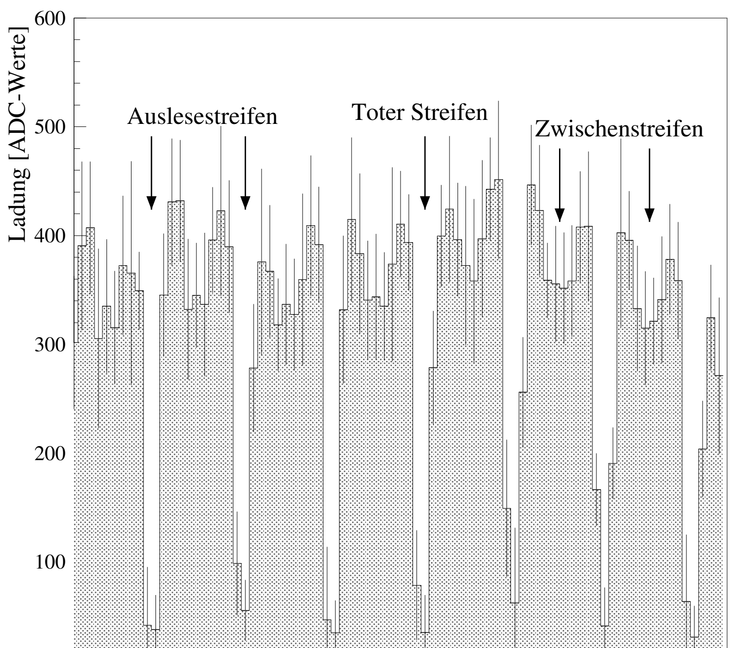

Abbildung 3.15: Die Gesamtladung der von den Laserpulsen hervorgerufenen Treffer ist gegen die Position des Laserstrahls aufgetragen. Wegen der Ladungsteilung zwischen den Streifen ist kein Ladungsverlust in der Umgebung des toten Streifens erkennbar. Die Einbrüche in der Verteilung befinden sich an den Positionen der reflektierenden Auslesestreifen aus Aluminium. Die Ladungsverluste im Bereich der in diesem Detektor implementierten Zwischenstreifen erklären sich durch Kopplung zur Rückseite.

Datenbank des Targetsystems für die Zeiten der Messung der Leckströme entnommen.

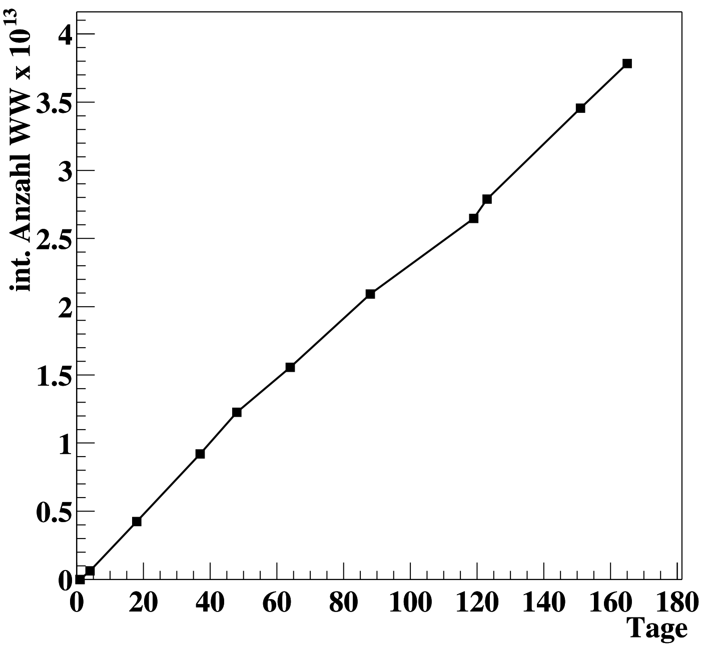

Abbildung 3.16: Integrierte Anzahl an pN–Wechselwirkungen am Target in der Zeit vom 11.3.2000 bis zum 22.8.2000, gemessen mit den Szintillatorzählern der Targetgruppe.

Bei einer nominellen Wechselwirkugsrate von 40 MHz finden während eines HERA–B Jahres [19] 40 MHz$\cdot 10^7$ s$= 4 \cdot 10^{14}$ Wechselwirkungen am Target statt. Die Teilchenfluenz in 1 cm Abstand vom Strahl wurde in Simulationen bestimmt und beträgt $3 \cdot 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$ [46].

Im Zeitraum vom 11.3. bis zum 22.8. wurden eine Anzahl von etwa $(3.78 \pm 0.37) \cdot 10^{13}$ pN–Wechselwirkungen registriert (Abb. 3.16). Dies entspricht nur etwa 9 % der Wechselwirkungen eines HERA–B Jahres bei 40 MHz Rate. Die Teilchenfluenz Φ_1 in 1 cm Entfernung betrug demnach nur etwa $(2.8 \pm 0.3) \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Zudem befanden sich die Detektoren nicht auf dem Design–Abstand von 1 cm vom Strahl (Abs. 4.2), sondern je nach Superlage etwa 0.5 cm bis 2 cm weiter außen. Nach Gl. 3.4 beträgt die Teilchenfluenz im Abstand von 1.5 cm nur noch $\Phi_{1.5} = 2.8 \cdot 10^{13} \cdot (1/1.5)^2 \approx 1.4 \cdot 10^{13}$ pro cm^2.

Temperaturabhängigkeit

Der Leckstrom I_s ist temperaturabhängig. Er setzt sich aus Volumengenerationsstrom und dem Oberflächenstrom zusammen (Abs. 3.2). Der Oberflächenstrom ist nur schwach temperaturabhängig und sein Anteil am Leckstrom ist bei den verwendeten Detektoren und Betriebsspannungen vernachlässigbar gering. Der Leckstrom I_s weist folgende Temperaturabhängigkeit [83] auf:

$$I_s \propto T^2 \cdot \exp\left(-\frac{E_{g0}}{2kT}\right). \tag{3.7}$$

[19] 1 HERA–B Jahr$\equiv 10^7$ s.

Dabei ist T die Temperatur in Kelvin, $E_{g0} = 1.16\,\mathrm{eV}$ die zu 0 K extrapolierte Bandlücke von Silizium und $k = 8.620 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{eV/K}$ die Boltzmann–Konstante.

Sind die Leckströme bei voneinander abweichenden Temperaturen gemessen worden, so können die Ströme mit Hilfe von Gl. 3.7 auf Ströme bei einer Referenztemperatur umgerechnet werden. Den umgerechneten Strom I_{ref} erhält man mit

$$I_{ref} = I_m \cdot \left\{ \frac{T_{ref}}{T_m} \right\}^2 \cdot \exp\left\{ -\frac{E_{g0}}{2k} \left(\frac{T_m - T_{ref}}{T_m \cdot T_{ref}} \right) \right\}. \tag{3.8}$$

Hier ist T_{ref} die Referenztemperatur in Kelvin, auf die umgerechnet werden soll, T_m die gemessene Temperatur und I_m der gemessene Strom.

Die Temperatur jedes Detektors wird ständig aufgezeichnet. Als Sensoren werden Pt–100 Widerstände verwendet, die auf die Rückseite der Detektorgabeln in der Nähe der Detektoren mit Silber–Epoxyd–Klebstoff aufgeklebt wurden. Die Pt–100 Widerstände sind zur Auslese mit einem *TempScan*–Modul[20] verbunden.

Die zu den Zeiten der Messung der Leckströme aufgezeichneten Temperaturen sämtlicher eingebauter Module zeigt Abbildung 3.17. Die Module der Superlage 8 werden nicht wie die anderen Module mit einer Binär–Eis–Flüssigkeit, sondern durch die Verwirbelung von Stickstoff gekühlt (Abs. 3.5). Die Stickstoffkühlung ist weniger effektiv, wurde aber in der Mitte des Jahres 2000 verbessert, was zu einem sprunghaften Rückgang der Temperaturen der Module der Superlage 8 geführt hat.

Messung der Leckströme im Experiment

Die Leckströme der eingebauten Siliziumdetektoren wurden mit den in die Hochspannungsversorgung [21] der Siliziumzähler integrierten Amperemeter bestimmt. Die Genauigkeit der Messung beträgt etwa ±1 %. Abb. 3.18 zeigt die gemessenen Leckströme der Module in Abhängigkeit von der Anzahl der bis zum Meßzeitpunkt produzierten Wechselwirkungen im Jahre 2000.

Das Modul eines Sektors (*sec*), welches sich näher am Target befindet, wird als strahlaufwärtsweisendes (*upstream*) Modul bezeichnet, das vom Target entferntere als strahlabwärtsweisendes (*downstream*) Modul. Der upstream Detektor des Sektors 2 der Superlage 1 ist zwischenzeitlich ausgefallen und konnte nicht mehr betrieben werden.

Abb. 3.19 zeigt den Verlauf der auf die Referenztemperatur umgerechneten Leckströme. Für die Module der Superlagen 1–7 wurde eine Referenztemperatur von 0 °C gewählt. Die Temperaturen der Module der Superlage 8 lagen wesentlich höher und deshalb wurde hier eine Referenztempertur von 20 °C gewählt.

[20] produziert von IOtech, USA

[21] EHQ8000F, produziert von Gleisberg, Rossendorf

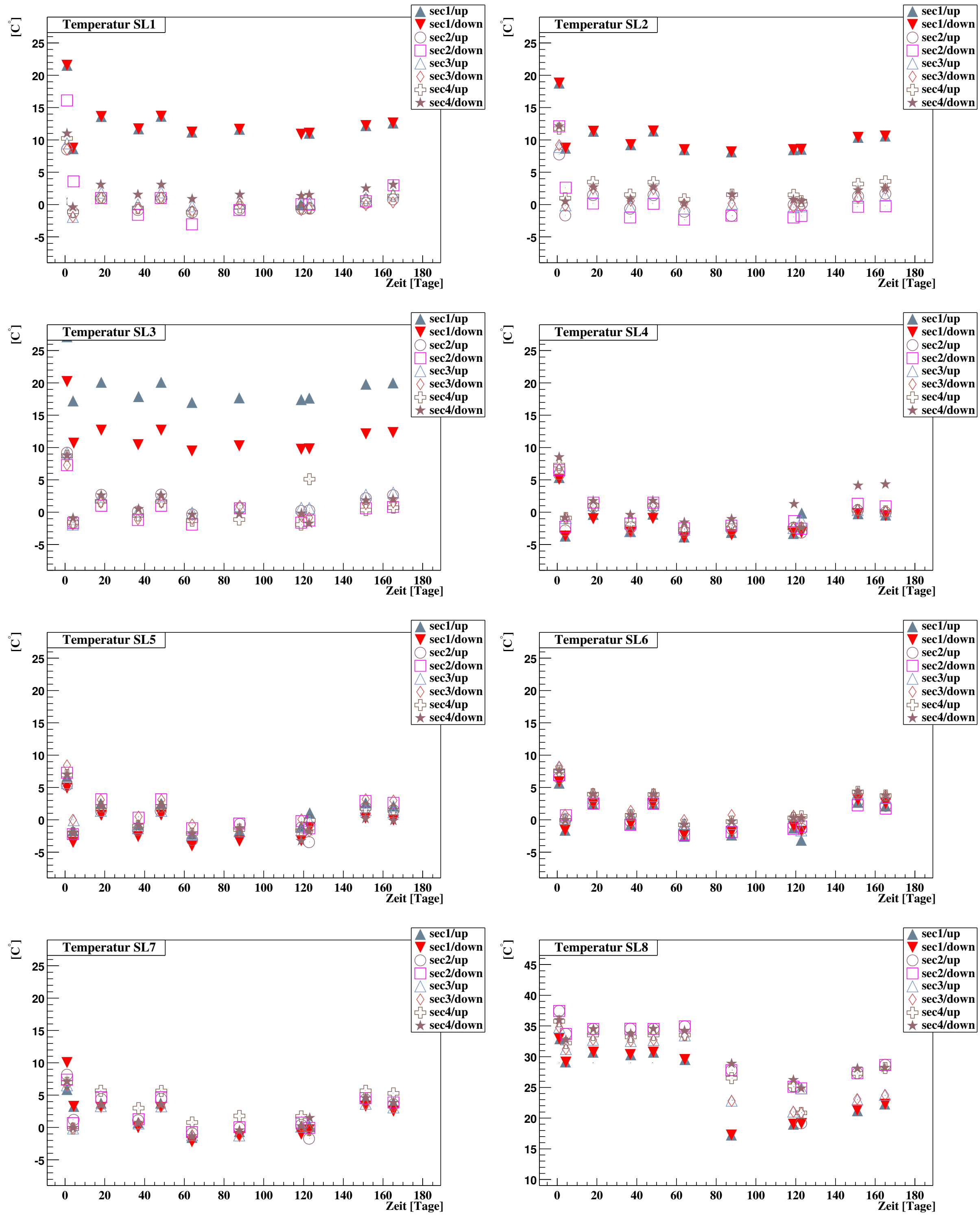

Abbildung 3.17: Temperaturverlauf aller 64 eingebauten Module während der Datennahme im Jahre 2000. Die Temperaturen wurden mit dem Sensor, der sich auf den Gabelenden der jeweiligen Detektorückseite befindet, gemessen.

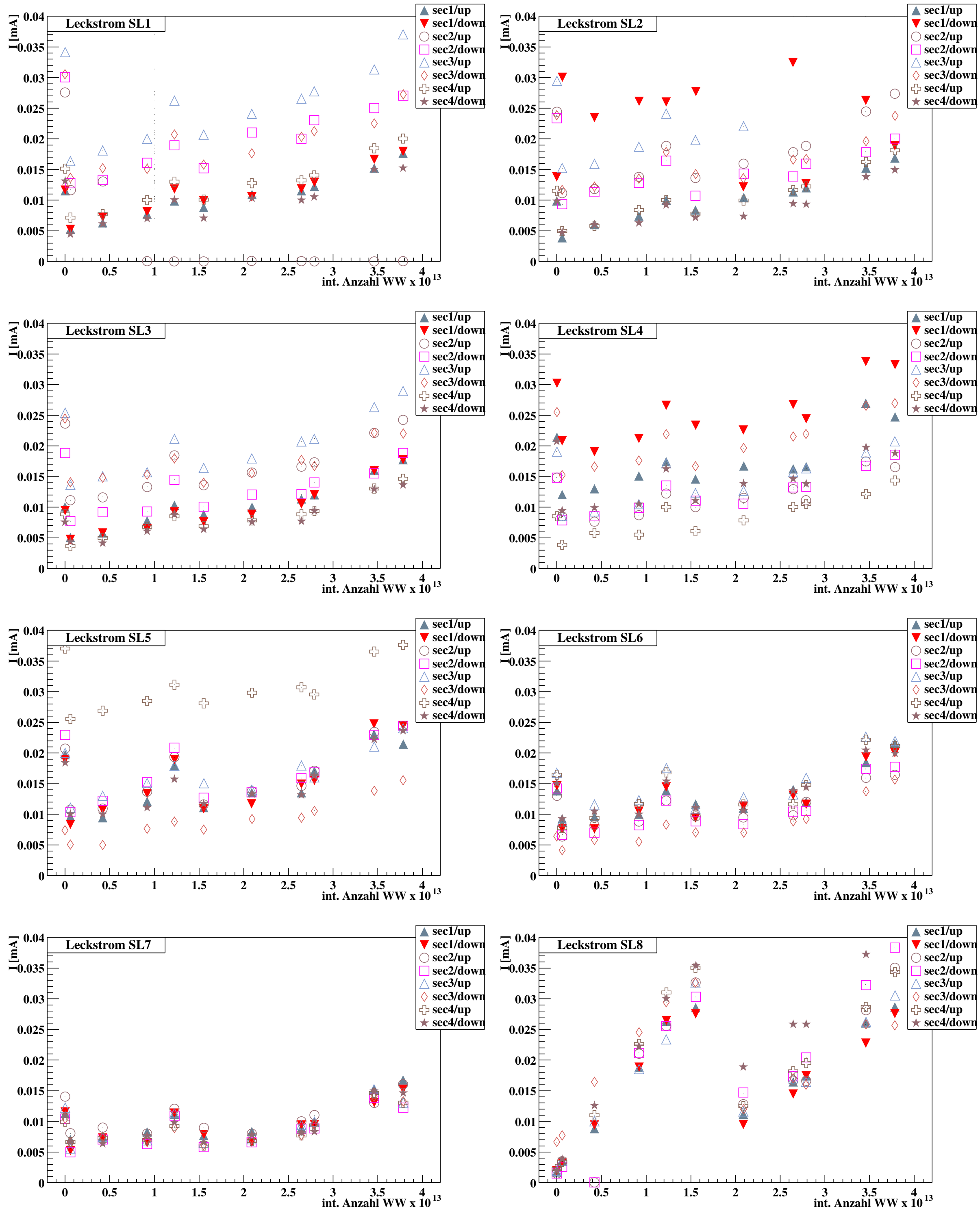

Abbildung 3.18: Verlauf der gemessenen Leckströme in Abhängigkeit von der Anzahl der bis zum Meßzeitpunkt erzeugten Wechselwirkungen im Jahre 2000.

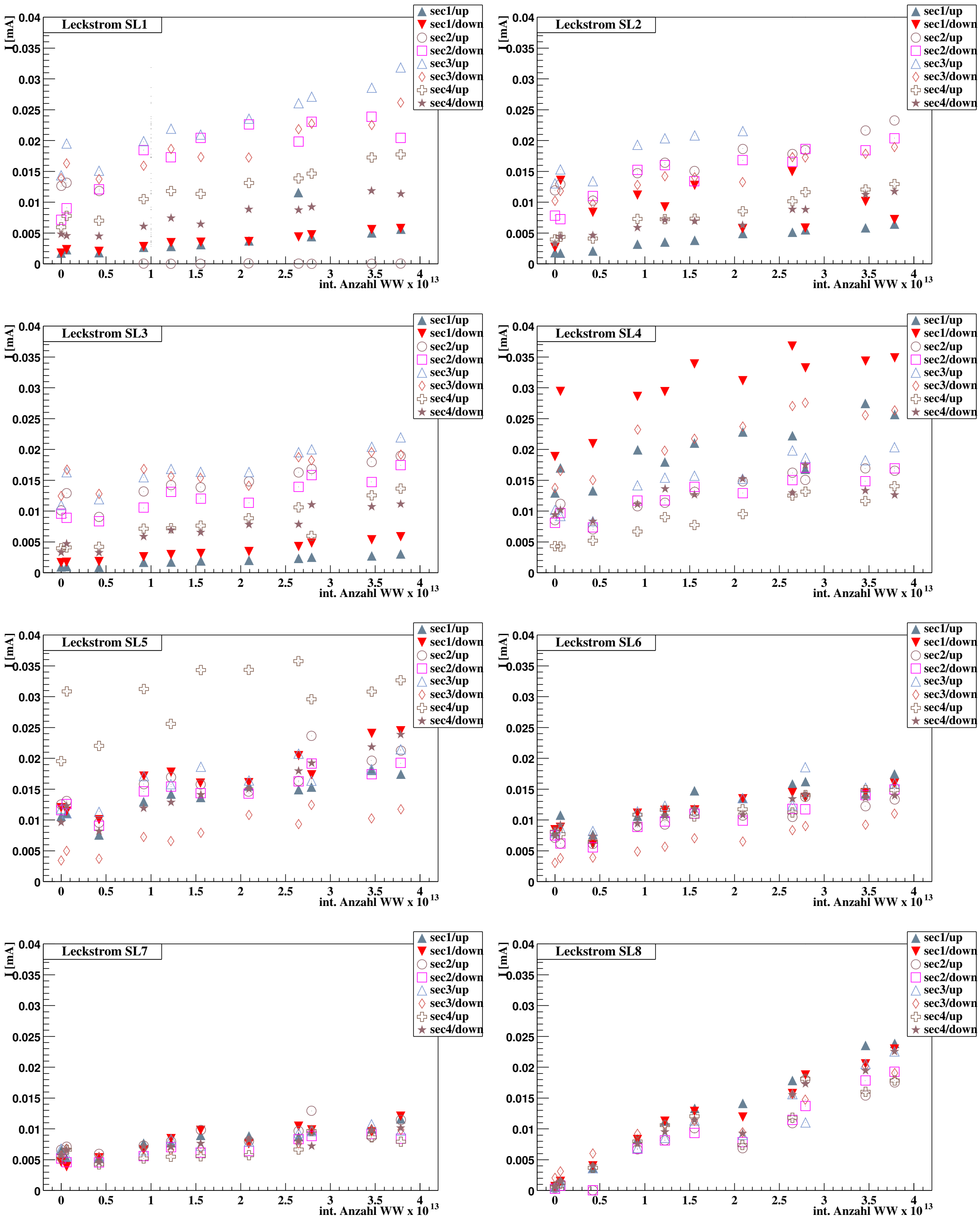

Abbildung 3.19: Verlauf der auf die Referenztemperatur umgerechneten Leckströme in Abhängigkeit von der Anzahl der bis zum Meßzeitpunkt produzierten Wechselwirkungen. Die Referenztemperatur beträgt 0 °C für SL1–7 und 20 °C für SL8.

Tabelle 3.5 zeigt den mittleren Anstieg der Leckströme der Module innerhalb einer Superlage.

SL	*sec 1* $\Delta I_s\,[\mu\mathrm{A}]$	*sec 2* $\Delta I_s\,[\mu\mathrm{A}]$	*sec 3* $\Delta I_s\,[\mu\mathrm{A}]$	*sec 4* $\Delta I_s\,[\mu\mathrm{A}]$	*im Mittel* $\overline{\Delta I_s}\,[\mu\mathrm{A}]$
1	4	16	14	9	10.7 ± 1.2
2	5	11	8	9	8.2 ± 0.8
3	4	8	9	9	7.5 ± 0.7
4	12	8	11	10	10.2 ± 1.0
5	12	8	9	12	10.2 ± 1.0
6	8	8	8	7	7.7 ± 0.8
7	4	4	4	4	4.0 ± 0.4
8	25	22	23	21	22.7 ± 2.0

Tabelle 3.5: Erhöhung der Leckströme in den vier Quadranten (sec 1–sec 4) der acht Superlagen (SL) nach der Datennahme im Jahre 2000. Die Referenztemperatur beträgt 0 °C für SL1–7 und 20 °C für SL8.

Bestimmung der Schädigungskonstante der Siliziumdetektoren

Die Schädigungskonstante α für Siliziumdetektoren wurde bereits in Gl. 3.3 (Abs. 3.3) definiert. Es ist

$$\alpha = \frac{\Delta I_s}{V \cdot \Phi}. \tag{3.9}$$

Das aktive Detektorvolumen beträgt in unserem Fall $V = 7 \times 5 \times 0.028\,\mathrm{cm}^3 = 0.98\,\mathrm{cm}^3$. Die Teilchenfluenz Φ im Abstand r zum Strahl ist durch Gl. 3.4 gegeben und beträgt $\Phi_r = \Phi_1 \cdot (1\,cm/r)^2 = 2.8 \cdot 10^{13} \cdot (1\,cm/r)^2$ pro cm^2. Φ_1 wurde bereits im vorherigen Abschnitt bestimmt.

Die *aktuellen* Strahlabstände r_a der Detektoren innerhalb einer Superlage sind in Tab. 3.6 angegeben. Es handelt sich um den jeweiligen mittleren Strahlabstand der acht Detektoren einer Superlage. Die Schädigungskonstante α der Detektoren einer Superlage wurde unter Berücksichtigung dieser Abstände mit Gl. 3.9 bestimmt. Die mittlere Teilchenfluenz Φ, der ein Detektor ausgesetzt war, wurde durch numerische Integration der Funktion $\Phi_r \propto 1/r^2$ über die gesamte, im jeweiligen Abstand r_a positionierte, Detektorfläche von $7 \times 5\,\mathrm{cm}^2$ berechnet. Zu bedenken ist, daß die Strahllage um bis zu 2 mm von ihrer nominellen Position abweichen kann, was bei der hier betrachteten Positionen für einen Fehler an α von bis zu 10 % verantwortlich sein kann.

In Tabelle 3.6 ist die Schädigungskonstante α ein Mittelwert für die 8 Detektoren einer Superlage. α unterliegt der gleichen Temperaturabhängigkeit wie der Leckstrom I_s (Gl. 3.7). Die Schädigungskontstante $\alpha_{20\,°\mathrm{C}}$, die unter Verwendung der Werte von Superlage 8 bei 20 C° bestimmt wurde, wurde zum Vergleich auf eine Temperatur von 0 °C umgerechnet. Der auf 0 °C umgerechnete Wert für die Siliziumdetektoren der Superlage 8 liegt unterhalb der Werte für die übrigen Superlagen, ist aber innerhalb der Fehler mit

SL	$\overline{\Delta I}_s\,[\mu\mathrm{A}]$	$r_a\,[cm]$	$\Phi\,[10^{12}\,cm^{-2}]$	$\alpha\,[10^{-17}\,A/cm]$	$T\,[°\mathrm{C}]$
1	10.7	1.66	1.80	0.61 ± 0.15	0
2	8.2	1.64	1.81	0.46 ± 0.11	0
3	7.5	1.63	1.83	0.42 ± 0.11	0
4	10.2	1.62	1.84	0.57 ± 0.14	0
5	10.2	1.58	1.88	0.55 ± 0.14	0
6	7.7	1.73	1.73	0.45 ± 0.11	0
7	4.0	3.10	0.96	0.43 ± 0.11	0
8	22.7	2.60	1.15	2.1 ± 0.4	20
8	–	2.60	1.15	0.40 ± 0.1	0

Tabelle 3.6: Mittlere Schädigungskonstanten α der Detektoren für die Superlagen 1–8. $r_\perp$ ist der Abstand der Module einer Superlage vom Strahl. Die mittlere Fluenz Φ, der die Detektoren ausgesetzt waren, ist ebenfalls angegeben. α für die Superlage 8 bei 0 °C wurde mittels der bekannten Temperaturabhängigkeit von α bei 20 °C abgeleitet.

diesen verträglich. Der relativ niedrige Wert könnte auf eine etwas geringere Temperaturabhängigkeit als die verwendete hindeuten, was aber angesichts der Fehler schwer zu beurteilen ist.

Der Fehler von α wird von dem Fehler in der Bestimmung der Anzahl der Wechselwirkungen und damit der Teilchenfluenz sowie der ungenauen Strahllage dominiert. In Superlage 1 zeigt sich beispielsweise eine deutliche Asymmetrie zwischen den einzelnen Quadranten.

Mittelt man über die jeweiligen Schädigungskonstanten der Superlagen 1–8 bei 0 °C erhält man $\alpha_{0\,°\mathrm{C}} = (0.50 \pm 0.12) \cdot 10^{-17}\mathrm{A/cm}$. Dieser Wert wird in Tab. 3.7 mit anderen Messungen verglichen.

$\alpha[10^{-17}\,A/cm]$	$T\,[°\mathrm{C}]$	Umgebung	Ref.
0.6 ± 0.1	0	Protonen	[84]
0.4 ± 0.1	0	Pionen	[104]
0.5 ± 0.1	0	HERA–B	*diese Arbeit*
2.8 ± 0.3	20	Protonen	[84]
2.2 ± 0.2	20	Pionen	[104]
2.1 ± 0.3	20	HERA–B	*diese Arbeit*

Tabelle 3.7: Die angeführten Schädigungskonstanten im Überblick. In Ref. [104] wurde α allein bei 20° C bestimmt. Der hier angegebene Wert für 0° C ergibt sich durch Umrechnung gemäß Gleichung 3.8.

A. Barberis *et al.* [84] führten eine Teststrahl–Studie für Siliziumstreifenzähler am 640 MeV Protonstrahl der Los Alamos Meson Physics Facility (LAMPF) durch. Die verwendeten PIN–Photodioden stammten von Hamamatsu, hatten eine Fläche von 1 cm² und eine Dicke von 200 μm. Ein Teil der Detektoren wurde während der Bestrahlung und danach bei einer Temperatur von 0 °C, ein Teil bei 20 °C gehalten. Die Siliziumdetektor wurden während einer Dauer von 5 Tagen einer Teilchenfluenz von insgesamt $1.25 \cdot 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$ ausgesetzt. Wegen des daraus resultierenden sehr hohen mittleren Teilchenflusses von $2.9 \cdot 10^{8}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ mußten ausheilende Effekte berücksichtigt werden.

Die Schädigungskonstante nach 185 Tagen Ausheilung beträgt für die bei 0 °C gehaltenen PIN–Detektoren $\alpha_{0\,^\circ\mathrm{C}} = (0.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-17}\mathrm{A/cm}$ und für die bei 20 °C gehaltenen $\alpha_{20\,^\circ\mathrm{C}} = (2.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-17}\mathrm{A/cm}$. Direkt nach der Bestrahlung waren die Schädigungskonstanten etwa doppelt so groß. Nach 150 Tagen Ausheilung verringerten sich die Leckströme nicht mehr.

Ein Wert von $\alpha_{20\,^\circ\mathrm{C}} = (2.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-17}$ wurde von K. Riechmann *et al.* [104] für PIN–Dioden, die einem Pionenstrahl (190 MeV π^{+}) am PSI ausgesetzt waren, nach 450 Tagen Ausheilung gemessen. Die PIN–Dioden stammten von Sintef, wiesen eine Fläche von $9\,\mathrm{mm}^2$ auf und waren 350 μm dick.

Die in dieser Arbeit bestimmte Schädigungskonstante α bei 0° C stimmt innerhalb der Fehler mit den Werten von Barberis *et al.* und Riechmann *et al.* überein. Die Schädigungskonstante bei 20° C stimmt gut mit dem Wert von Riechmann *et al.* überein. Sowohl der hier bestimmte Wert, als auch der Wert von Riechmann *et al.* liegen aber etwas unterhalb des Wertes von Barberis *et al.* für Protonen und einer Temperatur von 20° C.

Hervorzuheben ist, daß zur Bestimmung von α in dieser Arbeit eine vergleichsweise große Zahl von Detektoren mit einer Gesamtfläche von $2200\,\mathrm{cm}^2$ verwendet wurden. Die Detektoren waren der in HERA–B auftretenden Teilchenmischung, hauptsächlich Pionen, ausgesetzt, wohingegen die anderen Messungen von α in einer Teststrahlumgebung mit nur einer Teilchenart durchgeführt wurden.

Es ist festzuhalten, daß die Detektoren in HERA–B bisher nur etwa 10 % der Strahlenbelastung eines nominellen HERA–B Jahres ausgesetzt waren und diese realtiv geringe Strahlenbelastung über Monate verteilt war. Daher können Ausheilungseffekte während des Betriebes stattfinden.

3.12 Depletionsspannung nach Bestrahlung

Im Mai 2001 wurden einige Module der Bestückung des Jahres 2000 ausgebaut. Im folgenden werden Messungen der Depletionsspannung am Modul K6, daß in der Superlage 1 im Quadranten 3 strahlabwärts eingebaut war, vorgestellt.

Zur Bestimmung der Depletionsspannung wird die Signalhöhe von Laser–Pulsen in Abhängigkeit von der Bias–Spannung mit dem in Abs. 3.10 beschriebenen Teststand untersucht. Während der Messungen wurde das Modul im evakuierten Tank ($2 \cdot 10^{-3}$ mbar) gekühlt und der Detektor auf einer Temperatur von 18 °C gehalten. Das Laserlicht weist eine Wellenlänge von 1050 nm auf und wird von der n–Seite des doppelseitigen Detektors eingestrahlt. Für jede Messung wird über 80 Laser–Pulse gemittelt. Die Signalhöhe wird durch Summation der induzierten Ladungen des Streifen mit dem höchsten Signal plus seiner beidseitigen 6 Nachbarn bestimmt. Die Spannung wird in 5 V–Schritten bis 135 V erhöht. Die Signalhöhen der letzten 5 Messungen werden gemittelt und auf eins normiert. Abb. 3.20 zeigt das Ergebnis für die strahlnahe Position 16 und die strahlferne Position 10 auf der n– und p–Seite.

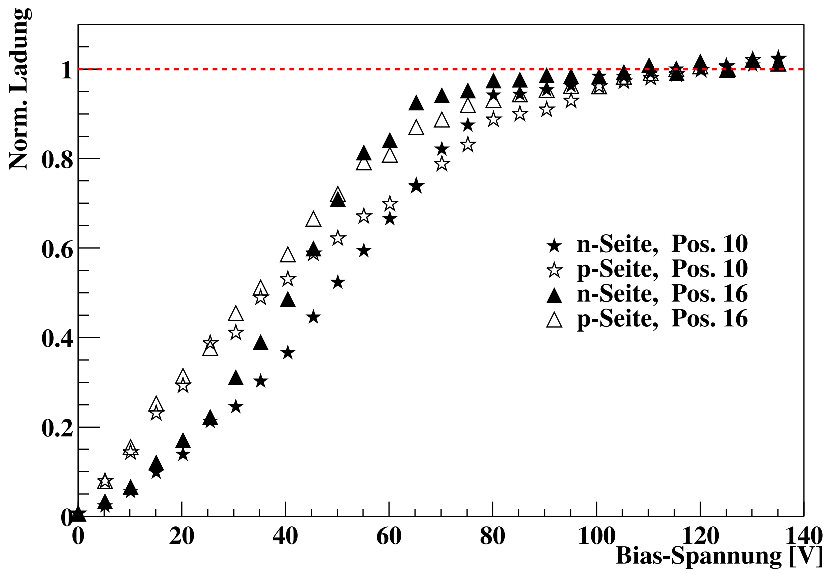

Abbildung 3.20: Die Gesamtladung der von den Laserpulsen hervorgerufenen Treffer ist gegen die Bias–Spannung für jeweils n– und p–Seite zweier Positionen auf dem Detektor K6 aufgetragen. Die Kurven sind so skaliert, daß der Mittelwert der jeweils letzten fünf Meßpunkte bei eins liegt.

An beiden Positionen steigt das Signal auf der p–Seite schneller an als auf der n–Seite. Das entspricht der Erwartung für einen auf n–dotiertem Material basierenden Detektor. Damit liegt auch an der strahlnächsten Position keine Typinversion vor.

Die Depletionsspannung wird als diejenige Spannung bezeichnet, bei der 90 % des Signals erreicht werden. Dies trägt der Tatsache Rechnung, daß auf Grund der endlichen Mobilität der Ladungsträger das Signal auch nach Erreichen der vollen Depletion noch ansteigt [101]. In Tabelle 3.8 sind die so bestimmetn Depletionsspannungen für alle 18 Meßpositionen aufgelistet. Es werden auch die mittleren Strahlabstände r der Meßpositionen angegeben. Dabei ist zu beachten, daß hier von der nominellen Strahlposition ausgegangen wird, von der der Strahl während des Betriebs in x und y um bis zu 2 mm abweicht. Abb. 3.21 zeigt die Meßpositionen graphisch auf dem Detektor.

Die auf der n–Seite bestimmten Depletionsspannungen liegen typischerweise 5 bis 10 V unterhalb der auf der p–Seite bestimmten Werte. Das bedeutet, daß die geringere Mobilität der auf der n–Seite relevanten Löcher durch die Anwendung des 90 %–Kriteriums nicht ausreichend berücksichtigt wird. Der Fehler in der bestimmten Depletionsspannung beträgt jeweils etwa 5 Volt.

Im strahlnächsten Bereich, Positionen 15 und 16, ist in Übereinstimmung mit Abb. 3.20 eine geringfügige Verringerung der Depletionsspannung zu verzeichnen. Abb.3.22 zeigt die gemessenen Depletionsspannungen in Abhängigkeit vom Strahlabstand r. Es zeigt nichts auffälliges.

Pos.	$r\,[cm]$	$U_{dn}\,[V]$	$U_{dp}\,[V]$	*Pos.*	$r\,[cm]$	$U_{dn}\,[V]$	$U_{dp}\,[V]$
1	1.95	70	80	10	4.35	75	85
2	2.04	70	80	11	3.67	80	90
3	2.24	75	80	12	3.04	80	80
4	2.52	75	85	13	2.44	80	85
5	3.10	75	90	14	1.97	75	85
6	3.91	75	90	15	1.69	70	75
7	4.93	80	90	16	1.71	65	70
8	5.96	75	85	17	2.12	75	85
9	6.91	80	85	18	2.90	80	85

Tabelle 3.8: Depletionsspannungen gemessen auf der n– (U_{dn}) und p–Seite (U_{dp}) des Moduls K6 für sämtliche Meßpositionen der Abb. 3.21. Die nominellen Strahlentfernungen r sind ebenfalls angegeben.

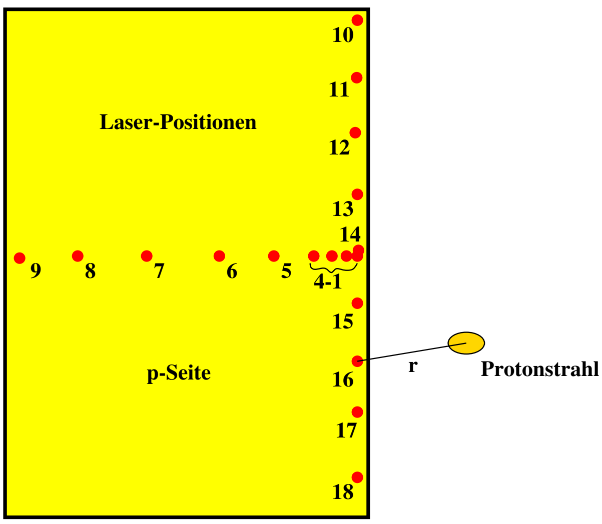

Abbildung 3.21: Schematische Darstellung der Positionen der 18 Meßpunkte auf dem Detektor gesehen von der p–Seite. Die Position, an der sich während der Datennahme 2000 der HERA Protonstrahl befand, ist ebenfalls eingetragen.

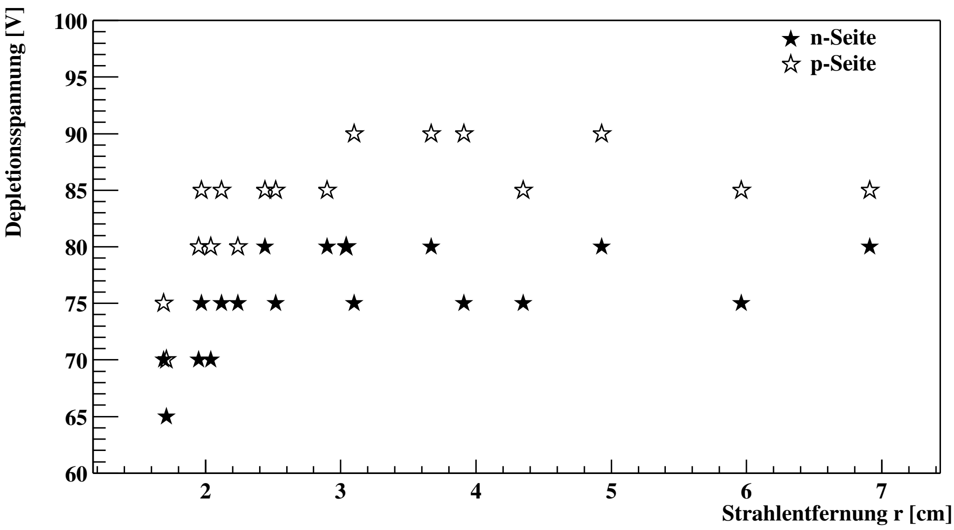

Abbildung 3.22: Depletionsspannungen gemessen auf der n– und p–Seite gegen die Entfernung r der Meßposition auf dem Detektor vom Protonstrahl.

Kapitel 4

Der Detektor zur Zeit der Datennahme

In diesem Kapitel wird der Zustand des HERA–B Detektors im Jahre 2000 beschrieben. Dabei werden Abweichungen gegenüber dem in Abs. 2 beschriebenen ursprünglichen Design herausgestellt.

Das Ziel der Datennahme 2000 war zum einen, den Detektor vollständig in Betrieb zu nehmen (*Comissioning*), also die zum Verständnis des Detektors nötigen Messungen vorzunehmen und zum anderen, erste Daten zu physikalischen Fragestellungen aufzunehmen. Ursprünglich bestand die Hoffnung, bereits Daten zur Untersuchung von B^0–Zerfällen aufzuzeichnen. Aufgrund technischer Schwierigkeiten, auf die in den folgenden Abschnitten genauer eingegangen wird, mußten die Zielsetzungen reduziert werden.

4.1 Das Target

Prinzip und Aufbau des Targets sind in Abs. 2.3 beschrieben. Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht der acht im Jahre 2000 eingebauten Draht–Targets. Die Drähte sind bis auf einen im Prinzip dünne Bänder mit rechteckigem Querschnitt, dessen breitere Seite in Richtung des Strahls zeigt.

Während der Runs wurde entweder nur das Target *Innen2* oder aber die Targets *Innen2* und *Unten1* gemeinsam verwendet. Das Target *Innen2* befindet sich in der zweiten Targetstation und an der dem Speicherringmittelpunkt zugewandten Seite. Das Target Unten1 befindet sich in der ersten Station und an der Unterseite des Protonen–Strahls. Das Target Unten1 ist etwa 3.4 cm in Richtung des Protonstrahls vom Target Innen2 entfernt. Die Gründe, warum nur die Targets Innen2 und Unten1 während der Standarddatennahme verwendet wurden, sind in den folgenden Paragraphen beschrieben.

Geringe Wechselwirkungsrate

Aufgrund von Bandbreitenproblemen im Filtersystem wurde der Hauptteil der Datennahme bei 5 MHz durchgeführt. Bei zu niedrigen Raten auf einem Draht kommt es Fluktuationen der Rate, weil die Targetsteuerung für wesentlich höhere Raten ausgelegt ist.

Target	*Material*	*Massenzahl*	*Abmessung*
Oben1	Titan	48	$50\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$
Innen1	Titan	48	$50\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$
Unten1	Titan	48	$50\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$
Außen1	Titan	48	$50\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$
Oben2	Aluminium	27	$50\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$
Innen2	Kohlenstoff	12	$50\,\mu\text{m} \times 1000\,\mu\text{m}$
Unten2	Wolfram	184	$50\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$
Außen2	Titan	48	$\varnothing\,50\,\mu\text{m}$

Tabelle 4.1: Die Konfiguration der Targetdrähte im Jahre 2000. Die Targets sind in zwei Stationen im Abstand von 4 cm angeordnet. Die *Station1* befindet sich näher an der ersten Superlage des Siliziumvertexdetektors als *Station2*. Die breitere Seite der Targets ist parallel zur Strahlachse.

Deswegen können bei der im Vergleich zur Design–Rate von 40 MHz geringen Rate von 5 MHz gleichzeitig nur zwei Drähte eingesetzt werden.

Separierung der pN–Wechselwirkungen

Die Wechselwirkungen wurden zeitweise auf zwei Drähte verteilt, um eine möglichst gute Separierung der pN–Wechselwirkungen (primäre Vertizes) zu erhalten. Es wurde darauf geachtet, Targets mit unterschiedlicher Orientierung zu wählen, und auf die zwei vorhandenen Target–Stationen zurückgegriffen.

Coasting Beam

An den äußeren und oberen Targetdrähten tritt der sogenannte *Coasting Beam* [106, 51] sehr deutlich in Erscheinung: Normalerweise sind die Wechselwirkungen von Strahlprotonen mit dem Target auf die etwa 1 ns langen HERA–Protonpakete beschränkt (vgl. Abb. 2.1). Es zeigte sich jedoch, daß auch Strahlprotonen vorhanden sind, die sich nicht in den Paketen aufhalten, sondern kontinuierlich im Speicherring kreisen. Dieser Protonenstrom wird als Coasting Beam bezeichnet.

Das Datennahmesystem des Detektor erwartet, daß die Wechselwirkungen aus den Protonpaketen des Ringes stammen. Ist dies nicht der Fall, sind die Ereignisse gegen die *Samplingzeiten* der Detektorkomponenten verschoben und ein Teil der Treffer wird nicht erkannt, das heißt das Ereignis kann nur unvollständig rekonstruiert werden. Es ist möglich, später mit Hilfe der Driftzeitinformationen des äußeren Spurkammersystems zeitlich nicht synchronisierte Ereignisse zu verwerfen, jedoch verliert man dadurch viele Ereignisse und die Effizienz der Datennahme nimmt ab. Die Luminositätsbestimmung wird auch wesentlich erschwert.

Die äußeren und oberen Targetdrähte bringen überduchschnittlich viele Protonen des Coasting Beam zur Wechselwirkung, wohingegen der Anteil des Coasting Beam für untere und besonders für innere Targets sehr gering ist. Um den Problemen mit dem Coasting

Beam möglichst aus dem Wege zu gehen, wurde deshalb für die Standarddatennahme im Jahre 2000 entschieden, die äußeren und oberen Targets nicht zu verwenden.

Targetmaterial

Zwei Drähte aus unterschiedlichem Material wurden eingesetzt, um die Abhängigkeit verschiedener physikalischer Größen von der Massenzahl des Targetmaterials untersuchen zu können. Innen2 ist ein Kohlenstoffdraht, Unten1 besteht aus Titan, vergleiche Tabelle 4.1.

4.2 Systeme zur Spurrekonstruktion

Im Folgenden wird die Leistungsfähigkeit der in Abs. 2.4.2 und Kap. 3 beschriebenen Spurerkennungssyteme im Jahr 2000 beschrieben.

Vertexdetektor

Der Vertexdetektor war vollständig einsatzbereit, lief sehr stabil und seine Leistungsfähigkeit entsprach den Design–Vorgaben.

Das durch den Gesamtzustand des HERA–B Detektors limitierte Datennahmeprogramm im Jahre 2000 rechtfertigte es nicht, die VDS–Module der hohen Strahlenbelastung, die bei einem Design–Abstand der Module vom Strahl von 10 mm auftritt, auszusetzen. Daher wurden die Module der Superlagen eins bis 6 bei einem Abstand von etwa 15 mm zum Strahl betrieben. Im Unterschied zum Design wurden in den Superlagen 1–3 nur 3 von 4 Spurprojektionen realisiert. Diese Realisierung wurde bereits in Abb. 3.6 in Abs. 3.5 dargestellt.

Die *Effizienz* der Detektorlagen betrug zum größten Teil ($> 80\,\%$) mehr als $97\,\%$. Eine genaue Auflistung der Effizienzen aller Detektorlagen wird in Ref. [62, 103] gegeben.

Vertizes können alleine aus den Daten des Vertexdetektors bestimmt werden. Die so erzielte Auflösung der Primärvertizes wurde in einer Simulation und unter Verwendung von Daten bei einer Wechselwirkungsrate von 5 MHz bestimmt [62]. Tab. 4.2 zeigt die erhaltene Werte. In der Simulation wurden 4 poissonverteilte Ereignisse überlagert. Die

	$x\,[\mu\text{m}]$	$y\,[\mu\text{m}]$	$z\,[\mu\text{m}]$
MC	74	68	490
Daten	≈ 70	≈ 70	≈ 500

Tabelle 4.2: Primärvertexaufösung bei alleiniger Verwendung von Information des Vertexdetektors. Die x–Auflösung wurde mit einem inneren (vertikalen) Target, die y–Auflösung mit einem unteren (horizontalen) Target bestimmt.

Impulse der Spuren wurden geometrisch abgeschätzt, was die erzielbare Auflösung begrenzt. Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Vertexauflösungen des Gesamtsystems werden in Kapitel **??** Abs. 6.7 präsentiert.

Äußeres Spurkammersystem

Das äußere Spurkammersystem erreichte noch nicht die angestrebte Leistungsfähigkeit. Dafür waren unter anderem Ausfälle durch Kurzschlüsse in der Hochspannungsversorgung der Kammern verantwortlich. Die Anzahl der durch einen Kurzschluss hervorgerufenen toten Kanäle betrug im Mittel etwa 8 % [62].

Die Kurzschlüsse fanden an Koppelkondensatoren statt. Ursache ist eine fehlerhafte Montage der Kondensatoren [1] [62]. Aufgrund der Auslegung der Hochspannungsversorgung kann ein einzelner Kurzschluß zumindest kurzfristig eine Anzahl von etwa 1500 Kanälen betreffen. Je 16 Spurkammerdrähte sind zu einer Hochspannungsgruppe zusammengefaßt. Eine HV–Versorgung hat sechs Ausgänge und jeder Ausgang versorgt über ein HV–Kabel bis zu 16 HV–Gruppen. Bei einem Kurzschluß eines Kanals schaltet sich die entsprechende HV–Versorgung ab und $6 \times 16 \times 16 = 1536$ Kanäle sind zunächst tot. Entfernen des richtigen der sechs HV–Kabel verringert die Zahl der toten Kanäle auf 256, das sind 0.2 % aller Kanäle des äußere Spurkammersystems. Während eines Zugangs zum Detektor kann die HV–Gruppe, die den kurzgeschlossenen Kanal enthält, von der HV–Versorgung abgekoppelt und damit die Zahl der toten Kanäle auf 16 pro Kurzschluß reduziert werden [2].

Außerdem lag die Treffereffizienz der Zellen teilweise weit unter dem Designwert von 98 %, meistens jedoch über 90 %. Die Auflösung, die mit Hilfe von Teilchenspuren bestimmt wurde, lag nur bei 500–700 μm. Dabei litt die Auflösung auch unter einem vorläufigen Alignment.

Der Schwellenwert für die Triggerausgänge der vier Superlagen, die Signale für den Ereignisfilter (Abs. 2.5) liefern, mußte erhöht werden. Ursache dafür war zusätzliches Rauschen, hervorgerufen durch eine schlecht realisierte Verbindung zweier Komponenten der Trigger–Elektronik.

Inneres Spurkammersystem

Alle bis auf zwei Kammern des inneren Spursystems (Abs. 2.4.2) waren installiert. Insgesamt 12 Detektormodule in verschiedenen Kammerstationen konnten wegen verschiedenen Problemen, zumeist mit der Hochspannungversorgung (gebrochene HV–Kabel), jedoch nicht betrieben werden. Weitere 5 Detektormodule konnten wegen Problemen in der Auslesekette nicht ausgelesen werden.

Die Effizienzen von sieben Detektormodulen in der ersten (MS01) von insgesamt 15 Kammerstationen wurden bestimmt und betrugen 91–98 % [62]. Für die Effizienz ist die sorgfältige Einstellung der Hochspannung besonders wichtig. Eine Effizienzbestimmung in allen Kammern des Systems wurde noch nicht durchgeführt. Auch das Alignment der Kammerstationen war noch vorläufig.

Vier Stationen, die sich hinter dem Magneten befinden, sollen Signale für die erste Filterstufe liefern. Das innere Spurkammersystem war jedoch nicht in den Trigger integriert, da aufgrund von Oszillationen in der Triggerelektronik des Systems die Auslöseschwelle so weit erhöht werden mußte, daß der Effizienzverlust zu groß gewesen wäre.

[1] in SMD–Technik (*Surface Mounted Device*)

[2] Ein Zugang war etwa einmal pro Monat möglich.

4.3 Systeme zur Teilchenidentifikation

Im Folgenden wird der Status der für die Teilchenidentifikation zuständigen drei Systeme im Jahre 2000 beschrieben. Bis auf den Ringbild–Čerenkovzähler erreichten die Systeme die angestrebte Leistungsfähigkeit noch nicht.

Ringbild–Čerenkovzähler

Der Ringbild–Čerenkovzähler war vollständig installiert und seine Leistungsfähigkeit erreichte die Design–Vorgaben (Abs. 2.4.3).

Die Identifikationseffizienz für Pionen aus dem Zerfall $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ beträgt bei einem Pionenimpuls von 20 GeV/c [10 GeV/c] etwa 90 % [70 %]. Für geladene Kaonen beträgt die Identifikationseffizienz bei einem Teilchenimpuls von 7.5 GeV/c etwa 90 %, fällt aber zu größeren Impulsen hin ab. Die Impulsabhängigkeit der Identifikationseffizienz für Pionen und Kaonen wird in Ref. [107] gegeben.

Die Identifikationseffizienz für Teilchen mit hohen Impulsen und in Bereichen hoher Spurdichten kann durch ein verbessertes Alignment der Spurkammern noch wesentlich erhöht werden.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Ein Teil der Ausleseelektronik des elektromagnetischen Kalorimeters wurde erst während der Datenahmeperiode installiert. Dabei wurde der Detektor in mehreren Schritten von innen nach außen mit Ausleseelektronik vervollständigt. Der äußere Bereich (vgl. Abschnitt 2.4.3) konnte erst nach der Datenahmeperiode ausgerüstet werden. Die Akzeptanz des ECAL war also geringer als im Design. Zudem litt die Energieauflösung unter einem signifikanten Rauschproblem in der Auslesekette [62].

Die Energieauflösung des ECAL wurde für etwa 80 % des inneren und mittleren Bereichs bestimmt und betrug $\sigma(E) = (22.5 \pm 0.5)\,\%/\sqrt{E} \oplus (1.7 \pm 0.3)\,\%$ für Energien von 12–60 GeV [62] [3]. Bei der Bestimmung von $\sigma(E)$ wurden nur Regionen mit relativ geringem Rauschen berücksichtigt. Eine Abschätzung für die Ortsauflösung ergab $\sigma_{x,y}$=0.2 cm.

Myonsystem

Alle Kammern des Myonsystems waren installiert. Die Pad– und Proportionalzählrohrkammern (Abs. 2.4.3) des Systems wurden standardmäßig ausgelesen.

Ein Problem bestand in der unerwartet geringen Effizienz der Pad–Kammern, die für die Station MU3 75 % und für MU4 68 % betrug [62]. Diese Stationen werden im Myon–Pretrigger verwendet.

Die Proportionalzählrohre wiesen eine Effizienz von $\approx$ 85 % auf.

Die Effizienzen der Pixel–Kammern, die nicht routinemäßig betrieben wurden und sich im inneren Bereich des Myonsystems befinden, betrugen nach einer vorläufigen Bestimmung in einem Testlauf zwischen 85 % und 90 % [62].

[3] siehe Abs. 2.4.3 für Designwerte.

4.4 Der Ereignisfilter

Der HERA–B Ereignisfilter (Abs. 2.5) ist dafür ausgelegt worden, bereits in der ersten Filterstufe J/ψ–Mesonen zu selektieren. Der SLT (Abs. 2.5.3) sollte ursprünglich die Möglichkeit bieten, auf die Qualität und eventuell den Ort der J/ψ-Vertizes zu schneiden. Da die Effizienz für das Auffinden von Leptonen aus dem J/ψ–Zerfall im FLT (Abs. 2.5.2) aufgrund von niedrigen Effizienzen der Spurkammersysteme und technischen Problemen im Ereignisfilter selbst gering war, wurde ein eigentlicher FLT im Jahr 2000 nicht implementiert. Stattdessen wurde eine Emulation des FLT auf dem SLT vorgenommen. Auf Schnitte auf den J/ψ–Vertex wurde verzichtet.

Die Realisierung des J/ψ–Ereignisfilters im SLT wird als *Di–Lepton* SLT–Modus [108] bezeichnet. In diesem Modus werden die Signale der Vorfilter, vergleiche Abs. 2.5.1, direkt an den SLT übermittelt. Der High–p_t-Pretrigger war noch nicht einsatzbereit. Die folgenden Komponenten und Algorithmen [108] wurden eingesetzt. Die Schnitte, die auf den jeweiligen Ebenen durchgeführt werden, sind angegeben.

ECAL–Pretrigger

Der ECAL–Pretrigger (Abs. 2.5.1) verlangt für einen e^+ oder e^- Spurkandidaten eine transversale Cluster–Energie von $E_T > 1.0\,\mathrm{GeV}$ [109].

Myon–Pretrigger

Der Myon–Pretrigger entsprach der Implementierung, die in Abs. 2.5 beschrieben ist. Jedoch waren die Pixel–Kammern nicht in den Myon–Pretrigger integriert.

Für einen Spurkandidaten wird im Myon–Pretrigger ein Treffer in jeder der zwei hinteren Detektorstationen MU3 und MU4 verlangt. Wie bereits erwähnt, beträgt die Effizienz für die Station MU3 nur 75 % und für die Station MU4 68 % [62]. Das bedeutet, daß die Effizienz pro Spur nur etwa 51 % beträgt. Da für den J/ψ–Trigger zwei Spuren verlangt werden, beträgt die Effizienz des Pretriggers lediglich 26 %.

FLT

Erst während der Datennahmeperiode 2000 konnte mit der Inbetriebnahme des FLT begonnen werden. Daher war der FLT nicht in die normale Datenahme integriert. Um eine sinnvolle Datennahme auch ohne den FLT zu ermöglichen, wurde die Flexibilität des SLT ausgenutzt, um die Funktion der FLT–Komponenten nachzuahmen. Dabei wurde die Signale der Pretrigger direkt in den SLT gespeist, wo zusätzlich zu den SLT–Algorithmen der FLT emuliert wurde.

FLTe–Emulation

Der *FLTe*–Algorithmus bildet den Teil des FLT nach, der die Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters verarbeitet. In die Bestimmung der RoIs (*Region of Interest*, Abs. 2.5) fließt die ECAL–Information, die Targetposition sowie die Gesamtablenkung der Spurkandidaten im Magneten ein. Es werden zwei ECAL–Cluster mit einer Transversalenergie $E_T > 1.0\,\mathrm{GeV}$, sowie eine invariante Masse größer als $2\,\mathrm{GeV}$ verlangt.

FLTm–Emulation

Der *FLTm*–Algorithmus bildet den Teil des FLT nach, der die Informationen des Myonsystems verarbeitet. Die RoIs werden von den Informationen des Myon–Systems, der Targetposition und der Gesamtablenkung der Spurkandidaten im Magneten festgelegt. Es wird eine Mindestentfernung der Treffer in den Pads der letzten beiden Myon–Superlagen MU3 und MU4 von 50 cm verlangt. Anschließend werden die Spuren in den Superlagen MU2 und MU1 weiterverfolgt. Durch die Geometrie des Systems tritt ein intrinsischer Schnitt auf den Transversalimpuls der Myonen von etwa 0.7 GeV/c auf.

SLT

Im SLT wurden das innere Spurkammersystem, der äußere Bereich des ECAL und die Kammern des äußeren Spurkammersystems, die sich im Magneten befinden, nicht verwendet.

Am Anfang der Datennahme im Jahre 2000 war nur der ECAL–Pretrigger im SLT integriert, erst in der Mitte des Jahres wurde der Myon–Pretrigger verfügbar.

Bei der Bildung von Paaren aus den Myon–Pretrigger–Spuren wurde die Krümmung der Spuren im Magneten, also die Ladung, nicht berücksichtigt. Das bedeutet, es wurde nach allen möglichen Kombinationen zweier Myonen [4] gesucht, und nicht nur nach Kombinationen mit entgegengesetztem Vorzeichen, wie bei den Elektron–Pretrigger Paaren.

Aufgrund der beschriebenen Probleme mit den Komponenten des Spurkammersystems und des FLT wurden Veränderungen in der Konfiguration der in Abs. 2.5.3 beschriebenen SLT–Algorithmen vorgenommen.

- *SLT–Slicer*: Eine Superlage ohne jeden Treffer in der RoI wurde nun erlaubt. Nur mindestens 8 anstelle von mindestens 12 Treffern pro Slice wurden verlangt. Die Breite der Slices wurde auf 6.2 mm festgelegt [108]. Um weniger sensitiv auf Fehler in der Alignierung der Spurkammern zu reagieren, wurde das Fenster für die Suche nach Treffern in der x–Projektion des äußere Spurkammersystem, die zu den RoIs der FLT–Emulation passen, auf ± 2.5 cm erweitert.

- *SLT–Refit*: Für den Schnitt auf das χ^2 der Spur galt die Bedingung $\chi^2 < 5 \cdot n_{hit}$ [109], wobei n_{hit} die Anzahl der Treffer pro Spur nach dem Refit ist. Das bedeutet, der maximal erlaubte durchschnittliche Anteil pro Treffer am χ^2 ist 5.

- *L2Magnet*: Der L2Magnet–Algorithmus für die Spurrekonstruktion im Magneten wurde nicht ausgeführt.

- *L2Vertex*: Der L2Vertex–Algorithmus, der überprüft, ob zwei Trigger–Spuren einen gemeinsamen Vertex bilden, wurde während der Datennahme nur zu Testzwecken ausgeführt und hatte keinen Einfluß auf die Ereignisauswahl. Die Spurpaare wurden in jedem Fall direkt an den 4LT weitergeleitet.

TLT

Die 3. Filterstufe wurde während der Datennahme nicht eingesetzt.

[4] $\mu^+\mu^-, \mu^-\mu^+, \mu^+\mu^+$ und $\mu^-\mu^-$ Paare.

4LT

In der 4. Filterstufe (Abs. 2.5.5) wurden die Ereignisse vollständig rekonstruiert. Alle rekonstruierten Ereignisse wurden auf Band geschrieben. Eine weitere Selektion der Ereignisse auf 4LT–Ebene fand nicht statt.

Kapitel 5

Rekonstruktion und Simulation

Für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse ist insbesondere die Spur- und Vertexrekonstruktion wichtig. In diesem Kapitel wird deshalb nach einem Abschnitt zur Strategie der Gesamtereignisrekonstruktion die Rekonstruktion der Spuren und die Spurauswahl eingehen beschrieben beschrieben. Dabei wird auf besondere Probleme der Rekonstruktion im Jahre 2000 hingewiesen. Die Vertexrekonstruktion wird ebenfalls kurz beschrieben. Anschließend wird die Simulation der physikalischen Prozesse und des Detektors einschließlich des Ereignisfilters erläutert.

5.1 Ereignisrekonstruktion

Die im weiteren beschriebene Rekonstruktion der Ereignisse in den Daten findet genauso in der in Abs. 5.2 beschriebenen Simulation statt.

5.1.1 Allgemeine Rekonstruktionsstrategie

Die Ereignisrekonstruktion findet im Rahmen des Rekonstruktionsteils des Programms ARTE [110] statt. Nach der Aufbereitung der Treffer in den verschiedenen Detektorsystemen werden Spuren rekonstruiert, für die dann nach Möglichkeit eine Teilchenidentifikation stattfindet. Aus den Spuren werden primäre Vertizes rekonstruiert. Es wird nach J/ψ–Kandidaten gesucht, bzw. es werden die vom Filtersystem vorgegebenen Kandidaten überprüft. Für die J/ψ–Kandidaten wird ein "Vertexing" durchgeführt und die gemessene Zerfallslänge bestimmt.

5.1.2 Spurrekonstruktion

Im Folgenden wird die Spurrekonstruktion im Detektor beschrieben. Im ersten Schritt werden im Vertexdetektor und im inneren und im äußeren Spurkammersystem unabhängig voneinander *Spursegmente* gesucht. Die Segmente werden dann zu möglichst langen Spuren im Gesamtdetektor zusammengefügt.

Die Informationen der Teilchenidentifikationssysteme werden in die Rekonstruktion einbezogen (Abs. 4.3). Die gefundenen Ringe im RICH und die "Cluster" im ECAL werden mit den Spursegmenten verglichen und wenn möglich einer Spur zugewiesen. Anschließend wird, wenn möglich, der Impuls des Teilchens rekonstruiert.

VDS–Spursegmente

Die Spursegmente im Vertexdetektor werden mit dem Programm CATS [111, 112] (Cellular Automaton for Track Search) rekonstruiert. Der Algorithmus arbeitet mit zuvor rekonstruierten Raumpunkten und sucht in je zwei benachbarten Superlagen alle möglichen Teilsegmente, die in Richtung Target weisen. Dann wird versucht, die Teilsegmente zu einem Segment zu verbinden. Es wird mit den Teilsegmenten zwischen den Superlagen 7 und 8 und zwischen 6 und 7 begonnen. Teilen beide Segmente einen Treffer in Superlage 7 und ist die Steigung der Segmente ähnlich, so werden sie zu einem Segment zusammengefaßt. Schrittweise werden so die Segmente der in Richtung Target folgenden Superlagen in die Suche einbezogen. Außerhalb der in dieser Arbeit verwendeten Standardanalyse lassen sich die Spuren auch mit dem auf dem Kalman Filter Algorithmus [113] basierenden Programm HOLMES [114] rekonstruieren.

Bei einer angenommenen Treffereffizienz von 96 % und 4 poissonverteilten Wechselwirkung pro RF–Fenster erreichte CATS in der Simulation eine Rekonstruktionseffizienz von 96 %. Die betrachteten Spuren haben einen Impuls von mehr als 1 GeV/c. Selbst bei einer niedrigen Treffereffizienz von 90 % erreicht die Spurrekonstruktionseffizienz noch etwa 94 %.

OTR–ITR–Spursegmente

Das äußere und das innere Spurkammersystem besitzen Kammern innerhalb und hinter dem Magneten. Mit dem Programm RANGER [115] werden zunächst die geraden Spursegmente in den PC–Kammern (*Pattern Chambers*) außerhalb des Magneten rekonstruiert. Zuerst werden Spuren in der x–Projektion, anschließend in der y–Projektion gebildet. Die x– und y–Projektionen werden dann zu räumlichen Spuren kombiniert. Die Spursegmente der TC–Kammern (*Trigger Chambers*) und MC–Kammern (*Magnet Chambers*) werden erst in der Spuranpassung verwendet. Da die inneren und äußeren Spurkammern im Magneten noch Probleme bereiteten (Abs. 4.2), befand sich die Spurfindung im Magneten zur Zeit dieser Analyse noch in der Probephase und wurde nicht verwendet.

VDS–Spurkammer Verbindungen

Um die Spursegmente der PC–Kammern hinter dem Magneten ohne die fehlenden Spurinformationen im Magneten mit den passenden VDS–Segmenten zu verbinden, werden die in Frage kommenden VDS– und PC–Spursegmente nach einer groben Vorauswahl in die Mitte des Spektrometermagneten bei z=455 mm verlängert. Das verwendete Programm heißt MARPLE [116]. Erfüllen die Differenzen Δx und Δy der verlängerten Spursegmente in der Magnetmitte die Bedingungen $|\Delta x| < 2.3 \cdot f_x$ und $|\Delta y| < 4.0 \cdot f_y$, werden die Segmente verbunden. In der Rekonstruktion von Daten wird $f_x = 1.12$ und $f_y = 1.54$ verwendet, in der Simulation ist $f_x = f_y = 1$. Die Bedingungen an Δx und Δy wurden mit Hilfe von Monte Carlo Ereignissen bestimmt. Die Werte für f_x und f_y in der Rekonstruktion von Daten ergeben sich aus dem Vergleich der Standardabweichungen der Δx

bzw. Δy Verteilungen zwischen Daten und Simulation.

Die Effizienzen der Verbindung von PC– und VDS–Segmenten wurde in Simulationen bestimmt [117]. Für simulierte Spuren mit Impulsen im Bereich von 1 GeV/c bis 5 GeV/c ist die Effizienz die richtige Verbindung zu finden 91 % und 25 % der Verbindungen werden fälschlicherweise hergestellt. Für Spuren mit einem Impuls von mehr als 5 GeV/c wird eine Effizienz von 98 % erreicht und 20 % der Verbindungen sind falsch [117].

Spuranpassung

Die verbundenen Spursegmente werden mit dem Programm RANGER [115] einander angepaßt. Dabei werden Segmente und Treffer aus noch nicht verwendeten Detektorkomponenten, den TC– und MC–Kammern, dem ECAL und RICH, in die Spuranpassung einbezogen. Die Spuranpassung wird mit einem Kalman–Filter durchgeführt. Die Spurparamter und wenn möglich der Impuls werden berechnet.

Die MC–Kammern im Inneren des Magneten wurden auch in der Spuranpassung im Jahre 2000 nicht verwendet.

Impulsbestimmung

Für die Spuren, die Segmente des Spurkammerystems, RICH–Ringe oder ECAL–Cluster aufweisen, wird ein Impuls rekonstruiert. Aufgrund der fehlenden Spurfindung im Magneten, wird der Impuls aus dem "Knick" der verlängerten Spuren in der Mitte des Magneten bestimmt. Für Spuren, die nur aus einem VDS–Segment bestehen, wird der Impuls aus dem Polarwinkel θ der Spur gemäß $1/p = 4 \cdot \sqrt{\tan\theta} \cdot [GeV/c]^{-1}$ abgeschätzt [118].

5.1.3 Auffinden der Leptonspuren des SLT

In der Menge der rekonstruierten Spuren wird anschließend nach Spuren gesucht, die zu den Leptonspuren des SLT passen. Rekonstruierte Spuren, die mit den SLT–Leptonspuren übereinstimmen, werden markiert, sodaß sie bei der Analyse der auf Band geschriebenen Ereignisse aus der Menge der rekonstruierten Spuren ausgewählt werden können. Die Markierung enthält auch, ob der Elektron– oder der Myonpretrigger ausgelöst wurde.

Im ersten Suchschritt werden die SLT–Spuren mit sämtlichen Spursegmenten im Vertexdetektor verglichen. Als Kriterium dient ein Pseudo–χ^2, das für die x– und y–Projektion berechnet wird [119]:

$$\chi_i^2 = \frac{(ta_i^{vds} - ta_i^{slt})^2}{\sigma^2_{ta_i^{vds}} + \sigma^2_{ta_i^{slt}}} + \frac{(a_i^{vds} - a_i^{slt})^2}{\sigma^2_{a_i^{vds}} + \sigma^2_{a_i^{slt}}} \qquad ta_1 = tx,\ ta_2 = ty,\ a_1 = x,\ a_2 = y. \tag{5.1}$$

Die Parameter beziehen sich auf den Anfang des Spursegments. tx ist die Steigung der Spur in der x–Projektion und ty die Steigung in der y–Projektion. Ist für beide Projektionen die Bedingung $\chi_i^2 < 50$ erfüllt, gilt das Spursegment im VDS als passend. Der Grenzwert von 50 wurde in Monte Carlo Studien bestimmt.

Anschließend wird geprüft, ob die SLT–Spur auch zu dem rekonstruierten Spursegment im äußeren Spurkammersystem (OTR) paßt. Auch hier wird ein Pseudo–χ^2 analog zu Gleichung 5.1 mit demselben Schnitt verwendet.

Findet sich im VDS und OTR ein passendes Spursegment, werden beide Spursegmente zu einer Spur zusammengefaßt (*matching*) und die Spurparameter neu berechnet (*refit*). Stimmt auch diese Spur mit der SLT–Spur überein, Kriterium ist wieder das Pseudo–χ^2 aus Gl. 5.1, so wird die dazugehörige rekonstruierte Spur markiert. In $\varepsilon_t = 92\,\%$ ($\varepsilon_t = 93\,\%$ im Monte Carlo) der Fälle findet sich so eine passende rekonstruierte Spur zu einer SLT–Spur [119].

5.1.4 Spurselektion

Nachdem die Spurrekonstruktion abgeschlossen ist, wird zunächst anhand der Spurparameter nach identischen Spuren gesucht, die fälschlicherweise mehr als einmal rekonstruiert wurden (sogenannte *Klone*). Die gefundenen Klonspuren werden anschließend verworfen.

Spuren werden zudem verworfen, wenn sie kein VDS–Segment enthalten und ihr Spurkammer–Segment weniger als 20 Treffer aufweist.

5.1.5 Teilchenidentifikation

Die Analyse der RICH–Information (Abs. 4.3), teilweise in Verbindung mit den rekonstruierten Spurparametern, liefert für ein Teilchen die Wahrscheinlichkeiten, ob es sich um ein Kaon, Pion oder Proton handelt. Zwei verschiedene Algorithmen für die Teilchenidentifikation mit dem RICH stehen zur Auswahl [62, 120].

Der RISE–Algorithmus führt eine *unabhängige* Mustererkennung im RICH durch. Anschließend erfolgt eine Anpassung der Ringe mit dem Mittelpunkt und Radius als freie Parameter. Der RITER–Algorithmus verwendet die Informationen des Spursystems um den Čerenkov–Winkel jedes einzelnen im RICH nachgewiesenen Photons zu bestimmen und ist demnach auf die Kenntnis der Spurparameter angewiesen. Bei diesem Algorithmus sind nur wenige Photonen zur Teilchenidentifikation notwendig. Fehler der Spurparameter [1] gehen aber direkt in die Bestimmung der Wahrscheinlichkeiten ein.

In dieser Arbeit wird dem robusteren RISE–Algorithmus den Vorzug gegenüber RITER gegeben. Nur im Falle, daß RISE keine Wahrscheinlichkeiten liefert, werden die Werte des RITER–Algorithmus verwendet.

5.1.6 Vertexrekonstruktion

Für die die Rekonstruktion der Vertizes wurde das Programmpaket *Grover* verwendet. Eine detaillierte Beschreibung des Pakets findet sich in Ref. [121]. Zunächst werden die primären pN–Wechselwirkungspunkte auf den Targetdrähten, sogenannte Primärvertizes, eines Ereignisses rekonstruiert. Anschließend wird nach Sekundärvertizes gesucht.

Primärvertizes

Die Primärvertexrekonstruktion wird mit dem Modul ROVER des *Grover*–Pakets durchgeführt. Eine Beschreibung der von ROVER verwendeten Algorithmen findet sich in

[1] Der Fehler in der Spurrichtung von 1.2 mrad ist größer als die Richtungsauflösung des RICH für Photonen von 0.7 mrad [62].

Ref. [123]. Es wird davon ausgegangen, daß sich die Primärvertizes auf den Target–Drähten befinden. Nur Spuren, die sich bis auf $3.5\,\sigma$ an einen Target–Draht annähern, werden in der Primärvertexrekonstruktion verwendet. Dabei steht σ für die Fehlerellipse der Spur. Zunächst werden Ansammlungen (*Cluster*) von Spuren gebildet, deren $3.5\,\sigma$ Fehlerellipsen sich überlappen. Ein erste Abschätzung der Vertexposition wird aus dem mit den Fehlern gewichteten Mittel der Positionen der Durchtrittspunkte der Spuren des Clusters in der Targetebene bestimmt.

Diese Abschätzung der Vertexposition dient als Anfangswert für die Vertexanpassung (*Vertex Fit*), die mit Hilfe eines Kalmanfilters durchgeführt wird. Die Vertexanpassung ist rein geometrisch und benutzt keine Impulsinformation. Innerhalb des Algorithmus werden die Spuren und der Vertex durch Kovarianzmatrizen, die die Spur bzw. Vertex–Parameter enthalten, beschrieben. In jedem Schritt des Kalmanfilters erhält man aus der aktualisierten Vertexposition die angepaßten Kovarianzmatrizen der Spuren. Der Kalmanfilteralgorithmus wird dreimal iteriert, weitere Iterationen verbessern die Vertexpostionen nicht signifikant. Der Algorithmus arbeitet mit Kopien der Spuren, so daß die ursprünglichen Spurparamter nicht verloren gehen. Für jeden Vertex dient das χ^2 pro Freiheitsgrad als Maß für die Wahrscheinlickeit dieser Vertexhypothese.

Fälschlicherweise assozierte Spuren können die Genauigkeit der Vertexanpassung stark beeinträchtigen. Daher wurde ein zusätzlicher Filter (PDAF: *Probabilistic Data Association Filter* [123, 124]) in den Kalmanalgorithmus integriert. Es wird eine Gewichtung der Spuren entsprechend ihrer Wahrscheinlichkeit, zum Vertex zu gehören, vorgenommen. Die Wahrscheinlichkeit wird anhand der χ^2 Spurresiduen bestimmt. Spuren, die relativ weit vom Vertex entfernt liegen, bekommen ein geringes Gewicht.

In den Daten tritt das Problem auf, daß die Drahtpositionen nur ungenau bestimmt sind und sich zudem ständig verändern (Abs. 2.3). Deswegen berechnet ROVER die Positionen neu. Es wird eine anfängliche Fehlalignierung von maximal 1 mm angenommen. Die Drahtposition wird mit jedem neu rekonstruierten Primärvertizes auf diesem Draht aktualisiert, wobei die Primärvertexpositionen so gewichtet sind, daß die Targetposition durch eine einzelne Messung nur wenig verändert wird.

Das Programm bietet die Möglichkeit, den Primärvertex unter Vernachlässigung selektierter Spuren jederzeit zu aktualisieren. Dies ist insbesondere bei der Suche nach Sekundärvertizes wichtig.

Die erzielten Auflösungen werden innerhalb des Kapitels 6 gegeben.

Sekundärvertizes

In dieser Arbeit wurde die Funktionalität von *Grover* benutzt, aus einer Anzahl von Spuren, von denen vermutet wird, daß sie nicht zum Primärvertex gehören und von einem gemeinsamen Zerfallsvertex stammen, einen Sekundärvertex zu rekonstruieren. Die Spuranpassung zu einem gemeinsamen Vertex geschieht wie bei der Primärvertexrekonstruktion mit einem Kalmanfilter. Zusätzlich beinhaltet die Kovarianzmatrix einer Spur jedoch die Impulsinformation des zugehörigen Teilchens, so daß die Vertexanpassung nicht rein geometrisch ist.

In einer Vertexanpassung kann verlangt werden, daß der Vertex eine bestimmte Masse aufweist (*Constrained Vertex Fit*). Die Spuren werden dann entsprechend dieser Einschränkung zu einem Vertex angepaßt. Stellt sich heraus, daß eine oder mehrere Spuren eines Sekundärvertex auch in einem Primärvertex enthalten sind, wird die Primärvertexrekonstruktion ohne die Spuren des Sekundärvertex wiederholt.

5.2 Simulation der physikalischen Prozesse

Für das Verständnis der mit dem komplexen Detektor genommenen Daten ist es wichtig, die realen Ereignisse mit simulierten Ereignissen zu vergleichen. Dazu wird die sogenannte *Monte Carlo* Methode eingesetzt [125]. In der Monte Carlo Methode werden mit Hilfe eines Rechners unter Einsatz eines Zufallszahlengenerators repräsentative Ereignisse generiert und von einer Computersimulation des Detektors verarbeitet.

Zur Erzeugung von Monte Carlo Ereignissen wird in HERA–B eine Kombination der Programme FRITIOF [126] und PYTHIA [127] verwendet. Mit dem Programm FRITIOF können Nukleon–Nukleon, Nukleon–Kern und Kern–Kern Wechselwirkungen simuliert werden.

Bei HERA–B wird die Erzeugung schwerer Quarks durch die Prozesse der Gluon–Gluon Fusion und Quark–Antiquark Annihilation dominiert. Um diese Prozesse zu simulieren, wird PYTHIA eingesetzt. Ein Ereignis, in dem schwere Quarks entstehen, wird in der Simulation [128] in zwei Schritten generiert:

1. Simulationsschritt

Im ersten Schritt wird die Erzeugung eines schweren Quarkpaares durch PYTHIA simuliert. Die Wechselwirkung findet zwischen einem Strahlproton der Energie 920 GeV und einem Proton oder Neutron des Targets statt. Nur ein Teil der erzeugten Teilchen wird zur weiteren Simulation des Ereignisses im zweiten Schritt ausgewählt. Zur Auswahl stehen fünf Fragmentationsmethoden. So lassen sich die verschiedenen Fragmentationsmodelle später mit Messungen vergleichen. Keines dieser Modelle ist theoretisch selbstkonsistent.

Standardmäßig wird bei HERA–B die *half string* Methode verwendet [128]. Bei ihr wird die Fragmentation der beiden schweren Quarks getrennt betrachtet. Die Teilchen, die sich im Ruhesystem des jeweiligen Fragmentationsprozesses in Richtung des schweren Quarks bewegen, werden für den zweiten Schritt ausgewählt.

2. Simulationsschritt

Im zweiten Schritt wird eine Proton–Nukleon Wechselwirkung mit FRITIOF simuliert. Dabei besitzt das Proton eine um die Energie der ausgewählten Teilchen aus dem ersten Schritt verminderte Energie.

5.2.1 Gewichtung der J/ψ–Ereignisse

Insbesondere werden auch Ereignisse, in denen in der Proton–Nukleon–Wechselwirkung direkt ein J/ψ entsteht, mit PYTHIA generiert. Bei einem Vergleich der mit PYTHIA 5.7 generierten Ereignisse mit den Daten von E789 [34] zeigt sich, daß die Kinematik der J/ψ–Mesonen im Monte Carlo nicht genau mit den Daten übereinstimmen.

Die Verteilung der Transversalimpulse p_T der J/ψ–Mesonen im Monte Carlo fällt im Vergleich zu den Daten bei kleinen Werten stärker ab. Auch die Feynman–x_F Verteilung der Monte Carlo Ereignisse ist nicht in sehr guter Übereinstimmung mit der Daten von E789. Daher werden die J/ψ–Ereignisse im HERA–B Ereignisgenerator gewichtet, um die p_T– und x_F–Verteilungen im Monte Carlo den Daten anzupassen [128].

Bei der Gewichtung ist zu beachten, daß der Gewichtungsfaktor im Mittel kleiner als 1 ist und die Fläche unter der Verteilung nach der Skalierung der Ereignisse kleiner ist als vorher. Daher sind die hier gezeigten Verteilungen so normalisiert worden, daß die Fläche vor und nach der Gewichtung gleich bleibt.

Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung der Transversalimpulse und die Verteilung der Feynman Variable x_F von J/ψ–Mesonen aus $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen (Datensatz (a) aus Tab. 5.1) mit und ohne Gewichtung gemäß den Daten von E789.

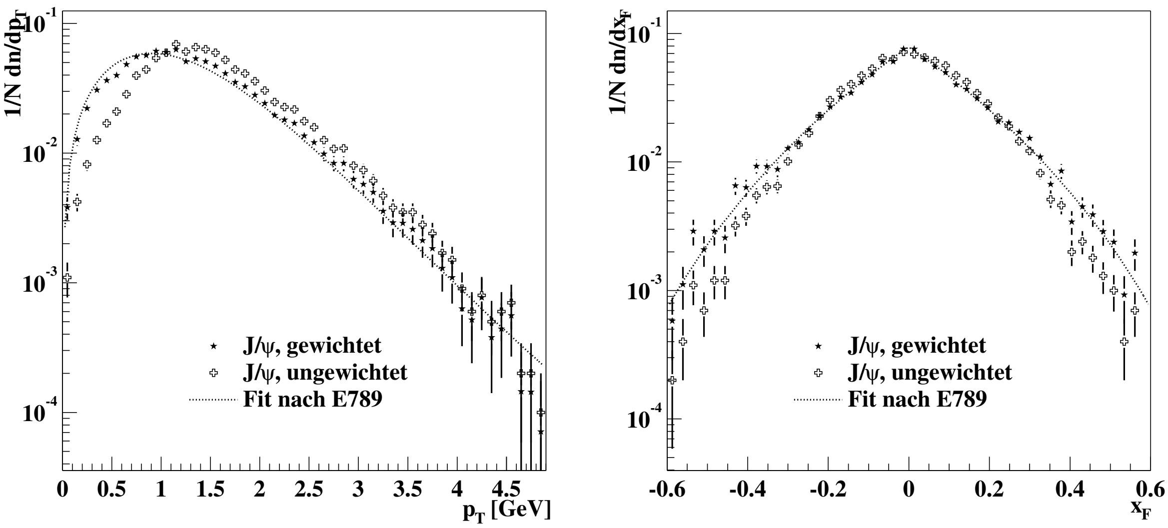

Abbildung 5.1: Linkes Bild: Verteilung des Transversalimpulses für J/ψ–Mesonen aus $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen. Verglichen werden ungewichtete Ereignisse und entsprechend der E789 Daten gewichtete Ereignisse. Überlagert ist die Anpassungsfunktion (*Fit*) an die Daten des E789 Experimentes [34]. Rechtes Bild: Verteilung der Feynman–x_F Variablen für J/ψ–Mesonen derselben Monte Carlo Ereignisse. Vergleich zwischen gewichteter und ungewichteter x_F–Verteilung. Auch hier wurde die entsprechende Anpassungsfunktion an die E789 Daten überlagert.

Besonders Ereignisse mit Transversalimpulsen unterhalb von 1 GeV sind im ungewichteten Monte Carlo unterrepräsentiert. Die überlagerte Funktion entspricht der an die Daten des E789 Experimentes angepaßten Funktion der Form $A[1 + (p_T/B)^2]^{-6}$. Die Funktion und der Parameter $B = 3.0\,\mathrm{GeV/c^2}$ wurden Ref. [34] entnommen.

Bei hohen p_T Werten, dort wo der Phasenraum fast leer ist, sind die Fehler entsprechend groß und es kann keine gesicherte Aussage mehr über die Korrektheit der Gewichtungsfunktion [128] in diesem Bereich gemacht werden.

5.3 Simulation des Detektors im Monte Carlo

Um realistische Monte Carlo Ereignisse (Abs. 5.2) zu generieren, muß der Detektor in der Simulation möglichst genau nachgebildet werden. Zum einen müssen die Eigenschaften der unterschiedlichen Detektoren simuliert werden, zum anderen die Abmessungen, Positionen und Strahlungslängen X_0 der verwendeten Bauteile berücksichtigt werden.

5.3.1 Detektorgeometrie am Beispiel des VDS

In HERA–B werden sämtliche Detektorkomponenten mit dem Programm HBGEAN [129], das auf dem Detektorsimulationspaket GEANT [130] basiert, implementiert. In der Simulation werden die Positionen gemäß der Alignierung der Detektoren im Jahre 2000 verwendet. Für die Spurkammersysteme steht nur ein vorläufige Alignierung zur Verfügung.

Abbildung 5.2 zeigt am Beispiel der Superlage 5 die im Rahmen dieser Arbeit ausgeführte Monte Carlo Implementierung der Geometrie der Vertexdetektors (Abs. 3.7). Neben den Bauteilen der Module sind auch die Aluminiumkappen und die Kühlblöcke sichtbar. Die Dicken und Materialien der einzelnen Bauteile werden den Superlagen entsprechend berücksichtigt (vgl. Tab. 3.2).

In der Simulation des VDS ist jeder Modultyp nur für den 3. Quadranten definiert. Die Module in den anderen Quadranten werden durch Rotation der Module des jeweiligen 3. Quadranten einer Superlage erzeugt. Die Positionen aller Module in der Simulation werden anschließend den gemessenen Detektorpositionen angepaßt. Der Konfiguration des VDS (Abs. 4.2) im Jahre 2000 entsprechend, werden in den ersten 3 Superlagen 12 einseitige und 12 doppelseitige Module simuliert, wobei bei den einseitigen Modulen der Hybrid und der Flexjumper der Rückseite fehlt. Die übrigen Superlagen sind komplett mit doppelseitigen Detektoren ausgerüstet.

Abbildung 5.3 zeigt die Implementierung eines Doppelmoduls der Superlage 5 in der Seitenansicht. Ein Doppelmodul besteht aus zwei identischen Modulen, die mit den Rückseiten zueinander im VDS angeordnet sind. Zwei Doppelmodule gleicher Konstruktion befinden sind auch im 1. und 3. Quadranten der Superlage 6.

5.3.2 Detektor–Effizienzen

Das Programm HBGEAN liefert die Wechselwirkungspunkte der Teilchen in den simulierten Detektorkomponenten. Anschließend werden die Treffersignaturen in den sensitiven Detektorlagen digitalisiert.

Bei der Digitalisierung der Ereignisse werden die Detektoreffizienzen und Information über fehlende Detektorbereiche (Kap. 4) berücksichtigt. Es wird eine möglichst realistische Nachbildung des Detektors im Juli–August 2000 angestrebt. Die folgenden Effizienzen werden verwendet:

- *VDS*: Die im Juli 2000 bestimmten Effizienzen sämtlicher Detektorlagen werden berücksichtigt. Die Effizienz der Detektorlagen betrug zum größten Teil ($> 80\,\%$) mehr als $97\,\%$ (Abs. 4.2).

- *OTR*: Tote und dauernd feuernde Kanäle des äußeren Spurkammerystems werden dem Run 16665 entsprechend markiert. Durch die Markierung reduziert sich die Gesamtzahl der nachgewiesenen Treffer im äußeren Spurkammersystem um 19.5 % [131].

- *ITR*: Das innere Spurkammersystem hat in der Simulation eine Effizienz von $\approx 99\,\%$. Eine realistischere Implementation existiert noch nicht. Das innere Spurkammersystem ist entsprechend der Datennahme nicht in die SLT–Simulation integriert.

- *ECAL*: Die Kalibrierungswerte des elektromagnetischen Kalorimeters aus dem Run 16665 werden verwendet. Nicht vorhandenen Bereiche (Abs. 4.3) und dauernd feuernde Kanäle werden markiert.

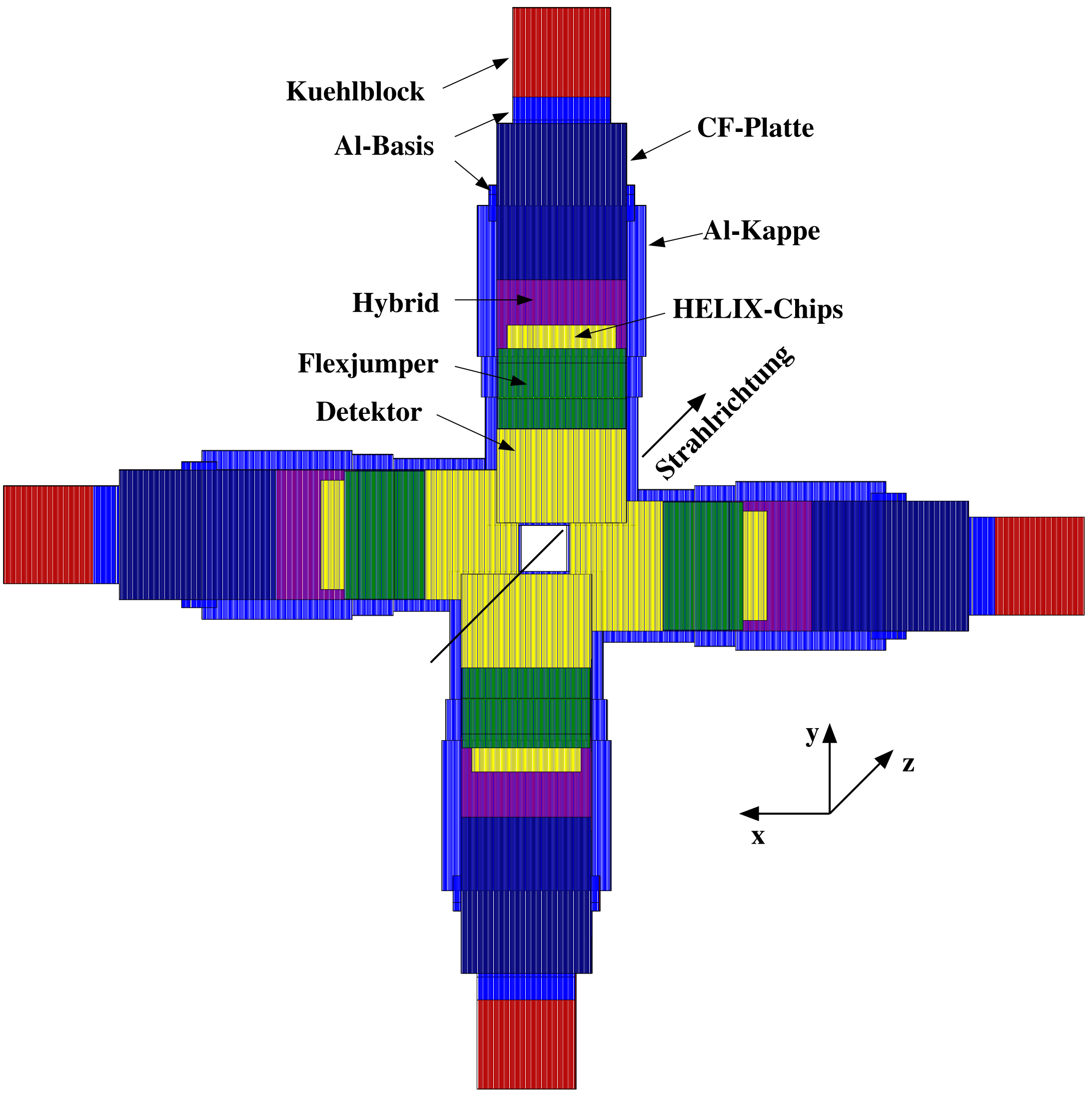

Abbildung 5.2: Aufsicht auf vier Doppelmodule der Superlage 5 in der Detektorsimulation. Die Module sind überlappend um die Strahlachse angeordnet. Die Positionen der Module entsprechen den Positionen während der Datennahme im Jahre 2000. Unterschiedliche Graustufen deuten die unterschiedlichen Materialien an.

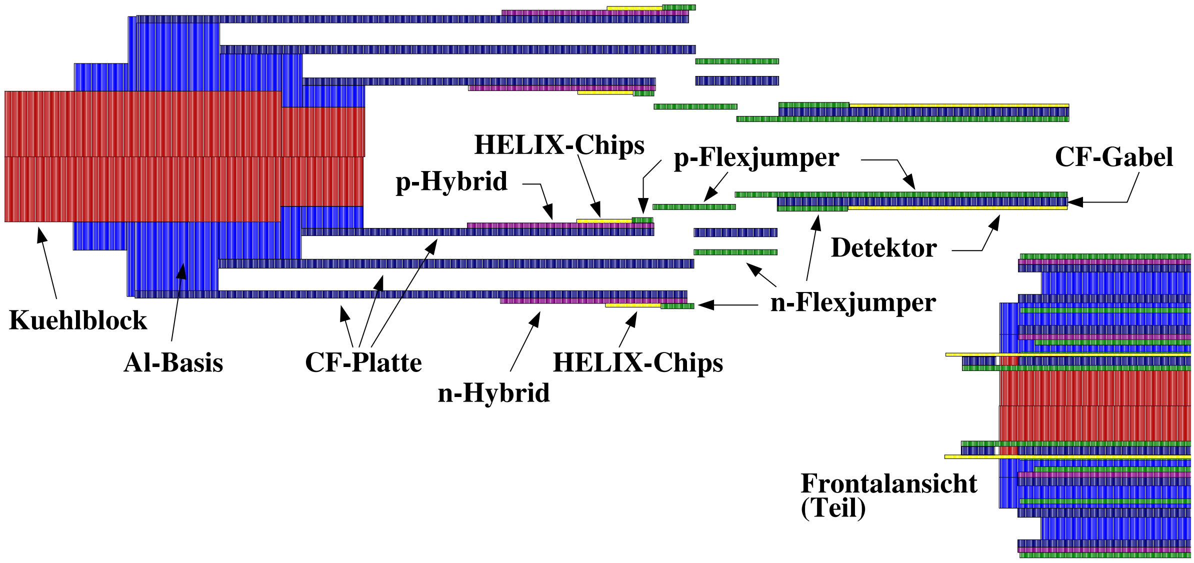

Abbildung 5.3: Schnitt durch die Längsachse eines Doppelmoduls der Superlage 5 in der Simulation. Um die einzelnen Volumen besser erkennen zu können, wurde die vertikale Achse im Verhältnis zur horizontalen Achse um den den Faktor 3 gestreckt. Die Aluminiumkappe des Doppelmoduls ist nicht abgebildet. Rechts unten ist ein Ausschnitt durch die Querachse des selben Moduls abgebildet.

- *Myon*: Nicht vorhandene Bereiche (Abs.4.3) und dauernd feuernde Kanäle werden der Datennahme im Juli 2000 entsprechend markiert. Die Effizienz der ausgelesenen Pad–Kammern von $\approx 85\%$ wird in der Simulation nicht berücksichtigt.

5.3.3 Simulation des Ereignisfilters

Um den Einfluß der zweiten Filterstufe zu untersuchen wurde im Monte Carlo eine SLT–Simulation [132] implementiert, die die zweite Filterstufe nachbildet. Die Simulation des SLT entspricht der in Abs. 4.4 beschriebenen Implementierung des SLT während der Datennahme im Jahre 2000. Dabei werden die nicht vorhandenen Bereiche der Detektoren (Kap. 4) und die bereits in diesem Abschnitt aufgeführten Detektoreffizienzen berücksichtigt.

Passiert ein Monte Carlo Ereignis die SLT–Simulation, werden wie bei der Datennahme die Trigger–Leptonspuren mit den rekonstruierten Spuren verglichen und die übereinstimmenden Spuren in der Menge der rekonstruierten Spuren markiert.

5.4 Monte Carlo Datensätze

Im Folgenden werden die Monte Carlo Datensätze beschrieben, die in der weiteren Analyse verwendet werden. Bei sämtlichen generierten Datensätzen beträgt die Strahlenergie 920 GeV. Es wird die in Abs. 5.3 beschriebene Simulation des Detektors und des Ereignisfilters verwendet. Die Rekonstruktion der Spuren der simulierten Ereignisse entspricht der in Abs. 5.1.2 beschriebenen Spurrekonstruktion. Die Datensätze lassen sich in drei Gruppen einteilen.

$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse

Dieser Monte Carlo Datensatz besteht aus $J/\psi + X \to \mu^+\mu^- + X$ Ereignissen. Die J/ψ–Mesonen werden in inelastischer pN–Wechselwirkung *direkt* am Target erzeugt (Abs. 1.2.1). Im weiteren Text wird der Einfachheit halber $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ anstelle von $J/\psi + X \to \mu^+\mu^- + X$ verwendet.

$c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse

Um den *open–charm* Untergrund (Abs. 1.2.2) zu untersuchen, wurde ein Datensatz mit $c\overline{c} \to c$–Hadron $\overline{c}$–Hadron$+X$ Ereignisse erzeugt, wobei jedes c–Hadron in ein Myon und einen Rest zerfällt: c–Hadron$\to \mu_1 + X$ und $\overline{c}$–Hadron$\to \mu_2 + X$. Ein solches Ereignis wird im Folgenden kurz als $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignis, das c–Hadron als C_x–Teilchen und das $\overline{c}$–Hadron als $\overline{C}_x$–Teilchen bezeichnet.

Der SLT weist einen intrinsischen Schnitt auf den transversalen Impuls der Trigger–Spuren von etwa 0.7 GeV/c auf. Da im Gegensatz zu den $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Ereignissen in nur sehr wenigen $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignissen beide Myonen einen Impuls von mehr als 0.7 GeV/c aufweisen, würden nur sehr wenige Ereignisse die SLT–Simulation passieren.

Um nach der SLT–Simulation noch genügend Ereignisse zur Verfügung zu haben, wurden zwei weitere $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Datensätze erzeugt, in denen sämtliche Ereignisse verworfen wurden, in denen der transversale Impuls p_T beider Myonen nicht oberhalb eines Schwellenwerts liegt. Für ein Datensatz wurde ein Schwellenwert $p_T > 0.7$ GeV/c, für ein weiteres $p_T > 1.0$ GeV/c verwendet [2].

Inelastische Wechselwirkungen

Die Anzahl der primären Wechselwirkungen am Target ist poissonverteilt. Im selben RF–Fenster können beispielsweise neben einem $pN \to J/\psi + X$ Ereignis noch weitere tief inelastische Wechselwirkungen auftreten. Das führt unter anderem dazu, daß die Spurmultiplizitäten im Detektor nicht mehr denen reiner $pN \to J/\psi + X$ Ereignisse entsprechen. Daher wurden auch repräsentative inelastische Wechselwirkungen simuliert. Diese Ereignisse werden im folgendem als *Minimum Bias* Ereignisse bezeichnet.

In den in Kapitel analysierten Daten wurden etwa 1/3 der Ereignisse erzeugt, während nur das Target *Innen2* eingesetzt wurde. Etwa 2/3 der Ereignisse wurden erzeugt während das Target *Innen2* (Kohlenstoff) und das Target *Unten1* (Titan) gemeinsam eingesetzt wurden. Die Wechselwirkungsrate betrug in beiden Fällen 5 MHz. Waren beide Targets eingesetzt, so verteilten sich die Wechselwirkungen zur Hälfte auf beide Drähte, sodaß insgesamt etwa 2/3 der Ereignisse mit dem Target *Innen2* und 1/3 mit dem Target *Unten1* erzeugt wurden.

[2] Ursprünglich war im SLT ein echter Schnitt auf das p_T der Myonen von 1.0 GeV/c vorgesehen.

Um die Daten möglichst realistische nachzubilden, wurden für die verschiedenen physikalischen Prozesse jeweils Ereignisse unter Verwendung des Targets *Innen2* und Ereignisse mit Target *Unten1* generiert. Die Simulation berücksichtigt das Material, die Position und die Abmessungen der Targets. Die beiden Targetdrähte sind in z etwa 3.4 cm voneinander entfernt.

Tabelle 5.1 zeigt die generierten Monte Carlo Datensätze im Überblick.

Zerfallskanal	*Target*	*Myon* $p_T >$	*Ereignisse*
a) $J/\psi \to \mu^+\mu^-$	$i2$	–	$1.2 \cdot 10^5$
b) $J/\psi \to \mu^+\mu^-$	$u1$	–	$0.5 \cdot 10^5$
c) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$i2$	–	$1.0 \cdot 10^5$
d) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$i2$	0.7 GeV/c	$1.2 \cdot 10^5$
e) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$u1$	0.7 GeV/c	$0.5 \cdot 10^5$
f) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$i2$	1.0 GeV/c	$1.2 \cdot 10^5$
g) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$u1$	1.0 GeV/c	$0.5 \cdot 10^5$
h) *Minimum Bias*	$i2$	–	$1.0 \cdot 10^5$
i) *Minimum Bias*	$i2 + u1$	–	$1.0 \cdot 10^5$

Tabelle 5.1: Generierte Monte Carlo Ereignisse. Bei einigen Datensätzen wurde verlangt, daß der Transversalimpuls p_T beider Myonen größer als 0.7 GeV/c bzw. 1.0 GeV/c ist. Die übrigen Datensätze wurden ohne p_T–Schnitt generiert.

Die Minimum Bias Ereignisse werden den generierten J/ψ– oder $c\overline{c}$–Ereignissen beigemischt, bevor die Ereignisse rekonstruiert werden. Die Beimischung erfolgt anhand einer Poissonverteilung mit dem Mittelwert von $\overline{n} = 0.5$ Minimum Bias Ereignissen, was einer Wechselwirkungsrate 5 MHz entspricht.

Den Verhältnissen in den Daten entsprechend wurde ein Teil der J/ψ– bzw. $c\overline{c}$–Ereignisse auf Target $Innen2$ mit Minimum Bias Ereignissen auf Target $Innen2$ gemischt (*Typ i2–1Draht*). Dieser Datensatz wird zur Simulation der Ereignisse mit nur einem Draht verwendet. Der Rest der Ereignisse mit Target $Innen2$ wurde mit Minimum Bias Ereignissen mit Target $Innen2$ *und* $Unten1$ gemischt (*Typ i2–2Draht*). Die J/ψ– oder $c\overline{c}$–Ereignisse mit Target $Unten2$ wurden ausschließlich mit Minimum Bias Ereignissen mit Target $Innen2$ und $Unten1$ gemischt (*Typ u1–2Draht*). Diese Datensätze simulieren Ereignisse mit zwei Drähten, bei denen die Minimum Bias Wechselwirkung auf dem einen und das J/ψ– oder $c\overline{c}$–Ereignis auf dem anderen Draht stattfinden kann.

Kapitel 6

Datennahme und Analyse

Im Jahr 2000 wurden mit dem HERA–B Detektor Daten aufgezeichnet, die erste Untersuchungen zur Erzeugung von Charmonium–Zuständen und Proton–Nukleon Streuung [133, 103] ermöglichen.

Der in Abs. 4.4 beschriebene Ereignisfilter wurde verwendet um die Daten mit Ereignissen, die J/ψ–Mesonen enthalten, anzureichern. Von diesen J/ψ–Mesonen sind, den Wirkungsquerschnitten entsprechend, fast alle direkt am Target erzeugt worden, einige wenige stammen jedoch wahrscheinlich aus Zerfällen von b–Hadronen und zerfallen daher entfernt vom Target.

Es werden jedoch, wie in Abs. 1.2 ausgeführt, nicht nur gebundene $c\bar{c}$–Zustände wie J/ψ–Mesonen erzeugt, sondern auch $c\bar{c}$–Paare, die unabhängig hadronisieren. Die Charm–Quarks hadronisieren zum größten Teil in D–Mesonen, aber auch signifikant in Λ_c–Baryonen. Zerfallen beide Charm–Hadronen semileptonisch, dann kann das entstehende Leptonpaar ein J/ψ–Meson vortäuschen, das auch eine Zerfallslänge aufweisen kann. Auf diese Weise entsteht ein Untergrund zu direkten und aus b–Hadron–Zerfällen stammenden J/ψ–Mesonen.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist bei HERA–B die Bestimmung des $\sigma_{b\bar{b}}$–Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der b–Hadron$\rightarrow J/\psi + X$–Ereignisse ein vorrangiges Ziel. Dabei werden die aus b–Hadron–Zerfällen stammenden J/ψ–Mesonen über die meßbare Zerfallslänge der b–Hadronen von den direkt produzierten J/ψ–Mesonen unterschieden. Die Zerfallslängenverteilung des durch offenen Charm erzeugten Untergrundes ist dafür wichtig.

Der Wirkungsquerschnitt für offenen Charm ist etwa 100 mal größer als der für direkte J/ψ–Mesonen (Abs. 1.2). Um diesen großen Untergrund zu unterdrücken, wird bereits im Ereignisfilter auf den Transversalimpuls der Myonen, der für Leptonen aus dem J/ψ–Zerfall im Mittel größer ist, geschnitten (Abs. 4.4).

In der in diesem Kapitel beschriebenen Analyse wird die Unterdrückung des durch offenen Charm erzeugten Untergrundes durch den Filter und die Schnitte der Analyse im Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ untersucht. Im Anschluß wird eine direkte Suche nach semileptonischen Charm–Zerfällen vorgestellt.

Zur Überprüfung und Motivierung der Vorgehensweise wird vor der eigentlichen Analyse auf kinematische Verteilungen wie die Transversalimpulsverteilung von J/ψ–Mesonen und ihrer Zerfallsprodukte und Vertexauflösungen eingegangen. Dabei werden insbesondere die Verteilungen für MC–Ereignisse mit denen für Daten verglichen.

6.1 Die Umstände der Datennahme

In der Datennahmeperiode vom 28. Juni bis zum 19. August 2000 wurden unter Verwendung des Di–Lepton SLT–Modus (Abs. 4.4) etwa $4.2 \cdot 10^6$ Ereignisse auf Band geschrieben. In dieser Arbeit werden nur diese Ereignisse für die Ereignisauswahl berücksichtigt.

Zur Kontrolle des Detektors und des Filters wurde das Datennahmesystem so eingestellt, daß etwa 20 % aller auf Band gespeicherten Ereignisse Minimum Bias Ereignisse sind. Dazu kommen etwa 30 %, die einen Pretrigger ausgelöst haben, jedoch nicht vom SLT akzeptiert wurden. Jeweils etwa 25 % sind SLT–akzeptierte Ereignisse mit zwei Myon– bzw. zwei Elektronspuren. Die $4.2 \cdot 10^6$ Ereignisse umfassen all diese Ereigniskategorien.

Die pN–Wechselwirkungsrate betrug während der Datennahme 5 MHz. Die geringe Rate im Vergleich zum Designwert von 40 MHz war im wesentlichen durch die Implementation des verwendeten Filters (Abs. 4.4) bedingt. Die Ausgangsrate der Pretrigger beträgt bei 5 MHz Wechselwirkungsrate etwa 100 kHz [134]. Der SLT konnte zur Zeit der Datennahme eine Eingangsrate von 25 kHz aufnehmen. Die Differenz zum Designwert von 50 kHz (Tabelle 2.4) ist in einem zu dieser Zeit vorhandenen Engpaß im Zwischenspeicher des SLT begründet. Die 100 kHz Ausgangsrate der Pretrigger wurden deswegen um einen Faktor vier reduziert, indem nur jedes vierte Ereignis an den SLT weitergeleitet und der Rest verworfen wurde. Da jedoch die FLT–Emulation (Abs. 4.4) zusätzlich auf dem SLT ausgeführt wurde, kam es trotzdem zu Totzeiten im SLT, die die akzeptierte Eingangsrate Rate von 25 kHz auf etwa 12 kHz verringerte.

Wie in Abs. 4.1 eingehend erläutert, wurden nur die Drähte $Innen2$ und $Unten1$ zur Datennahme verwendet.

6.2 Ereignisauswahl

Die Tabelle 6.1 gibt eine Übersicht der verwendeten Datensätze und die Anzahl der Ereignisse. Die Datennahmeläufe (*Runs*) 16265, 16410–16414, 16522–16527, und 16837 werden

Run–Nummer	*Ereignisse*	*Rate*	*Target*
16012–16665	1703864	5 MHz	$i2$
16674–16793	1357151	5 MHz	$i2 + u1$
16798	57754	5 MHz	$i2$
16838–17159	960329	5 MHz	$i2 + u1$
gesamt	4079098	5 MHz	

Tabelle 6.1: Verwendete Datensätze, die im Di–Lepton–SLT Modus genommen wurden.

wegen verschiedener Probleme während der Datennahme nicht in die Analyse einbezogen. Diese Runs beinhalten etwa $250 \cdot 10^3$ Ereignisse. Diese Ereignisse sind in den Zahlen der Tabelle 6.1 bereits *nicht* mehr enthalten.

In Tabelle 6.2 sind die Ereignisse aufgeführt, die den Di–Lepton SLT passiert haben und in denen ein oder zwei Myon–Spuren rekonstruiert wurden. Da der Myon–Pretrigger

Typ	*Ereignisse*	*in %*
$\mu^+\mu^-$–*Spurpaar*	143486	12.2
$\mu^+\mu^+$–*Spurpaar*	65183	5.5
$\mu^-\mu^-$–*Spurpaar*	47182	4.0
μ^+–*Spur*	101317	8.6
μ^-–*Spur*	89909	7.6
keine Spur	731397	62.1
$\mu^+\mu^-$–*SLT gesamt*	1178474	100

Tabelle 6.2: Anzahl der Ereignisse, in denen der SLT ein $\mu^+\mu^-$–Spurpaar gefunden hat, aufgeschlüsselt nach der Klassifikation der Rekonstruktion.

die Ladung der Myonen nicht erfaßt, und die zweite Filterstufe so implementiert war, daß auch Myon–Paare mit gleichen Ladungsvorzeichen akzeptiert wurden, finden sich neben den $\mu^+\mu^-$–Paaren auch $\mu^+\mu^+$– und $\mu^-\mu^-$–Paare in den aufgezeichneten Daten. Es zeigt sich das $\mu^+\mu^+$– gegenüber $\mu^-\mu^-$–Spuren bevorzugt worden sind.

Zudem gibt es Ereignisse, die zwar den SLT passiert haben, bei denen jedoch nur eine der zwei SLT–Myonspuren in der anschließenden Rekonstruktion bestätigt werden kann. Bei der anderen SLT–Spur handelt es sich in diesen Ereignissen in den meisten Fällen um eine Geisterspur (Abs. 2.5.3), die typischerweise dadurch entsteht, daß im SLT ein OTR–Segment mit dem falschen VDS–Segment verbunden wurde. In einem Teil der Ereignisse wird keine der SLT–Spuren bestätigt.

Die Ereignisauswahl wird unter Berücksichtigung der SLT–Markierung (Abs. 5.1.3) und der Rekonstruktion vorgenommen. In der folgenden Analyse werden nur Ereignisse betrachtet, die zwei vollständig rekonstruierte SLT–Myonspuren mit *entgegengesetztem* Vorzeichen aufweisen. Genauso wird mit den simulierten Monte–Carlo Ereignissen verfahren (Abs. 6.9).

Abbildung 6.1 zeigt, wie sich die den rekonstruierten $\mu^+\mu^-$–Paaren nächstgelegenen Primärvertizes auf die beiden Targets $Innen2$ und $Unten1$ verteilen. Es befinden sich 67 % der rekonstruierten Primärvertizes auf dem Target $Innen2$ und 33 % auf dem Target $Unten1$. 34.6 % aller Wechselwirkungen wurden erzeugt, während nur der Draht $Innen2$ verwendet wurde. Die restlichen 65.4 % stammen aus dem gleichzeitigen Einsatz beider Drähte. Waren *beide* Drähte im Einsatz fanden 49.7 % [gesamt: 32.5 %] der Wechselwirkungen auf dem Target $Innen2$ und 50.3 % [gesamt: 32.9 %] der Wechselwirkungen auf dem Target $Unten1$ statt. Eine wichtige Aufgabe des Targets, die Wechselwirkungen gleichmäßig auf die Drähte zu verteilen, ist also im Falle von zwei Drähten und 5 MHz Wechselwirkungsrate erfüllt.

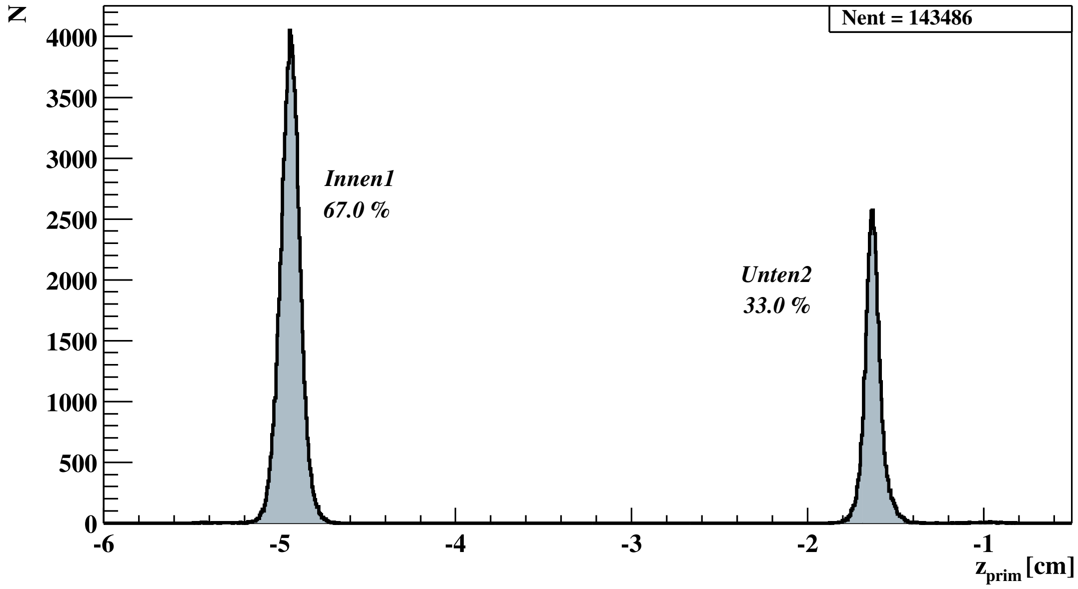

Abbildung 6.1: Verteilung der den rekonstruierten $\mu^+\mu^-$–Paaren nächstgelegenen Primärvertizes auf die beiden Targets $Innen2$ und $Unten1$ in den Daten. Die Anzahl der Vertizes ist gegen ihre z–Position aufgetragen.

6.3 Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse

Um die generierten Monte Carlo J/ψ– und $c\overline{c}$–Ereignisse (Abs. 5.4) miteinander vergleichen zu können, müssen die jeweiligen Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt werden. Die bestehenden Messungen der Wirkungsquerschnitte sind in Abs. 1.2.1 bzw. Abs. 1.2.2 aufgeführt.

Es zeigt sich, daß bei einer p–Strahlenergie von 920 GeV noch keine Messungen der jeweiligen Wirkungsquerschnitte vorliegen. Es gibt aber einige Messungen bei einer Strahlenergie von 800 GeV und die Energieabhängigkeit des $pN \rightarrow J/\psi + X$ und des $pN \rightarrow C_x + X$–Wirkungsquerschnitts ist bei Strahlenergien im diesem Bereich gering. Dabei ist C_x gemäß der Nomenklatur aus Abs. 5.4 ein beliebiges c–Hadron. Die theoretischen QCD–Vorhersagen der Abhängigkeit der beiden Wirkungsquerschnitte von der Strahlenergie sind in Abbildung 1.9 bzw. Abbildung 1.10 in Abs. 1.2 gezeigt.

Da zudem die Fehler der Messungen bei 800 GeV groß sind, wird hier für die weitere Verwendung der Wert aus Tab. 1.2 in Abs. 1.2.1 von $\sigma_{J/\psi+X} = (442 \pm 90)$ nb für 920 GeV Strahlenergie angenommen.

Da die systematischen Fehler der Messungen des $pN \rightarrow D+X$– Wirkungsquerschnitts bei 800 GeV in Tab. 1.3 in Abs. 1.2.2 groß sind und die Korrelationen der systematischen Fehler unklar, wird ohne Berücksichtigung der Fehler gemittelt und als Fehler des Mittelwerts die Standardabweichung angegeben. Auch wird implizit bei der Mittelung $\sigma_{D^+/D^-+X} = \sigma_{D^0/\overline{D}^0+X}$ angenommen. Als Mittelwert sämtlicher Messungen in Tab. 1.3 ergibt sich $\sigma_{D^+/D^-+X} = \sigma_{D^0/\overline{D}^0+X} = (28.3 \pm 9.3)\,\mu$b. Der Wirkungsquerschnitt für belie-

Zerfall	*Verzweigungsverhältnis*
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	0.0588 ± 0.0010
$J/\psi \to e^+e^-$	0.0593 ± 0.0010
D^+ und $D^0 \to e^+ + X$	0.110 ± 0.0110
$D^0 \to e^+ + X$	0.0675 ± 0.0029
$D^0 \to \mu^+ + X$	0.066 ± 0.008
$c \to \mu^+ + X$	0.085 ± 0.007

Tabelle 6.3: Messungen der Verzweigungsverhältnisse der betrachteten Zerfallskanäle. Sämtliche Werte stammen aus [18]. Für die weitere Rechnung werden der angegebene Wert für $J/\psi \to \mu^+\mu^-$, sowie der Wert für $c \to \mu^+ + X$ verwendet.

bige D–Mesonen ist demnach $\sigma_{D/\overline{D}+X} \approx 2 \cdot 28\,\mu$b= $(56 \pm 18)\,\mu$b. Dieser Wert wird im folgenden auch für eine Strahlenergie von 920 GeV angenommen.

In der Monte Carlo Simulation fragmetieren die c–[$\overline{c}$–] Quarks so, daß 85 % [96 %] der μ^+ [μ^-] von D–[$\overline{\mathrm{D}}$–] Zuständen stammen. Der jeweilige Rest entfällt auf Charm–Baryonen, zum größten Teil Λ_c. Die Wahrscheinlichkeit, weder ein D–Meson noch ein $\overline{\mathrm{D}}$–Meson zu erzeugen ist $(1-0.85)\cdot(1-0.96) = 0.006$, was bei den vorliegenden Fehlern der Messungen des $\sigma_{D/\overline{D}+X}$–Wirkungsquerschnitts vernachlässigt werden kann.

Für das Verhältnis, in dem J/ψ–Mesonen und C_x–Teilchen am Target produziert werden ergibt sich demnach

$$\frac{\sigma_{J/\psi+X}}{\sigma_{C_x/\overline{C}_x+X}} \approx \frac{\sigma_{J/\psi+X}}{\sigma_{D/\overline{D}+X}} = \frac{442\,nb}{56\,\mu b} \approx 7.9 \cdot 10^{-3}. \tag{6.1}$$

Es werden also sehr viel weniger J/ψ–Mesonen als C_x–Teilchen am Target erzeugt. Tabelle 6.3 zeigt eine Übersicht der Messungen der relevanten Verzweigungsverhältnisse. Für die weitere Rechnung wird der Wert $BR(J/\psi \to \mu^+\mu^-) = 0.0588 \pm 0.0010$ und für das Verzweigungsverhältnis von $c \to \mu + X$ der Wert $BR(c \to \mu^+ + X) = 0.085 \pm 0.007$ verwendet. Für die beiden betrachteten Wirkungsquerschnitte ergibt sich somit:

$$\begin{aligned} &\sigma(J/\psi \to \mu^+\mu^-) \\ &= \sigma_{J/\psi+X} \cdot\ BR(J/\psi \to \mu^+\mu^-) \\ &= 442\,nb \cdot 0.0588 = (26.0 \pm 5.3)\,nb \end{aligned} \tag{6.2}$$

$$\begin{aligned} &\sigma(C_x\overline{C}_x \to \mu^+\mu^-) \\ &= \sigma_{C_x+X} \cdot\ BR(c \to \mu^+ + X) \cdot BR(\overline{c} \to \mu^- + X) \\ &= 56\,\mu b \cdot (0.085)^2 = (405 \pm 130)\,nb \end{aligned} \tag{6.3}$$

Das Verhältnis η von erzeugten $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ zu erzeugten $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignissen in HERA–B ergibt sich zu

$$\eta = \frac{\sigma(J/\psi \to \mu^+\mu^-)}{\sigma(c\overline{c} \to \mu^+\mu^-)} = \frac{26.0\,nb}{405\,nb} \approx 0.064 \pm 0.024\,. \tag{6.4}$$

Es entstehen demnach am Target sehr viel weniger $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ als $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse. Da bei HERA–B J/ψ–Mesonen in den Daten angereichert werden sollen, müssen der Ereignisfilter und die Rekonstruktion den Untergrund aus Charm–Hadronen wesentlich unterdrücken können. Wieviele $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse dennoch als Untergrund verbleiben, wird im Folgenden weiter untersucht.

6.4 Transversalimpulse der Myonen

Die wichtigste Handhabe des Ereignisfilters ist der Transversalimpuls p_T der beteiligten Myonen. Im SLT ist ein intrinsischer Schnitt auf den Transversalimpuls der beiden Myon–Spurkandidaten von etwa 0.7 GeV/c implementiert (Abs. 4.4). Im Folgenden werden die Transversalimpulse der Myonen aus J/ψ– und aus $C_x\overline{C}_x$–Zerfällen im Monte Carlo, sowie die Transversalimpulse der Myonen aus Zerfällen von J/ψ–Kandidaten in den Daten untersucht.

Monte Carlo Ereignisse

Hier wird zunächst die p_T–Verteilung der Myonen in den Monte Carlo $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ und $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignissen betrachtet, die weder rekonstruiert noch von der SLT–Simulation bearbeitet wurden.

Abbildung 6.2 zeigt die Verteilung der Transversalimpulse der zwei Myonen aus J/ψ– und aus $C_x\overline{C}_x$–Zerfällen für jeweils $2 \cdot 10^4$ Monte Carlo Ereignisse. Die Werte jeweils beider Myonen sind in dasselbe Histogram gefüllt worden. Es finden sich also Myonen beider Ladungsvorzeichen in der Verteilung.

Es zeigt sich, daß im Falle des J/ψ–Zerfalls die Myonen im Mittel einen hohen Transversalimpuls aufweisen. Ein Großteil dieser Myonen besitzt einen Transversalimpuls von mehr als 1 GeV/c. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei 1.4 GeV/c. Dagegen weisen Myonen aus Charm–Hadron Zerfällen im Mittel einen wesentlich geringeren Transversalimpuls auf. In nur sehr wenigen Fällen besitzen daher beide Myonen aus $C_x \to \mu^+ + X$ und $\overline{C}_x \to \mu^- + X$ einen Transversalimpuls von mehr als 1 GeV/c. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei 0.4 GeV/c. Tabelle 6.4 zeigt für die zwei Verteilungen, wie häufig beide Myonen eines Ereignisses $p_T > 0.7$ GeV/c bzw. $p_T > 1$ GeV/c aufweisen.

Zerfallskanal	*Myon* p_T	a_{pT}
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	> 0.7 GeV/c	(78.0 ± 0.29) %
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	> 1.0 GeV/c	(52.9 ± 0.35) %
$c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	> 0.7 GeV/c	(1.61 ± 0.091) %
$c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	> 1.0 GeV/c	(0.117 ± 0.025) %

Tabelle 6.4: Anteil a_{pT} der Ereignisse, in denen *beide* Myonen eines Ereignisses einen Transversalimpuls p_T von mehr als 0.7 GeV/c bzw. 1.0 GeV/c besitzen.

Es stellt sich die Frage, wie die Verteilung der Transversalimpulse der beiden Myonen in Ereignissen aussieht, die von der SLT–Simulation akzeptiert und vollständig rekonstruiert

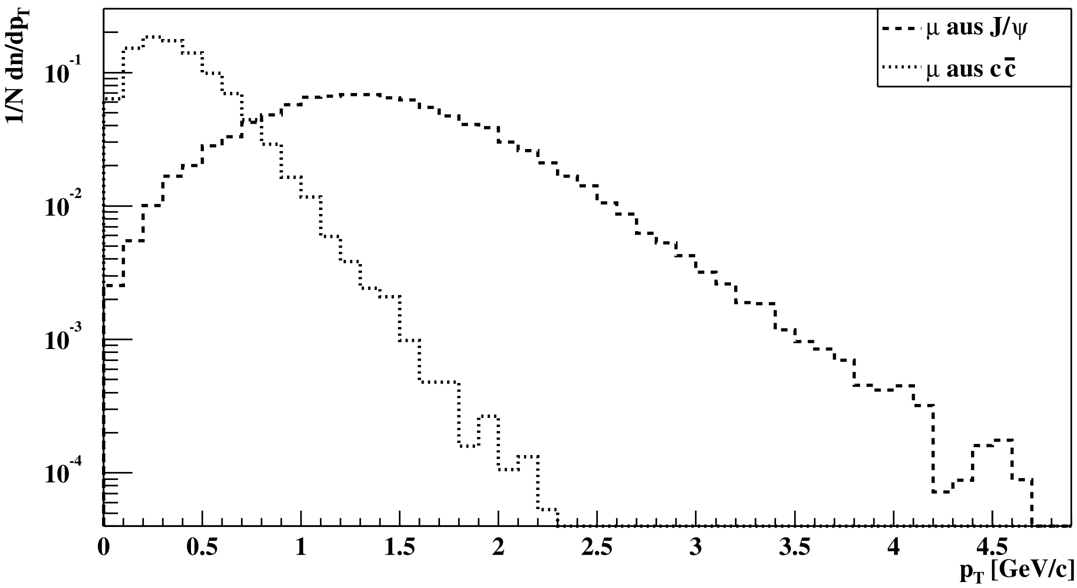

Abbildung 6.2: Verteilung der Transversalimpulse p_T von Myonen beider Vorzeichen aus $C_x\overline{C}_x$–Zerfällen im Vergleich zu den Myonen aus J/ψ–Zerfällen in Monte Carlo Ereignissen.

wurden. Abbildung 6.3 zeigt die p_T–Verteilung der beiden Myonen aus J/ψ–Zerfällen, in Monte Carlo Ereignissen, die die SLT–Simulation passiert haben und rekonstruiert wurden. Zudem ist zum Vergleich die p_T–Verteilung von Ereignissen abgebildet, bei denen die SLT–Simulation *nicht* angewandt wurde, sondern die Ereignisse nur rekonstruiert wurden.

Beim Vergleich der beiden Verteilungen zeigt sich, daß der SLT tatsächlich bei einem Transversalimpuls von etwa 0.7 GeV/c in die p_T–Verteilung der Myonen schneidet. In 99.3 % der akzeptierten Ereignisse weisen beide Myonen einen Impuls von mehr als 0.7 GeV/c auf. Insgesamt ist die p_T–Verteilung der Ereignisse, die ohne die SLT–Simulation rekonstruiert wurden, breiter als die Verteilung der vom SLT akzeptierten Ereignissen, die bereits bei etwa 3.5 GeV/c einbricht.

In 84.6 % der Ereignisse, die ohne die SLT–Simulation rekonstruiert wurden, weisen beiden Myonen einen Impuls von mehr als 0.7 GeV/c auf. Dies liegt über den 78.0 % aus Tabelle 6.4, da Myonen zu geringen Transversalimpulses nicht in die Akzeptanz fallen.

Vergleich mit den Daten

Um bereits jetzt einen Vergleich zwischen den Transversalimpulsen der Myonen aus J/ψ–Zerfällen im Monte Carlo und aus J/ψ–Kandidaten in den Daten zu ermöglichen, wird auf die erst in Abs. 6.12 beschriebene J/ψ–Ereignisselektion vorgegriffen. Verwendet wird der dort in Tab. 6.7 definierte letzte Analyseschnitt E. Nach diesem Schnitt verbleiben 3060 J/ψ–Kandidaten in den Daten. Derselbe Schnitt wird auch auf die SLT–akzeptierten *und* rekonstruierten Monte Carlo Ereignisse angewandt.

Abbildung 6.4 zeigt die p_T–Verteilungen der Myonen. In den Verteilungen finden sich die Myonen beider Ladungsvorzeichen.

Die p_T–Verteilungen im Monte Carlo und in den Daten stimmen im Rahmen der statistischen Fehler innerhalb eines weiten p_T–Bereichs überein; (die Fehlerbalken der Daten–Einträge sind als durchgezogene Linien, die der Monte Carlo Einträge als gestrichelte Linien dargestellt.) Für die Bereiche mit niedriger Statistik, $p_T < 0.8\,\mathrm{GeV/c}$ und $p_T > 3.5\,\mathrm{GeV/c}$, lassen sich jedoch keine gesicherten Aussagen treffen.

In 99.8 % der J/ψ–Ereignisse in den Daten weisen beide Myonen einen Transversalimpuls von mehr als 0.7 GeV/c auf. Die meisten Einträge pro BIN der beiden Verteilungen finden sich bei etwa 1.5 GeV/c. Ferner läßt sich erkennen, daß im Bereich von 1.9 bis 2.9 GeV/c das Monte Carlo im Vergleich zu den Daten zu viele Myonen voraussagt. Der Mittelwert beträgt im Monte Carlo 1.63 GeV/c und in den Daten 1.58 GeV/c.

Schnitt E beinhaltet unter anderem einen Schnitt auf die Summe der Transversalimpulse der beiden Myonen: $p_{T\mu^+} + p_{T\mu^-} > 2.5\,\mathrm{GeV/c}$. Ohne diesen p_T–Summenschnitt erhöht sich die Anzahl der J/ψ–Kandidaten um nur etwa 2 % auf 3119 und eine Änderung in der Form der Verteilung ist nicht erkennbar. Noch immer weisen in 99.8 % der J/ψ–Ereignisse beide Myonen $p_T > 0.7\,\mathrm{GeV/c}$ auf. In der geringen Zahl von Myonen mit einem Transversalimpuls unterhalb von 0.8 GeV/c zeigt sich deutlich der intrinsische p_T–Schnitt von etwa 0.7 GeV/c des SLT.

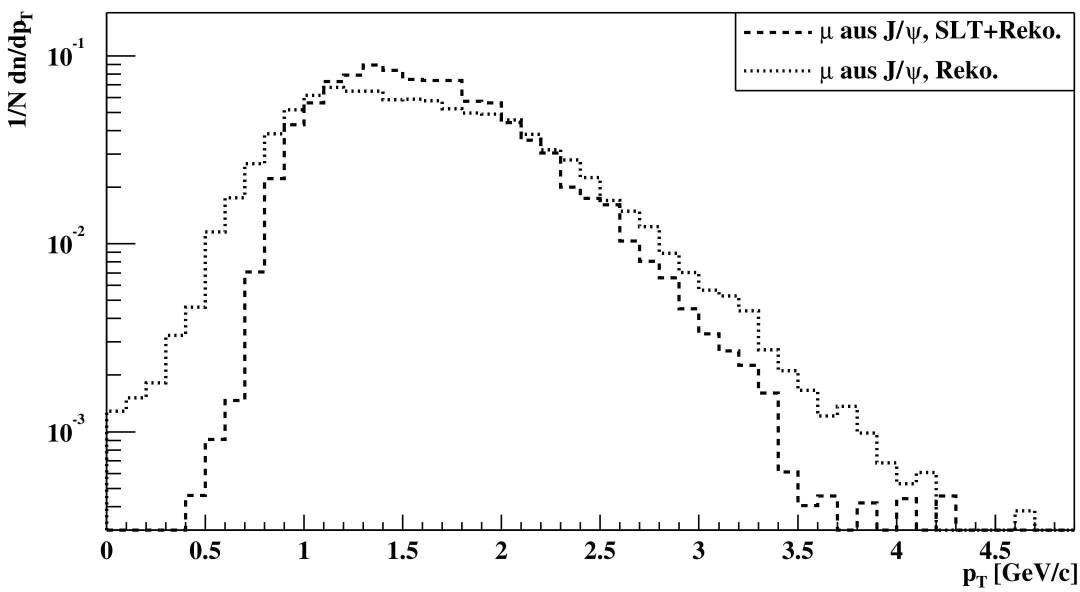

Abbildung 6.3: Verteilung der Transversalimpulse von Myonen beider Vorzeichen aus J/ψ–Zerfällen in Monte Carlo Ereignissen, die von der SLT–Simulation akzeptiert und anschließend vollständig rekonstruiert wurden. Zum Vergleich sind rekonstruierte Monte Carlo Ereignisse eingetragen, bei denen der SLT *nicht* simuliert wurde. Die Verteilungen sind auf die gleiche Fläche normiert.

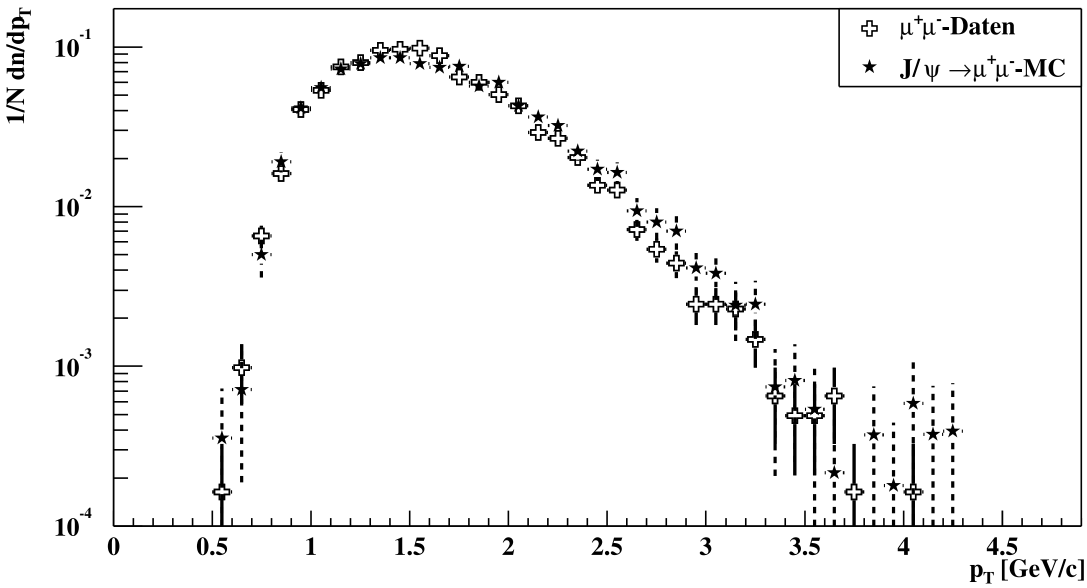

Abbildung 6.4: Verteilung des Transversalimpulses p_T der beiden Myonen aus $J/\psi \to \mu^+\mu^-$–Kandidaten in den Daten. Die Ereignisse erfüllen Schnitt E aus Abs. 6.12 Zum Vergleich ist die p_T–Verteilung der beiden Myonen aus SLT–akzeptierten *und* rekonstruierten $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen überlagert, wobei ebenfalls Schnitt E angewandt wird.

6.5 Impaktparameter der Myonen

Die Myonen aus Charm–Zerfällen weisen im Gegensatz zu den Myonen aus direkt am Target stattfindenden J/ψ–Zerfällen größere Impaktparameter zum Primärvertex auf. Dies könnte bei der Unterscheidung von doppelt–semileptonischen $c\overline{c}$–Zerfällen und J/ψ–Zerfällen hilfreich sein. Abbildung 6.5 zeigt die Verteilung der Impaktparameter der Myonen in SLT–akzeptierten und rekonstruierten Monte Carlo Ereignissen. Der Mittelwert der Verteilung der Impaktparameter der Myonen aus direkten J/ψ liegt bei $52\,\mu$m, wohingegen der Mittelwert für Myonen aus $c\overline{c}$ bei $120\,\mu$m liegt. Ein großer Teil der Myonen aus $c\overline{c}$ weisen jedoch einen Impaktparameter von weniger als $200\,\mu$m auf. Ein Schnitt auf den Impaktparameter beider Myonen von weniger als 200 [400] μm, würde zwar 39 [18] % der $c\overline{c}$–Ereignisse verwerfen, aber auch 11 [6] % der J/ψ–Ereignisse. Ein Impaktparameterschnitt führt also nur zu einer geringen Anreicherung an J/ψ–Mesonen und es lassen sich geeignetere Schnitte zur Unterdrückung des $c\overline{c}$–Untergrundes finden (Abs. 6.12).

Den Vergleich der Myonen aus J/ψ Monte Carlo Ereignissen mit Myonen aus J/ψ–Kandidaten in den Daten zeigt Abbildung 6.6. Auffallend ist, daß die Verteilung in den Daten etwas zu höheren Werten hin verschoben ist. Der Mittelwert der Verteilung in den Daten beträgt $48\,\mu$m mit einem RMS–Wert von $46\,\mu$m, im Monte Carlo ist der Mittelwert $45\,\mu$m mit einem RMS–Wert von $45\,\mu$m. Der Unterschied ist also nicht sehr groß. Zu bemerken ist, daß sicherlich einige in den Daten als Myonen identifizierten Spuren keine Myonen sind.

Es stellt sich die Frage, wie nah sich die zwei Myonspuren aus den beiden semilep-

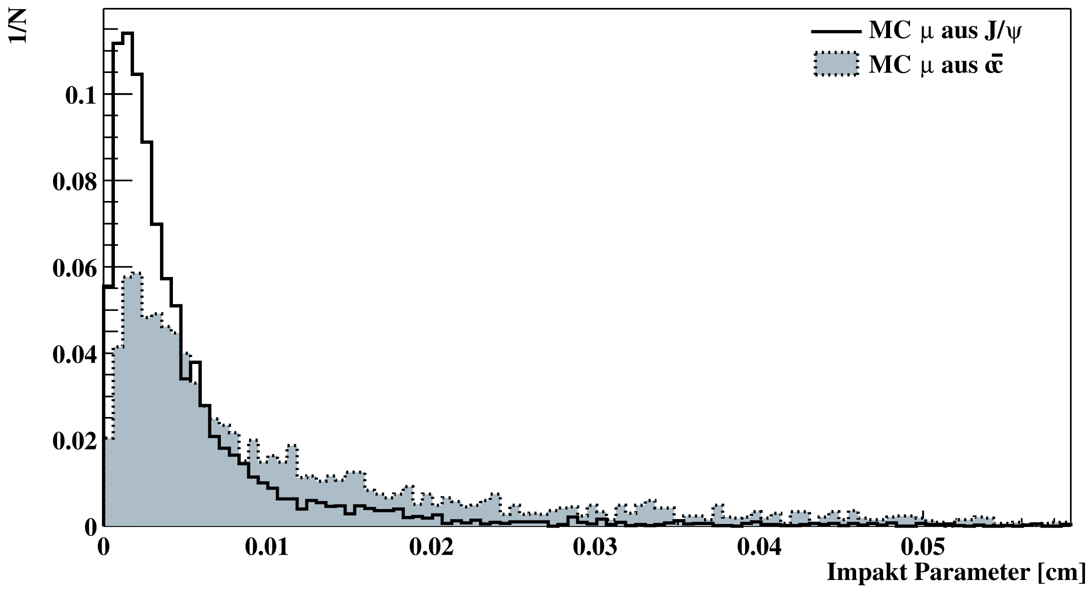

Abbildung 6.5: Verteilung der Impaktparameter der Myonen beider Vorzeichen aus aus J/ψ– und $c\overline{c}$–Zerfällen in SLT–akzeptierten und rekonstruierten Monte Carlo Ereignissen, die einen Transversalimpuls größer als 0.7 GeV/c haben.

tonischen Charm–Zerfällen kommen. Ist der räumliche Abstand relativ klein, ließe sich ein guter gemeinsamer Vertex bilden. Der minimale Abstand der beiden Myonenspuren aus dem J/ψ wird durch die Auflösung des Vertexdetektors und der Impulsauflösung bestimmt und sollte entsprechend klein sein.

Abbildung 6.7 zeigt die beiden Verteilungen der minimalen Abstände der Myonen im Monte Carlo. Wie erwartet ist die Verteilung im Falle der J/ψ–Ereignisse wesentlich schmaler, ihr Mittelwert beträgt 46 μm. Bei kleinen Abständen finden sich aber auch der Hauptanteil an Myonen aus semileptonischen Charmzerfällen. Es ist also zu erwarten, daß ein signifikanter Anteil der $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse zwei Myonen aufweisen, die einen ähnlich guten Vertex bilden, wie die Myonen aus Zerfällen des J/ψ.

6.6 Transversalimpulse der J/ψ–Mesonen

Die p_T–Verteilung der J/ψ–Mesonen wurde bereits anhand von Monte Carlo Ereignissen in Abs. 5.2.1 diskutiert. Dort wurde die p_T–Verteilung und die Gewichtung der J/ψ–Ereignisse im Rahmen der HERA–B Monte Carlo Simulation untersucht.

Es wird, analog zu der p_T–Verteilung der beiden Myonen, die p_T–Verteilung der J/ψ–Kandidaten in den Datem mit der Verteilung der SLT–akzeptierten *und* rekonstruierten J/ψ Monte Carlo Ereignisse verglichen. Auch hier wird wieder auf beide Ereignissample der Selektionsschnitt E angewandt.

In Abbildung 6.8 sind die beiden p_T–Verteilungen überlagert dargestellt. Beide Verteilung haben die meisten Einträge pro BIN bei einem Transversalimpuls von etwa 1 GeV/c.

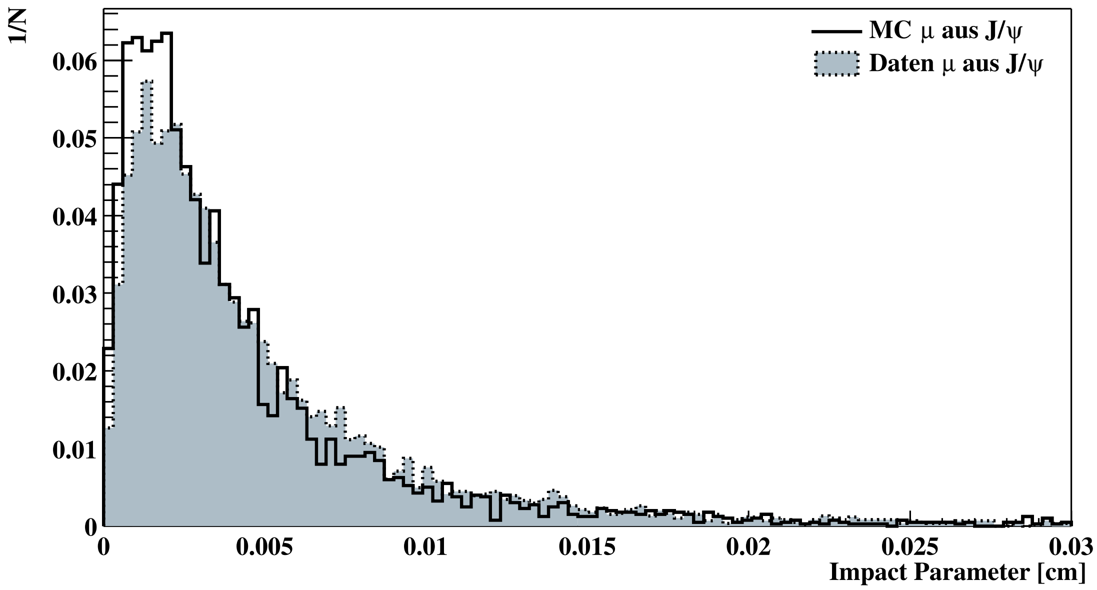

Abbildung 6.6: Vergleich der Impaktparameter der Myonen beider Vorzeichen aus aus J/ψ–Zerfällen im Monte Carlo und aus Zerfällen der J/ψ–Kandidaten in den Daten. Die Myonen habe einen Transversalimpuls größer als 0.7 GeV/c und die J/ψ–Kandidaten erfüllen den Analyseschnitt E aus Abs. 6.12.

Die p_T–Verteilungen stimmen im Bereich von 0.8 bis 3.0 GeV/c innerhalb der statistischen Fehler überein. Ab etwa 3 GeV/c nimmt in beiden Verteilungen die Anzahl der J/ψ–Mesonen stark ab. Im Bereich 0.5 bis 0.7 GeV/c sind signifikant weniger Monte Carlo Einträge vorhanden. Dagegen scheint das Monte Carlo ab etwa 1.5 GeV/c mehr J/ψ–Mesonen vorauszusagen.

Vergleicht man die p_T–Verteilungen mit den p_T–Verteilungen der Monte Carlo Wahrheit der ungewichteten und gewichteten Ereignisse in Abb. 5.1 (Abs. 5.2.1), so zeigt sich, daß eine noch bessere Gewichtung die Bereiche der p_T–Verteilung unterhalb von etwa 1 GeV/c noch mehr anheben und oberhalb von 1 GeV/c mehr absenken müßte.

6.7 Primärvertexauflösung

Die Genauigkeit der Rekonstruktion primärer Vertizes auf den Targetdrähten ist für die Zielsetzung der Analyse von grundlegender Bedeutung und wird deswegen in diesem Abschnitt in Monte Carlo Ereignissen untersucht. Die angewandte Methode der Primärvertexrekonstruktion wurde bereits in Abs. 5.1.6 beschrieben.

Die Auflösung wird zunächst mit den Ereignissen aus dem $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Sample (a) aus Tab. 6.5 bestimmt. Dabei wird das Passieren des SLTs nicht verlangt und es werden auch keine Analyseschnitte angewandt. Einzig das Vorhandensein eines rekonstruierten Primärvertizes wird verlangt.

Die Untersuchung wird am Target *Innen*2 (Tab. 4.1) durchgeführt. Die x–Achse liegt

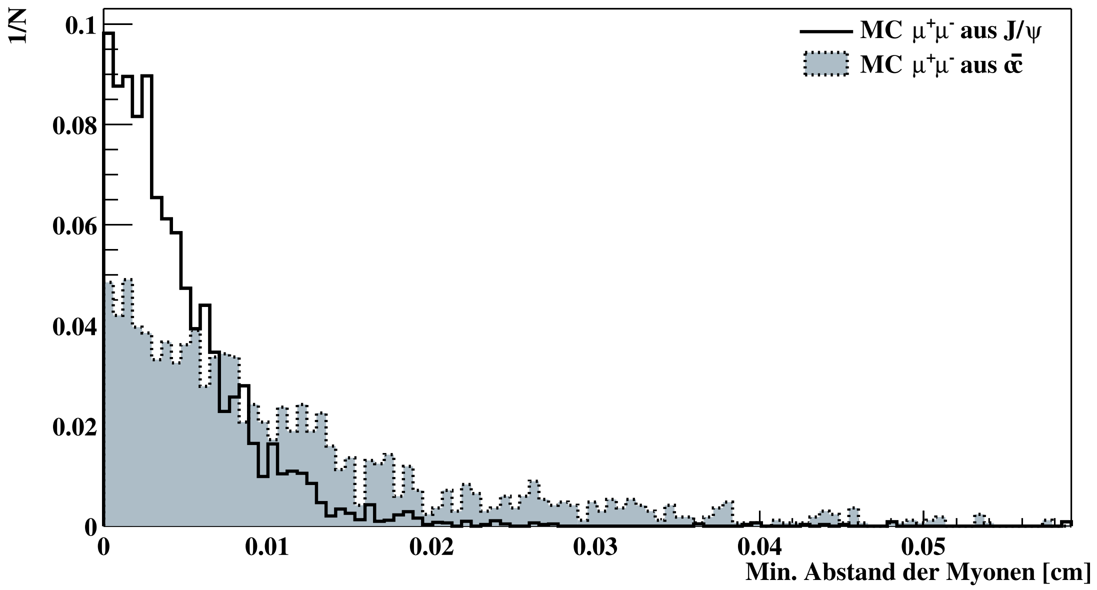

Abbildung 6.7: Verteilung der minimalen Abstände der beiden Myonspuren aus J/ψ– und $c\bar{c}$–Zerfällen in SLT–akzeptierten und rekonstruierten Monte Carlo Ereignissen, die Schnitt $A_{0.7}$ erfüllen.

senkrecht und die y–Achse parallel zum Draht. Die z–Achse verläuft in Strahlrichtung.

Um die Primärvertexauflösung in der x–Projektionen zu bestimmen, wird die Verteilung der Residuen $x_{reko} - x_{mc}$ mit zwei überlagerten Gaußfunktionen angepaßt. Dabei ist x_{reko} die rekonstruierte Position des Primärvertex und x_{mc} die Position des Primärvertex in der Monte Carlo Wahrheit. Die Auflösung σ_x ist durch das mit den Flächeninhalten der angepaßten Gaußkurven gewichtete Mittel der Standardabweichungen σ_{x1} und σ_{x2} der beiden Kurven gegeben. Analog erhält man die Auflösungen für die y– und z–Projektionen.

Abbildung 6.9 zeigt die Verteilung der Residuen in der x– und y–Projektion. Die jeweils aus der Anpassung resultierende Funktion ist in den Abbildungen gezeigt. Die Parameter der Anpassung sind angegeben, wobei $p2 = \sigma_1$, die Standardabweichung der ersten Gaußfunktion, und $p5 = \sigma_2$ ist. Um das gewichtete Mitte zu erhalten wurden die Flächeninhalte der jeweiligen Gaußkurven bestimmt. Für die Primärvertexauflösung in x und y erhält man

$$\sigma_x = (47 \pm 3)\,\mu\text{m} \qquad \text{und} \qquad \sigma_y = (76 \pm 5)\,\mu\text{m}.$$

Der größere Wert von σ_y läßt sich dadurch erklären, daß in Ereignissen, in denen es mehr als einen Primärvertex auf einem Draht gibt, einige Spuren nicht dem richtigen Primärvertex zugeordnet werden. Eine falsch assoziierte Spur kann einen Primärvertex signifikant entlang des Drahts verschieben.

Die Verteilung der Residuen für die z–Projektion ist in Abbildung 6.10 gezeigt. Für die Primärvertexauflösung in z erhält man aus der Anpassung der beiden Gaußfunktionen

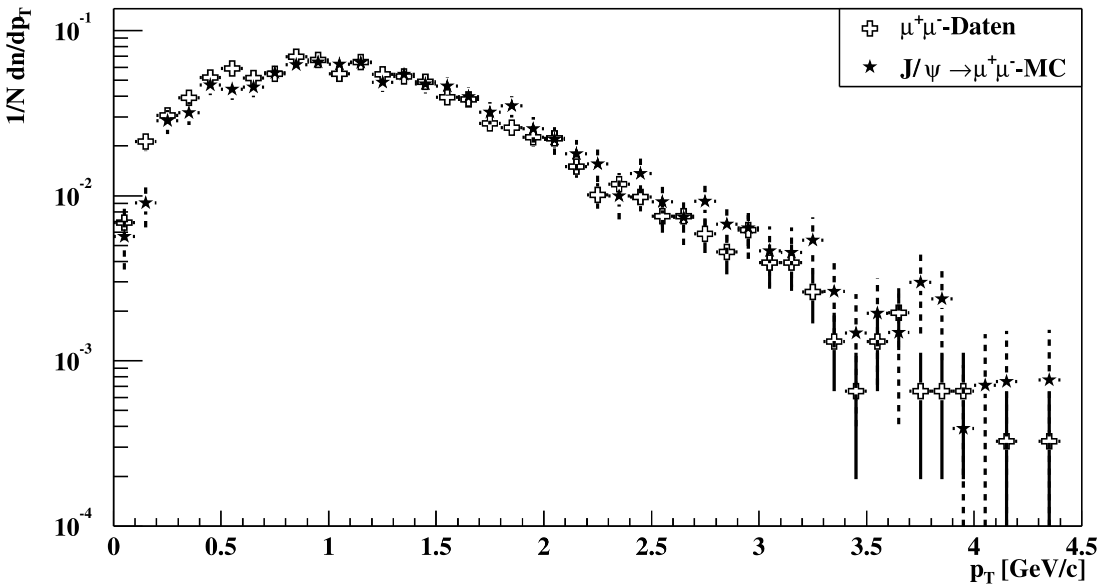

Abbildung 6.8: Verteilung des Transversalimpulses p_T der J/ψ–Kandidaten in den $\mu^+\mu^-$–Daten und im $J/\psi \to \mu^+\mu^-$–Monte Carlo. Die Ereignisse beider Verteilungen erfüllen Schnitt E aus Abs. 6.12.

an die Verteilung

$$\sigma_z = (400 \pm 20)\,\mu\text{m}.$$

Die bestimmten Auflösungen stimmen gut mit den in Ref. [123] angegebenen Werten, $\sigma_{x,y} \approx 70\,\mu$m und $\sigma_z \approx 500\,\mu$m, überein.

Für die hier vorliegende Analyse werden nur Ereignisse verwendet, die den SLT passieren, und in denen zwei entgegengesetzt geladene Myonspuren gefunden werden. Für diese Ereignisse wird die Primärvertexauflösung nach der gleichen Methode bestimmt. Das Ergebnis ist:

$$\sigma_x = (67 \pm 4)\,\mu\text{m} \qquad \sigma_y = (90 \pm 20)\,\mu\text{m} \qquad \sigma_z = (470 \pm 30)\,\mu\text{m}.$$

Die scheinbare Verschlechterung der Vertexauflösung ist zumindest zum Teil auf die schlechte Stabilität der Anpassung mit 2 Gaußfunktionen gegen niedrige Statistik zurückzuführen. Wird eine Anpassung mit einer Gaußfunktion, die die “Schwänze” der Verteilung dann nicht beschreibt, durchgeführt, dann erhält man für alle Ereignisse einen Wert von $\sigma_x = (32 \pm 1)\,\mu$m und für die Ereignisse, die den SLT passieren, den Wert von $(27 \pm 1)\,\mu$m.

Für die weitere Untersuchung wird aber die beschriebene Methode weiter verwendet. Nach der Entferung der Myonen aus dem Primärvertex ergibt die Untersuchung:

$$\sigma_x = (68 \pm 5)\,\mu\text{m} \qquad \sigma_y = (130 \pm 20)\,\mu\text{m} \qquad \sigma_z = (640 \pm 30)\,\mu\text{m}.$$

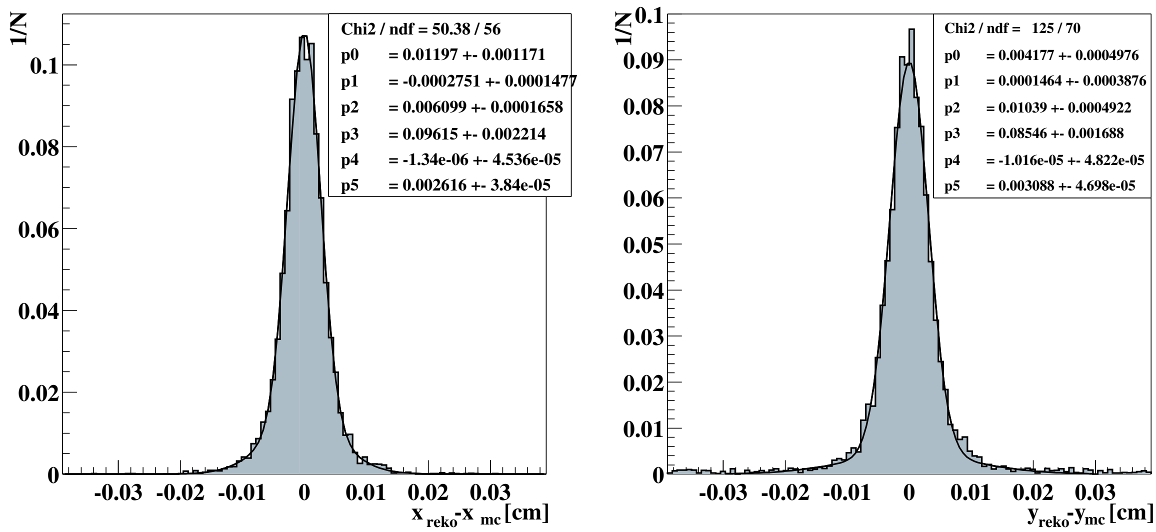

Abbildung 6.9: Residuen der in x (senkrecht zum Draht) und y (parallel zum Draht) in $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignisse.

Die Auflösung für die Ereignisse, die den Analyseschnitt E aus Abs. 6.12 passieren, beträgt

$$\sigma_x = (61 \pm 4)\,\mu\text{m} \qquad \sigma_y = (130 \pm 20)\,\mu\text{m} \qquad \sigma_z = (420 \pm 30)\,\mu\text{m}.$$

Es zeigt sich, daß in 94 % der Monte Carlo Ereignisse mindestens ein Myon und in 90 % der Fälle beide Myonen im Primärvertex enthalten sind. In den in dieser Arbeit betrachteten Di–Myon–Daten ist in 98 % der Ereignisse mindestens ein Myon und in 82 % der Fälle beide Myonen im Primärvertex enthalten. Da die beiden Myonspuren eine überdurchschnittlich gute Spurqualität besitzten und die J/ψ direkt am primären Wechselwirkungspunkt zerfallen, führt eine Entfernung der Spuren aus dem Primärvertex zu einer Verschlechterung der Auflösung.

Anwendung des Schnitts E verbessert die x–Aufösung nur leicht und ändert nichts an der y–Auflösung. Die z–Auflösung verbessert sich jedoch signifikant. Es werden also schlecht rekonstruierte Ereignisse entfernt.

6.8 Zerfallslängenauflösung

Als Zerfallslänge wird der Abstand zwischen einem rekonstruierten J/Ψ–Vertex und dem nächstgelegenen Primärvertex definiert. Die gemessene Zerfallslänge spielt für die angestrebte Analyse eine entscheidende Rolle. In diesem Abschnitt wird die Zerfallslängenauflösung für direkte $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse im Monte Carlo und in den Daten bestimmt und verglichen. In den Daten werden dazu wiederum die Kandidaten gemäß der erst später in Abs. 6.12 vorgestellten Selektion verwendet. Die Zerfallslängenauflösung wird aus der Verteilung der Zerfallslänge der direkten J/ψ–Vertizes in Ereignissen, die den Schnitt E passiert haben, berechnet. Wie in Abs. 6.7 werden auch hier zwei Gaußfunktionen an

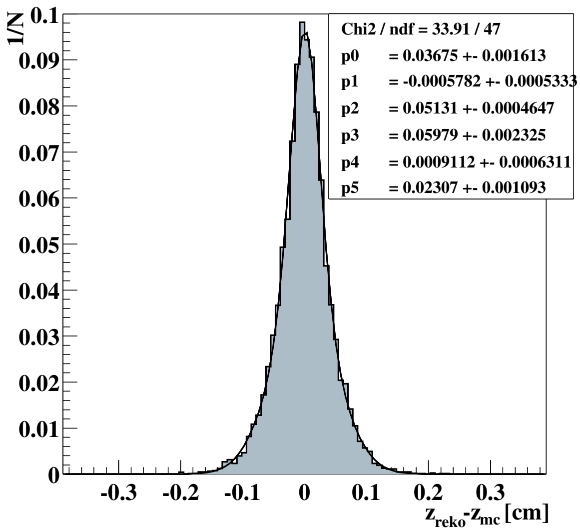

Abbildung 6.10: Primärvertexauflösung in z (parallel zum Strahl) in $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignisse.

die Verteilung angepaßt und die Auflösung aus den Standardweichungen der angepaßten Kurven bestimmt.

Die linke Seite der Abbildung 6.11 zeigt die Verteilung der Zerfallslänge direkter $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse im Monte Carlo, die rechte Seite die Zerfallslänge der J/ψ–Vertizes in den Daten. Ereignisse, die keinen rekonstruierten Primärvertex enthalten, werden nicht berücksichtigt.

Nach der Anpassungen der Gaußkurven an die abgebildeten Verteilungen erhält man die Auflösung der Zerfallslängen.

$$\begin{aligned} \text{Monte Carlo}: &\quad \sigma_\Delta = (490 \pm 30)\,\mu\text{m} \\ \text{Daten}: &\quad \sigma_\Delta = (530 \pm 40)\,\mu\text{m}. \end{aligned}$$

Die erreichte Auflösung im Monte Carlo stimmt innerhalb der Fehler mit der in den Daten gefundenen Auflösung überein. Etwaiger kombinatorischer Untergrund in den Daten hat dabei keinen bedeutenden Einfluß, weil dieser Untergrund keine größere Zerfallslänge vortäuschen sollte als J/ψ–Mesonen. Der etwaige $c\bar{c}$–Untergrund ist zu klein, um den Fit wesentlich zu beeinflussen.

In Ref. [62] wird die Zerfallslängenauflösung von J/ψ–Mesonen aus B–Zerfällen im Monte Carlo mit $\sigma_{B\to J/\psi} = 300\,\mu$m angegeben. Berücksichtigt man die an gleicher Stelle angegebene Primärvertexauflösung von $\sigma_{zprim} = 500\,\mu$m erhält man

$$\sigma_\Delta = \sqrt{\sigma_{zprim} + \sigma_{B\to J/\psi}} \approx 580\,\mu\text{m},$$

was in guter Übereinstimmung mit der hier bestimmten Zerfallslängenauflösung direkter J/ψ–Mesonen ist.

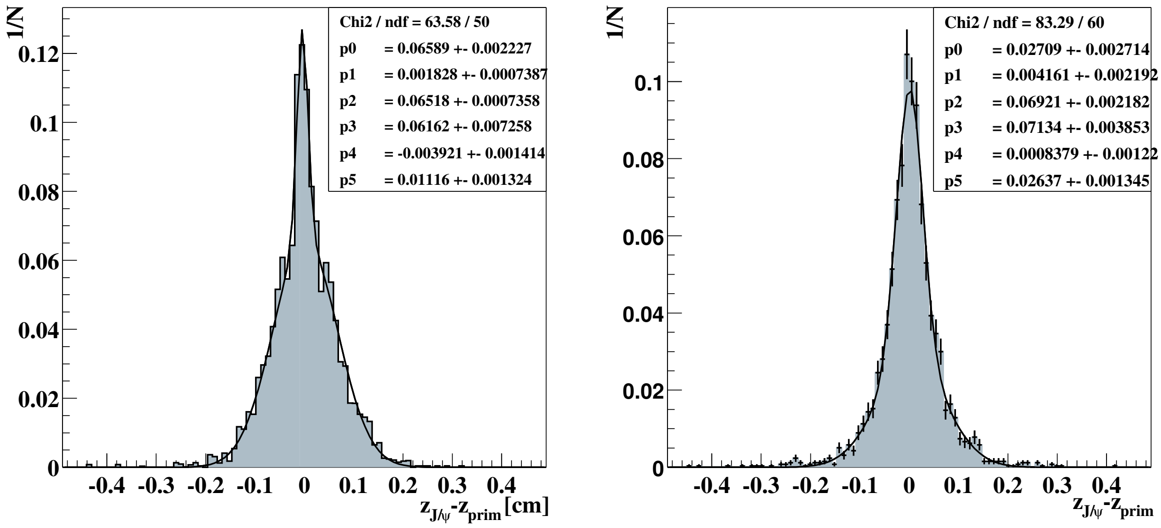

Abbildung 6.11: Linke Seite: Verteilung der Zerfallslängen, $z_{prim} - z_{J/\psi}$, in $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen unter Verwendung des Schnitts E aus Tab. 6.7. Rechte Seite: Verteilung der Zerfallslängen der J/ψ–Kandidaten in den Daten. Auch hier wurde Schnitt E angewandt. Die Parameter entsprechen denen in Abs. 6.7.

6.9 SLT– und Rekonstruktionseffizienz

Es soll nun mit Hilfe des Monte Carlos herausgefunden werden, welche Anteile der $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ und $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse vom SLT akzeptiert werden und zu den SLT–Spuren passende, rekonstruierte Spuren aufweisen. Der Zusammenhang zwischen den SLT–Spuren und den rekonstruierten Spuren wurde bereits in Abs. 5.1.3 erläutert. Die Ereignisse der betrachteten Monte Carlo Sample werden also unter Berücksichtigung der Markierungen der SLT–Simulation rekonstruiert. Die jeweiligen Effizienzen ergeben sich aus der Anzahl der akzeptierten Ereignisse.

Tabelle 6.5 zeigt die Ergebnisse dieser Untersuchung für die verschiedenen Monte Carlo Sample aus Tab. 5.1 in Abs. 5.4. Die Ereignisse jedes Samples wurde vor der SLT–Simulation und der Rekonstruktion mit den entsprechenden *Minimum Bias* Ereignissen gemischt.

N_{gen} gibt die Anzahl der generierten Ereignisse an, die für die Effizienzbestimmung verwendet wurden. N_{sltrek} gibt die Zahl der Ereignisse an, die von der SLT–Simulation akzeptiert wurden *und* zwei, zu den SLT–Spuren passende, rekonstruierte Myon–Spuren aufweisen.

In einigen dieser Ereignisse werden die Ladungen der Myonen nicht richtig rekonstruiert und haben fälschlicherweise gleiches Vorzeichen. $N_{sltrek\pm}$ gibt die Zahl der Ereignisse an, in denen die rekonstruierten Ladungen der zwei Myonen entgegengesetztes Vorzeichen aufweisen. Die kombinierte Effizienz $\varepsilon_{sltrek\pm}$ von SLT und Rekonstruktion im Monte Carlo ergibt sich aus dem Verhältnis von $N_{sltrek\pm}$ und der Gesamtzahl N_{gen} der generierten Ereignisse.

Zerfall	*Target*	*Myon* $p_T >$	N_{gen}	N_{sltrek}	$N_{sltrek\pm}$	$\varepsilon_{sltrek\pm}$ [%]
a) $J/\psi \to \mu^+\mu^-$	$i2$	–	$1.2 \cdot 10^5$	2153	2039	1.70 ± 0.04
b) $J/\psi \to \mu^+\mu^-$	$u1$	–	$0.5 \cdot 10^5$	913	882	1.76 ± 0.06
c) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$i2$	–	$1.0 \cdot 10^5$	22	21	0.02 ± 0.01
d) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$i2$	0.7 GeV/c	$1.2 \cdot 10^5$	959	906	0.75 ± 0.03
e) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$u1$	0.7 GeV/c	$0.5 \cdot 10^5$	420	399	0.79 ± 0.06
f) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$i2$	1.0 GeV/c	$1.2 \cdot 10^5$	2410	2270	1.89 ± 0.04
g) $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$	$u1$	1.0 GeV/c	$0.5 \cdot 10^5$	1042	998	1.99 ± 0.06

Tabelle 6.5: N_{gen} gibt die Anzahl der generierten Ereignisse an. N_{sltrek} ist die Anzahl der Ereignisse, die von der SLT–Simulation akzeptiert wurden und die zu den SLT–Spuren passende, rekonstruierte Myon–Spuren aufweisen. $N_{sltrek\pm}$ gibt die Ereignisse an, in denen die rekonstruierten Ladungen der Myonen entgegengesetzte Vorzeichen aufweisen. $\varepsilon_{sltrek\pm}$ ist die kombinierte Effizienz von SLT und Rekonstruktion im Monte Carlo.

Bei zwei der $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Sample wurde auf Generatorniveau verlangt, daß der Transversalimpuls p_T beider Myonen größer als 0.7 GeV/c ist. Zwei weitere $c\overline{c}$–Sample wurde mit einem p_T–Schnitt von 1.0 GeV/c generiert. Die anderen Sample weisen keinen p_T–Schnitt auf.

Die kombinierte Effizienz $\varepsilon_{sltrek\pm}$ ist für J/ψ–Ereignisse mit Target *Unten*1 etwas größer als für Ereignisse mit Target *Innen*2. Der gleiche Effekt tritt für $c\overline{c}$–Ereignisse auf. Dies liegt daran, daß der untere Draht etwa 3.5 cm näher an der ersten Lage des Vertexdetektors ist.

Die SLT–akzeptierten und rekonstruierten Ereignisse werden, wie in Abs. (s. Abs. 6.2) beschrieben, entsprechend der Verteilung der Ereignisse auf die Drähte in den Daten gemischt. Tabelle 6.6 zeigt die Zusammensetzung der Monte Carlo Sample, die für den Vergleich mit den Daten verwendet werden. Auch sind in dieser Tabelle die gemittelten SLT– und Rekonstruktionseffizienzen für die gemischten Datensätze angegebnen.

Ereignis	[%]	$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	$c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ $p_{T\mu} > 0.7\,\mathrm{GeV/c}$	$c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ $p_{T\mu} > 1.0\,\mathrm{GeV/c}$
i2–1Draht	34.6	927	420	927
i2–2Draht	32.5	871	394	871
u1–2Draht	32.9	882	399	882
gesamt	100	2680	1213	3033
$\varepsilon_{sltrek\pm}$ [%]	–	1.72 ± 0.05	0.76 ± 0.05	1.92 ± 0.05

Tabelle 6.6: Zusammensetzung der verwendeten Monte Carlo Datensätze gemäß der aufgezeichneten $\mu^+\mu^-$–Daten. Die gemittelte SLT– und Rekonstruktionseffizienz $\varepsilon_{sltrek\pm}$ für die drei Datensätze ist ebenfalls angegeben.

Da von $1.0 \cdot 10^5$ generierten $c\bar{c}$–Ereignisse ohne p_T–Schnitt nur 22 Ereignisse die SLT–Simulation passiert haben und der statistische Fehler entsprechend groß ist, wird die Gesamteffizienz $\varepsilon_{sltrek\pm,0}$ für die Ereignisse, die einem p_T Schnitt unterworfen werden auf indirektem Wege bestimmt. In Abs. 6.4 wurde die p_T Verteilung der Myonen untersucht und der Anteil a_{pT} an generierten Ereignissen, in denen beide Myonen einen Transversalimpuls von mehr als 0.7 GeV/c bzw. 1.0 GeV/c aufweisen, wurde in Tab. 6.4 gegeben. Für die Effizienzen der gemischten Monte Carlo Sample ergibt sich

$$p_{T\mu} > 0.7\,\mathrm{GeV/c} \tag{6.5}$$
$$\varepsilon_{c\bar{c},0.7} = a_{p_T}\varepsilon_{sltrek\pm} = 1.6 \cdot 10^{-2} \cdot 0.76 \cdot 10^{-2} \approx (1.22 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$$

$$p_{T\mu} > 1.0\,\mathrm{GeV/c} \tag{6.6}$$
$$\varepsilon_{c\bar{c},1.0} = a_{p_T}\varepsilon_{sltrek\pm} = 0.12 \cdot 10^{-2} \cdot 1.92 \cdot 10^{-2} \approx (0.23 \pm 0.05) \cdot 10^{-4}.$$

Der erhaltene Wert $\varepsilon_{c\bar{c},0.7} = 1.2 \cdot 10^{-4}$ für mit $p_T > 0.7\,\mathrm{GeV/c}$ erzeugte $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse ist im Rahmen der Fehler konsistent mit der direkten Berechnung aus Zeile 3 der Tabelle 6.5. Das bedeutet, daß der vom SLT nur intrinsisch vorgenommene Schnitt wirklich bei etwa 0.7 GeV/c liegt.

Da die Detektor– und Rekonstruktionseffizienzen ebenso wie die toten und ständig feuernde Kanäle der Detektoren in der Simulation berücksichtigt wurden, stellen die berechneten Effizienzen Gesamteffizienzen für die betrachteten Zerfallskanäle dar. Zur Vereinfachung wird für $J/\psi \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse definiert:

$$\varepsilon_{J/\psi} \equiv \varepsilon_{sltrek\pm} = (1.72 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}. \tag{6.7}$$

Für die $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse wird der mit dem intrinsischen Schnitt von 0.7 GeV berechnete Wert verwendet:

$$\varepsilon_{c\bar{c}} \equiv \varepsilon_{c\bar{c},0.7} = (1.22 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}. \tag{6.8}$$

6.10 $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ als Untergrund zu $J/\psi \to \mu^+\mu^-$

Das Verhältnis von $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ und $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Wirkungsquerschnitt in pN–Wechselwirkungen bei 920 GeV wurde in Abs. 6.3 mit $\eta = 0.064 \pm 0.024$ angegeben.

Mit den in Abs. 6.9 bestimmten Effizienzen $\varepsilon_{J/\psi}$ und $\varepsilon_{c\bar{c}}$ ergibt sich das erwartete Verhältnis S/B von $J/\psi \to \mu^+\mu^-$–Signal zu $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Untergrund in HERA–B zu

$$S/B = \frac{N_{J/\psi \to \mu^+\mu^-}}{N_{c\bar{c} \to \mu^+\mu^-}} = \eta \cdot \frac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{c\bar{c}}} \approx (9.0 \pm 3.4). \tag{6.9}$$

Es wurden also etwa 9 mal mehr $J/\psi \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse als $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse aufgezeichnet. Der große Fehler wird durch den nur ungenau bekannten $c\bar{c}$–Wirkungsquerschnitt bei 920 GeV/c dominiert.

Für das Signal zu Untergrund Verhältnis bei einem Schnitt von 1.0 GeV/c ergibt sich:

$$S/B_{1.0} = \eta \cdot \frac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{c\bar{c},1.0}} \approx (48 \pm 19). \tag{6.10}$$

Für alle Untersuchungen ab Abs. 6.12, und insbesondere für Vergleiche mit den Daten, werden explizite Schnitte von p_T größer als 0.7 bzw. 1.0 GeV/c vorgenommen. Zur Normierung der $c\bar{c}$–Ereignisse werden die Werte aus Gleichung 6.5 und 6.6 herangezogen.

Im den nächsten Abschnitten wird untersucht, inwieweit die zwei Myonen aus einem $C_x\overline{C}_x$–Paar fälschlicherweise für die beiden Myonen aus einem J/ψ–Meson–Zerfall gehalten werden können. Das bedeutet, aus den beiden Myon–Spuren der C_x–Zerfälle läßt sich ein gemeinsamer Zerfalls–Vertex rekonstruieren, der von dem eines J/ψ–Mesons nicht unterschieden werden kann. Dieser vorgetäuschte Vertex wird im Folgenden als *Fake–Vertex* bezeichnet.

6.11 Zerfallslängen– und Massenverteilungen

Zum Vergleich der Zerfallslängen– und Massenverteilungen der $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ und der $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignisse, die mit einem p_T–Schnitt der beiden Myonen von 0.7 GeV/c [1.0 GeV/c] generiert wurden, wird auch in den den J/ψ–Monte Carlo Ereignisse und in den Daten stets ein Schnitt von 0.7 GeV/c [1.0 GeV/c] auf den Transversalimpuls beider Myonen angewandt. Diese zwei Schnitte werden definiert als

$$\begin{aligned} &\mathit{Schnitt}\,A_{0.7} \quad : p_{T\mu^+} > 0.7\,GeV/c \quad und \quad p_{T\mu^-} > 0.7\,GeV/c \\ &\mathit{Schnitt}\,A_{1.0} \quad : p_{T\mu^+} > 1.0\,GeV/c \quad und \quad p_{T\mu^-} > 1.0\,GeV/c. \end{aligned}$$

Zunächst werden in den $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen (Sample (a), Tab. 6.5) die zwei SLT–Myonspuren ausgewählt und ein gemeinsamer Zerfallsvertex rekonstruiert

(s. Abs. 5.1.6). Die Bildung des Vertex erfolgt ohne Randbedingungen. Eine Randbedingung wäre zum Beispiel zu verlangen, daß der Vertex die J/ψ–Masse aufweisen soll.

Mit den $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen (Sample (c) und (d), Tab. 6.5) wird analog verfahren. Es wird angenommen, daß die SLT–Myonspuren nicht aus $C_x\overline{C}_x$–Zerfällen stammen, also nicht aus zwei verschiedenen Vertizes. Es wird ein gemeinsamer Vertex, ein Fake-Vertex, gebildet. Die Anpassung der Spuren zu einem gemeinsamen Vertex wird auch hier ohne Randbedingungen durchgeführt.

Die $J/\psi \to \mu^+\mu^-$– und $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$–Monte Carlo Ereignissen werden dabei immer mit Minimum–Bias Ereignissen, wie in Abs. 5.4 beschrieben, gemischt.

Die Zerfallslänge ist, wie in Abs 6.8 definiert, der Abstand zwischen dem rekonstruierten J/Ψ– bzw. dem Fake–Vertex und dem nächstgelegenen Primärvertex. Da die rekonstruierten J/ψ–Vertizes fast alle in der Nähe des Tragetdrahtes liegen, (vgl. Abb. 6.12) werden in vielen Fällen eine oder beide Myonspuren des J/ψ–Vertex mit einem Primärvertex assoziiert. Dadurch wird die Positionsbestimmung des Primärvertex beeinflußt. Deswegen werden in diesem Fall die Myonen aus der Liste der Spuren herausgenommen und die Primärvertexsuche wird wiederholt. Die neuen Positionen der Primärvertizes werden dann für die weitere Analyse verwendet. Falls ein Primärvertex nicht wiedergefunden wird, dann wird aus seinen ursprünglichen Spuren unter Nichtbeachtung der Myonspuren eine neue Primärvertexposition ermittelt. Genauso wird mit den rekonstruierten $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen und den Daten verfahren.

Die Masse, die den Sekundärvertizes zugeordnet wird, ergibt sich aus der Vertexanpassung ohne Randbedingungen (Abs. 5.1.6). Das angewandte Verfahren ist für Monte Carlo Ereignisse und Daten identisch.

Die Abbildung 6.12 zeigt die Zerfallslängen– und Massenverteilungen der $J/\psi \to \mu^+\mu^-$– und $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$–Monte Carlo Ereignisse. Die $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse der oberen beiden Abbildungen entstammen dem Monte Carlo Sample (c) ($p_{T\mu^+/\mu^-} > 0.7\,\mathrm{GeV/c}$), die $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse der unteren beiden Abbildungen dem Sample (d) ($p_{T\mu^+/\mu^-} > 1.0\,\mathrm{GeV/c}$) aus Tab. 5.4. Entsprechend wurde in den oberen $J/\psi \to \mu^+\mu^-$– und $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$–Verteilungen Schnitt $A_{0.7}$, in den unteren Schnitt $A_{1.0}$ angewandt. Diese Aufteilung der Abbildungen wird in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels beibehalten.

Die Verteilungen in Abbildung 6.12 sind noch nicht entsprechend der unterschiedlichen Verzweigungsverhältnisse, SLT– und Rekonstruktionseffizienzen normiert, um die Form der beiden Verteilungen besser vergleichen zu können. Die Verteilung der Zerfallslängen der direkten J/ψ–Vertizes ist in etwa symmetrisch um den Nullpunkt. Die $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$–Verteilung ist jedoch nicht symmetrisch, sondern weist vermehrt "positive" Zerfallslängen auf. Auch verläuft die $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$–Verteilung in positiver Richtung insgesamt flacher und es treten vermehrt Zerfallslängen von mehr als 3 mm auf. Die Ereignisse, in denen der Fake–Vertex eine große Zerfallslänge aufweist, werden besonders wichtig, wenn nach J/ψ–Mesonen aus den Zerfällen von b–Hadronen mit Hilfe eines Schnitts auf die J/ψ–Zerfallslänge gesucht wird. Ein typischer Schnitt liegt bei etwa 4 mm (s. Abs. 2.5.3).

Die Verteilung der mit den J/ψ–Vertizes assoziierten, rekonstruierten Massen verläuft symmetrisch um die J/ψ–Masse ($3.096\,\mathrm{GeV/c^2}$ [18]). Die an die J/ψ–Massenverteilung angepaßte Gaußkurve ergibt für die rekonstruierte J/ψ–Masse einen Wert von $(3.097 \pm 0.041)\,\mathrm{GeV/c^2}$.

Die Verteilung der rekonstruierten Massen der Fake–Vertizes der $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse verläuft erwartungsgemäß sehr flach. Hier zeigt sich der Unterschied zwischen den Ereignissen der beiden $c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Sample. Die Ereignisse, die mit einem Myon–p_T–Schnitt von 0.7 GeV/c generiert wurden, weisen die meisten Einträge pro BIN bei etwa 2 GeV/c auf. Auch unterhalb von 1 GeV sind noch eine signifikante Anzahl von Ereignissen vorhanden. Die Verteilung der Massen der Ereignisse, die mit einem p_T–Schnitt von 1.0 GeV/c erzeugt wurden erstrecken sich in etwa von 1 bis 4 GeV/c^2. Die meisten Einträge pro BIN sind bei etwa 2.5 GeV/c^2 vorhanden. Nur relativ wenige Einträge fallen in den Massenbereich der J/ψ–Verteilung. Daher ist zu erwarten, daß ein Selektionsschnitt, der auf einen Bereich um die J/ψ–Masse schneidet, den $c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$–Untergrund effektiv unterdrückt.

Abbildung 6.13 zeigt die gleichen Ereignisse wie die vorherige Abbildung, jedoch wird hier die $c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$–Verteilungen mit $1/(S/B) \approx 1/9$ bzw. $[1/(S/B_{1.0}) \approx 1/49$ (vgl. Abs. 6.10) skaliert, um die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte, SLT– und Rekon-

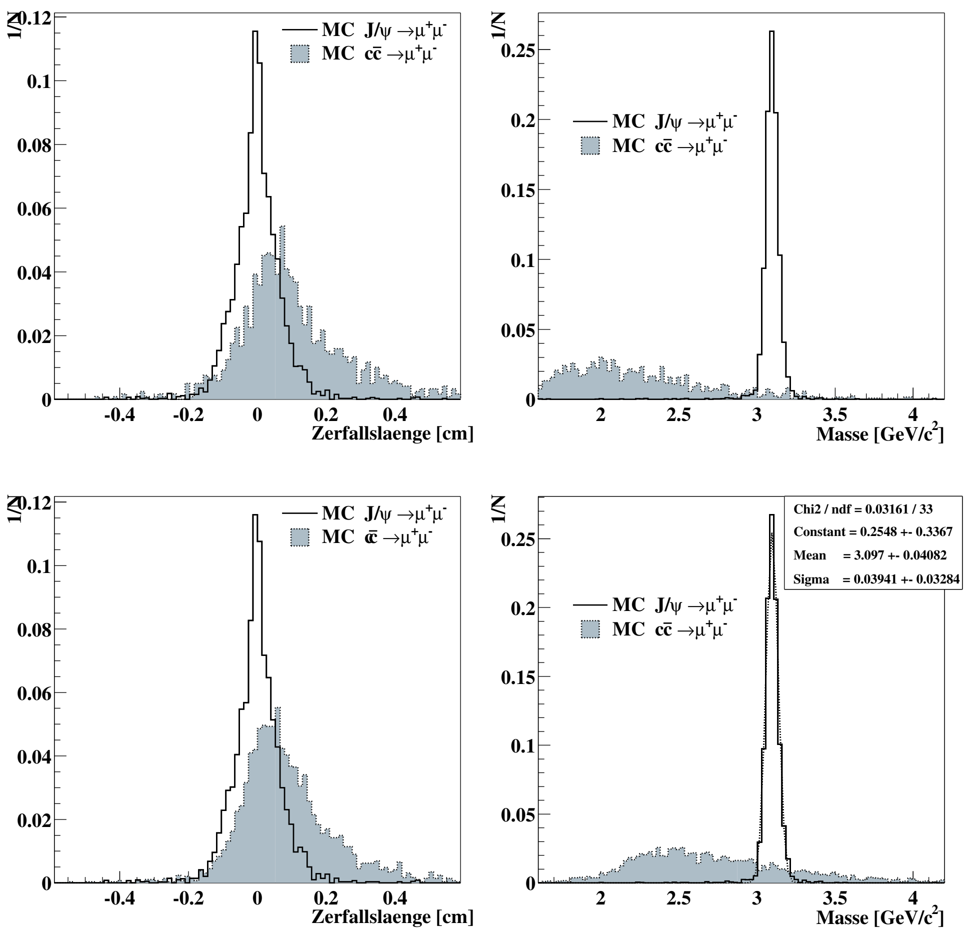

Abbildung 6.12: Zerfallslängenverteilung und Verteilung der invarianten Masse der J/ψ– bzw. Fake–Vertizes in $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$– bzw. $c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$–Monte Carlo Ereignissen. In den oberen zwei Bildern wurde das $c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Sample (c) ($p_{T\mu^+/\mu^-} > 0.7$ GeV/c), in den unteren beiden das Sample (d) ($p_{T\mu^+/\mu^-} > 1.0$ GeV/c) aus Tab. 5.4 verwendet. Entsprechend wurde in den oberen Verteilungen der Schnitt $A_{0.7}$ und den unteren Verteilungen $A_{1.0}$ angewandt.

struktionseffizienzen zu berücksichtigen. In dieser logarithmischen Darstellung der Ver-

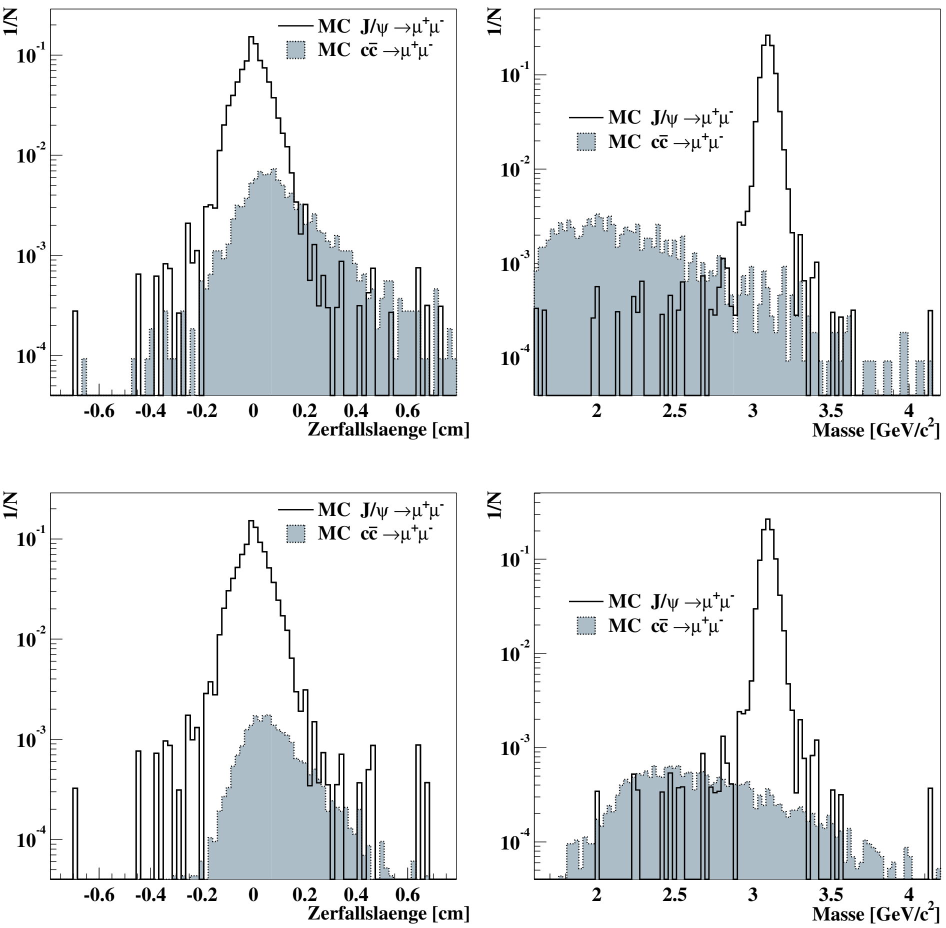

Abbildung 6.13: Wie Abbildung 6.12, jedoch werden hier die $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Verteilungen mit dem Faktor $1/(S/B)$ bzw. $1/(S/B_{1.0})$ (Abs. 6.10) skaliert, sodaß die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte sowie die SLT– und Rekonstruktionseffizienzen in dem Verhältnis der Einträge der beiden Verteilungen sichtbar werden. Zu beachten ist die logarithmische Einteilung der y–Achsen.

teilung wird ein im Verhältnis zu den direkten J/ψ hoher Anteil an Fake–Vertizes mit Zerfallslängen von mehr als 2 mm deutlich. Inwieweit sich dieser Anteil durch geeignete Selektionsschnitte reduzieren läßt, wird in den folgenden Abschnitten untersucht.

Abbildung 6.14 zeigt die Verteilung der Zerfallslängen sämtlicher aus den beiden Myonen gebildeter Vertizes (*Di–Myon–Vertizes*) des $\mu^+\mu^-$–Datensamples (2. Zeile in Tab. 6.2). Die Verteilung ist mit etwa 3 mm sehr breit, was nicht verwunderlich ist, da noch keinerlei Schnitte zur Isolierung des J/ψ–Signals in den Daten verwendet werden und der kombinatorische Untergrund daher noch sehr groß ist.

Die Höhe des Untergrundes in dem $\mu^+\mu^-$–Datensample wird besonders in der Abbildung 6.15 deutlich, die die Verteilung der invarianten Massen der Di–Myon–Vertizes zeigt. Die kinematische “Kante” der Verteilung liegt bei etwa 1.7 GeV/c^2. Deutlich zu erkennen ist das J/ψ–Signal bei etwa 3.08 GeV/c^2 und der exponentiell abfallende Untergrund.

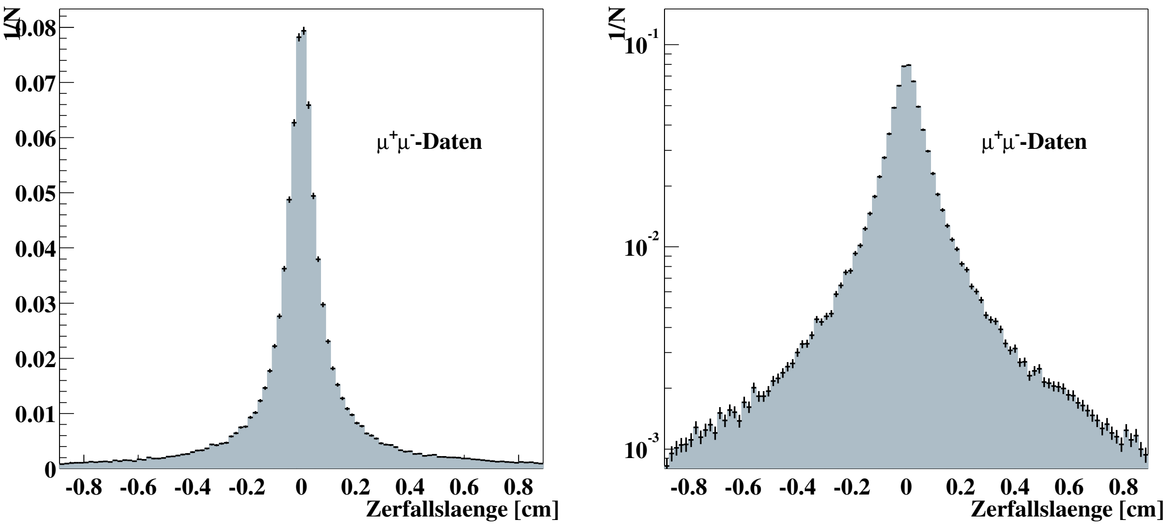

Abbildung 6.14: Verteilung der Zerfallslänge sämtlicher Di–Myon–Vertizes in den Daten, links in linearer Darstellung, rechts logarithmisch aufgetragen.

Das Verhältnis von Signal zu Untergrund unter dem J/ψ–Signal beträgt etwa 1. Auf der anderen Seite der kinematischen Kante sind Signale von ρ/ω– $(0.770/0.782\,\mathrm{GeV/c^2})$ und ϕ–Mesonen $(0.1020\,\mathrm{GeV/c^2})$ erkennbar.

Abbildung 6.16 zeigt den Einfluß der p_T–Schnitte $A_{0.7}$ (obere Abb.) bzw. $A_{1.0}$ (untere Abb.) auf die Verteilung der Zerfallslängen und der invarianten Massen in den Daten. Schnitt $A_{1.0}$ reduziert bereits massiv den kombinatorischen Untergrund.

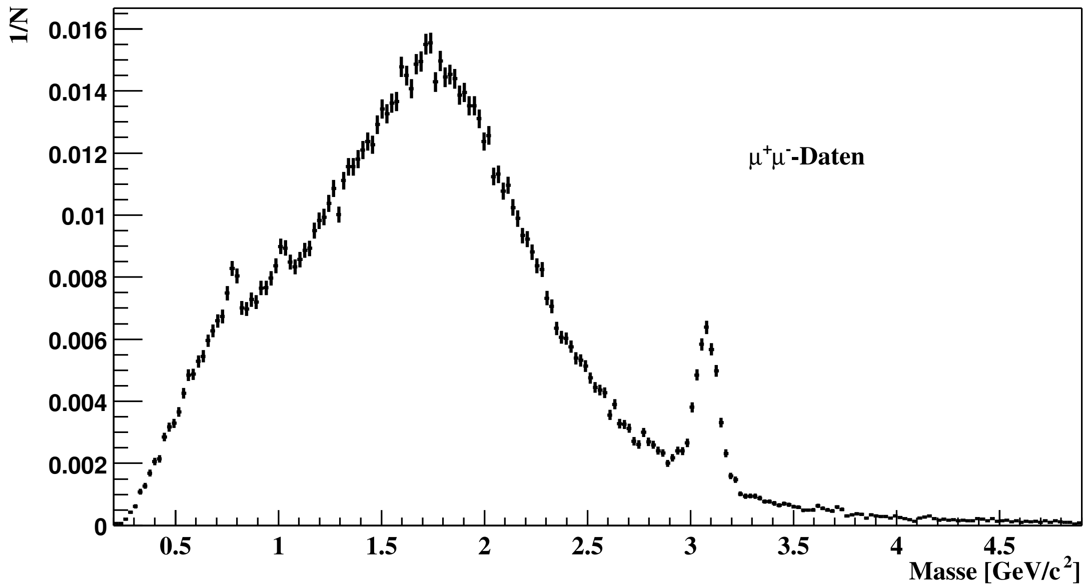

Abbildung 6.15: Verteilung der invarianten Masse sämtlicher Di–Myon–Vertizes in den Daten (Datensample aus Tab. 6.2, 2. Zeile).

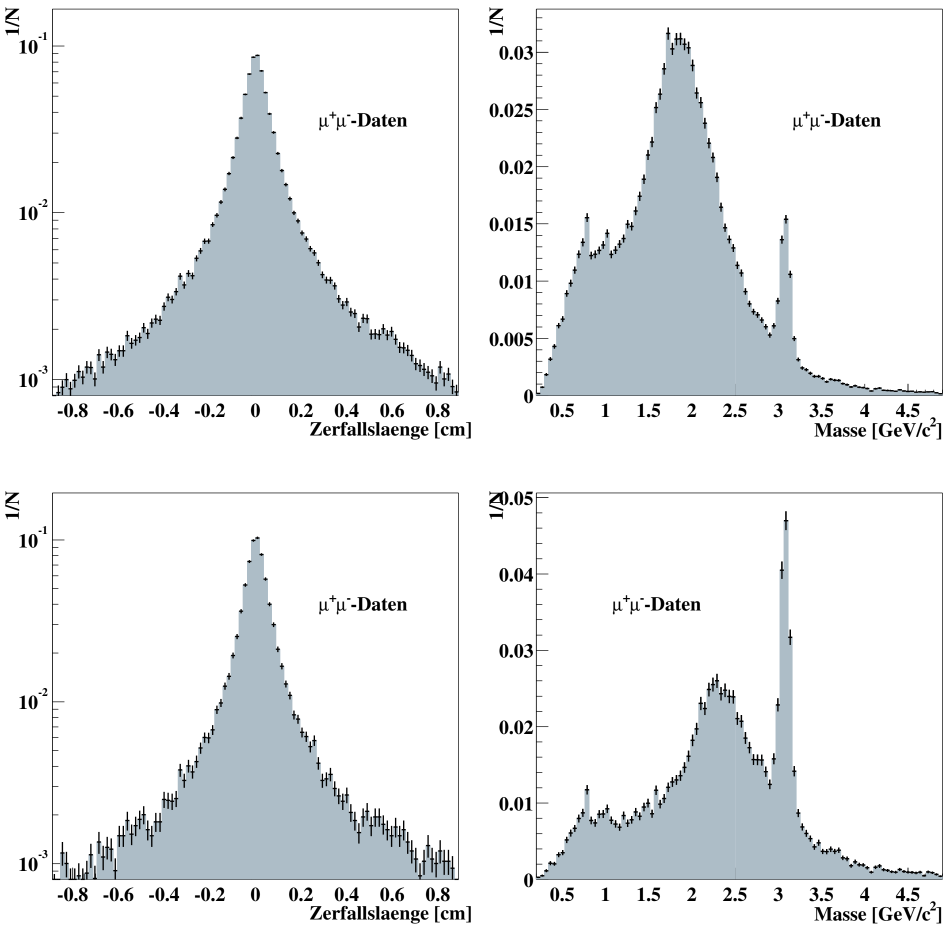

Abbildung 6.16: Zerfallslängen und Massenverteilungen in den Daten. Die Ereignisse erfüllen Schnitt $A_{0.7}$ (obere Abb.) bzw. $A_{1.0}$ (untere Abb.).

6.12 Analyseschnitte

Um das $J/\psi \to \mu^+\mu^-$–Signal in den Daten anzureichern und den $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Untergrund zu unterdrücken, werden verschiedene Analyseschnitte durchgeführt, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

Dabei werden zuerst die in Abs. 6.11 definierten Myon–p_T–Schnitte $A_{0.7}$ bzw. $A_{1.0}$ ausgeführt. Die weitergehenden Analyseschnitte werden dann kumulativ durchgeführt und sind in Tabelle 6.7 aufgelistet.

Schnitt	B	C	D	E
OTR–Treffer	< 8000	$\surd$	$\surd$	$\surd$
RICH–Treffer	< 2000	$\surd$	$\surd$	$\surd$
Myon–μ–Like. [%]	> 40	$\surd$	$\surd$	$\surd$
RICH–μ–Like. [%]	> 1	$\surd$	$\surd$	$\surd$
Di–μ–Masse [GeV/c^2]	> 2	$\surd$	$\surd$	$\surd$
Vertex–$\chi^2/d.o.f.$	–	< 14	$\surd$	$\surd$
$p_{T\mu^+} + p_{T\mu^-}$ [GeV/c]	–	–	> 2.5	$\surd$
Inv. Masse [GeV/c^2]	–	–	–	$2.93 < m < 3.23$

Tabelle 6.7: Angewandte Schnitte. Unter B finden sich die "Qualitätsschnitte". Eine nähere Beschreibung findet sich im Text.

Unter B werden eine ganze Reihe von Schnitten zusammengefaßt, die darauf ausgerichtet sind, Ereignisse guter Qualität auszuwählen Mehr als 8000 Treffer im OTR und mehr als 2000 Treffer im RICH werden nicht erlaubt. Dadurch werden Ereignisse unterdrückt, in denen Kanäle der OTR– und RICH–Systeme falsche Signal liefern, oder die für die sichere Rekonstruktion zu viele Spuren aufweisen.

Die Auswertung der Daten des Myonsystems liefert die Myon–μ–Likelihood, die Wahrscheinlichkeit, daß es sich bei einer Teilchenspur um eine Myonspur handelt (vgl. Abs. 4.3). Entsprechend ergibt auch die Auswertung der Daten des RICH-Systems eine solche Wahrscheinlichkeit, die RICH–μ–Likelihood. Da das RICH–Systems nicht für eine Myonidentifizierung ausgelegt ist, wird hier nur eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit verlangt.

Ferner wird in B noch ein Schnitt auf die aus den Myonspuren ohne Verwendung einer Vertexanpassung berechnete sogenannte Di–Myon–Masse vorgenommen. Es wird verlangt, daß sie mehr als 2 GeV/c^2 beträgt.

In Schnitt C wird auf die Qualität des aus dem Myonspurpaar gebildeten Vertex geschnitten. Es wird verlangt, daß das χ^2 des Vertex kleiner als 14 pro Freiheitsgrad ist. Dadurch werden Spurpaare aussortiert, bei denen die Wahrscheinlich eines gemeinsamen Vertex sehr gering ist.

In Schnitt D wird verlangt, daß die Summe der Transversalimpulse der beiden Myonen mehr als 2.5 GeV/c beträgt. In Schnitt E wird schließlich verlangt, daß die Masse des J/ψ–Vertex, die in der Vertexanpassung *ohne* Randbedingungen bestimmt wird, innerhalb eines Bereich von 2.93 GeV/c^2 bis 3.23 GeV/c^2 um die J/ψ–Masse (3.096 GeV/c^2 [18]) liegt.

Werden die Schnitte B bis E zusätzlich zu Schnitt $A_{0.7}$ $[A_{1.0}]$ verwendet, wird dies durch Indizes verdeutlicht. So bezeichnet beispielsweise $E_{0.7}$ $[E_{1.0}]$ den Fall, bei dem Schnitt $A_{0.7}$ $[A_{1.0}]$ *und* Schnitt $E_{0.7}$ $[E_{1.0}]$ angewandt wurde.

6.13 Effizienzen der Analyseschnitte

In diesem Abschnitt werden die Effizienzen der in Abs 6.12 vorgestellten Schnitte untersucht. Die Effizienz ε_s eines Schnitts ist definiert als $\varepsilon_s = N_n/N_v$, wobei N_v die Anzahl der Ereignisse vor dem Schnitt und N_n die Anzahl der Ereignisse nach dem Schnitt bezeichnet.

Zunächst wird das mit p_T–Schnitt von 0.7 GeV/c generierte $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Sample verwendet. Entsprechend wird als erstes der Schnitt $A_{0.7}$ angewandt und sukzessiv die übrigen Schnitte. Tabelle 6.8 zeigt die erhaltenen Werte. $N_{J/\psi}$ gibt die Anzahl an J/ψ

Schnitt	$N_{J/\psi}$	$\varepsilon_{s,J/\psi}$	$N_{c\bar{c},0.7}$	$\varepsilon_{s,c\bar{c}}$	$\varepsilon_{s,J/\psi}/\varepsilon_{s,c\bar{c}}$	S/B	N_{Daten}
–	2691	1.00	1213	1	1	9	143486
$A_{0.7}$	2662	0.99	1196	0.98	1.0	9	110822
$B_{0.7}$	2136	0.80	516	0.42	1.9	17	11741
$C_{0.7}$	2116	0.79	451	0.37	2.1	19	10293
$D_{0.7}$	2102	0.78	151	0.12	6.5	58	5475
$E_{0.7}$	2085	0.77	34	0.028	27	240	3047

Tabelle 6.8: Effizienzen der einzelnen Schnitte in $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ und $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen und in den Daten bei einem Schnitt auf den Transversalimpuls p_T beider Myonen von 0.7 GeV.

und $N_{c\bar{c},0.7}$ die Anzahl an $c\bar{c}$ Monte Carlo Ereignisse an. Die Anzahl der $\mu^+\mu^-$–Ereignisse in den Daten ist mit N_{Daten} bezeichnet. Die entsprechenden Effizienzen der Schnitte sind $\varepsilon_{s,J/\psi}$ und $\varepsilon_{s,c\bar{c}}$.

Das Signal zu Untergrund Verhältnis S/B (vgl. Abs. 6.10) nach Anwendung eines Schnittes ergibt sich unter Verwendung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte η aus Gl. 6.4 und der entsprechenden SLT–Effizienzen $\varepsilon_{J/\psi}$ aus Gl. 6.7 und $\varepsilon_{c\bar{c}\pm,0}$ aus Gl. 6.5 aus

$$S/B = \eta \cdot \frac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{c\bar{c},0}} \frac{\varepsilon_{s,J/\psi}}{\varepsilon_{s,c\bar{c}}}. \tag{6.11}$$

Im Falle der Verwendung des mit einem p_T Schnitt von 1 GeV/c erzeugten $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignisse erhält man für die Effizienzen der Schnitte $\varepsilon_{s,J/\psi}$ und für S/B in Analogie zum obigen Fall die in Tabelle 6.9 angegebenen Werte. Dabei wurde für $\varepsilon_{c\bar{c}\pm,0}$ nun der Wert aus Gl. 6.6 verwendet.

Bei dieser Vorgehensweise werden die $c\bar{c}$–Ereignisse geringfügig unterschätzt, da der Schnitt im rekonstruierten Transversalimpuls mit dem Schnitt bei der Generierung zusammenfällt. Es können also nur Ereignisse “verlorengehen”, aber keine hinzukommen. Bei den großen Fehlern durch die Normalisierung der Wirkungsquerschnitte kann dies aber vernachlässigt werden.

Schnitt	$N_{J/\psi}$	$\varepsilon_{s,J/\psi}$	$N_{c\bar{c},1.0}$	$\varepsilon_{s,c\bar{c}}$	$\varepsilon_{s,J/\psi}/\varepsilon_{s,c\bar{c}}$	S/B	N_{Daten}
–	2680	1	3033	1	1	–	143486
$A_{1.0}$	2178	0.81	2878	0.94	0.86	41	30963
$B_{1.0}$	1774	0.66	2135	0.70	0.94	45	6580
$C_{1.0}$	1760	0.66	1866	0.61	1.1	53	5877
$D_{1.0}$	1752	0.65	1102	0.36	1.8	86	4375
$E_{1.0}$	1740	0.65	254	0.084	7.7	370	2665

Tabelle 6.9: Effizienzen der einzelnen Schnitte in Monte $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ und $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen und in den Daten bei einem Schnitt auf Transversalimpuls p_T beider Myonen von 1.0 GeV.

6.14 Einfluß der Schnitte auf die Zerfallslängen und Massenverteilungen

Es stellt sich die Frage, wie die verwendeten Schnitte die Zerfallslängen der Di–Myon–Vertizes und die Massenverteilungen der J/ψ–Kandidaten beeinflussen.

In Abbildung 6.17 ist der Einfluß des Schnitts C, d.h. alle “Qualitätsschnitte” und der Vertex–$\chi^2/d.o.f.$–Schnitt (Tab. 6.7) auf die Monte Carlo Ereignisse gezeigt. Die $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Verteilungen sind erneut mit dem Faktor $1/(S/B)$ $[1/(S/B_{1.0})]$ skaliert.

Es ist festzustellen, daß die Fake–Vertizes, die eine Zerfallslänge von mehr als 2 mm aufweisen, nicht überdurchschnittlich reduziert werden, sondern die gesamte Verteilung schrumpft. Ab einer Zerfallslänge von 1 mm wird der Untergrund aus $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignissen signifikant.

Abbildung 6.18 zeigt die Zerfallslängen– und Massenverteilungen der Di–Myon–Vertizes in den Daten bei der Verwendung derselben Schnitte. Die in C enthaltenen Bedingung einer Di–Myon–Masse von mehr als 2 GeV/c^2 verwirft nicht nur Di–Myon–Vertizes, deren Vertexanpassung eine Masse von weniger als 2 GeV/c^2 ergibt. Die Berechnung der invarianten Masse aus den Impulsvektoren der beiden Myonen und der Myonmasse alleine kann andere Werte ergeben als die Berechnung der Masse nach Anpassung der Myonspuren zu einem gemeinsamen Vertex. Dies ist in der Verteilung daran zu erkennen, daß der Schnitt schon etwas oberhalb von 2 GeV/c^2 seine Wirkung entfaltet.

Der kombinatorische Untergrund (größtenteils $\pi^+\pi^-$) mit exponentiellem Verlauf zu dem J/ψ–Signal wird durch den Schnitt bereits stark unterdrückt. Aus der in Abbildung 6.18 gezeigten Massenverteilung kann das Signal zu Untergrund Verhältnis zu etwa 5/1 abgeschätzt werden.

Abbildung 6.19 zeigt die Zerfallslängen– und Massenverteilungen im Monte Carlo nach Anwendung von Schnitt E, der den Schnitt auf die J/ψ–Massenregion enthält. Die $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse werden durch den Schnitt stark reduziert, es finden sich jedoch bei einer Zerfallslänge von mehr als 3 mm einige dieser Ereignisse und in diesem Bereich sind keine J/ψ–Ereignisse mehr vorhanden. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund beträgt im Monte Carlo bei einem Transversalimpulsschnitt von 0.7 GeV/c etwa 240/1.

Abbildung 6.20 zeigt die Zerfallslängenverteilungen der gleichen Vertizes, jedoch *ohne*

Berücksichtigung des entsprechenden Signal zu Untergrundverhältnisses, sodaß die Form der $c\bar{c}$–Verteilung besser zu erkennen ist.

Abbildung 6.21 zeigt die entsprechenden Verteilungen in den Daten. In der Verteilung sind noch 3047 [2665] J/ψ–Kandidaten enthalten. Von dem in der Monte Carlo Simulation erhaltenen Signal zu Untergrund Verhältnis von 240 [370] für den Schnitt $E_{0.7}$ [$E_{1.0}$], sind in den Daten nach Schnitt $E_{0.7}$ [$E_{1.0}$] noch etwa 13 [7] $c\bar{c}$–Ereignisse zu erwarten. Dabei wird implizit davon ausgegangen, daß andere Untergründe, insbesondere der kombinatorische, vernachlässigbar sind.

Verlangt man zusätzlich zu Schnitt $E_{0.7}$ bzw. $E_{1.0}$ eine Zerfallslänge von mehr als 0.1 cm [0.2 cm] *strahlabwärts* vom Target, ergeben sich in Analogie zu Tab. 6.8 die in den Tabellen 6.10 und 6.11 aufgelisteten Signal zu Untergrund Verhältnisse. In den Tabellen ist auch die Anzahl von J/ψ–Kandidaten in den Daten angegeben, die Zerfallslängen von mehr als 0.1 cm [0.2 cm] aufweisen.

Der Untergrund aus $c\bar{c}$–Ereignisse ist also im Bereich größerer Zerfallslängen nicht zu

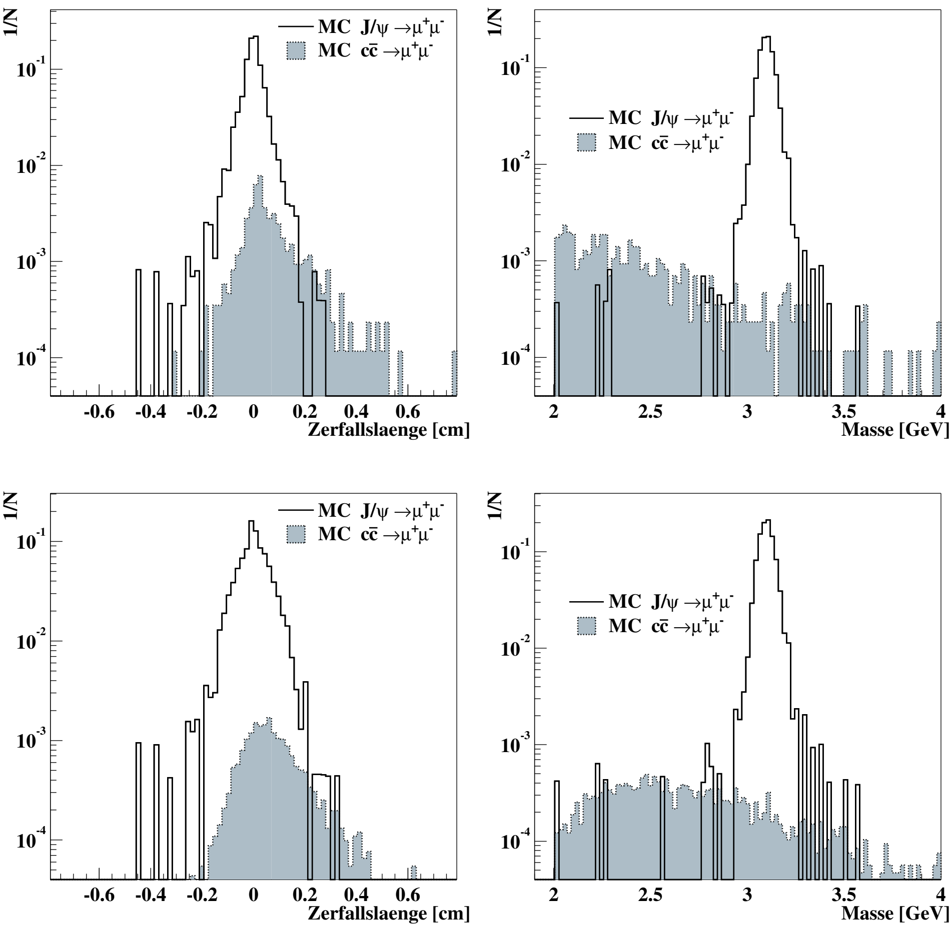

Abbildung 6.17: Zerfallslängen und Massenverteilungen im Monte Carlo. Die Ereignisse erfüllen Schnitt $C_{0.7}$ (obere Abb.) bzw. $C_{1.0}$ (untere Abb.). Die $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Verteilungen wurden mit $1/(S/B)$ [$1/(S/B_{1.0})$] skaliert. Zu beachten ist die logarithmische Einteilung der y–Achsen der Massenverteilungen.

Schnitt	$N_{J/\psi}$	$N_{c\bar{c},0.7}$	S/B	N_{Daten}	A_D [%]
$E_{0.7}$	2085	34	240	3047	100
$+\,d_l > 0.1\,\mathrm{cm}$	48	10	19	150	4.9
$+\,d_l > 0.2\,\mathrm{cm}$	4	2	8	31	1.0

Tabelle 6.10: S/B in der Region strahlabwärts und entfernt vom Target. Die Schnitte auf die Zerfallslänge der J/ψ– und Fake–Vertizes wurden zusätzlich zu Schnitt $E_{0.7}$ ausgeführt und die entsprechenden $c\bar{c}$–Ereignisse verwendet. A_D gibt den Anteil der J/ψ–Kandidaten in den Daten wieder, die nach dem Zerfallslängenschnitt übrigbleiben.

vernachlässigen.

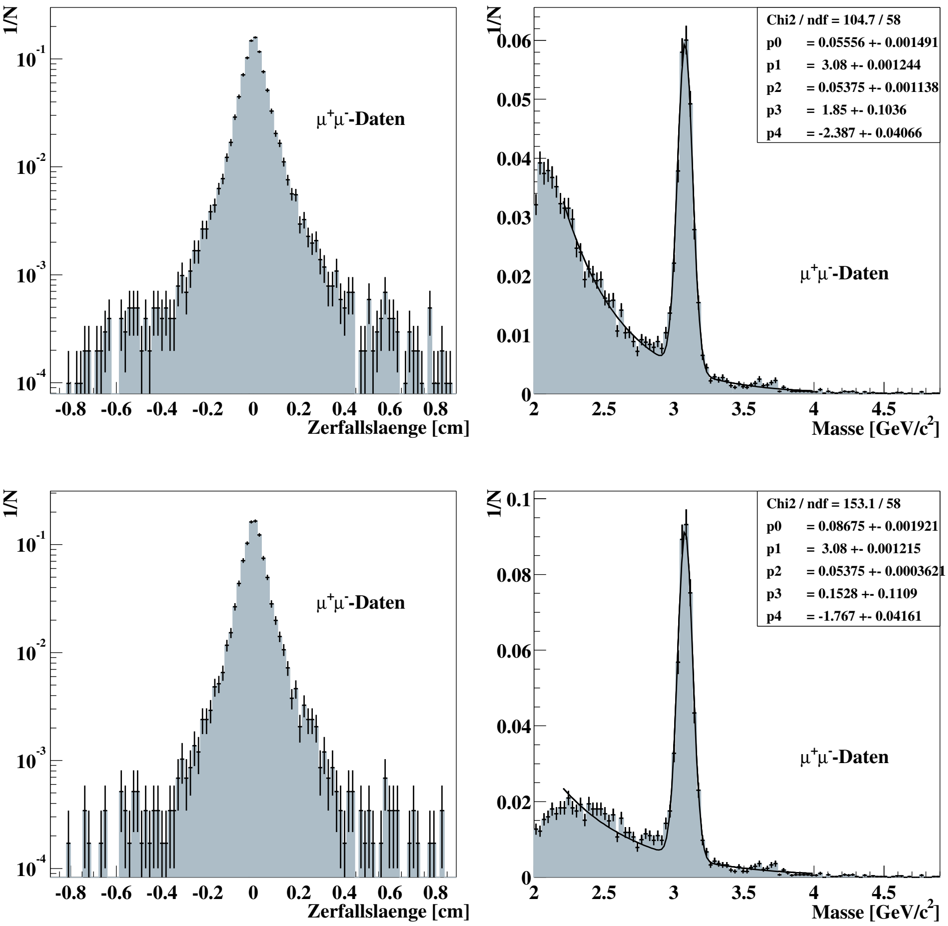

Abbildung 6.18: Zerfallslängen und Massenverteilungen in den Daten. Die Ereignisse erfüllen Schnitt $C_{0.7}$ (obere Abb.) bzw. $C_{1.0}$ (untere Abb.).

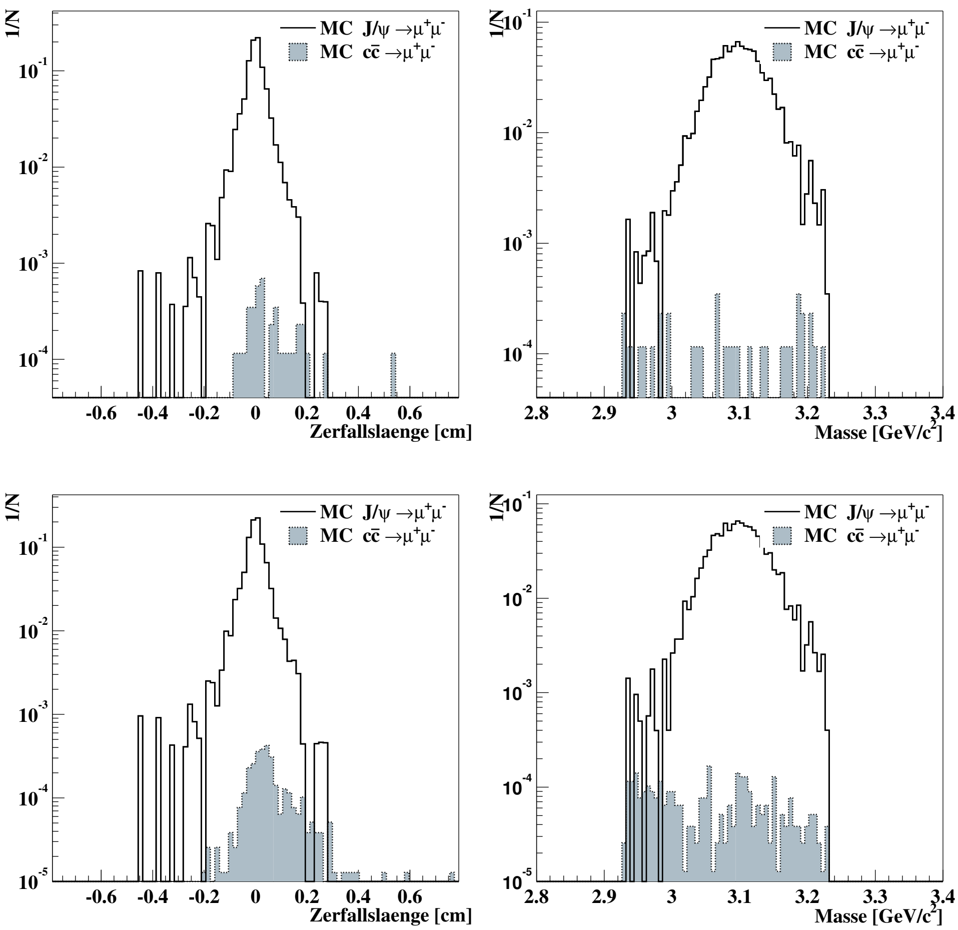

Abbildung 6.19: Monte Carlo Ereignisse, die Schnitt $E_{0.7}$ (obere Abb.) [Schnitt $E_{1.0}$ (untere Abb.)] erfüllen. Die $c\overline{c} \to \mu^+\mu^-$–Verteilungen wurden mit $1/(S/B)$ $[1/(S/B_{1.0})]$ skaliert. Zu beachten ist die logarithmische Einteilung der y–Achsen. In den oberen $c\overline{c}$–Verteilungen sind aufgrund der limitierten MC–Statistik nur 34 Einträge.

Schnitt	$N_{J/\psi}$	$N_{c\overline{c},1.0}$	S/B	N_{Daten}	A_D [%]
$E_{1.0}$	1740	254	370	2665	100
$+\,d_l > 0.1\,\mathrm{cm}$	41	65	34	132	5.0
$+\,d_l > 0.2\,\mathrm{cm}$	3	24	7	27	1.0

Tabelle 6.11: $S/B_{1.0}$ in der Region strahlabwärts und entfernt vom Target. Die Schnitte auf die Zerfallslänge der J/ψ– und Fake–Vertizes wurden zusätzlich zu Schnitt $E_{1.0}$ ausgeführt und die entsprechenden $c\overline{c}$–Ereignisse verwendet. A_D gibt den Anteil der J/ψ–Kandidaten in den Daten wieder, die nach dem Zerfallslängenschnitt übrigbleiben.

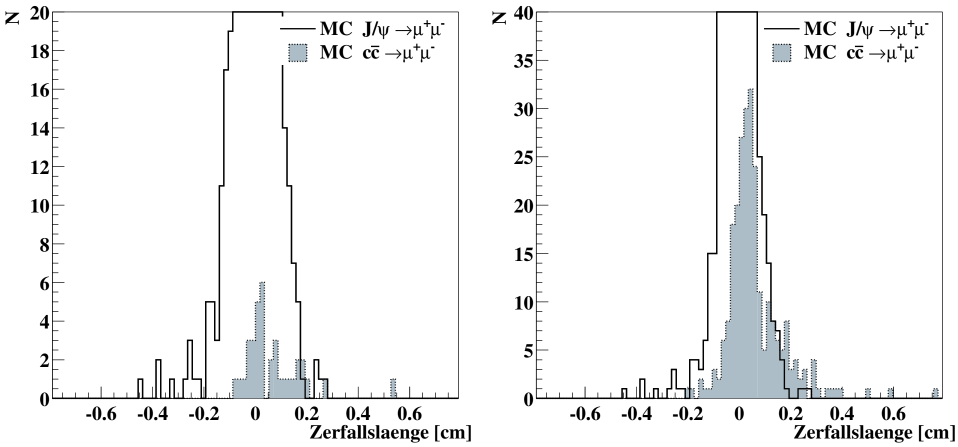

Abbildung 6.20: Monte Carlo Ereignisse, die Schnitt $E_{0.7}$ (links) bzw. Schnitt $E_{1.0}$ (rechts) erfüllen. Um die Form der Verteilungen besser zu erkennen, wurde hier auf eine Skalierung mit dem jeweiligen S/B–Faktor verzichtet. Beide Verteilungen sind auf eine Fläche von 1 normiert.

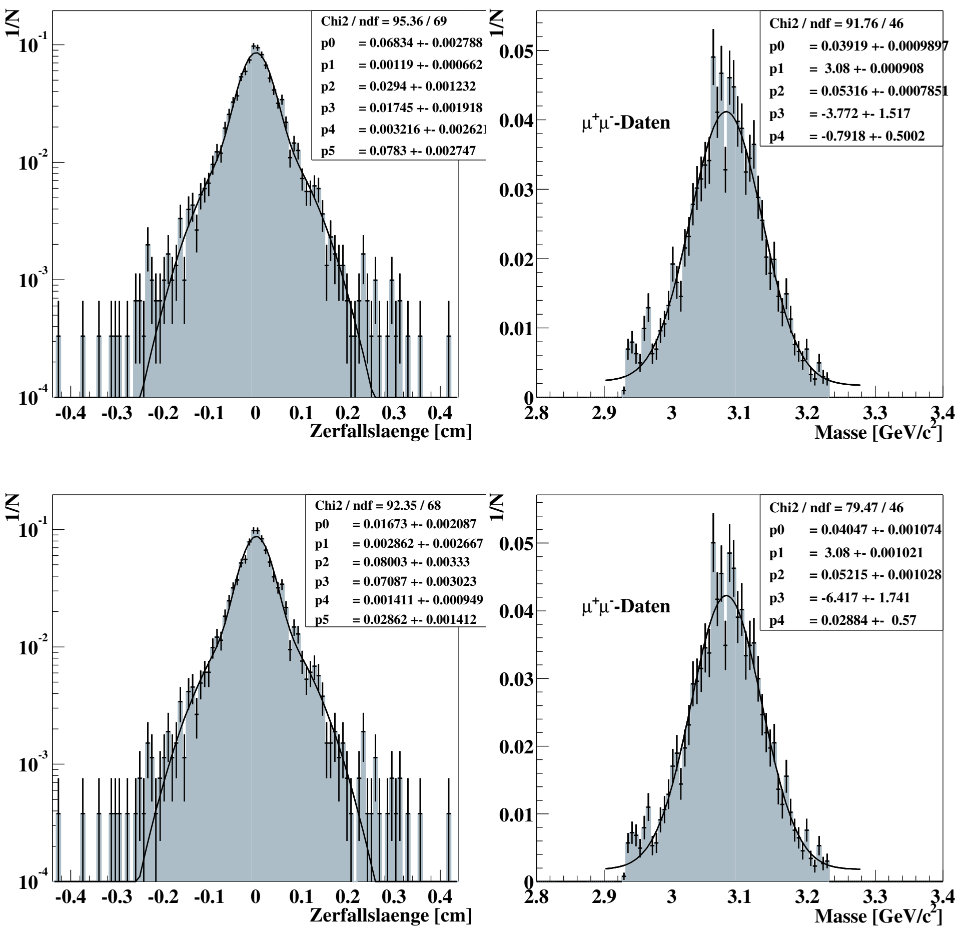

Abbildung 6.21: Zerfallslängen und Massenverteilungen in den Daten. Die Ereignisse erfüllen Schnitt $E_{0.7}$ (obere Abb.) [$E_{1.0}$ (untere Abb.)].

6.15 Suche nach semileptonischen Charm–Zerfällen

Es soll nun in den betrachteten Di–Myon–Daten nach semileptonischen Charm–Zerfällen gesucht werden. Dabei wird zunächst in sämtlichen $\mu^+\mu^-$–Ereignissen gesucht. In den gefundenen Ereignissen werden anschließend die Ereignisse gesondert betrachtete, die nach Analyseschnitt E übrigbleiben.

Bei semileptonischen Charm–Zerfällen ist stets ein Neutrino beteiligt, welches nicht rekonstruiert werden kann. Der Impuls des Neutrinos fehlt also dem rekonstruierten Ereignis und die aus den übrigen Teilchen berechnete invariante Masse ist nicht gleich der Masse des Charm–Teilchens.

Die Suche wird auf $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ und die ladungskonjugierten $D^- \to K^+\pi^-\mu^-\overline{\nu}_\mu$ Zerfälle beschränkt. Dieser Kanal wurde ausgewählt, weil er drei nachweisbare Spuren im Detektor aufweist und innerhalb der betrachteten semileptonischen "3–Spur" Zerfälle mit 3.2 % eines der größten Verzweigungsverhältnisse aufweist. Außerdem verläuft der größte Teil des $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfalls resonant, via $D^+ \to \overline{K}^*(892)^0\mu^+\nu_\mu$, wobei das $\overline{K}^*(892)^0$ in nahezu 100 % der Fälle in $K^-\pi^+$ zerfällt [18]. Das bedeutet, daß die invariante Masse des rekonstruierten $K^-\pi^+$–Paares gleich der $\overline{K}^*(892)$–Masse sein muß. Das Verhältnis von nicht resonanten zu resonanten $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Ereignissen beträgt nur 0.083 ± 0.029 [18]. Der $D^+ \to \overline{K}^*(892)^0\mu^+\nu_\mu$ Zerfall wurde z.B. von den Experimenten ACCMOR [135] und E687 [136] untersucht. Die Signatur des Zerfalls ist

- Kaon und Pion mit gegensätzlicher Ladung.
- Kaon und Myon mit gegensätzlicher Ladung.
- Die Gesamtladung von Kaon, Pion und Myon ist ± 1.
- Die invariante $K\pi$–Masse ist mit der $K^*(892)^0$–Masse verträglich.
- Kaon, Pion und Myon weisen einen gemeinsamen Vertex strahlabwärts und entfernt vom Primärvertex auf.

Das Verzweigungsverhältnis von $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ zu allen D^+/D^- Ereignissen beträgt 0.032 ± 0.004 [18]. Das Verhältnis von $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ zu allen semileptonischen $D^+ \to \mu^+ + X$–Zerfällen kann aufgrund fehlender Messungen nur indirekt abgeschätzt werden. Das Verhältnis von $D^+ \to e^+ + X$ zu sämtlichen D^+–Zerfällen beträgt 0.172 ± 0.019 [18]. Für Myonen liegt dieser Wert nicht vor. Die Verzweigungsverhältnisse für alle semileptonischen Charm–Zerfälle sind $\Gamma(c \to e^+X)/\Gamma(\mathrm{total}\, c) = 0.103 \pm 0.009$ und $\Gamma(c \to \mu^+X)/\Gamma(\mathrm{total}\, c) = 0.085 \pm 0.007$. In der in dieser Arbeit verwendeten Simulation fragmentieren die c–Quarks in etwa 90 % der Fälle in D–Zustände (Abs. 6.3). Daher wird angenommen, daß sich D wie c insgesamt verhält und der Wert für $\Gamma(D^+ \to e^+ + X)/\Gamma(\mathrm{total}\, D^+)$ mit dem Verhältnis

$$\frac{\Gamma(c \to \mu^+X)}{\Gamma(c \to e^+ + X)} = \frac{0.085 \pm 0.007}{0.103 \pm 0.009} = 0.82 \pm 0.01$$

multipliziert um eine Abschätzung für das Verhältnis $\Gamma(D^+ \to \mu^+ + X)/\Gamma(\text{total}\, D^+)$ zu erhalten. Es ergibt sich $\Gamma(D^+ \to \mu^+ + X)/\Gamma(\text{total}\, D^+) = 0.14 \pm 0.02$ und das Verhältnis

$$\frac{\Gamma(D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu)}{\Gamma(D^+ \to \mu^+ + X)} = \frac{0.032 \pm 0.007}{0.14 \pm 0.02} = 0.23 \pm 0.03.$$

Nach Schnitt $E_{0.7}$ sind noch 3047 $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse in den betrachteten Daten vorhanden. Ausgehend von der Effizienz $\varepsilon_{s,J/\psi} = 0.77$ (Tab. 6.8) des Schnittes $E_{0.7}$ für $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignisse, werden insgesamt $3047/\varepsilon_{s,J/\psi} \approx 3960$ $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Zerfälle in den Daten erwartet. Ohne die Analyseschnitte ist S/B gleich 9 (Tab. 6.8) und es werden etwa $3960/9 = 440$ $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse erwartet. Nach Schnitt $E_{0.7}$ sinkt die Anzahl auf etwa 17 ($S/B = 240$).

Wie bereits erwähnt sind 90 % der Charm–Teilchen in der Simulation D–Zustände. Die Wahrscheinlichkeit zwei D–Mesonen zu erhalten, liegt also bei etwa 0.81. Die Wahrscheinlichkeit, daß keines der Charm–Teilchen ein D ist, liegt bei $(1-0.9)^2 = 0.01$. Es werden also $440 \cdot 0.81 \approx 356$ mal zwei D–Mesonen und $440 \cdot 0.18 \approx 79$ mal ein D im Ereignis erwartet, was insgesamt etwa 800 $D \to \mu + X$ Zerfälle ergibt.

Unter der Voraussetzung, daß die Auswahl des SLT die Verzeigungsverhältnisse nicht verschiebt, kann eine weitere Abschätzung vorgenommen werden. Etwa die Hälfte der D–Mesonen sind D^+/D^-. Damit würden also etwa $800 \cdot 0.5 \approx 400$ $D^\pm \to \mu^\pm + X$ in den Daten erwartet. Daraus ergäben sich etwa $400 \cdot 0.23 = 92$ $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ und $D^- \to K^+\pi^-\mu^-\overline{\nu}_\mu$ Ereignisse. Eine echte Abschätzung erfolgt später unter Berücksichtigung der Auswahl durch den SLT mit Hilfe des Monte Carlos.

6.15.1 Rekonstruktionseffizienzen

Spureffizienz

Es wird nun in der Simulation untersucht, wie häufig die Kaon–, Pion– und Myonspuren des $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$–Zerfalls rekonstruiert werden können. Der ladungskonjugierte Zerfall wird nun nicht mehr explizit angegeben sondern stets mit einbezogen. Ohne die SLT–Simulation ergeben sich die in Tab. 6.12 angegebenen Effizienzen eine bzw. mehrere Spuren zu rekonstruieren. Die Kaonen weisen die niedrigste Spureffizienz auf. Die Effizi-

Teilchen	*Spureffizienz*
Kaon	54 %
Pion	61 %
Myon	69 %
$K\pi$	41 %
$K\pi\mu$	32 %

Tabelle 6.12: Effizienzen der Rekonstrukion der Spuren aus dem $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$–Zerfall *ohne* den Einfluß des SLT. Auch die Effizienz, die Kaon– *und* die Pionspur sowie alle drei Spuren zu rekonstruieren ist angegeben.

enz, die Kaon–, Pion– und Myonspur des Zerfalls zu rekonstruieren liegt bei 32 %. Die

Rekonstruktionseffizienz für Myonspuren ist im Falle der $\mu^+\mu^-$–Daten nicht relevant, da jedes der ausgewählten Ereignisse bereits zwei rekonstruierten Myonspuren aufweist.

Betrachtet man nur die Ereignisse, die vom SLT akzeptiert werden, werden die in Tab. 6.13 angegebenen Spureffizienzen erreicht. Es zeigt sich, daß hier wesentlich höhere

Teilchen	*Spureffizienz*
Kaon	66 %
Pion	78 %
Myon	94 %
$K\pi$	55 %
$K\pi\mu$	53 %

Tabelle 6.13: Effizienzen der Spurrekonstrukion in den vom SLT akzeptierten Ereignissen. Auch die Effizienz die Kaon– *und* die Pion–Spur sowie alle drei Spuren zu rekonstruieren ist angegeben.

Spureffizienzen für alle drei Teilchenarten erziehlt werden. Die hohe Effizienz von 94 % für die Myonspuren ist erklärbar durch die Auslegung des Ereignisfilters, Myonspuren mit vergleichsweise hohem Transversalimpuls auszuwählen. Zudem werden Topologien ausgewählt, in denen die Kaon– und Pionspuren häufiger rekonstruiert werden.

Effizienz der Teilchenidentifikation

Die hier verwendete Teilchenidentifikation (Abs. 5.1.5) stützt sich auf die Informationen des RICH– und des Myon–Systems und liefert für eine Spur die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Teilchenhypothese. Jeder rekonstruierten Spur, die eine Signatur im RICH hinterläßt, wird versucht, eine Teilchenart zuzuweisen. Dazu werden die in Tab. 6.14 gegebenen Schnitte verwendet. Im Falle einer im SLT als Myon bezeichneten Spur wird

Teilchen	$like_{RICH}$
Kaon	60 %
Pion	30 %
Proton	30 %
Myon	99 %
Elektron	99 %

Tabelle 6.14: Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit $like_{RICH}$ vom RICH für die verschiedenen Teilchenhypothesen.

auch dann das Teilchen als Myon identifiziert, wenn aus den Daten des Myon–Systems für die Myonhypothese eine Wahrscheinlichkeit $> 40\,\%$ errechnet wird.

Die Effizienz der Teilchenidentifikation wurde anhand der SLT–akzeptierten und rekonstruierten Monte Carlo Ereignisse untersucht. Es wurden die $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$–Ereignisse in den Datensätzen d) und e) aus Tab.6.5 verwendet. Die beiden Myonen aus den C_x–Teilchen dieser Ereignisse wurden mit einem p_T–Schnitt von 0.7 GeV/c generiert. Tabelle 6.15 zeigt die Effizienzen der Identifikation der Kaonen, Pionen und Myonen des Zerfalls $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ unter der Voraussetzung, daß die jeweilige Spur rekonstruiert ist. Auch die Häufigkeiten einer Fehlidentifizierung sind angegeben.

	rekonstruiert als					
Teilchen	*Kaon*	*Pion*	*Myon*	*Proton*	*Elektron*	*keine ID*
Kaon	<u>36 %</u>	4.3 %	2.6 %	14.5 %	2.6 %	40 %
Pion	0.7 %	<u>28 %</u>	12 %	3.0 %	3.7 %	52 %
Myon	0 %	0 %	<u>94 %</u>	1.9 %	0 %	4.1 %

Tabelle 6.15: Effizienz der Teilchenidentifikation (*ID*) für Kaonen, Pionen und Myonen des Zerfalls $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$. Die unterstrichenen Werte geben an, wie häufig ein Teilchen richtig identifiziert wurde. Die übrigen Werte zeigen die Häufigkeit einer *falschen* oder überhaupt keiner Identifikation der jeweiligen Spur.

Aufgrund der Ereignisauswahl durch den SLT werden die meisten Myonen ($\approx$ 94 %) richtig identifiziert. Ein kleiner Teil ($\approx$ 2 %) wird fälschlicherweise als Proton identifiziert. Etwa 4.5 % der Myonen konnte keine Teilchenart zugewiesen werden. In diesen Fällen ist auch die Wahrscheinlichkeit, die das Myonsystem für eine Myonhypothese liefert, unter dem angewandten Schnitt von 40 %.

Die Effizienz, die Kaon– *und* Pionspur richtig zu identifizieren ist $\varepsilon_{K\pi} = 0.36 \cdot 0.28 \approx 0.10$. Für Kaon–, Pion– *und* Myonspur ergibt sich eine nur wenig geringere Effizienz von $\varepsilon_{K\pi\mu} = 0.10 \cdot 0.94 = 0.094$. da die Myonspur in den betrachteten Ereignissen fast immer identifiziert werden konnte.

Da es sich bei den meisten Teilchen bei HERA–B um Pionen handelt, werden im Suchalgorithmus alle Spuren, die keine Teilchenidentifikation aufweisen, als Pionen angesehen. 52 % der Pionen haben keine Identifikation. Da diese aber als Pionen angenommen werden, ergibt sich eine weitaus höhere Effizienz für die Pionidentifikation von $28\,\% + 52\,\% = 80\,\%$.

Die Effizienz für die Identifikation des $K\pi$–Spurpaares erhöht sich damit auf $\varepsilon_{K\pi} = 0.36 \cdot 0.80 \approx 0.29$ und für alle drei Spuren ergibt sich $\varepsilon_{K\pi\mu} = 0.36 \cdot 0.80 \cdot 0.94 \approx 0.27$.

Es stellt sich die Frage, wieviele aller als Kaonen identifizierten Teilchen wirklich Kaonen sind. Gleiches gilt für Pionen und Myonen. Tabelle 6.16 zeigt die Anteile für sämtliche identifizierten K, π und μ in allen $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignissen der Datensätzen d) und e) aus Tab.6.5.

Pionen, die als solche identifiziert wurden, sind zu einem hohen Prozentsatz ($\approx$ 95 %) auch wirklich Pionen. Werden alle Teilchen, die nicht identifiziert wurden, als Pionen angesehen, verringert sich der Anteil der richtig identifizierten Pionen um etwa 17 % und hat etwa den Wert für Kaonen und Myonen, etwa 77 %. Durch die Annahme steigt aber die Anzahl der "identifizierten" Pionen um eine Faktor 3. Ohne die Annahme würden also zuviele echte Pionspuren nicht erkannt. Ein Nachteil ist, daß nun die 40 % (Tab. 6.15) nicht identifizierte Kaonen des Zerfalls $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ als Pionen angesehen werden. Im Mittel finden sich etwa 23 mal mehr identifizierte Pionen als Kaonen in den Ereignissen.

Teilchen ID	*wahr*	*falsch*
Kaon	76.0 %	24.0 %
Pion	95.2 %	4.8 %
Pion extra	77.8 %	22.2 %
Myon	77.5 %	22.5 %

Tabelle 6.16: Anteile, die zeigen, wie häufig die Identifikation einer Spur richtig oder falsch ist. Dabei werden sämtliche identifizierte K, π und μ in den $c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignissen der Datensätzen d) und e) aus Tab.6.5 verwendet. *Pion extra* ergibt sich, wenn alle nicht identifizierten Spuren als Pion angesehen werden.

6.15.2 Selektionsschnitte

Im Suchalgorithmus werden einige Spur– und Vertexschnitte implementiert, die nun diskutiert werden.

Vertexschnitte

Die grundlegende Methode um kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken, ist eine signifikante Trennung von Primär– und weiter strahlabwärts liegendem Sekundärvertex zu verlangen [136].

Abbildung 6.22 zeigt den Abstand der rekonstruierten $K\pi\mu$–Vertizes vom nächstgelegenen Primärvertex in der Simulation. Etwa 14 % der $K\pi\mu$–Vertizes sind strahlaufwärts

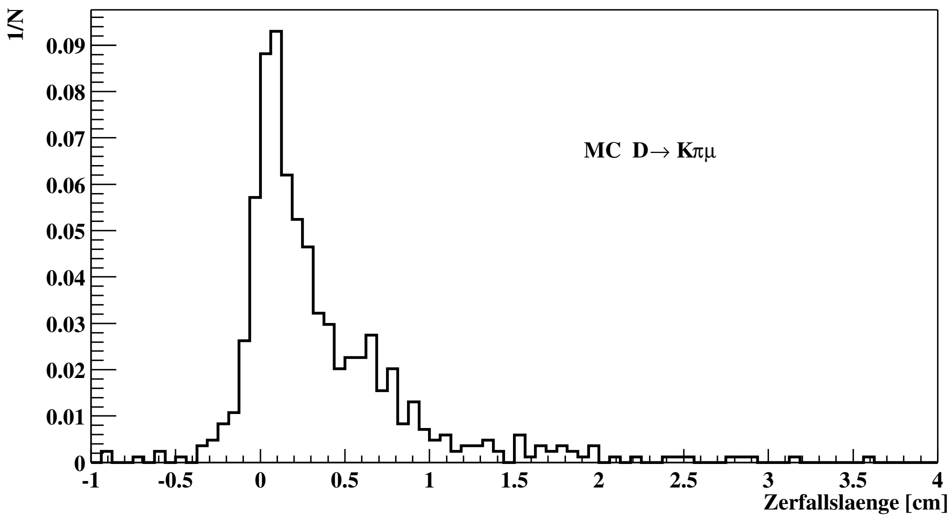

Abbildung 6.22: Verteilung der Zerfallslängen der rekonstruierten D^+ und D^- in Monte Carlo Ereignissen. Gemessen wird der Abstand zwischen $K\pi\mu$–Vertex und dem nächstgelegenen Primärvertex.

(Zerfallslänge < 0) rekonstruiert worden. Der Mittelwert der Verteilung im Bereich > 0

liegt bei etwa 0.44 cm. Ein Vertex wird im folgenden akzeptiert, wenn er sich mehr als 0.2 cm strahlabwärts vom Primärvertex befindet. Dies trifft auf 53.6 % der Vertizes der Verteilung zu. Die Betrachtung der J/ψ–Vertizes in den Daten hat gezeigt, daß nur 1.0 % (Tab. 6.10) der J/ψ–Vertizes solche Separation zeigen.

Anstelle des Abstands vom Primärvertex kann auch der Abstand geteilt durch den Fehler des Abstands verwendet werden. Abbildung 6.23 zeigt den Zusammenhang der Trennung von Sekundär– und Primärvertex in σ und der Zerfallslänge. Mit zunehmender

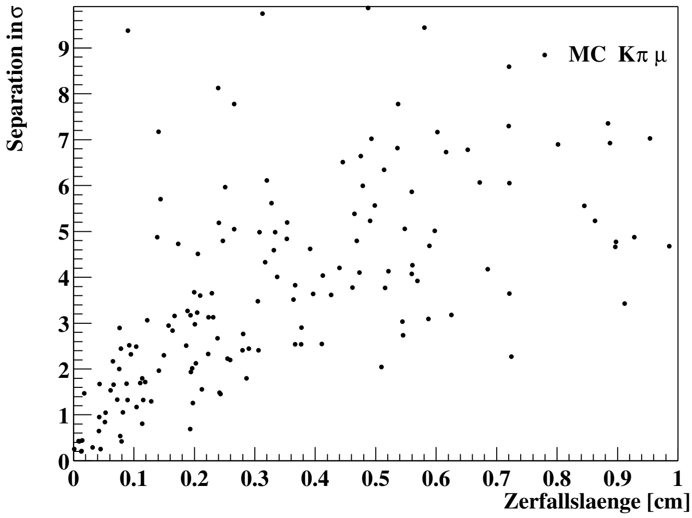

Abbildung 6.23: Korrelation der Separation der $K\pi\mu$–Vertizes in σ und der Zerfallslänge in rekonstruierten Monte Carlo Ereignissen.

Zerfallslänge nimmt auch die Separation in σ zu. Unterhalb von 0.2 cm sind nur wenige Einträge mit einer Separation von mehr als $4\,\sigma$ vorhanden. Um die wenigen Vertizes mit einem Abstand von weniger als 0.2 cm aber guter σ–Separierung nicht zu verwerfen, werden auch solche Vertizes akzeptiert, die eine Trennung vom Primärvertex von mehr als $4.5\,\sigma$ aufweisen. Von den betrachteten Vertizes erfüllen 59.6 % entweder den Schnitt $Zerfallslänge > 0.2\,\mathrm{cm}$ oder den Schnitt $Separation > 4.5\,\sigma$.

Impaktparameterschnitt

Abbildung 6.24 zeigt die Verteilung der Impaktparameter von Kaonen–, Pionen und Myonenspuren aus dem gesuchten Zerfall zum Primärvertex. Myonen und Pionen weisen eine einander ähnliche Verteilung auf. Die Verteilung der Impaktparameter der Kaonen verläuft etwas steiler. Das Maximum der Verteilungen liegt bei etwa 70 μm. Es liegen aber noch etwa 20 % der Einträge der Kaonen unterhalb von 70 μm, für die Myonen und Pionen sind es 15 %. Da auch die Aufösung der Primärvertizes (Abs. 6.7) in der Ebene senkrecht zum Strahl in der Größenordnung von 70 μm liegt, wird im Suchalgorithmus nicht verlangt, daß der Impaktparameter der Spuren größer als eine festgelegte Grenze ist.

Da aber nur sehr wenig Spuren einen Impaktparameter von mehr als 0.5 cm aufweisen, wird im Suchalgorithmus verlangt, daß die Impaktparameter der Spuren weniger als 0.5 cm

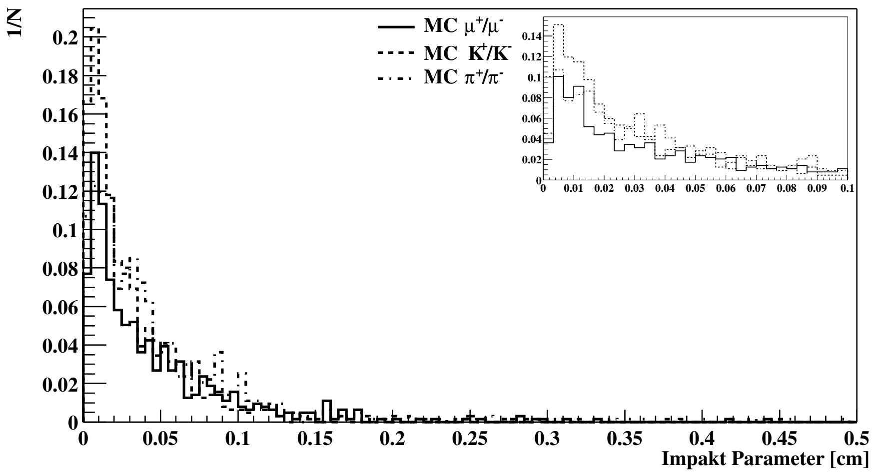

Abbildung 6.24: Verteilung der Impaktparameter der Kaon–, Pion– und Myonspuren zum Primärvertex in rekonstruierten und vom SLT akzeptierten Monte Carlo Ereignissen (Myon–p_T–Schnitt von 0.7 GeV/c). Der Ausschnitt zeigt den den Bereich bis 0.1 cm.

betragen müssen. Dadurch werden Spuren, die nicht mit dem betrachteten Zerfall assoziert sind und möglicherweise von einer anderen Primärwechselwirkung stammen, verworfen. Der Schnitt < 0.5 cm ist sehr "weich", um möglichst wenige potentielle $K\pi\mu$–Vertizes schon vorzeitig zu verwerfen. In 99 % der Ereignisse sind passieren alle drei Spuren diesem Schnitt. Um in den gefundenen $K\pi\mu$–Vertizes den Untergrund weiter zu verringern, ist ein Schnitt < 0.2 cm sinnvoll. Diesen Schnitt überleben 97 % der Kaonen, 94 % der Pionen und 96 % der Myonen. Die Effizienz des Schnittes für alle drei Spuren beträgt 87.5 %. Der Schnitt wird im folgenden mit $ip_{K,\pi,\mu<0.2}$ bezeichnet.

Abbildung 6.15.2 zeigt die Korrelation zwischen dem größten Impaktparameter ip_{max} der drei Spuren K, π und μ und der Zerfallslänge der $K\pi\mu$–Vertizes. In 25 % der Fälle weist das Kaon den größten Impaktparamter auf, in 54 % der Fälle ist es das Pion, der Rest fällt auf das Myon. Es zeigt sich, daß erwartungsgemäß mit zunehmender Zerfallslänge auch ip_{max} im Mittel größer wird. Dies Verhalten wird jedoch erst ab einer Zerfallslänge von etwa 0.5 cm deutlich erkennbar. Im Bereich von 0.2 cm bis 0.5 cm scheinen die Einträge eher gleichverteilt zu sein. 94 % aller ip_{max}–Werte sind größer als 0.01 cm. Es bietet sich deshalb an von den *gefundenen* $K\pi\mu$–Vertizes zu verlangen, daß mindestens eine der drei Spuren einen Impaktparameter zum Primärvertex von mehr als 0.01 cm aufweist. Dieser Schnitt wird mit $ip_{max>0.01}$ bezeichnet.

Um sicherzustellen, daß die drei Spuren mit der Annahme eines gemeinsamen Vertex verträglich sind, wird die Wahrscheinlichkeit (*Probability*) des χ^2 der Vertexanpassung verwendet. Die Wahrscheinlichkeit muß mehr als 0.1 % betragen, damit ein Vertex akzeptiert wird. In den $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Monte Carlo Ereignissen erfüllen 86 % der Vertizes diese Kriterium. Der in Abs. 6.13 verwendete Schnitt bei einem $\chi^2/d.o.f.$ von 14 würde hier 90.4 % der Vertizes passieren lassen.

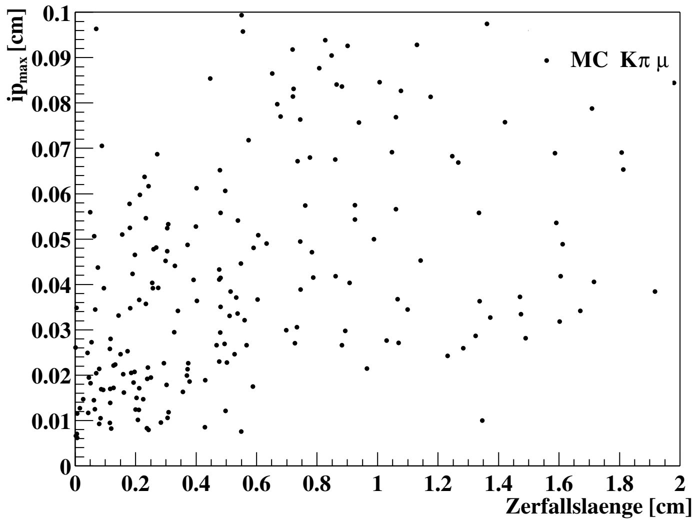

Abbildung 6.25: Korrelation zwischen dem maximalen Impaktparameter ip_{max} der drei Spuren K, π und μ zum Primärvertex und der Zerfallslänge in den rekonstruierten und vom SLT akzeptierten Monte Carlo Ereignissen.

Massenschnitte

Abbildung 6.26 oben zeigt die invariante $K\pi$– und $K\pi\mu$–Masse in rekonstruierten Monte Carlo Ereignissen. Unten finden sich die gleichen Verteilungen für die vom SLT–akzeptierten Ereignisse. Der Mittelwert (0.895 GeV/c^2) der rekonstruierten $K\pi$–Masse liegt etwas oberhalb von der K^{*0}–Masse von 0.892 GeV/c^2. Die invariante $K\pi\mu$–Masse ist im Bereich von etwa 0.9 GeV/c^2 bis zur D^+–Masse von 1.869 GeV/c^2 verteilt. Der Mittelwert liegt bei etwa 1.35 GeV/c^2. Der Vergleich mit den SLT–akzeptierten Ereignissen zeigt, daß aufgrund der SLT–Auswahl von Myonen mit hohem Transversalimpuls weniger Impuls für das Neutrino verbleibt und sich die $K\pi\mu$–Massenverteilung zugunsten größerer Massen verschiebt. Der Mittelwert liegt nun bei etwa 1.51 GeV/c. Die $K\pi$–Massenverteilung bleibt, von der geringeren Statistik abgesehen, nahezu unverändert.

Aufgrund der Massenverteilungen wird bereits im Suchalgorithmus verlangt, daß die invariante $K\pi\mu$–Masse zwischen 1.0 GeV/c^2 und 1.9 GeV/c^2 liegen muß. Für die $K\pi$–Masse wird nur verlangt, daß sie unterhalb von 2.0 GeV/c^2 liegen muß, um die Anzahl der $K\pi$–Kandidaten nicht vorzeitig zu sehr zu verringern. In den gefundenen Ereignissen kann dann später eine $K\pi$–Masse im Bereich der $K^*(892)^0$–Masse verlangt werden. Die Anpassung einer Gaußfunktion an die $K\pi$–Massenverteilung in Abb. 6.26 oben ergibt ein Sigma von $\sigma = 0.042$ GeV/c^2. Als erlaubtes Massenfenster um die $K^*(892)^0$–Masse wird eine Fenster der Breite $\pm 2\sigma$ gewählt (0.808 bis 0.976 GeV/c^2). 81 % der $K\pi$–Vertizes liegen innerhalb dieses Fensters.

6.15.3 Suchalgorithmus

Der entwickelte Suchalgorithmus orientiert sich an der bereits beschriebenen Signatur des $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfalls und den diskutierten Schnitten. Er umfaßt die folgenden Schritte:

- Den rekonstruierten Spuren [1] wird, wenn möglich, wie in Abs. 6.15.1 beschrieben, eine Teilchenart zugewiesen. Spuren, bei denen dies nicht möglich ist, werden als Pionen angesehen. Die identifizierten Kaonen–, Pionen– und Myonspuren werden in Listen gefüllt.

- Finden sich die SLT–Myonspuren nicht in der entsprechenden Liste, werden sie hinzugefügt, falls die Myon–Wahrscheinlichkeit, die das Myonsystem für diese Spur liefert, größer als 40 % ist.

[1] Spurauswahl wie in Abs. 5.1 beschrieben.

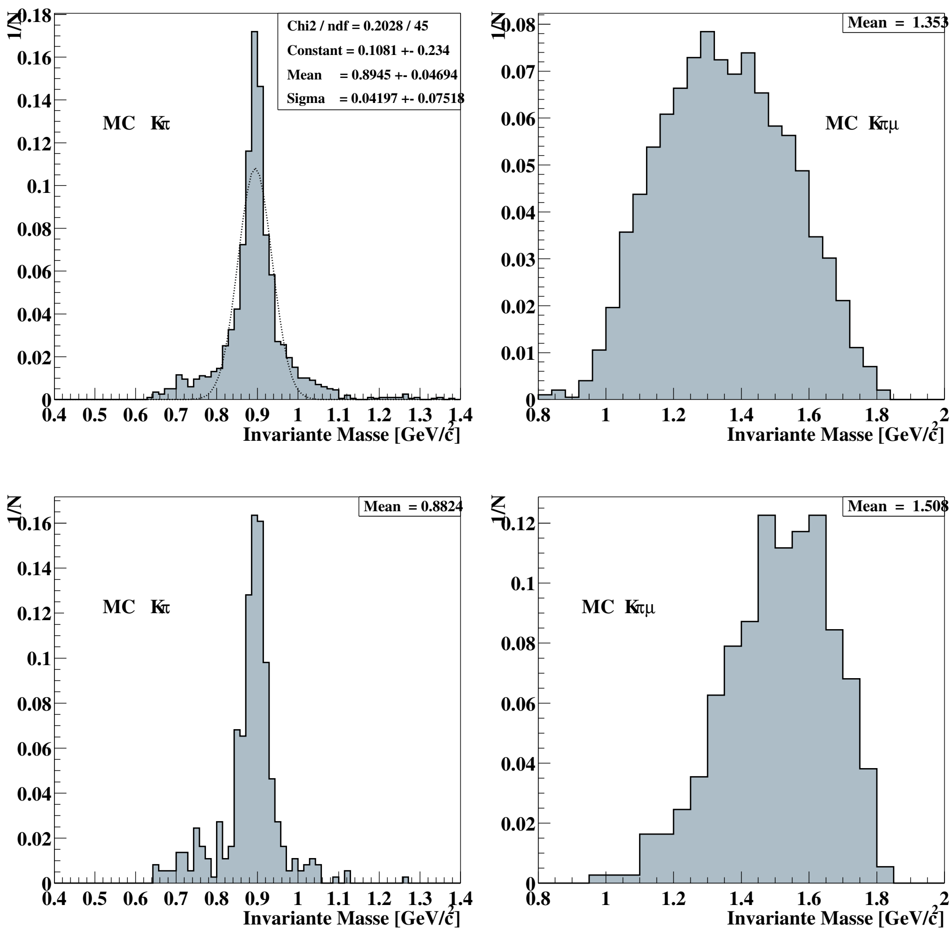

Abbildung 6.26: Invariante $K\pi$ und $K\pi\mu$ Masse des Zerfalls $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$. Oben in nur rekonstruierten Monte Carlo Ereignissen, unten in vom SLT akzeptierten Ereignissen (Myon–p_T–Schnitt von 0.7 GeV/c).

- Es werden alle $K\pi$–Kombinationen mit *entgegengesetztem* Vorzeichen gebildet und ein Vertexanpassung der Spurpaare durchgeführt. Die $K\pi$–Vertizes müssen nachstehende Schnitte erfüllen.
  - Die Wahrscheinlichkeit der Vertexanpassung ist größer als 0.1 %.
  - Der $K\pi$–Vertex befindet sich entweder mehr als 0.2 cm strahlabwärts vom nächstgelegenen Primärvertex oder $K\pi$– und Primärvertex sind weiter als $4.5\,\sigma$ voneinander entfernt und der $K\pi$–Vertex liegt strahlabwärts vom Primärvertex.
  - Die Impaktparameter von Kaon– und Pionspur zum Primärvertex beträgt weniger als 0.5 cm. Dieser weiche Schnitt verwirft Spuren, die nicht innerhalb eines großen Fensters um den Primärvertex verlaufen.
  - Die invariante $K\pi$–Masse ist kleiner als 2.0 GeV/c^2.
- Sämtlichen Myonspuren werden mit den zwei Spuren aus den nach den Schnitten verbleibenden $K\pi$–Vertizes unter Berücksichtigung der korrekten Ladungsvorzeichen [2] kombiniert. Die drei Spuren werden zu einem gemeinsamen Vertex angepaßt, wobei die ursprünglichen Spurparameter der Kaonen und Pionen vor der $K\pi$–Anpassung verwendet werden. Die $K\pi\mu$–Vertizes müssen folgende Anforderungen erfüllen.
  - Die Wahrscheinlichkeit der Vertexanpassung ist größer als 0.1 %.
  - Der $K\pi\mu$–Vertex befindet sich entweder mehr als 0.2 cm strahlabwärts vom nächstgelegenen Primärvertex, oder $K\pi\mu$– und Primärvertex sind weiter als $4.5\,\sigma$ voneinander entfernt und der $K\pi\mu$–Vertex liegt strahlabwärts vom Primärvertex.
  - Die Impaktparameter von Kaon–, Pion–, und Myonspur zum Primärvertex beträgt weniger als 0.5 cm.
  - Die invariante $K\pi\mu$–Masse ist größer als 0.9 GeV/c^2 und kleiner als 2.0 GeV/c^2.

Tabelle 6.17 zeigt eine Übersicht der eingehenden Effizienzen aus Abs. 6.15.1 und 6.15.2 und die daraus resultierende Gesamteffizienz des Suchalgorithmus für den betrachteten Zerfall.

6.15.4 Kombinatorischer Untergrund

Der kombinatorische Untergrund wird zum einen in den vorhandenen MC–Datensätzen und zum anderen in den Daten untersucht. Dabei ist zu beachten, daß der Untergrund mit zwei aus Charm–Zerfällen stammenden Myonen in den Daten nur einen kleinen Anteil hat.

Für die MC–Untersuchung wird der Suchalgorithmus auf alle $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignisse angewandt und richtig und falsch erkannte $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfälle ausgewertet. Auch in den $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ MC–Ereignissen wird nach fälschlich rekonstruierten

[2] $K^-\pi^+\mu^+$ oder $K^+\pi^-\mu^-$

	Effizienz
Spurrekonst.	53 %
Teilchen ID	27 %
Vertex	60 %
Impaktpara.	99 %
Massen	100 %
gesamt	8.5 %

Tabelle 6.17: Einzeleffizienzen und Gesamteffizienz des Suchalgorithmus für den $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfall. *Vertex* bezeichnet die kombinierte Effizienz von Probability– Zerfallslängen– und Separationsschnitt in σ.

$D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfällen gesucht. Dabei sind, wie immer, Minimum Bias Ereignisse unter die eigentlichen Zerfälle gemischt.

In den Daten wird nach $K\pi\mu$–Vertizes gesucht, in denen das Myon das falsche Vorzeichen aufweist. Der Suchalgorithmus wird nur in soweit verändert, daß er nun nur ein Myon mit falschem Vorzeichen akzeptiert.

Monte Carlo

Im Monte Carlo werden in Übereinstimmung mit den Abschätzungen vom Anfang des Abs. 6.15 in jeweils 100 $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen etwa 20 $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfälle erzeugt. Nach der Auswahl durch den SLT sind es allerdings nur noch 11 der gesuchten Zerfälle auf 100 Ereignisse. Dadurch verringert sich die Anzahl der $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfälle in den Daten um fast einen Faktor 2.

In jeweils 100 $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Monte Carlo Ereignissen, die die SLT Simulation passiert haben, findet der Suchalgorithmus insgesamt 21 ± 1 Kandiaten für $K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Vertizes. Von diesen stammen 1.0 ± 0.3 Vertizes tatsächlich aus dem gesuchten $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfall. Vor Anwendung aller Analyseschnitte werden in den Daten, wie am Beginn von Abs. 6.15 ausgeführt, nur etwa 440 $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse erwartet. Daraus ergibt sich, daß der Suchalgorithmus in den Daten aus dieser Quelle etwa 92 Vertizes auswählen sollte, von denen etwa 4 bis 5 tatsächlich aus dem gesuchten Zerfall stammen.

In jeweils 100 $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Ereignissen werden 7.1 ± 0.5 Vertizes gefunden, die fälschlicherweise als Kandidaten für einen $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfall gelten. Geht man von 3960 $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ in den Daten aus, erhält man etwa 281 fälschlich als $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Kandidaten angesehene Vertizes.

Tabelle 6.18 gibt an, wie viele echte und falsche Kandidaten nach Anwendung der Analyseschnitte aus den verschiedenen Quellen erwartet werden. Es werden auch die Auswirkungen von Schnitten auf die $K\pi$– und $K\pi\mu$–Masse, die Impaktparameter der Spuren und die scheinbare Zerfallslänge des ursprünglichen $\mu^+\mu^-$–Zerfallsvertex untersucht. Auf die $K\pi$–Masse wird gemäß Abs. 6.15.2 ein 2σ Schnitt, $M_{K\pi}$, um die K^{*0}–Masse vorgenommen. Für die $K\pi\mu$–Masse wird verlangt, daß sie unterhalb der D^0–Masse liegt, $+M_{K\pi\mu}$. Die Impaktparameterschnitte sind ebenfalls die aus Abs. 6.15.2. Die Schnitte auf die ursprüngliche Zerfallslänge des $\mu^+\mu^-$–Vertex betragen 0.2 cm bzw. 0.1 cm.

Es zeigt sich, daß die aus J/ψ–Ereignissen stammenden Kandidaten dominieren so lange kein Schnitt auf die Zerfallslänge des ursprünglichen $\mu^+\mu^-$–Vertex vorgenommen wird. Die über B hinausgehenden Analyseschnitte C bis E reduzieren alleine nur das gesuchte Signal, aber nicht den Untergrund aus J/ψ–Ereignissen. Die zusätzlichen Massenschnitte, inbesondere der $K\pi$–Massenschnit sind sehr wirksam in der Reduzierung des Untergrundes aus J/ψ–Ereignissen. Aber erst der Schnitt auf die ursprüngliche Zerfallslänge des $\mu^+\mu^-$–Vertex ist effektiv genug, um das Signal zu Untergrund Verhältnis entscheident zu verbessern.

Abbildung 6.27 zeigt die Korrelation der Separation in σ und der Zerfallslänge der gefundenen $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Kandidaten in rekonstruierten und SLT–akzeptierten $c\bar{c}$ Ereignissen. Es wird in falsche und echte $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfälle unterschieden. Der nicht besetzte Bereich nahe des Ursprungs ist durch Zerfallslängen– und σ–Separationschnitt entfölkert. Unterhalb einer Separation von etwa zwei σ werden keine echten Zerfälle gefunden. Ansonsten ist zu beobachten, daß sowohl bei steigender Zerfallslänge als auch bei steigender Separation der Anteil an echten Zerfällen zunimmt.

	echte Kand.	*alle Kand.*	*alle Kand.*	*Erw. echt*	*Erw. alle*
Schnitt	*in 100 $c\bar{c}$*		*in 100 J/ψ*	*in Daten*	
–	1.0	21	7.1	4.4	$92 + 281$
$A_{0.7}$	0.94	20	7.1	4.1	$88 + 281$
$B_{0.7}$	0.51	7.2	3.0	2.2	$34 + 119$
$B_{0.7} + M_{K\pi}$	0.51	2.2	0.96	2.2	$9.7 + 38$
$+M_{K\pi\mu}$	0.51	2.2	0.93	2.2	$9.7 + 37$
$+ip_{max>0.01}$	0.51	2.2	0.93	2.2	$9.7 + 37$
$+ip_{K,\pi,\mu<0.2}$	0.51	2.1	0.82	2.2	$9.2 + 32$
$+d_{l>0.2}$	0.14	0.29	–	0.6	$1.3+$ –
$C_{0.7}$	0.45	6.7	2.9	2.0	$30 + 115$
$D_{0.7}$	0.14	2.4	2.9	0.6	$13 + 115$
$E_{0.7}$	0.1	0.80	2.9	0.4	$3.5 + 115$
$E_{0.7} + M_{K\pi}$	0.1	0.14	0.96	0.4	$0.6 + 38$
$+M_{K\pi\mu}$	0.1	0.14	0.92	0.4	$0.6 + 36$
$+ip_{max>0.01}$	0.1	0.14	0.92	0.4	$0.6 + 36$
$+ip_{K,\pi,\mu<0.2}$	0.1	0.14	0.81	0.4	$0.6 + 32$
$+d_{l>0.1}$	0.1	0.1	–	0.4	$0.4+$ –

Tabelle 6.18: Anzahl der $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Kandidaten aus den verschiedenen Quellen. Die MC Ergebnisse sind auf jeweils 100 Ereignisse normiert. Die Erwartungen in den Daten sind für 440 $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$ und 3960 $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Ereignisse gegeben. Außerdem sind die Ergebnisse für die Schnitte $B_{0.7}$ und $E_{0.7}$ gegeben, wenn zusätzlich Massen– und Impaktparameter–Schnitte sowie Schnitte von 0.2 cm bzw. 0.1 cm auf die scheinbare Zerfallslänge des ursprünglichen $\mu^+\mu^-$–Zerfallsvertex gemacht werden.

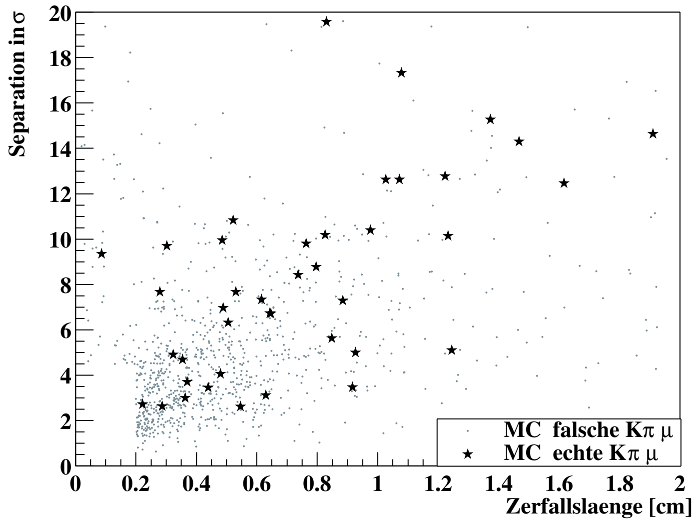

Abbildung 6.27: Korrelation der Separation in σ und der Zerfallslänge für gefundene falsche und echte $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+$–Vertizes in rekonstruierten und SLT–akzeptierten MC Ereignissen.

Daten

Es wird in allen 143486 $\mu^+\mu^-$ SLT–Spurpaar Ereignissen aus Tab. 6.2 gesucht. Der beschriebenen Algorithmus findet 52905 $K^-\pi^+$ und $K^+\pi^-$ Vertex–Kandidaten. Davon bilden 16699 zusammen mit einem Myon einen $K^-\pi^+\mu^+$ bzw. $K^+\pi^-\mu^-$ Vertex, der die genannten Anforderungen erfüllt.

Abbildung 6.28 zeigt die Verteilung der invarianten Massen der gefundenen $K\pi$– und der zugehörigen $K\pi\mu$–Vertizes. In der Verteilung der invarianten $K\pi$–Massen zeigen sich keine Resonanzen. Die Grenzen der Massenverteilung für die $K\pi\mu$–Vertizes sind die des Suchalgorithmus.

Es liegt offensichtlich ein großer kombinatorischer Untergrund vor, der nicht aus Ereignissen, die zwei aus Charm–Zerfällen stammende Myonen enthalten, beruht. Aus dieser Quellen werden ja nur etwa 300 Kandidaten erwartet. Vor den Analyseschnitten besteht der größte Teil der Daten aus Ereignissen, die keine zwei dieser Myonen enthalten. Es ist zu erwarten, daß sie den Untergrund dominieren. Er wird unter Benutzung der Vertizes, die ein Myon mit falschem Vorzeichen enthalten, abgeschätzt.

Wird also im Suchalgorithmus verlangt, daß das Kaon und das Myon das gleiche Ladungsvorzeichen haben, werden 17050 $K\pi\mu$–Vertizes gefunden. Im Rahmen der Statistik ist also kein Signal im Kanal mit korrektem Vorzeichen sichtbar.

In Tabelle 6.19 werden die Auswirkungen der verschiedenen Analyseschnitte demonstriert. Zusätzlich wird auch der Effekt zusätzlicher Schnitte auf die Impaktparameter, $ip_{max>0.01}$ und $ip_{K,\pi,\mu<0.2}$ gemäß Abs. 6.15.2, untersucht.

Generell zeigt sich, daß der größte des Teil des Untergrundes durch den Schnitt A, der ja auch die Datenmenge erheblich reduziert, bereits eliminiert wird. Die weiteren Schnitte reduzieren dann den Untergrund weiter bis nach dem Schnitt E praktisch das von Charm–Ereignissen mit zwei Myonen erwartete Maß erreicht wird.

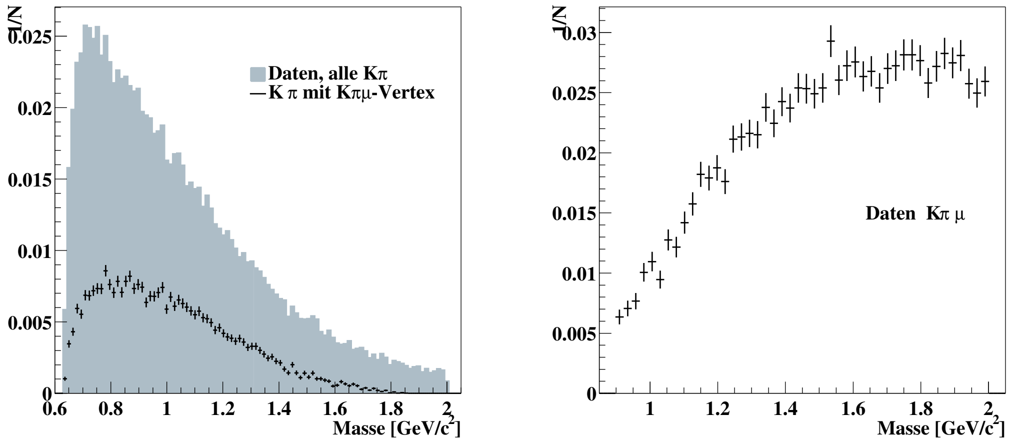

Abbildung 6.28: Invariante $K\pi$– (links) und $K\pi\mu$–Masse (rechts) der Ereignisse in den Daten. Die linke Abbildung zeigt sowohl die Verteilung sämtlicher $K\pi$–Vertizes, als auch die Verteilung der $K\pi$–Vertizes, die mit einem gefundenen $K\pi\mu$–Vertex assoziiert sind.

Der Schnitt auf die Impaktparameter ist vor den Analyseschnitten nicht sehr effektiv. Nach den Analyseschnitten trägt er praktisch gar nicht mehr bei. Der Schnitt wird verwendet, weil er gegen im Monte Carlo nicht simulierbare ereignisfremde Spuren absichern soll. Abbildung 6.29 zeigt den maximalen Impaktparameter ip_{max} der drei Spuren K, π und μ aufgetragen gegen die Zerfallslänge des Vertex in den Daten vor allen Analyseschnitten. Deutlich sichtbar wird der Schnitt auf die Zerfallslänge von 0.2 cm Die Einträge

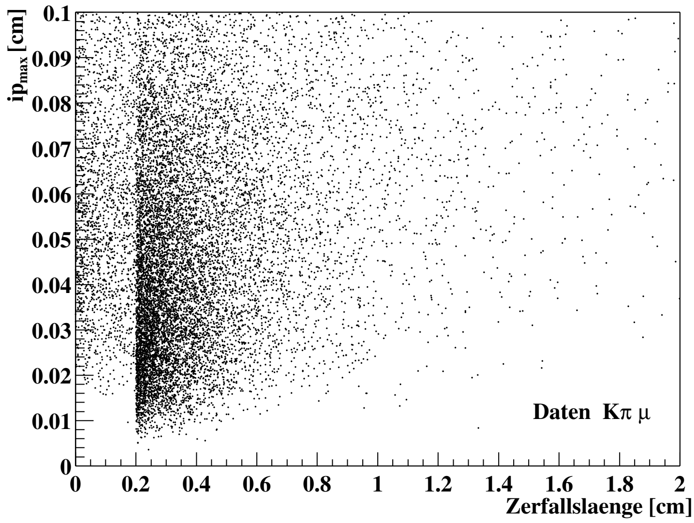

Abbildung 6.29: Korrelation zwischen dem maximalen Impaktparameter ip_{max} der drei Spuren K, π und μ zum Primärvertex und der Zerfallslänge in den Daten.

unterhalb von 0.2 cm sind akzeptiert worden, da sie um mehr als 4.5–σ vom Primärvertex getrennt sind. 12 % aller Einträge werden aufgrund des σ–Kriteriums akzeptiert. Für Sie liegt ip_{max} oberhalb von 0.015 cm. Insgesamt liegen nur wenige Einträge unterhalb des verwendeten Schnittes von 0.01 cm.

Abb. 6.30 zeigt die Zerfallslängenverteilung für die $K\pi\mu$–Vertizes mit Myonen mit richtigem und falschem Ladungsvorzeichen in den Daten vor allen Analyseschnitten. Zum Vergleich sind die aus den Simulationen gewonnenen Verteilungen für echte und falsche Zerfälle aus Ereignissen mit Charm–Quarks eingezeichnet. Alle Verteilungen sind auf 1 normiert, nur die Anzahl der echten Zerfälle aus $c\bar{c}$–Ereignissen ist auf die die Anzahl der falschen Zerfälle aus dieser Quelle normiert.

Schnitt	$K^{\mp}\pi^{\pm}\mu^{\pm}$	$K^{\mp}\pi^{\pm}\mu^{\mp}$
–	16699	17050
$ip_{max>0.01}$	16615	16953
$+ip_{K,\pi,\mu<0.2}$	15769	16003
$A_{0.7}$	12429	12689
$B_{0.7}$	768	777
$B_{0.7} + M_{K\pi}$	222	242
$+M_{K\pi\mu}$	191	218
$+ip_{max>0.01}$	190	216
$+ip_{K,\pi,\mu<0.2}$	185	210
$+d_{l>0.2}$	12	18
$C_{0.7}$	664	638
$D_{0.7}$	314	292
$E_{0.7}$	150	124
$E_{0.7} + M_{K\pi}$	43	40
$+M_{K\pi\mu}$	36	36
$+ip_{max>0.01}$	35	36
$+ip_{K,\pi,\mu<0.2}$	35	34
$+d_{l>0.1}$	3	1

Tabelle 6.19: Anzahl der Kandidaten für $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu_\mu$ Zerfälle und der gefundenen Kombinationen mit einem Myon falschen Vorzeichens in den Daten. Gezeigt ist der Einfluß der J/ψ–Analyseschnitte (Abs. 6.8) auf die Anzahl der Kandidaten. Zusätzlich wird die Wirkung der Zerfallslängenschnitte sowie des $ip_{max>0.01}$ und des $ip_{K,\pi,\mu<0.2}$ Schnittes (Abs. 6.15.2) demonstriert. Akkumulative Schnitte sind durch ein “+” gekennzeichnet.

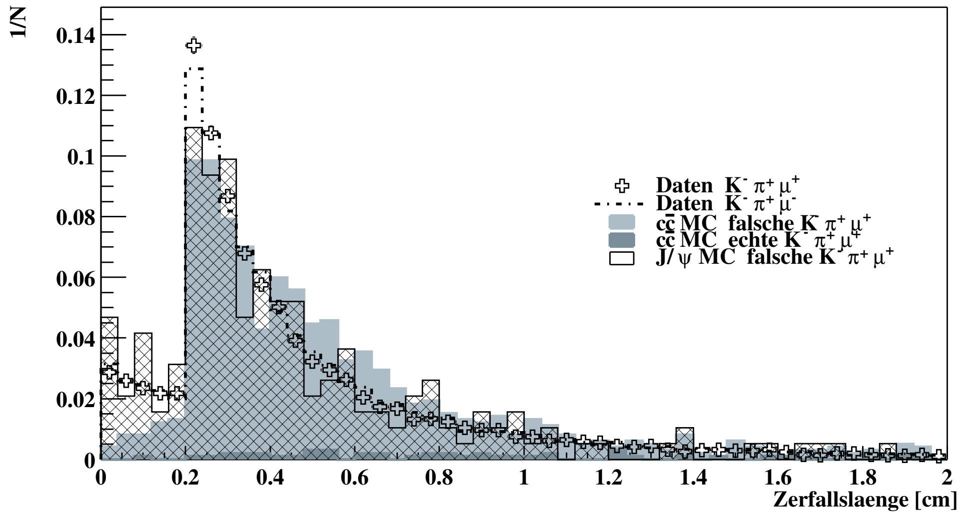

Abbildung 6.30: Verteilungen der Zerfallslängen der Kandidaten mit richtigem Myon–Vorzeichen ($K^-\pi^+\mu^+$) und mit falschem ($K^-\pi^+\mu^-$) in den Daten vor allen Analyseschnitten. Zusätzlich sind die Verteilungen der Zerfallslängen von echten und falschen $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+$–Kandidaten in Monte Carlo Ereignissen mit Charm abgebildet. Zum besseren Vergleich werden alle Verteilungen auf 1 skaliert. Nur die Verteilung für die echten gefundenen Zerfälle wird entsprechend ihres Auftretens in dieser Quelle normiert. (Die ladungskonjugierten Fälle sind wie immer ebenfalls eingetragen.)

Die Form der Verteilungen zeigt keine sehr großen Unterschiede zwischen den einzelnen Untergrundquellen. Die von J/ψ–Ereignissen stammenden Kandidaten zeigen aber eine besondere Häufung bei besonders kleinen Zerfallslängen. Die gefundenen echten MC–Zerfälle haben eine sehr flache Zerfallslängenverteilung. Das zeigt, warum Zerfallslängenschnitte das Signal zu Untergrund Verhältnis wesentlich verbessern können. In Abb. 6.30 zeigt sich praktisch kein Unterschied zwischen den $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+$ Kandidaten und den $K^-\pi^+\mu^-$ Vertizes in den Daten. Die Daten zeigen damit vor den Analyseschnitten kein Signal.

Abb. 6.31 zeigt die Verteilungen der invarianten Massen der auch in Abb. 6.30 verwendeten $K\pi\mu$–Vertizes. Auch diese Verteilungen zeigen die Daten kompatibel mit kombinatorischem Untergrund ohne Signal.

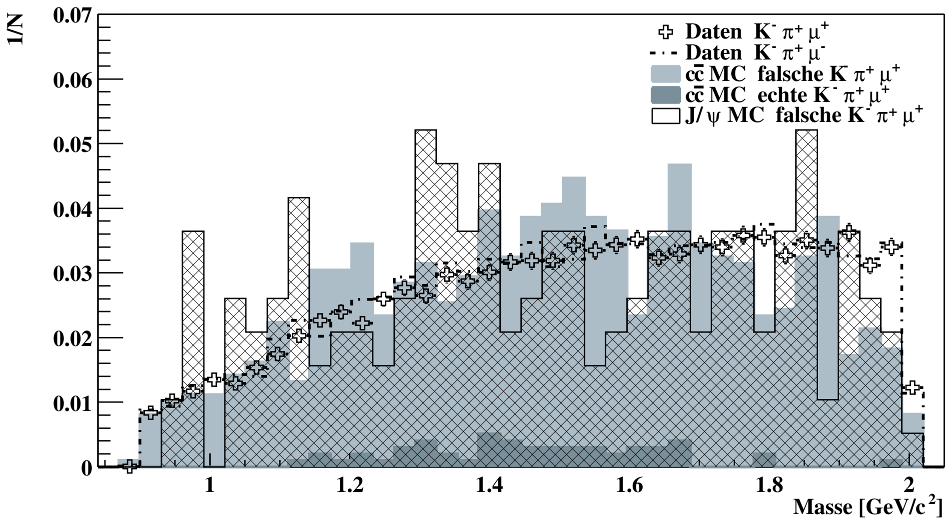

Abbildung 6.31: Verteilungen der rekonstruierten invarianten Massen der Kandidaten mit richtigem Myon–Vorzeichen ($K^-\pi^+\mu^+$) und mit falschem ($K^-\pi^+\mu^-$) in den Daten vor allen Analyseschnitten. Zusätzlich sind die Verteilungen der rekonstruierten Massen von echten und falschen $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+$–Kandidaten in Monte Carlo Ereignissen mit Charm abgebildet. Zum besseren Vergleich werden alle Verteilungen auf 1 skaliert. Nur die Verteilung für die echten gefundenen Zerfälle wird entsprechend ihres Auftretens in dieser Quelle normiert.

Abbildung 6.32 zeigt die rekonstruierten $K\pi$–Masse aufgetragen gegen die rekonstruierte $K\pi\mu$–Masse für alle gefundenen Kandidaten mit korrektem (links) sowie mit falschem Ladungsvorzeichen des Myons (rechts). Die beiden Verteilungen geben erwartungsgemäß wiederum keinen Hinweis auf ein Signal.

$D^+ \to \overline{K}^*(892)^0\mu^+\nu_\mu$ Kandidaten

Wie insbesondere aus den Tabellen 6.18 und 6.19 hervorgeht, kann es in den Daten nur wenige, gut isolierbare Zerfälle des gewünschten Typs geben. Es werden die Kandidaten nach den Analyseschnitten B und E untersucht.

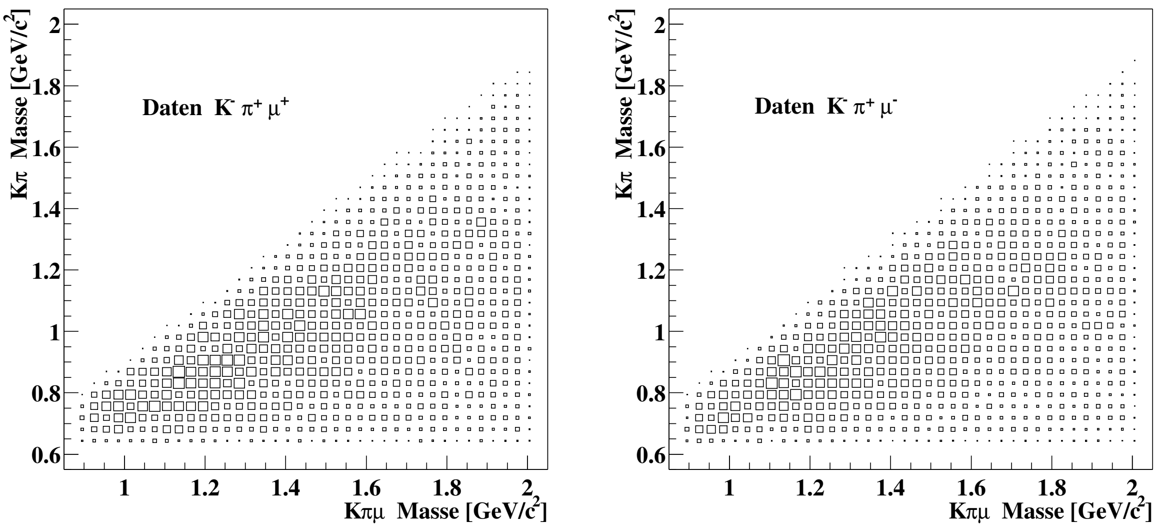

Abbildung 6.32: Auftretende $K\pi$ – $K\pi\mu$ Massenkombinationen sämtlicher in den Daten gefundenen $K^-\pi^+\mu^+$– und $K^+\pi^+\mu^-$–Kandidaten (links) und der Vertizes mit falschem Myonvorzeichen (rechts).

Abbildung 6.33 zeigt die Kandidaten, deren $K\pi$–Masse in das 2σ $K^*(892)^0$–Massenfenster von 0.808 bis 0.976 GeV/c^2 fällt. Die Impaktparameterschnitte werden zusätzlich zu den Analyseschnitten $B_{0.7}$ bzw. $E_{0.7}$ vorgenommen. Eine weitere Selektion erfolgt durch Schnitte auf die Zerfallslänge des ursprünglichen $\mu^+\mu^-$–Vertex. Die Kandidaten, bei denen dieser $\mu^+\mu^-$–Vertex zusätzlich einen Abstand von mehr als 0.2 cm bzw. 0.1 cm vom Primärvertex aufweist, sind in der Abbildung durch ausgefüllte Marker gekennzeichnet. Die gefundenen Vertizes mit Myonen falschen Vorzeichens sind zum Vergleich eingetragen.

Im linken Teil der Abb. 6.33, also unter Verwendung des Analyseschnitts B, finden sich 185 $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+$ Kandidaten gegenüber 210 Vertizes mit falschem Myonvorzeichen. Nach dem Schnitt auf den Abstand ($> 0.2\,cm$) des $\mu^+\mu^-$–Vertex vom Primärvertex verbleiben noch 12 Kandidaten und 18 Vertizes mit falschem Myonvorzeichen. Aus den mit MC–Ereignissen untersuchten Quellen werden im Vergleich zu 185 bzw. 12 nur etwa 40 bzw. 2 Kandidaten für den gesuchten Zerfall erwartet. In den Daten gibt es offensichtlich eine weitere Quelle von Kandidaten. Dies könnten u.a. Ereignisse mit einem semileptonischen Charm–Zerfall sein, die der Trigger fälschlicherweise akzeptiert hat. Diese Ereignisse könnten auch zum kombinatorischen Untergrund beitragen.

Im rechten Teil der Abb. 6.33, also unter Verwendung des Analyseschnitts E, finden sich 35 Kandidaten und 34 Vertizes mit falschem Myonvorzeichen. Den $\mu^+\mu^-$–Vertexschnitt ($> 0.1\,cm$) passieren 3 Kandidaten und 1 Vertex mit falschem Myonvorzeichen. Dies stimmt gut mit den Erwartungen aus den untersuchten Quellen überein. Mit 3 Kandidaten nach allen Schnitten übertreffen die Daten die Erwartung von etwa einem Kandidaten etwas, aber das ist statistisch nicht signifikant.

Einige Kandidaten werden im folgenden genauer diskutiert. Tab. 6.20 zeigt die Parameter der Spuren und Vertizes der 3 Kandidaten, a_e, b_e und c_e, aus Abb. 6.33 rechts plus

3 Kandidaten, a_b, b_b und c_b, aus Abb. 6.33 links im Überblick.

Abb. 6.34 [Abb. 6.35] zeigt ein Display der vertexnahen Topologie des Ereignisses, welches Kandidat b_e [b_b] enthält. Die gefundenen Kandidaten entsprechen den Erwartungen für den gesuchten Zerfall. Wendet man härtere Schnitte auf die Vertexqualität an, $\chi^2/d.o.f. < 2$ für die $K\pi$– und $K\pi\mu$–Vertizes, so verbleiben von 12 [18] Kandidaten 5 [7] und von 3 [1] verbleiben 2 [1] Kandidaten. Bei größeren Datenmengen, die für die Zukunft erwartet werden, müssen Vertexschnitte dieser Art in Betracht gezogen werden.

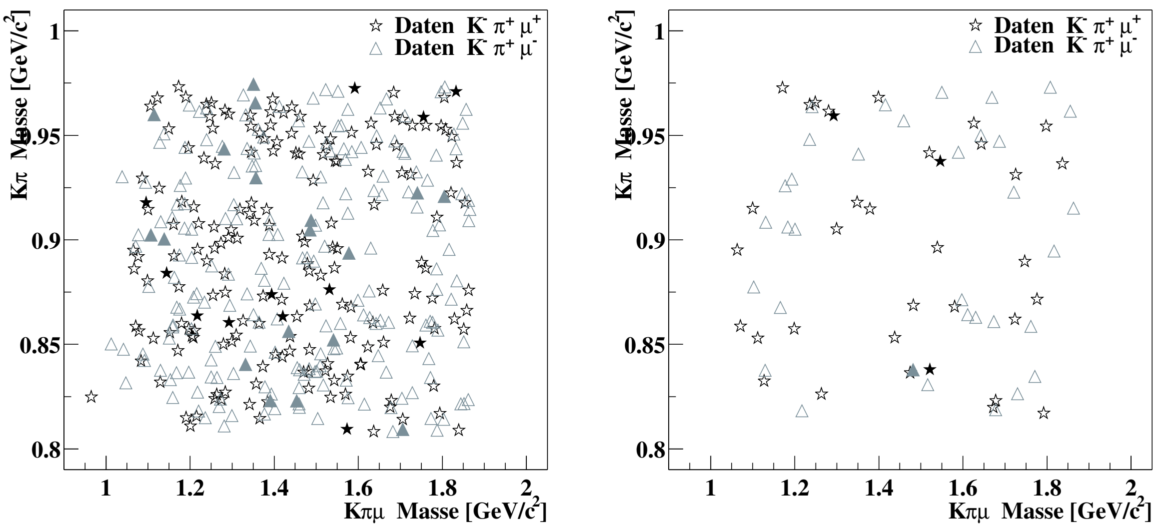

Abbildung 6.33: Kandidaten ($K^-\pi^+\mu^+$) und Vertizes mit falschem Myonvorzeichen ($K^-\pi^+\mu^-$), deren $K\pi$–Masse in dem 2σ $K^*(892)^0$–Massenfenster von 0.808 bis 0.976 GeV/c^2 liegt, und die die Schnitte $ip_{max} > 100\,\mu$m *und* $ip_{K,\pi,\mu} < 0.2$ cm erfüllen. Die Ereignisse in der linken [rechten] Abbildung erfüllen zusätzlich die Schnitte $B_{0.7}$ [$E_{0.7}$]. Die Kandidaten/Vertizes, bei denen der $\mu^+\mu^-$–Vertex des betreffenden Ereignisses zusätzlich einen Abstand von mehr als 0.2 cm [0.1 cm] vom Primärvertex aufweisen, sind in der Abbildung durch *ausgefüllte* Marker gekennzeichnet.

Kand.	a_e	b_e	c_e	a_b	b_b	c_b
K–Ladung	+1	−1	−1	+1	+1	+1
π–Ladung	−1	+1	+1	−1	−1	−1
μ–Ladung	−1	+1	+1	−1	−1	−1
K–ip [cm]	0.0056	0.0152	0.0265	0.0278	0.145	0.133
π–ip [cm]	0.0234	0.0174	0.0233	0.0267	0.0705	0.0050
μ–ip [cm]	0.0080	0.0151	0.0105	0.0071	0.0140	0.177
$K\pi_{Masse}$ [GeV/c^2]	0.960	0.938	0.838	0.885	0.904	0.969
$K\pi$–$\chi^2/d.o.f.$	1.93	4.84	0.002	2.26	5.32	1.19
$K\pi$–*dl* [cm]	0.295	0.507	0.338	0.577	3.102	2.768
$K\pi\mu_{Masse}$ [GeV/c^2]	1.29	1.55	1.53	1.14	1.456	1.633
$K\pi\mu$–$\chi^2/d.o.f.$	1.02	2.42	1.10	1.10	5.40	0.925
$K\pi\mu$–*dl* [cm]	0.239	0.231	0.364	0.832	2.872	3.081
$K\pi\mu$–*Sep. in* σ	1.74	1.56	1.45	5.42	17.65	22.4

Tabelle 6.20: $K\pi$– und $K\pi\mu$ Vertex– und Spurparameter der Kandidaten aus Abb. 6.33 links und rechts.

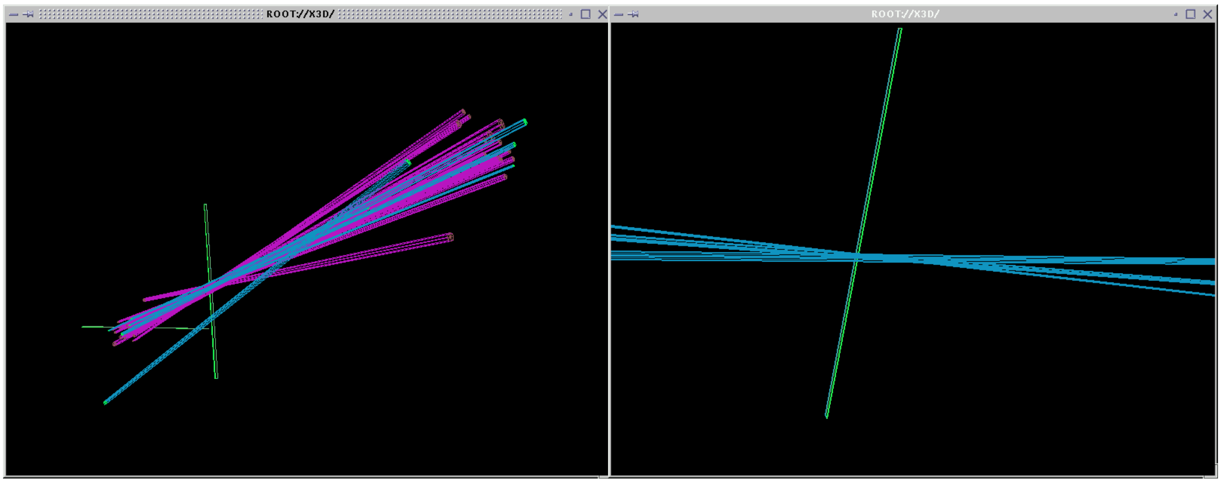

Abbildung 6.34: Display der Vertexregion des Kandidaten b_e. Linke Seite: Alle 21 rekonstruierten Spuren. Die zwei zueinander senkrechten Bänder stellen die beiden Targetdrähte *Innen*2 und *Unten*1 dar. Im Ereignis wurde ein Primärvertex auf dem Target *Unten*1 rekonstruiert. Die Blickrichtung ist nach vorne/oben. Rechte Seite: Nur die drei Spuren K^-, π^+ und μ^+. Die Spuren sind als Zylinder dargestellt deren Radien die 1σ–Fehlerbereiche repräsentieren.

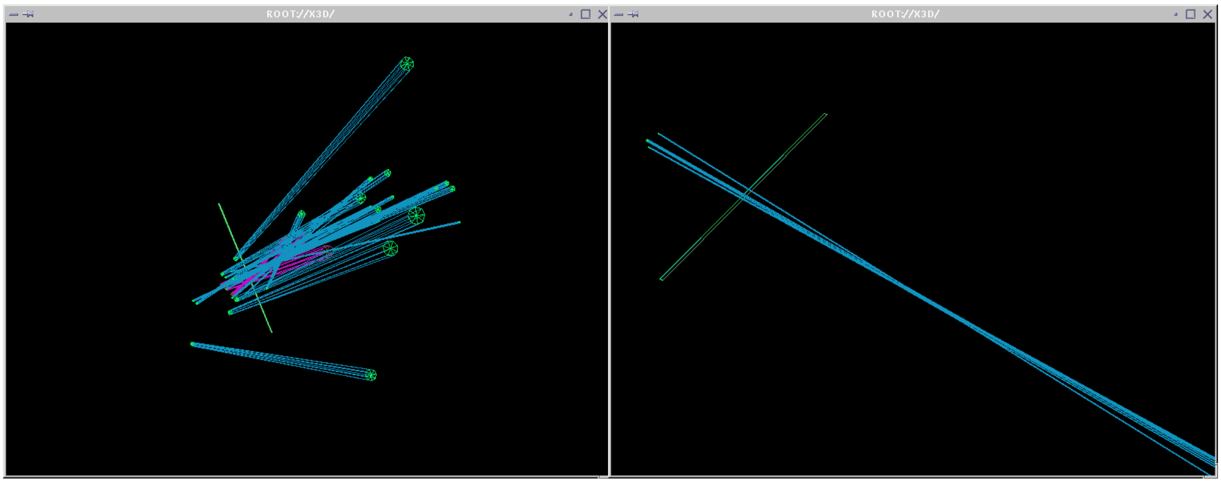

Abbildung 6.35: Display der Vertexregion des Kandidaten b_b. Linke Seite: Targetdraht und sämtliche rekonstruierten Spuren. Rechte Seite: Nur die drei Spuren K^+, π^- und μ^-. Im Ereignis wurde ein Primärvertex rekonstruiert.

Zusammenfassung

Das HERA–B Experiment wurde ursprünglich zur Messung der CP–Verletzung im B–System unter Verwendung des goldenen Zerfalls $B^0 \to J/\psi(\to l^+l^-)K^0_S$ konzipiert. Einige Komponenten des Detektors, insbesondere das Spurkammersystem und der Ereignisfilter, erreichten im Jahre 2000 noch nicht die Designvorgaben. Ein revidiertes Meßprogramm sieht für 2002 eine Messung des $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnittes sowie Studien von Charmonium–Produktion an verschiedenen Targetmaterialien vor.

Der erste Teil der vorliegenden Arbeit behandelt die Eigenschaften des hochauflösenden HERA–B Vertexdetektors, für dessen Entwicklung und Betrieb Beiträge geleistet wurden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Qualitätskontrolle der im Vertexdetektor eingebauten doppelseitigen Siliziumdetektormodule durchgeführt und die Geometrie des Vertexdetektors in der Monte Carlo Simulation implementiert.

Die Kontrollen der Module an einem weiterentwickelten Laserteststand am Max–Planck–Institut für Physik in München ergeben, daß 90 % der p–Seiten der im Jahre 2000 in HERA–B verwendeten Module weniger als 1 % tote Kanäle aufweisen. Die maximale Anzahl toter Kanäle auf der p–Seite eines Moduls beträgt 3 %. Auf den n–Seiten wurde ein Produktionsfehler aufgedeckt, der dazu führte, daß das Kaptonkabel, welches Auslesestreifen und Elektronik verbindet, partiell unterbrochen wurde; dadurch weisen 35 % der n–Seiten bis zu 15 % tote Kanäle auf. In einer Untersuchung mit dem Laser konnte jedoch gezeigt werden, daß es aufgrund der kapazitiven Ladungsteilung zwischen den Streifen zu keinem signifikanten Ladungsverlust durch das auftretende Muster toter Kanäle kommt und ein Effizienzverlust demnach nicht zu erwarten ist.

Die Untersuchung der Leckströme sämtlicher im Jahre 2000 im Vertexdetektor verwendeter Module sowie der Depletionsspannung an einem ausgebauten Modul zeigen, daß die bisher verursachten Strahlenschäden in den Siliziumdetektoren gering sind. Dies ist aufgrund der niedrigen Teilchenfluenz an den strahlnächsten Detektorpositionen von nur etwa 5 % des Designwerts für ein Jahr zu erwarten. Die Depletionsspannung des ausgebauten Siliziumdetektors verringert sich durch die vorliegende Strahlenschädigung von ursprünglich 85 V auf etwa 65 V an der strahlnächsten Position. Die bestimmte mittlere Schädigungskonstante der Siliziumstreifenzähler beträgt

$$\alpha_{0\,^\circ\mathrm{C}} = (0.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-17}\mathrm{A/cm} \quad \text{bei } 0\,^\circ\mathrm{C}\,,$$

was in guter Übereinstimmung mit der Literatur [84, 104] steht.

Mit der in dieser Arbeit verwendeten Spur– und Vertexrekonstruktion wurde die Primärvertex– und die Zerfallslängenauflösung bestimmt. Die Primärvertexauflösung im

Monte Carlo beträgt

$$\sigma_x = (47 \pm 3)\,\mu\text{m} \;\;,\;\; \sigma_y = (76 \pm 5)\,\mu\text{m} \;\text{ und }\; \sigma_z = (400 \pm 30)\,\mu\text{m},$$

wobei die x–Achse senkrecht und die y–Achse parallel zum Draht verläuft. Für die Zerfallslängenauflösung ergibt sich

$$\text{Monte Carlo}: \;\; \sigma_\Delta = (490 \pm 30)\,\mu\text{m} \qquad \text{Daten}: \;\; \sigma_\Delta = (530 \pm 40)\,\mu\text{m}.$$

Innerhalb der Fehler zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der Zerfallslängenauflösung im Monte Carlo und in den Daten.

Das Ziel der Datennahme 2000 war neben der Inbetriebnahme des HERA–B Gesamtdetektors, die Untersuchung der direkt erzeugten J/ψ–Mesonen und die Vorbereitung der Messung des $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnittes. Zur J/ψ–Selektion wird ein Di–Lepton–Ereignisfilter eingesetzt. Doppelt semileptonisch zerfallender offener Charm bildet einen Untergrund zu direkten und aus b–Hadronen stammenden J/ψ–Mesonen.

Der zweiten Teil der Arbeit steht im Kontext mit dem geplanten Meßprogramm 2002. Es wird die Unterdrückung von doppelt semileptonisch zerfallendem offenem Charm relativ zu direkt produzierten J/Ψ–Mesonen durch den während der Datennahme 2000 implementierten Ereignisfilter und geeignete Anlyseschnitte untersucht. Dazu wurde eine Monte Carlo Studie durchgeführt, die eine realistische Simulation des Ereignisfilters und des Detektors im Jahre 2000 verwendet.

Das $J/\psi \to \mu^+\mu^-$–Signal zu $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Untergrund Verhältnis für zwei verschiedene Schnitte auf den Transversalimpuls p_T jedes der beiden Myonen nach dem Ereignisfilter und der Rekonstruktion wurde in der Simulation bestimmt. Es werden Analyseschnitte durchgeführt, um das J/ψ–Signal in den Di–Myon–Daten vom Untergrund zu isolieren. Sie werden sowohl auf die $J/\psi \to \mu^+\mu^-$– als auf $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse angewandt und ihre Effizienzen werden bestimmt. Nach dem Ereignisfilter und der Rekonstruktion ergibt sich

$$\begin{aligned} p_{T\mu^+/\mu^-} &> 0.7\,\text{GeV/c}: \quad S/B = (9.0 \pm 3.4) \\ p_{T\mu^+/\mu^-} &> 1.0\,\text{GeV/c}: \quad S/B = (49 \pm 19) \quad . \end{aligned}$$

Die Fehler werden durch den nur ungenau bekannten $c\bar{c}$–Wirkungsquerschnitt bei 920 GeV/c dominiert.

Der Einfluß der Schnitte auf die Zerfallslängen– und Massenverteilungen wird untersucht. Es stellt sich heraus, daß nach sämtlichen J/ψ–Selektionsschnitten nur noch wenige $c\bar{c} \to \mu^+\mu^-$–Ereignisse übrig bleiben; bei einem Transversalimpulsschnitt von 1 GeV/c wird ein S/B–Verhältnis von fast 400 erreicht. Bei Zerfallslängen von mehr als 2 mm wird der Untergrund aber signifikant, das Verhältnis S/B beträgt etwa 7. Dies ist insbesondere wichtig, da ein typischer Zerfallslängeschnitt zur Selektion von J/ψ– aus b–Hadronen bei 4 mm liegt.

Es werden weiterhin die Ergebnisse einer direkten Suche nach semileptonischen D–Zerfällen vorgestellt. Es zeigt sich, daß restriktive Auswahlkriterien benötigt werden, um ein solches Signal zu isolieren und die Datenmenge des Jahres 2000 dafür marginal ist. Es werden 3 Kandidaten gefunden und diskutiert.

Anhang A

Implementierung der Vertexdetektorgeometrie in der Simulation

Am Beispiel der Superlage 5 wird die Definition der Komponenten, Module und Superlagen in HBGEAN [129] aufgeführt. Innerhalb der Implementierung werden Kommentare mit * markiert. Alle Maße sind in cm angegeben. Die Implementierung gliedert sich in vier Gruppen (*datagroups*).

Materialmischung

Für den Flexjumper, der aus mehreren Lagen – 8 μm Kupfer und 420 μm Kapton – besteht, wird jeweils ein einziges Volumen aus einer den Anteilen entsprechenden Kupfer–Kapton Mischung verwendet. Der Grund dafür ist, daß das Durchqueren eines Volumens in der Simulation einen relativ zeitaufwendigen Prozeß darstellt.

<u>Implementierung</u>

datagroup media * Schlüsselwort, Name
medium SI_FLEX1 3 2

*	A	Z	ρ [g/cm^3]	X_0 [cm]	λ_a [cm]	dE/dx [MeV/cm]
par	19.33	9.30	1.561	20.35	68.58	0.4246E-2

mcomp CAPTON 0.9813 * Kaptonanteil
mcomp COPPER 0.0187 * Kupferanteil

Die Absorptionslänge λ_a wird von neueren GEANT–Versionen ignoriert.

Modulkomponenten

Es folgt die Implementierung einer Auswahl von Komponenten eines Moduls der Superlage 5. Die einzelnen Komponenten sind durch ihre 4–stellige Bezeichnung und eine Typ–Angabe gekennzeichnet. Ein * direkt hinter der Bezeichnung der Komponente bedeutet, daß alle Eigenschaften dieser Komponente, die nicht explizit neu angegeben werden, von der voranstehenden Komponente geerbt werden.

Implementierung

```
datagroup components
* Doppelseitiger Siliziumstreifen–
* detetektor – uptream
volume SI_CHIP SILZ              * Schlüsselwort, voller Name, Bezeichnung
type 1                           * Typ–Angabe
shape box                        * Form des Volumens
sens_flag 3                      * aktives Material
material SILICON                 * Materialangabe
dimension 7.3 5.2785 .028        * x y z
sens_dimension 7.0 5.0           * aktive Fläche x y
sides 2                          * doppelseitiger Detektor
wire_orient -2.5 87.5            * Streifenorientierung α – Vorderseite, Rückseite
n_wire 1280 1024                 * Streifenanzahl
x_wire 0.004 -4.989              * d0
pitch 0.0054614 0.0051701        * Streifenabstand
z_wire -0.014 0.014              * z–Position der Streifen relativ
                                 * zur Detektormitte bei z = 0 cm
```

Die Orientierung der Streifen ist durch den Winkel zwischen y–Achse und Streifen, gemessen in negativer Richtung, gegeben. $d0$ ist die x–Position des ersten Streifens in der unteren linken Ecke einer Detektorseite. Es folgt die Implementierung einiger Komponenten ohne aktives Material.

Implementierung

```
* Zwei Teile eines Detektorträgers
volume CARBON_L SICA
type 13
shape box
material CARBON
dim 0.8 4.8 .07
volume CARBON_L SICA*            * Volumen erbt Eigenschaften
type 14
dim 7.3 2.2 .07
```

```
* Teil eines Flexjumpers
volume FLEXJUMP_CO SIF1
type 4
shape box
material SI_FLEX1            * Kapton–Kupfer Mischung
dim 7.2 1.7 .0428
```

Moduldefinition

Für sämtliche Superlagen werden stets nur die Module (*upstream*, *downstream*) für den dritten Quadranten definiert. Die Module für die übrigen Quadranten werden durch Rotationen erzeugt. Die einzelnen Komponenten werden relativ zur Mitte ihres Volumens innerhalb des Modulvolumens positioniert. Die Mitte des Siliziumdetektors befindet sich innerhalb des Modulvolumens bei $z = 0\,\mathrm{cm}$. Die Positionierung des Moduls innerhalb der Superlage erfolgt relativ zum angegeben Bezugspunkt (*rel_point*). Der *rel_point* wird relativ zur Mitte des Modulvolumens angegeben.

Das GEANT [130] Schlüsselwort *only* bedeutet, daß im Falle eines Wechselwirkungspunktes in diesem Muttervolumen nicht mehr nach Treffern in eventuellen überlappenden Tochtervolumen gesucht wird. Ist ein Volumen hingegen als *many* ausgewiesen wird auch nach Wechselwirkungspunkten in Tochtervolumen gesucht. Das !–Zeichen markiert das vorzeitige Ende der Parameterliste. Es folgt die Implementierung eines *upstream* Moduls der Superlage 5.

Implementierung

```
datagroup modules
volume SI_MODUL_L SIM5
type 1
shape box
sens_fl 1
material VACUUM
dim 9.48 28.97 2.0
rel_point 0.0 14.485 0.576
*      Name  Typ  x [cm]  y [cm]    z [cm]   Flagge
comp   SILZ    1  0.0     -2.64925  0.014    only !   * Detektor
comp   SICK    2  -2.85   -2.4      0.0285   only !   * Kaptonband
comp   SICK    2  2.85    -2.4      0.0285   only !
comp   SICA   13  -2.85   -2.4      0.064    only !   * Kohlefasergabel
comp   SICA   13  2.85    -2.4      0.064    only !
comp   SICA   14  0.0     -5.9      0.064    only !
comp   SICA   15  0.0     -8.0      -0.186   only !
comp   SICA    7  0.0     -14.735   -0.436   only !
```

*	*Name*	*Typ*	*x* [cm]	*y* [cm]	*z* [cm]	*Flagge*	
comp	SIF1	4	0.0	-6.15	0.0076	only !	* Flexjumper, Vorderseite
comp	SIF1	5	0.0	-8.0	-0.3424	only !	
comp	SIF1	6	0.0	-9.4	-0.7754	only !	
comp	SIF2	7	0.0	-4.01	0.12035	only !	* Flexjumper, Rückseite
comp	SIF2	8	0.0	-9.0	0.02135	only !	
comp	SIF2	9	0.0	-10.25	-0.08665	only !	
comp	SIMJ	7	0.0	-17.72	-0.0635	only !	* Basis aus Aluminium
comp	SIMJ	8	0.0	-18.72	-0.1885	only !	
comp	SIMJ	9	0.0	-19.72	-0.251	only !	
comp	SIMJ	10	0.0	-20.82	-0.376	only !	
comp	SIMJ	11	0.0	-21.82	-0.376	only !	
comp	SIMJ	26	0.0	-22.57	-0.401	only !	
comp	SIMJ	27	0.0	-23.32	-0.2135	only !	
comp	SICA	10	0.0	-15.82	-0.681	only !	* Kohlefaserplatte
comp	SICA	11	0.0	-14.22	-0.181	only !	* Kohlefaserplatte
comp	SIHY	1	0.0	-11.42	-0.7325	only !	* Hybrid, Vorderseite
comp	SIHY	1	0.0	-12.22	-0.1295	only !	* Hybrid, Rückseite
comp	SICO	5	0.0	-17.97	-0.224	only !	* Kühlblock
comp	SICO	6	0.0	-23.97	0.1615	only !	
comp	SIHX	2	0.0	-10.41925	-0.769	only !	* Chips, Vorderseite
comp	SIHX	3	0.0	-11.11925	-0.093	only !	* Chips, Rückseite
comp	SIAC	1	0.0	-3.47	0.266	only !	* Aluminiumkappe
comp	SIAC	2	-4.29	-3.47	0.079	only !	
comp	SIAC	2	4.29	-3.47	0.079	only !	
comp	SIAC	3	0.0	0.13	0.079	only !	
comp	SIAC	4	0.0	-8.22	-0.916	only !	
comp	SIAC	5	-4.515	-8.22	-0.246	only !	
comp	SIAC	5	4.515	-8.22	-0.246	only !	
comp	SIAC	10	0.0	-13.6	-1.166	only !	
comp	SIAC	11	-4.74	-13.6	-0.371	only !	
comp	SIAC	11	4.74	-13.6	-0.371	only !	

Rotationen

Um aus den Modulen des dritten Quadranten die Module der übrigen Quadranten zu erzeugen, werden die folgenden Rotationsmatrizen angewandt.

<u>Implementierung</u>

datagroup rotations

*	*Typ*	θ_1	ϕ_1	θ_2	ϕ_2	θ_3	ϕ_3
rot	1	90.0	90.0	90.0	180.0	0.0	0.0
rot	2	90.0	180.0	90.0	270.0	0.0	0.0
rot	3	90.0	270.0	90.0	0.0	0.0	0.0

Definition einer Superlage

Das in Superlage 5 eingesetzte *uptream* Modul SIM5 wurde bereits vorgestellt. Bei Modul SIM4 handelt es sich um das entsprechende *downstream* Modul. Die Positionen der Module – bevor die Rotationen ausgeführt werden – sind relativ zum Mittelpunkt des Superlagen–Volumens angegeben und beziehen sich auf den *rel_point* des Moduls. Neben der Rotaionsmatrix wird für jedes Modul der Quadrant und die Lage (1 = *upstream*, 3 = *downstream*) angegeben.

Implementierung

datagroup superlayers
volume SI_SL5 SI05
type 1
shape box
sens_fl 1
material VACUUM
dim 65.0 65.0 6.0

*	*Name*	*Typ*	x [cm]	y [cm]	z [cm]	*Flagge*	*Rot.*	*Quad.*	*Lage*
comp	SIM5	1	-0.84447	-1.2696	-1.424	many	2	1	1
comp	SIM4	1	-0.81813	-1.266	-0.576	many	2	1	3
comp	SIM5	1	-0.79613	-1.377	0.576	many	3	2	1
comp	SIM4	1	-0.8514	-1.3703	1.424	many	3	2	3
comp	SIM5	1	-0.91452	-1.5677	-1.424	many	0	3	1
comp	SIM4	1	-0.92702	-1.5645	-0.576	many	0	3	3
comp	SIM5	1	-1.1537	-1.532	0.576	many	1	4	1
comp	SIM4	1	-1.1476	-1.4982	1.424	many	1	4	3

Literaturverzeichnis

[1] A. D. Sakharov, Violation of CP Invariance, C Asymmetry of the Universe, JEPT Lett. 91 B (1967) 24.

[2] E. Noether: Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.–Phys. Kl., (1918) 235.

[3] F. Kuypers, Klassische Mechanik, 4. Auflage, VCH, Weinheim (1993).

[4] T. D. Lee und C. N. Yang, Questions of Parity Conservation in Weak Interactions, Phys. Rev. Lett. 104 (1956) 254–258.

[5] C. S. Wu *et al.*, Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay, Phys. Rev. Lett. 105 (1957) 1413–1415.

[6] F. Halzen, A. Martin, Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley & Sons, New York (1984).

[7] J. H. Christensen *et al.*, Evidence of the 2π decay of the K_2^0 meson., Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138–140.

[8] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, (1973) 652.

[9] N. Cabbibo, Unitary symmetry and leptonic decays, Phys. Rev Lett. 10 (1963) 531.

[10] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev Lett. 39, (1977).

[11] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Observation of top quark production in anti–p p collisions, Phys. Rev Lett. 74, (1995) 2626.

[12] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), Observation of the top quark, Phys. Rev Lett. 74 (1995) 2632.

[13] E. Fernandez *et al.*, Phys. Rev Lett. 51, (1983) 1022.

[14] N. S. Lockyer *et al.*, Measurement Of The Lifetime Of Bottom Hadrons, Phys. Rev Lett. 51 (1983) 1316.

[15] L. Wolfenstein, Parametrization Of The Kobayashi–Maskawa Matrix, Phys. Rev Lett. 51 (1983) 1945.

[16] T. Nakada, Experimental Summary, Proceedings of the Third International Conference on B Physics and CP Violation, (2000) 493.

[17] M. Ciuchini *et al.*, 2000 CKM–Triangle Analysis, hep–ph/0012308v3 (2001)

[18] Particle Data Group, Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. C 15, 1–878 (2000).

[19] H. Quinn, B^0–$\overline{B}^0$ Mixing, in C. Caso et al., Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. C3 (1998) 555–557.

[20] H. Quinn, CP–Violation in B decays, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 37 A (1994) 21–28.

[21] Y. Nir und H. Quinn, CP violation in B physics, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 42, (1992) 211–250.

[22] The BaBar Collaboration: Technical Design Report, SLAC–R–95–457 (1995).

[23] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), The BABAR Detector, hep–ex/0105044, (2001).

[24] The Belle Collaboration: Technical Design Report, KEK Report 95–1 (1995).

[25] B. A. Shwartz (Belle Collaboration), Belle/KEKB status and performance, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 93 (2001) 332.

[26] BELLE Collaboration, Measurement of the CP Violation Parameter $\sin 2\Phi_1$ in B_d^0 Meson Decays, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2509–2514.

[27] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Measurement of CP violating asymmetries in B0 decays to CP eigenstates, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2515.

[28] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), A measurement of sin(2beta) from B $\rightarrow$ J/psi K0(S) with the CDF detector, Phys. Rev. D 61 (2000).

[29] R. Barate *et al.* (ALEPH Collaboration), Study of the CP asymmetry of B0 $\rightarrow$ J/psi K0(S) decays in ALEPH, Phys. Lett. B492 (2000) 259–274.

[30] K. Ackerstaff *et al.*, Investigation of CP violation in B0 $\rightarrow$ J/psi K0(S) decays at LEP, Eur. Phys. J. C 5 (1998) 379–388.

[31] J. P. Cumalat, Flavour Production on Hadronic Targets, Prepared for 27th International Conference on High-energy Physics (ICHEP), Glasgow, Scotland, 20.–27. Jul (1994).

[32] P. Nason, S. Frixione and G. Ridolfi, Heavy flavour production, XV International Conference "Physics in Collisions", Cracow, Poland, June 8–10 (1995), hep-ph/9510253.

[33] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Heavy-quark production, To be published in Heavy Flavours II, ed. by A.J. Buras and M. Lindner, World Scientific, In “Buras, A.J. (ed.), Lindner, M. (ed.): Heavy flavours II” 609-706, hep-ph/9702287.

[34] M.H. Schub *et al.*, Measurement of J/ψ and ψ' production in 800 GeV/c proton–gold collisions, Phys. Rev. D 52 (1995) 1307.

[35] Daniel M. Kaplan, Charmonium Produktion in Fermilab E789, Int. J. Mod. Phys. A12 (1997) 3827–3836.

[36] T. Alexopoulos *et al.*, Charmonium Production in 800 GeV/c pSi Interactions, Proceedings of the 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow, Scotland, (1994) 1019–1021.

[37] M. J. Leitch et. al., Nuclear Dependence of Neutral–D–Meson Production by 800 GeV/c Protons, Phys. Rev. D72 (1994) 2542.

[38] Daniel M. Kaplan, Production of Charm, Charmonium, and Beauty in 800 GeV Proton–Nucleon Collisions, IIT–HEP–95–05 (1995), hep–ex/9510002 (1995).

[39] K. Kodama *et al.*, Charm meson production in 800 GeV/c proton–emulsion interactions, Phys. Lett. B263 (1991) 573.

[40] R. Ammar *et al.* D–Meson Production in 800–GeV/c pp Intersctions, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2185.

[41] G. A. Alves *et al.* (E769 Collaboration), Forward Cross Sections for Production of D^+, D^0, D_s, D^{*+}, and Λ_c in 250 GeV $\pi^\pm$, $K^\pm$, and p Interactions with Nuclei, Phys. Rev. Lett. 77, (1996) 2388.

[42] M. L. Magano, Two lectures on heavy quark production in hadronic collisions, CERN–TH/97–328 (1997) 1–38.

[43] D. M. Jansen *et al.* (E789 Collaboration), Measuremnet of the Bottom–Quark Production Cross–Section in 800 GeV/c Proton–Gold Collisions, Phys. Rev Lett. 74 (1995) 3118–3121.

[44] T. Alexopoulus *et al.* (E771 Collaboration), Measurement of the $b\bar{b}$ Cross Section in 800 GeV/c Proton–Silicon Interactions, Phys. Rev. Lett. 74 (1999) 41–44.

[45] P. Nason *et al.*, The one particle inclusive differential cross section for heavy quarks in hadronic collisions, Nucl. Phys. B327 (1989) 49–92.
Erratum: Nucl. Phys. B 335 (1990) 260.

[46] T. Lohse *et al.* (The HERA–B Collaboration), An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, HERA–B Proposal, DESY–PRC 94/02 (1994).

[47] A. J. Schwartz, HERA–B: physics potential and prospects, Nucl. Instr. Meth. A446 (2000) 199–207.

[48] I. Abt *et al.* (H1 Kollaboration), The H1 detector at HERA, Nucl. Instr. Meth. A386 (1997) 310–347.

[49] ZEUS Collab., The ZEUS Detektor, Status Report 1993, DESY–PRC (1993) 93/05.

[50] HERMES Collab., The HERMES Experiment: From the Design to First Results, DESY HERMES–95–02 (1995).

[51] S. Schaller, Untersuchung der Beiträge einzelner Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate des HERA–B Experiments, Diplomarbeit, Heidelberg (1998).

[52] W. Kozanecki, The PEP–II B–Factory: Status and Prospects, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 59–64.

[53] I. I. Bigi and A. I. Sanda, Notes On The Observability Of CP Violations In B Decays, Nucl. Phys. B193 (1981) 85.

[54] C. Padilla, HERA–B: status and commissioning results, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 176–189.

[55] T. Lohse, Wire Target Geometry and Tagging Performance, HERA–B–97–085 (1997).

[56] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collaboration), Production of excited beauty states in Z decays, Z. Phys. C 69 (1996) 393.

[57] C. Hast *et al.*, Hast *et al.*, Test of internal Halo targets in the HERA proton ring, Nucl. Instr. and Meth. A354 (1995) 224.

[58] K. Ehret, Commissioning of the HERA–B internal target: using the HERA proton ring as a B–factory, Nucl. Instr. Meth. A 446 (2000) 190–198.

[59] K. Ehret, Performance of the HERA–B target and interference with HERA operation, International Symposium on Near Beam Physics, FNAL Batavia, Proceedings, (1997) 33.

[60] E. Hartouni *et al.* (The HERA–B Collaboration), An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, HERA–B Technical Design Report, DESY–PRC 95/01 (1995).

[61] T. Lohse, HERA–B: Overview and Engineering Runs, Nucl. Instr. Meth. A408 (1998) 154–164.

[62] The HERA–B Collaboration: Report on Status an Prospects, DESY–PRC 00/04 (2000).

[63] T. Hott, MSGC development for the Inner Tracker of HERA–B, Nucl. Instr. and Meth. A408 (1998) 258–265.

[64] C. Richter, Development of Micro Pattern Gas Detectors for High Rate Experiments, Dissertation, Heidelberg (2000).

[65] A. Oed, Position Sensitive Detector With Microstrip Anode For Electron Multiplication With Gases, Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 351.

[66] R. Bouclier *et al.*, The Gas Electron Multiplier (GEM), IEEE Trans. Nucl. Sci. 44 (1997) 646–650.

[67] T. Zeuner, The MSGC–GEM Inner Tracker for HERA–B, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 324–330.

[68] W. Fallot–Burghardt *et al.*, HELIX–128–x User Manual, HD–ASIC–33-0697, Heidelberg (1999).

[69] M. Capéans, Status of the outer tracker for the HERA–B experiment, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 222.

[70] K. Berkhan *et al.*, Large System Experience with the ASD–8 Chip in the HERA–B Experiment, Snowmass (1999), Electronics for LHC experiments, 564–568.

[71] J. Pyrlik, The HERA–B ring imaging Cherenkov system: Design and performance, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 299.

[72] C. Grupen, Teilchendetektoren, BI–Wiss.–Verl., Mannheim (1993).

[73] M. Titov, The MUON sytem in the HERA–B experiment, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 355–365.

[74] E. K. E. Gerndt, HERA–B: trigger system, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 264–273.

[75] M. Adams *et al.*, The muon pretrigger system of the HERA–B experiment, published in “Cracow 2000, Electronics for LHC experiments”, (2000) 517–521.

[76] M. Adams, Prospects of Drell Yang physics with the HERA–B detector, Diploma Thesis, University of Dortmund (2001).

[77] V. Eiges *et al.*, Hight–P_T trigger for the HERA–B experiment, Nucl. Instr. and Meth. A453 (2000) 412–416.

[78] A. Gellrich, M. Medinnis, HERA–B higher level triggers: architecture and software, Nucl. Instr. and Meth. A408, (1998) 173.

[79] Application of the Kalman Filter Technique in the HERA–B Track Reconstruction, Internal HERA–B Note, (1995, rev. 1997).

[80] M. S. Tayagi, Introduction to Semiconducter Materials and Devices, John Wiley & Sons, New York (1991).

[81] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, second edition, John Wiley & Sons, New York (1981).

[82] W. R. Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments, 2. Ausgabe, Springer–Verlag, Berlin (1994) Kap. 10.4.

[83] H. F. Sadrozinski und H. G. Spieler, Silicon photodiodes and particle detectors, Eur. Phys. Jour. C (2000) 180–182.

[84] E. Barberis *et al.*, Temperature effects on radiation damage to silicon detectors, Nucl. Instr. and Meth., A326 (1993) 373–380.

[85] G. Lindström *et al.*, Radiation hardness of silicon detectors – a challenge from high–energy physics, Nucl. Instr. and Meth. A426 (1999) 1–15.

[86] V. Pugatch *et al.*, Radiation hardness of the HERA–B silicon microstrip detectors, Il Nuovo Cimento 112 A, N11 (1999) 1383.

[87] R. Wunstorf *et al.*, Damage–induced surface effects in silicon detectors, Nucl. Inst. and Meth. A377 (1996) 290–297.

[88] R. H. Richter, persönliche Mitteilung (2000).

[89] I. Abt *et al.*, Double–sided microstrip detectors for the high radiation enviroment in the HERA–B experiment, Nucl. Instr. and Meth. A439 (2000) 442.

[90] R. H. Richter *et al.*, Strip detector design for ATLAS and HERA–B using two dimensional device simulation, Nucl. Inst. and Meth. A 377 (1996) 412–421.

[91] J. Kemmer und G. Lutz, New structures for position sensitive semiconductor detectors, Nucl. Inst. and Meth. A273 (1988) 588–598.

[92] C. Bauer *et al.*, The HERA–B vertex detector system, Nucl. Instr. and Meth. A453 (2000) 103–108.

[93] C. Bauer *et al.*, Status of the HERA–B vertex detektor, Nucl. Instr. and Meth. A447 (2000) 61–68.

[94] M. Bräuer, Alignierung des HERA–B Vertexdetektors, Dissertation in Vorbereitung, Universität Heidelberg, (2001).

[95] C. Bauer *et al.*, Performance and radiation tolerance of the HELIX128–2.2 and 3.0 readout chips for the HERA–B microstrip detectors, In "Snowmass 1999, Electronics for LHC experiments", 508–512.

[96] M. Feuerstack–Raible, Overview of microstrip read-out chips, Nucl. Instr. and Meth. A447 (2000) 35.

[97] U. Trunk, Radiation tolerance of the HELIX128–2.2 chip for the microstrip detectors of HERA–B, Dissertation, University of Heidelberg (2000).

[98] I. Abt *et al.*, Gluing Silicon with Silicone, Nucl. Instr. and Meth., A411 (1998) 191.

[99] B. Schwingenheuer, Description of the HERA–B–Front–End Electronics for the Silicon Vertexdetektor and the Inner Tracker, HERA–B Note 99–013 (1999).

[100] L. Seybold, Thermische Modellierung der HERA–B Vertexdetektor–Module, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1996).

[101] I. Abt *et al.*, Characterization of Silicon Microstrip Detectors Using an Infrared Laser System, Nucl. Instr. and Meth. A423 (1999).

[102] W. Wagner, Auswertung der Daten des HERA–B Vertexdetektors im Hinblick auf die physikalischen Eigenschaften der verwendeten Siliziumstreifenzähler, Ludwig–Maximilians–Universität München, (1999).

[103] M. Dressel, Untersuchung dynamischer Eigenschaftem der tief inelastischen Wechselwirkung von 920 GeV Protonen mit Al–, C–, Ti– und W–Drähten bei HERA–B, Dissertation, Ludwig–Maximilians–Universität München, (2001).

[104] K. Riechmann, K.T. Knöpfle, V. M. Pugatch, Pion and proton induced radiation damage to silicon detectors, Nucl. Instr. and Meth., A326 (1996) 276–283.

[105] K. Riechmann, Einsatz von Siliziumdetektoren in der Hochstrahlungsumgebung von HERA–B, Dissertation, Technische Universität München, (1998).

[106] K. Ehret *et al.* , Observation of coasting beam at the HERA proton–ring, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2001) 206–216.

[107] The HERA–B Collaboration: Report on Status and Prospects, DESY–PRC 00/04 119–120 (2000).

[108] P. Kreuzer, Performance of the SLT, Meeting with refeeres, 18. Oct. 2000.

[109] Teresa Núñez., pers. Mitteilung.

[110] H. Albrecht, ARTE (Analysis und Reconstruction Tool), HERA–B Note 95–065 (1995).

[111] I. Kisel, Cellular automaton and elastic net for event reconstruction in the NEMO–2 experiment, Nucl. Instr. and Meth. A387 (1997) 443.

[112] I. Kisel, S. Masciocchi, CATS: a cellular automaton for tracking in silicon for the HERA–B vetrex detector, HERA–B Note 99–242 (1999).

[113] L. A. McGee and S. F. Schmidt, Discovery of the Kalman filter as a practical tool for aerospace and industry, NASA–TM–8684 (1995).

[114] M. Schmelling, The HOLMES Program Package, HERA–B Note 99–086 (1999).

[115] R. Mankel, Ranger – a Pattern Recognition Algorithm for the HERA–B Main Tracking System, HERA–B Note 99–016 (1999).

[116] O. Igonkina, MARPLE, http://www–hera–b.desy.de/subgroup/software/arte/MARPLE/index.html.

[117] P. Conde, http://www–hera–b.desy.de/subgroup/software/arte/MARPLE/patricia.HBW–Oct00.ps, (2000).

[118] I. Kisel, pers. Mitteilung, Nov. (2000).

[119] B. A. Petersen, HERA–B analysis meeting, Oct., (2000).

[120] I. Arinyo, L. Garrido, Particle Identification with the HERA–B RICH, HERA–B Note 99–108 (1999).

[121] Grover, D. Emeliyanov, V. Kekelidize, I. Kisel, M. Sang, S. Schaller, http://wwwhera-b.mppmu.mpg.de/analysis/grover.html, (2001).

[122] T. Lohse, Vertex Rekonstruction and Fitting, HERA–B Note 95–013, (1995).

[123] Primary Vertex Reconstruction by ROVER, D. Emeliyanov *et al.*, HERA–B Note 00–139, (2000).

[124] Ya. Bar–Shalom, Tracking Methods in a Multitarget Enviroment, IEEE Transactions on Automatic Control AC–23, (1979).

[125] Byron P. Roe, Probability and Statistics in Experimental Physics, Springer–Verlag, New York (1992).

[126] H. Pi, An Event generator for interactions between hadrons and nuclei: FRITIOF version 7.0, Computer Physics Comm. 71 (1992) 71.

[127] T. Sjöstrand, High–energy physics event generation with PYTHIS 5.7 and JETSET 7.4, Computer Physics Comm. 82 (1994) 74.

[128] J. Ivarson *et al.*, PYTHIA and FRITIOF: Event Generator for HERA–B, HERA–B Note 99–067 (1999).

[129] S. Nowak, A Description of HBGEAN, HERA–B Note 94–123 (1994).

[130] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, Appliction Software Group, CERN Program Library Long Writeup W5013.

[131] B. A. Petersen, pers. Mitteilung, Feb. (2001).

[132] Lars Sözüer, MC Simulation with the SLT using daqif in ARTE, HERA–B Collaboration Week, Feb. (2000).

[133] T. Perschke, Inklusive Multiplizitäten geladener Teilchen beim HERA–B Fixed–Target Experiment, Dissertation, Ludwig–Maximilians–Universität München, (2000).

[134] P. Kreuzer, pers. Mitteilung.

[135] H. Palka *et. al.*, ACCMOR Collaboration, Semileptonic Decays Of Charmed D+-Meson: Measurement Of The Lifetime And The Cross-Section, Z. Phys. C 35 (1987) 151.

[136] P. L. Frabetti *et al.*, E687 Collaboration, Analysis of the decay mode D+ → anti-K*0 mu+ neutrino, Phys. Lett. B307 (1993) 262.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Karl–Tasso Knöpfle für die Übernahme des ersten Gutachtens meiner Doktorarbeit und Frau Prof. Dr. Johanna Stachel für die sofortige Bereitschaft, daß zweite Gutachten zu übernehmen. Professor Knöpfle danke ich ferner sehr für seine vielen wertvollen Anregungen.

Mein herzlichster Dank gilt Frau Dr. Iris Abt, der Betreuerin meiner Arbeit. Ihre Hilfs– und Diskussionsbereitschaft, ihren reichen physikalischen Erfahrungsschatz und ihren Teamgeist habe ich sehr schätzen gelernt.

Weiterhin danke ich den Mitgliedern und Ehemaligen der HERA–B Gruppe am Max–Planck–Institut für Physik für die angenehme Zusammenarbeit und ihre Unterstützung: Dr. Iris Abt, Dr. Michael Dressel, Katja Harwart, Dr. Ivan Kisel, Dr. Silvia Masciocchi, Dr. Basil Moshous, Dr. Thomas Perschke, Dr. Kirsten Riechmann, Dr. Max Sang, Franz Stelzer, Petra Strube, und Dr. Wolfgang Wagner.

Für die kritische Durchlesen von Teilen meiner Arbeit danke ich insbesondere Michael Dressel, Thomas Perschke, Kirsten Riechmann und Petra Strube.

Unserem "Engländer" Max Sang, mit dem ich mein Büro am MPI teilte, danke ich für die gute Atmosphäre und viele aufschlußreiche Gespräche.

Der Heidelberger HERA–B Gruppe, insbesondere Dr. Christian Bauer, Martin Bräuer, Dr. Thorsten Glebe, Torsten Jagla, Prof. Werner Hofmann, Prof. Karl–Tasso Knöpfle, Marc–André Pleier, Prof. Valerie Pugatch, Dr. Francesco Sciacca, Dr. Michael Schmelling, Dr. Bernhard Schwingenheuer und Dr. Ulrich Trunk danke ich sehr.

Ich danke dem "Technical Staff", namentlich Jeff Bizzel (RAL), Pavel Šolc (MPI) und Günther Tratzl (MPI), die maßgeblich an der Fertigung der Vertexdetektormodule beteiligt sind.

Allen Mitgliedern der HERA–B Kollaboration, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich danken.

Schließlich danke ich ganz besonders meinen Eltern.