

**Aufbau und Betrieb eines Silizium-
Mikrostreifen-Detektor-Systems zu
Testmessungen am
HADES-Driftkammer-Prototyp**

Diplomarbeit
von

Achim Steigerwald

Institut für Kernphysik
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
Frankfurt am Main

durchgeführt bei der
Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

Januar 1997

Kurzer Überblick

Im HADES-Detektorsystem werden Vieldraht-Driftkammern zur Spurrekonstruktion verwendet. Für eine genaue Untersuchung des Driftzeitverhaltens innerhalb der Driftzellen wird ein ortsempfindliches Referenzdetektorsystem benötigt. Hierfür wurden Silizium-Mikrostreifen-Detektoren mit einer Ortsauflösung im Bereich kleiner als $10 \mu\text{m}$ eingesetzt. Diese wurden zu einem Strahlteleskop zusammengebaut, mit dem die Teilchentrajektorie zwischen zwei Referenz-Meßpunkten bestimmt werden kann.

Probleme bereitete die Vielfachstreuung in den einzelnen Komponenten des Teleskop-Aufbaus, die den geradlinigen Teilchendurchgang zwischen den beiden Ortsmessungen beeinflusste. Dies wurde durch Messung mit Teilchen höherer Steifigkeit ausgeglichen.

Die Silizium- μ -Streifen-Detektoren zeigten ein gutes Signal-zu-Untergrund Verhalten und wiesen eine sehr gute Effizienz auf. Die Bestimmung des Teilchendurchgangsortes durch den Driftkammer-Prototyp 0 ermöglichte die Messung der Driftgeschwindigkeit. Auch das Driftzeitverhalten in Abhängigkeit vom Ort des Teilchendurchgangs konnte genau untersucht werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Übersicht über das HADES-Spektrometer	3
2.1	Der Dileptonentrigger	6
2.2	Treffererkennung in den Driftkammern	8
2.3	Massenbestimmung nach Spurverfolgung	11
3	Die Silizium-Mikrostreifen-Detektoren	13
3.1	Aufbau der Detektoren	14
3.2	Funktionsweise	15
3.2.1	Positionsbestimmung mittels Ladungsschwerpunktbildung	16
3.3	Datenauslese	17
3.3.1	Der VA-Chip	18
3.3.2	Digitalisierung der Daten	20
3.4	Tests und Funktionsprüfungen	21
4	Das Strahlteleskop	25
4.1	Gesamtaufbau	25
4.1.1	Szintillationszähler als Trigger	26
4.1.2	Referenzortsbestimmung	26
4.1.3	Der Driftkammerprototyp als Testobjekt	27
4.2	Vielfachstreuung in den einzelnen Komponenten	28
4.3	Winkelunschärfe	30
5	Anwendung des Strahlteleskops	33

5.1	Testmessungen mit kosmischer Strahlung	33
5.2	„Pionenstrahl“ am SIS	34
5.3	Protonenstrahl am Fragment-Separator	38
5.3.1	Auswertung und Ergebnisse	38
6	Zusammenfassung	45
A	Die Repeater-Karte	47
A.1	Die Einstellmöglichkeiten	48
B	Die Viking-Timing-Unit	51

Abbildungsverzeichnis

2.1	Frontansicht der sechs HADES-Sektoren.	4
2.2	Seitenansicht des HADES-Spektrometers	4
2.3	Schnitt durch die Detektorkomponenten.	5
2.4	Charakteristische Signale von e^+e^- -Untergrundpaaren	7
2.5	Driftkammermodule I und IV	9
2.6	Driftzellenaufbau und Schnitt durch ein MDC-Modul	10
3.1	Modul eines Si- μ -Streifen-Detektors	13
3.2	Anschluß der Streifen zur Datenauslese	14
3.3	Aufbau eines Si- μ -Streifen-Detektors (Schnitt)	15
3.4	Ladungsverteilung auf benachbarte Streifen	15
3.5	Gewichtete Summe	16
3.6	Die Ausleseelektronik	17
3.7	Der Viking-Amplifier-Chip (VA)	19
3.8	Steuersignale für den VA-Chip	20
3.9	Schematische Darstellung der Ausleseelektronik	21
3.10	Testmessungen mit den Si- μ -Streifen-Detektoren	22
3.11	Analyse der Pedestal-Signale	24
4.1	Das Strahlteleskop	25
4.2	x-, y-Positionsberechnung	27
4.3	Driftkammerprototyp 0	28
4.4	Vielfachstreuung im Strahlteleskop	29
4.5	Winkelunschärfe	31
5.1	Aufbau für kosmische Strahlung	33

5.2	Strahlzeitaufbau im Cave C	34
5.3	Energieverlust im Strahlteleskop	35
5.4	„Ortsauflösung“ aus der Pionenstrahlzeit	36
5.5	Driftzeitauflösung	37
5.6	Strahlzeitaufbau am FRS	38
5.7	Signal-zu-Untergrund Verhältnis	39
5.8	„Ortsauflösung“ der Protonenstrahlzeit	40
5.9	Ortskorrelationen	41
5.10	Driftzeit gegen Referenzort	43
A.1	Die Repeater-Karte	47
A.2	Anschlußbelegung	48
B.1	Die Viking-Timing-Unit	51
B.2	Innenansicht des VA-Timers (NIM-Modul)	52

Kapitel 1

Einleitung

An der Gesellschaft für SchwerIonenforschung (**GSI**) wird derzeit ein Dileptonspektrometer mit hoher geometrischer Akzeptanz (75–80%) und hoher Massenauflösung ($\simeq 1\%$) in Zusammenarbeit mit vielen Universitäten und Instituten aus ganz Europa aufgebaut (**HADES-Kollaboration**¹).

Mit dem **High Acceptance DiElectron Spectrometer (HADES)** sollen Eigenschaften von Hadronen in Kernmaterie, wie zum Beispiel deren Masse oder elektromagnetische Formfaktoren [Lan85], untersucht werden. In unserer Umwelt befindet sich die Kernmaterie in ihrem Grundzustand: Kernmateriedichte $\rho_0 \simeq 0.17$ Nukleonen/fm³ und einer Temperatur von $T \simeq 0$ MeV ~ 0 K. Am **SchwerIonen-Synchrotron (SIS)** der GSI lassen sich durch Schwerionenstöße, bei der die Projektilteilchen mit Strahlenergien von bis zu 2 GeV pro Nukleon auf ein festes Target beschleunigt werden, extreme Bedingungen (Kernmateriedichten von 2–3 mal ρ_0 und Temperaturen von bis zu $T \simeq 60 - 100$ MeV $\sim 10^{12}$ K) erzeugen. Diese Untersuchungen sollen durch pion- und proton-induzierte Reaktionen an freien Protonen und Kernen ergänzt werden.

Kenntnisse über die Änderung der Eigenschaften von Hadronen in heißer und dichter Kernmaterie sind Grundlage zum Verständnis der Vorgänge bei Supernovae-Explosionen, in Neutronensternen und während der Anfänge des Universums. Eine der physikalischen Fragestellungen, die mit dem HADES-Experiment geklärt werden soll, ist die Unterschiedlichkeit in den theoretischen Voraussagen (z.B.: [Bro91], [Wei94], [Her92]) über das Verhalten von Hadronen in verdichteter Materie im Gegensatz zum freien Zustand. Dies sind Fragen, die mit der Restaurierung der chiralen Symmetrie bei hoher Dichte und/oder hoher Temperatur zusammenhängen. Chirale Symmetrie ist eine grundlegende Symmetrie der QCD und beinhaltet die Entkopplung links- und rechtsdrehender Teilchen. Dies wird beobachtbar an Massenverschiebung und Massenverbreiterung beispielsweise von Vektormesonen (ρ , ω oder ϕ).

¹siehe Literaturverzeichnis

Die innerhalb der heißen und verdichteten Zone einer Au+Au -Kollision produzierten ρ -Mesonen zerfallen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer zum größten Teil auch wieder innerhalb erhöhter Kernmateriedichte. Da Leptonen (wie z.B. Elektronen und Positronen) nicht an der starken Endzustandswechselwirkung teilhaben, bilden sie die idealen Zerfalls-Kandidaten, um Informationen aus dieser komprimierten Phase herauszutragen.

Das Szenario bei einer zentralen Kollision von Goldionen (^{197}Au) mit einer Projektilenergie von 1–2 GeV pro Nukleon auf Goldatome in einer Folie stellt dabei wegen der hohen Multiplizität an geladenen Teilchen (etwa 170 Protonen und 20 geladene Pionen pro zentraler Kollision) höchste Anforderungen an das Spektrometer. Wegen des sehr kleinen Verzweigungsverhältnisses für dileptonische Zerfälle ($< 10^{-4}$) benötigt man einen guten Trigger (siehe Abschnitt 2.1), der die interessanten Dielektronen aus den hohen Untergrundraten herausfiltern kann.

Die Massenbestimmung, die aus den Leptonenimpulsen erfolgt, erfordert ein großflächiges (Gesamtfläche etwa 33 m^2) Detektorsystem mit einer Ortsauflösung im Bereich von $100 \mu\text{m}$, das eine Spurrekonstruktion vor und nach der Ablenkung durch ein Magnetfeld ermöglicht. Zu diesem Zweck werden Vieldraht-Driftkammern mit hoher Granularität für eine gute Impuls- und Doppeltreffer-Auflösung entwickelt. Um die Vielfachstreuung in den Kammern möglichst gering zu halten, werden nur Materialien mit kleiner Massenzahl verwendet. Das Verhalten der Driftkammern bei Variation des Gasgemisches, unterschiedlich hohen elektrischen Feldstärken und verschiedenen Verstärkerkarten wurde anhand von Quellenmessungen an einem bei der GSI gefertigten Prototypen untersucht.

Um Eigenschaften wie das Driftzeitverhalten in Abhängigkeit vom Entstehungsort der Ladungswolken innerhalb einer Driftzelle zu untersuchen oder Informationen über die Konstanz der Driftgeschwindigkeit über die gesamte Driftzelle zu erhalten, ist es erforderlich, den Ort des Teilchendurchgangs mit einem Referenzsystem zu bestimmen. Die Auswahl einer geeigneten Meßmethode und eines geeigneten Detektorsystems für diese Aufgabe sind Teil dieser Arbeit. Das Meßkonzept besteht in dem Aufbau eines Strahlteleskops, das eine Bestimmung der Teilchentrajektorie zwischen zwei Ortsmessungen ermöglicht. Für die Referenzortsmessung wurden vier einseitige Silizium-Mikrostreifen-Detektoren mit einer Ortsauflösung im Bereich einiger μm eingesetzt. Der Aufbau und Betrieb der Silizium- μ -Streifen-Detektoren als Strahlteleskop wird in dieser Arbeit beschrieben.

Im folgenden Kapitel wird zunächst eine kurze Übersicht über den HADES-Detektor und die einzelnen Komponenten gegeben. Kapitel 3 gibt einen Einblick in die Funktionsweise der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren. Danach folgt in Kapitel 4 eine Beschreibung des Strahlteleskopaufbaus, und in Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Testmessungen mit dem Driftkammerprototyp 0 dargestellt.

Kapitel 2

Übersicht über das HADES-Spektrometer

Das sich bei der GSI im Aufbau befindliche HADES-Experiment ist in dem *Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer* [Had94] vorgeschlagen worden. Das Design des Spektrometers ist das Ergebnis detaillierter Monte-Carlo Studien zur Leistungsfähigkeit der einzelnen Detektorkomponenten. Vorgabe war eine Massenauflösung von 1% bei möglichst großer Akzeptanz. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind Gegenstand der Doktorarbeit von Heike Schön [Sch95]. Weitere GEANT¹- Simulationen zu verschiedenen speziellen Teilen sind in der Diplomarbeit von Walter Karig [Kar93] zu finden. Auch in den vier bisher abgehaltenen Workshops ([Had94/I], [Had95/II], [Had95/III] und [Had96/IV]) sind zahlreiche Vorträge zum physikalischen Programm, Problemen bei der Detektor-Entwicklung und viele andere Informationen zu finden.

Im Rahmen dieser Arbeit soll nur ein kurzer Überblick über das physikalische Programm von HADES gegeben werden, wobei zum Verständnis des Grundprinzips für den Dielektronennachweis die einzelnen Detektorkomponenten und deren Funktion kurz erklärt werden müssen.

Das HADES-Spektrometer besteht aus mehreren Detektorkomponenten, die für die Simulationsrechnungen mit GEANT geometrisch und funktionell in das Programm eingegeben wurden. Die dreidimensionale Frontansicht (Abbildung 2.1) und der seitliche, dreidimensionale Schnitt durch das Spektrometer in Abbildung 2.2 sind vom Computer erstellte Bilder von HADES. Die Strahlrichtung verläuft in beiden Bildern von links nach rechts. Das segmentierte Target befindet sich in der Mitte des RICH-Detektors. Den Weg der Teilchen durch die einzelnen Detektoren kann man am besten in dem zweidimensionalen Schnittbild (Abbildung 2.3) verfolgen. Die einzelnen Spektrometerkomponenten sind im Bild markiert und beschriftet.

¹Detector description and simulation tool [Bru87]

Bild 2.1: Frontansicht der sechs HADES-Sektoren. Das Target befindet sich im RICH. Nach außen folgen die beiden inneren Driftkammern, die supraleitenden Spulen, die beiden äußeren Driftkammern und META mit Flugzeitwand und Schauerdetektor.

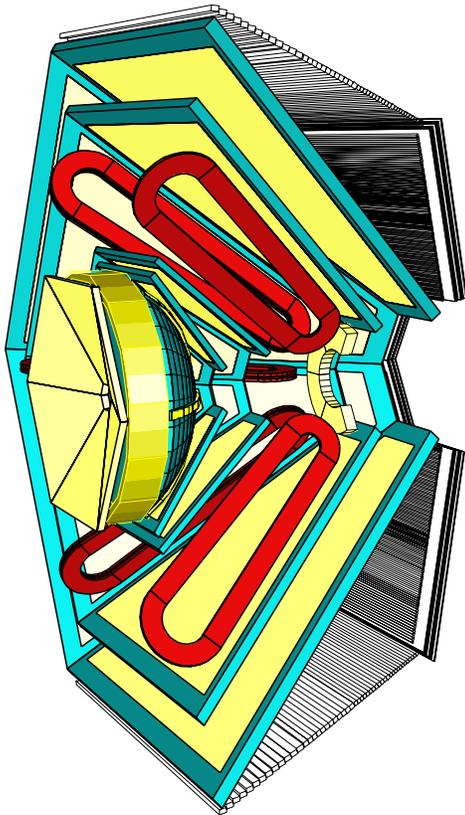
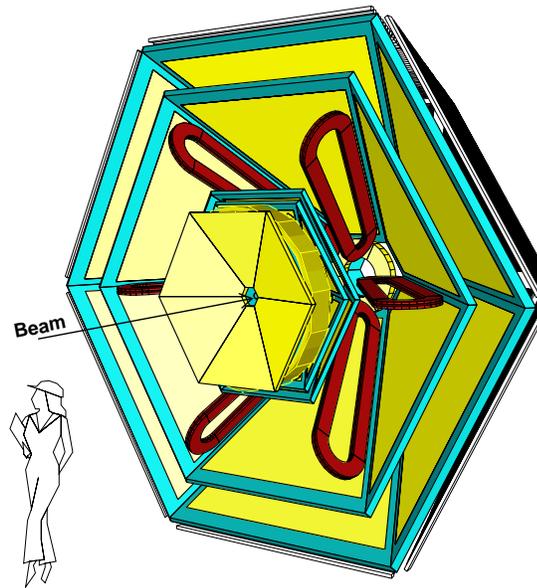


Bild 2.2: Seitenansicht des HADES-Spektrometers. In dieser Ansicht auf den dreidimensionalen Schnitt durch das Spektrometer sind die einzelnen Detektor-komponenten und ihre Verschachtelung gut zu erkennen.

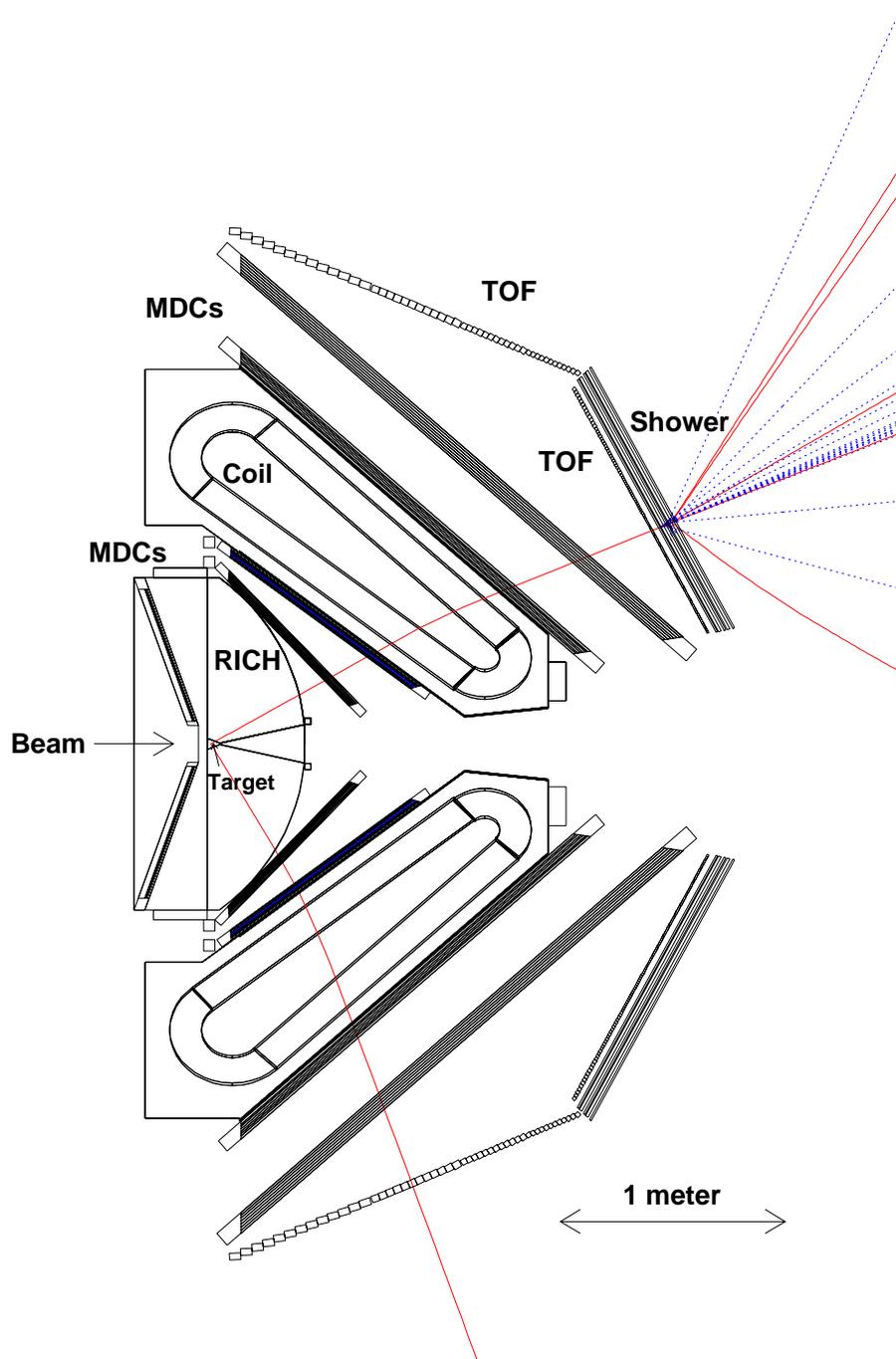


Bild 2.3: Schnitt durch das HADES-Spektrometer. Die einzelnen Detektorkomponenten sind in der Schnittzeichnung markiert. Die Teilchenbahnen eines e^+e^- -Paares aus dem Zerfall eines Vektormesons wurden mit dem Simulationsprogramm GEANT berechnet.

Der HADES-Detektor gliedert sich in die nachfolgend aufgezählten und kurz beschriebenen Komponenten:

- Als ersten Detektor, rotationssymmetrisch um die Strahlachse, kann man den ringabbildenden Cherenkov-Detektor erkennen (**R**ing **I**maging **C**herenkov-Detector - **RICH**). In ihm befindet sich das segmentierte Target.
- Dann schließen sich die inneren Vieldraht-Driftkammern (**M**ultiwire **D**rift **C**hamber - **MDC**) an, die sich in zwei Ebenen hintereinander zu je 6 Sektoren aufteilen.
- Den Kern des Spektrometers bildet der supraleitende Magnet, der mit seinen sechs Spulen ein toroidales Magnetfeld rotationssymmetrisch um die Strahlachse formt.
- Dahinter folgen die äußeren Driftkammern, ebenfalls zwei Ebenen mit je 6 Sektoren.
- Der äußerste Detektor (**M**ETa - **M**ultiplicity **E**lectron **T**rigger **A**rray) besteht aus zwei Teilen: Einer Flugzeitwand aus etwa 1000 Szintillatorstreifen (**T**O**F** - **T**ime **O**f **F**light **W**all) über den gesamten Winkelbereich ($18^\circ - 85^\circ$) und einem Schauerdetektor (**S**hower) im Winkelbereich bis 45° .

Auf das Zusammenspiel der oben genannten Spektrometerkomponenten wird in den folgenden Abschnitten noch näher eingegangen.

Bei Schwerionenkollisionen (z.B.: $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$) mit Ereignisraten von etwa einer Million Kollisionen pro Sekunde ($10^6/\text{s}$) fallen enorme Datenmengen an. Das gesamte HADES-Detektorsystem wird etwa 100·000 Kanäle haben. Diese können nicht vollständig für eine spätere „Offline“-Analyse auf ein Massenspeichermedium weggeschrieben werden. Die Erzeugungsrate für Vektormesonen ist gering und der leptonische Zerfallskanal ist zusätzlich wegen $\alpha = \frac{1}{137}$ stark unterdrückt (etwa 10^{-6} e^+e^- -Paare aus dem ρ -Mesonenzerfall pro zentraler Kollision). Es muß also eine Vorentscheidung getroffen werden, um möglichst nur solche Ereignisse zu speichern, in denen ein Dielektronenpaar aus einem Vektor-Mesonen-Zerfall vorhanden ist. Deshalb wird ein Triggerkonzept benötigt, um diese interessanten Dielektronenereignisse herauszufiltern und eine Datenreduzierung vor der Speicherung zu erreichen.

2.1 Der Dileptonentrigger

Ein spezieller Anwendungsfall für HADES stellt die Schwerionenkollision von Goldionen bei SIS-Energien dar; dieser Fall ist maßgebend für die Dimensionierung und Auslegung der Maximalanforderung des Spektrometers.

In der ersten Stufe (first-level-trigger - **LVL 1**) werden zentrale Stöße durch Messung der Anzahl von geladenen Teilchen (Teilchenmultiplizität im META) ausgewählt. Dies bringt eine Reduzierung der Ereignisrate auf etwa einen „zentralen“ Stoß alle $10 \mu\text{s}$ ($10^5/\text{s}$).

Die zweite Stufe (second-level-trigger - **LVL 2**) ist für die Dielektronenidentifizierung zuständig. In diesem Schritt ist es notwendig, im RICH und im META parallel nach Leptonenkandidaten zu suchen.

Im RICH werden Elektronen und Positronen eindeutig durch Ringe identifiziert. Nur sie überschreiten die Schwellenenergie im ausgewählten Radiatorgas (C_4F_{10}) und emittieren Cherenkov-Licht in einem azimuthalen Lichtkegel um ihre Flugbahn. Der RICH-Zähler ist für die langsameren Hadronen (p, π, \dots) blind. Die Cherenkov-Photonen werden von einem sphärischen Spiegel zu einem UV-Detektor reflektiert, auf dem sie zu Ringen fokussiert nachgewiesen werden. Ringpaare mit einem Öffnungswinkel $\alpha < 30^\circ$ werden allerdings ausgeschlossen, da sie mit großer Wahrscheinlichkeit aus Untergrundprozessen wie zum Beispiel dem π^0 -Zerfall stammen (siehe Bild 2.4 (a)). Für einen positiven Triggerentscheid werden mindestens zwei Leptonen (e^+, e^-) gefordert.

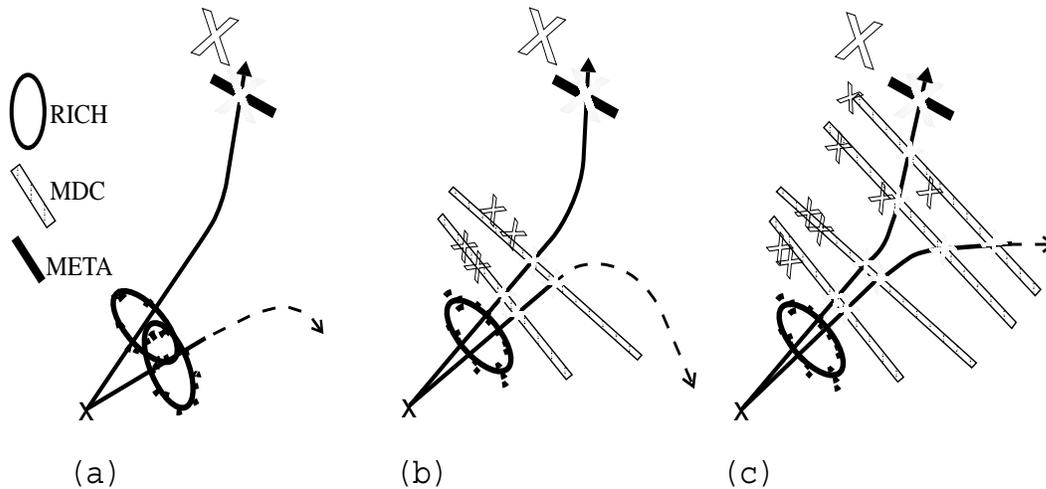


Bild 2.4: Charakteristische Signale von e^+e^- -Untergrundpaaren aus dem Pionen-Zerfall:

(a): Öffnungswinkel der RICH-Ringe kleiner als 30° (second-level-trigger).

(b): Erkennung naher e^+e^- -Spuren in den inneren Driftkammern (Untergrundreduzierung mittels „Offline“-Analyse).

(c): Rekonstruktion beider Trajektorien ohne zweites META-Signal (ebenfalls Untergrundreduzierung mittels „Offline“-Analyse).

Gleichzeitig werden Elektronen und Positronen im META selektiert. Dies geschieht im Polarwinkelbereich $\theta > 45^\circ$ durch den Flugzeitunterschied zwischen den schnellen Leptonen gegenüber den langsameren Hadronen. Im Winkelbereich

von $\theta < 45^\circ$ wird zusätzlich ein Schauerdetektor zur Unterscheidung zwischen Hadronen und Leptonen benötigt.

Anschließend werden die Emissionsrichtungen für die im RICH verifizierten Dielektronen (Polar- und Azimutwinkel ergeben sich aus den Ringmittelpunkten) unter Berücksichtigung der Ablenkung im Magnetfeld mit den im META gemessenen Orten verglichen. Wenn mindestens zwei Leptonenkandidaten die Triggerkriterien erfüllen, wird das untersuchte Ereignis für die Datenspeicherung freigegeben. In diesem Schritt kann die Ereignisrate auf etwa ein zu speicherndes Ereignis pro Millisekunde reduziert werden ($10^3/s$).

Die Auslese der Driftkammern muß zunächst einmal für jedes LVL 1 Ereignis komplett erfolgen und die digitalisierte Driftzeitinformation in Ringpuffern gespeichert werden. Diese Zwischenspeicher müssen groß genug gewählt werden, um alle Daten zu bewahren, bis eine LVL 2 Triggerentscheidung gefallen ist (etwa nach $150 \mu s$) und die ausgewählten Ereignisse zur Speicherung weitergegeben werden können.

Mit der dritten Stufe (third-level-trigger - **LVL 3**) können e^+e^- -Paare, die zum Beispiel durch externe Paarbildung entstehen, mit Hilfe der Driftkammerinformationen aussortiert werden. Hierbei wird eine grobe Spurrekonstruktion unter Vernachlässigung der Driftzeitinformation durchgeführt. Nur wenn die Leptonenereignisse in RICH und META jeweils durch eine Spur in den Driftkammern verbunden sind, ist die LVL 3 Triggerentscheidung erfüllt. Hierdurch wird eine Reduktion der Datenmenge um einen weiteren Faktor Zehn erreicht.

Eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Triggerstufen ist in der Doktorarbeit von Heike Schön ([Sch95] Abschnitt 6.1, Seiten 81–86) zu finden.

Die verbleibenden Ereignisse werden zur „Offline“-Analyse auf Band geschrieben. In der „Offline“-Analyse kann eine weitere Untergrundreduzierung stattfinden, wenn es möglich ist, dicht beieinanderliegende Spuren von Dielektronenpaaren mit geringem Öffnungswinkel in den inneren beiden Driftkammerebenen zu trennen. Je nach Impulsaufteilung in dem e^+e^- -Paar besteht aber die Möglichkeit, daß eines der Leptonen im Magnetfeld aus dem Akzeptanzbereich der nachfolgenden Detektoren ausgelenkt wird und somit nur ein Leptonensignal im META festgestellt werden kann (siehe Bild 2.4 (b) und (c)). Für diesen Schritt der Untergrundreduzierung muß eine gute Ortsauflösung mit den Driftkammern erreicht werden.

2.2 Treffererkennung in den Driftkammern

Die Vieldraht-Driftkammern messen die Positionen der Teilchendurchgänge und liefern somit die Grundinformation für eine nachfolgende Teilchenspuren-

rekonstruktion. Jedes Driftkammermodul, insgesamt sind es 24 Module in vier verschiedenen Geometrien, die in 4 Ebenen zu je 6 Sektoren zusammgebaut werden, besteht aus sechs hintereinanderliegenden Signaldrahtebenen. Diese sind in Winkeln von 40° , 20° , zweimal 0° , -20° und -40° ausgerichtet (siehe Bild 2.5). Die Winkel wurden so gewählt, daß in y-Richtung eine größere Auflösung ermöglicht wird als in x-Richtung. So kann die Ortsauflösung der Driftkammern in y-Richtung verbessert und die Ablenkung der Teilchenbahnen im Magnetfeld genauer bestimmt werden. Das erhöht die Impuls- bzw. Massenauflösung des Spektrometers. Die Signaldrahtebenen werden durch sieben Felddrahtebenen

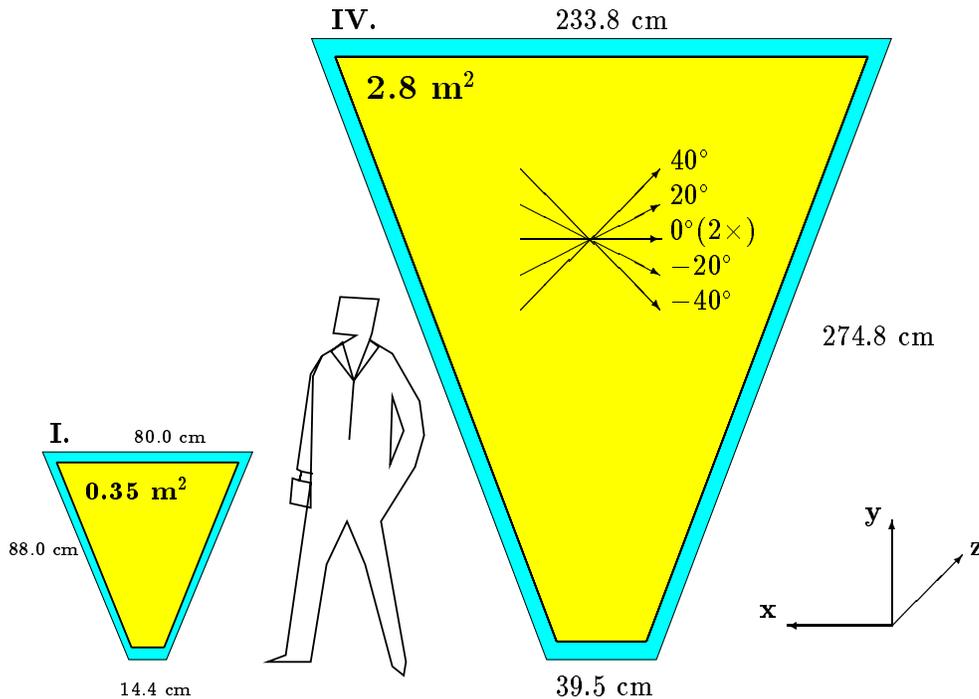


Bild 2.5: Übersicht über die Driftkammermodule I und IV.

voneinander abgetrennt (siehe Bild 2.6(b)). Getragen wird das ganze von einem Rahmen, der nicht breiter als die Schattenzone der Magnetspulen sein soll, um die Spektrometerakzeptanz nicht zu verringern. Andererseits muß der Rahmen aber auch stabil genug konstruiert werden, um den durch die Drahtspannung verursachten Zugkräften ohne eine zu starke Durchbiegung standzuhalten. Der Gasraum wird durch Folien abgeschlossen.

Wenn geladene Teilchen den Gasraum der Driftkammern passieren, ionisieren sie die Gasatome und hinterlassen entlang ihrer Flugbahn freie Ladungsträger. Diese driften dann im elektrischen Feld der Driftzellen zu den Signaldrähten (siehe Bild

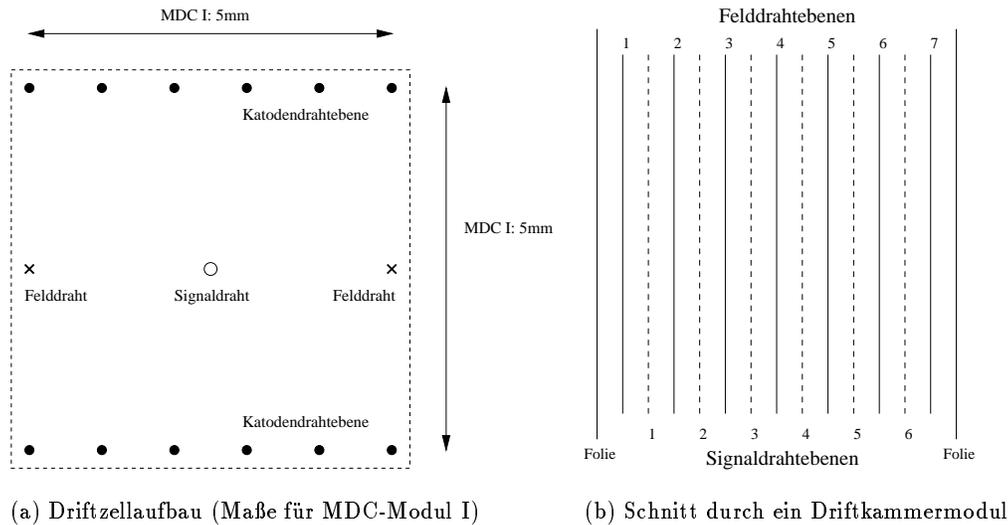


Bild 2.6: *Driftzellenaufbau und Schnitt durch ein MDC-Modul.*

2.6(a)). Ist die Driftgeschwindigkeit in der Driftzelle bekannt und überwiegend konstant, so läßt sich die genaue Position des Teilchendurchgangs anhand der Driftzeiten bestimmen. Untersuchungen zum Feldverlauf bei quadratischer Driftzellengeometrie und Simulationen zum Driftzeitverhalten innerhalb der Driftzellen wurden von Alfred Zentek [Zen97] durchgeführt.

Die Positionsbestimmung wird durch die hohen Teilchenmultiplizitäten von bis zu 25–30 Teilchen pro Ereignis innerhalb eines Driftkammermodules erschwert, so daß man einen geeigneten Algorithmus für die eindeutige Trefferzuordnung benötigt. Dieser muß zunächst die zu einem Teilchendurchgang gehörenden Signaldrähte verifizieren, was durch die Signalüberlagerung durch Mehrfachtreffer erschwert wird. Für eine geringe Doppeltrefferwahrscheinlichkeit innerhalb einer Driftzelle wird die Zellgröße der Teilchenbelegungsichte, die nach außen hin abnimmt, angepaßt (siehe auch [Sch95] Bild 4.5, Seite 56).

Aus den in den beiden inneren Driftkammerebenen gemessenen Positionen werden nun die Trajektorien der Dielektronen bestimmt, bevor sie im Magnetfeld abgelenkt werden. Die Driftkammern befinden sich im feldfreien Raum. Diese Trajektorien sollten mit den durch den Ringmittelpunkt im RICH festgelegten Teilchenspurinformationen übereinstimmen und ihren Ursprung im Target haben. Die beiden äußeren Driftkammerebenen bestimmen die Trajektorien der abgelenkten e^+e^- -Paare, die in ihren Endpunkten mit den in META gemessenen Positionen übereinstimmen sollten.

Im nächsten Abschnitt wird kurz beschrieben, wie man aus den Driftkammerinformationen über die Teilchentrajektorien die Impulse der Elektron-Positron-

Paare erhält. Und wie sich dann zusammen mit der Öffnungswinkelinformation die Masse des Ursprungsteilchens, aus dessen Zerfall das spektroskopierte Dielektronenpaar entstanden ist, bestimmen läßt.

2.3 Massenbestimmung nach Spurverfolgung

Kennt man die Emissionsrichtung des Elektrons und die des Positrons vor Eintritt in das Magnetfeld, so kann man daraus den Öffnungswinkel $\alpha_{e^+e^-}$ und den Entstehungsort für dieses e^+e^- -Paar bestimmen. Aus der Teilchenspurrekonstruktion nach der Ablenkung durch ein bekanntes Magnetfeld läßt sich aus dem Ablenkwinkel und der Kenntnis der Teilchenidentität der Teilchenimpuls (\mathbf{p}_{e^+} und \mathbf{p}_{e^-}) berechnen. Ein Dielektronenpaar kann durch folgende Parameter eindeutig verifiziert werden:

- Entstehungsvortex im Target;
- Identifikation von Elektron und Positron durch RICH und META;
- Bestimmung der Emissionsrichtung, des Öffnungswinkels und der Ablenkung im Magnetfeld mit den MDC's.

Damit läßt sich mit Glg. 2.1 (aus [Sch95] S.19) die invariante Masse für das Ursprungsteilchen (z.B.: ein ρ -Meson) bestimmen.

$$M_{inv} \simeq 2 \sin\left(\frac{\alpha_{e^+e^-}}{2}\right) \sqrt{p_{e^+} p_{e^-}} \quad (2.1)$$

In den nächsten Kapiteln wird nun ein Detektorsystem beschrieben, das eingesetzt wurde, um die Eigenschaften der Vieldraht-Driftkammern, die im HADES-Spektrometer verwendet werden, anhand von Messungen mit Prototypen genauer zu untersuchen.

Kapitel 3

Die Silizium-Mikrostreifen-Detektoren

Silizium-Mikrostreifen-Detektoren werden dort angewendet, wo eine sehr gute Ortsauflösung benötigt wird. Das Auflösungsvermögen liegt, je nach Ausführung (Streifenabstand, ein- oder doppelseitig, „Pad“-Struktur), im Bereich einiger Mikrometer [Hya83],[Weil94].

Silizium- μ -Streifen-Detektoren werden aus hochreinen, sehr hochohmigen (etwa 6-10 k Ω cm), n-dotierten Silizium-Kristallen hergestellt. Diese Si-Kristalle haben einen maximalen Durchmesser von etwa 7 cm, was die Flächenausdehnung solcher Detektoren begrenzt. Soll eine größere Fläche mit Si- μ -Streifen-Detektoren abgedeckt werden, müssen sie in mehreren Modulen miteinander verbunden werden.

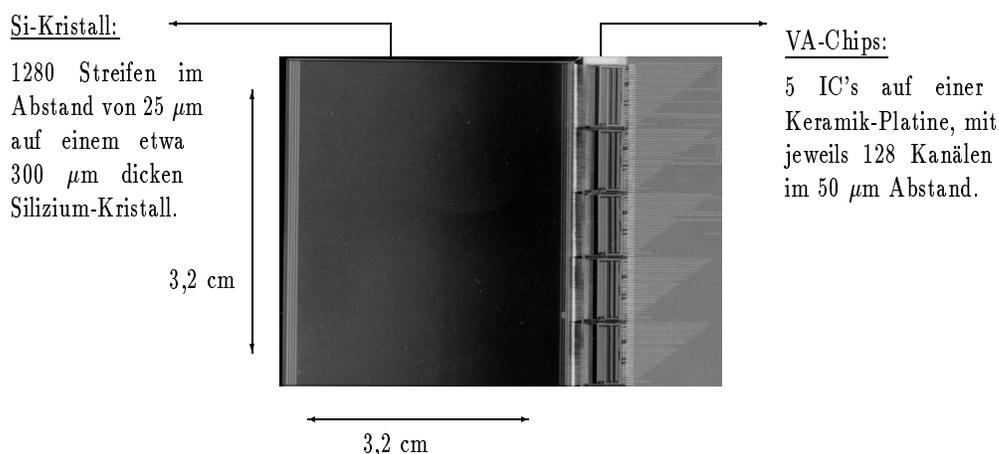


Bild 3.1: Modul eines Si- μ -Streifen-Detektors. Zu sehen sind der Si-Kristall (3.2cm \times 3.2cm) und die 5 VA-Chips für die Datenauslese.

Die Silizium-Mikrostreifen-Detektoren werden nach dem Standard-Verfahren für die Produktion von integrierten Schaltkreisen gefertigt. Eine eingehende Beschreibung dieses Verfahrens wird zum Beispiel in [Zha94] gegeben.

Abbildung 3.1 zeigt eine Fotografie von einem unserer Silizium-Mikrostreifen-Detektoren. Man kann den Si-Kristall und die fünf für die Datenauslese zuständigen Viking-Amplifier-Chips erkennen (VA-Chip siehe Abschnitt 3.3.1). Die einzelnen Streifen mit einem Streifenabstand von $25\ \mu\text{m}$ werden nicht aufgelöst. Bei diesem einseitigen Silizium- μ -Streifen-Detektor ist nur jeder zweite Streifen mit der Signalauslese verbunden, die dazwischenliegenden Streifen koppeln kapazitiv (etwa $3\text{--}4\ \text{pF}$) an die benachbarten Streifen. So wird eine Reduzierung der Auslesekanäle erreicht. Die VA-Chips sind auf den Ausleseabstand von $50\ \mu\text{m}$ eingerichtet und befinden sich auf einer Keramik-Platine, auf der auch der Silizium-Kristall mit der Streifenstruktur aufgeklebt ist.

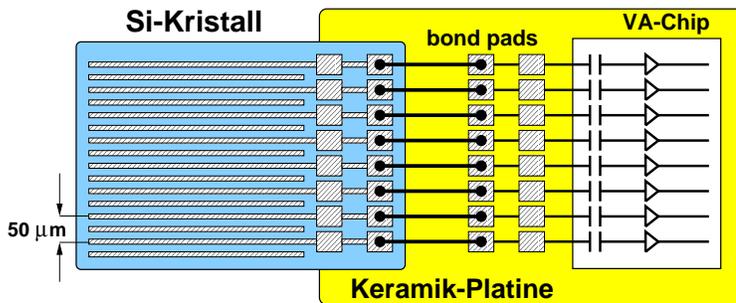


Bild 3.2: Anschluß der Streifen zur Datenauslese.

Die Streifen sind mit Silberdrähten zu den Auslesekanälen kontaktiert. In Bild 3.2 ist der Anschluß der Streifen vergrößert dargestellt. Die „Bond-Pads“ sind zur Sicherheit auf beiden Seiten doppelt ausgefertigt, um ein zweites „Bonden“ zu ermöglichen, falls der erste Durchgang nicht erfolgreich war.

3.1 Aufbau der Detektoren

Silizium-Mikrostreifen-Detektoren sind im wesentlichen Halbleiterdioden, die in Sperrichtung betrieben werden und deren besonderer Aufbau es erlaubt festzustellen, an welcher Stelle ein geladenes Teilchen den Silizium-Kristall passiert hat.

Die Dioden sind in langgezogenen Streifen, nur wenige Mikrometer breit, auf einem Silizium-Kristall aufgebracht. Bild 3.3 (a) zeigt einen Querschnitt durch einen so präparierten Si-Kristall. Am pn-Übergang zwischen den p-dotierten Streifen und dem n-dotierten Si-Kristall entsteht eine ladungsträgerfreie Zone (Sperrschicht). Die um die Streifen gebildete Verarmungszone kann durch Anlegen einer Spannung in Sperrichtung über den gesamten Kristall ausgedehnt werden (Bild 3.3 (b)).

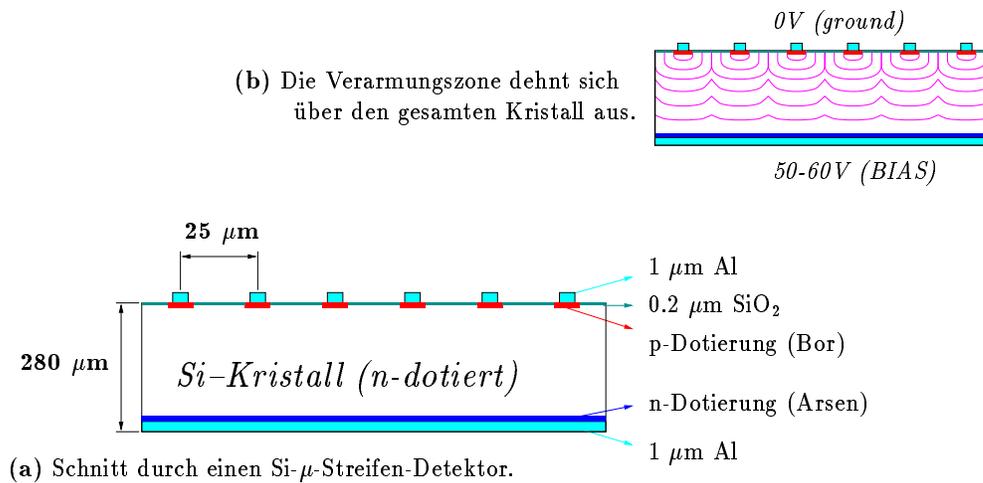


Bild 3.3: Schnitt durch einen Si- μ -Streifen Detektor (a). Ausdehnung der Verarmungszone über den gesamten Si-Kristall (b).

3.2 Funktionsweise

Wenn ein geladenes Teilchen durch diese ladungsträgerfreie Zone hindurchfliegt, kann es Elektronen aus den Hüllen der Kristallatome herausstoßen. Sie werden in das Leitungsband angehoben. Diese nun freien Ladungsträger werden durch das elektrische Feld zur Anode (den Streifen) hin beschleunigt und hinterlassen Fehlstellen (Löcher) in den Elektronenhüllen der Gitteratome. Die Löcher werden als quasi-freie, positive Ladungsträger von Atom zu Atom weitergereicht und wandern somit zur Kathode (der Rückseite des Si-Kristalls). Die um die Teilchenbahn entstehende Ladungsträgerwolke driftet zu den Streifen und verbreitert sich wegen der Abstoßung gleichnamiger Ladung, so daß etwa 2–3 Streifen ein Signal sehen (Bild 3.4).

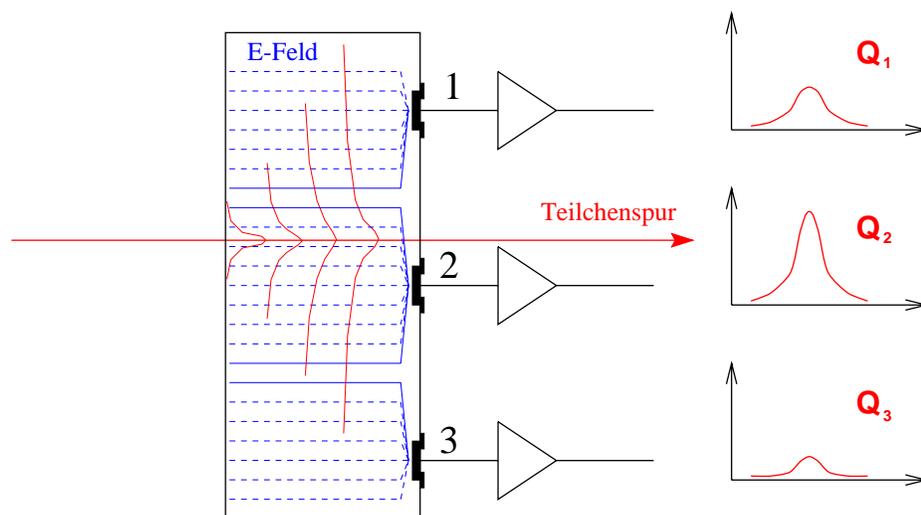


Bild 3.4: Ladungsverteilung auf benachbarte Streifen.

In Silizium wird etwa 3.6 eV für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt (aus [RPP96] S.145). Minimalionisierende Teilchen haben einen Energieverlust von etwa 90 keV in 300 μm Silizium, was für die Erzeugung von 25000 Elektron-Loch-Paaren ausreicht. Dies entspricht einem Ladungssignal von ≈ 4 fC. Diese an den Streifen meßbaren elektrischen Signale werden durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt. Die Verstärkung liegt bei etwa 0.3 mV pro e^- (aus [Tok94]), so daß die typischen Streifensignale, die von etwa 1500 bis 5000 Elektronen pro Streifen verursacht werden, ein Ausgangssignal von etwa 0.5 – 1.5 V liefern.

Jeder Streifen liefert nach Anlegen der Versorgungsspannungen (BIAS) ein Untergrundsignal, das von der Höhe des Sperrstroms an dem jeweiligem pn-Übergang abhängt. Dieses auch Pedestal genannte Signal muß von dem Signal bei einem Teilchendurchgang abgezogen werden, um eine geeichte Nulllinie für den Detektor zu erhalten. Auch für die Reduzierung der Datenmenge ist das Pedestal-Signal wichtig. Weiteres hierzu in Abschnitt 3.4 (Bild 3.10).

Aus der Lokalisation der Streifen auf dem Si-Kristall erhält man zunächst eine grobe Information über eine Koordinate des Teilchendurchgangsorts. Da im allgemeinen mehrere benachbarte Streifen ein Signal liefern, kann mittels Ladungsschwerpunktbildung eine Ortsauflösung erreicht werden, die unterhalb des Streifenabstandes liegt. Diese zu einem Teilchendurchgang gehörenden benachbarten Streifen bilden einen Cluster. Für die Clustersuche in den von den Detektoren gelieferten, nullreduzierten Rohdaten wurde eine Routine für die Datenauswertung entwickelt.

3.2.1 Positionsbestimmung mittels Ladungsschwerpunktbildung

Bei einer Ladungsverteilung auf drei oder mehr Streifen kann die genaue Position des Teilchendurchgangs aus der Mittelung (gewichtete Summe) über die signaltragenden Streifen errechnet werden.

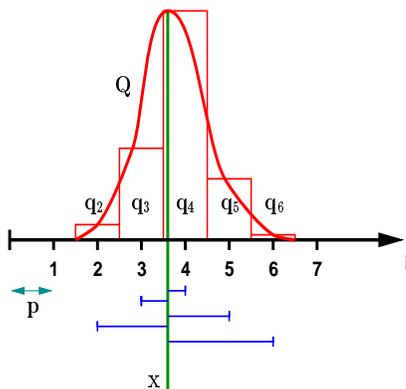


Bild 3.5: Für die Ladungsschwerpunktbildung wird eine gewichtete Summe berechnet:

Q — Gesamtladungsmenge, die durch das ionisierende Teilchen erzeugt wurde.

q_i — die auf den i -ten Streifen entfallende Ladungsmenge.

p — Abstand zwischen den Streifen (50 μm).

i — Streifennummerierung.

x — Durchgangsort des Teilchens.

Bei der Bildung der gewichteten Summe (Abbildung 3.5) wird die Position des Streifens mit der auf ihm vorhandenen Ladungsmenge gewichtet. Das geschieht mit allen zum selben Teilchendurchgang (Cluster) gehörenden Streifen und wird dann summiert.

$$\bar{x} = \frac{\sum_i ipq_i}{\sum_i q_i} \quad (3.1)$$

Die Gesamtladung Q , die ein ionisierendes Teilchen im Silizium Kristall erzeugt hat, berechnet sich aus der Summe der Einzelladungen q_i der Streifen, die zu einem Cluster gehören ($Q = \sum_i q_i$). Die Streifennummer i läßt sich durch den Streifenabstand p in eine Position auf dem Si-Kristall umrechnen und wird mit der Ladung q_i gewichtet. Aus Gleichung 3.1 erhält man dann die genaue Position \bar{x} des Teilchendurchgangs.

Im nächsten Abschnitt folgt eine Beschreibung des Datenaufnahmesystems für die Silizium-Mikrostreifen-Detektoren.

3.3 Datenauslese

Die komplette Steuerelektronik ist in Abbildung 3.6 dargestellt. In den Viking-Amplifier-Chips (VA) findet eine Analogspeicherung der Signale von 128 Streifen statt. Zusätzlich werden die parallel ausgelesenen Streifensignale über einen Multiplexer für die serielle Auslese in eine Reihe hintereinandergeschaltet. Auf der Repeater-Karte werden die Steuer-Signale für die VA-Chips vorbereitet und die Spannungsversorgung bereitgestellt. Zusätzlich sind vielfältige Einstellmöglichkeiten an den Treiberstufen (z.B. für das Ausgangssignal) vorhanden (Erläuterungen im Anhang A).

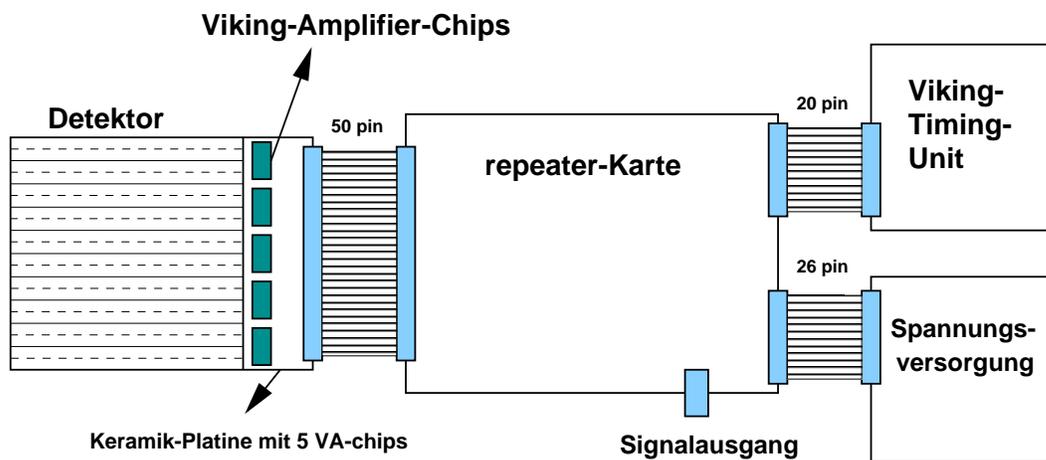


Bild 3.6: Die Ausleseelektronik.

Die Viking-Timing-Unit (VTU) liefert nach Erhalt eines Triggersignals die für die Auslese der VA-Chips benötigten Steuersignale (Abbildung 3.8). Eine genauere Beschreibung der VTU wird im Anhang B gegeben.

3.3.1 Der VA-Chip

Der Viking-Amplifier-Chip (beschrieben in [Tok94]) ist in Bild 3.7 dargestellt. Er besteht aus 128 Datenkanälen mit jeweils einem ladungssensitiven Vorverstärker (preamp), einem Pulsformer (shaper) und einem sample & hold Register. Die Streifen sind über die „Bond-Pads“ mit dem Vorverstärker verbunden.

Jeweils 128 Streifen werden nach einem Startsignal (trigger) mit einem VA-Chip parallel ausgelesen. Dabei wird bis zu einem einstellbarem Haltsignal (hold) das Eingangssignal aufintegriert und in einem Kondensator zwischengespeichert (siehe Bild 3.9). Das Hold-Signal muß auf das Maximum des Streifensignals justiert werden, damit eine vollständige Auslese der Ladungsinformation gewährleistet ist. Dazu ist die Anstiegszeit des Signales zu bestimmen und die Verzögerung des Haltsignals unter Beobachtung mit einem Oszilloskop einzustellen (Bild 3.10 (a)). Die Einstellung der Verzögerung des Hold-Signals (Integrationszeit) mit der VTU ist in Anhang B nachzulesen.

Gesteuert wird die Auslese der VA-Chips durch ein Taktsignal (clock), mit dem auch die Digitalisierung getaktet werden kann (Bild 3.8). Mit einem sogenannten **token**-Signal wird der erste VA aktiviert (token-in), dieses Signal wird intern von Kanal zu Kanal weitergereicht und schaltet mit jedem Takt den jeweiligen Kondensator (in dem vorher das Streifensignal gespeichert wurde) auf den Ausgang. Nach 128 Takten ist der erste VA vollständig ausgelesen und das token-Signal wird zum nächsten VA weitergereicht (token-out).

Der linke Teil des VA-Chips (Register und Multiplexer-Struktur vor den Signaleingängen der Auslesekanäle) ist nur während des Testmodus aktiv. Im Testmodus läßt sich ein Testsignal zur Kalibrierung des VA-Chips auf die Eingänge der Datenkanäle durchschalten und für die Datenauslese verwenden.

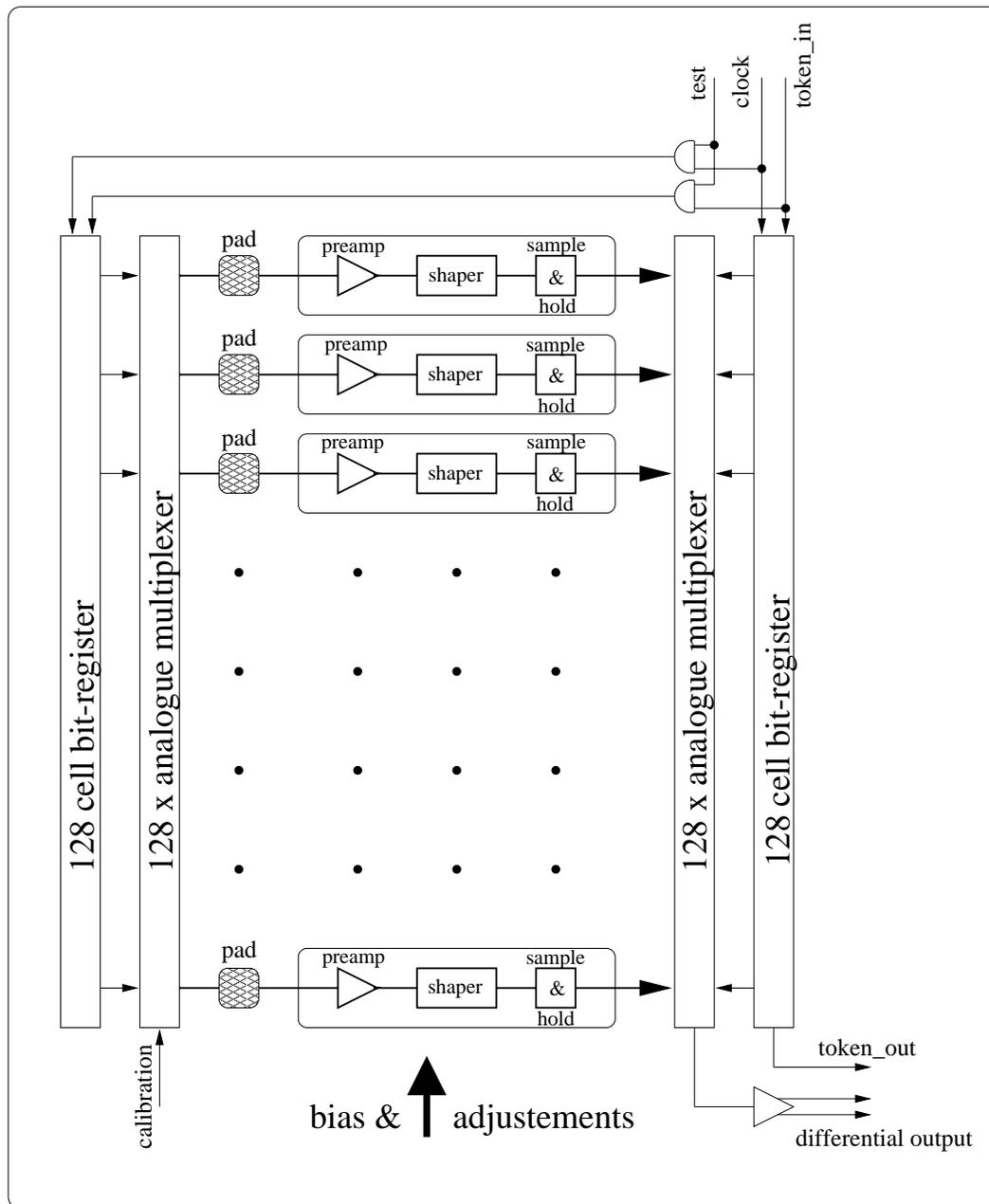


Bild 3.7: Der Viking-Amplifier-Chip (VA). Schematische Übersicht über die funktionellen Komponenten eines VA-Chips.

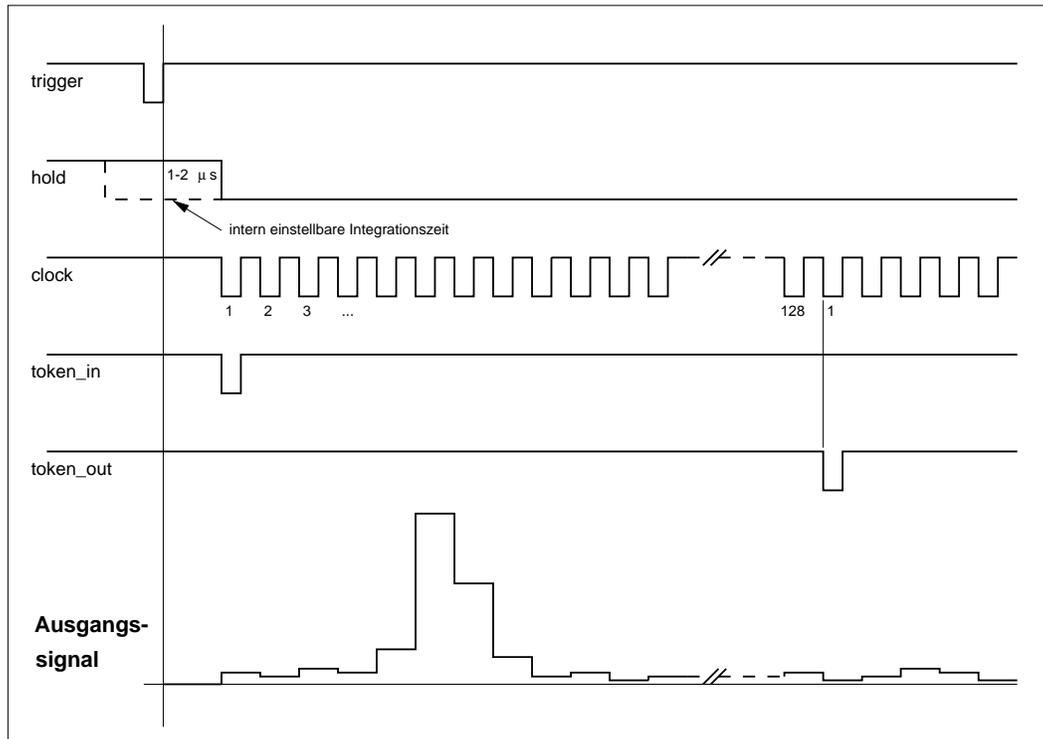


Bild 3.8: Die Steuersignale für die Datenauslese aus den VA-Chips.

3.3.2 Digitalisierung der Daten

In Bild 3.9 ist die Ausleseelektronik schematisch für einen Kanal dargestellt. Mit einem schnellen Analog-Digital-Wandler (Flash-ADC) wird das serielle Ausgangssignal (zu sehen in Bild 3.10 (b)) digitalisiert und in einem internen Datenpuffer gespeichert. Hierzu dient das selbe Taktsignal, das auch schon die Wandlung von der parallelen Streifenauslese zu einem seriellen Ausgangssignal in den im VA-Chip integrierten Multiplexer gesteuert hat. Der Punkt für die Digitalisierung läßt sich nur für alle Streifen gleichzeitig einstellen und muß daher sehr sorgfältig ausgewählt werden. Es ist darauf zu achten, daß man nicht zwischen den Signalen der einzelnen Streifen liegt oder eine Stelle mit hohen Signalschwankungen ausgewählt hat. Bild 3.10 (c) zeigt den typischen Pedestal-Signalverlauf einiger Streifen, der Digitalisierungspunkt (sampling position – Einstellung siehe Anhang B) sollte auf eine Plateau-ähnliche Stelle innerhalb des Signals eines Streifens justiert werden. Die Dauer eines Streifensignals beträgt etwa 440 ns.

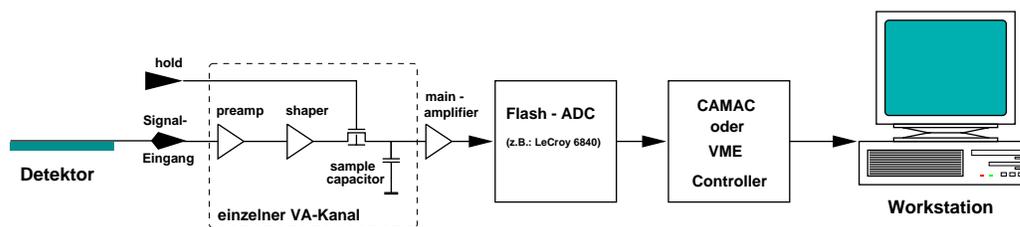


Bild 3.9: Schematische Darstellung der Ausleseelektronik für einen Kanal.

Aus dem Zwischenspeicher im Flash-ADC werden die Daten über einen Elektronik-Controller (VME¹ oder CAMAC²) zur Datenspeicherung auf Band transportiert oder für die Analyse im Computer bereitgestellt. Dies geschieht mit einer bei der GSI entwickelten Auslese-Software, die durch vom jeweiligen Benutzer modifizierte Routinen an die eingesetzte Auslese-Elektronik angepaßt werden kann.

Im folgenden Abschnitt soll ein Überblick über die durchgeführten Tests zur Funktionsprüfung der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren gegeben werden.

3.4 Tests und Funktionsprüfungen

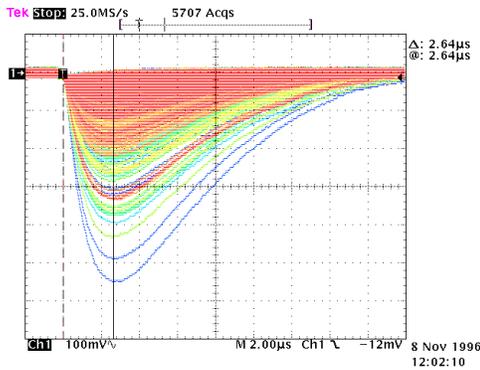
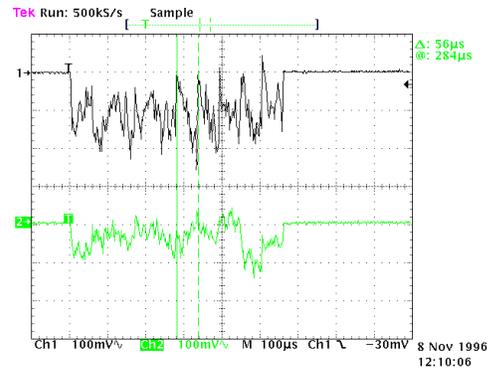
Um die einwandfreie Funktion der Silizium- μ -Streifen-Detektoren im Gesamtaufbau als Strahlteleskop (Kapitel 4) zu gewährleisten, wurden zunächst einige Tests durchgeführt.

Nachdem die Detektoren über die Repeater-Karte mit der Versorgungsspannung ($\pm 6V$), dem Detektor BIAS (+ 60V) und den Steuersignalen aus der Viking-Timing-Unit verbunden sind, können sie im Ein- oder Mehrkanalmodus betrieben werden.

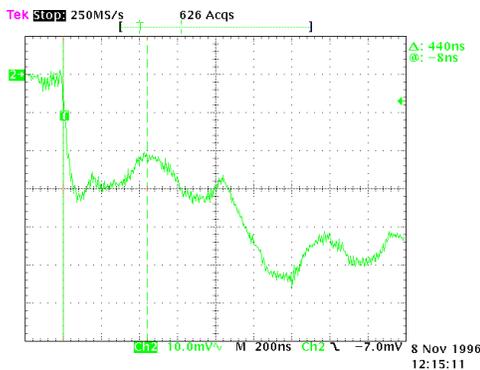
- Im **Einkanalmodus** wird ein Streifen zur ständigen Signalauslese auf den Ausgang durchgeschaltet. Man kann mit einem manuellen Taktsignal (single clock – siehe Anhang B) die einzelnen Streifen der Reihe nach auswählen. Ein solches Signal von einer ⁹⁰Sr-Quelle ist in Bild 3.10 (a) zu sehen; dabei wurde das Digitaloszilloskop auf einen Modus eingestellt, bei dem die Signale erst nach zehn Sekunden wieder von der Anzeige gelöscht werden. Die Anstiegszeit für das Signal beträgt etwa 2.64 μs .
- Der **Mehrkanalmodus** ist der normale Betriebszustand für die Detektoren. Alle Streifen werden parallel ausgelesen und der Reihe nach für die

¹Versa Module Europa

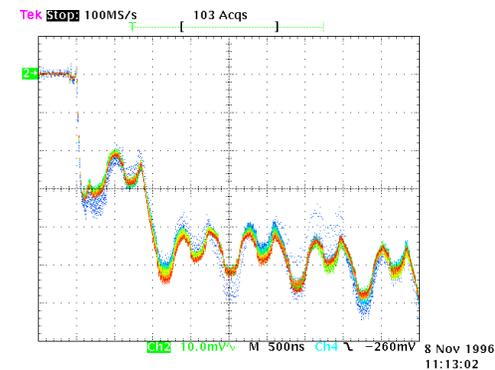
²Computer Aided Measurement And Controlling

(a) Signal einer ^{90}Sr -Quelle

(b) Pedestal-Signal Detektor 1 & 2



(c) Pedestal-Signale der ersten 4 Streifen



(d) Pedestal-Signale der ersten 10 Streifen

Bild 3.10: Testmessungen mit den Si- μ -Streifen-Detektoren. Signal einer ^{90}Sr -Quelle im Einkanalmodus (a). Pedestal-Signale aller Streifen im Mehrkanalmodus (b). Pedestal-Signale einzelner Streifen (c). Schwankung der Pedestal-Signale um einen Mittelwert (d).

Digitalisierung auf den Ausgang geschaltet. Betrachtet man dies mit dem digitalen Oszilloskop, so kann man deutlich erkennen, daß jeder Streifen mit einem unterschiedlich hohen Rauschpegel (Pedestal-Signal) behaftet ist. Bild 3.10 (b) zeigt die Pedestal-Signale beider Detektoren. Das Austakten aller 1280 Streifensignale nimmt etwa $560\ \mu\text{s}$ in Anspruch.

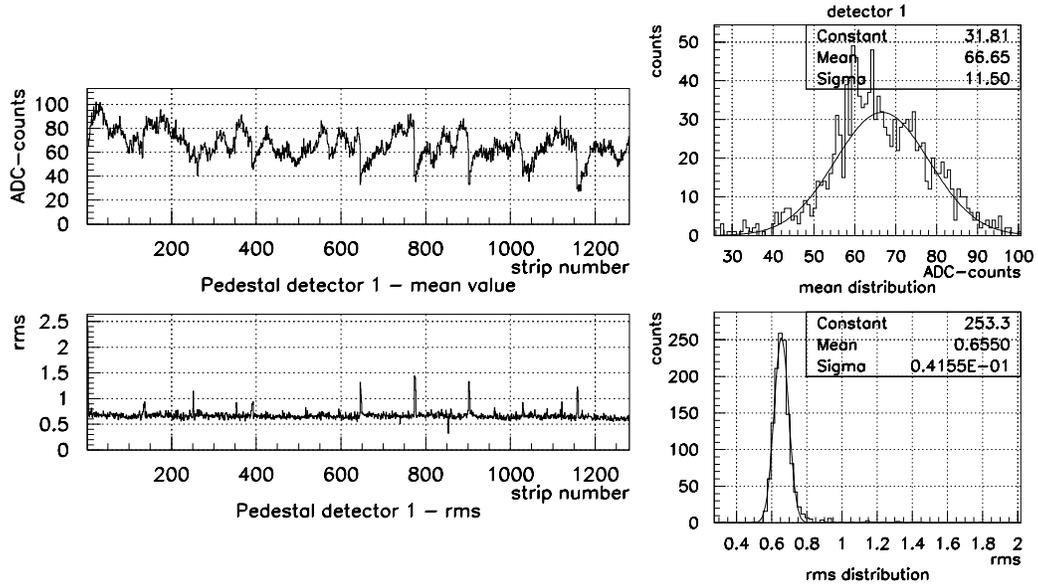
Die Auslese der Pedestal-Information der einzelnen Streifen stellt einen einfachen Test für die Ausleseelektronik, die Software für die Datenauslese und die Silizium-Mikrostreifen-Detektoren dar. Vor jeder Benutzung der Detektoren als ortsempfindliches Detektorsystem ist es erforderlich, erst einmal einen „Pedestal-Run“ durchzuführen. Das bedeutet, daß zunächst einige tausend Ereignisse ohne eine Signalquelle für die „Null“-Eichung der Detektoren aufgenommen werden

müssen. Analysiert man das Pedestal-Signal der Detektoren etwas genauer, zum Beispiel mit dem Digitaloszilloskop mit einer Einstellung auf Mittelwertbildung und akkumuliert wieder, wie vorher beschrieben, alle Signale der letzten zehn Sekunden (variable-persistence-mode), so erhält man Bild 3.10 (d). Darin kann man die Schwankung des Pedestals der einzelnen Streifen um einen bestimmten Wert feststellen. Mittelwert (mean) und Varianz (rms) der Pedestal Signale lassen sich aus den digitalisierten Daten mit dem am CERN entwickelten Analyseprogramm **PAW**³ für jeden einzelnen Streifen ermitteln und in einen Vektor speichern. Die Ergebnisse dieser Pedestal-Analyse sind in Bild 3.11 dargestellt. Zu sehen sind der Mittelwert und die Varianz jedes Streifens (Bild 3.11 (a) und (b)) und deren Verteilung über alle Streifen (Bild 3.11 (c) und (d)), jeweils für beide Detektoren.

Diese Pedestal-Informationen werden in die Auslese-Funktion eingelesen und für die Nullunterdrückung verwendet. Dabei wird das digitalisierte Streifensignal mit dem Mittelwert plus dreimal der Varianz des dazugehörigen Pedestals verglichen und nur dann zur Datenspeicherung weitergeleitet, wenn es diese Schwelle überschreitet. Dadurch wird gewährleistet, daß weniger als 1% aller gespeicherten Signale durch Rauschen oder Störsignale verursacht werden. Von dem Ladungssignal der Streifen, die über der festgesetzten Schwelle liegen, wird der jeweilige Mittelwert des Pedestals abgezogen. Dadurch wird eine gemeinsame Nulllinie für alle Streifen erreicht. In diesen nullunterdrückten Daten erfolgt dann, wie in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben, zunächst eine Clustersuche, dann die Ladungsschwerpunktbildung und daraus die Positionsbestimmung.

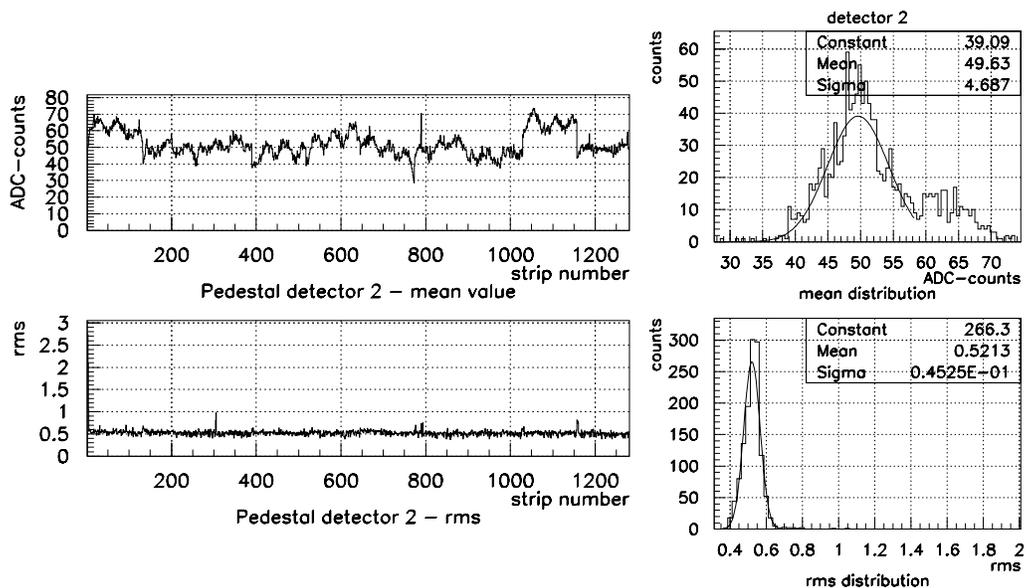
Im nächsten Kapitel wird das Strahlteleskop als Meßkonzept vorgestellt, mit dem eine Referenzortsbestimmung ermöglicht wird.

³Physics Analysis for Workstations [Bru89]



(a) Pedestal-Signal Detektor 1

(c) mean/rms Verteilung Detektor 1



(b) Pedestal-Signal Detektor 2

(d) mean/rms Verteilung Detektor 2

Bild 3.11: Analyse der Pedestal-Signale:

- (a) Mittelwerte und Varianz der einzelnen Streifen von Detektor 1.
 (b) Mittelwerte und Varianz der einzelnen Streifen von Detektor 2.
 (c) Verteilungen der Mittelwerte und der Varianz über alle Streifen von Det. 1.
 (d) Verteilungen der Mittelwerte und der Varianz über alle Streifen von Det. 2.

Kapitel 4

Das Strahlteleskop

Nach der Funktionsprüfung der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren konnten sie als ortsempfindliches Referenzsystem in das Strahlteleskop integriert werden. An das Strahlteleskop wurden folgende Anforderungen gestellt:

- eine Ortsauflösung im Bereich $< 50\mu\text{m}$ sollte erreicht werden,
- die Bestimmung der Teilchentrajektorie (geradlinig) zwischen den beiden als Orts-Referenz-Detektoren eingesetzten Silizium-Mikrostreifen-Detektoren sollte ermöglicht werden.

Wie das Strahlteleskop die genannten Aufgaben erfüllt und welche Probleme bei Betrieb und Auswertung zu erwarten sind, wird in den nächsten Abschnitten dargelegt. Die Ergebnisse aus den verschiedenen Messungen werden in Kapitel 5 erörtert.

4.1 Gesamtaufbau

Das Strahlteleskop besteht, von links nach rechts, aus einem Szintillationszähler als Startdetektor (Trigger), den Silizium-Mikrostreifen-Detektoren für die x- und y-Positionsmessung ($\text{SIM}_{1x} + \text{SIM}_{1y}$) vor dem Prüfobjekt (MDC). Danach folgt das zweite Paar Silizium- μ -Streifen-Detektoren ($\text{SIM}_{2x} + \text{SIM}_{2y}$), und am Schluß befindet sich wieder ein Szintillationszähler (Bild 4.1).

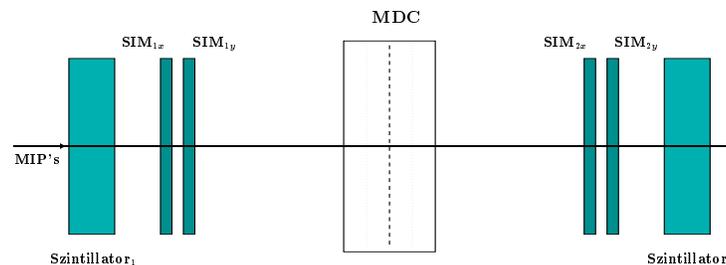


Bild 4.1: Das Strahlteleskop.

Das ganze System wird beispielsweise auf einen Schienenwagen montiert und kann so an seinem Einsatzort positioniert werden. Zwischen den einzelnen Komponenten befindet sich Luft, die Halter für die einzelnen Detektoren sind auf den Schienen im Abstand zueinander verstellbar. Die Aufgaben der einzelnen Komponenten werden im folgenden erläutert.

4.1.1 Szintillationszähler als Trigger

Die beiden Szintillationszähler (Material, Dicke, Eigenschaften und Konstruktion siehe bei [Bel95]) sind mit ihrem aktiven Bereich (etwa $4 \times 4 \text{ cm}^2$) dem der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren angepaßt und bilden somit gemeinsam einen Trigger für die Teilchen, die den Gesamtaufbau innerhalb der Aktivitätszone der Detektoren passiert haben. Dazu werden sie in Koinzidenz zueinander geschaltet.

Desweiteren läßt sich mit ihnen der Energieverlust und die Flugzeit der Teilchen durch den Gesamtaufbau ermitteln.

4.1.2 Referenzortsbestimmung mit den Si- μ -Streifen-Detektoren

Mit dem SIM₁-Detektor wird die x- und y-Position (x_1, y_1) zu Beginn der Referenzstrecke gemessen. Nach einem Abstand von $(l_1 + l_2)$ wird die Position (x_2, y_2) erneut gemessen (mit dem SIM₂-Detektor). Unter der Annahme, daß sich das Teilchen auf einer geradlinigen Bahn zwischen den beiden Referenz-Meßpunkten bewegt hat, läßt sich die Teilcentrajektorie festlegen.

In Bild 4.2 sind die geometrischen Verhältnisse aufgezeichnet. Hieraus lassen sich die Gleichungen 4.1 für die Berechnung der Winkel α_x und α_y und die Gleichungen 4.2 für die Bestimmung des Ortes (x_s, y_s) ableiten.

$$\alpha_x = \arctan\left(\frac{|(x_2 + s_x) - x_1|}{(l_1 + l_2)}\right), \quad \alpha_y = \arctan\left(\frac{|(y_2 + s_y) - y_1|}{(l_1 + l_2)}\right) \quad (4.1)$$

$$x_s = x_1 + l_1 \tan(\alpha_x), \quad y_s = y_1 + l_1 \tan(\alpha_y) \quad (4.2)$$

Für die genaue Ortsberechnung muß man den Offset (s_x, s_y) zwischen den Nullpunktskoordinaten der beiden Detektoren kennen. Bestimmt werden kann dieser, indem man im ersten Detektor einen Ort $(x_1 = \text{fest}, y_1 = \text{fest})$ auswählt, und mit dieser Bedingung den Mittelwert der Ortsverteilung im zweiten Detektor (x_{mean_2}, y_{mean_2}) bestimmt.

$$s_x = x_1 - x_{mean_2}, \quad s_y = y_1 - y_{mean_2} \quad (4.3)$$

Subtrahiert man diesen Mittelwert von dem fest gewählten Wert, erhält man den absoluten Offset zwischen den beiden Detektoren (Gleichung 4.3).

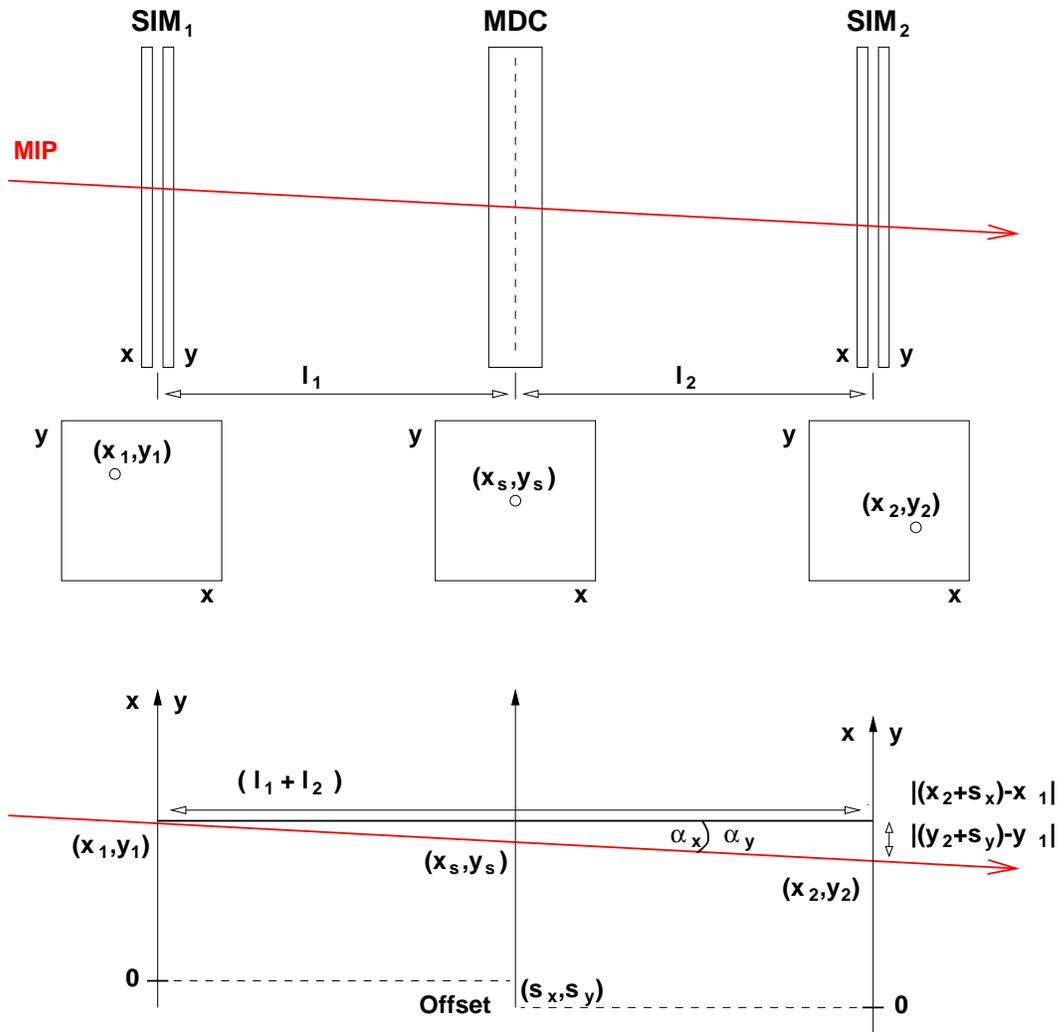


Bild 4.2: Geometrische Gegebenheiten für die x -, y -Positionsrechnung.

4.1.3 Der Driftkammerprototyp als Testobjekt

Der bei der GSI entwickelte Driftkammer-Prototyp 0 (Bild 4.3) mit zwei hintereinanderliegenden Driftzellebenen wurde für die Messungen in die Mitte zwischen den beiden Silizium- μ -Streifen-Detektoren positioniert.

Die besondere Anordnung der Driftzellen ermöglicht es, mit der Methode des „self-trackings“ die Driftzeitauflösung und damit bei bekannter, konstanter Driftgeschwindigkeit innerhalb der Driftzelle die Ortsauflösung des Prototyps festzustellen. Das „self-tracking“ funktioniert nach folgendem Prinzip: Verglichen werden die Driftzeiten von zwei hintereinanderliegenden Zellen; addiert man beide, so erhält man bei idealem (geradlinigem) Teilchendurchgang eine Konstante; die Aufweitung der Verteilung um diesen Wert bildet ein Maß für die Driftzeitauflösung.

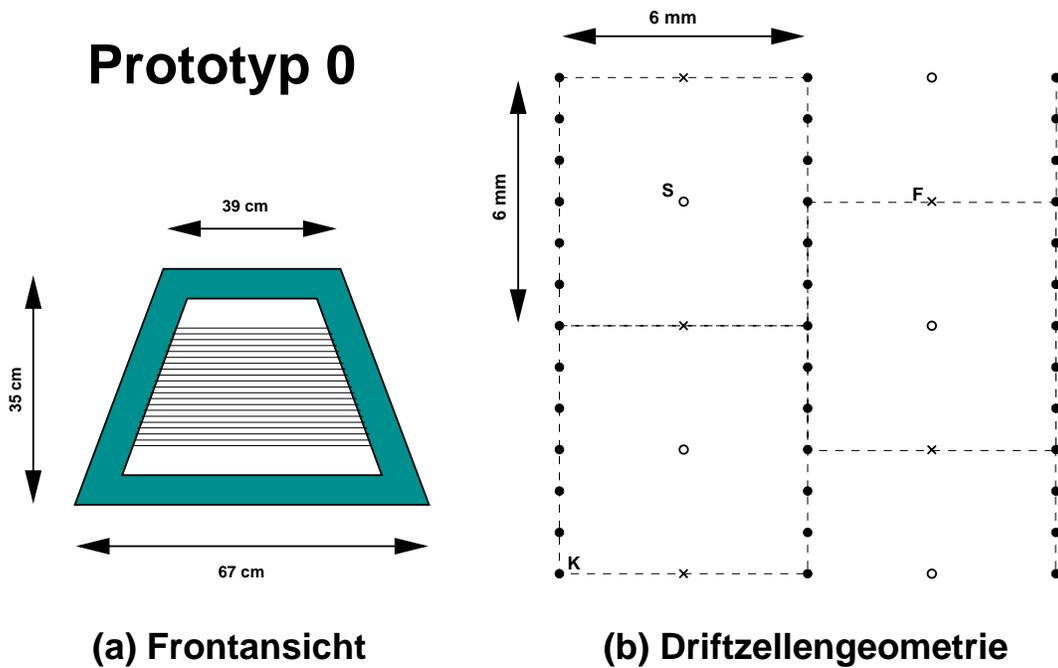


Bild 4.3: Der Driftkammerprototyp 0.

(a) Frontansicht mit Abmessung und Drahtausrichtung.

(b) Driftzellegeometrie, die zweite Ebene ist um eine halbe Zelle versetzt.

Der mit der Driftkammer ermittelte Durchgangsort für das Teilchen kann mit dem durch das Referenzsystem bestimmten Ort verglichen werden. Auch können Eigenschaften wie etwa die Driftzeitabhängigkeit vom Entstehungsort der Driftcluster innerhalb der Driftzelle untersucht werden.

In den nächsten Abschnitten wird auf die Probleme beim Einsatz eines solchen Strahlteleskops näher eingegangen.

4.2 Vielfachstreuung in den einzelnen Komponenten

Da mit dem Strahlteleskop nur bei geradlinigen Teilchendurchgang durch das Detektorsystem die Teilchentrajektorie zwischen den beiden Referenzmeßpunkten richtig festgelegt werden kann, sind alle Streuprozesse, die zu einer Winkelaufweitung führen, als störend zu betrachten.

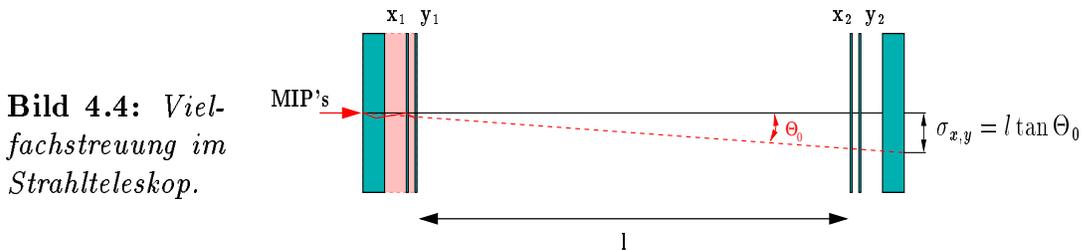
Ein Problem bildet die Vielfachstreuung in den Komponenten des Strahlteleskops selbst. Sie wurde nach Gleichung 4.4 aus [RPP96] (S. 134) berechnet.

$$\Theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right] \quad (4.4)$$

Tabelle 4.1: Vielfachstreuung in den einzelnen Komponenten.

Impuls p [$\frac{MeV}{c}$]	Geschwindigkeit $v = \frac{(\frac{p}{m})c}{\sqrt{1+\frac{1}{c^2}(\frac{p}{m})^2}}$	Material X_0 [mm]	Dicke x [mm]	Streuwinkel Θ_0 in [mrad]	Ortsunschärfe $\sigma_{x,y} = l \tan(\Theta_0)$
Pionen, z=1, $m_\pi = 139.569 \frac{MeV}{c^2}$, l = 1000 mm					
400 MIPS	0.944 c	$X_{Si} = 93.6$	$x_{Si} = 0.6$	3.188	3.2 mm
		$X_{Szinti} = 424$	$x_{Szinti} = 10$	4.74	4.7 mm
		$X_{air} = 304200$	$x_{air} = 1000$	1.616	1.6 mm
		$\frac{x_{kombi}}{X_{kombi}} = (\frac{x_{Si}}{X_{Si}} + \frac{x_{Szinti}}{X_{Szinti}}) = 0.03$		5.4	5.4 mm
200	0.82 c	$X_{Si} = 93.6$	$x_{Si} = 0.6$	7.34	7.3 mm
		$X_{Szinti} = 424$	$x_{Szinti} = 10$	10.9	10.9 mm
		$X_{air} = 304200$	$x_{air} = 1000$	3.72	3.7 mm
		$\frac{x_{kombi}}{X_{kombi}} = (\frac{x_{Si}}{X_{Si}} + \frac{x_{Szinti}}{X_{Szinti}}) = 0.03$		12.44	12.4 mm
Protonen, z=1, $m_p = 938.272 \frac{MeV}{c^2}$, l = 20 mm					
2100 MIPS	0.913 c	$X_{Si} = 93.6$	$x_{Si} = 0.6$	0.63	12.5 μm
		$X_{Szinti} = 424$	$x_{Szinti} = 10$	0.93	18.7 μm
		$X_{air} = 304200$	$x_{air} = 30$	0.046	0.9 μm
		$\frac{x_{kombi}}{X_{kombi}} = (\frac{x_{Si}}{X_{Si}} + \frac{x_{Szinti}}{X_{Szinti}}) = 0.03$		1.064	21.3 μm

Hierin sind p, βc , und z der Impuls, die Geschwindigkeit und die Ladungszahl des gestreuten Teilchens. Die Dicke des Streumaterials wird mit x angegeben und X_0 ist die entsprechende Strahlungslänge. Mit diesen Informationen läßt sich der Streuwinkel Θ_0 berechnen und anhand der geometrischen Verhältnisse im Strahlteleskop die daraus resultierende Ortsunschärfe ermitteln. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Ortsunschärfe $\sigma_{x,y}$ ergibt sich aus dem Abstand zwischen den beiden Ortsmessungen und dem berechneten Streuwinkel (Bild 4.4).



Hieraus ergibt sich, daß die Bestimmung der Ortsauflösung der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren (Ergebnisse in Kapitel 5) bei minimalionisierenden (MIP¹) Pionen mit einem Impuls von etwa 400 MeV/c durch die Vielfachstreuereprozesse dominiert wird und somit die wahre Detektor-Auflösung nicht ermittelt werden kann.

¹Minimum Ionizing Particle

Eine weitere Ursache für eine Aufweitung der Winkelverteilung wird im nächsten Abschnitt erläutert.

4.3 Winkelunschärfe aus Produktionstarget-Ausdehnung und Strahlfokussierung

Die sich aus der Nichtparallelität des Strahles ergebende Winkelunschärfe kann, wie nachfolgend beschrieben, abgeschätzt werden.

Die Emittanz ist eine Eigenschaft des Strahles, die die Strahlausdehnung mit der Winkelunschärfe in Beziehung setzt. Sie ist eine Erhaltungsgröße für magnetoptische Systeme. Geometrisch kann sie durch die Produktionstargetausdehnung $(\Delta x_{t_{FWHM}}, \Delta y_{t_{FWHM}})$ und die maximal mögliche Winkelaufweitung $(\Delta\Theta_x, \Delta\Theta_y)$ abgeschätzt werden (Gleichung 4.5). Bild 4.5 zeigt (stark vereinfacht) die geometrischen Gegebenheiten am Fragment-Separator.

$$\epsilon_x = \Delta x_{t_{FWHM}} \Delta\Theta_x, \quad \epsilon_y = \Delta y_{t_{FWHM}} \Delta\Theta_y \quad (4.5)$$

Eine geringe Winkelunschärfe kann also nur durch eine große Strahlausdehnung erreicht werden, und umgekehrt fordert ein kleiner Strahlfleck eine große Winkelverteilung (Satz von Liouville).

Für die im September 96 am Fragment-Separator (FRS) durchgeführte Strahlzeit wurden folgende Emittanzwerte abgeschätzt:

$$\epsilon_x = 214.9 \text{ mm mrad}, \quad \epsilon_y = 70.5 \text{ mm mrad}$$

Einmal bestimmt, kann daraus die Winkelunschärfe (Θ_x, Θ_y) an jedem Ort des Experimentaufbaus bestimmt werden, vorausgesetzt die Emittanz wurde nicht durch Blenden verändert und die Strahlausdehnung $(\Delta x_{FWHM}, \Delta y_{FWHM})$ an diesem Ort ist bekannt. In unserem Fall liefert die grobe Abschätzung für die Winkelunschärfe:

$$\Theta_x = \frac{\epsilon_x}{\Delta x_{FWHM}} = 14.3 \text{ mrad}, \quad \Theta_y = \frac{\epsilon_y}{\Delta y_{FWHM}} = 4.7 \text{ mrad}$$

Und damit für die Ortsunschärfe (σ_x, σ_y) :

$$\sigma_x = l \tan(\Theta_x) = 286 \text{ } \mu\text{m}, \quad \sigma_y = l \tan(\Theta_y) = 94 \text{ } \mu\text{m} \quad (\text{mit } l = 20 \text{ mm})$$

Diese sehr grobe Abschätzung zeigt, daß auch für die minimalionisierenden Protonen (Impuls $p = 2.1 \text{ GeV}/c$) die genaue Ortsauflösung der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren (Ergebnisse in Kapitel 5) nicht ermittelt werden kann.

Im folgenden Kapitel werden nun die Ergebnisse aus den verschiedenen Testmessungen diskutiert.

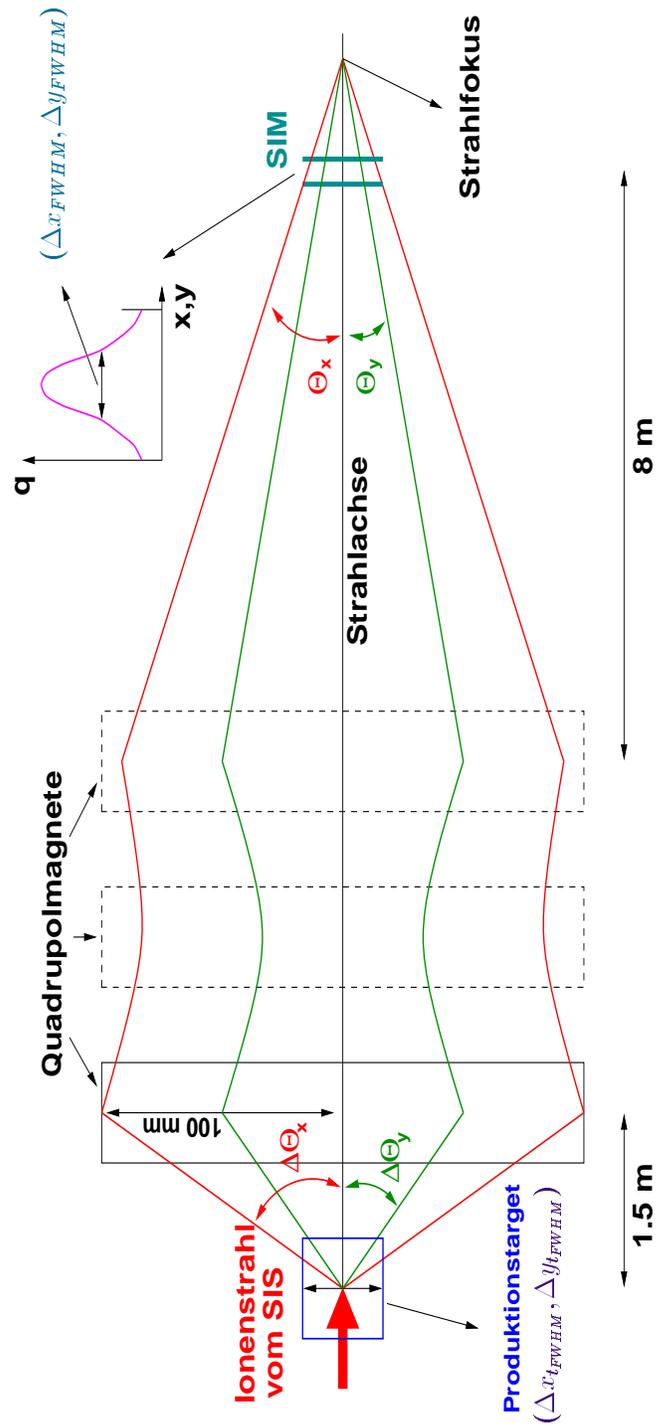


Bild 4.5: Winkelunschärfe aus Produktionstarget-Ausdehnung und Strahlfokussierung.

Kapitel 5

Anwendung des Strahlteleskops bei Testmessungen mit dem Driftkammerprototyp

Das Strahlteleskop wurde bisher in zwei parasitären Strahlzeiten am GSI-SIS eingesetzt. Dabei wurden das Driftzeitverhalten und die Driftzeitauflösung mit dem Driftkammerprototyp 0 bei unterschiedlichen Feldstärken untersucht. Im folgenden wird speziell auf das Verhalten der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren bei diesen Messungen eingegangen. Im Vorfeld wurden Quellenmessungen zum Verhalten verschiedener Auslese-Elektronikkarten und bei unterschiedlichen Gasgemischen durchgeführt. Diese Ergebnisse sind in [IKF95] dargelegt worden.

5.1 Testmessungen mit kosmischer Strahlung

Für erste Testmessungen mit kosmischer Strahlung wurde das Strahlteleskop im Labor aufgebaut (Abb. 5.1). In diesem Aufbau konnten die einzelnen Kompo-

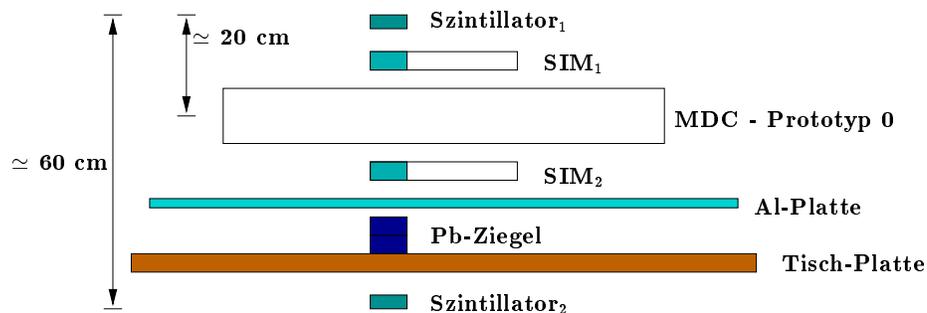


Bild 5.1: Aufbau für kosmische Strahlung.

nenten auf einwandfreie Funktion geprüft und in Betrieb genommen werden. Desweiteren wurde die Ausleseelektronik eingestellt und die Auslesesoftware getestet. Die Fehlerbehebung in den selbstprogrammierten Datenausleseroutinen nahm viel Zeit in Anspruch. Erst nach Sicherstellung einer fehlerfreien Datenauslese wurden einige Langzeitmessungen (einige Tage) gestartet.

Kosmische Strahlung besteht an der Erdoberfläche zum Großteil aus geladenen Muonen mit einer mittleren Energie von etwa 4 GeV. Als typische Ereignisrate für horizontal ausgerichtete Detektoren erwartet man etwa $1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ (aus [RPP96] S. 123). Diese Rate wird in unserem Aufbau durch die in Koinzidenz geschalteten Szintillationszähler deutlich verringert. Die Bleiabschirmung soll sicherstellen, daß nur minimalionisierende Muonen ($E_\mu > 500 \text{ MeV}$) den zweiten Szintillationszähler erreichen.

Da bei den niedrigen Ereignisraten von etwa einem Teilchen alle zehn Minuten auch bei Messungen über mehrere Tage nur eine geringe Statistik erreicht wurde, konnte keine ernsthafte Auswertung mit den erhaltenen Daten durchgeführt werden. Aus diesem Grund wurde dieser Aufbau nur zu Testzwecken und zur Optimierung des Gesamtaufbaus und der Auslese-Elektronik und -Software genutzt.

5.2 „Pionenstrahl“ am SIS

Für die erste Strahlzeit, die parasitär in der Nacht vom 6. auf den 7. März 1996 stattfand, wurde ein Aufbau (Bild 5.2) gewählt, bei der sich der Driftkammerprototyp in einer ähnlichen Position zum Target befand, wie es auch im HADES-Spektrometer der Fall sein wird. Vorgegeben war ein Teilchenstrahl von ^{12}C mit

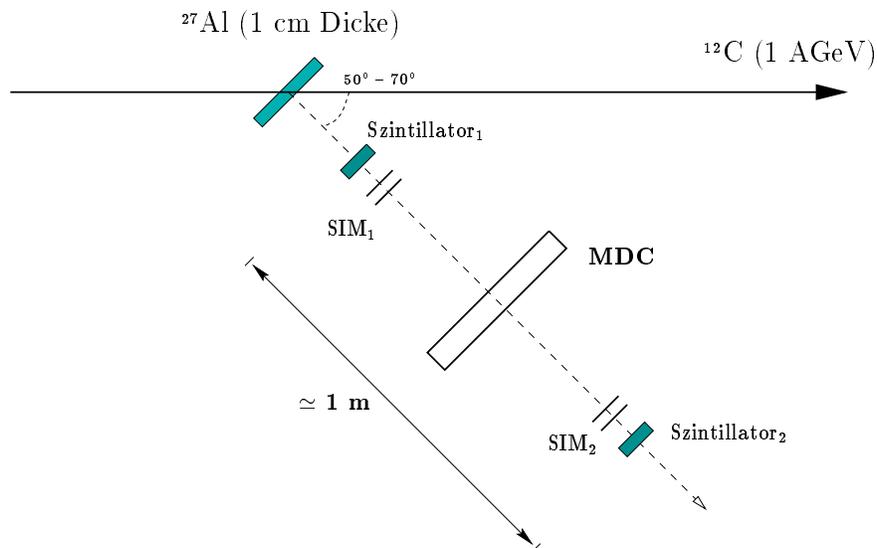
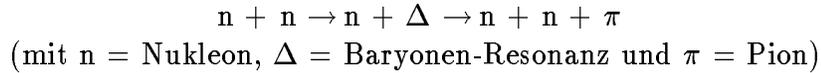


Bild 5.2: Strahlzeitaufbau im Kaos-Cave (Cave C). „Pionenstrahl“ produziert durch ein Al-Target (März 96).

einer Energie von 1 AGeV. Für die Messungen mit dem Strahlteleskop und dem Driftkammerprototyp werden aber möglichst einfach geladene minimalionisierende Teilchen benötigt. Zu diesem Zweck benutzten wir ein etwa 1 cm dickes Al-Target, um die aus Reaktionen vom Typ:



entstehenden Pionen für die Messung einzusetzen.

Wie aus dem Energieverlust der Teilchen im Strahlteleskop (Bild 5.3) zu erkennen ist, war ein Großteil der detektierten Pionen noch nicht minimalionisierend. Der Energieverlust und die Flugzeit der Teilchen wurden mit den beiden Szin-

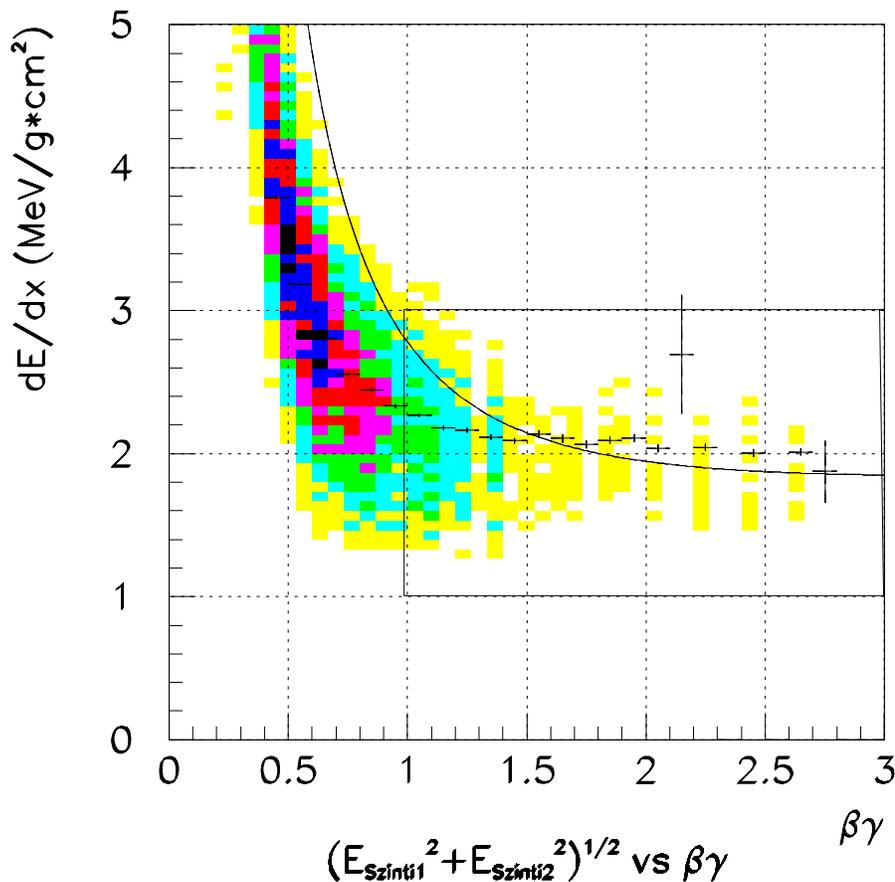


Bild 5.3: Energieverlust in den Detektoren Strahlteleskop.

tillatoren ermittelt. Die verwendeten Szintillationszähler (Abschnitt 4.1.1) haben eine Zeitaufösung von etwa 500 ps und eine Energieaufösung von etwa 12 %

(siehe dazu [Bel95]). Die durchgezogene Linie liefert einen Vergleich zu dem aus der Bethe-Bloch-Formel (aus [RPP96] Seite 132, Gleichung (22.1)) berechneten Energieverlust in Kohlenstoff. Die für den Energieverlust dE/dx angegebene Einheit $[\frac{MeV}{g\ cm^{-2}}]$ gilt nur für die berechnete Kurve, da die Zeit- und Energie-Offsets der Szintillationszähler nicht bestimmt wurden. Dies führte zu einer verstärkten Vielfachstreuung in den Komponenten des Strahlteleskops (beschrieben in Abschnitt 4.2).

Analysiert man die mit den Silizium-Mikrostreifen-Detektoren gemessenen Verteilungen von $x_1 - x_2$ ($y_1 - y_2$), so erhält man aus der Standardabweichung (σ) einer Gauß-Approximation folgende Werte für die „Ortsauflösung“ der Detektoren:

$$\sigma_x = 6.54 \pm 0.039\ \text{mm}, \quad \sigma_y = 6.52 \pm 0.040\ \text{mm}.$$

Bild 5.4 zeigt die gemessenen Verteilungen. Es ist leicht zu erkennen, daß dies

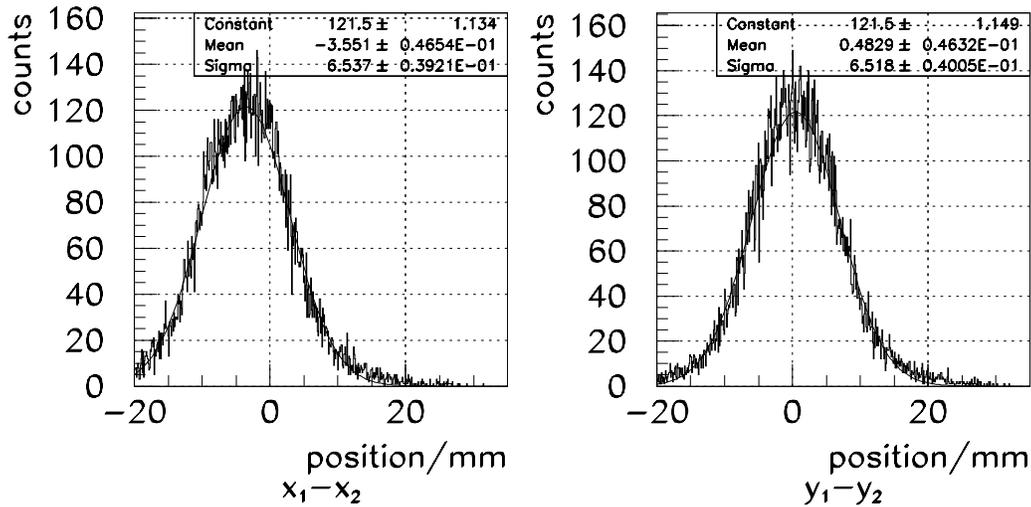
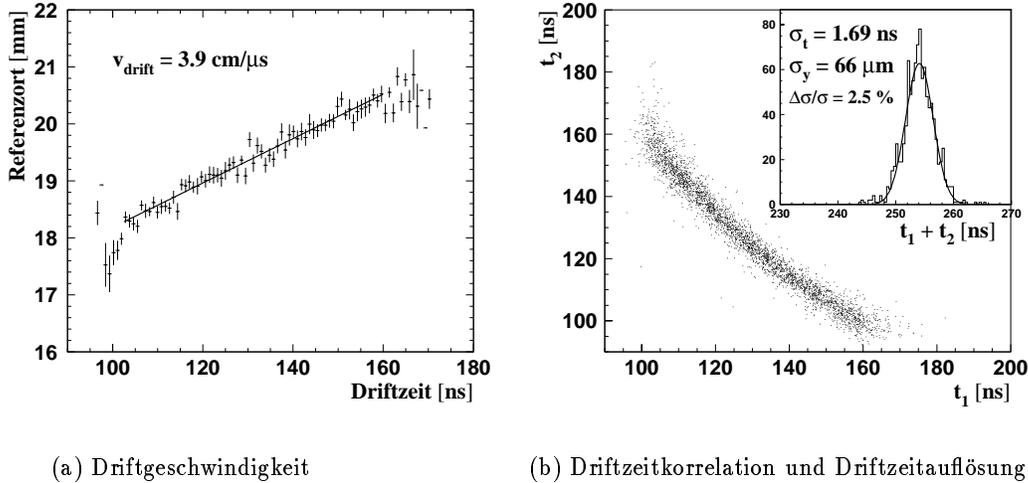


Bild 5.4: „Ortsauflösung“ aus der Pionenstrahlzeit.

nicht die wahre Ortsauflösung der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren sein kann. Die gemessenen Werte liegen in dem aus der Vielfachstreuung grob abgeschätzten Bereich (Tabelle 4.1). Die Bestimmung der wahren Ortsauflösung ist wichtig, um den Fehler bei der Referenzortsbestimmung angeben zu können. Das geeignete Verfahren wäre eine Messung mit ortsgeeichten, hochauflösenden Zählern (z.B. durch weitere Silizium- μ -Streifen-Detektoren). In [Col96] ist so ein hochpräzises Strahlteleskop beschrieben. Für die Eichung unserer Detektoren stand ein solches System nicht zur Verfügung.

Der Mittelwert der Ortsdifferenzverteilungen in Bild 5.4 liefert wieder die absolute Nullpunktverschiebung (s_x, s_y) zwischen den beiden Detektoren (Abschnitt 4.1.2).

Die Vielfachstreuung der niederenergetischen Pionen zwischen den beiden Referenzortsmessungen verhinderte die direkte Bestimmung der Driftzeitauflösung des Driftkammerprototyps. Eine Auswahl auf Pionen mit höherer Energie lieferte nur eine geringe Anzahl von Ereignissen und somit keine ausreichende Statistik für die Auswertung. Trotzdem konnte für die intrinsische Auflösung aus der Driftzeitkorrelation zweier hintereinanderliegender Driftzellen (**self-tracking**) ein gutes Ergebnis erzielt werden (Bild 5.5 (b)).



(a) Driftgeschwindigkeit

(b) Driftzeitkorrelation und Driftzeitauflösung

Bild 5.5: *Driftgeschwindigkeit aus der Steigung im Korrelationsplot von Referenzort mit Driftzeit (a). Korrelation zwischen den Driftzeiten zweier hintereinanderliegender Driftzellen (b). Im Insert Bestimmung der intrinsischen Ortsauflösung des Driftkammerprototyps 0 (aus [IKF95]).*

Bildet man die Summe der Driftzeiten ($t_1 + t_2$), so erhält man aus der Standardabweichung der Gauß-Approximation die Driftzeitauflösung, die noch durch einen Faktor $\sqrt{2}$ geteilt werden muß (da jeweils zwei Driftzellen zu der Breite der Verteilung beitragen). Mit bekannter Driftgeschwindigkeit $v_{\text{drift}} = 3.9 \text{ cm}/\mu\text{s}$ (siehe Bild 5.5 (a)) erhält man die intrinsische Ortsauflösung des Driftkammerprototyps:

$$\underline{\sigma_y = 66 \mu\text{m}.}$$

Für die zweite Strahlzeit folgten daraus folgende Ziele:

- Sicherstellung, daß die Strahlteilchen minimalionisierend sind, und
- Minimierung der Vielfachstreuung durch Teilchen mit höherer Steifigkeit (größere Masse).

5.3 Protonenstrahl am Fragment-Separator

Die zweite parasitäre Strahlzeit fand vom 22. bis zum 25. September 1996 am FRS statt. Es wurde ein Teilchenstrahl aus Protonen mit einem Impuls von 2.1 GeV/c für die Messungen erzeugt. Dabei wurde der FRS im achromatischen Modus (siehe hierzu [Schr93] S. 19) betrieben. Daraus folgt, daß die Impulsbreite des Teilchenstrahls nicht zur Strahldispersion beiträgt. Der Gesamtaufbau (Bild 5.6) entspricht wieder dem typischen Strahlteleskopaufbau mit den beiden Refe-

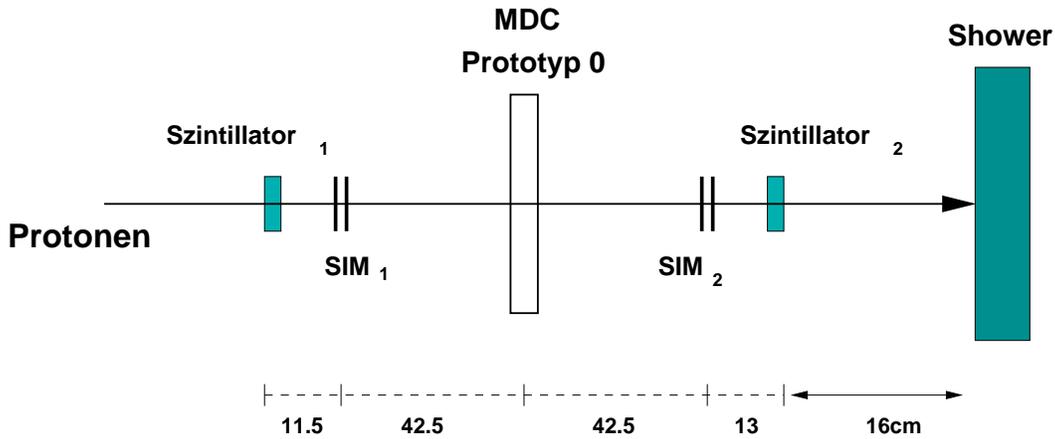


Bild 5.6: Strahlzeitaufbau am Fragment-Separator (FRS). Protonenstrahl im September 96.

renzortsmessungen, dem „Apparaturtrigger“ aus den beiden Szintillationszählern und dem Driftkammerprototyp in der Mitte. Während dieser Strahlzeit wurde auch ein Prototyp des beim HADES eingesetzten Schauerdetektors getestet, der hinter dem Strahlteleskop positioniert war.

Protonen sind im Impulsbereich von 2 – 4 GeV/c (siehe [RPP96], Seite 132, Abb. 22.2) minimalionisierend und besitzen aufgrund ihrer um den Faktor 6.7 größeren Masse im Vergleich zu Pionen eine erheblich größere Steifigkeit bei gleichem β . Damit wurden die Forderungen aus der ersten Strahlzeit, die Vielfachstreuung im Stahlteleskop möglichst gering zu halten, erfüllt (siehe Tabelle 4.1).

5.3.1 Auswertung und Ergebnisse

Die für das Verhalten der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren spezifischen Eigenschaften wie Signal-zu-Untergrund Verhältnis, Effizienz, Ortsauflösung und die Ortskorrelation wurden am Ende der Strahlzeit in einem separaten „Testrun“, mit modifiziertem Aufbau ermittelt. Dazu wurde die Driftkammer entfernt und die Silizium- μ -Streifen-Detektoren im Abstand von etwa 2 cm hintereinander positioniert.

Das **Signal-zu-Untergrund Verhältnis** (signal to noise - S/N) ist ein Maß für die Qualität eines Detektors. Es legt fest, wie gut sich ein Signal gegen das Untergrundrauschen auflösen läßt. Berechnet wurde S/N wie folgt: für jeden Teilchendurchgang wurde für den Streifen mit der maximalen Ladung, $q_{i_{max}}$ durch die Standardabweichung (σ_{noise}) des zu diesem Streifen gehörenden Rauschens (Breite des Pedestals) geteilt. Daraus ergaben sich die in Bild 5.7 zu sehen-

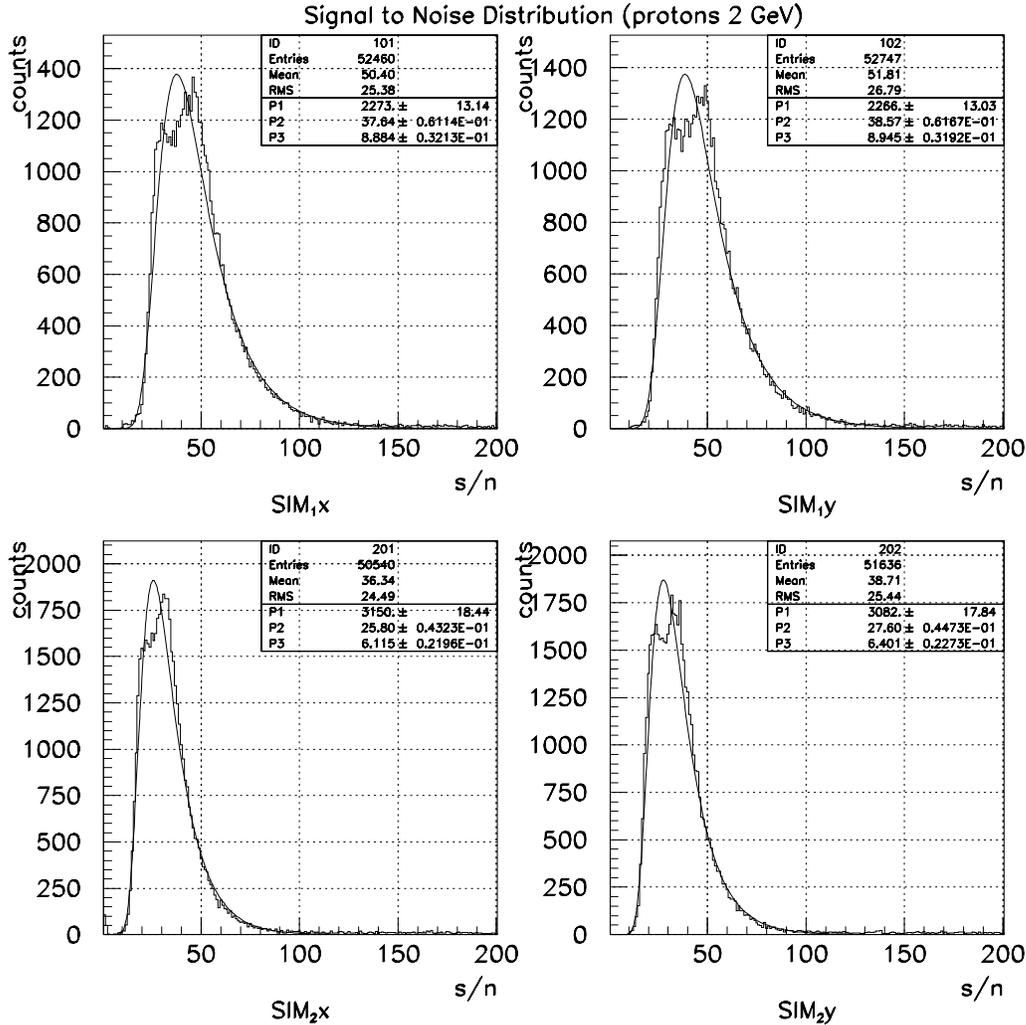


Bild 5.7: Signal-zu-Untergrund Verhältnis.

den S/N-Verteilungen. Signalverteilungen aus Energieverlustprozessen lassen sich durch Landau-Verteilungen ([Leo87] S. 47) annähern. Der wahrscheinlichste Wert (Lage des Maximums) der Landau-Approximation charakterisiert das Signal-zu-Untergrund Verhältnis für das jeweilige Detektormodul. Die erhaltenen Werte wurden ohne Optimierung erreicht und waren für unseren Zweck ausreichend:

$$\begin{aligned} \left(\frac{S}{N}\right)_{x_1} &= 37.64 \pm 0.061, & \left(\frac{S}{N}\right)_{y_1} &= 38.57 \pm 0.062, \\ \left(\frac{S}{N}\right)_{x_2} &= 25.80 \pm 0.043, & \left(\frac{S}{N}\right)_{y_2} &= 27.60 \pm 0.045. \end{aligned}$$

Da das Signal-zu-Untergrund Verhältnis nur für den Streifen mit dem maximalen Ladungssignal eines Teilchendurchgangs berechnet wurde, führt die Ladungsaufteilung auf benachbarte Streifen zu einer Abflachung der S/N-Verteilungen im Maximum.

Die **Effizienz** gibt in unserem Falle an, wieviele Treffer in den Silizium-Mikrostreifen-Detektoren eine auswertbare Position lieferten. Dazu wurde mit dem ersten Detektormodul ein kleiner Bereich (z.B.: $2 \times 2 \text{ mm}^2$) in x- und y-Richtung ausgewählt. Im zweiten Detektor wurden nun alle Teilchendurchgänge durch die im ersten Detektor festgelegte Fläche analysiert. Als effizient wurden nur die Treffer im zweiten Detektor klassifiziert, die innerhalb eines durch den Offset (s_x, s_y) verschobenen und durch die Winkelaufweitung vergrößerten Bereiches (etwa $2.1 \times 2.1 \text{ mm}^2$) lagen. Alle Treffer, die Positionen außerhalb dieses Bereiches lieferten, wurden als nicht verwertbar, also ineffizient angesehen. Hieraus ergaben sich die folgenden Effizienzen für die einzelnen Detektormodule:

$$\begin{aligned} \epsilon_{x_1} &= 96.74 \%, & \epsilon_{y_1} &= 95.73 \%, \\ \epsilon_{x_2} &= 97.78 \%, & \epsilon_{y_2} &= 97.67 \%. \end{aligned}$$

Die Bestimmung der **Ortsauflösung** erfolgte wieder aus der Bildung der Ortsdifferenzverteilung (Bild 5.8).

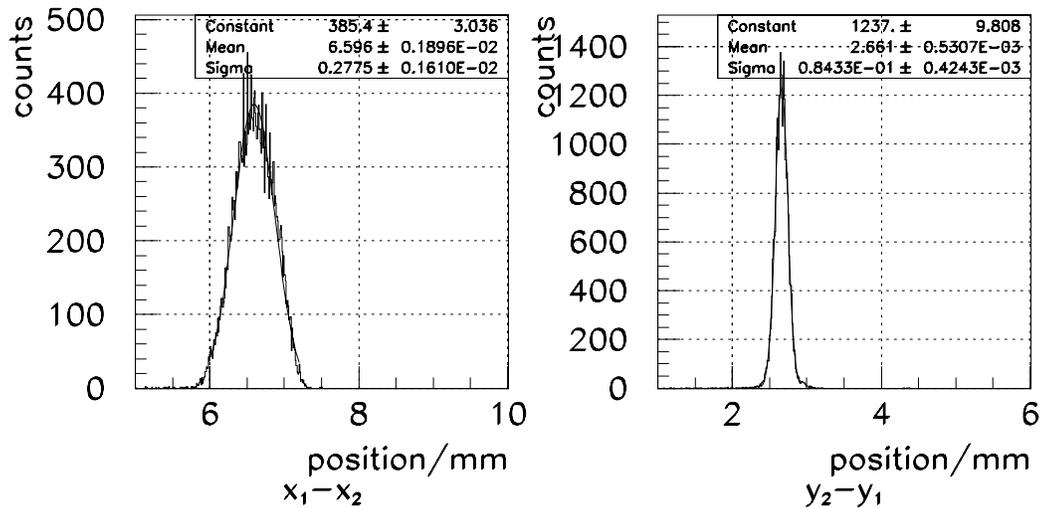


Bild 5.8: „Ortsauflösung“ der Protonenstrahlzeit.

Die ermittelten Werte:

$$\sigma_x = 277.5 \pm 1.6 \mu\text{m}, \quad \sigma_y = 84.3 \pm .42 \mu\text{m}.$$

liegen wieder nicht im Bereich der für die Silizium-Mikrostreifen-Detektoren erwarteten Auflösung. Auch der Unterschied zwischen Detektoren der gleichen Bauart in x- und y-Richtung macht deutlich, daß hier nicht die wahre Ortsauflösung

gemessen wurde. Ein Effekt, der zu einer Ortsunschärfe in derselben Größenordnung führt, ist in Abschnitt 4.3 beschrieben. In der unterschiedlichen Strahlemittanz für die x- und y-Richtung ist auch ein Faktor 3 zu finden. Die gemessene „Ortsauflösung“ liegt also im Bereich der abgeschätzten Strahldivergenz.

Die Ortsunschärfe, die diesmal aus der Strahlfokussierung folgte, verhinderte zwar die Bestimmung der wahren Ortsauflösung der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren, nicht aber die Referenzortsbestimmung. Die Protonen passierten das Strahlteleskop überwiegend auf geradlinigen Bahnen, ohne an Streuprozessen teilzunehmen. Dies kann man aus der Ortskorrelation von x_1 zu x_2 (y_1 zu y_2) der Protonen (Bild 5.9 (a) und (b)) im Vergleich zu den durch Vielfachstreuung stark verbreiterten Ortskorrelationen der Pionen (Bild 5.9 (c) und (d)) deutlich erkennen.

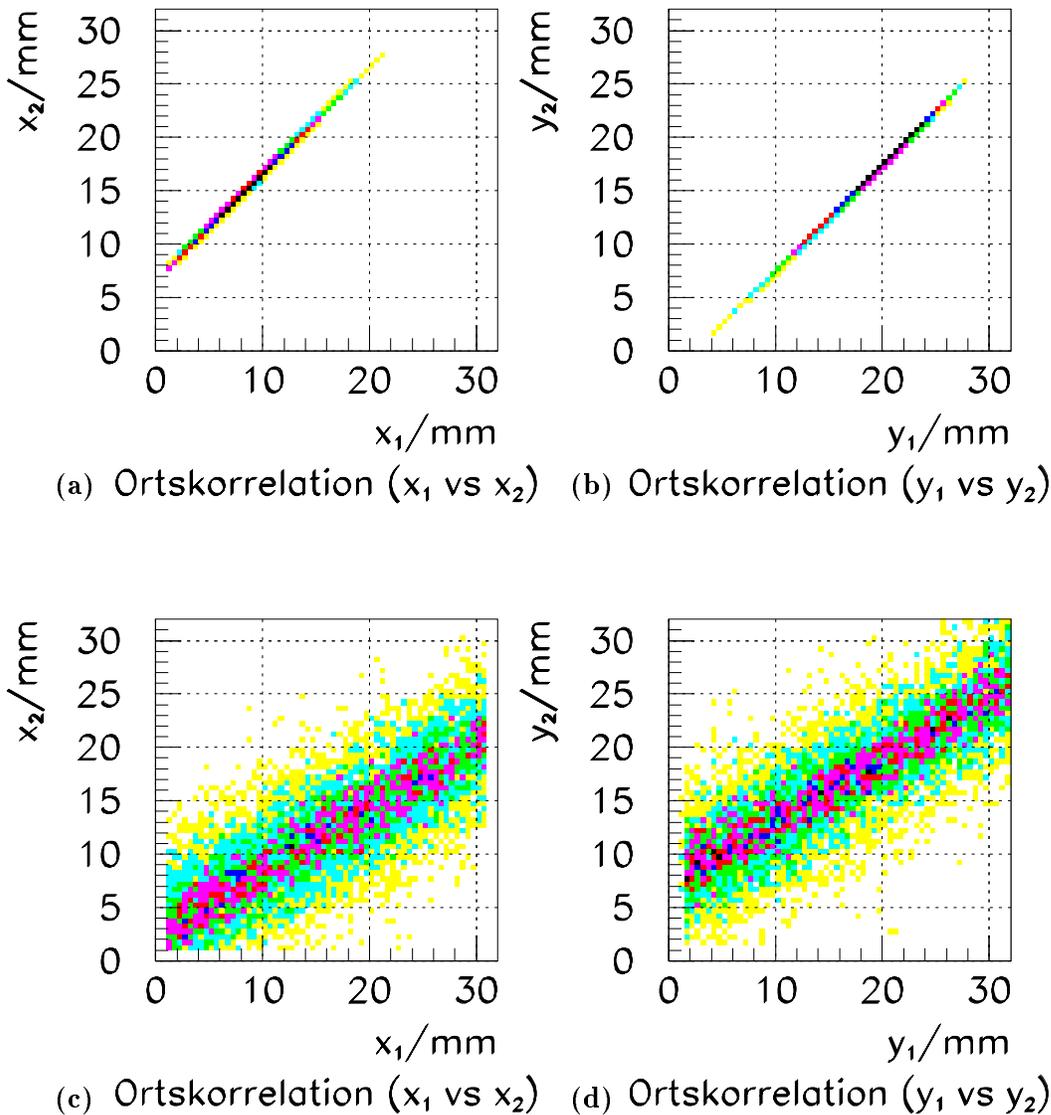


Bild 5.9: Ortskorrelationen x_1 gegen x_2 (y_1 gegen y_2) aus den beiden Strahlzeiten. Protonen: (a) und (b). Pionen: (c) und (d).

Mit dem Strahlteleskop ist es möglich, eine Driftzelle des Driftkammerprototyps zu vermessen und so das Driftzeitverhalten bei unterschiedlichen elektrischen Feldern zu untersuchen. In Bild 5.10 (a) ist die Driftzeit gegen den Referenzort aufgetragen. Zu erkennen sind die Driftzeiten von vier Driftzellen. Im Abstand von 6 mm befinden sich die Signaldrähte jeweils an den Stellen minimaler Driftzeiten. Die verschiedenen Zeit-Offsets sind auf unterschiedlich lange Auslekabel zurückzuführen. An den Stellen maximaler Driftzeit sind die Felldrähte lokalisiert.

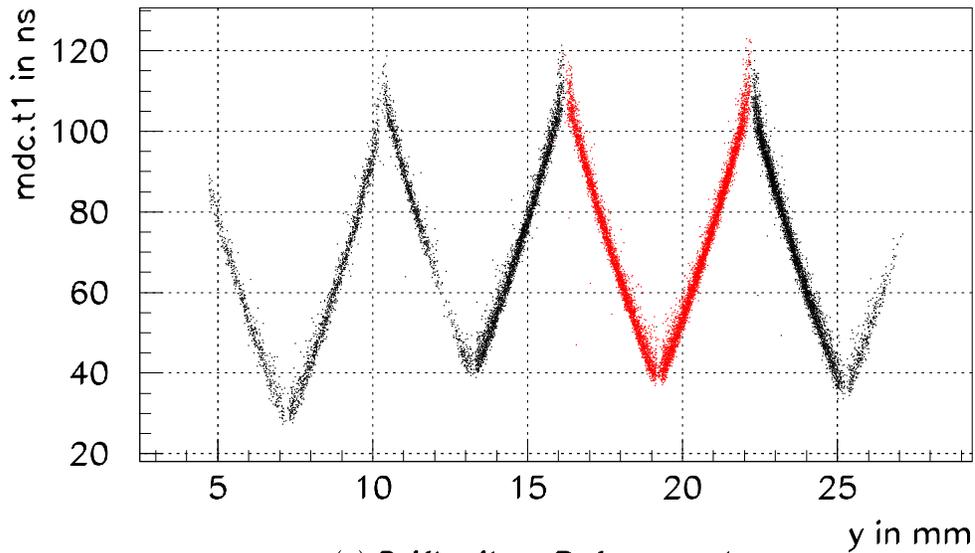
Bild 5.10 (b) zeigt die Driftzeiten innerhalb einer halben Driftzelle. Der Signaldraht befindet sich im Koordinatenursprung, der Feldraht bei 3 mm. Aus der Steigung im linearen Teil (etwa 80% der Driftzelle) erhält man die Driftgeschwindigkeit für das vorliegende Gasgemisch (60% Helium, 40% Isobutan):

$$v_{drift} = 41 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}.$$

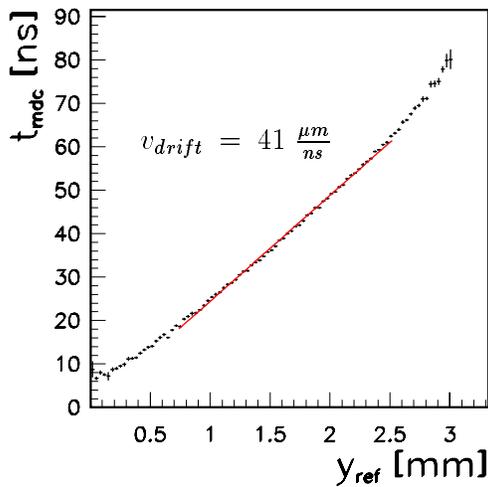
Mit bekannter Driftgeschwindigkeit läßt sich aus der Driftzeitmessung für die ersten ankommenden Elektronen die Position des Teilchendurchgangs bestimmen und die Driftzeitauflösung (Breite der Driftzeitkurven) in eine Ortsauflösung umrechnen. Die Ortsauflösung des Prototyps ist über einen weiten Bereich innerhalb einer Driftzelle konstant und liegt bei etwa:

$$\underline{\sigma_y \approx 80 \mu\text{m}}.$$

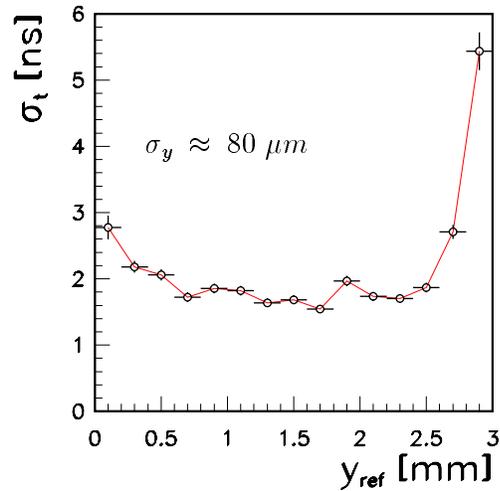
Die genaue Auswertung der Strahlzeitdaten war nicht Aufgabe dieser Arbeit. Sie ist in der Diplomarbeit von Alfred Zentek [Zen97] enthalten. Dort werden die Meßergebnisse mit den aus Simulationsrechnungen erhaltenen Ergebnissen verglichen.



(a) Driftzeit vs Referenzort



(b) Driftgeschwindigkeit



(c) Driftzeitauflösung

Bild 5.10: Driftzeit gegen Referenzort.

(a) An den Maxima befinden sich die Felddrähte, an den Minima die Signaldrähte jeweils mit einem Drahtabstand von 6 mm. Zu sehen sind 4 Driftzellen.

(b) Aus der Steigung im Driftzeit-Referenzort-Plot einer halben Driftzelle (von Signal- zu Felddraht) läßt sich die Driftgeschwindigkeit ermitteln.

(c) Driftzeitauflösung über eine halbe Zelle (aus der Breite der Driftzeitverteilung).

Kapitel 6

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, ein Referenzortsmesssystem aufzubauen, mit dem ein kleiner Bereich (einige Driftzellen) des HADES-Driftkammerprototyps ausgemessen werden konnte. Dieses Ziel wurde, wie in Bild 5.10 zu erkennen, durch den Strahlteleskopaufbau erreicht.

Die Silizium-Mikrostreifen-Detektoren erwiesen sich als einfach zu handhabendes, robustes Detektorsystem. Sie können jederzeit ohne großen Aufwand zu weiteren Testmessungen eingesetzt werden.

Einen Großteil der Arbeit machte das Aufsetzen und Programmieren der Datenauslese und das Entwickeln der „Cluster-Search“-Routine aus. In diesem Bereich sind auch noch Verbesserungen in Hinsicht auf Effektivität und Funktionalität möglich.

Soweit es die äußeren Gegebenheiten in den beiden Teststrahlzeiten zuließen, wurde das Verhalten der Silizium- μ -Streifen-Detektoren genauer untersucht. Dabei ergaben sich die in den Abschnitten 4.2 und 4.3 beschriebenen Probleme, die die Bestimmung der „wahren“ Ortsauflösung der Detektoren verhinderten. Die Ergebnisse zum Signal-zu-Untergrund Verhalten und der Effizienz der Detektoren sind in Kapitel 5 diskutiert.

Das Strahlteleskop wird bei weiteren Testmessungen mit dem Driftkammerprototyp 1 zum Einsatz kommen und dort einen Beitrag zur genauen Untersuchung des Driftzeitverhaltens innerhalb der Driftzellen leisten.

Um die genaue Ortsauflösung der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren zu ermitteln, benötigt man Strahlteilchen mit hoher Steifigkeit und einen annähernd parallelen Strahlverlauf (sehr weit entfernter Strahlfokus). Hierbei sind die Grenzen vorher genau abzuschätzen. Eine andere Möglichkeit bietet die Messung mit weiteren Silizium- μ -Streifen-Detektoren zur Referenzortsmessung. Ein solcher hochpräziser Teleskopaufbau ist in [Col96] beschrieben.

Anhang A

Die Repeater-Karte

Über die Repeater-Karte (Abbildung A.1) werden die Steuersignale und die Versorgungsspannungen für die VA-Chips zur Verfügung gestellt. Die Versorgungsspannung der Auslese- und Steuerelektronik beträgt ± 6 V und wird zusammen

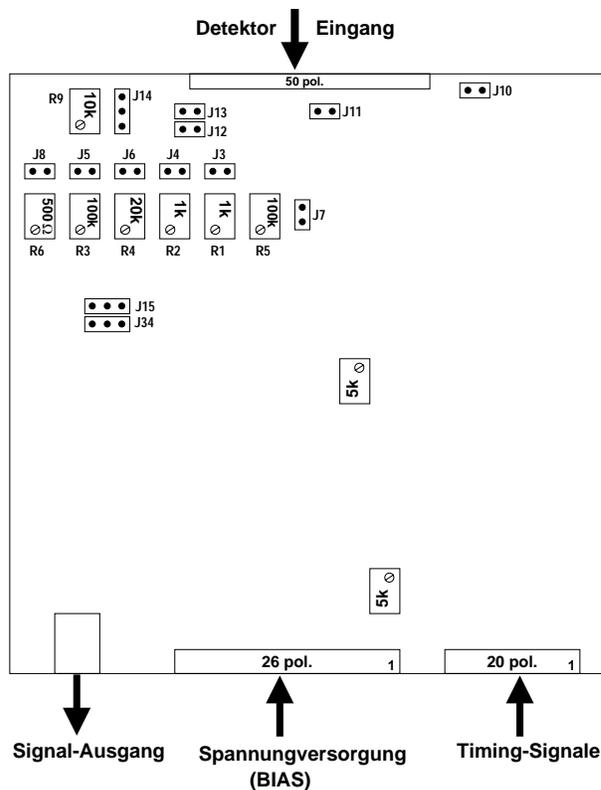


Bild A.1: Die Repeater-Karte. Einstellmöglichkeiten und Meßpunkte sind in der Abbildung gekennzeichnet.

- R₁** — (vfp)
- R₂** — (vfs)
- R₃** — (shaper bias)
- R₄** — (preamp bias)
- R₅** — ohne Funktion
- R₆** — (buffer bias)
- R₉** — ohne Funktion
- J₁₀** — (token out)
- J₁₁** — ohne Funktion
- J₁₂** — ohne Funktion
- J₁₃** — ohne Funktion
- J₁₄** — ohne Funktion
- J₁₅** — Wechseln der Polarität des Ausgangssignals.
- J₃₄** — Wechseln der Polarität des Ausgangssignals.

mit dem Detektor-BIAS (bis max. +60 V) über den 26-poligen Flachstecker der Karte zugeführt (Abb. A.2 (1)). Die Steuer- und Timing-Signale für die VA-Chips werden über den zweiten Flachstecker (20-polig, Pinbelegung in Abb. A.2 (2)) mit der Karte verbunden.

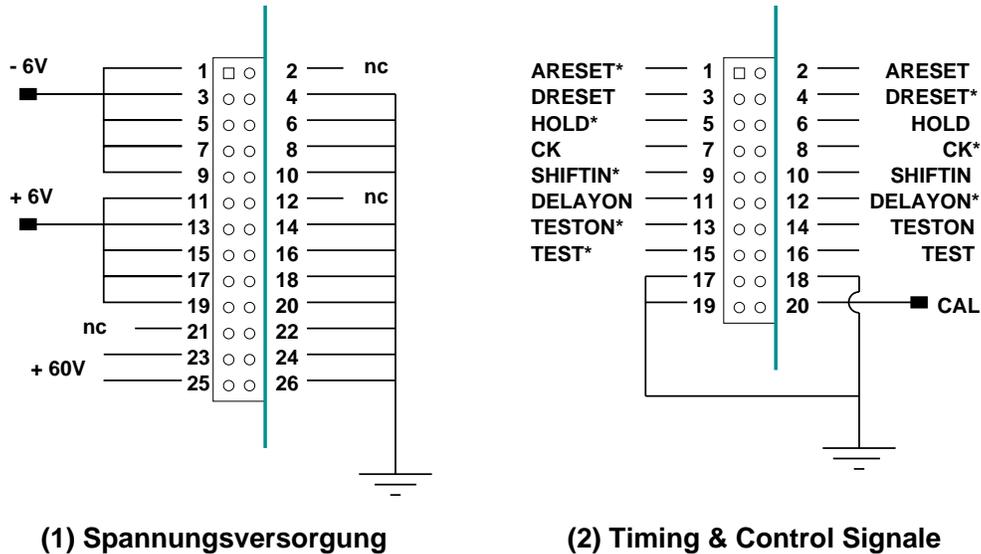


Bild A.2: Anschlußbelegung der Steckverbindungen.

- (1) 26-poliger Stecker für Spannungsversorgung, Ground und Detektor-BIAS.
 (2) 20-poliger Stecker für die Timing- und Control-Signale (differentielle TTL-Signale: die mit * markierten Signale sind negiert).

Der differentielle Analogausgang ist mit 600Ω abgeschlossen. Da es sich bei der Repeaterkarte um ein Multifunktionskarte handelt, werden für den Betrieb der diskutierten Detektoren nicht alle Optionen benötigt.

A.1 Die Einstellmöglichkeiten

Die wichtigsten Einstellmöglichkeiten sind in der folgenden Aufzählung kurz beschrieben:

- (R₁) Einstellung der Spannung für den Rückkopplungs-Transistor des Vorverstärkers (vfp/ 100 mV).
- (J₃) Meßpunkt für die Spannung vfp.
- (R₂) Einstellung der Spannung für den Rückkopplungs-Transistor des Shapers (vfs/ - 1.0 V).
- (J₄) Meßpunkt für die Spannung vfs.
- (R₃) Mit der Stromeinstellung für den Shaper kann die Integrationszeit (shaping-time) verstellt werden (shabias/ 20-70 μ A).

- (**J**₅) Meßpunkt für die Stromeinstellung (shabias).
- (**R**₄) Stromeinstellung für den Vorverstärker (prebias/ 210 μ A).
- (**J**₆) Meßpunkt für die Stromeinstellung (prebias).
- (**R**₆) Stromeinstellung für den Ausgangs-Buffer (bufbias/ 140 μ A).
- (**J**₈) Meßpunkt für die Stromeinstellung (bufbias).
- (**J**₁₀) Meßpunkt für das token-out Signal.

Anhang B

Die Viking-Timing-Unit

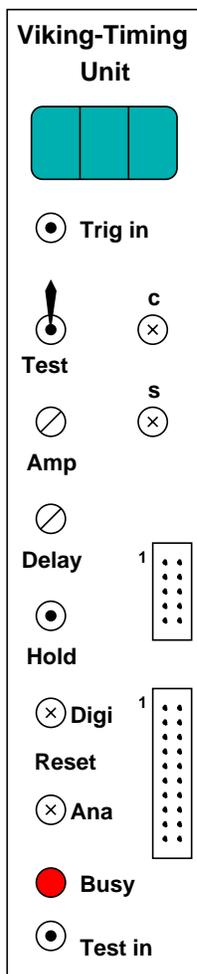


Bild B.1: Die Viking-Timing-Unit.

Trig in: Trigger Eingang (LEMO-Buchse)

Test: Schalter für Test-Modus (oben = aus; unten = ein).

Amp: Einstellmöglichkeit für die Amplitude des Testsignales.

Delay: Einstellung der Verzögerung für das Hold-Signal im Bereich von 0.2 bis 3 μ s.

Hold: LEMO-Ausgang für das Hold-Signal.

Digi-Reset: Taster für den Reset des Digitalteiles.

Ana-Reset: Taster für den Reset des Analogteiles.

Busy: LED, leuchtet für die Dauer des Auslesezyklus.

Test in: Ein Testpuls (NIM) auf den Testeingang (LEMO) produziert ein Testsignal für die VA-Chips.

C: Taster für einzelne Taktimpulse im Einkanalmodus.

S: Taster für das Token-Signal (single channel mode).

10pin-Connector:

- Pin 1&2 – Busy in (TTL)
- Pin 2&3 – Sampling out (TTL).

20pin-Connector:

Timing-Signale für die VA-Chips.

- Pin 1&2 – Analog Reset (ARESET)
- Pin 3&4 – Digital Reset (DRESET)
- Pin 5&6 – Hold (HOLD)
- Pin 7&8 – Clock (CK)
- Pin 9&10 – Token in (SHIFTIN)
- Pin 11&12 – Delay on (DELAYON)
- Pin 13&14 – Test on (TESTON)
- Pin 15&16 – Test pulse in (TEST)
- Pin 17,18&20 – Ground (GND)
- Pin 19 – Test level Calibration (CAL).

Der Viking-Timing-Generator ist ein NIM¹-Modul, das nach einem Triggersignal (NIM-Standard) am Triggereingang einen voreingestellten Auslesezyklus startet.

¹NIM – Nuclear Instrumentation Module

Ein Hold-Signal (TTL-Standard) wird generiert, und die Busy-LED leuchtet für die Dauer des gesamten Zyklus. Am Holdausgang kann das Hold-Signal beobachtet und mit dem Delay-Potentiometer verzögert werden. Im Bild B.1 ist die Frontplatte der Viking-Timing-Unit mit den Bedienelementen und den Ein- und Ausgängen abgebildet.

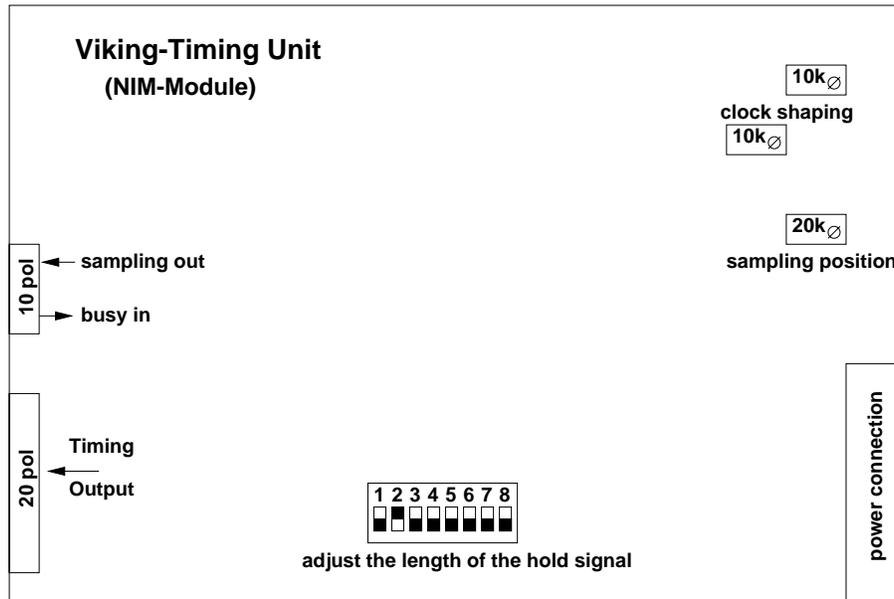


Bild B.2: Das „Innenleben“ des VA-Timers (NIM-Modul). Die Einstellmöglichkeiten sind im Bild markiert und werden im Text beschrieben.

Die Viking Kontroll-Signale werden als differentielle TTL-Signale produziert (TTL und \overline{TTL}) und über ein 20-poliges Flachbandkabel (twisted-pair) mit der Repeater-Karte (Anhang A) verbunden.

Vorsicht beim Beschalten von Pin 17 – 20 (GND und CAL)! Die Pin-Belegung stimmt nicht mit der Repeater-Karte überein.

An dem 10-poligen Stecker sind nur die ersten 4 Pins belegt. Hier kann die VTU mit einem Busy-Signal für die Dauer der Datenübertragung blockiert werden (meist nicht erforderlich). Zusätzlich ist es möglich, hier das Taktsignal für die Digitalisierung der Daten abzunehmen. Die Position für die Digitalisierung lässt sich mit einem Potentiometer auf der Platine in der VTU justieren (sampling position; $20k\Omega$).

Bild B.2 zeigt eine Innenansicht der VTU, die verschiedenen Einstellmöglichkeiten sind eingezeichnet.

Die Anzahl der Taktimpulse (Clock) kann mit dem DIP-Schalter (1–8) auf der Platine in der VTU eingestellt werden. Es müssen immer mindestens genauso-

viele Taktimpulse wie vorhandene Auslesekanäle eingestellt sein. Am Ende eines kompletten Taktzyklus wird ein Digitalreset ausgelöst. Die Taktfrequenz läßt sich mit den beiden 10k Ω -Potentiometern auf der VTU-Platine (clock-shaping) von 1 bis 10 MHz einstellen (normal bei 2.5 MHz).

Im Einkanal-Modus muß der Trigger entfernt werden, der Analog- und Digitalteil durch Drücken der beiden Reset-Taster zurückgesetzt werden, und dann kann durch gleichzeitiges Drücken der Tasten C (single clock) und S (shift in) der erste VA-Chip aktiviert werden. Nun ist ein Streifen für die ständige Signalauslese direkt auf den Ausgang geschaltet. Andere Streifen können durch ein oder mehrmaliges Drücken der Taste C ausgewählt werden. In der Anzeige wird die angewählte Kanalnummer angezeigt.

Literaturverzeichnis

- [RPP96] **R.M. Barnett et al.**, *Review of Particle Properties*, Physical Review **D54**, 1 (1996).
- [Bel95] **R. Belen**, Universität Santiago de Compostella, Spanien, *Private Mitteilungen (Construction and Testing of two Plastic Scintillators)*, (1995).
- [IKF95] **K. Bethge et al.**, *Driftkammerentwicklung für HADES*, Jahresbericht Institut für Kernphysik, Univ. Frankfurt/Main, **IKF 56**, (1995) 67.
- [Bro91] **G. Brown & M. Rho**, Phys. Rev. Lett. **66**, (1991) 2720.
- [Bru87] **R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A.C. McPherson, P. Zanmarini**, *GEANT3*, CERN Data Handling Division, DD/EE/84-1, CERN, Genf, CH (1987).
- [Bru89] **R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, P. Zanmarini**, *PAW – Physical Analysis for Workstations*, Version 1.07 (1989), CERN, Genf, CH.
- [Col96] **C. Colledani et al.**, *A submicron precision silicon teleskop for beam test purposes*, Nucl. Instr. and Meth. **A 372**, (1996) 379-384.
- [Had94] **HADES Kollaboration**, *Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer*, (1994).
- [Had94/I] **HADES Kollaboration**, *Proceedings of the Workshop on Dilepton Production in Relativistic Heavy Ion Collisions*, GSI, Darmstadt (2.-4. März 1994).
- [Had95/II] **HADES Kollaboration**, *HADES Collaboration Workshop II*, Obernai, Alsace, Frankreich, (27.-30. Juni 1995).
- [Had95/III] **HADES Kollaboration**, *HADES Collaboration Workshop III*, GSI, Darmstadt, (10.-14. Dezember 1995).
- [Had96/IV] **HADES Kollaboration**, *HADES Collaboration Workshop IV*, NPI, Rez bei Prag, Tschechien, (12.-16. Juni 1996).

- [Had96] **HADES Kollaboration**, *Design Repost for a High-Acceptance Dielectron Spectrometer*, (1997) in Vorbereitung.
- [Her92] **M. Hermann, B. Frimann, W. Nörenberg**, Nucl. Phys. **A545**, (1992) 267.
- [Hya83] **B. Hyams et al.**, *A silicon counter telescope to study short-lived particles in high-energy hadronic interactions*, Nucl. Instr. and Meth. **205**, (1983) 99-105.
- [Kar93] **W. Karig**, *Konzeptionelle Untersuchungen eines Dielektronenspektrometers für Schwerionenstöße im GeV/u-Bereich*, Diplomarbeit, Univ. Frankfurt/Main, (1993).
- [Lan85] **L. G. Landsberg**, Phys. Rep. **128,6**, (1985) 301.
- [Leo87] **W. R. Leo**, *Technique for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin (1987).
- [Sch95] **H. Schön**, *HADES - Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*, Doktorarbeit, Univ. Frankfurt/Main, (Dezember 1995).
- [Schr93] **A. Schröter**, *Antiprotonenproduktion in Schwerionenkollisionen bei Energien unterhalb der Schwelle*, Doktorarbeit, TU München, (1993) GSI-93-33.
- [Tok94] **O. Toker**, *VIKING, a CMOS low noise monolithic 128 channel frontend for Si-strip detector readout*, Nucl. Instr. and Meth. **A 340**, (1994) 572-579.
- [Weil94] **P. Weilhammer**, *Double-sided Si strip sensors for LEP vertex detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A 342**, (1994) 1-15.
- [Wei94] **W. Weise**, *Proceedings of the Workshop on Dilepton Production in Relativistic Heavy Ion Collisions March 2-4*, (1994) 22.
- [Zen97] **A. Zentek**, *Konzeptionelle Untersuchungen für die HADES-Driftkammern an Prototyp 0*, Diplomarbeit, Univ. Frankfurt/Main, (1997).
- [Zha94] **Zhang Jisheng, Wang Yong, Mikko Laakso**, *Fabrication and measurement of silicon diode and microstrip detectors*, Report Series, Research Institute for High Energy Physics, Univ. Helsinki, Finland, (HU-SEFT RD 1994-01).

Die HADES Kollaboration:

- Institute of Physics (IOP) Bratislava (Slovakia):** M. Benovic, S. Hlavac.
INFN-LNS, Department di Fisica, Catania (Italy): P. Finocchiaro,
 E. Migneco, P. Sapienza.
- University of Clermont-Ferrand (France):** F. Manso, M. Meritet, H. Meunier,
 C. Pienne, M. Prunet, G. Roche.
- INP Cracow (Poland):** M. Kajetanowicz, K. Korcyl.
- Jagellonian University Cracow (Poland):** A. Balanda, J. Foryciarz, R. Kulessa,
 E. Lubkiewicz, W. Przygoda, W. Prokopowicz, P. Salabura, M. Szczybura, W. Walus.
- Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt (Germany):** H. Bockemeyer, P. Braun-Munzinger, I. Koenig, W. Koenig, B. Kolb, U. Leinberger, H. Schön,
 W. Schön, D. Schüll, R. Simon, H. Stelzer, P. Zumbach.
- Joint Institute of Nuclear Research (JINR), Dubna (Russia):** E. Bratkovskaya, S. Chernenko, O. Fateev, L. Glonti, Yu. Panebratsev, L. Smykov, A. Titov,
 V. Toneev, Yu. Zanevsky.
- Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt (Germany):** K. Bethge,
 C. Garabatos, W. Karig, A. Steigerwald, J. Stroth, J. Wüstenfeld, A. Zentek.
- Justus-Liebig-Universität Gießen (Germany):** A. Brenschede, H. Kraft,
 W. Kühn, J. Lehnert, V. Metag, R. Novotny, M. Petri, H. Pfaff, S. Plueschke, Ch. Salz,
 S. Schrader.
- Instituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), Milano (Italy):** A. Bassi,
 R. Bassini, C. Boiano, R. Brambilla, I. Iori.
- Institute of Theoretical and Experimental Physics (ITEP), Moscow (Russia):** V. Guszavin, V. Z. Kolganov, V. Krylov, A. Nikitin, A. F. Nilov, N. Rabin,
 P. Shishov, V. T. Smolyankin, V. Ushakov.
- Kurchatov Institute for Atomic Energy (KIAE), Moscow (Russia):** Yu. Dubovik, K. Karadzev, V. Manko, R. Scherbachev, A. Zvetkov.
- Lebedev Physics Institute (LPI), Moscow (Russia):** M. Ahmetgareev,
 T. Aibergenov, V. Alekseev, V. Busigin, S. Cherepnia, V. Raevsky.
- Moscow Engineering Physics Institute (MEPI) (Russia):** A. Atkin, S. Belenko, A. Endalov, A. Grigoriev, V. Kantserov, V. Kaplin, Yu. N. Mishin, V. Okorokov,
 F. M. Sergeev, S. Somov, M. Telnov, D. Vassiliev, Yu. Volkov.
- Technische Universität München, Garching (Germany):** W. Czech,
 H. Falkner, J. Fraebel, J. Friese, R. Gernhäuser, J. Homolka, A. Kastenmüller, P. Kienle,
 M. Knülle, H. J. Körner, P. Maier-Komor, M. Münch, K. Zeitelhack.
- University of Cyprus:** R. Schicker, H. Tsertos.
- Institute of Nuclear Physics (INP) Rez (Czech. Rep.):** A. Kugler, R. Pleskac,
 P. Tlustý.
- University of Santiago de Compostela (Spain):** I. Duran, C. Fernandez,
 B. Fuentes, J. Garzon.
- University of Valencia (Spain):** F. Ballester, J. Diaz, N. Yahlali.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, besonders bei

Herrn Prof. Dr. K. Bethge für die freundliche Aufnahme in das Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt und in seine Arbeitsgruppe an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH sowie Herrn Priv. Doz. Dr. H. Bokemeyer für die freundliche Betreuung bei der HADES-Kollaboration.

Desweiteren gilt mein Dank allen Mitarbeitern der Leptonengruppe, von denen ich mit Rat und Tat unterstützt wurde:

Dr. Wolfgang Koenig, für die Klärung einiger physikalischer Fragestellungen.

Heike und Walter Schön, für die Hilfestellung bei vielerlei Problemen und die Beantwortung aller meiner Fragen, waren sie auch noch so abwegig.

Walter Karig, für die Lösung verschiedener Programmierprobleme und den helfenden Hinweisen bei der Handhabung der Computersysteme an der GSI.

Jörn Wüstenfeld, Alfred Zentek und Peter Zumbruch, die mich als ihren Zimmergenossen ertragen und mir in vielen Diskussionen weitergeholfen haben.

Anja Billmeier für aufmerksames Korrekturlesen.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei

Dr. Joachim Stroth und Dr. Jose (Chilo) Garabatos, für die umfangreiche Betreuung und geduldige Unterstützung meiner Arbeit.

Bei meiner Freundin Dagmar möchte ich mich für die geduldige Begleitung und das kontinuierliche Antreiben zur Arbeit bedanken, ohne das mir die Fertigstellung meiner Arbeit um einiges schwerer gefallen wäre!

Auch meinem Vater gilt besonderer Dank dafür, daß er mir einen solchen Wegdegang ermöglichte und mich bis hierher immer bei meinen Entscheidungen unterstützte.