

**Diplomarbeit**

**Teststrahlungsmessungen mit 3D-stc  
Silizium-Streifendetektoren**

**Gregor Pahn**

Betreuer:

Prof. Dr. Karl Jakobs

Dr. Ulrich Parzefall



Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

August 2008



# Kurzübersicht

In der vorliegenden Arbeit werden Testmessungen mit Prototypen von 3D-stc Silizium-Streifensensoren beschrieben, die am Super-Proton-Synchrotron (SPS) am CERN in Genf mit einem Pionenstrahl einer nominellen Energie von 180 GeV durchgeführt wurden.

Besonders in Hochenergiephysik-Experimenten an Hadron-Beschleunigern, wo Halbleiterdetektoren zur Spurbestimmung der Reaktionsprodukte von Teilchenkollisionen eingesetzt werden, ergeben sich hohe Anforderungen an ihre Strahlenhärte. Dies wird in Kapitel 1 am Beispiel des ATLAS-Experiments und des LHC-Upgrades veranschaulicht.

Zur Motivation des untersuchten 3D-stc Konzepts werden in Kapitel 2, ausgehend vom planaren Streifendetektor, die wichtigsten Auswirkungen der hohen Strahlenbelastung auf die Leistungsfähigkeit erläutert und in Kapitel 3 Möglichkeiten aufgezeigt, diesen Effekten entgegenzuwirken. Dabei wird versucht, sich auf das für das Verständnis der Messergebnisse in Kapitel 6 Wesentliche zu beschränken.

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit geleisteten Aufgaben bestanden neben der Teilnahme an Vorbereitung und Durchführung der Messungen (Kap. 4) in der Verarbeitung der Rohdaten (ebd.) unter Reparatur durch defekte Logikschaltungen verursachter Daten-Korruptionen, in der Entwicklung von Alignment-Software (Kap. 5) und der Analyse der Messdaten (Kap. 6).



# Inhaltsverzeichnis

|          |                                                           |           |
|----------|-----------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einführung</b>                                         | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Auswirkungen von Strahlung auf Silizium-Detektoren</b> | <b>7</b>  |
| 2.1      | Planare Silizium-Streifendetektoren . . . . .             | 7         |
| 2.1.1    | Funktionsweise . . . . .                                  | 7         |
| 2.1.2    | Wichtige Kenngrößen . . . . .                             | 10        |
| 2.2      | Strahlenschäden . . . . .                                 | 12        |
| 2.2.1    | Erhöhung des Leckstroms . . . . .                         | 13        |
| 2.2.2    | Änderung der Dotierungskonzentration . . . . .            | 15        |
| 2.2.3    | Charge Trapping . . . . .                                 | 16        |
| <b>3</b> | <b>Strahlenharte Detektoren</b>                           | <b>17</b> |
| 3.1      | Sauerstoffangereichertes Silizium . . . . .               | 17        |
| 3.2      | p-Typ Substrat . . . . .                                  | 20        |
| 3.3      | 3D Design . . . . .                                       | 20        |
| 3.3.1    | Standard 3D . . . . .                                     | 20        |
| 3.3.2    | 3D-stc . . . . .                                          | 23        |
| 3.3.3    | 3D-ddtc . . . . .                                         | 26        |
| <b>4</b> | <b>Teststrahlungsmessungen</b>                            | <b>29</b> |
| 4.1      | Aufbau des Teststandes . . . . .                          | 29        |
| 4.1.1    | Strahlteleskop . . . . .                                  | 31        |
| 4.1.2    | Freiburger Modul . . . . .                                | 32        |
| 4.1.3    | Detektoren . . . . .                                      | 34        |
| 4.2      | Daten-Akquisition . . . . .                               | 35        |
| 4.2.1    | Dekodierung der Daten . . . . .                           | 35        |
| 4.2.2    | Überwachung der Datennahme . . . . .                      | 36        |
| 4.2.3    | Tracking . . . . .                                        | 47        |
| 4.2.4    | Resynchronisation . . . . .                               | 50        |

|          |                                              |            |
|----------|----------------------------------------------|------------|
| <b>5</b> | <b>Alignment</b>                             | <b>55</b>  |
| 5.1      | Geometrie . . . . .                          | 55         |
| 5.2      | Bestimmung der Alignment-Parameter . . . . . | 58         |
| 5.2.1    | Fit-Agorithmus . . . . .                     | 58         |
| 5.2.2    | Qualitätsschnitte . . . . .                  | 61         |
| 5.2.3    | Validierung . . . . .                        | 63         |
| 5.2.4    | Ergebnisse . . . . .                         | 68         |
| <b>6</b> | <b>Analyse der Daten</b>                     | <b>75</b>  |
| 6.1      | Rauschen . . . . .                           | 75         |
| 6.2      | Signal . . . . .                             | 81         |
| 6.3      | Effizienz . . . . .                          | 91         |
| <b>7</b> | <b>Zusammenfassung</b>                       | <b>103</b> |
|          | <b>Literatur</b>                             | <b>105</b> |
|          | <b>Tabellenverzeichnis</b>                   | <b>109</b> |
|          | <b>Abbildungsverzeichnis</b>                 | <b>111</b> |

# 1 Einführung

Die Forschungsaktivitäten der Freiburger Arbeitsgruppe haben ihren Schwerpunkt in der Elementarteilchenphysik. Diese versucht, das Verständnis der fundamentalen Bausteine der Materie und der zwischen ihnen wirkenden Kräfte und Gesetzmäßigkeiten zu erweitern. Als Mittel stehen dafür im Wesentlichen die Untersuchung gebundener Zustände von Teilchen, ihrer Zerfälle und ihres Verhaltens in Streureaktionen zur Verfügung, wobei letzteres die einzige Möglichkeit darstellt, bisher unbekannte Materieformen zu erzeugen. Das Vordringen zu immer kleineren Längenskalen und damit in immer höhere Energiebereiche geht mit einem Anwachsen der technischen Herausforderungen einher.

Das bisher größte und ehrgeizigste Projekt auf dem Gebiet der Hochenergiephysik stellt der Teilchenbeschleuniger LHC<sup>1</sup> am CERN<sup>2</sup> in Genf dar, der nach zwei Jahrzehnten der Planung und des Baus noch im Jahr 2008 in Betrieb gehen wird. Über eine Länge von ca. 27 km sollen Protonen auf eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV beschleunigt und zur Kollision gebracht werden, um die dabei stattfindenden physikalischen Prozesse zu untersuchen. Alle 25 ns treffen Pakete mit etwa  $10^{11}$  Protonen aufeinander, wobei in den Reaktionen jeweils etwa 1600 geladene Teilchen entstehen.

In den vier Großexperimenten ATLAS<sup>3</sup>, CMS<sup>4</sup>, LHCb<sup>5</sup> und ALICE<sup>6</sup> wird beim Nachweis dieser Teilchen unterschiedlichen Fragestellungen nachgegangen. Die Freiburger Gruppe ist zusammen mit über 2000 Wissenschaftlern aus 35 Ländern am ATLAS Experiment beteiligt, das sich vorrangig der Suche nach dem Higgs-Boson und nach Kandidaten für die dunkle Materie im Universum widmet. Das Higgs-Boson ist schon im Standardmodell der Teilchenphysik für den Ursprung der Masse verantwortlich, die Dunkle Materie kann dagegen nur mit neueren Theorien erklärt werden, von denen die Supersymmetrie eine der vielsprechendsten darstellt.

Der Erhöhung der Energie der Strahlteilchen um eine Größenordnung im Vergleich zu früheren Beschleunigern entspricht auch ein Anwachsen der Ausmaße der erforderlichen Detektoren. Mit einem Durchmesser von 44 m, einer Höhe von 25 m und einem Gesamtgewicht von 7000 t ist der ATLAS Detektor heute der größte seiner Art. Sein Querschnitt in Abbildung 1.1 zeigt die typische Struktur eines Collider-Experiments. Die Strahlröhre bildet die zentrale Achse

---

<sup>1</sup>Large Hadron Collider, [LHC91]

<sup>2</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>3</sup>A Toroidal LHC ApparatuS, [ATL99a, ATL99b]

<sup>4</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>5</sup>The Large Hadron Collider beauty experiment

<sup>6</sup>A Large Ion Collider Experiment

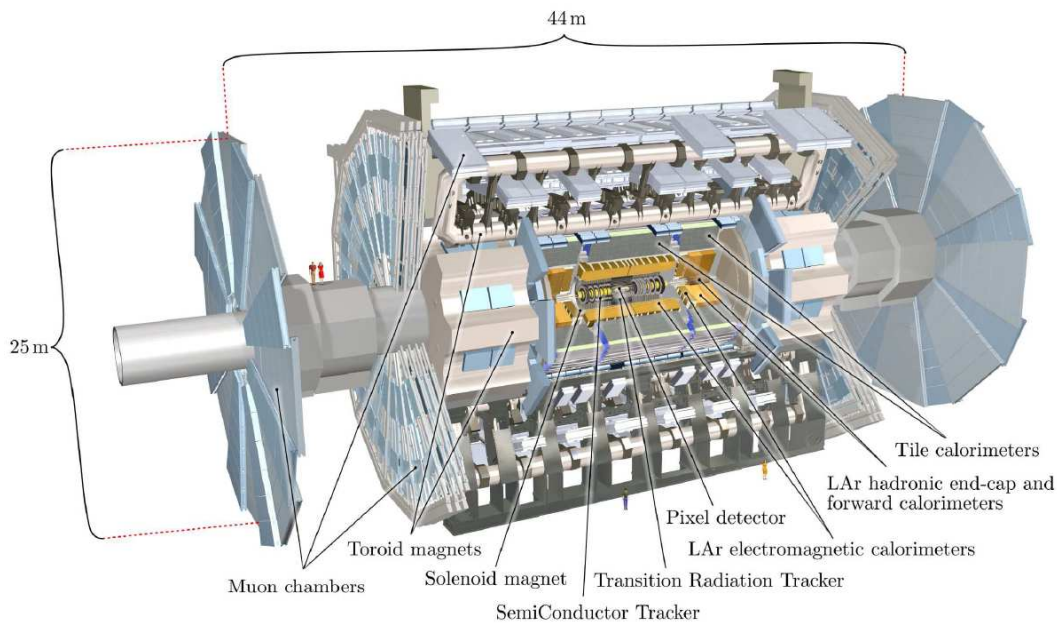


Abbildung 1.1: Der ATLAS-Detektor [ATL08].

des zylinderförmigen Aufbaus, in dessen Mitte die beiden Protonenstrahlen zur Kollision gebracht werden. Um die Achse herum sind schalenartig verschiedene Subdetektor-Systeme angeordnet, mit den sogenannten Endkappen als Grundflächen des Zylinders. Diese Subsysteme sind von innen nach außen:

- Spurdetektor („Innerer Detektor“)
- Elektromagnetische Kalorimeter
- Hadronische Kalorimeter
- Myonkammern

Die einzelnen Detektor-Elemente übernehmen unterschiedliche Funktionen bei der Vermessung der Eigenschaften der unter einem Winkel zur Achse weg fliegenden Teilchen. Die Myonkammern dienen, wie der Name sagt, dem Nachweis der alle Schichten durchdringenden Myonen und mit den Kalorimetern kann die Energie für verschiedene Teilchensorten bestimmt werden. Für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Sensoren ist jedoch lediglich der Spurdetektor von Interesse, der das Kernstück des Experiments bildet.

Im Spurdetektor oder Inneren Detektor, der in Abbildung 1.2 dargestellt ist, werden geladene Teilchen in einem solenoiden Magnetfeld von 2 Tesla auf eine



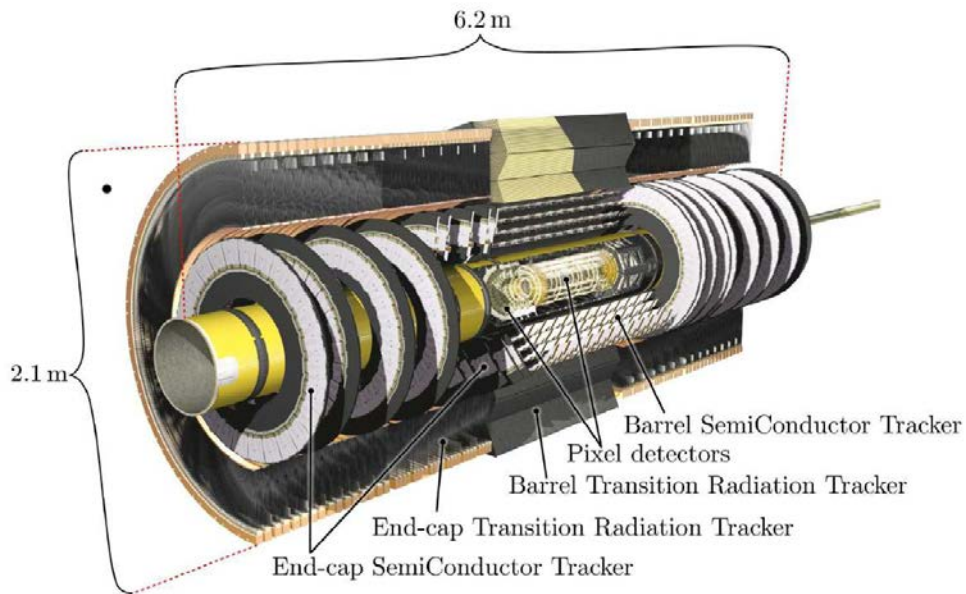


Abbildung 1.2: Der Innere Detektor des ATLAS-Experiments [ATL08].

gekrümmte Bahn gezwungen. Die Messung der Spuren vollzieht sich von innen nach außen in weiteren drei Subdetektoren:

- Pixel Detektor
- Silizium-Streifendetektor (SemiConductor Tracker, SCT)
- Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Tracker, TRT)

Während auf die Funktionsweise des Übergangsstrahlungsdetektors an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden soll, kommen sowohl bei den Pixeln als auch bei den Streifendetektoren Halbleitersensoren zum Einsatz. Ihre Funktionsweise wird in Abschnitt 2.1 kurz umrissen. Die Freiburger Gruppe war insbesondere an der Fertigung von SCT-Modulen beteiligt, die sich nach den Pixel Detektoren am nächsten am Wechselwirkungspunkt oder Vertex befinden. Aufgrund der hohen Ereignisraten sind sie damit einer hohen Strahlenbelastung ausgesetzt, die mit der Zeit zu einer Schädigung des Siliziums und damit zu einer Verminderung der Leistungsfähigkeit der Detektoren führt.

Das Ausmaß der Schädigungen ist im Allgemeinen von der Fluenz  $\Phi$  abhängig, die dem über die Zeit integrierten Fluss von Teilchen durch ein Flächenelement entspricht. Die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial ist

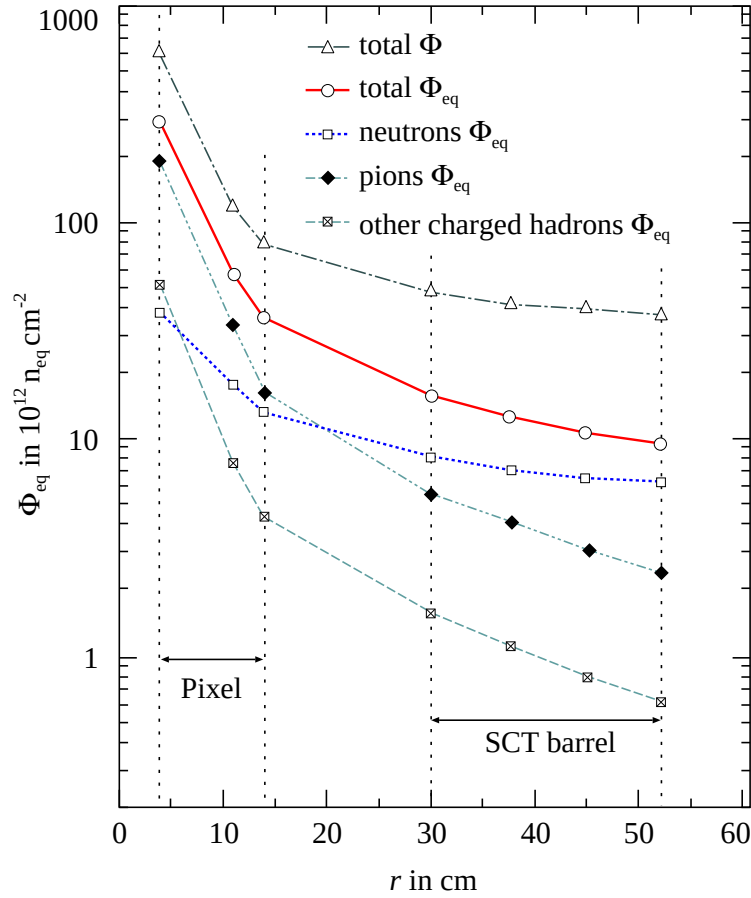


Abbildung 1.3: Erwartete Teilchenfluenzen im ATLAS-Detektor für eine integrierte Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$  [ATL99a].

zwar von ihren Eigenschaften und ihrer Energie abhängig, nach der NIEL-Skalenhypothese ist es aber in einem gewissen Rahmen möglich, die verschiedenen Auswirkungen in einander umzurechnen. Als Einheit wird dabei die Schädigung betrachtet, die von 1 MeV Neutronen hervorgerufen wird ( $1 N_{eq} = 1 \text{ MeV neutron equivalent}$ ).

Abbildung 1.3 zeigt, welche Fluenzen bei verschiedenen Entfernungen vom Ort der Kollision im ATLAS-Experiment auftreten. Die Berechnungen wurden für verschiedene Teilchenarten und für ein Betriebsjahr ( $10^7 \text{ s}$ ) bei einer Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  durchgeführt [ATL99a]. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$ , etwa einem Siebtel der über die komplette Laufzeit des LHC erwarteten Luminosität. Bei größeren Radien verteilen sich die Teilchen über eine größere Fläche, weiter außen befindliche Detektor-Elemente werden also nicht so stark geschädigt. Die Streifendetek-

---

toren im SCT sind bei etwa 30 cm aber immer noch einer Gesamtfluenz von der Größenordnung  $10^{14} \text{ N}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$  ausgesetzt. Wie Untersuchungen mit SCT-Detektoren nach einer Bestrahlung von  $3 \times 10^{14}$  Protonen/cm<sup>2</sup> belegen [C<sup>+</sup>05], sollte ihre Funktionalität mit einer Effizienz von über 90 % bei einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 7-11 trotzdem über die volle Laufzeit des Experiments gewährleistet sein.

Betrachtet man die Zeitskalen, auf denen sich die Planung und Vorbereitung von Hochenergiephysik-Experimenten von den ersten Entwürfen über den Bau von Prototypen einzelner Detektorelemente bis zu deren Produktion und der schlussendlichen Montage abspielen, so wird klar, dass bereits schon vor dem Start des LHC über die Zukunft der Teilchenphysik nach dessen Ende nachgedacht werden muss. Aus ökonomischen Gesichtspunkten ist es sinnvoll, für kommende Experimente die bestehende LHC-Infrastruktur bestmöglich zu nutzen. In einer Reihe von Studien [REG01, ABC<sup>+</sup>02, GMV<sup>+</sup>05] wurde das Physik-Potential möglicher Upgrade-Szenarien untersucht, mit dem Ergebnis, dass eine Erhöhung der Luminosität um einen Faktor 10 gegenüber der Verdopplung der Strahlenergie vorzuziehen ist, vor allem weil letztere den Austausch aller LHC-Magnete erfordern würde, da sie nicht mehr in der Lage wären, die Protonen auf der Kreisbahn zu halten. Das Luminositäts-Upgrade des LHC wird gemeinhin als SLHC (**S**uper **L**HC) bezeichnet.

Beim ATLAS-Experiment wirkt sich das Upgrade am stärksten auf den Inneren Detektor aus. Der TRT wäre mit den hohen Raten und Okkupanzen überfordert, aber auch für den Pixel Detektor und den SCT werden neue Konzepte benötigt. Die Fluenzen, die mit der Luminositätssteigerung einhergehen, würden herkömmliche Siliziumdetektoren innerhalb kurzer Zeit unbrauchbar machen. In Abbildung 1.4 ist die zu erwartende Gesamtfluenz bei einer integrierten Luminosität von  $2500 \text{ fb}^{-1}$  in Abhängigkeit vom Abstand zum Kollisionspunkt gezeigt [Sad05]. Eine Fluenz von der Größenordnung  $10^{15} \text{ N}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$ , wie sie noch bei 30 cm zu erwarten ist, erfordert die Entwicklung strahlenhärterer Technologien und Materialien. Als Mitglied der CERN Kollaboration „RD50 - Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders“ führt die Freiburger Gruppe deshalb in unterschiedlichen Testaufbauten Untersuchungen mit Prototypen bei verschiedenen Bestrahlungsgraden durch. Der besondere Schwerpunkt liegt dabei zur Zeit auf Silizium-Streifensensoren mit sogenanntem 3D-Design, welches im Abschnitt 3.3 beschrieben wird.

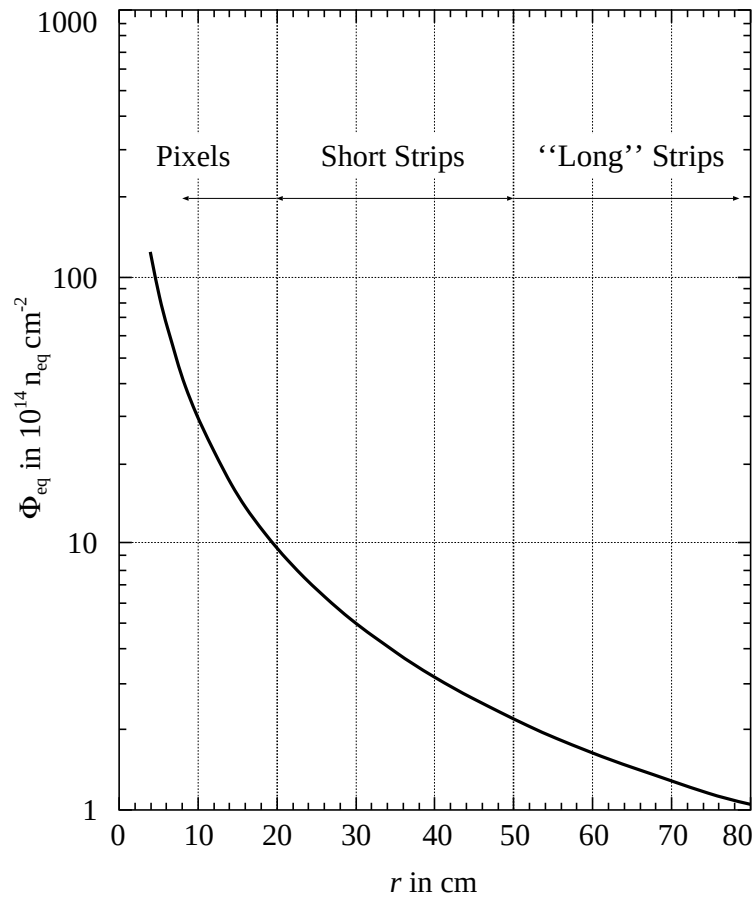


Abbildung 1.4: Erwartete Gesamtfluenz im ATLAS-Detektor für den SLHC für eine integrierte Luminosität von  $2500 \text{ fb}^{-1}$  [Sad05].

## 2 Auswirkungen von Strahlung auf Silizium-Detektoren

Um im nächsten Kapitel verständlich machen zu können, warum 3D Siliziumdetektoren als besonders strahlungsresistent gelten, wird zunächst die Funktionsweise des planaren Silizium-Streifendetektors skizziert und dann darauf eingegangen, wie seine Leistungsfähigkeit unter Bestrahlung abnimmt.

### 2.1 Planare Silizium-Streifendetektoren

Halbleiterdetektoren wurden zum ersten Mal Ende der 70er Jahre zur Ortsmessung in einem Teilchenphysik-Experiment eingesetzt. Ihr Vorteil besteht darin, selbst bei sehr hohen Ereignisraten eine hohe Ortsauflösung im  $\mu\text{m}$  Bereich liefern zu können. Durch die Fortschritte in Halbleiter-Technologie und Mikro-Elektronik in den 80er und 90er Jahren konnte sich das Konzept schnell durchsetzen.

#### 2.1.1 Funktionsweise

Das grundlegende Funktionsprinzip eines Silizium-Streifendetektors lässt sich anhand von Abbildung 2.1 erklären, viele Aspekte können hierbei jedoch nur gestreift werden. Für detailliertere Informationen sei deshalb auf die umfangreiche Literatur verwiesen (z.B. [ABB<sup>+</sup>90, Pei93, Lut99]).

Im Wesentlichen handelt es sich bei einem Halbleiterdetektor um eine als Festkörper-Ionisationskammer betriebene Diode. In den Detektor eindringende geladene Teilchen setzen durch inelastische Streuung an der Hülle der Silizium-Atome Elektronen frei und hinterlassen Löcher im Gitter. In der Terminologie des Bändermodells spricht man davon, dass Elektronen zum Übergang von einem nicht leitenden Energieniveau im Valenzband in das Leitungsband angeregt werden. Beim Silizium ist dafür eine Energie von 3,6 eV erforderlich. Beim Dotieren des Substrats mit Fremdatomen werden Zustände zwischen den Bändern erzeugt, so dass die zunächst geringe Leitfähigkeit des Materials angehoben wird. Man kann dies auch anschaulich verstehen, wenn man die von den vierwertigen Silizium-Atomen ausgeprägte Diamant-Gitterstruktur betrachtet. Bei der Einbindung von fünfwertigen Elementen wie Phosphor oder Arsen verbleibt ein Valenzelektron an einem Zwischengitterplatz. Da es leicht abgetrennt und damit zu einer frei beweglichen negativen Ladung werden kann, nennt man die Fremdatome Donatoren und den Anreicherungsprozess n-Dotierung. Analog entstehen bei einer Einbindung von dreiwertigen Atomen,

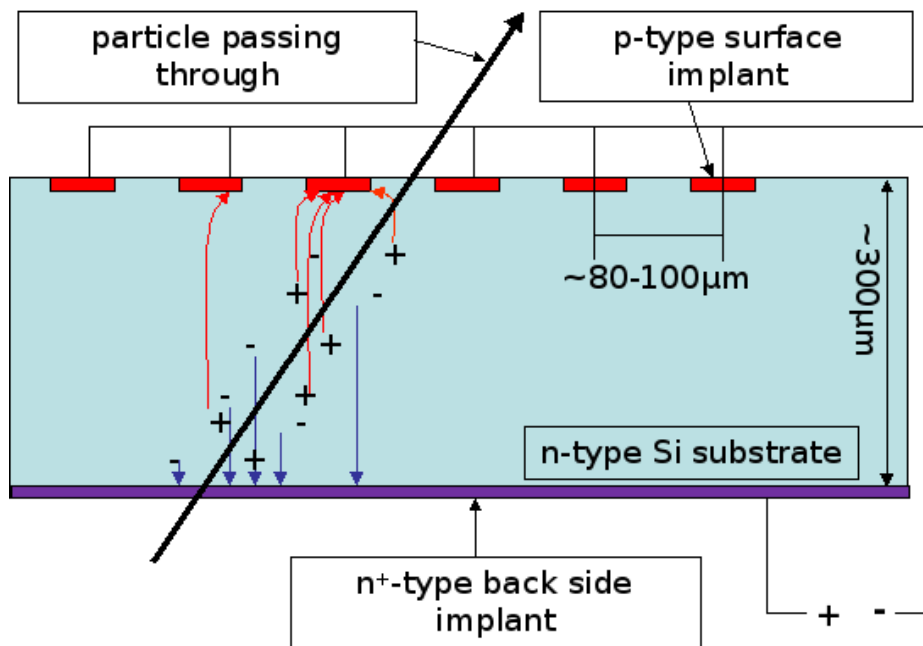


Abbildung 2.1: Funktionsweise eines planaren Silizium-Streifendetektors.

z.B. Bor oder Indium, positive Fehlstellen oder Löcher im Gitter, so dass man von p-Dotierung und Akzeptoren spricht. Sie erhöhen ebenfalls die Leitfähigkeit des Siliziums.

Möchte man die durch die Ionisation freigesetzten Ladungen für die Signalgewinnung und damit zum Nachweis der durch den Detektor hindurch getretenen Teilchen nutzbar machen, muss man ein elektrisches Feld anlegen. Dies wird durch einen sogenannten p-n-Übergang realisiert, d.h. das Zusammenbringen verschiedenartig dotierter Materialien. In Abbildung 2.1 sind die Streifen an der Oberfläche p-dotiert, während der große Teil des Substrats aus günstiger herzustellendem n-dotiertem Silizium besteht (p-on-n). Am Übergang füllen die Elektronen die Löcher teilweise aus, so dass eine von Ladungsträgern verarmte Schicht mit intrinsischem elektrischen Feld entsteht. Die n-Schicht hat nun durch die Abwanderung der Elektronen gegenüber der p-Schicht eine positive Raumladung. Durch das Anlegen einer sogenannten Sperrspannung mit negativer Polarität an den p-Streifen und positiver Polarität am n-dotierten Substrat kann die Raumladungszone über das gesamte Material ausgedehnt und damit von freien Ladungsträgern verarmt werden. Ein gewisser Leckstrom bleibt dabei aufgrund von thermischen Übergängen immer bestehen, er ist eine Quelle des Rauschens im Detektor und wird im Zusammenhang mit den Strahlenschäden näher betrachtet. Die besonders stark n-dotierte Schicht

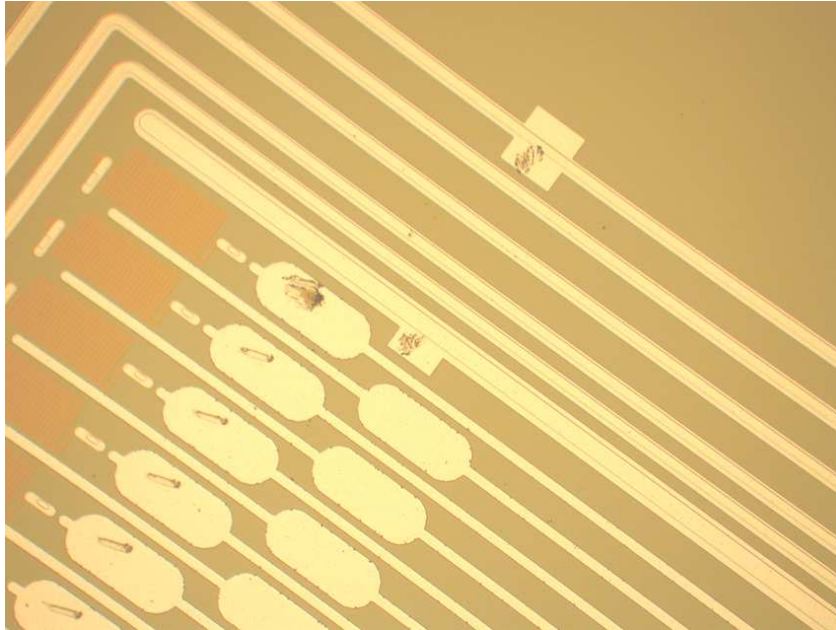


Abbildung 2.2: Foto eines Streifendetektors unter dem Mikroskop.

( $n^+$ ) auf der Unterseite des Detektors sorgt für ein gleichmäßiges Potential und einen guten ohmschen Kontakt.

In den Detektor eindringende Teilchen können auf verschiedene Weise mit dem Festkörper in Wechselwirkung treten, wobei die ionisierende elektromagnetische Coulomb-Streuung für geladene Teilchen mit einem sehr großen Wirkungsquerschnitt den hauptsächlich ausgenutzten Effekt darstellt. Für schwere Hadronen, wie sie bei den Proton-Proton-Kollisionen am LHC in großen Mengen erzeugt werden, ist darüber hinaus die nicht-ionisierende inelastische Streuung an den Kernen aufgrund der starken Wechselwirkung nicht zu vernachlässigen. Sie ist maßgeblich für die Schädigung der Gitterstruktur und damit die Degradation des Siliziums verantwortlich. Andere Effekte, wie Bremsstrahlung, Übergangsstrahlung und Cherenkow-Strahlung sind demgegenüber von untergeordneter Bedeutung.

Die bei der Ionisation generierten Elektronen und Löcher driften im verarmten Substrat zu den Elektroden wo sie aufgesammelt und entweder über einen Eingangswiderstand verstärkt werden können (DC-Kopplung) oder, wenn die Streifen durch eine als Dielektrikum wirkende Passivierung vom Substrat getrennt sind, kapazitiv ein Signal erzeugen (AC-Kopplung). Letzteres hat gegenüber der DC-Kopplung den Vorteil, dass der konstante Anteil des Leckstroms nicht mitverstärkt wird. In Abb. 2.2 ist die Oberfläche eines planaren Strei-

fendetektors in der Nahaufnahme unter dem Mikroskop gezeigt. Wie schon die Abmessungen in Abb. 2.1 andeuten, beträgt der Abstand zwischen den Streifen typischerweise etwa 80-100  $\mu\text{m}$  bei einer Substrat-Dicke von 300  $\mu\text{m}$ , die für ein gut messbares Signal ausreicht, ohne dass den Teilchen zu viel Materie in den Weg gestellt wird. Weitere Bestandteile des Detektors sind Versorgungsstrukturen, die sogenannten Bias-Ringe und -Widerstände, über die die Versorgungsspannung an den Streifen anliegt, und die Guard-Ringe, mit denen ein gleichmäßiges Absinken des Potentials zu den Kanten des Substrats erreicht wird.

### 2.1.2 Wichtige Kenngrößen

Im Hinblick auf die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten sind bei der Charakterisierung eines Detektors die folgenden Eigenschaften von Bedeutung. Eine hohe Ortsauflösung sichert präzise Messungen der Spuren geladener Teilchen, deren Krümmung bei anliegendem Magnetfeld zur Bestimmung des Impulses dient. Die hohen Ereignisraten machen es erforderlich, dass eine schnelle Ladungssammlung im Detektor erfolgt. Des weiteren müssen eine gute Signalausbeute gegenüber dem Rauschen sowie eine hohe Effizienz über die gesamte aktive Fläche des Detektors gewährleistet sein.

**Ortsauflösung** Ein Streifendetektor ist, abgesehen von seinem Abstand bezüglich des Wechselwirkungspunktes, lediglich in der Richtung orthogonal zu den Streifen in der Grundfläche sensitiv. Für Ereignisse, bei denen nur jeweils ein Streifen das Signal eines Teilchens misst, muss es den Detektor innerhalb eines Bereiches von einem halben Streifenabstand (*Pitch*) links oder rechts vom Streifenort durchquert haben. Die möglichen Durchgangspunkte in dieser Koordinate sind also über einen ganzen Streifenabstand gleichverteilt, damit entspricht die Ortsauflösung der Quadratwurzel aus der Varianz dieser Verteilung:

$$\sigma_{\text{strip}} = \text{Pitch}/\sqrt{12} \quad (2.1)$$

Tritt das Teilchen wie in Abbildung 2.1 nicht senkrecht zur Oberfläche durch den Detektor, erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass die erzeugte Ladung auf mehrere Streifen verteilt wird (*Charge Sharing*). Bei analoger Auslese kann man über den signalgewichteten Mittelwert der benachbarten Streifen, die Ortsauflösung zusätzlich erhöhen (*Clustering*). Bei einer binären Auslese überschreitet jedoch oft lediglich das Signal eines Streifens den zur Unterscheidung vom Rauschen festgesetzten Schwellenwert, wodurch diese Möglichkeit entfällt.



**Ladungssammlungszeit** Die Zeit  $t_{cc}$ , die die Ladungsträger vom Ort des Teilchendurchgangs zur Elektrode benötigen, ist proportional zur zurückzulegenden Strecke  $s$  und sinkt mit wachsender Stärke  $E$  des elektrischen Feldes. Der Proportionalitätsfaktor ist materialabhängig und wird über die Mobilität  $\mu$  ausgedrückt, wobei die Ladungssammlungszeit bei höherer Mobilität geringer ist:

$$t_{cc} = \frac{s}{\mu \cdot E} \quad (2.2)$$

Über diesen einfachen Zusammenhang ergeben sich die Ladungssammlungszeiten von Löchern (h) und Elektronen (e) für eine Strecke von  $285 \mu\text{m}$  und einer angelegten Spannung von  $100 \text{ V}$  beispielsweise zu  $t_{cc, h} \approx 21 \text{ ns}$  und  $t_{cc, e} \approx 6 \text{ ns}$ . Aufgrund der höheren Mobilität empfiehlt es sich also, die Elektronen für die Signalmessung zu verwenden. Bei den bisher aus Kostengründen eingesetzten p-on-n Detektoren sind allerdings die Löcher für das Signal am Streifen verantwortlich. Ihre Ladungssammlungszeit reicht bei den am LHC für die Auslese zur Verfügung stehenden  $25 \text{ ns}$  aus, solange das elektrische Feld stark genug bleibt.

**Rauschen** Das Rauschen in einem Siliziumdetektor, das für gewöhnlich ebenso wie auch das Signal in Einheiten der Elementarladung ( $\text{ENC} = \text{equivalent noise charge}$ ) angegeben wird, hat verschiedene Ursachen, von denen der Leckstrom bereits weiter oben erwähnt wurde. Auch bei sogenannter „vollständiger Verarmung“ werden statistisch Ladungen im Substrat freigesetzt, man bezeichnet diesen Rauschbeitrag auch als Schrotrauschen. Seine Größe lässt sich berechnen als:

$$\text{ENC}_L = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{q I_L T_p}{4}} \quad (2.3)$$

aus der Elementarladung  $q$ , der Anstiegszeit  $T_p$  des Shapersignals des Verstärkers und dem Leckstrom  $I_L$  [Pei93].  $e$  ist dabei die Eulersche Zahl. Während das Schrotrauschen für unbestrahlte Detektoren bei Leckströmen von  $\sim 1 \mu\text{A}$  sehr gering ist, führen die beim LHC zu erwartenden Fluenzen zu deutlich höheren Leckströmen und damit einem stärkeren Beitrag dieser Rauschterms. Für die anderen Rauschquellen spielen die Kapazitäten zwischen den Streifen und der Ober- und Unterseite des Detektors eine Rolle. Für das Elektronik-Rauschen gilt:

$$\text{ENC}_{load} = A + B \cdot C_t \quad (2.4)$$

mit den chip- und designspezifischen Konstanten  $A$  und  $B$  und der totalen Eingangskapazität  $C_t$ . Sie ist auch für einen Teil des sogenannten thermischen

Rauschens verantwortlich, das durch Geschwindigkeitsfluktationen der Elektronen entsteht:

$$ENC_{R_{MS}} = \frac{eC_t}{q} \sqrt{\frac{k_B T R_{MS}}{6T_p}} \quad (2.5)$$

Dies ist der dominante Beitrag für das Rauschen unbestrahlter Detektoren, das damit direkt von der Dicke  $d$  der verarmten Zone des Detektors abhängt. Die Kapazität zwischen der Oberfläche  $A$  und der Unterseite des Detektors entspricht nämlich der eines Plattenkondensators mit:

$$C = \epsilon \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (2.6)$$

Der zweite Beitrag des thermischen Rauschens stammt von den Bias-Widerständen  $R_{bias}$ :

$$ENC_{bias} = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{k_B T T_p}{2R_{bias}}} \quad (2.7)$$

**Signal** Geladene Teilchen, die sich durch einen Festkörper bewegen, verlieren durch die Ionisationsprozesse an Energie. Im Mittel wird in einer  $300 \mu\text{m}$  dicken Schicht Silizium eine Energie deponiert, die der Erzeugung von 22000 Elektron-Loch-Paaren entspricht und damit einer Ladung von 3,5 fC [ $\text{Y}^+\text{on}$ ]. Die an das Substrat abgegebene Energie der Teilchen ist statistisch verteilt und lässt sich durch eine Landau-Verteilung beschreiben. Wie die Abbildung 2.3 zeigt, ist die Verteilung asymmetrisch mit einem Ausläufer zu hohen Energien bzw. großen Ladungsmengen. Diese werden bei Reaktionen unter kleinem Stoßparameter verursacht. Die dabei freigesetzten „ $\delta$ -Elektronen“ haben genug Energie, um Sekundär-Ionisationen auszulösen.

## 2.2 Strahlenschäden

In den Messungen, die den Hauptinhalt dieser Arbeit bilden, wurden keine bestrahlten Detektoren untersucht. Eine ausführliche Behandlung der Ursachen und Konsequenzen von Strahlenschäden im Silizium wird also zur Interpretation der Ergebnisse nicht benötigt, weshalb auf die weiterführende Literatur verwiesen sei [Mol99, Lut99, L<sup>+</sup>01, VL08]. An dieser Stelle werden die drei Hauptprobleme umrissen, die man für zukünftige Anwendungen von Silizium-Detektoren an Hadron-Beschleunigern minimieren muss.

Bei den Schäden, die durch die Bestrahlung mit Teilchen im Silizium entstehen, unterscheidet man grundsätzlich zwischen Oberflächeneffekten und Schädigungen im Substrat. Die in der  $\text{SiO}_2$ -Schicht an der Oberfläche durch Ionisation verursachten Defekte bewirken eine Ansammlung positiver Ladungsträger,

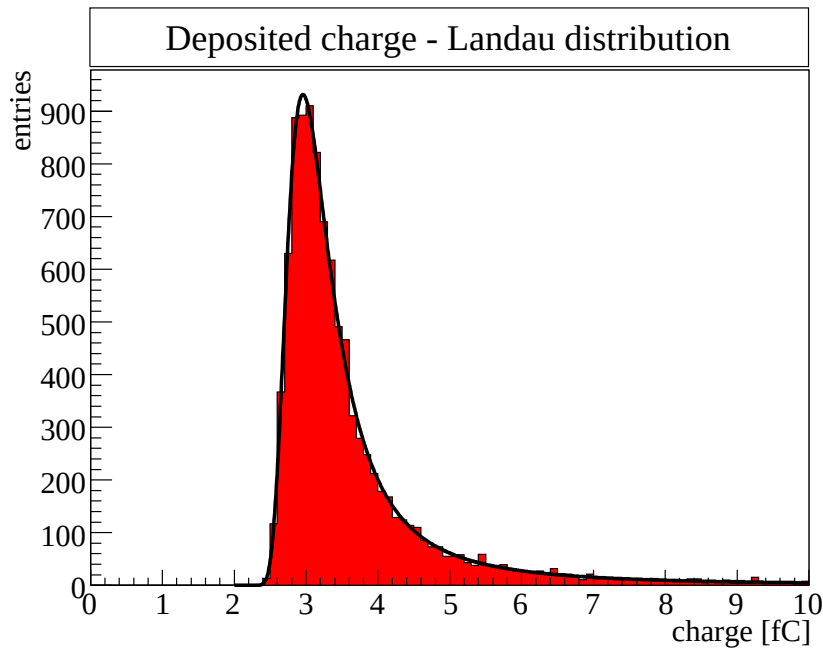


Abbildung 2.3: Landau-Verteilung der deponierten Ladung in einer 300  $\mu\text{m}$  dicken Schicht Silizium.

was mit einer Erhöhung der Zwischenstreifenkapazität und damit des Rauschens einhergeht. Zusätzlich werden dadurch die Isolationseigenschaften der Oxidschicht vermindert, so dass es zu Ladungsteilung und einer Verschlechterung des Signals kommen kann.

Weitaus stärker werden die Detektoreigenschaften jedoch durch die nicht-ionisierenden Schädigungen im Inneren des Substrats beeinträchtigt. Bei Energieüberträgen ab 25 eV können Atome auf Zwischengitterplätze delokalisiert werden. Diese sogenannten *Primary-Knock-on Atoms* (PKA) oder *Interstitials* bilden bewegliche Paare mit den Leerstellen im Gitter (*Vacancies*) und können sich mit anderen Paaren zu Defekt-Clustern zusammenlagern. Sie sind oftmals elektrisch aktiv und können bereits in geringen Konzentrationen starke Störungen in der Bandstruktur hervorrufen. Abhängig vom Energie-Niveau, auf dem sich die Defekte dabei befinden, werden die folgenden Effekte hervorgerufen.

### 2.2.1 Erhöhung des Leckstroms

Der Leckstrom, der für das Schrotrauschen verantwortlich ist, wird durch Defekte verstärkt, deren Energieniveaus sich in der Mitte der Bandlücke befinden,

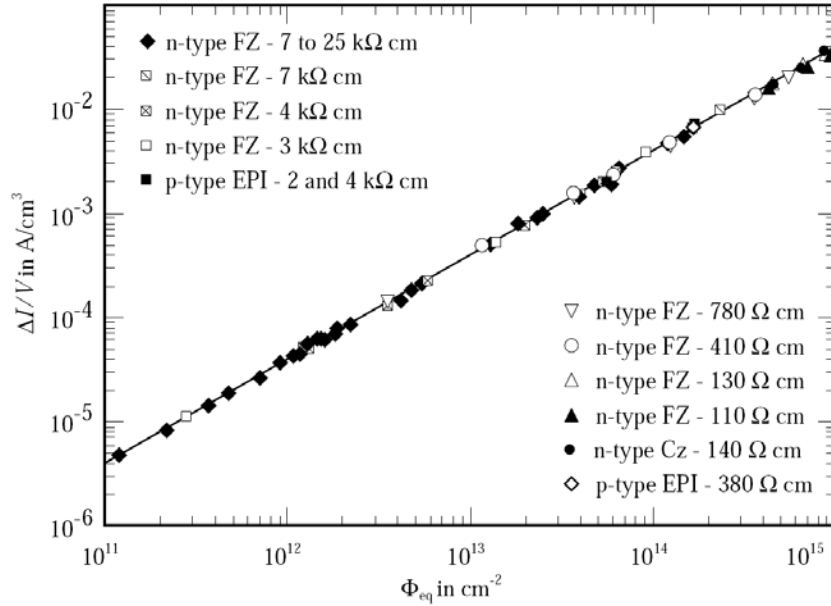


Abbildung 2.4: Durch Strahlenschäden hervorgerufener zusätzlicher Leckstrom, normiert auf das aktive Detektorvolumen in Abhängigkeit von der Fluenz [Mol99].

weil sich dadurch die Wahrscheinlichkeit für thermische Übergänge von Elektronen in das Leitungsband erhöht. Dabei gilt ein linearer Zusammenhang zwischen dem Leckstrom  $I_L$  und der Fluenz  $\Phi$ :

$$I_L = \alpha \Phi V \quad (2.8)$$

mit der Schädigungskonstante  $\alpha$  und dem aktiven Detektorvolumen  $V$ . Der Zusammenhang ist in Abbildung 2.4 veranschaulicht. Dort ist der auf das Volumen normierte Leckstrom über der Fluenz aufgetragen. Bei LHC-Fluenzen von  $10^{14} \text{ N}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$  ist der Leckstrom gegenüber unbestrahlten Detektoren bereits um einen Faktor 1000 auf einige mA angewachsen und mit der Erhöhung der Fluenzen um eine Größenordnung zum SLHC steigt er ebenfalls mit einem Faktor 10. Neben der Verstärkung des Rauschen wirkt sich dabei vor allem die entstehende Wärme problematisch aus. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit des Leckstroms von der Temperatur kann es dabei zum sogenannten *thermal runaway* kommen, einer positiven Rückkopplung, die letztlich zu einem lokalen Schmelzen des Substrats oder der Metallisierungen führt und den Detektor unbrauchbar macht.

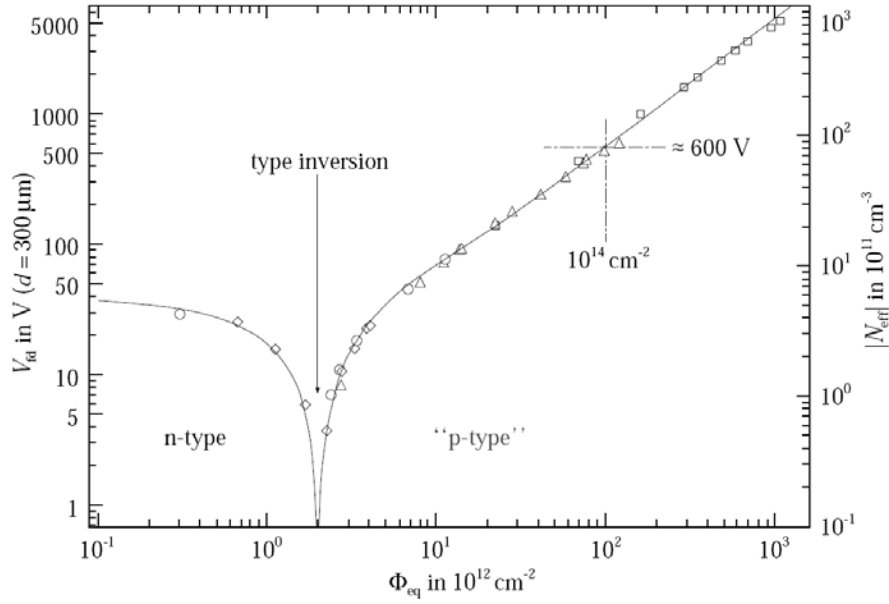


Abbildung 2.5: Die effektive Dotierkonzentration  $N_{\text{eff}}$  und die entsprechende vollständige Verarmungsspannung  $V_{\text{fd}}$  in Abhängigkeit von der Fluenz [Wun92].

### 2.2.2 Änderung der Dotierungskonzentration

Wie die Abbildung 2.5 zeigt, ist bei der Bestrahlung von n-dotiertem Silizium ein Rückgang der effektiven Dotierungskonzentration  $N_{\text{eff}}$  zu beobachten. Sie ist definiert als Differenz der Donator- und Akzeptorkonzentrationen  $N_{\text{D}}$  und  $N_{\text{A}}$  und ist proportional zur Verarmungsspannung  $V_{\text{fd}}$  des Detektors:

$$|N_{\text{eff}}| = |N_{\text{D}} - N_{\text{A}}| = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q_0 w^2} V_{\text{fd}} \quad (2.9)$$

Ursache dafür ist die Entstehung von Defekten mit niedrigen Energieniveaus innerhalb der Bandlücke, die sich wie Akzeptoren verhalten, und die Bindung von Komplexen aus Leerstellen und Donator-Atomen. Ab einer kritischen Fluenz von wenigen  $10^{12} \text{ N}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$  kann es zur Typinversion kommen, d.h. ein ursprünglich n-dotiertes Material verhält sich aufgrund der hohen Akzeptorkonzentration dann wie ein p-dotiertes Material. In der Konsequenz befindet sich der p-n-Übergang nun an der Rückseite des Detektors und nicht mehr an den Streifen, so dass die von durchtretenden Teilchen erzeugte Ladung dort nicht mehr aufgesammelt wird. Während das elektrische Feld zuvor auf die Streifen fokussiert war, besteht nun ein homogenes Feld zwischen der Oberseite

des Detektors und der verarmten Schicht im unteren Bereich, was zur Folge hat, dass sich auch die durch die Drift induzierte Erzeugung eines Signales stärker über mehrere Streifen aufteilt und damit für den einzelnen Streifen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis reduziert.

### 2.2.3 Charge Trapping

Ein dritter Effekt ist das Einfangen von Löchern und Elektronen durch Defekte, deren Energie-Niveaus sich tiefer in der Bandlücke befinden. Dieses sogenannte *Charge Trapping* reduziert zunächst die Ladungssammlungseffizienz. Nach einer gewissen Zeit, die von Nanosekunden bis hin zu Sekunden dauern kann, werden die Ladungen wieder freigesetzt und damit eventuell als Signal eines späteren Ereignisses registriert. Als Zeitkonstante fungiert dabei die Trapping-Zeit  $\tau_{\text{eff}(e,h)}$ . Aus ihr ergibt sich eine Trapping-Wahrscheinlichkeit, die mit der Fluenz anwächst:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}(e,h)}} = \beta_{e,h} \Phi_{\text{eq}} \quad (2.10)$$

Die Proportionalitätskonstante  $\beta_{e,h}$  hängt von der der Zeit der Bestrahlung und der Temperatur ab und ist für Löcher um 10-30 % größer als für Elektronen, d.h. Löcher werden mit einer höheren Wahrscheinlichkeit von Defekten eingefangen als Elektronen. Aus der Trapping-Zeit und der Geschwindigkeit der Ladungsträger im elektrischen Feld lässt sich die effektive Trapping-Distanz berechnen:

$$d_t = \tau_{\text{eff}(e,h)} v_{e,h} \quad (2.11)$$

Mit dieser Formel ergeben sich für typische Werte Distanzen von etwa 200  $\mu\text{m}$  bei einer Fluenz von  $10^{15} \text{ N}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$  bis hinab zu 20  $\mu\text{m}$  bei  $10^{16} \text{ neq cm}^{-2}$ . Bei den für den SLHC zu erwartenden Fluenzen wird das Trapping also eine deutlich größere Rolle spielen, weil die Ladungen im Mittel auf ihrem Weg zu den Elektroden von Fehlstellen eingefangen werden.

## 3 Strahlenharte Detektoren

Um den in Kapitel 2 beschriebenen Effekten zu begegnen, gibt es verschiedene Ansatzpunkte, die sich im Wesentlichen in Materialforschung und Entwicklung neuer Detektorkonzepte untergliedern lassen. Im Vordergrund der Teststrahlmessungen stand die Untersuchung des neuartigen 3D bzw. 3D-stc Designs, da die Prototypen aber z.T. bereits aus einem strahlenhärteren Substratmaterial hergestellt wurden, soll dieses zunächst kurz vorgestellt werden.

### 3.1 Sauerstoffangereichertes Silizium

Bei der Verwendung von Silizium als Detektormaterial in der Hochenergiephysik sind vor allem eine hohe Reinheit und eine hohe Resistivität erwünschte Eigenschaften, weil dadurch ein geringer Leckstrom und eine geringe Verarmungsspannung gewährleistet sind. Mit dem *Standard-Float-Zone* (stFZ)-Verfahren hergestelltes Silizium erfüllt diese Anforderungen und wurde deshalb in den meisten bisherigen Experimenten eingesetzt. Für die Züchtung hochreiner Kristalle wird dabei ausgenutzt, dass eine Silizium-Schmelze an einem monokristallinen Saatkristall definierter Orientierung mit der gleichen Ausrichtung erstarrt. Wie die Abbildung 3.1 veranschaulicht, wird der polykristalline Zylinder teilweise mit einem RF-Feld geschmolzen. Dabei rotiert er und wird langsam nach unten gezogen. Die meisten Verunreinigungen haben eine höhere Löslichkeit in der Schmelze als im festen Zustand und verbleiben somit in der kleinen geschmolzenen Zone. Zurück bleibt ein hochreiner monokristalliner sogenannter Ingot, nachdem die am oberen Ende erstarrten Verunreinigungen abgetrennt wurden. In Abbildung 3.2 ist allerdings zu erkennen, dass mit steigender Fluenz die effektive Dotierkonzentration  $N_{\text{eff}}$  und damit die Verarmungsspannung für das stFZ-Material so stark ansteigen (rote Kurve), dass es für den Einsatz bei SLHC-Fluenzen von  $10^{15} \text{ N}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$  nicht mehr in Frage kommt. Die gleichen Untersuchungen wurden auch mit angereichertem FZ-Silizium durchgeführt und belegen, dass sich eine Anreicherung mit Sauerstoff positiv auf die Strahlenhärte auswirkt, da die Dotierkonzentration nun weniger steil mit der Fluenz ansteigt, während bei Kohlenstoff-Anreicherung das Gegenteil der Fall ist. Die Anreicherung des Materials erfolgt über Diffusion (DOFZ, *diffusion-oxygenated float zone*), wobei Konzentrationen von bis zu  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  erreicht werden. Dabei werden jedoch auch andere unerwünschte Verunreinigungen in das Material eingebracht.

Eine Methode zur Züchtung von Silizium-Kristallen, die vielfach in industriellen Prozessen Anwendung findet, ist das Czochralski-Verfahren (Cz). Es ist in Abbildung 3.3 skizziert. Hierbei wird ein rotierender monokristalliner Saatkristall

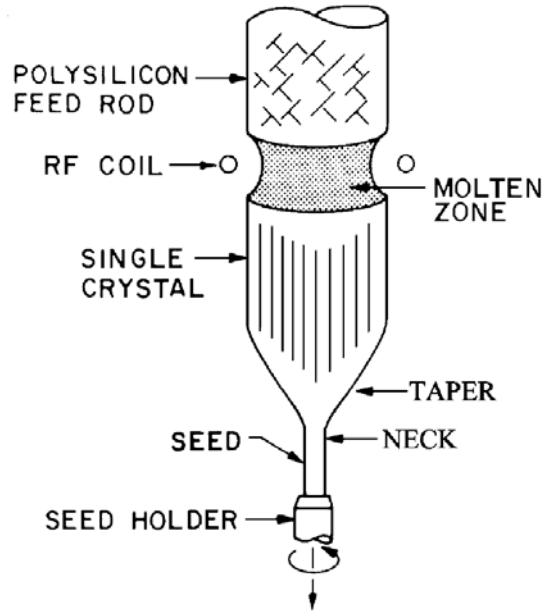


Abbildung 3.1: Das Float-Zone-Verfahren [Sze85].

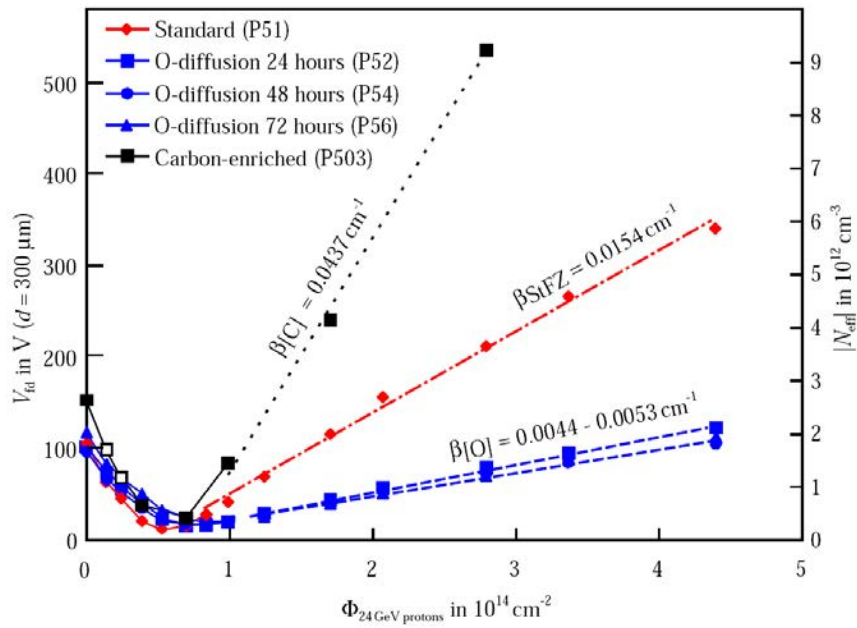


Abbildung 3.2: Dotierkonzentration  $N_{\text{eff}}$  und Verarmungsspannung  $V_{\text{fd}}$  in Abhängigkeit von der Fluenz für verschiedene Materialien [L<sup>+</sup>01].



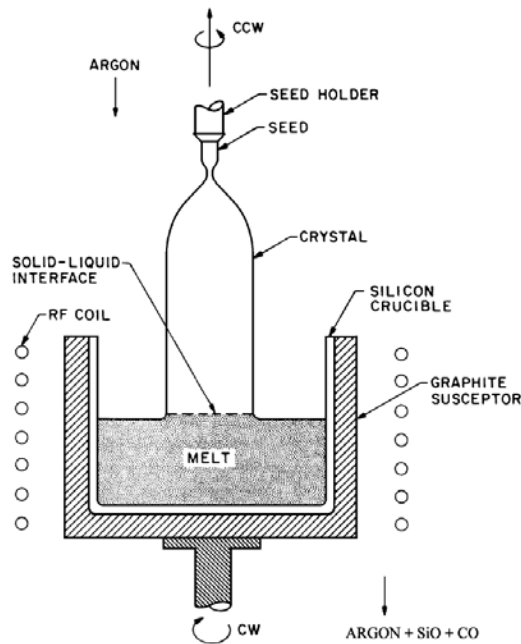


Abbildung 3.3: Das Czochralski-Verfahren [Sze85].

in eine Schmelze aus polykristallinem Silizium und den erwünschten Donator- bzw. Akzeptormaterialien getaucht und langsam wieder herausgezogen. Die Schmelze erstarrt am Keimkristall mit der gleichen Ausrichtung. Das Verfahren findet in einem Quarztiegel ( $\text{SiO}_2$ ) statt, aus dem Sauerstoff über die Schmelze in den Silizium-Kristall gelangt. Der Anteil der Verunreinigung ist bei diesem Verfahren viel höher. Aufgrund der damit einhergehenden niedrigen Resistivität und hohen Verarmungsspannung wurde das Material bisher nicht für Detektoren eingesetzt. Seit sich gezeigt hat, dass sich der hohe Sauerstoffanteil bei hohen Fluenzen positiv auswirkt, ist das Cz-Silizium in diesem Bereich interessanter geworden. Mit ihm lassen sich gegenüber dem FZ-Verfahren höhere und besser dosierte Sauerstoffkonzentrationen von  $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  erreichen.

Die geringe Resistivität des Cz-Siliziums lässt sich auf Konvektion in der Schmelze zurückführen. Die ungleichmäßigen Strömungen können leicht zu Störstellen und Inhomogenitäten bezüglich der Dotierung führen. In der Erweiterung des Cz-Verfahrens zum Magnetic-Czochralski-Verfahren (mCz) wird deshalb versucht, die Strömungen in der Schmelze über das Magnetfeld einer stromdurchflossenen Spule zu kontrollieren.

### 3.2 p-Typ Substrat

Eine weitere Möglichkeit für eine materialbasierte Verbesserung der Detektoreigenschaften bei Bestrahlung greift beim Problem der Typinversion an. Diese findet nur für die bisher zumeist aus produktionstechnischen und damit aus Kostengründen verwendeten n-Typ Substrate statt. Setzt man von vornherein ein p-dotiertes Material ein, ist gewährleistet, dass der Detektor immer von den Streifen aus verarmt wird. Statt eines p-n-n<sup>+</sup>-Detektors (p-dotierte Streifen auf n-dotiertem Substrat mit stark n-dotierter Rückseite) werden deshalb zunehmend n-p-p<sup>+</sup>-Sensoren produziert. Zwar kann man auch hier nicht umgehen, dass bei großen Fluenzen der Detektor nicht mehr vollständig verarmt werden kann. Weil aber der pn-Übergang immer auf der Streifenseite verbleibt, ist die Ortsauflösung bei geringerer gesammelter Ladung erhalten.

Darüber hinaus wird mit n-dotierten Streifen negative Ladung gesammelt, was aufgrund der höheren Mobilität der Elektronen gegenüber den Löchern eine um den Faktor drei schnellere Auslese grundsätzlich ermöglicht.

Zusätzlicher Aufwand wird allerdings nötig zur Isolation der Streifen voneinander. Die SiO<sub>2</sub>-Passivierung an der Oberfläche des Detektors wird positiv aufgeladen, weshalb sich in der Grenzschicht Elektronen anlagern. Es bildet sich eine Region hoher Leitfähigkeit aus, die die Streifen miteinander kurzschließt. Die damit verbundene Ladungsteilung verringert Signal-zu-Rausch-Verhältnis und sollte vermieden werden. Erreicht wird dies entweder durch die sogenannte p-spray oder die p-stop Isolation oder durch eine Kombination der beiden. Beim p-spray wird die gesamte Oberfläche zwischen den Streifen gering p-dotiert, während die p-stop Isolierung aus stark p-dotierten Streifen besteht. In beiden Fällen entstehen durch die zusätzlichen Prozessschritte höhere Kosten.

### 3.3 3D Design

#### 3.3.1 Standard 3D

Das 3D Design hat seinen Namen daher, dass gegenüber der zweidimensionalen Sensorebene in die Tiefe des Substratmaterials hinein weitere Strukturen prozessiert werden [PKS97]. Dabei handelt es sich um säulenartige Hohlräume, die in den meisten Fällen mit dem DRIE-Verfahren (*Deep Reactive Ion Etching*) geätzt und dann durch Diffusion dotiert werden. Das Konzept ist in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt. Das Gitter aus Elektroden eignet sich für die Ausführung als Pixel- aber auch als Streifendetektor, wenn man Säulen eines Typs an der Oberfläche über ein entsprechend dotiertes Implantat miteinander verbindet.

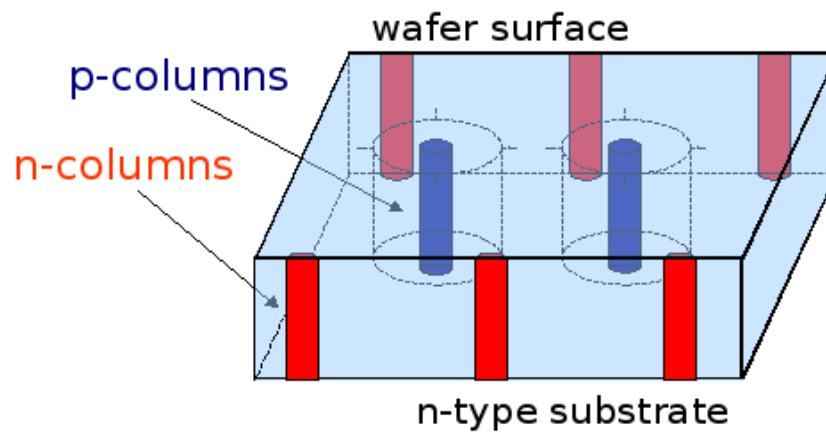


Abbildung 3.4: Das 3D Design schematisch. Die Säulenelektroden können als Pixel ausgeführt werden oder für einen Dotierungstyp an der Oberfläche durch Streifenimplantate verbunden werden (siehe Abb. 3.5).

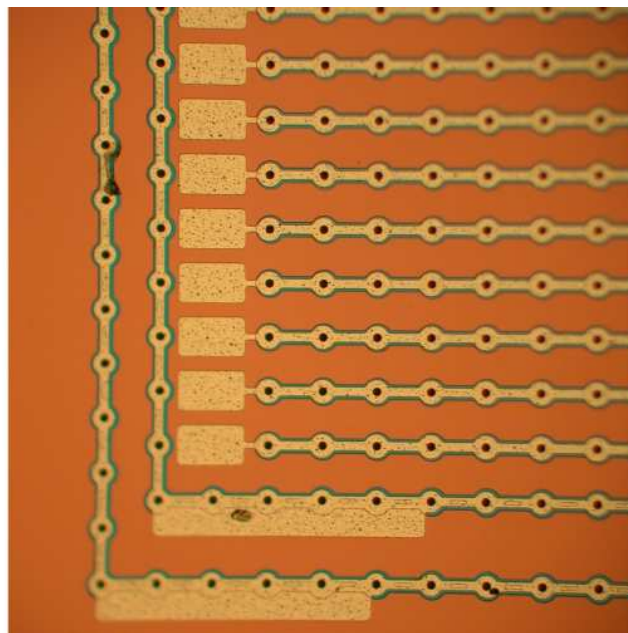


Abbildung 3.5: Draufsicht eines Streifendetektors im 3D Design unter dem Mikroskop. Die Säulen sind als Löcher in den Streifen zu erkennen.

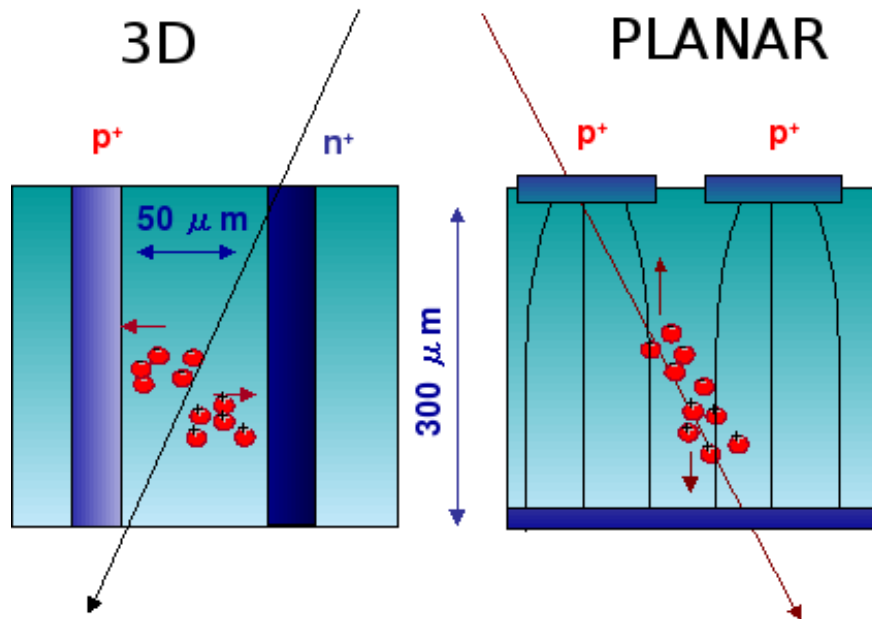


Abbildung 3.6: Ladungssammlung beim 3D Design und im planaren Detektor. Neben den Verarmungsdistanzen verringern sich auch die Driftwege der Ladungsträger und damit die Trappingwahrscheinlichkeit.

Die Säulen haben einen Durchmesser von der Größenordnung  $10\ \mu\text{m}$  und sind in der Draufsicht unter dem Mikroskop wie in Abbildung 3.5 deutlich als Löcher in den Streifen zu erkennen.

Der grundlegende Vorteil des Designs ist, dass die Verarmung des Detektors von seiner Dicke entkoppelt wird. Statt über eine Strecke von  $300\ \mu\text{m}$  zwischen Ober- und Unterseite des Detektors wird nun seitwärts zwischen den Säulen verarmt, die typischerweise Abstände zwischen  $50\text{--}100\ \mu\text{m}$  haben. Die zur völligen Verarmung benötigte Betriebsspannung ist damit deutlich geringer.

Abbildung 3.6 zeigt vergleichend für das 3D und das planare Design, wie sich die durch passierende Teilchen generierte Ladung verhält, und verweist damit auf einen weiteren Vorteil der geringen Elektrodenabstände. Das elektrische Feld verläuft hier parallel zur Oberfläche, Ladungsträger müssen nun nicht mehr zu den Grundflächen des Detektors driften, sondern werden von den Säulen aufgesammelt. Neben den Ladungssammelzeiten verringert sich dadurch in bestrahlten Sensoren die Wahrscheinlichkeit, dass Ladungen von Gitterdefekten im Silizium eingefangen werden.

Ein Nachteil des Designs besteht darin, dass in der Mitte zwischen zwei Säulen gleichen Typs eine Region mit schwachem elektrischen Feld besteht, in der

sich die Beiträge der beiden Säulen gerade aufheben. Darin diffundieren die Ladungen nur langsam zu Regionen mit höherer Feldstärke, so dass eine Ineffizienz in der Ladungssammlung zu erwarten ist. Befinden sich versetzt dazu aber Säulen des anderen Typs, ist dieser Effekt sehr gering.

Größere Schwierigkeiten liegen dagegen in der komplizierten Prozessierung begründet. Das Substrat wird beispielsweise für das Ätzen der Säulen auf einen Support-Wafer aufgebracht, der im Nachhinein wieder entfernt werden muss. Neben den Kosten, die bei jedem der aufwendigen Prozessierungsschritte anfallen, erhöht sich auch die Wahrscheinlichkeit, dass das perforierte Substrat bricht und dadurch die Ausbeute an Detektoren sinkt. In Hinblick auf die Produktion großer Stückzahlen ist es unbedingt erforderlich, die Prozessierung zu optimieren und damit Kosten zu sparen und die Ausbeute zu steigern.

### 3.3.2 3D-stc

Ein Ansatz dazu wird mit dem 3D-stc Konzept verfolgt, wobei das „stc“ für *single type column* steht [PBDB<sup>+</sup>05]. Der Name ergibt sich daraus, dass die Säulen nur noch mit einem Typ dotiert werden, wobei aus den in Abschnitt 3.2 beschriebenen Gründen dafür meist n-dotierte Säulen und Streifen in p-dotiertes Substrat prozessiert werden. Dies erfordert die erwähnten Isolationsstrukturen (p-stop oder p-spray) zwischen den Streifen an der Oberfläche, die in Abbildung 3.7 dargestellt sind. Die zweite Vereinfachung gegenüber dem Standard 3D Design besteht darin, dass die Säulen nicht mehr komplett durch das Substrat geätzt werden, so dass eine Support-Struktur überflüssig wird. Die Abbildung 3.8 zeigt eine 120  $\mu\text{m}$  tiefe Säule im Querschnitt eines Detektors. Die Prozessierungsmethoden sind mittlerweile soweit verfeinert, dass die Säulen trotz mehrerer aufeinander folgender Ätzschritte relativ geradlinig ausfallen.

Das Problem der Region geringer elektrischer Feldstärke zwischen den Säulen wirkt sich beim 3D-stc Design allerdings stärker aus, da die Säulen nur noch von einem Typ und damit beim Anlegen einer Spannung von einer Polarität sind. Um dieses Verhalten zu untersuchen, wurden Simulationen durchgeführt [Bos06], die in Abbildung 3.9 dargestellt sind. Für verschiedene Verarmungsspannungen  $V_{bias}$  wurde die Löcherkonzentration in einer Einheitszelle zwischen vier benachbarten Säulen berechnet und visualisiert. Die Farbskala gibt dabei den Logarithmus der Konzentration wieder. Bei  $V_{bias} = 0$  V herrscht im p-dotierten Substrat eine Löcherkonzentration von  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  vor, lediglich im pn-Übergang an den Säulen ist sie geringer. Ein den Detektor durchquerendes Teilchen nahe der linken oberen Säule erzeugt zusätzliche Löcher, was an einem roten Punkt erkennbar ist. Bei steigender Spannung dehnt sich die verarmte Zone zwischen den Säulen aus, die Löcherkonzentration nimmt ab

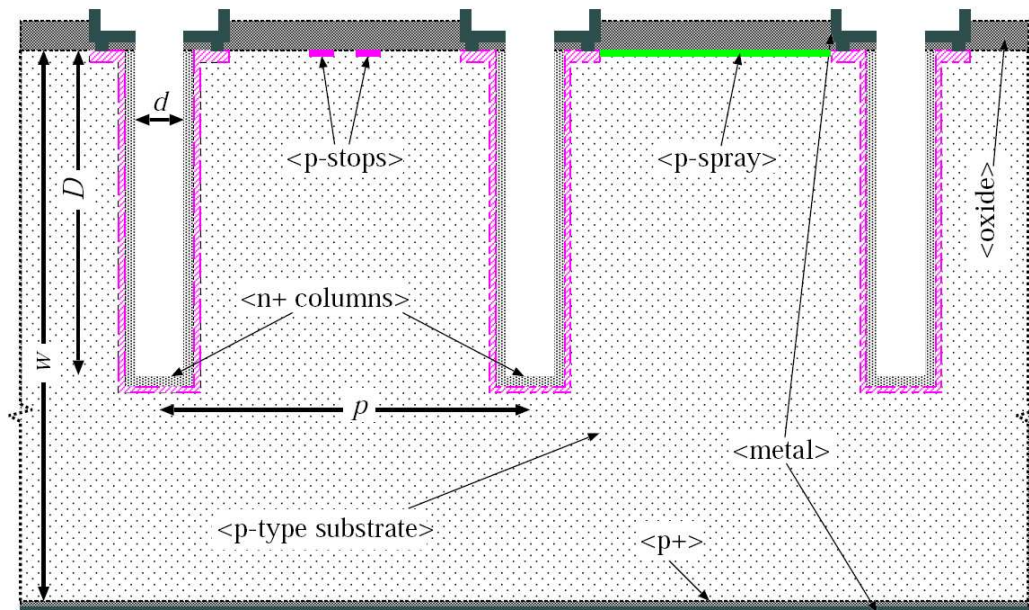


Abbildung 3.7: Das 3D-stc Design schematisch. Die Säulen werden nicht mehr über die gesamte Dicke des Detektors geätzt und sind nur noch von einem Dotierungstyp. Daher die Bezeichnung *single type column*.

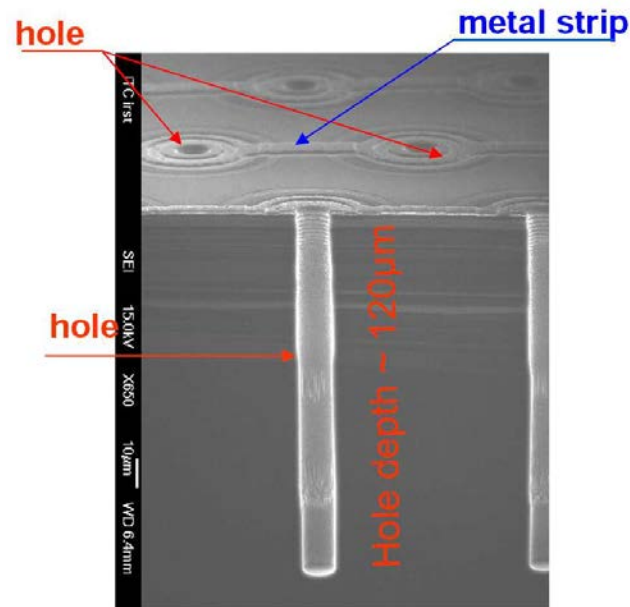


Abbildung 3.8: Foto eines 3D-stc Streifendetektors im Querschnitt [Bos06].

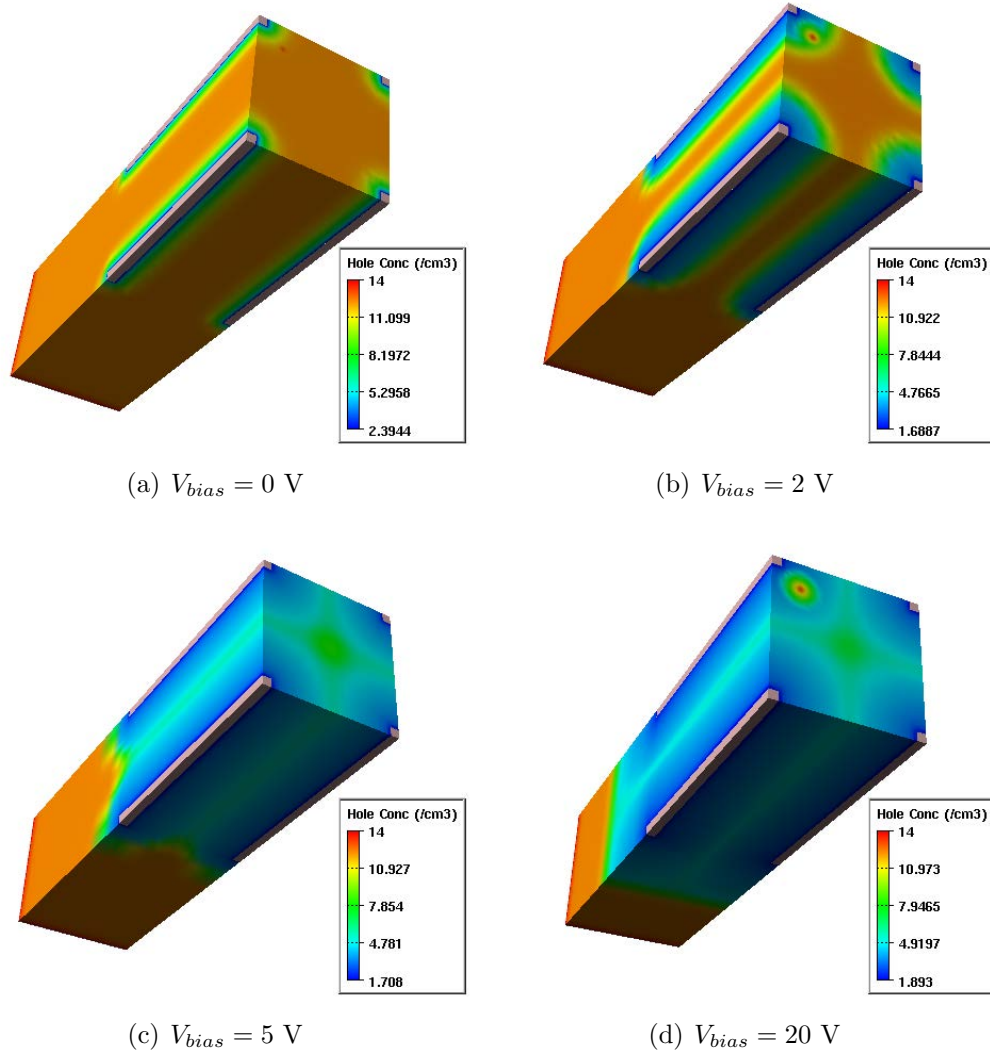


Abbildung 3.9: Simulation der Verarmung einer Einheitszelle bei verschiedenen Betriebsspannungen  $V_{bias}$  [Bos06]. Die Farbskala gibt den Logarithmus der Löcher-Konzentration wieder, bei  $V_{bias} = 0$  V beträgt sie etwa  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Der rote Punkt in der jeweils oberen linken Ecke stellt den Effekt eines durchtretenden Teilchens dar.

und das Signal des Teilchens wird besser erkennbar. Oberhalb von 5 V ist der Detektor zwischen den Säulen verarmt, die Verarmungszone hat sich bei 20 V lediglich zur Rückseite des Detektors hin ausgedehnt, während die Bedingungen in der Mitte unverändert bleiben. Die Löcherkonzentration ist dort aufgrund des schwachen Feldes recht hoch. Die Nullfeldlinien sind als grüne Achsen an der Oberfläche erkennbar.

Die deutlich sichtbare Ladungssammlungsineffizienz in der Mitte der Einheitszellen macht einen Einsatz dieses Designs in zukünftigen Experimenten unwahrscheinlich. Nichtsdestotrotz stellt es einen wichtigen Entwicklungsschritt auf dem Weg zu einem verbesserten 3D Design dar, wie es im nächsten Abschnitt kurz skizziert wird. Neben den Erkenntnissen, die bei der Entwicklung von Prozessierungstechnologien gewonnen wurden, können Messungen mit den Prototypen durchgeführt werden, die die vorhergesagten Eigenschaften der Detektoren überprüfen. Dies wurde im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit getan, die Messungen werden in Kapitel 4 ausführlich beschrieben.

#### 3.3.3 3D-ddtc

Mittlerweile liegen erste Prototypen eines Designs vor, dass die Vorteile der beiden oben genannten Konzepte zu vereinen versucht. Die Bezeichnung „ddtc“ steht für *double sided double type columns*, ihre Bedeutung wird deutlich, wenn man die schematische Darstellung in Abbildung 3.10 betrachtet. Wie beim Standard 3D Design gibt es Säulen beiderlei Dotierungstyps, die allerdings von verschiedenen Seiten in das Substrat geätzt werden. Die Säulen durchdringen wie beim 3D-stc Detektor den Wafer nicht vollständig, was mit einer erhöhten Stabilität einhergeht. Der Verlauf des elektrischen Feldes wird allerdings komplizierter und hängt von der Tiefe der Säulen ab. Das Ladungssammlungsverhalten nähert sich bei längeren Säulen immer mehr dem von Standard 3D Detektoren an, das dabei den günstigsten Fall darstellt. Zwischen der Ladungssammlung und der Stabilität wird daher ein Kompromiss zu finden sein.



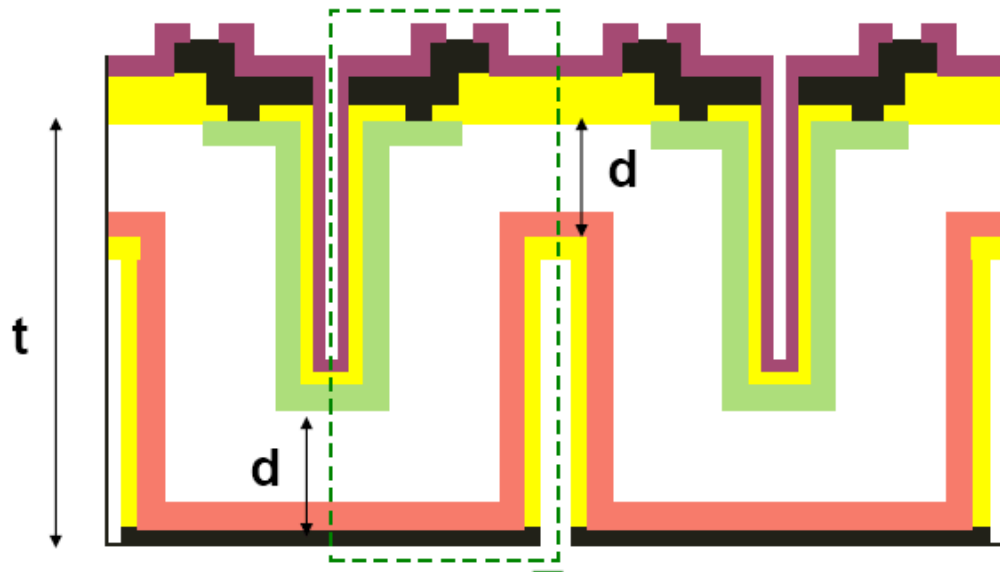


Abbildung 3.10: Das 3D-ddtc Design schematisch [Bos06]. Für  $d \ll t$  nähert sich das Verhalten des Detektors immer mehr dem von Standard 3D Detektoren an. Bei der Wahl von  $d$  muss ein Kompromiss zwischen Feldeigenschaften und Stabilität des Wafers gefunden werden.



## 4 Teststrahlungsmessungen

In den folgenden Kapiteln werden Messungen zur Untersuchung des Verhaltens von 3D-stc Silizium-Streifendetektoren beschrieben, die im Oktober 2007 im Rahmen des „ATLAS 3D Test Beam“ am CERN in enger Zusammenarbeit mit der University of Glasgow durchgeführt wurden. Vom Super Proton Synchrotron (SPS) wurden dafür Pionen mit einer Energie von 180 GeV als Testteilchen bereitgestellt. Von den zur Verfügung stehenden zehn Tagen Strahlzeit konnten aufgrund von Hardwareproblemen und Unterbrechungen des Strahls nur effektiv zwei Tage für die Messungen genutzt werden. Die Vorbereitungen wurden in Freiburg im August mit dem Design und der Fertigung eines Moduls für die zu testenden Sensoren sowie einer Halterung zu dessen Positionierung begonnen. Weitere Bestandteile des Messaufbaus, etwa die Ausleseelektronik, wurden von der Glasgower Gruppe beschafft bzw. waren am CERN vorhanden. Als Strahlteleskop kam das Bonn ATLAS Teleskop [TFK<sup>+</sup>02] zum Einsatz.

### 4.1 Aufbau des Teststandes

Der Teststand in der CERN H8 Halle ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Auf einem Tisch wurden das Strahlteleskop und die Testmodule aufgebaut, die Elektronik-Infrastruktur befand sich in einem nebenstehenden Rack bzw. außerhalb der abgegrenzten Strahlzone im Kontrollraum. Die Daten wurden dort mit PCs ausgelesen und aufgezeichnet.

Abbildung 4.2 zeigt den Versuchstisch mit Strahlteleskop und Testmodulen in der Nahaufnahme. Vorn im Bild ist einer der Szintillationszähler zu sehen, die zum Triggern der Daten-Auslese dienen. In Strahlrichtung dahinter befindet sich eines der Teleskopmodule, die zur Bestimmung der Pionenspuren verwendet wurden. Es folgen das Glasgower und das Freiburger Testmodul, erkennbar an den Datenkabeln, ein weiteres Teleskopmodul sowie zwei weitere Szintillatoren. Der hinterste Szintillator hat ein kreisförmiges Loch von etwa 1,5 cm in der Mitte, durch das der Strahl verlief, und wurde in Antikoinzidenz mit den anderen beiden geschaltet. Dadurch wurde der für die Auslese relevante Strahlquerschnitt reduziert; die aktive Fläche der Sensorprototypen ist lediglich von der Größenordnung 1 cm<sup>2</sup>.

Eine vereinfachte schematische Darstellung des Versuchsaufbaus findet sich in Abbildung 4.3. Über die Koinzidenz/Antikoinzidenz-Einheit werden die Triggerlogik und ein Time-to-Digital Converter (TDC) angesteuert. Die Triggerlogik startet die Daten-Akquisition von Teleskop (BAT DAQ) und Testmodulen (TELL1, [HBL<sup>+</sup>03]).

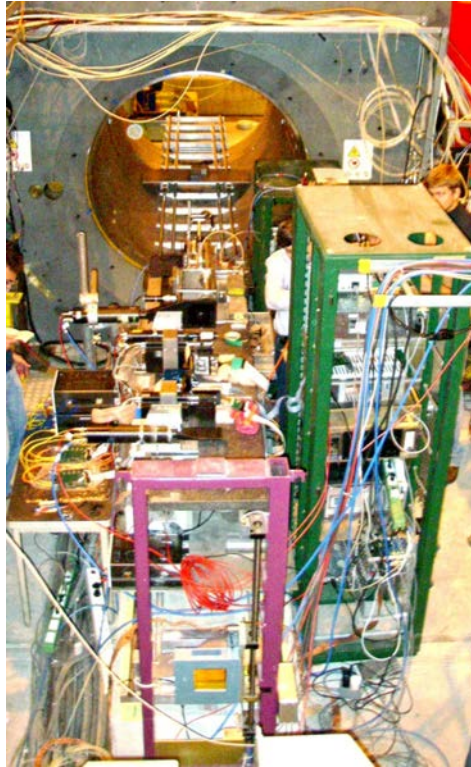


Abbildung 4.1: Übersicht des Aufbaus im CERN H8 Strahlbereich. Der Pionenstrahl verläuft vom unteren Teil des Bildes nach oben durch die Öffnung eines Magneten. In der Mitte des Bildes befinden sich der Teststand und ein Rack für die Ausleseelektronik.

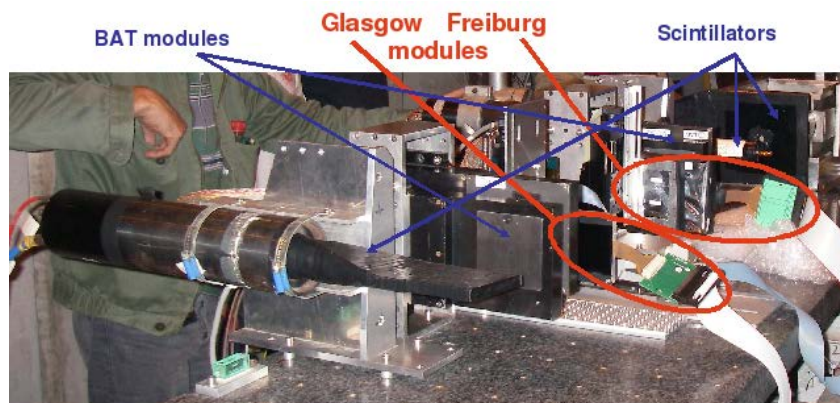


Abbildung 4.2: Aufbau des Teststandes. Der Pionenstrahl verläuft im Bild diagonal von links unten nach rechts oben und durchquert dabei Szintillatoren, Teleskop- und Testmodule. Letztere sind an den Flex-Kabeln zur Auslese der Daten zu erkennen.

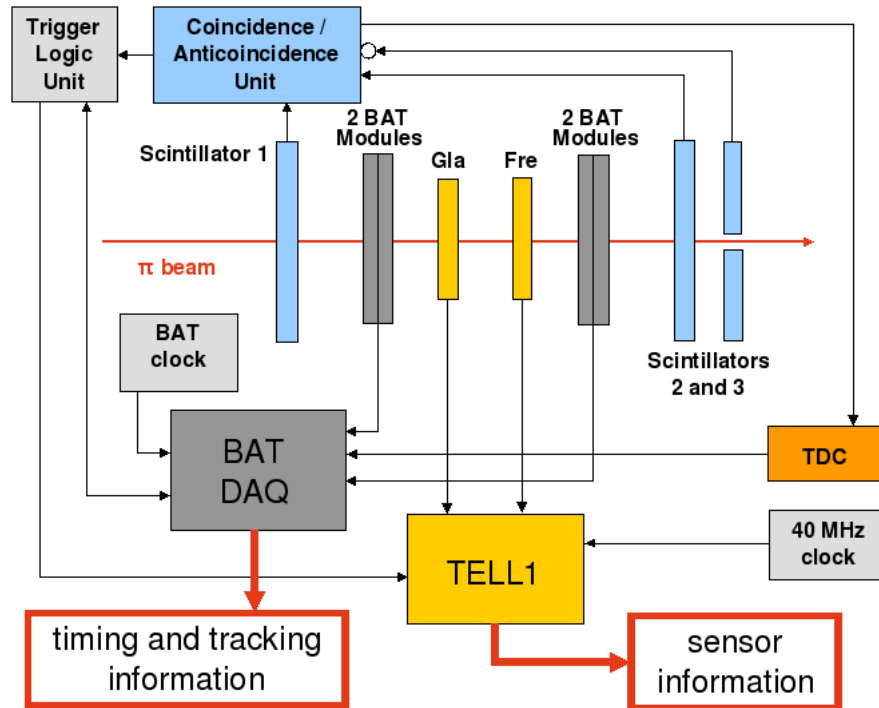


Abbildung 4.3: Schema des Aufbaus, vereinfacht. Die Szintillatoren triggern die Auslese der **Bonn ATLAS Teleskopmodule** (BAT) und der Testmodule Gla(sgow) und Fre(iburg).

#### 4.1.1 Strahlteleskop

Der getroffene Streifen auf dem Sensor liefert eine für unsere Zwecke nur sehr grobe Ortsinformation in der Dimension orthogonal zu den Streifen und Säulen. Durch die Messungen sollen die mikroskopischen Strukturen des Sensors mit hoher Ortsauflösung untersucht werden. Dafür müssen die Spuren der Teststrahl-Pionen bzw. ihre Durchgangsorte auf dem Sensor mit hoher Präzision bekannt sein. Sie können mit Hilfe der Daten des Strahlteleskops berechnet werden.

Das **Bonn ATLAS Teleskop** (BAT) besteht aus vier Modulen mit planaren Silizium-Streifendetektoren für die Spurmessung. Die doppelseitigen, AC-gekoppelten Detektoren vom Typ S6934 wurden von Hamamatsu Photonics produziert und sind kommerziell erhältlich. Sie besitzen 640 Streifen mit einem Abstand von  $50\ \mu\text{m}$  auf jeder Seite, die unter einem Stereowinkel von  $90^\circ$  gekreuzt sind. Die n-seitigen Streifen sind mit p-stop Implantaten voneinander isoliert. Die aktive Fläche der Sensoren beträgt  $3,2 \times 3,2\ \text{cm}^2$ .

Das voll funktionstüchtige BAT liefert vier Spurpunkte mit einer nominellen Auflösung von  $5,5\ \mu\text{m}$  und kann Ereignisraten bis  $7,6\ \text{kHz}$  verarbeiten. Mit der Auflösung ist hier die durchschnittliche Abweichung einer gemessenen Track-Koordinate von ihrem wahren Wert in dem Bereich gemeint, in dem die Test-detektoren platziert werden. Dass in unserem Fall ein BAT-Modul fehlerhaft gearbeitet hat, sollte die Auflösung nicht stärker als um einen Faktor  $\sqrt{2}$  verschlechtern, d.h. als konservative Schätzung können  $8\ \mu\text{m}$  angenommen werden. In Hinblick auf die tatsächliche Prozessierungskapazität des BAT wurde nach eingehenden Tests eine Verarbeitungsrate von  $1\ \text{kHz}$  eingestellt.

Eine detaillierte Beschreibung der Hardware des Teleskops und seiner Leistungsfähigkeit findet sich unter [TFK<sup>+</sup>02].

#### 4.1.2 Freiburger Modul

Um die zu untersuchenden Detektoren zusammen mit der Frontend-Elektronik im Teststand montieren zu können, wurde in Freiburg ein Modul entworfen und gefertigt. Es ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

Das Modul besteht aus einem zweiteiligen Aluminium-Rahmen, um Sensoren und Frontend-Hybrid voneinander separieren zu können. Dies ist sinnvoll, wenn man die Wirkung verschiedener Strahlungsdosen auf die Funktion der Sensoren untersuchen möchte. Dafür sollten die Detektoren unabhängig bestrahlt werden können, damit die Ergebnisse nicht durch eine strahlungsbedingte Verschlechterung der Elektronik, insbesondere der Frontend-ASICs, beeinträchtigt werden.

Die Sensoren sind zur Kühlung mit einem thermisch hochleitfähigen Kleber auf ein K1100-Kohlefaser-Plättchen aufgebracht, was besonders beim Betrieb nach Bestrahlung von Bedeutung ist. Die dann auftretenden hohen Leckströme produzieren viel Wärme in den z.T. nur wenige  $\mu\text{m}$  dicken Schichten des Substrats bzw. der Metallisierungen, so dass diese lokal schmelzen können und der Detektor funktionsunfähig wird.

Zur Auslese des beim Durchgang eines Teilchens generierten Signals werden die Streifen mit den Frontend-ASICs durch Bonddrähte verbunden. Der unterschiedliche Abstand (*Pitch*) der Bond-Pads auf Chip und Sensor wird durch einen Pitch-Adapter angepasst. Darüber hinaus wurde auf der Sensorseite ein sogenanntes *rebondable Fan-in* eingefügt, damit man vor einer Bestrahlung zur Trennung der zwei Modulteile die Drähte lösen und danach erneuern kann.

Das Bonden wurde am CERN durchgeführt und erwies sich als schwierig, da kein passender Pitch-Adapter zur Verfügung stand. Während auf der Detektorseite die Streifen konsekutiv mit dem Adapter verbunden werden konnten, war

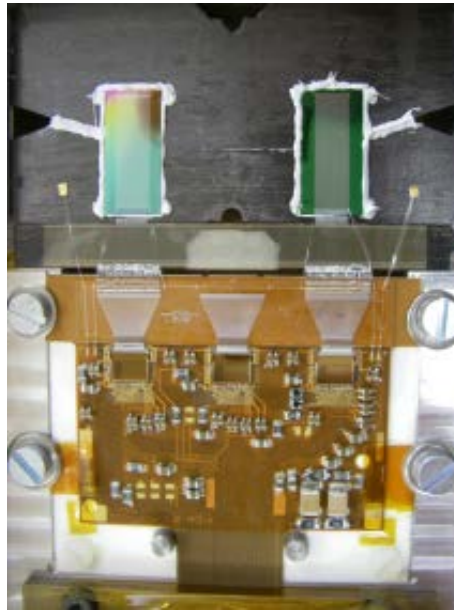


Abbildung 4.4: Das mit zwei 3D-stc Sensoren bestückte Freiburger Modul besteht aus zwei Teilen. Die Auslesechips auf dem Elektronik-Hybrid (unten) sind über Pitch-Adapter und Bonddrähte mit den zu testenden Sensoren (oben) verbunden. Es ist möglich, die zwei Teile für eine Bestrahlung zu trennen und danach erneut zu bonden.

dies auf der ASIC-Seite nicht möglich. Abbildung 4.5 zeigt die geometrische Anordnung der chipseitigen Bondpads. Ein Kontakt der Bonddrähte hätte einen Kurzschluss zur Folge und muss somit vermieden werden. Die unterschiedlichen Farben der Verbindungen stehen für verschiedene Höhen über dem Hybrid, d.h. die kreuzenden Drähte berühren sich nicht.

Da der Chip konsekutiv ausgelesen wird (in der Grafik von rechts nach links) muss die beim Bonden entstandene Umordnung der Kanäle bei der Dekodierung der Daten in der Software berücksichtigt werden.

Der Frontend-Elektronik Hybrid wurde von der Glasgower Gruppe hergestellt. Es handelt sich um den gleichen Typ, der im *Inner Tracker* des LHCb-Experiments am CERN eingesetzt wird. Dort wird es alle 25 ns zu Teilchenkollisionen kommen, dementsprechend ist die Auslese der analogen Beetle-Chips auf 40MHz getaktet. Die Akquisition der Rohdaten von den ASICs wurde von einem PC aus über das LHCb TELL1 Board gesteuert. Die genauen Spezifikationen von Chip und Readout Board sind unter [LS06] und [HBL<sup>+</sup>03] angegeben.

Vor den Messungen wurde das Modul zur Abschirmung mit Mylar Folie um-

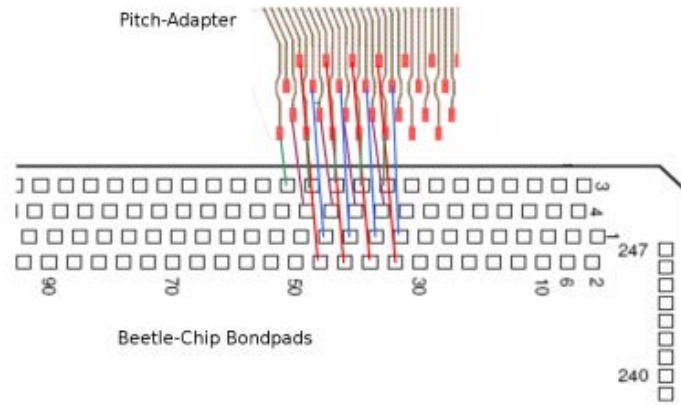


Abbildung 4.5: Aufgrund ihrer Anordnung können benachbarte Bondpads auf dem Pitch-Adapter nicht an benachbarte Pads auf dem Chip gebondet werden. Dies bedingt eine Umsortierung der Kanäle bei der Auslese, die in der Dekodierungssoftware berücksichtigt werden muss.

wickelt und über verstellbare Schlitten auf dem Tisch montiert. Für die Verschraubungen waren Adapterplatten vom metrischen Raster am Schlitten zum Zollraster am Tisch erforderlich. Sie wurden ebenso wie der Modulrahmen in der Werkstatt des Physikalischen Instituts in Freiburg gefertigt. Die Schlitten konnten mit Mikrometerschrauben in zwei Dimensionen orthogonal zur Strahlrichtung justiert werden. Vor Inbetriebnahme des Aufbaus wurden Testmodule und Teleskop mit Hilfe eines Laserpeilsystems von Mitarbeitern des SPS auf den Strahl ausgerichtet.

#### 4.1.3 Detektoren

Mit dem Teststrahl wurden zwei 3D-stc Streifensensoren, im Folgenden oft als DUT (devices under test) bezeichnet, bei verschiedenen Betriebsspannungen vermessen. Sie wurden im Halbleiter-Institut FBK-irst in Trento, Italien, prozessiert. Zusätzlich zum 3D-Design erhöht die Verwendung von  $n^+$ -dotierten Streifen in p-dotiertem Substrat die Strahlenhärte der Detektoren (s. Abschnitt 3.2). Diese wurden allerdings unbestrahlt getestet mit der Hauptmotivation, durch orts aufgelöste Messungen von Effizienz und Signal die Säulengeometrie und die spezielle elektrische Feldkonfiguration des 3D-stc Designs zu untersuchen (Abschnitt 3.3.2). Die aktive Fläche der beiden Sensoren beträgt etwa  $0,5 \times 2 \text{ cm}^2$ , sie unterscheiden sich neben Material (Abschnitt 3.1), Dicke des Substrats und Streifenisolation auch im Abstand der Säulen entlang des Streifens (Säulen-Pitch). Die Details sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.



| Detektor            | „Fre0“            | „Fre2“            |
|---------------------|-------------------|-------------------|
| Material            | stFZ              | mCz               |
| Streifenisolation   | p-spray / p-stop  | p-spray           |
| Dicke               | 380 $\mu\text{m}$ | 300 $\mu\text{m}$ |
| Streifen-Länge      | 18,32 mm          | 18,3 mm           |
| Streifen-Abstand    | 80 $\mu\text{m}$  | 80 $\mu\text{m}$  |
| Säulentiefe         | 150 $\mu\text{m}$ | 150 $\mu\text{m}$ |
| Säulen-Pitch        | 80 $\mu\text{m}$  | 100 $\mu\text{m}$ |
| Säulen pro Streifen | 230               | 184               |

Tabelle 4.1: Getestete Detektoren

## 4.2 Daten-Akquisition

Um innerhalb der kurzen Messperiode brauchbare Daten aufzeichnen zu können, ist es notwendig, die Datennahme so gut wie möglich zu überwachen. Dafür müssen die Rohdaten mittels spezieller Dekodierungssoftware in eine Form gebracht werden, die eine schnelle elementare Analyse erlaubt. Als Test für die Funktionalität des Aufbaus wurde vor Inbetriebnahme des Pionenstrahls das Rauschen der Sensoren gemessen. Da die Ereignisrate deutlich geringer war, als die Taktfrequenz der Frontend-Elektronik, musste außerdem das Timing der Auslese angepasst werden. Nach diesen Schritten konnte über die Korrelation von Streifentreffern in Teleskop- und Testmodulen die korrekte Positionierung im Strahl überprüft werden.

Trotz all dieser Maßnahmen blieb ein Defekt der Triggerlogik bis zur Berechnung der Pionen-Tracks aus den Teleskopdaten unentdeckt. Er führte dazu, dass die Synchronizität der Daten von BAT und DUT für jede Messreihe verloren ging. Dieser Effekt konnte jedoch mit Hilfe von Korrelationsstudien nachträglich zu einem großen Teil repariert werden.

### 4.2.1 Dekodierung der Daten

Die Dekodierungssoftware des BAT wurde zusammen mit Testdateien im Vorfeld der Messungen zur Verfügung gestellt. Sie konvertiert die Teleskop-Rohdaten zu ROOT-Trees, die die nach Triggernummer geordneten Hit-Informationen (getroffener Streifen, ADC Wert) für alle Module enthalten. Die Verwendung eines neuen TDC erforderte die Überarbeitung der BAT-DAQ Software. Die Zeitinformation wurde in einem weiteren Tree den Teleskop-Dateien zugefügt. Die im weiteren relevanten Variablen sind in Tabelle 4.2 gelistet.

Die Konversion der Sensor-Rohdaten in ROOT Dateien erfolgte mit der LHCb

| <b>Event Tree</b> |                                                   |
|-------------------|---------------------------------------------------|
| Variable          | Beschreibung                                      |
| <i>hitId</i>      | Index des ersten Hits des Ereignisses im Hit Tree |
| <i>numHits</i>    | Anzahl der Hits in diesem Ereignis                |
| <i>valSum</i>     | Summe der ADC Werte der Hits                      |

| <b>Hit Tree</b> |                                      |
|-----------------|--------------------------------------|
| Variable        | Beschreibung                         |
| <i>event</i>    | Trigger Nummer = Index im Event Tree |
| <i>posX</i>     | getroffener Streifen ( <i>Hit</i> )  |
| <i>value</i>    | zugehöriger ADC Wert                 |

| <b>TDC Tree</b>     |                                                |
|---------------------|------------------------------------------------|
| Variable            | Beschreibung                                   |
| <i>leadx_time00</i> | Zeitmarke des Triggersignals                   |
| <i>leadx_time01</i> | Zeitmarke der nächsten ansteigenden Clock-Edge |

Tabelle 4.2: Variablen der Teleskop Trees

Vertex Locator *Tracking Software Vetra* [SP08] und wurde von der Glasgower Gruppe zunächst nach dem Vorbild der Teleskop-Trees implementiert. Zum Zeitpunkt der Messungen waren nur die Chip-Kanalnummern und die zugehörigen ADC Werte zugänglich. Das endgültige Format der ROOT-Trees (Tabelle 4.3) wurde im Nachhinein über mehrere Iterationen festgelegt. Berücksichtigt werden mussten die beim Bonden entstandene Umordnung der Kanäle bezüglich der Streifen (Abschnitt 4.1.2) und die Zeitinformationen des TDC, worauf im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

#### 4.2.2 Überwachung der Datennahme

**Messung des Rauschens** Um vor der Inbetriebnahme des Pionenstrahls zu überprüfen, ob Aufbau, Datenakquisition und Dekodierung funktionieren, wurde das Rauschen der Sensoren gemessen. Da sich das Rauschen im Verlaufe des Experiments z.B. durch Temperaturschwankungen ändern kann, muss man die quantitative Analyse der ADC-Werte-Verteilungen für jede Messreihe durchführen. Darauf wird in Abschnitt 6.1 näher eingegangen.

Das TELL1 Board kann maximal 18 Beetle-Chips mit je 128 Kanälen, d.h. insgesamt 2304 Kanäle auslesen. In Abbildung 4.6 sieht man die zwei angeschlossenen Module mit je drei ASICs. Da die Verbindungskabel für vier Chips entworfen wurden, wird für jeweils weitere 128 Kanäle erhöhtes Rauschen festgestellt.

| LCMSEvent Tree      |                                                                      |
|---------------------|----------------------------------------------------------------------|
| Variable            | Beschreibung                                                         |
| <i>ADCMax</i>       | maximaler ADC Wert des Ereignisses                                   |
| <i>BATTrig</i>      | Teleskop Trigger Nummer                                              |
| <i>BCntLoop</i>     | overflow-korrigierter <i>BunchCounter</i>                            |
| <i>BunchCounter</i> | TELL1 Zähler für ausgelesene time bins, wird nach 4095 auf 0 gesetzt |
| <i>hitId</i>        | Index des ersten Hits des Ereignisses im Hit Tree                    |
| <i>HitTime</i>      | Zeitpunkt des Triggersignals                                         |
| <i>nHits</i>        | Anzahl der Hits in diesem Ereignis                                   |
| <i>OrderRaw</i>     | Index des ausgelesenen time bins - ungeordnet                        |
| <i>OrderTrue</i>    | Index des ausgelesenen time bins - geordnet                          |
| <i>PosXMax</i>      | Streifennummer mit maximalem ADC Wert                                |
| <i>TimeDiff</i>     | = <i>leadx_time01</i> – <i>leadx_time00</i> (s. Tabelle 4.2)         |

| LCMSHit Tree    |                                               |
|-----------------|-----------------------------------------------|
| Variable        | Beschreibung                                  |
| <i>ADCVal</i>   | ADC Wert des getroffenen Streifens            |
| <i>BadStrip</i> | Flag für fehlerhafte Streifen                 |
| <i>Event</i>    | Index im Event Tree                           |
| <i>LVal</i>     | ADC Wert des linken Nachbarn von <i>PosX</i>  |
| <i>PosX</i>     | getroffener Streifen ( <i>Hit</i> )           |
| <i>RVal</i>     | ADC Wert des rechten Nachbarn von <i>PosX</i> |

Tabelle 4.3: Variablen der Sensor Trees (SortTDC\_NTuple)

Die Dekodierungssoftware Vetra enthält einen Algorithmus, der Effekte wie Pedestals und *Common Mode* berechnet und subtrahiert. Die Verteilungen der ADC Werte erscheinen deshalb für jeden Streifen auf Null zentriert.

Für die Chip-Kanäle, an die die Streifen der Sensoren gebondet sind, werden höhere ADC Werte gemessen als für ungebondete Kanäle. Da das Rauschen dort selten oberhalb von acht ADC Einheiten liegt, wurde dieser Wert in den weiteren Funktionalitätstests als Schwellwert zur Definition eines Streifentreffers (*Hit*) verwendet. Am Beispiel des Sensors Fre0 (Abbildung 4.7) erkennt man bereits, dass diese Schwelle später in der exakteren Analyse angepasst werden muss, um das fehlerhafte Identifizieren von Rausch-Ereignissen als Hits zu vermeiden.

Besonders auffällig in beiden Abbildungen ist das hohe Rauschen jedes 32. und 33. Chip-Kanals. Dies liegt in der Auslese der Chips begründet, die in Blocks von 32 Streifen, sogenannten ALinks, organisiert ist. Den Daten eines

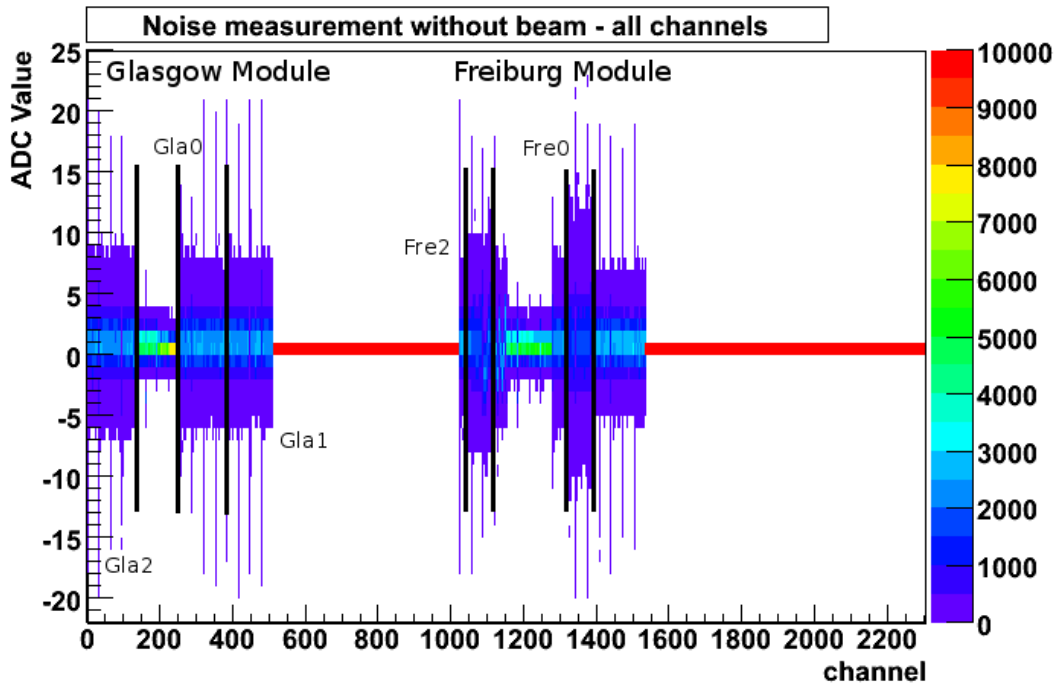


Abbildung 4.6: Rauschen aller vom TELL1 ausgelesenen Kanäle als Verteilung der ADC Werte. Es ist deutlich zu erkennen, welche Kanäle an ein Fan-In bzw. an einen Streifen gebondet sind. Auf dem Glasgower Modul wurden drei Sensoren mit je 128 Streifen betrieben, auf dem Freiburger Modul zwei Sensoren mit je 64 Streifen. Sie sind in der Abbildung durch schwarze Linien markiert.

ALinks ist für die weitere Verarbeitung ein Header vorangestellt, der in die Informationen der jeweils ersten beiden Streifens koppelt und damit die ADC Werte verfälscht. Dieses Problem tritt auch im LHCb-Experiment auf. Die betreffenden Streifen werden vom Alignment (Kapitel 5) und von der Analyse (Kapitel 6) ausgenommen.

**Timing** In einem Collider-Experiment ist der Zeitpunkt eines Ereignisses sehr exakt bekannt. Beim LHC kommt es beispielsweise alle 25 ns zu Teilchenreaktionen und zu jedem dieser Zeitpunkte muss überprüft werden, ob in einem Detektor ein interessantes Ereignis nachzuweisen ist. Dazu wird die Höhe des Signals an seinem Maximum mit dem Rauschen verglichen. Aufgrund der präzisen 40 MHz Taktung ist eine Kalibration auf das maximale Signal für jede dieser Reaktionen möglich.

Auch der Teststrahl hatte eine gewisse periodische Struktur, alle 30 s durch-

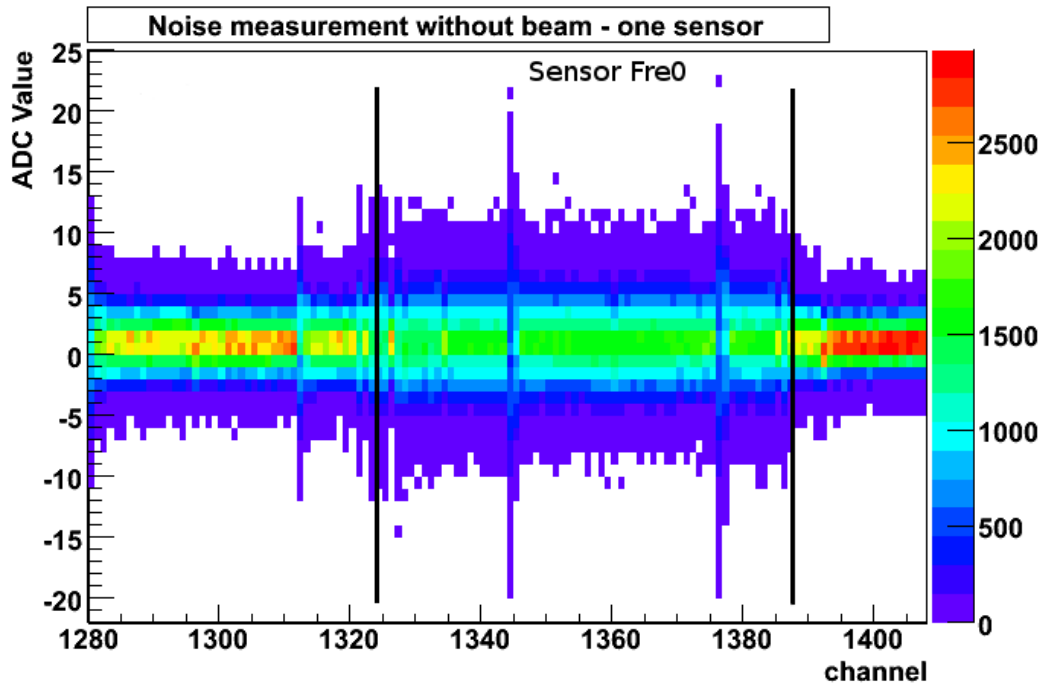


Abbildung 4.7: Rauschen des Sensors Fre0 (Ausschnitt aus Abb. 4.6). Die 64 gebondeten Kanäle zeigen eine breitere Verteilung des Rauschens als die ungebondeten. Deutlich erkennbar sind die vom Chip verursachten hohen ADC Werte nach jeweils 32 Kanälen.

querte ein Paket von Pionen (*Spill*) den Aufbau, wovon jeweils etwa 1000 Ereignisse aufgezeichnet wurden. Innerhalb der Dauer eines Spills von ca. 5 s konnte der Durchgang eines Teilchens allerdings jeden beliebigen Zeitpunkt annehmen, während die Sensoren nur im 25 ns Takt ausgelesen werden konnten. Mit dem TDC wurde der Zeitpunkt des Triggersignals relativ zur nächsten ansteigenden Flanke der 40 MHz Uhr auf 25 ps genau gemessen.

Die Aufgabe der zeitlichen Kalibration bestand nun darin, zunächst relativ zum Triggersignal das Auslesefenster zu ermitteln, in dem das Sensorsignal maximal ist, und in einem zweiten Schritt unter Variation der Phase dieses Fensters das gemessene Signal weiter zu maximieren. Da der Zeitpunkt des Triggersignals über einen ganzen Clock-Zyklus verteilt liegt, kann dies nur im statistischen Mittel und nicht mehr für jedes einzelne Ereignis erfolgen.

Die zu erwartende Signalform ist in Abbildung 4.8 dargestellt und wird in [LS06] näher besprochen. Um sie genau untersuchen zu können, wurden ein zusätzliches Sample vor dem Peak und drei weitere dahinter aufgezeichnet,

womit insgesamt ein Zeitintervall von 125 ns abgedeckt wird. Welche Rückschlüsse sich aus ihr ziehen lassen, wird in Abschnitt 6.2 analysiert.

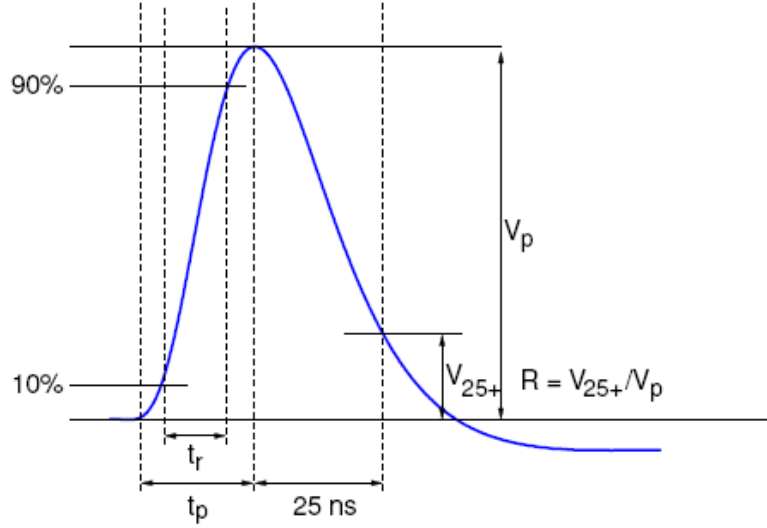


Abbildung 4.8: Pulsform des Beetle-Chips [LS06]. Um das semi-gauss'sche Ausgangssignal untersuchen zu können, wurden fünf 25 ns Samples um das Maximum herum aufgezeichnet.

Aufgrund der internen Struktur des TELL1, das in seiner eigentlichen Funktion im LHCb Experiment die Auslese von bis zu 18 Detektoren bewältigen muss, passiert es häufig, dass fünf konsekutive Samples in falscher Reihenfolge in eine Datei geschrieben werden. Über die interne Variable *BunchCounter* (Tabelle 4.3) kann die wahre Abfolge rekonstruiert werden, sie wird dann unter *OrderTrue* (0,...,4) gespeichert.

Mit Hilfe der TDC-Information lässt sich nun der Zeitpunkt für jeden aufgezeichneten Datenpunkt berechnen. Dafür werden die Variablen *leadx\_time00*, die den Zeitpunkt des Triggersignals markiert, und *leadx\_time01*, die den Zeitpunkt der dazu nächsten ansteigenden Clock-Flanke angibt, verwendet. Der Zeitpunkt des Triggers innerhalb eines 25 ns Fensters wird aus der Differenz der beiden Werte bestimmt. Der Sachverhalt ist in Abbildung 4.9 veranschaulicht.

Die Variable *HitTime* als Zeitpunkt innerhalb des 125 ns Signal-Intervalls berechnet sich damit zu:

$$HitTime = 25 \text{ ns} \cdot (OrderTrue + 1) - TimeDiff - Offset \quad (4.1)$$

Die Genauigkeit des TDC ist mit 25 ps für unsere Belange relativ hoch, die mit der obigen Formel berechneten Werte werden deshalb auf ns gerundet.

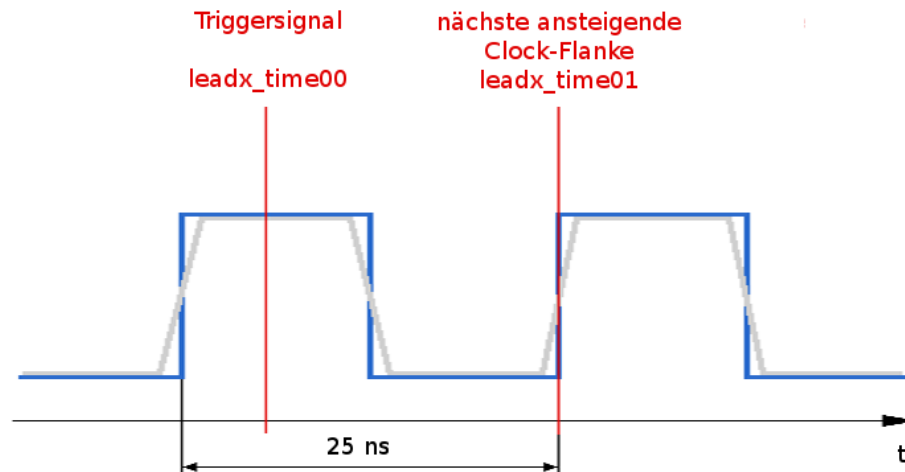


Abbildung 4.9: Messung der Zeitmarken `leadx_time00` und `leadx_time01` mit dem TDC. Das Signal der 40 MHz Clock ist trapezförmig.

Für die Verteilung der Variable *TimeDiff* für eine Messreihe in Abbildung 4.10 oben würde man erwarten, dass innerhalb eines Bereiches von 25 ns alle Werte gleich wahrscheinlich sind, da die Pionen zu allen möglichen Zeitpunkten den Aufbau durchqueren können. In der Grafik ist allerdings eine periodische Struktur zu erkennen. Da Fehler bei der Dekodierung der TDC-Information mit relativ hoher Sicherheit ausgeschlossen werden können, ist ihre Ursache im Aufbau zu vermuten. Eventuell sind Totzeiten der Elektronik für die Struktur verantwortlich, die Möglichkeit der zweifelsfreien Klärung des Sachverhalts besteht allerdings im Nachhinein nicht mehr. Wie man in der unteren Grafik von Abbildung 4.10 sehen kann, überträgt sich die periodische Struktur auf alle 25 ns Fenster.

Das *Offset* in der Verteilung der TDC-Differenzen wird von einer Verzögerung der Messung von `leadx_time01` in den Logik-Schaltungen verursacht und wird in Gleichung 4.1 subtrahiert.

**Positionierung im Strahl** Nach der Feinabstimmung des Timings konnte mit den eigentlichen Messungen begonnen werden. Wie bereits erwähnt, wurde die Ausrichtung des gesamten Messaufbaus inklusive Teleskop und DUTs entlang der Strahlachse von einem Team des SPS mit einem Lasersystem geprüft. Dennoch musste mit den Daten der ersten Pionen-Treffer kontrolliert werden, dass dabei keine Fehler unterlaufen sind. Da sowohl die aktive Fläche der Sensoren als auch der Strahlquerschnitt lediglich von der Größenordnung 1 cm<sup>2</sup> waren, hätte selbst eine geringe Missalignierung eine große Ineffizienz bei der Datennahme zur Folge gehabt.

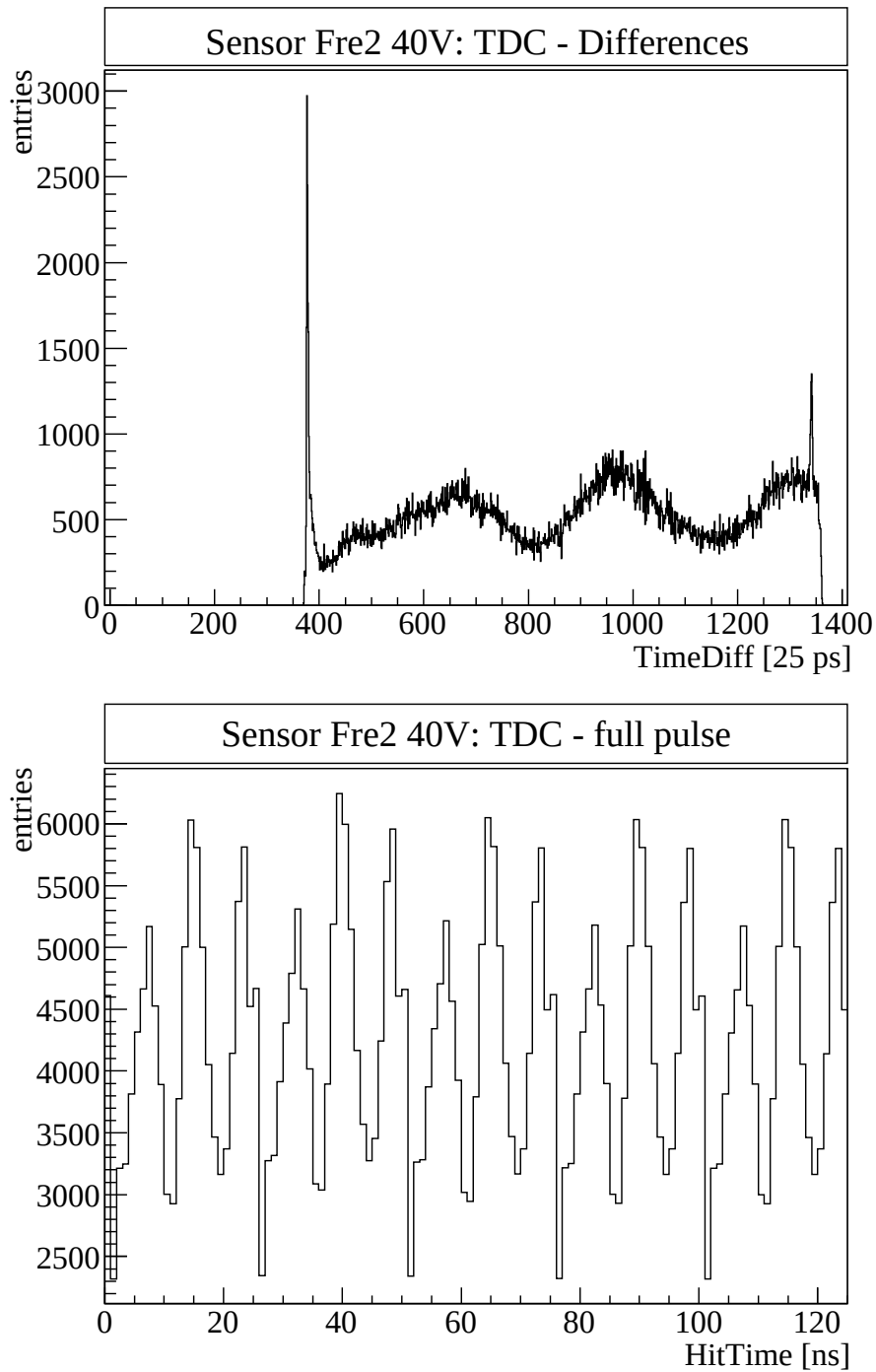


Abbildung 4.10: Timing Informationen. Die zweite Zeitmarke wird in der Trigger-Logik verzögert, daraus ergibt sich ein *Offset* für die Variable *TimeDiff* (oben). Die periodische Struktur der TDC Daten spiegelt sich in allen 25 ns Fenstern wider (unten).



Während der Messungen konnte im Wesentlichen nur auf die Nummern und ADC Werte der Streifen in den einzelnen BAT-Modulen und dem DUT für jeden Trigger zugegriffen werden. Diese Information ist aber für den Test der Positionierung ausreichend. Separiert man mit einem entsprechenden Schnitt auf die ADC Werte die Treffer vom Rauschen, kann man die Nummern der getroffenen Streifen verschiedener Detektoren gegeneinander auftragen. Sie sollten eine deutliche Korrelation zeigen - ein Pion, das beispielsweise rechts vom Strahlschwerpunkt das erste Teleskop-Modul passiert, sollte auch die anderen Module rechts der Strahlachse durchqueren, solange es nicht gestreut wird. Die Effekte der Streuung können hier zunächst vernachlässigt werden.

Die Visualisierung der Korrelation der einzelnen BAT-Module untereinander ist in der BAT-DAQ Software implementiert und konnte deshalb sofort überprüft werden. Schwieriger gestaltete sich der Korrelationstest zwischen Teleskop und DUT, zumal das Output-Format der Sensordaten im Vorhinein nicht bekannt war. Im Zuge der Vorbereitung der Messungen wurde unter Verwendung alter Teleskop-Dateien ein C++ Skript programmiert, das die Korrelationsplots der Teleskop-Module untereinander reproduziert. Es wurde während des Teststrahls auf das Sensor-Output angepasst.

Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen die Korrelationen von Streifentreffern in den verschiedenen BAT-Modulen für eine der ersten Messreihen während des Experiments. Jedes der vier Module hat eine Lage horizontaler Streifen (layer0) und eine Lage vertikaler Streifen (layer1).

In den Graphen stellt sich die Korrelation der Treffer als diagonale Linie dar. Der Bereich hoher Statistik in der Mitte der Linie spiegelt den vom Antikoinzidenz-Szintillator vorgegeben Strahlbereich wieder. Man sieht, dass die Teleskopmodule sehr gut auf den Strahlschwerpunkt zentriert wurden und somit keine Pionen-Tracks verloren gehen sollten.

An den verschiedenen Vorzeichen der Korrelation, d.h. des Anstiegs der Korrelationsgeraden, in Abbildung 4.12 kann man erkennen, dass die Module 2 und 4 gegenüber den Modulen 1 und 3 um  $180^\circ$  um die horizontale Achse verdreht sind. Dies ist bei der Berechnung der Pionen-Spuren zu berücksichtigen. Vertikale bzw. horizontale Linien zeigen sich, wenn ein Streifen besonders hohes Rauschen aufweist und damit Rausch-Ereignisse als Treffer fehlidentifiziert werden.

Besonders auffällig sind die rechteckigen Flächen hoher Statistik auf den Plots für die horizontale Lage des Moduls 2. Sie erwies sich als defekt und wird bei der Track-Berechnung komplett ausgenommen. Da man die vertikale Koordinate  $y$  der Pion-Spur mit den horizontalen Streifen bestimmt, wird deren Präzision damit geringer ausfallen als die der horizontalen Koordinate  $x$ , für deren Berechnung alle 4 Module zur Verfügung standen.

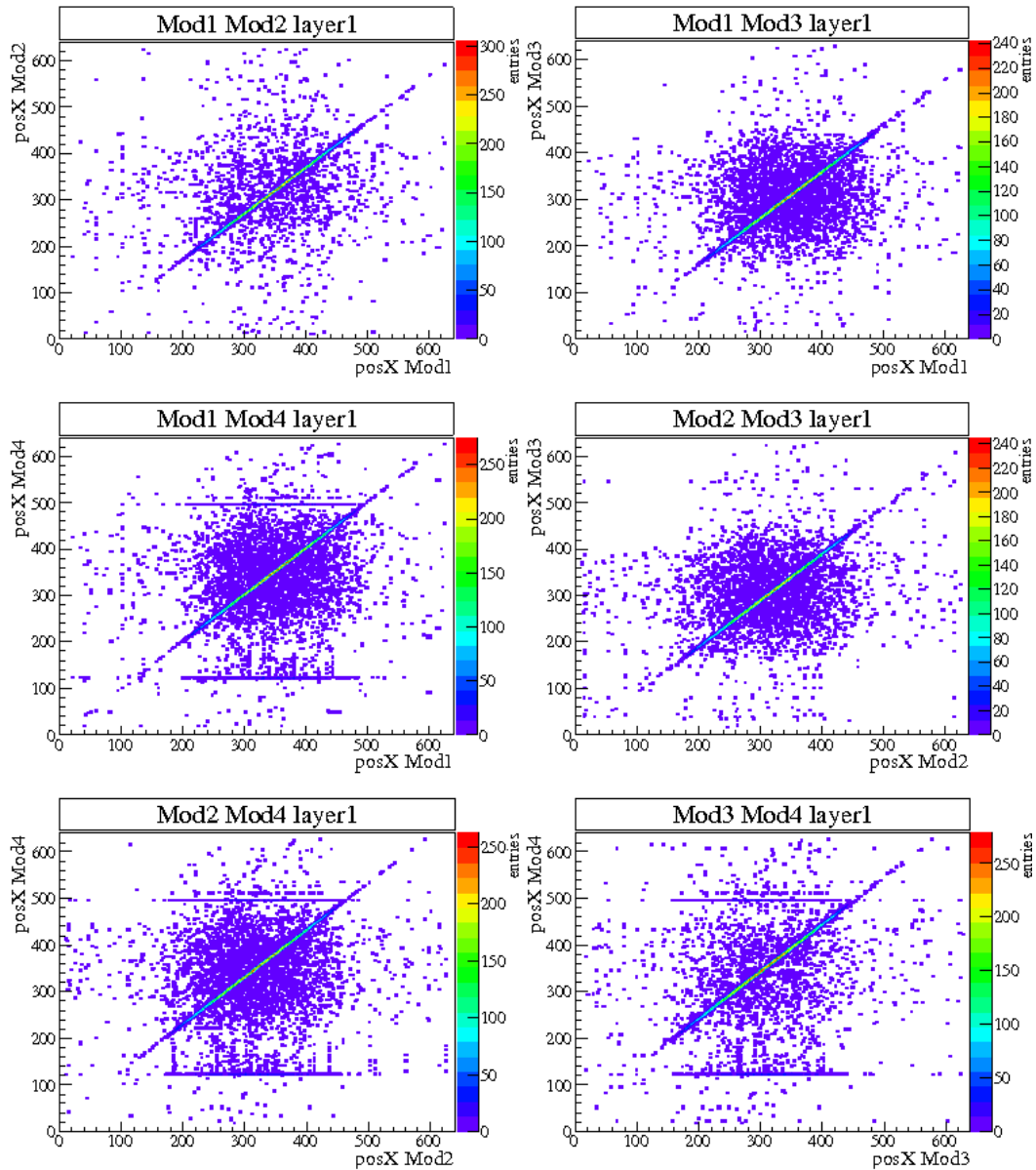


Abbildung 4.11: Die Korrelation der vertikalen Lagen (layer1) der verschiedenen Teleskop-Module spricht für eine gute Ausrichtung untereinander und gegenüber dem Strahl. Für das Modul 4 sind Streifen mit hohem Rauschen als horizontale Linien erkennbar.

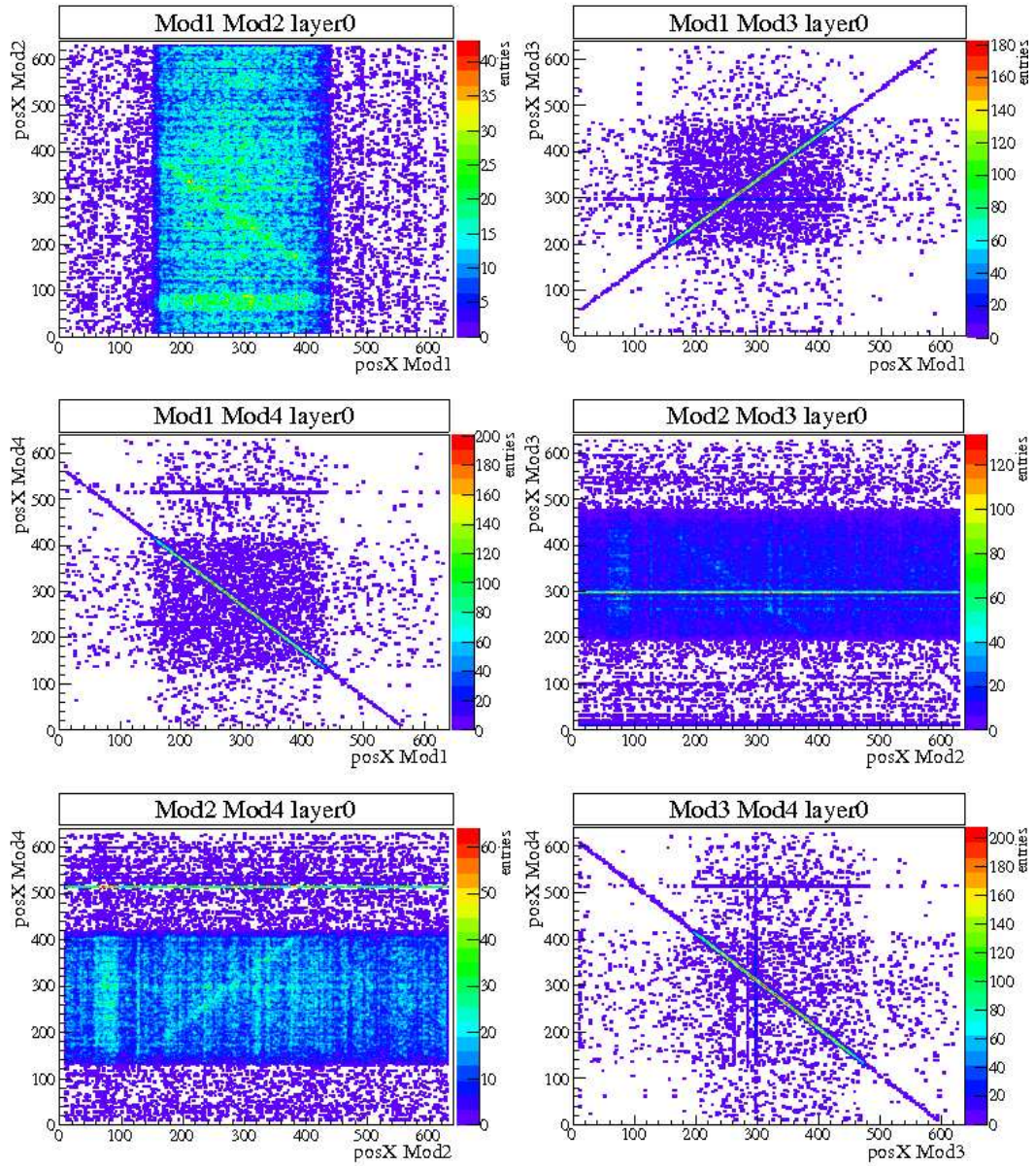


Abbildung 4.12: Die Korrelation der horizontalen Streifenlagen (layer0) der verschiedenen Teleskop-Module betätigt auch hier eine funktionierende Ausrichtung. Das defekte Modul 2 muss allerdings von der Berechnung der Pion-Spuren ausgenommen werden.

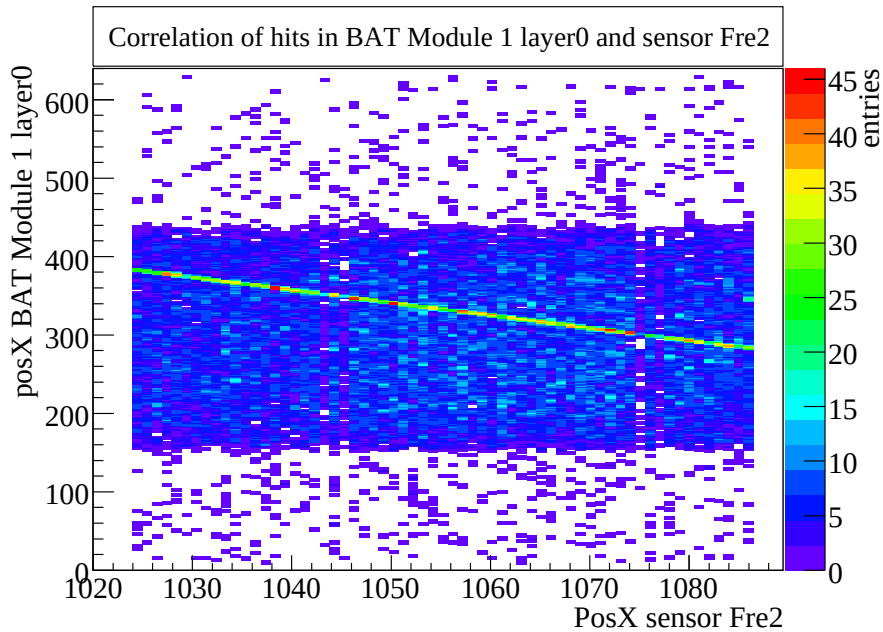


Abbildung 4.13: Korrelation zwischen einem Teleskop-Modul und dem Testsensor bei der Datennahme. Der Sensor ist ebenfalls sehr gut im Strahl positioniert und über alle 64 Streifen ausgeleuchtet.

Die Streifen der untersuchten Sensoren waren ebenfalls horizontal ausgerichtet, deshalb ist eine Korrelation zum layer0 der Teleskop-Module zu erwarten. In Abbildung 4.13 wird dies durch die Messung bestätigt. Dass die Korrelationsgerade über alle 64 Streifen des Sensors zu beobachten ist, zeigt, dass er zumindest vertikal zur Streifenrichtung vollständig vom Pionen-Strahl ausgeleuchtet wurde und die Positionierung demzufolge keiner weiteren Justierung bedurfte. Der rechteckige Bereich wurde von uns zunächst als Rauschen interpretiert. In der nachträglichen Analyse erwies es sich jedoch, dass es während einer Messreihe wiederholt zu individuellen Triggerverlusten sowohl in den Teleskopmodulen als auch im Sensor kam, wodurch die Korrelation verloren geht. Wie dieser Korrelationsverlust detektiert und korrigiert werden kann, wird in Abschnitt 4.2.4 beschrieben.

Im Korrelationsplot macht sich ebenso wie in Abbildung 4.7 die Header-Interferenz bemerkbar, die beim jedem 32. und 33. Chip-Kanal auftritt. Für sie kann zusätzlich noch die Zuordnung der Kanäle zu den Streifen auf dem Sensor nachvollzogen werden, wie sie durch das Bonding-Schema (Abbildung 4.5) bedingt ist. Während die Kanäle auf dem Chip benachbart sind, liegt zwischen den zugehörigen Streifen auf dem Sensor ein weiterer Streifen.

### 4.2.3 Tracking

Aus den Treffern in den Teleskop-Modulen wurden im Anschluss an die Messungen die Spuren der Pionen durch den Messaufbau berechnet. Während man mit dem getroffenen Streifen auf dem Testsensor nur eine sehr grobe Information über den Durchstoßpunkt eines Teilchens hat, können diese Punkte durch Extrapolation der Spuren auf den Sensor sehr viel genauer bestimmt werden. Die Berechnung der Spuren wurde nicht von der Freiburger Gruppe durchgeführt und erwies sich aufgrund der Fehlfunktionen in der Triggerlogik als problematisch. Die Analyse der Sensordaten wurde durch diese Umstände um ca. fünf Monate verzögert und bis heute liegen die Track-Informationen noch nicht für alle Messreihen vor. Das Problem bestand hauptsächlich darin, die individuellen Triggerverluste einzelner Teleskop-Module für jeden Messdurchlauf zu detektieren, was sich nicht unabhängig vom Alignment der Module erreichen ließ [Røh08].

Da die Pionen mehrere Szintillatoren vier Teleskop- und drei Testmodule passieren mussten, spielen bei der Spurberechnung auch Effekte wie Vielfachstreuung und andere Wechselwirkungen mit Materie eine Rolle. Die Energie des Strahls ist mit 180 GeV allerdings hoch genug gewesen, um ihren Einfluss gering zu halten. Pionen mit großen Streuwinkeln erhielten darüber hinaus das Veto des Antikoinzidenz-Szintillators.

Die Track-Informationen liegen in einem Referenzsystem vor, dessen x-y-Ebene in etwa orthogonal zur Strahlrichtung am Anfang des Messaufbaus vor dem ersten Szintillator gewählt wurde (s. Abb. 4.2). Die Spuren stellen Geraden dar, die durch ihren Durchstoßpunkt in dieser Ebene und ihre Richtung definiert sind. Diese Richtung ist als Änderung  $dx$  bzw.  $dy$  über eine Strecke von 1 mm entlang der z-Achse gegeben, also als Vektor  $(dx, dy, 1)$ . Damit lässt sich prinzipiell jeder beliebige Punkt der Spur extrapolieren, für die Analyse ist der Auftreffpunkt auf dem Testsensor von besonderem Interesse, dessen Lage gegenüber dem Referenzsystem aber zunächst nur recht ungenau bekannt ist. Ihre präzise Bestimmung, das sogenannte Alignment, wird in Kapitel 5 ausführlich beschrieben.

Abbildung 4.14 zeigt typische Verteilungen der Track-Parameter. Aus den x- und y-Verteilungen kann man den Durchmesser des Loches im Antikoinzidenz-Szintillator auf etwa 1,4 cm bestimmen. Die Breiten der Verteilungen (RMS) betragen jedoch nur etwa 3 mm bzw. 3,5 mm, der Strahl war also deutlich besser kollimiert. Die Zacken in der y-Verteilung rühren von Streifen mit hohem Rauschen her, die von der Berechnung ausgenommen wurden.

In der mittleren linken Grafik sind die x- und y-Koordinaten gegeneinander aufgetragen, d.h. die Verteilung der Durchstoßpunkte in der Referenzebene

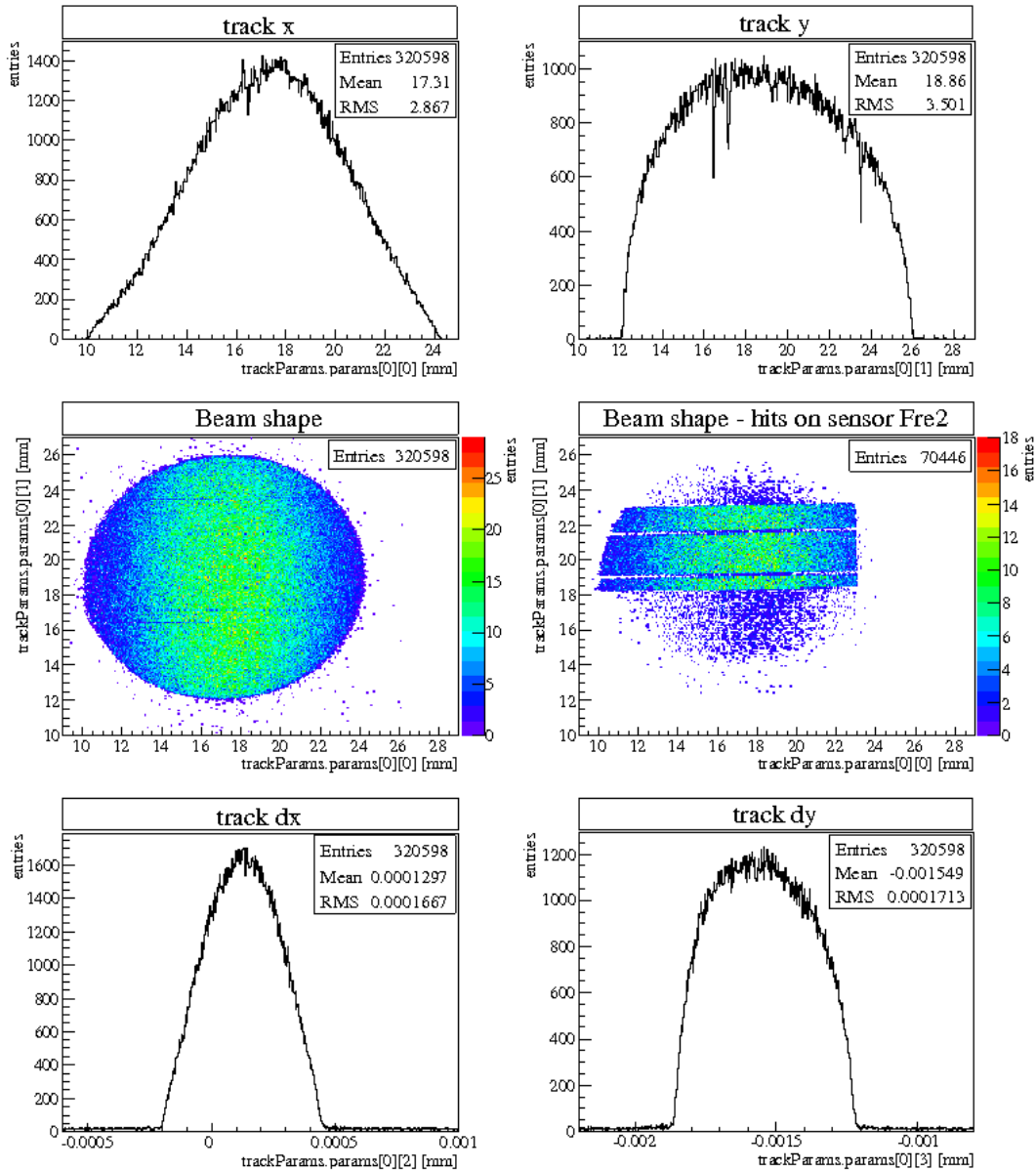


Abbildung 4.14: Typische Track-Parameter. Trägt man die Track-(x,y)-Tupel in ein Histogramm (Mitte links) dann ergibt sich das Strahlprofil in der Referenzebene. Mit der Einschränkung, dass das Ereignis auch vom Sensor verzeichnet worden sein muss, erhält man dessen Projektion in diese Ebene (Mitte rechts).

Die dx- und dy-Verteilungen sind nicht auf Null zentriert - die Strahlrichtung entspricht somit nicht der z-Achse des Referenzsystems.



abgebildet. Dies ergibt sehr anschaulich das durch das Szintillatorloch kreisförmige begrenzte Profil des Strahles in dieser Ebene. Der Plot rechts davon zeigt die gleiche Verteilung unter der Bedingung, dass das Pion auch im Testsensor registriert worden sein muss, und damit dessen Projektion in die Referenzebene. Die ausgeschlossenen stark rauschbehafteten Streifen geben Aufschluss über die horizontale Ausrichtung des Sensors. Die Treffer außerhalb des Sensors entsprechen den unkorrelierten Ereignissen in Abbildung 4.13, die nicht mit der im nächsten Abschnitt zu entwickelnden Methode korrigiert werden konnten. Für die Analyse sind diese Ereignisse auf anderem Wege auszuschließen.

Wie in den unteren beiden Grafiken abzulesen, entspricht die Strahlachse nicht genau der z-Achse des Koordinatensystems, dafür müssten die Mittelwerte der dx- und dy-Verteilungen bei Null liegen. Auch sind die Pionenspuren nicht kollinear, der Strahl verbreitert sich entlang der z-Achse. Die Breite der Verteilungen von etwa 0,00017 ergibt einen Ablenkwinkel von  $0,01^\circ$  von der Strahlachse. Das bedeutet gerechnet über die etwa 90 cm Wegstrecke bis zum Sensor bereits einer Ablenkung von  $150 \mu\text{m}$ , d.h. der Winkel darf bei der Berechnung des Durchstoßpunktes nicht vernachlässigt werden. Im Beispiel würde der Fehler dadurch bereits fast zwei Streifenabstände betragen.

Unter Verwendung der zur Verfügung stehenden Kovarianzmatrix der Track-Parameter

$$\begin{pmatrix} \sigma_x^2 & \text{cov}(x, y) & \text{cov}(x, dx) & \text{cov}(x, dy) \\ \text{cov}(y, x) & \sigma_y^2 & \text{cov}(y, dx) & \text{cov}(y, dy) \\ \text{cov}(dx, x) & \text{cov}(dx, y) & \sigma_{dx}^2 & \text{cov}(dx, dy) \\ \text{cov}(dy, x) & \text{cov}(dy, y) & \text{cov}(dy, dx) & \sigma_{dy}^2 \end{pmatrix} =$$

$$\begin{pmatrix} 0,000133167 & 2,9372\text{E}-08 & -1,57092\text{E}-08 & -3,7522\text{E}-11 \\ 2,9372\text{E}-08 & 0,000131682 & -3,76346\text{E}-11 & -1,45335\text{E}-08 \\ -1,57092\text{E}-08 & -3,76346\text{E}-11 & 1,71353\text{E}-10 & 4,82012\text{E}-14 \\ -3,7522\text{E}-11 & -1,45335\text{E}-08 & 4,82012\text{E}-14 & 1,68584\text{E}-10 \end{pmatrix} \text{mm}^2$$

lässt sich eine Abschätzung des Extrapolationsfehlers durchführen. Er sollte die oben definierte Auflösung des Teleskops in etwa wiedergeben. Unter Vernachlässigung der Verkipfung des Sensors gegenüber dem Referenzsystem berechnen sich die Koordinaten  $x'_i$  des Pions nach 900 mm Flugstrecke mit der Formel:

$$x'_i = x_i + 900 \cdot dx_i$$

mit dem Fehler:

$$s_{x'_i}^2 = \sigma_x^2 + 900^2 \cdot \sigma_{dx}^2 + 900 \cdot \text{cov}(x, dx_i)$$

woraus sich die Werte  $s_{x'_i} \approx 15,6 \mu\text{m}$  ergeben. Dass diese Werte doppelt so groß sind wie die nominelle Auflösung, liegt daran, dass in die Kovarianzmatrix nur die digitale Auflösung einer Teleskop-Ebene von  $50 \mu\text{m}/\sqrt{12}$  eingeht. Die Berücksichtigung von mehreren Ebenen und Clustern im Teleskop würde eine realistischere Abschätzung des Extrapolationsfehlers ermöglichen. Dies wurde bei der Berechnung der Spurinformatoren u.a. deshalb nicht unternommen, weil sich der Fehler nach dem Alignment aus der Residuenverteilung extrahieren lässt (s. Kapitel 5).

Zusätzlich zu den Spuren enthalten die Track-Dateien auch die zugehörigen Zeitinformationen vom TDC. Wenn im folgenden über die Datensätze gesprochen wird, so gibt es für jede Messreihe eine Datei von Teleskop und TDC und eine Datei mit den Messwerten vom getesteten Sensor, die zunächst resynchronisiert werden müssen.

#### 4.2.4 Resynchronisation

In den vorangegangenen Abschnitten wurde mehrfach erwähnt, dass die Datennahme durch die fehlerhafte Triggerlogik beeinträchtigt wurde. In jedem Messdurchlauf kam es mehrfach zu Triggerverlusten, sowohl intern im Teleskop, mit der Folge, dass für ein Ereignis nicht alle Teleskopmodule ausgelesen wurden, als auch extern, d.h. nicht für jedes vom BAT aufgezeichnete Ereignis erhielt das Testmodul die Anweisung zur Datenauslese. Für jeden Triggerverlust resultiert daraus, dass das betreffende Ereignis unbrauchbar ist und die nachfolgenden versetzt aufgeschrieben wurden, d.h. die Triggernummern in BAT und DUT stimmen nicht mehr überein. Die Daten für diese Ereignisse sind also für Teleskop und Sensor vorhanden, die Zuordnung zwischen beiden ist allerdings aus der Synchronisation geraten. Gelingt es, die Ereignisse zu detektieren und zu verwerfen, bei denen der Fehler aufgetreten ist, so kann der Rest der Daten für die Analyse nutzbar gemacht werden.

Ein Effekt, der dazu benutzt werden kann, dieses Ziel zu erreichen, ist die Korrelation der Trefferkoordinaten in Teleskop und Sensor, die nur gegeben ist, solange Synchronisation vorliegt. Bemerkt man also den Verlust der Korrelation, so kann man auf einen Triggerverlust zurückschließen. Für das Teleskop wurde diese Methode bei der Berechnung der Tracks angewendet, die wiederum dazu dienen, die Synchronisation zwischen Teleskop und Testsensor wiederherzustellen. Letzteres wird im Folgenden näher ausgeführt. Die grundlegende Beschränkung liegt darin, dass Korrelation nur für eine statistische Gesamtheit von Ereignissen festgestellt werden kann. Es ist damit nicht möglich, den Triggerverlust auf ein Ereignis genau zu bestimmen.



Das Verfahren ist in den Abbildungen 4.15 und 4.16 visualisiert. Ein Datensatz wird mit einem *running window* gescannt, welches eine bestimmte Anzahl von Ereignissen enthält. Für dieses Fenster wird ein Korrelationsplot zwischen Streifentreffer im Sensor und der entsprechenden Track-Koordinate  $y$  angelegt. Der Korrelationsfaktor wird bestimmt und in ein Histogramm eingetragen. Danach wird das erste Ereignis im Fenster mit einem neuen Ereignis überschrieben, das Fenster ist auf dem Datensatz um einen Eintrag weitergerückt. Wieder wird nun der Korrelationsfaktor ermittelt und geplottet. In Abbildung 4.15 ist dies für eine Fenstergröße von 200 Ereignissen dargestellt.

Man beginnt damit, die Track- und die Sensordaten ohne Trigger-Versatz mit einander abzugleichen ( $\text{offset} = 0$ ). Im Beispiel ist festzustellen, dass die Korrelation ungefähr beim 1700. Ereignis („hit“) verloren geht, der Korrelationsfaktor springt von  $-1$  weg und beginnt um Null zu oszillieren. Mit einem Schnitt auf den Koeffizienten kann man definieren, wann man die Korrelation für verloren erklärt, und somit das betreffende Ereignis genauer bestimmen.

Nun führt man den gleichen Scan mit einem Offset von 1 durch und sieht, wie die Korrelation wiedergefunden wird und durch einen weiteren Triggerverlust etwa bei Hit Nummer 3900 erneut verloren geht. Erst für das Offset 3 kann wieder Korrelation beobachtet werden, d.h. hier wurden gleich zwei Trigger übersprungen. Das Verfahren wird so oft wiederholt, bis das Ende eines Datensatzes erreicht ist. Die Offsets werden dann für jedes Event in die Datei geschrieben, um die Zuordnung der Daten für die Analyse zu korrigieren.

Wie in Abbildung 4.15 zu erkennen, ist bei einer Fenstergröße von 200 Ereignissen der Übergang vom korrelierten zum unkorrelierten Bereich von der Größenordnung 100 Ereignisse. In einem kleineren Fenster sollte sich der Korrelationsverlust deutlich schneller bemerkbar machen und der Triggerverlust damit genauer bestimmt sein. Allerdings wird dadurch die Oszillation im unkorrelierten Bereich ebenfalls deutlich größer, wie Abbildung 4.16 zeigt. Man muss den Schnitt auf den Korrelationsfaktor dementsprechend nahe  $-1$  wählen.

In beiden Graphen sind innerhalb eines Bereiches einer Farbe und damit eines Trigger-Offsets deutliche Abweichungen von der Korrelationslinie zu erkennen. Dabei handelt es sich um Ereignisse, bei denen in kurzer Folge sowohl Teleskop als auch Sensor ein Triggersignal nicht bekommen haben, so dass sich die Korrelation von selbst wieder einstellt. Bei diesen Ereignissen sowie auch an den Übergängen zwischen verschiedenen Bereichen kommt es mit dem beschriebenen Verfahren vor, dass Ereignissen ein falsches Offset zugeordnet wird. Es bleiben also unkorrelierte Ereignisse zurück, die auf anderem Wege von der Analyse ausgeschlossen werden müssen. Besonders wenn man bedenkt, dass es in einigen Messreihen von typischerweise 50000 Ereignissen ( $\sim 10000$  Sensor-Hits) bis zu 40 Mal zu Triggerverlusten kam. Mit funktionierendem Alignment

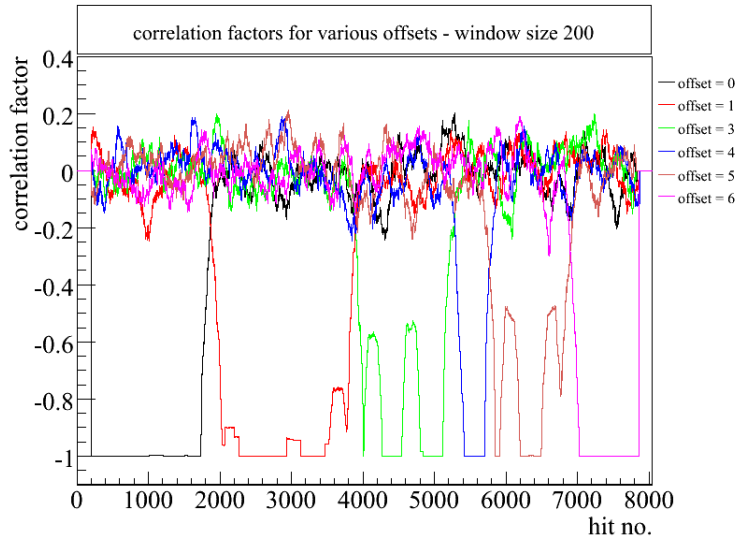


Abbildung 4.15: Bestimmung von Trigger-Verlusten über die Korrelation von Teleskop- und Sensordaten bei verschiedenen Trigger-Offsets für ein laufendes Fenster von 200 Ereignissen. Bei dieser Fenstergröße ist das Verfahren recht ungenau, dafür sind die unkorrelierten Oszillationen gering.

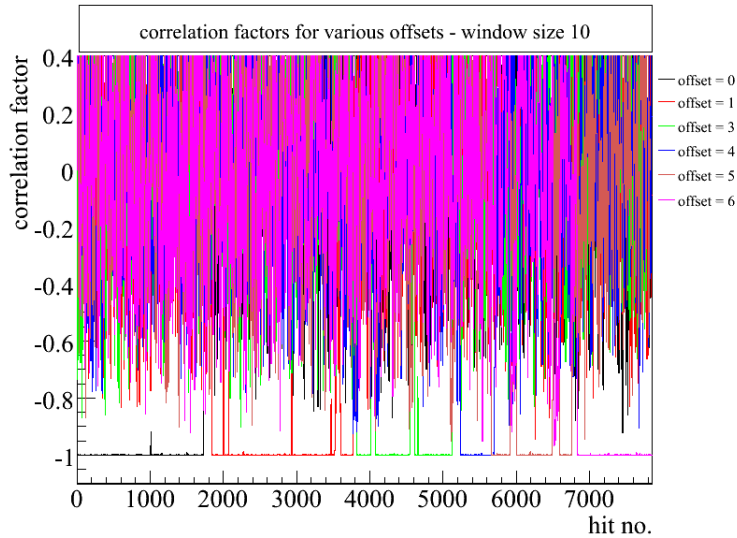


Abbildung 4.16: Bestimmung von Trigger-Verlusten über die Korrelation von Teleskop- und Sensordaten bei verschiedenen Trigger-Offsets für ein laufendes Fenster von 10 Ereignissen. Die unkorrelierten Oszillationen sind sehr stark ausgeprägt, mit einem Schnitt auf den Korrelationskoeffizienten nahe bei -1 kann man jedoch den Triggerverlust sehr genau detektieren.

könnte man eventuell jedes Event individuell resynchronisieren, indem man die Residuen der Track- und Sensorkoordinaten für verschiedene Offsets vergleicht.

In Abbildungen 4.17 werden die Korrelationsplots vor und nach der Resynchronisation betrachtet. Interessant ist es dabei, herauszufinden, wieviele Ereignisse jeweils außerhalb des korrelierten Bereiches liegen und damit für die Analyse verloren gehen. Für jeden Streifen wurde deshalb ein Gauß-Fit zur Bestimmung des Maximums durchgeführt, um danach die Korrelationsgerade durch die Maxima zu ermitteln (jeweils rechte Grafik). Die Breiten der Gauß-Verteilungen wurden dabei als Fehler berücksichtigt und nach der Resynchronisation außerdem ihr Mittel  $\bar{\sigma}$  bestimmt. Anschließend wurde gezählt, wieviele Ereignisse weiter als  $3\bar{\sigma}$  von der Korrelationslinie entfernt liegen. Vor der Resynchronisation gehen in diesem Beispiel etwa 68 % der Ereignisse verloren, nach der Reparatur nur noch ca. 10 %, d.h. der große Teil der beschädigten Daten konnte mit der Methode erfolgreich wieder hergestellt werden.

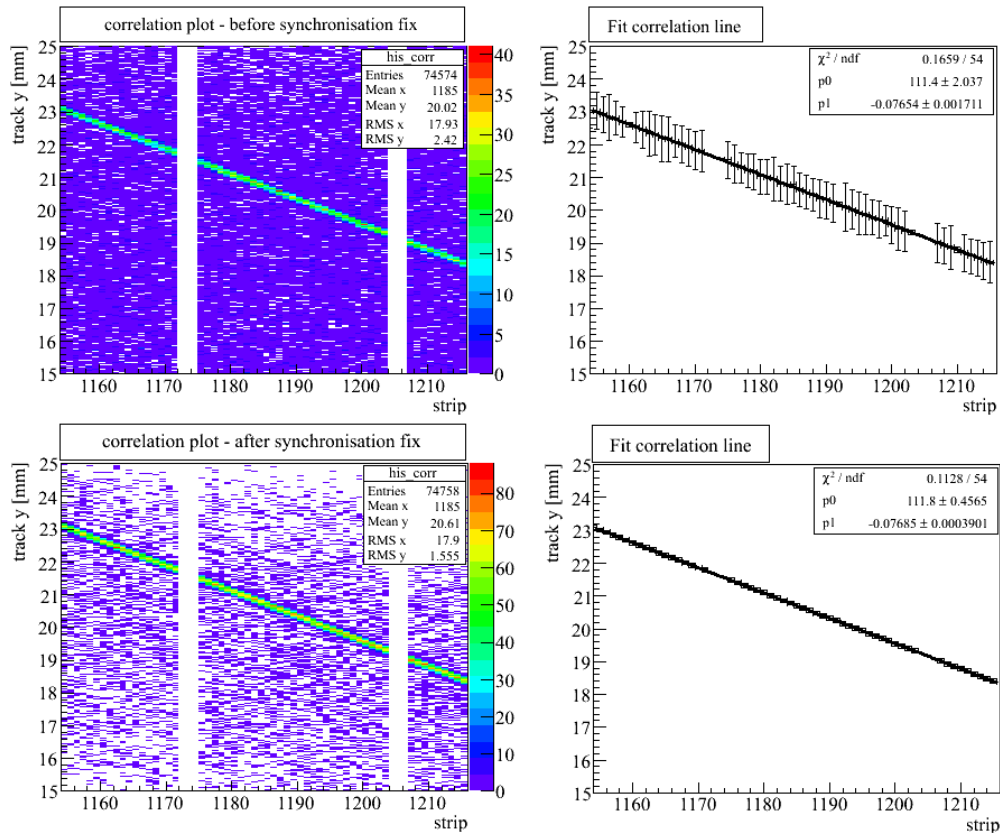


Abbildung 4.17: Bestimmt man die Korrelationsgerade vor (oben) und nach der Resynchronisation (unten), kann man vergleichen, wie viele Ereignisse in beiden Fällen verloren gehen. Während vor der Resynchronisation noch ca. 68 % der Ereignisse mehr als  $3\sigma$  von der Korrelationsgeraden entfernt liegen, sind nach der Reparatur nur noch etwa 10 % unkorreliert.

## 5 Alignment

Ziel der Teststrahlungsmessungen ist es, das Verhalten von 3D-stc Sensoren mit hoher Orts- und Zeitauflösung zu untersuchen. Die Informationen aus Teleskop und TDC dienen hierbei als Hilfsmittel und müssen in geeigneter Weise auf den Sensor übertragen werden, bevor mit der Auswertung von dessen Daten begonnen werden kann. Nicht die Spur eines Pions im willkürlich gewählten Labor- bzw. Track-Koordinatensystem T ist von Interesse, sondern sein Durchstoßpunkt im Sensor, dessen Lage in Bezug auf das Tracksystem zunächst nicht bekannt ist. Eine der Kernaufgaben dieser Diplomarbeit bestand darin, Alignment-Software zu entwickeln, mit der die Lage des Sensors ermittelt und die Koordinaten des Durchstoßpunktes in ein entsprechendes Sensor-Koordinatensystem S transformiert werden können.

Nach einem erfolgreichen Alignment können in Abhängigkeit von Ort und Zeit sinnvolle Klassen von Treffern definiert werden, um das Signal und die Effizienz des Sensors in seinen Substrukturen zu analysieren. Da aufgrund der oben geschilderten Probleme mit der Elektronik bereits die Tracking-Daten mit Fehlern behaftet sind, ist das Alignment allerdings nur unter erheblichen Einschränkungen möglich. In der Dimension entlang der Streifen konnte deshalb im Rahmen dieser Arbeit noch nicht die gleiche Präzision erreicht werden wie für die Dimension senkrecht zu den Streifen.

### 5.1 Geometrie

In Abbildung 5.1 ist Lage der beiden Koordinatensysteme zueinander veranschaulicht. Das Sensorsystem S wird so gewählt, dass die Oberfläche des Sensors in dessen x,y-Ebene ( $= x_s, y_s$ ) liegt. Eine erste Idee über seine Lage in Bezug zum Track-Koordinatensystem T kann aus Abschnitt 4.2.3 über die Track-Parameter gewonnen werden. Dort wurde die Definition des Laborsystems beschrieben. In Abbildung 4.14 ist in der mittleren rechten Grafik die Projektion der Sensor-Oberfläche in die Track-x,y-Ebene ( $= x_t, y_t$ ) zu sehen. Die  $z_t$ -Achse, und damit grob die Strahlrichtung zeigen aus der Bildebene heraus, das Testmodul befand sich bei ca. 92 cm entlang dieser Achse.

Ein Punkt, der sich zur Definition des Ursprungs  $\vec{0}_s = (x_{0,s}, y_{0,s}, z_{0,s})$  des Sensorsystems S auszeichnet, ist die rechte untere Ecke des Sensors.  $z_{0,s}$  ergibt sich aus den 92 cm Abstand entlang der  $z_t$ -Achse, aus der geringen Abweichung der Strahlachse von der  $z_t$ -Achse resultiert für  $x_{0,s}$  und  $y_{0,s}$  eine Verschiebung gegenüber den in der Abb. 4.14 abzulesenden Koordinaten von der Größenordnung 1 mm. Man kann darüber hinaus aus den Abmessungen des Sensors

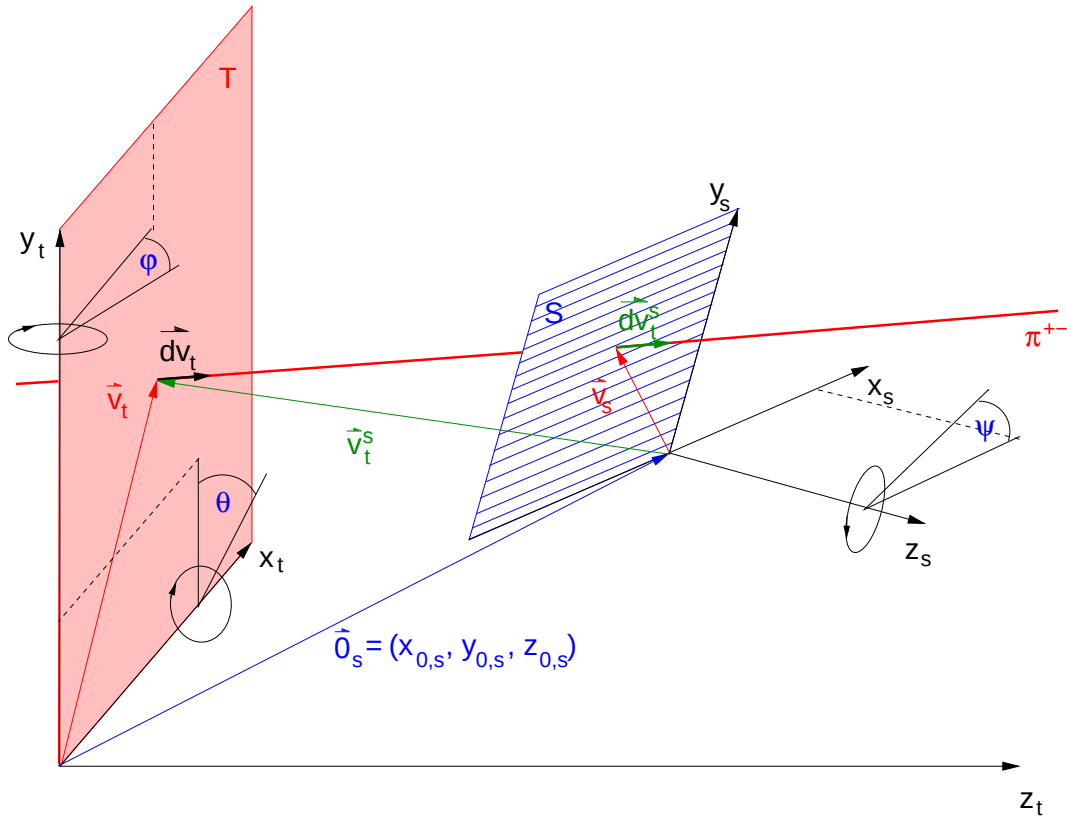


Abbildung 5.1: Track-Koordinatensystem T und Sensorsystem S. Der Verschiebungsvektor  $\vec{0}_s$  und die Drehungen um die Winkel  $\theta, \phi, \psi$  beschreiben die Koordinaten-Transformation von T nach S (Skizze nicht maßstabsgetreu).

in der Projektion entnehmen, dass die Sensorebene nur geringfügig gegenüber der Referenzebene gedreht ist. Der Einfachheit halber werden die Achsen des Sensorsystems S so festgelegt, dass sie sich nur durch diese kleinen Drehungen von den Achsen des Tracksystems unterscheiden. Mit diesen Definitionen von Ursprung und Achsen befindet sich der Sensor damit also im 2. Quadranten der  $x_s, y_s$ -Ebene, wobei es sinnvoll ist, die  $x_s$ -Achse kollinear zu den Streifen auszurichten.

Die Orientierung der Achsen des Sensorsystems kann durch die drei Winkel  $\theta$ ,  $\phi$  und  $\psi$  beschrieben werden. Sie wurden nicht nach der Eulerschen Konvention, sondern als anschauliche Drehungen des Sensors gewählt. Legt man  $\vec{0}_s$  zunächst in den Ursprung des Tracksystems T und wählt alle drei Winkel zu Null, d.h. legt man zunächst die Sensor-Oberfläche in die  $x_t, y_t$ -Ebene, kann man diese Operationen nachvollziehen. Zuerst wird die  $\theta$ -Rotation  $R_{\theta, \vec{x}_t}$  um die  $x_t$ -Achse ausgeführt, was einer Verkleinerung des Streifenabstandes in der Projektion des

Sensors auf die Ausgangsebene entspricht. Die anschließende  $\varphi$ -Rotation  $R_{\varphi, \vec{y}_t}$  um die  $y_t$ -Achse bewirkt in der Projektion eine Verkürzung der Streifenlänge. Nachdem das Sensorsystem nun auf diese Weise aus der ursprünglichen Ebene herausgedreht wurde, folgt die letzte Rotation  $R_{\psi, \vec{z}_s}$  unter dem Winkel  $\psi$  um die neue  $z_s$ -Achse.

Damit ergibt sich für die gesamte Rotation des Koordinatensystems S aus T:

$$R_{\theta, \varphi, \psi} = R_{\psi, \vec{z}_s} \cdot R_{\varphi, \vec{y}_t} \cdot R_{\theta, \vec{x}_t} \quad (5.1)$$

Die Rotation  $R_{\theta, \varphi, \psi}$  entspricht der aktiven Rotation eines Körpers in T. Die Transformation von Koordinaten in T nach Koordinaten in S, bei der ein Punkt selbst unverändert bleibt und lediglich das System gedreht wird, entspricht also gerade der inversen Rotation  $R_{\theta, \varphi, \psi}^{-1}$ . Dabei ist allerdings noch die Verschiebung  $\vec{0}_s$  des Koordinatenursprungs zu berücksichtigen, so dass sich die gesamte Transformation eines Vektors  $\vec{v}_t$  in Track-Koordinaten nach  $\vec{v}_t^s$  in Sensor-Koordinaten schreiben lässt:

$$\vec{v}_t^s = R_{\theta, \varphi, \psi}^{-1}(\vec{v}_t - \vec{0}_s) \quad (5.2)$$

Diese Drehungen sind ebenso wie die Verschiebung von  $\vec{0}_s$  in Abbildung 5.1 dargestellt.

Neben den Aufpunktsvektoren  $\vec{v}_t$  der Pionen-Spuren, werden in den Tracking-Daten die Richtungsvektoren  $d\vec{v}_t$  geliefert. Sie müssen bei der Transformation keiner Verschiebung, sondern lediglich der Rotation unterzogen werden:

$$d\vec{v}_t^s = R_{\theta, \varphi, \psi}^{-1}(d\vec{v}_t) \quad (5.3)$$

Der Durchstoßpunkt  $\vec{v}_s$  des Pions auf dem Sensor entspricht dem Schnittpunkt der Track-Gerade und der  $x_s, y_s$ -Ebene. Es ist zweckmäßig, diesen Punkt in Sensorkoordinaten zu berechnen, zum einen, weil für die weitere Analyse lediglich das Sensorsystem von Interesse ist, zum anderen, weil sich durch diese Wahl mit  $z_s = 0$  das erforderliche Gleichungssystem zur Berechnung des Extrapolationskoeffizienten  $k$  deutlich vereinfacht:

$$\vec{v}_s = \vec{v}_t^s + k \cdot d\vec{v}_t^s \quad (5.4)$$

$$\begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_t^s \\ y_t^s \\ z_t^s \end{pmatrix} + k \cdot \begin{pmatrix} dx_t^s \\ dy_t^s \\ dz_t^s \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

$$\Rightarrow k = -z_t^s / dz_t^s \quad (5.6)$$

Der Koeffizient  $k$  ergibt sich also direkt aus den  $z$ -Koordinaten der transformierten Aufpunkts- und Richtungsvektoren eines Tracks, der Durchstoßpunkt  $\vec{v}_s$  ist damit eindeutig bestimmt.

## 5.2 Bestimmung der Alignment-Parameter

### 5.2.1 Fit-Algorithmus

Ist die Lage des Sensors, d.h. sind  $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$  und  $\vec{0}_s$  mit ausreichender Präzision bekannt, kann  $\vec{v}_s$  mit Hilfe der obigen Gleichungen direkt aus  $\vec{v}_t^s$  und  $d\vec{v}_t^s$  berechnet werden. Dies ist aber zunächst nicht der Fall, die sechs Parameter der Transformation müssen zuerst aus einem  $\chi^2$ -Fit bestimmt werden. Mit einem plausiblen Satz von Schätzern für die Parameter können Residuen, d.h. Differenzen aus den mit den Tracks berechneten und den mit dem Sensor gemessenen Durchstoßpunktskoordinaten gebildet werden. Sie sollten umso kleiner sein, je besser die Parameter die Transformation beschreiben. Das  $\chi^2$  ist daher geeigneterweise als Summe der fehlergewichteten Residuenquadrate aller  $N$  Treffer zu wählen. Gemessen wurde im Experiment allerdings nur die mit dem Streifen-Pitch von  $80 \mu\text{m}$  gebinnete  $y_s$ -Koordinate, deshalb sind nur die Residuen in dieser Dimension verwendbar:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{\text{Res}^2(y_{s,i}, y_{s,i}^{\text{mess}})}{\sigma^2} = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{i=1}^N (y_{s,i} - y_{s,i}^{\text{mess}})^2 \quad (5.7)$$

Der Wahl des Koordinatenursprungs  $\vec{0}_s$  entsprechend muss der unterste Streifen mit dem kleinsten Index  $n = 1$  genau  $40 \mu\text{m}$  oberhalb der  $x_s$ -Achse liegen. Für das  $i$ -te Ereignis wird der getroffene Streifen  $n_i$  deshalb wie folgt in die Koordinate  $y_{s,i}^{\text{mess}}$  übertragen:

$$y_{s,i}^{\text{mess}} = (n_i \cdot 0,08 - 0,04) \text{ mm} \quad (5.8)$$

Der Streifen-Pitch stellt damit eine klar definierte Randbedingung an das Minimierungsproblem. Für die  $x_s$ -Richtung würde die Streifenlänge eine solche Bedingung darstellen. Da der Sensor aber nicht vollständig vom Strahl ausgeleuchtet war (s. Abb. 4.14), fällt diese Einschränkung des Problems weg. Über  $x_{0,s}$  und den Winkel  $\varphi$  würden sich lediglich dann Aussagen treffen lassen, wenn die Säulenstruktur entlang eines Streifens auflösbar ist. Umgerechnet auf die sichtbare Fläche von etwa  $1 \text{ cm}^2$  stehen dafür aber nicht genügend Ereignisse zur Verfügung. Die Unterteilung in das notwendige  $10 \mu\text{m}$  Raster ergibt etwa 10000 Flächenelemente. Bei einer Gesamtheit von ca. 70000 Ereignissen pro Betriebsspannung sind Unterschiede nicht signifikant. Ob eine Faltung der Flächenstücke auf eine Einheitszelle zur Konzentration der Statistik in einem iterativen Prozess möglich ist, konnte im Rahmen dieser Arbeit bisher noch nicht untersucht werden. Auf jeden Fall aber setzt sie ein ausreichend gutes Alignment in  $y_s$  voraus.



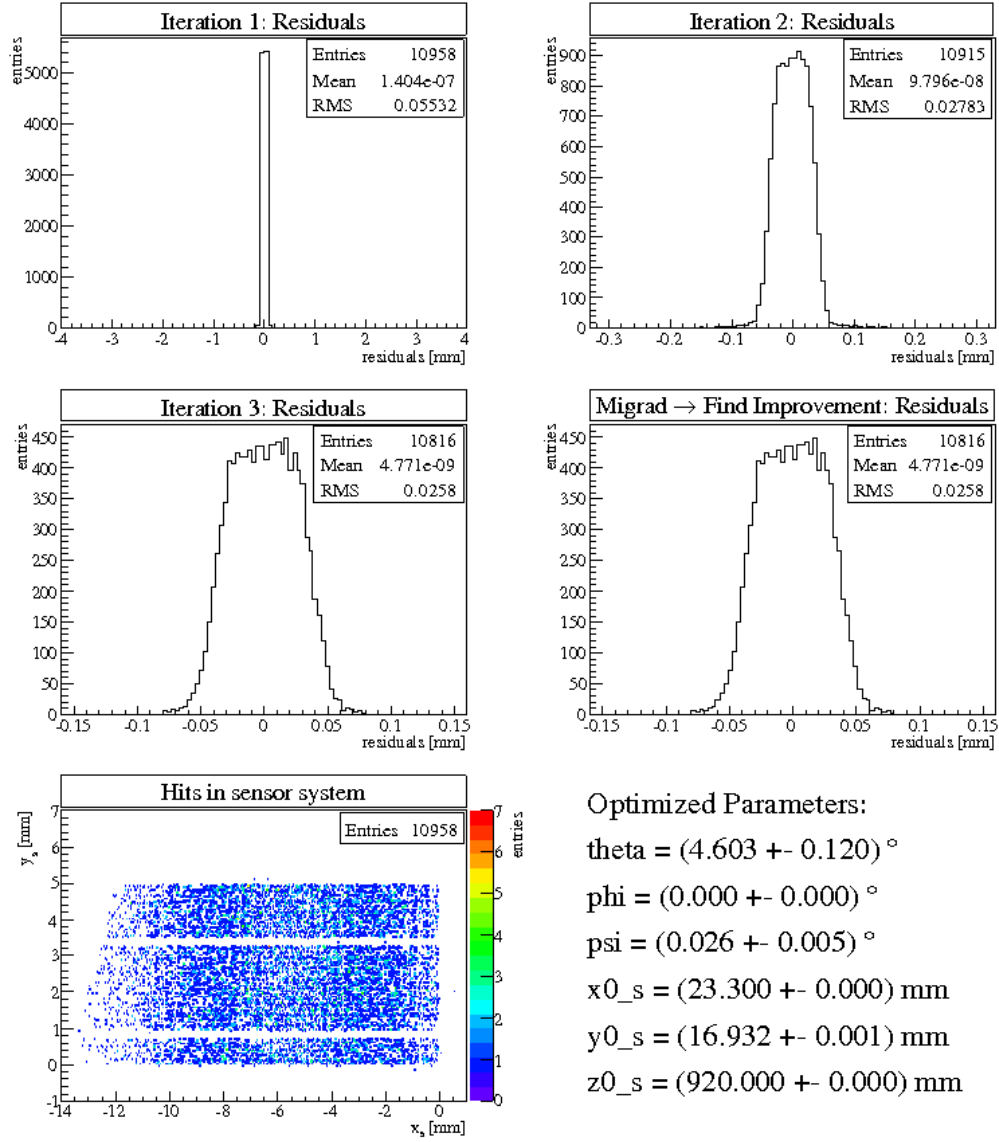
Der Winkel  $\varphi$  liegt den direkten Messungen während des Teststrahls zufolge sehr Nahe bei Null, weshalb sein Einfluss auf die y-Residuen deutlich kleiner als  $1\ \mu\text{m}$  ist. Mit der Fixierung von  $x_{0,s} = 23,3\ \text{mm}$  und  $\varphi = 0$  reduziert sich die Zahl der freien Fit-Parameter auf vier.

Der zur Gewichtung der Residuen in Formel (5.7) verwendete Fehler  $\sigma$  ist im Wesentlichen für alle Ereignisse gleich, da er von der Auflösung eines Sensor-Streifens und der Auflösung des Teleskops dominiert wird. Eine Abschätzung des Fehlers liefert die quadratische Summe aller möglichen Beiträge, deren größten die Auflösung des Sensors mit  $\sigma_s = 80/\sqrt{12}\ \mu\text{m} \approx 23\ \mu\text{m}$  darstellt. Alle anderen denkbaren Effekte wie etwa Ungenauigkeiten der Messelektronik werden mit der Teleskop-Auflösung von  $\sigma_t = 8\ \mu\text{m}$  zusammengefaßt und auf konservative  $\sigma_{\text{Rest}} \approx 10\ \mu\text{m}$  geschätzt. Damit ergibt sich:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_{\text{Rest}}^2} \approx 0,025\ \text{mm} \quad (5.9)$$

Die  $\chi^2$ -Minimierung wurde iterativ mit Hilfe der in ROOT [BR97] implementierten Minuit-Routine [Jam98] umgesetzt, wobei nach jedem Durchlauf ein Schnitt auf die Residuen durchgeführt wurde. Dies ist in Abb. 5.2 veranschaulicht, die die Residuenverteilungen nach jeder Iteration enthält. Ihre Form spiegelt die in den Algorithmus eingeflossenen Annahmen sehr gut wider: Jeder Streifen deckt einen y-Bereich von  $80\ \mu\text{m}$  ab, damit ergibt sich für die Residuen eine mit der Teleskop-Auflösung gauß'sch verschmierte Rechteckverteilung mit der Breite der Sensor-Auflösung, d.h. einer Gesamtbreite, die in etwa dem in Formel (5.9) abgeschätzten Fehler entspricht.

Als Schnittkriterium wurde das Maximum von 3 RMS der jeweiligen Residuenverteilung und dem Streifenabstand gewählt. Bei Treffern mit zu großen Residuen handelt es sich eindeutig um fehlerhafte Ereignisse, da sie jedoch zunächst das  $\chi^2$  und damit die Fit-Parameter stark beeinflussen, muss der Schnitt in den ersten Durchläufen noch so weit gefasst sein, dass keine sinnvollen Ereignisse aufgrund falscher Parameter verworfen werden. Die Minimierung pendelt sich nach wenigen Iterationen ein, dann ist der Streifenabstand ein gutes Maß für den Schnitt, da Ladungsteilung über mehrere Streifen beim 3D-stc Design stark unterdrückt ist. Am Ende des Minimierungsprozesses werden zur Kontrolle alle Treffer in der x,y-Ebene des Sensors geplottet (Abb. 5.2 unten), grobe Fehler im Verfahren sollten darin z.B. durch einen Schiefstand des Sensors sofort erkennbar sein.



Optimized Parameters:

$$\theta = (4.603 \pm 0.120)^\circ$$

$$\phi = (0.000 \pm 0.000)^\circ$$

$$\psi = (0.026 \pm 0.005)^\circ$$

$$x_{0,s} = (23.300 \pm 0.000) \text{ mm}$$

$$y_{0,s} = (16.932 \pm 0.001) \text{ mm}$$

$$z_{0,s} = (920.000 \pm 0.000) \text{ mm}$$

Abbildung 5.2: Alignment-Verfahren für eine Messreihe. In mehreren Iterationen werden fehlerhafte Ereignisse über einen Residuenschnitt entfernt. Zur Kontrolle werden die Treffer in der Sensor- $x,y$ -Ebene geplottet (unten). Die Parameter  $\theta$ ,  $x_{0,s}$  und  $z_{0,s}$  sind im Fit fixiert.

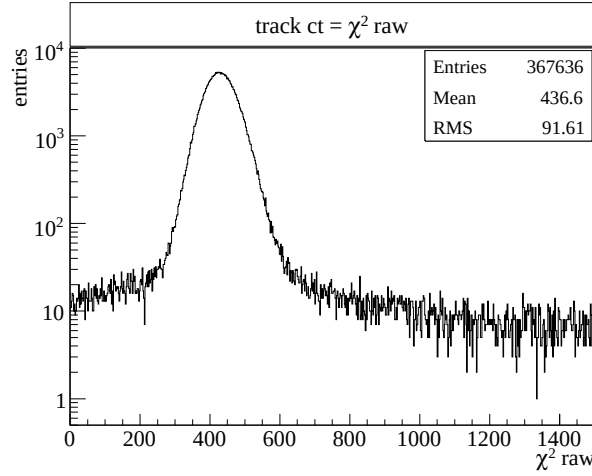


Abbildung 5.3: Verteilung des ungewichteten Track- $\chi^2_{\text{raw}}$  für mehrere Messreihen. Ereignisse mit sehr großen  $\chi^2_{\text{raw}}$ -Werten können vom Alignment ausgeschlossen werden, da der Track-Fit unzuverlässig ist.

### 5.2.2 Qualitätsschnitte

Im Abschnitt 4.2.4 über das Synchronisationsproblem wurde darauf eingegangen, dass für etwa 10 % aller als Treffer registrierten Ereignisse keine Trigger-Korrektur möglich ist. Für diese Ereignisse besteht keine Korrelation zwischen Track- und Sensordaten, ihre Residuen sind damit im allgemeinen sehr groß und haben einen erheblichen Einfluß auf die  $\chi^2$ -Berechnung. Zwar sollten sie über die Residuenschnitte nach und nach entfernt werden, man kann allerdings den Algorithmus stabilisieren und unnötige Iterationen vermeiden, wenn man sie bereits von Anfang an im Alignment unberücksichtigt lässt. Dazu wird die gleiche Methode verwendet, mit der der Anteil der nicht wiederherstellbaren Events auf 10 % bestimmt wurde (S. 53).

Darüber hinaus können schlecht rekonstruierte und stark gestreute Pionen-Spuren die  $\chi^2$ -Minimierung verfälschen. Deshalb lohnt es sich, die Track-Parameter genauer nach möglichen Ausschlusskriterien zu untersuchen. Eine wichtige Schnittgröße liefert die Variable ct in Abb. 5.3, die das ungewichtete  $\chi^2_{\text{raw}}$  des Track-Fits aus den Teleskop-Daten darstellt. Ihre Skalierung ist damit relativ willkürlich. Man erkennt im Histogramm, in dem die Anzahl der Einträge logarithmisch aufgetragen ist, dass die Ereignisse im Mittel ein  $\chi^2$  von etwa 436 aufweisen. Ein Gauß-Fit an die Verteilung liefert als Erwartungswert  $\mu_{\text{ct}} = 431,3 \pm 0,2$  und als Standardabweichung  $\sigma_{\text{ct}} = 44,7 \pm 0,1$  bei einem  $\chi^2_{\text{ct}}/\text{ndf}$  von 4,2. Der ct-Schnitt wird aufgrund dieser Werte zu  $\mu_{\text{ct}} + 5\sigma_{\text{ct}} \approx 655$  festgesetzt.

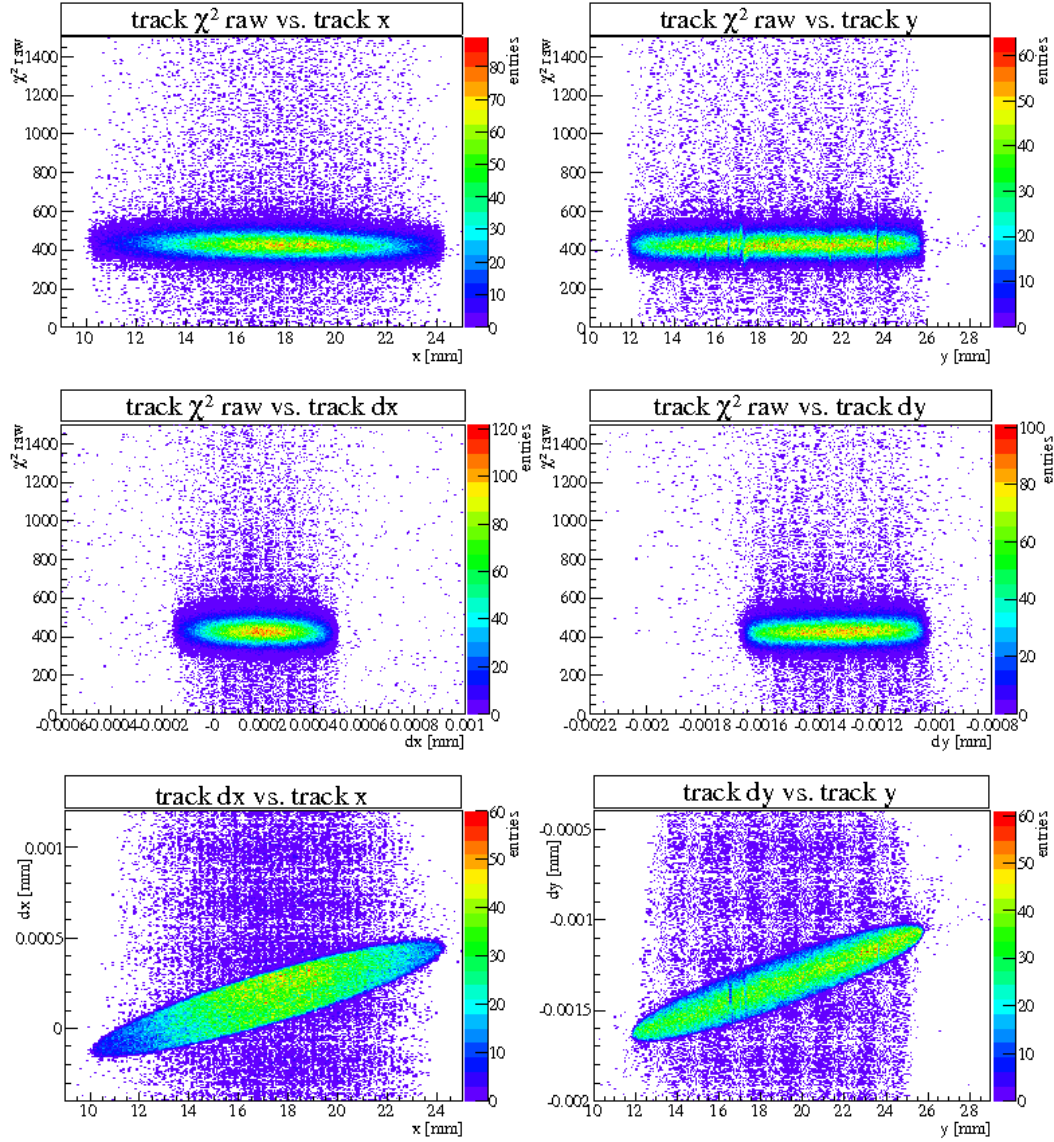


Abbildung 5.4: Track-Parameter und ihre Abhängigkeiten. Aus den Grafiken lassen sich Rückschlüsse über den Strahl ziehen und Qualitätsschnitte zur Entfernung schlecht rekonstruierter Tracks bestimmen.

Sollte es schlechte Regionen im Teleskop gegeben haben, so würden Tracks mit hohen  $\chi^2_{\text{raw}}$ -Werten vorzugsweise für bestimmte Track-Parameter auftreten. Um dies zu untersuchen, wurde in Abb. 5.4 das  $\chi^2_{\text{raw}}$  in Abhängigkeit der Parameter  $x_t$ ,  $y_t$ ,  $dx_t$  und  $dy_t$  in Histogramme geplottet. Dabei sind keine Auffälligkeiten zu bemerken. Korrelation besteht allerdings zwischen den Ablenkungen  $dx_t$ ,  $dy_t$  und den zugehörigen Aufpunktskoordinaten  $x_t$  und  $y_t$ , wie in den unteren beiden Plots zu sehen ist. Dies belegt lediglich den Umstand, dass der Strahl sich aufweitet, d.h. im Außenbereich des Strahls befindliche Pionen wurden tendenziell stärker nach außen abgelenkt. Mit einem Intervallschnitt um die Korrelationsgeraden kann man unter sehr großen Winkeln gestreute Pionen ausschließen.

### 5.2.3 Validierung

Die Fehler der Fit-Parameter in Abb. 5.2 deuten an, dass in diesem Fall zusätzlich zu  $x_{0,s}$  und  $\varphi$  auch  $z_{0,s}$  auf den oben abgeschätzten Wert von 92 cm festgesetzt war. Die Messfehler und die Unsicherheit, den Wert auf den Abstand der Koordinatensysteme zu übertragen, wird auf 5 cm geschätzt. Lässt man den Parameter zur genaueren Anpassung variabel in den Fit eingehen, so ergibt sich für alle Messreihen ein Wert, der sehr viel näher bei Null liegt. Um diesen Sachverhalt genauer zu untersuchen, wurde die Minimierung für verschiedene feste  $z_{0,s}$  durchgeführt. Die Verteilung der entsprechenden  $\chi^2$ -Werte ist in Abb. 5.5 im Plot oben links über einen Bereich von 1,50 m zu sehen.

Betrachtet man im rechten oberen Graphen den Neigungswinkel  $\theta$  in Abhängigkeit von  $z_{0,s}$ , so ist erkennbar, dass der Minimierungsalgorithmus jedes Verschieben des Sensors zur Referenzebene bei  $z_{0,s} = 0$  durch ein stärkeres Verkippen ausgleicht. Bei  $z_{0,s} = 0$  ist  $\theta$  aber bereits größer als  $15^\circ$ , was ebenfalls mit der Beobachtung unvereinbar ist. Auch wenn der sehr kleine Sensor in der Klebstoffschicht auf dem Modul ein gewissen Schiefstand hatte, ist ein Neigungswinkel von über  $10^\circ$  sehr unwahrscheinlich.

Da der Pionen-Strahl nicht kollinear ist, sondern entlang seiner Achse aufächert, sind die Parameter  $\theta$  und  $z_{0,s}$  deutlich korreliert, denn sowohl ein Kippen als auch ein Verschieben des Sensors gegen Null entsprechen einer Verkleinerung des Streifenabstandes in der Projektion auf die Track-x,y-Ebene. Die Randbedingung des tatsächlichen Streifen-Pitches von  $80 \mu\text{m}$  reicht möglicherweise bei der Betrachtung von eindimensionalen Residuen nicht für eine eindeutige Lösung des Problems aus. Das  $\chi^2$ -Minimum bei  $z_{0,s} = 0$  kann dadurch entstehen, dass sich fehlerhafte Richtungsinformationen bei größeren Abständen viel stärker auf die Residuen auswirken und damit das  $\chi^2$  ansteigen lassen. Wie die beiden unteren Plots in Abb. 5.5 zeigen, kann dies auch nicht

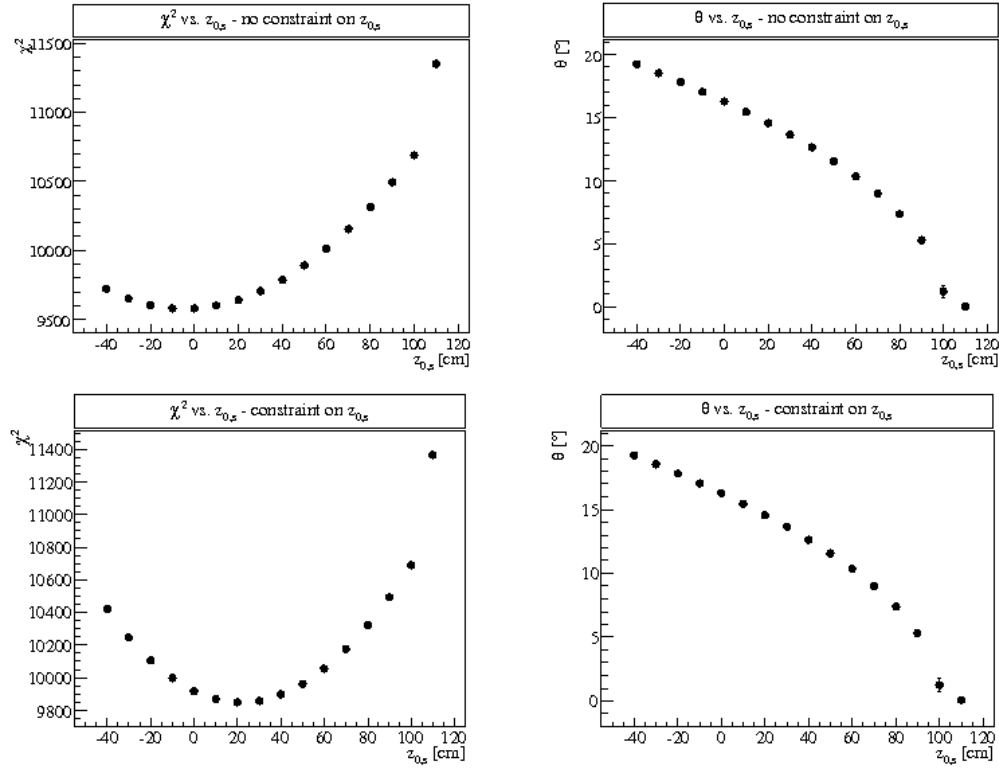


Abbildung 5.5:  $\chi^2$  des Alignment-Fits und Winkel  $\theta$  als Funktion von  $z_{0,s}$ . Für die unteren beiden Graphen wurde der Messwert von  $z_{0,s}$  in den Fits berücksichtigt.

dadurch kompensiert werden, dass die zusätzliche Randbedingung aus der Messung von  $z_{0,s}$  zu  $(92 \pm 5)$  cm als „Penalty“-Funktion im  $\chi^2$  Berücksichtigung findet:

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{i=1}^N (y_{s,i} - y_{s,i}^{\text{mess}})^2 + \left( \frac{z_{0,s} - 92}{5} \right)^2 \quad (5.10)$$

Die Verschiebung des Minimums geht in die beobachtete Richtung, ist allerdings immer noch zu klein.

Auch wenn nach allen Problemen bei der Messung die Vermutung nahe liegt, dass die Daten selbst ein korrektes Alignment unmöglich machen, muss ausgeschlossen werden, dass Fehler im Algorithmus für die Ergebnisse verantwortlich sind. Ein erster Plausibilitätstest wird bereits aus den Graphen in Abb. 5.5 möglich: Das Verfahren versucht für hohe  $z_{0,s}$  immer mehr, den Sensor gerade aufzustellen, um der Vorgabe des Streifenabstandes zu genügen. Oberhalb von etwa 1 m ist es selbst bei einer Verkippung von Null nicht mehr

möglich, dies zu erreichen, das  $\chi^2$  steigt sprunghaft an. Für  $z_{0,s} < 1$  m muss die Neigung umso stärker sein, je näher der Sensor der Referenzebene kommt. Die Plots entsprechen also den Erwartungen, eine detailliertere Prüfung der Validität des Algorithmus ist allerdings unerlässlich.

In der globalen Residuenverteilung, wie sie in Abbildung 5.2 zu sehen ist, sind die Residuen aller Streifen überlagert. Durch den Vergleich der Verteilungen an verschiedenen Orten des Sensors, d.h. in Abhängigkeit von  $x_s$  und  $y_s$  sollte ein mögliches Misalignment erkennbar sein. Dieses Vorgehen kann man in den Abbildungen 5.6 und 5.7 für die Parametersätze bei  $z_{0,s} = 92$  cm bzw.  $z_{0,s} = 120$  cm nachvollziehen. Zur Erhöhung der Statistik wurden dafür beim Alignment mehrere konsekutive Messreihen zusammengefasst. Dass dies gerechtfertigt ist und sich die Parameter von Messreihe zu Messreihe nur wenig ändern, wird weiter unten zu belegen sein.

Bei korrektem Alignment sind alle Verteilungen, unabhängig von der betrachteten Sensor-Region, dem Streifen-Pitch entsprechende, bei Null zentrierte Rechteckverteilungen. Der Plot oben links im Bild 5.6 zeigt, dass dies im Beispiel für alle Streifen der Fall ist. Die Residuen sind in der y-Achse aufgetragen, die Farbe gibt die Höhe der Verteilung wieder. Für alle Streifen ergibt sich in etwa das gleiche Bild. Auffällig sind lediglich der zweite und der dritte Streifen von links, sie waren möglicherweise kurzgeschlossen, so dass Ereignisse vom linken Streifen in den rechten gekoppelt haben. Die Streifen werden im Weiteren maskiert, da ihre Residuen das  $\chi^2$  verfälschen.

Die folgenden drei Grafiken veranschaulichen die  $x_s$ -Abhängigkeit der Residuenverteilungen für verschiedene Regionen des Sensors in  $y_s$ . Um eine genügend große Anzahl von Ereignissen zu erhalten, wurden im Plot oben rechts fünf Streifen aus dem oberen Teil des Sensors zusammengefasst, in den nächsten beiden Plots jeweils fünf Streifen aus dem mittleren und unteren Bereich (vgl. Abb. 5.2 unten links). Auch hier sind keinerlei Auffälligkeiten zu bemerken, lediglich die geringe Statistik für kleine  $x_s$  lässt die Verteilungen für die beiden unteren Streifenbereiche am linken Rand etwas verformt erscheinen. Der Schwerpunkt des Strahls befand sich im Experiment weiter rechts.

In den unteren beiden Plots wurde für je einen eingeschränkten Bereich auf der linken und der rechten Seite des Sensors die  $y_s$ -Abhängigkeit untersucht. Es zeigen sich keine deutlichen Unterschiede, was ebenfalls dafür spricht, dass der Alignment-Algorithmus korrekt implementiert wurde. Wenn das Verfahren funktioniert, sollte es bei Ununterscheidbarkeit der Effekte von  $z_{0,s}$  und  $\theta$  in der Lage sein, das Sensorsystem für jedes feste  $z_{0,s} \lesssim 1$  m auszurichten, so dass die gezeigten Plots in diesem Bereich alle ähnlich aussehen. Oberhalb der Grenze, ab der der Streifen-Pitch zu groß erscheinen muss, ist dies nicht mehr gegeben.

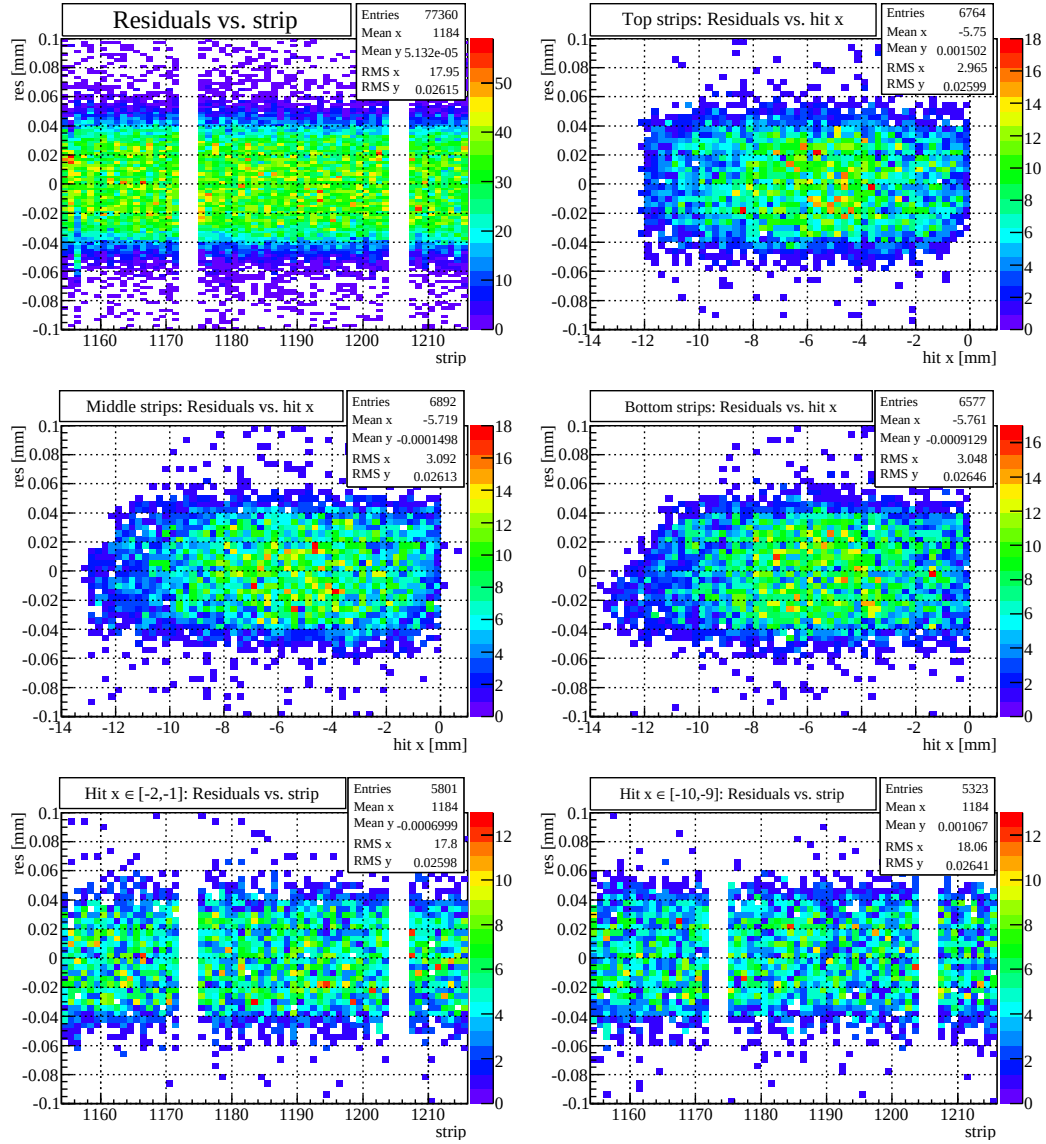


Abbildung 5.6: Validierung des Alignments für  $z_{0,s} = 92$  cm. Die genauere Betrachtung der Residuenverteilungen in verschiedenen Regionen des Sensors liefert keinen Hinweis auf ein falsches Alignment (vgl. Abb. 5.7 für  $z_{0,s} = 120$  cm).



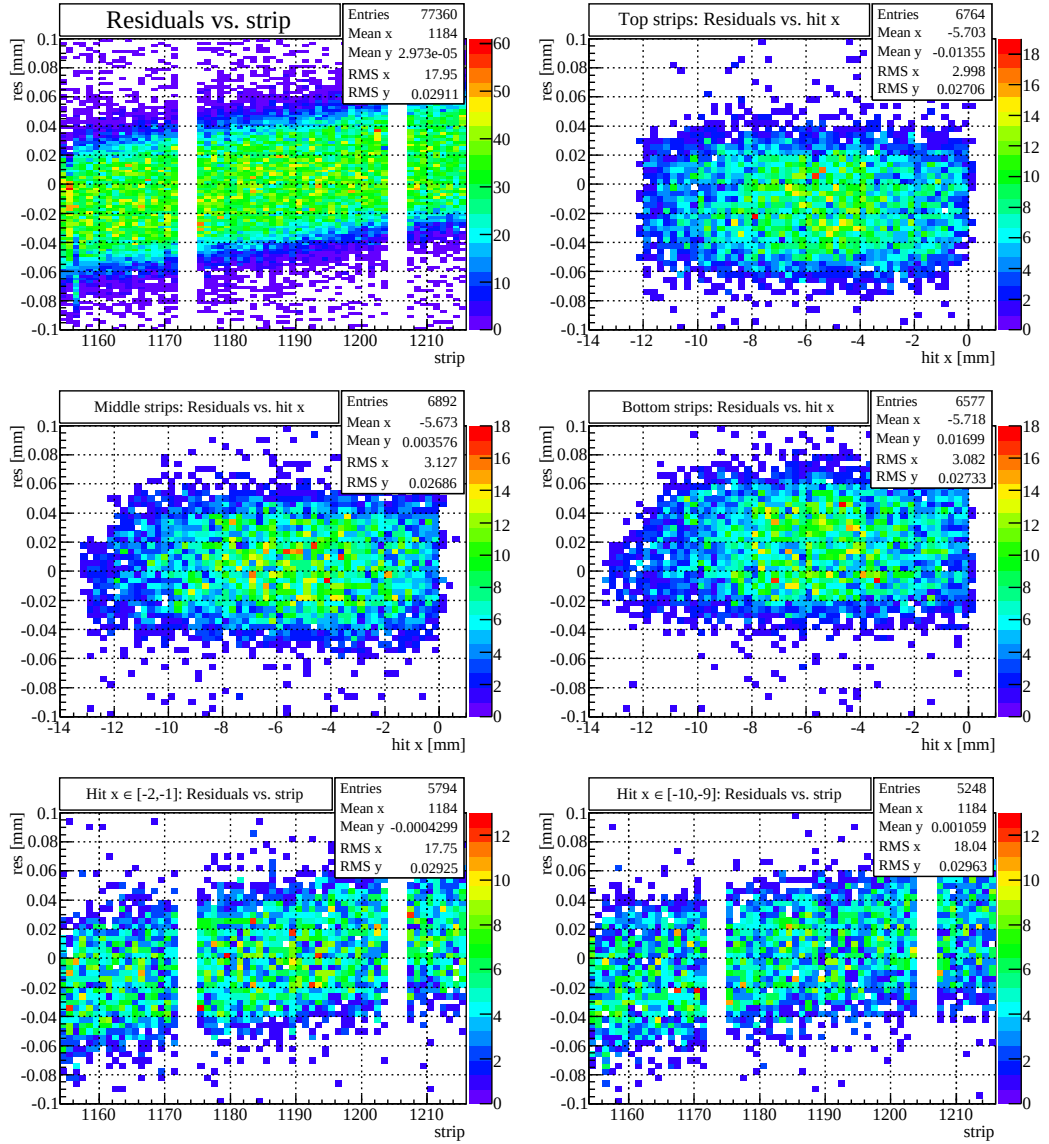


Abbildung 5.7: Validierung des Alignments für  $z_{0,s} = 120$  cm. Der Sensor kann erwartungsgemäß nicht mehr korrekt ausgerichtet werden, die Residuenverteilungen sind nicht mehr für jeden Streifen und alle  $x_s$  auf Null zentriert.

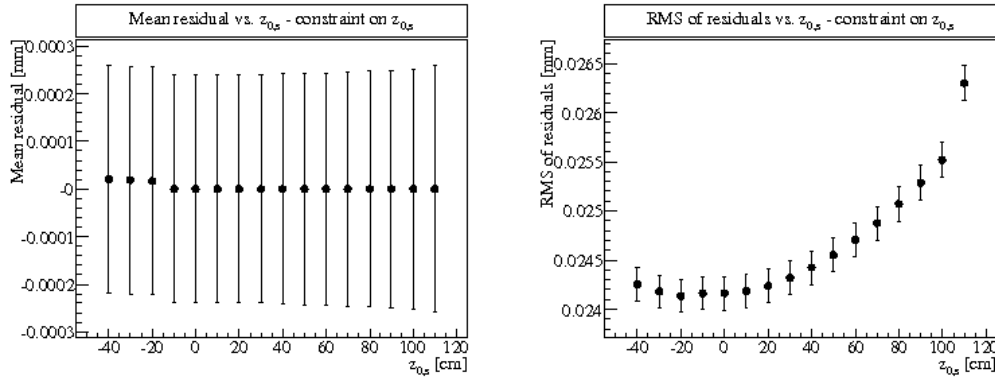


Abbildung 5.8: Mittelwerte und Breiten der Residuenverteilungen für verschiedene  $z_{0,s}$ .

In Abb. 5.7 sind die Ergebnisse der Validierung zum Vergleich für  $z_{0,s} = 1, 20$  m dargestellt. Man sieht dort, dass die Residuenverteilungen nicht mehr für alle Streifen auf Null zentriert werden können, sondern nur noch deren Superposition. Das Verhalten dieser gesamten Residuenverteilung für verschiedene  $z_{0,s}$  ist anhand der Mittelwerte und Breiten RMS in Abb. 5.8 erfasst. Für  $z_{0,s} < 0$  rückt der Mittelwert der Verteilung von der Null weg, während im positiven Bereich die Zentrierung bei allen  $z_{0,s}$  möglich ist. Der RMS wird mit zunehmendem  $z_{0,s}$  größer, was sich im entsprechenden  $\chi^2$  niederschlagen muss (s. Abb. 5.5). Der RMS entspricht in etwa dem  $\sigma$  in Formel 5.9, so dass sich daraus bei bekannter Sensorauflösung  $\sigma_s^2$  die restlichen Unsicherheiten  $\sigma_{\text{rest}}^2$  abschätzen lassen. Der bei  $z_{0,s} = 110$  cm resultierende Wert von  $\sigma_{\text{rest}}^2 \approx 12,6 \mu\text{m}$  erscheint unwahrscheinlich hoch, während die anderen Werte den Annahmen entsprechen bzw. diese übertreffen.

Zur Untersuchung der Funktionsfähigkeit des Algorithmus wurden weitere Studien durchgeführt, etwa die Ausrichtung der Achsen überprüft. Denkbar wäre beispielsweise, dass die im Fit fixierte Variable  $\varphi$  gerade um  $180^\circ$  falsch angenommen wurde. Auch dabei wurden keinerlei Hinweise auf Fehler gefunden.

#### 5.2.4 Ergebnisse

Nach intensiven Tests des Algorithmus und trotz Ausschöpfens aller Möglichkeiten für die Track-Selektion konnte keine Verbesserung beim globalen Fit für das Sensorsystem erzielt werden. Damit ist der Schluss gerechtfertigt, dass die Daten die gleichzeitige Bestimmung der Transformationsparameter  $\theta$  und

$z_{0,s}$  auf diesem Wege nicht zulassen. Die Tatsache, dass durch das Auftragen der Track-Aufpunktskoordinaten  $x_t$  und  $y_t$  in Abb. 4.14 eine Projektion des Sensors in der Referenzebene sichtbar wird, spricht zwar dafür, dass ein Großteil der Daten brauchbare Informationen enthält, anscheinend passieren aber dennoch zu viele schlecht rekonstruierte Ereignisse die Ausschlusskriterien. Die  $\chi^2$ -Verteilung zu Beginn des vorigen Abschnitts liefert einen Hinweis darauf, dass sie sich umso stärker auswirken, je weiter die Pionen-Spuren extrapoliert werden. Falsche Tracks können durch die interne Desynchronisation des Teleskops entstanden sein, ohne dass dies in den Verteilungen der Track-Parameter sichtbar wird. Auch beim Korrelationsschnitt, der aufgrund der BAT-Sensor-Desynchronisation durchgeführt wurde, gibt es einen gewissen Anteil von zufälligen Korrelationen.

Nichtsdestotrotz spiegelt die Form der Residuenverteilung die Erwartungen sehr gut wider. Im statistischen Mittel lassen sich also durchaus Informationen aus den Daten extrahieren, während es im Einzelfall nicht geklärt werden kann, ob ein Track korrekt rekonstruiert wurde oder nicht. Eine weitere Analyse der Messdaten kann somit durchaus zu sinnvollen Aussagen führen und wird deshalb mit einem Parametersatz realisiert, der auf der Messung von  $z_{0,s}$  zu  $(92 \pm 5)$  cm beruht. An dieser Stelle sei noch einmal betont, dass es nach den obigen Betrachtungen aufgrund der  $\theta$ - $z_{0,s}$ -Korrelation tatsächlich für die alignierte Koordinate  $y_s$  im Rahmen der Genauigkeit nur einen geringen Unterschied macht, welchen Wert  $z_{0,s}$  exakt hat, da die freien Fit-Parameter sich gegenseitig ausgleichen. Man kann für jedes in Frage kommende  $z_{0,s}$  ein Offset  $y_{0,s}$  und Winkel  $\theta$  und  $\psi$  finden, so dass die Durchstosspunkte im Mittel den richtigen Abstand zur Streifenmitte haben. Für die Ladungsdeposition und damit das Signal spielt lediglich eine Rolle, unter welchem Winkel  $\theta$  die Pionen in den Detektor eintreten und die Effekte der Unsicherheit werden zu betrachten sein.

Natürlich möchte man schlussendlich auch Informationen in  $x_s$ -Richtung gewinnen, wofür  $z_{0,s}$  sehr viel genauer bekannt sein muss. Ob der Fit mit den zusätzlichen Daten und Randbedingungen eine eindeutige Lösung hervorbringt, konnte im Zuge dieser Arbeit noch nicht untersucht werden.

Um den Parametersatz und vor allem die physikalisch relevanten Fehler zu bestimmen, die sich aus der recht großen Unsicherheit auf  $z_{0,s}$  ergeben, wird zunächst der Frage nachgegangen, inwieweit sich verschiedene aufeinanderfolgende Messreihen zusammenfassen lassen, ohne dass sich die Präzision des Alignments verschlechtert. Zwischen verschiedenen Runs zu einer Betriebsspannung sollten sich die Parameter nicht allzu stark verändern, da die Teststrahlzone nicht betreten wurde und andere Effekte auf den Aufbau wie etwa Temperaturschwankungen gering sein sollten. Ist dies der Fall, muss nicht für

jeden Run individuell aligniert werden.

Die Ergebnisse der Fits für die einzelnen Messreihen sind in Abb. 5.9 für eine Spannung von 40 V und in Abb. 5.10 für 60 V visualisiert. In den oberen Plots sind die Änderungen der Fit-Parameter nachvollziehbar, während die jeweils unteren beiden Grafiken belegen, dass in allen Fällen nullzentrierte Residuenverteilungen mit ähnlich plausibler Breite produziert wurden. Im mittleren rechten Plot ist darüber hinaus die Anzahl der Ereignisse für jeden Run aufgetragen.

Der Parameter  $y_{0,s}$ , durch den die untere Kante des Sensors bestimmt wird, streut für beide Spannungen nicht mehr als  $3\text{ }\mu\text{m}$  um den entsprechenden Mittelwert, was im Vergleich zu Teleskop-Auflösung von  $8\text{ }\mu\text{m}$  und Streifen-Abstand nur gering ist. Der Winkel  $\theta$ , der die Verkipfung der Oberkante gegenüber der unteren beschreibt, weicht im extremen Fall für Run 1390 (Abb. 5.9 oben rechts) um etwa  $0,4^\circ$  vom Mittelwert ab. Dies würde sich am stärksten auf den obersten Streifen auswirken, dessen Mitte damit um etwa  $6\text{ }\mu\text{m}$  falsch bestimmt wäre. Auch dies ist im Rahmen der Teleskop-Auflösung, man kann diese Messreihe jedoch individuell alignieren bzw. aufgrund ihrer geringen Anzahl von Ereignissen auch zunächst unberücksichtigt lassen. Der Winkel  $\psi$  dreht die Sensorfläche um die dazu orthogonale Achse, was selbst bei einer verhältnismäßig großen Abweichung vom Mittelwert von etwa  $0.0015^\circ$  im ebenfalls statistikarmen Run 1474 (Abb. 5.9) nur etwa  $3\text{ }\mu\text{m}$  Unterschied über die Streifenlänge ausmachen würde. Im Vergleich zur Teleskop-Auflösung ist also ein gemeinsames Alignment der jeweiligen Messreihen vertretbar, ohne dass sich dessen Genauigkeit dadurch stark verschlechtert.

Nachdem gezeigt wurde, dass den Daten in  $y_s$ -Richtung mit der Auflösung des Teleskops vertraut werden kann, können die freien Alignment-Parameter bei fixierten  $z_{0,s} = 92\text{ cm}$ ,  $x_{0,s} = 23,3\text{ mm}$  und  $\varphi = 0$  ermittelt werden. In den Abbildungen 5.11 und 5.12 wurde dies für alle Messungen bei den zwei schon dekodiert vorliegenden Betriebsspannungen dargestellt. Die Änderung der Parameter über den sinnvollen  $z_{0,s}$ -Bereich ist darin ebenfalls nachvollziehbar.

Da wie erwähnt  $y_{0,s}$  und  $\psi$  entsprechend der Vorgaben an die Residuen ohne Auswirkung auf die Physik optimiert werden, ist nur der Kippwinkel  $\theta$  interessant, der zugleich den Winkel darstellt, unter dem die Pionen in den Detektor eintreten. Je größer der Winkel ist, umso länger ist die Strecke, die die Teilchen im Sensor zurücklegen und umso mehr Elektron-Loch-Paare werden als Beitrag zum Signal erzeugt. Die Streckenänderung liegt aber im Rahmen der Fehler lediglich im Promille-Bereich und ist somit vernachlässigbar. Der einzige spürbare Effekt des Winkels betrifft Pionen, die in eine Säule fliegen. Bei einer Spannung von 40 V trägt nur der zwischen den Säulen verarmte Be-

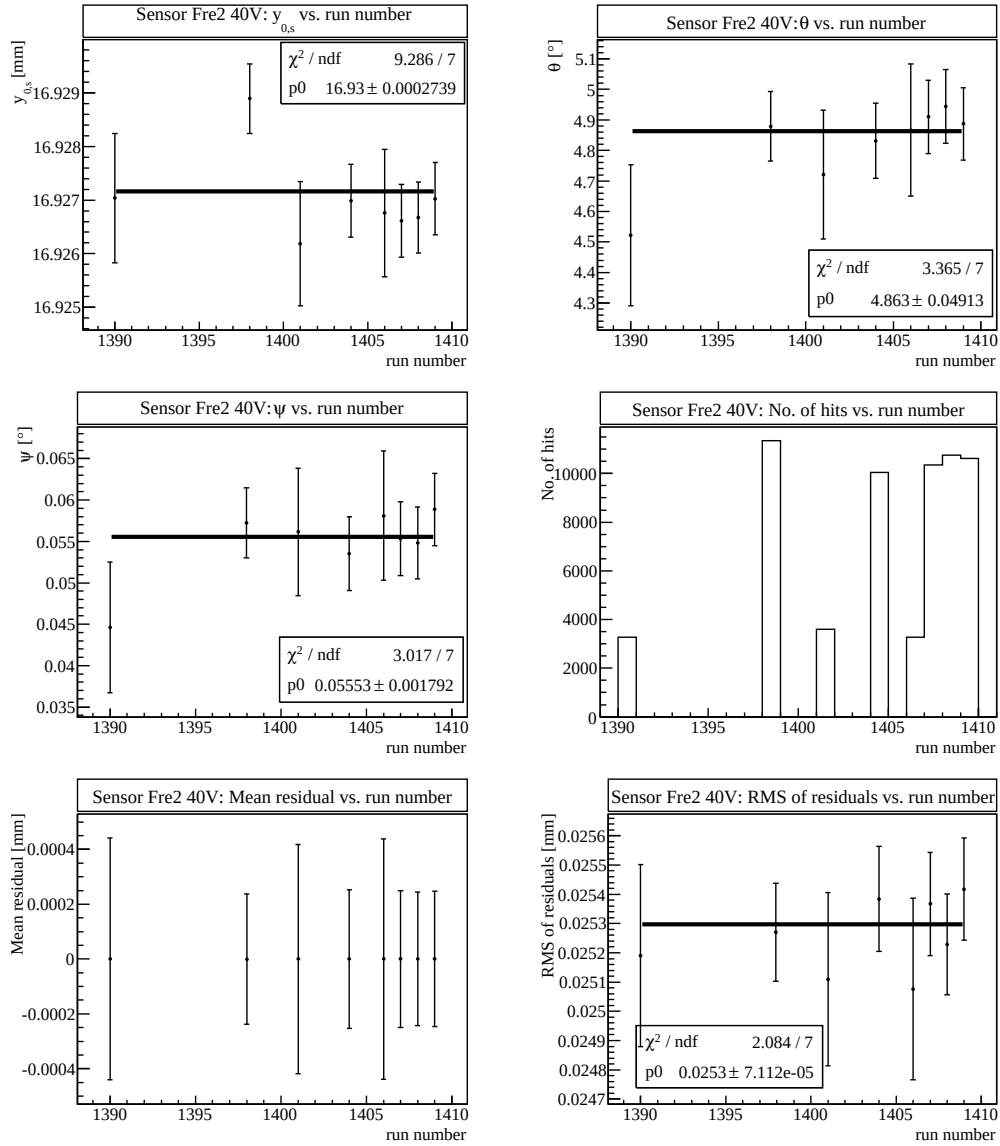


Abbildung 5.9: Vergleich der Alignment-Parameter aller Messreihen für den Sensor Fre2 bei 40 V Betriebsspannung.

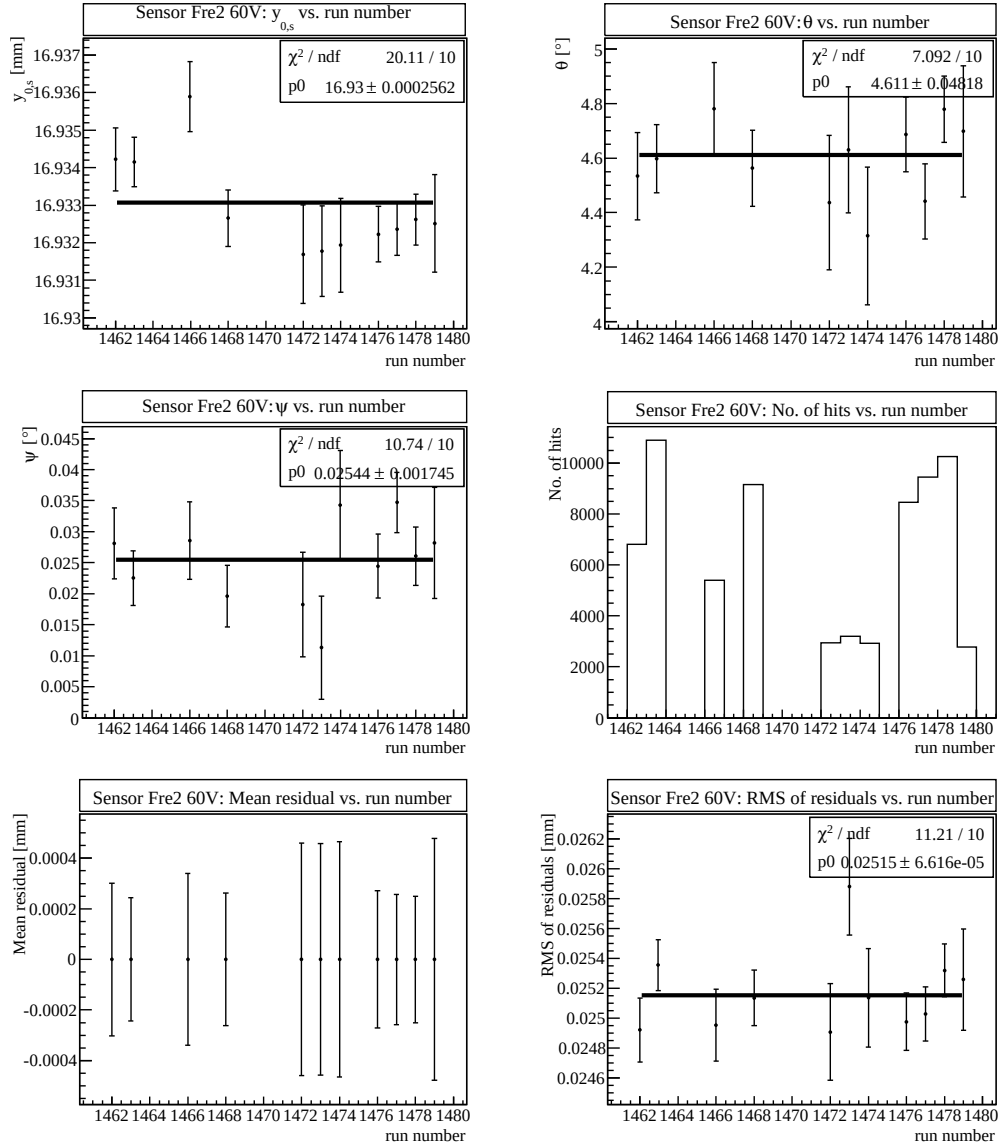


Abbildung 5.10: Vergleich der Alignment-Parameter aller Messreihen für den Sensor Fre2 bei 60 V Betriebsspannung.

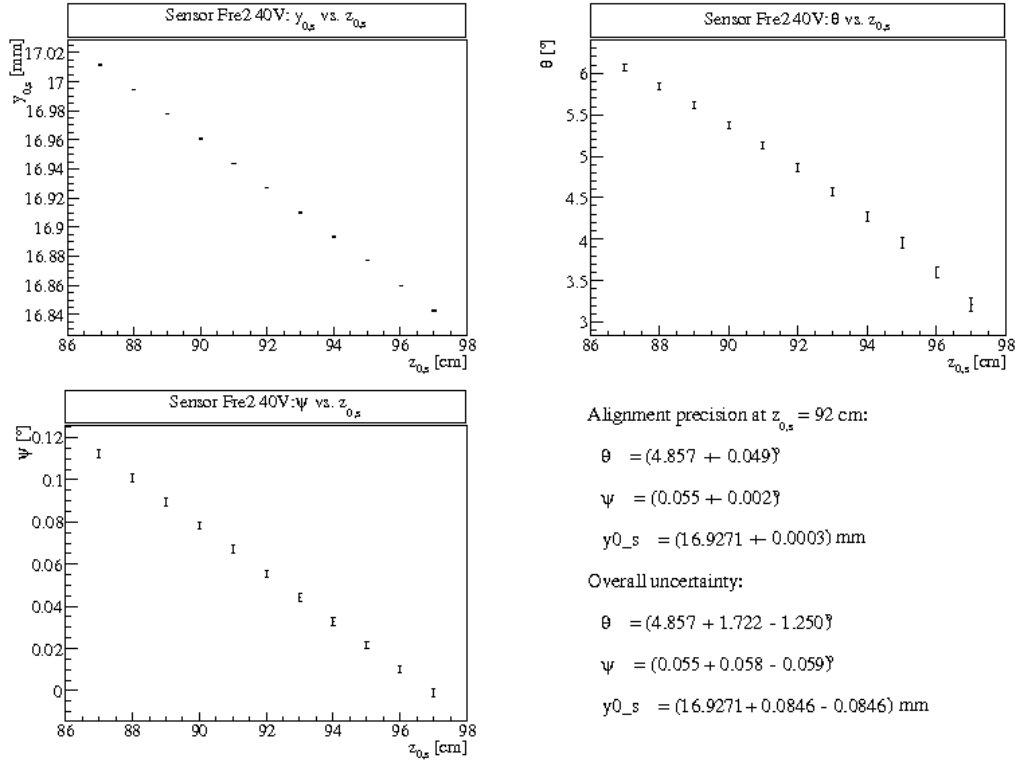


Abbildung 5.11: Alignment-Parameter aller Messreihen für den Sensor Fre2 bei 40 V Betriebsspannung. Trotz einer großen Unsicherheit auf die wahren Werte kann in der  $y_s$ -Richtung sehr präzise aligniert werden.

reich im Sensor zur Signalbildung bei, d.h. Teilchen, die unter einem Winkel von Null in eine Säule eintreten, hinterlassen keine Spuren im Detektor. Die Säulen haben einen Durchmesser von  $10 \mu\text{m}$ , entlang des Durchmesser legen Pionen bei  $4,9^\circ$  eine Strecke von  $12,8 \mu\text{m}$  zurück und treten also auf jeden Fall aus der Säule aus. Bei  $3,1^\circ$  gibt es einen Anteil Pionen, die nicht aus der Säule austreten, die Nachweiseffizienz in diesem Bereich ist also noch geringer und im anderen Extremfall, bei  $6^\circ$ , höher. Bei 60 V ist zusätzlich noch der Bereich vom Ende der Säulen bis zur Rückseite des Detektors verarmt, so dass die Unterschiede im Signal noch weniger ins Gewicht fallen sollten. Wie sich der Abfall der Effizienz an den Streifenpositionen bemerkbar macht, wird im nächsten Kapitel untersucht.

Abschließend lässt sich noch einmal zusammenfassen, dass durch die Unsicherheit in  $z_{0,s}$  keine besonders großen Effekte zu erwarten sind.

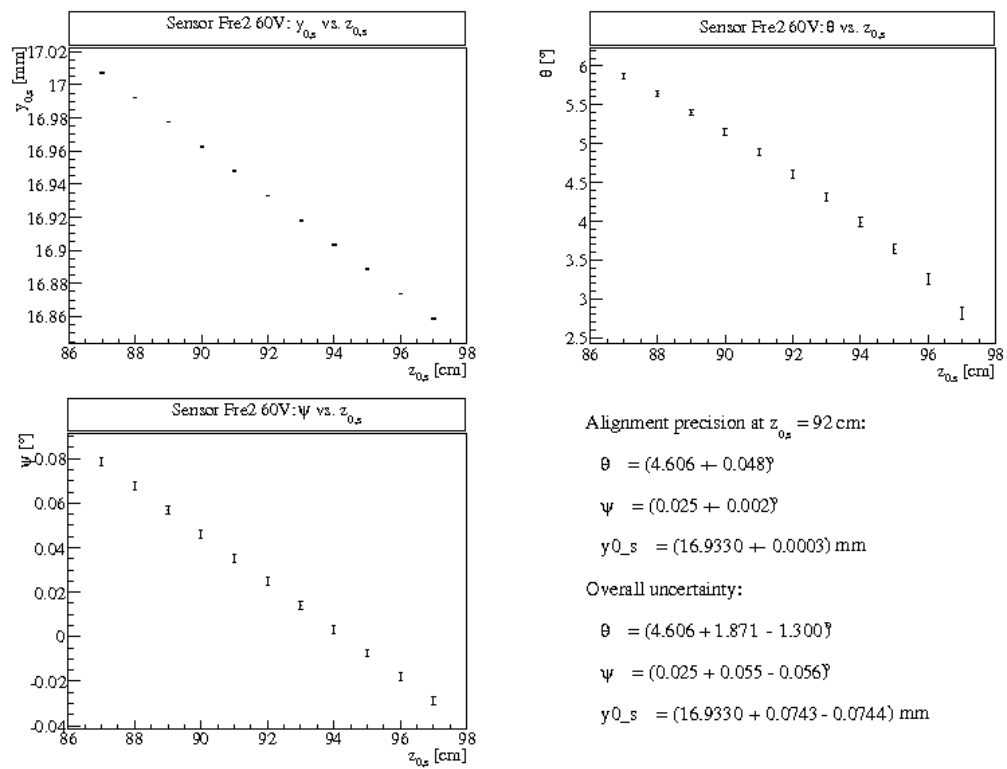


Abbildung 5.12: Alignment-Parameter aller Messreihen für den Sensor Fre2 bei 60 V Betriebsspannung.



## 6 Analyse der Daten

Beim Einsatz von Detektoren für Teilchen oder Strahlung ist im Normalfall eine hohe Nachweiseffizienz über die gesamte aktive Fläche von Bedeutung. In heutigen Experimenten der Hochenergiephysik ist es darüber hinaus wichtig, dass die Effizienz mit der zunehmenden Strahlenschädigung nicht allzu stark abnimmt. Dies führte u.a. zur Entwicklung des 3D Designs (Abschnitt 20). Die in dieser Arbeit beschriebenen Teststrahlungsmessungen wurden mit unbestrahlten Sensoren durchgeführt und können somit also keine Aussagen über die Änderung des Nachweisverhaltens mit der Bestrahlung liefern, sondern lediglich einen Ausgangspunkt für Vergleiche mit bestrahlten Detektoren darstellen. Das Hauptziel der Messungen besteht darin, die Signalbildung und damit die Effizienz in den periodischen Substrukturen zu untersuchen. Wie die Simulationen in Abschnitt 3.3.2 zeigen, lassen sich für das 3D-stc Design aufgrund der spezifischen elektrischen Feldkonfiguration deutliche Unterschiede über eine Einheitsszelle erwarten. Anhand der Daten kann überprüft werden, ob das Modell die Besonderheiten des Designs ausreichend gut beschreibt.

In den Kapiteln 4 und 5 wurde darauf eingegangen, dass die Fehlfunktion der Trigger-Logik bei den Messungen einen erheblichen Mehraufwand bei der Rekonstruktion der Daten und beim Alignment nach sich zog. Dies hat zur Folge, dass die orts aufgelöste Auswertung bisher auf die Richtung vertikal zu den Streifen an der Sensor-Oberfläche beschränkt ist. Benötigt werden dafür aber auch übergreifendere Eigenschaften wie das mittlere Rauschen und das mittlere Signal der Streifen. Eine derartige Charakterisierung des Detektors kann bereits ohne die Spur-Informationen des Teleskops durchgeführt werden.

### 6.1 Rauschen

In Abschnitt 5.2.4 wurde der Nachweis erbracht, dass sich aufeinanderfolgende Messreihen für eine Betriebsspannung zusammen betrachten lassen, weil Änderungen der experimentellen Bedingungen zwischen ihnen vernachlässigbar sind. Dies gilt insbesondere für das Rauschen, das neben den Detektoreigenschaften eher von der verwendeten Auslese-Elektronik und der Art und Länge der Kabel etc. abhängt, die während des gesamten Versuchs nicht ausgetauscht wurden. Sind die Werte für das Rauschen darüber hinaus bei allen Streifen hinreichend ähnlich, führt ihre Zusammenfassung zu einer weiteren Vereinfachung.

Die Abbildung 6.1 zeigt für die Messungen mit dem Sensor Fre0, dass dies nicht automatisch gegeben ist. Im oberen Plot ist die Verteilung der ADC

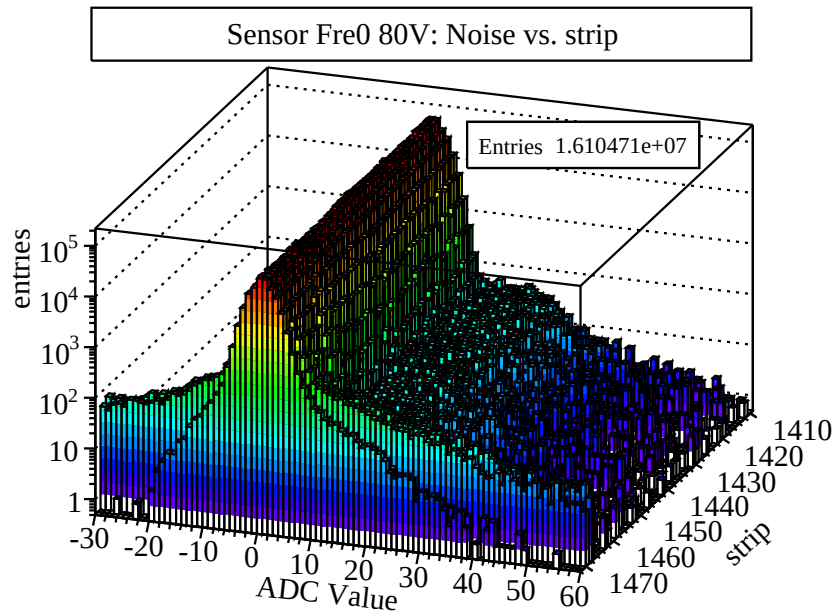
Werte jeweils für die einzelnen Streifen aufgetragen. Dabei wurden lediglich die Daten aus dem fünften 25 ns Fenster des Signal-Pulses verwendet, da dort nur ein geringfügiger Beitrag von echtem Signal der Teilchen zu erwarten ist. Der Übersichtlichkeit halber wurde für die Anzahl der Histogramm-Einträge eine logarithmische Skala gewählt. Wie man erkennen kann, ist der bei höheren ADC Werten liegende, vom Signal der Treffer stammende Anteil der Ereignisse um mehrere Größenordnungen kleiner. Er lässt sich auf Ladungen zurückführen, die bei Pionen-Durchgängen in der Region schwacher elektrischer Feldstärke in der Mitte zwischen zwei Streifen generiert werden und dann sehr langsam zu den Elektroden driften.

In der Abbildung 6.1 oben sind nun einige Streifen zu erkennen, deren Verhalten vom ansonsten einheitlichen Bild abweicht. Das Rauschen erstreckt sich dabei allerdings über einen so großen ADC-Bereich, dass eine Unterscheidung gegenüber dem Signal nicht möglich ist. Die Streifen werden daher im Weiteren gänzlich von der Analyse ausgeschlossen. Bereits vorab maskiert sind Kanäle, deren höheres Rauschen in Abschnitt 4.2.2 mit der Header-Interferenz des Auslese-Chips erklärt wurde. Ihr Fehlen ist nur bei genauerem Hinschauen durch kleine Stufen in der Verteilung erkennbar, am ehesten in der Abbildung 6.2 oben links. Die Abbildung enthält die ADC-Informationen aller Streifen für den Sensor Fre2 bei den drei untersuchten Spannungen von 40 V, 60 V und 80 V. Die Verteilung oben links bei 40 V ist etwas stärker rotiert als die anderen, so dass die Stufe etwas deutlicher hervortritt.

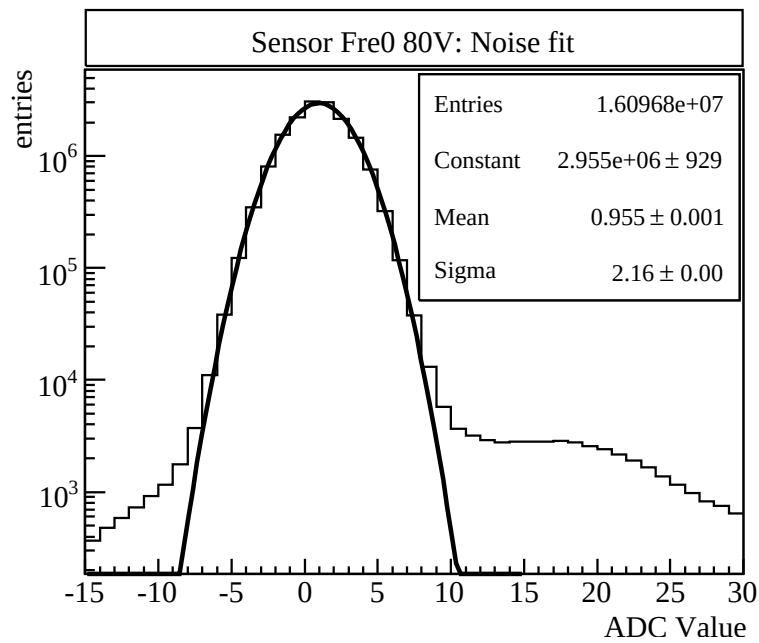
Die ADC Werte der restlichen Streifen wurden für den Sensor Fre0 im unteren Plot in Abb. 6.1, für Fre2 in Abb. 6.2 jeweils auf der rechten Seite, zusammen in ein Histogramm getragen. Die Werte sind nahe Null normalverteilt, da Effekte wie Gleichtakt-Rauschen (*Common Mode*) und Pedestal des Chips von der Dekodierungs-Software entfernt wurden. Ein Gauss-Fit an die Verteilung ergibt als Standardabweichung das mittlere Rauschen und als Erwartungswert das Pedestal. Die Ergebnisse sind einschließlich einer Umrechnung in Ladung (*ENC, equivalent noise charge*) mit den üblichen Einheiten fC und  $e^-$  in Tabelle 6.1 gelistet. Die Umrechnungsfaktoren ergeben sich aus einer Kalibrationsmessung, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

Wie der Tabelle 6.1 zu entnehmen ist, liegt der Pedestal-ADC-Wert in allen Fällen nicht bei Null, sondern etwa bei 0,95. Die unvollständige Pedestal-Subtraktion liegt im Dekodierungsalgorithmus begründet und ist nicht problematisch. Die Werte der beiden Sensoren bei 80 V weichen aufgrund von Unterschieden in Substratmaterial, Dicke und Säulenabstand voneinander ab.

Für den Sensor Fre2 ist eine Abnahme des Rauschens mit wachsender Verarmungsspannung zu beobachten. Der Sachverhalt wurde bereits mit einem

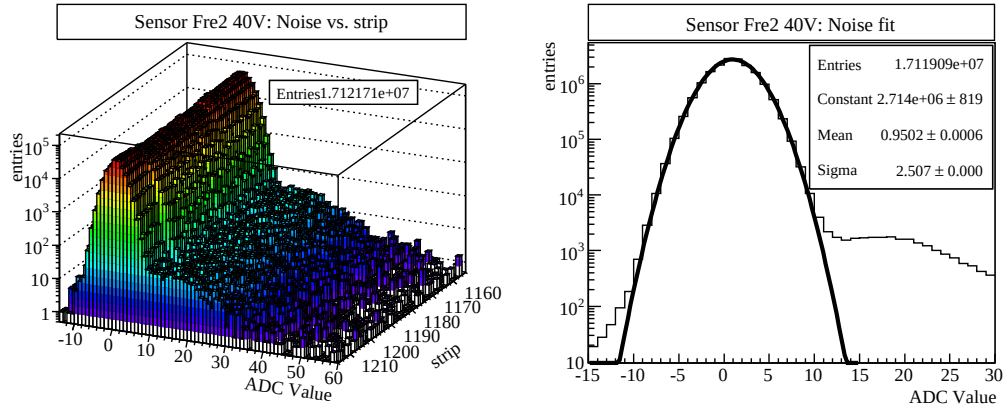


(a) ADC Werte-Verteilungen der einzelnen Streifen

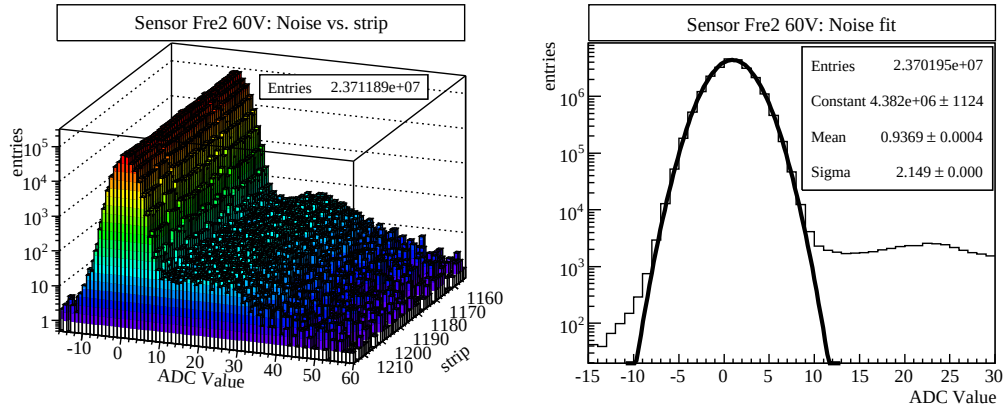


(b) Fit der gemeinsamen ADC Werte-Verteilung aller funktionierenden Streifen

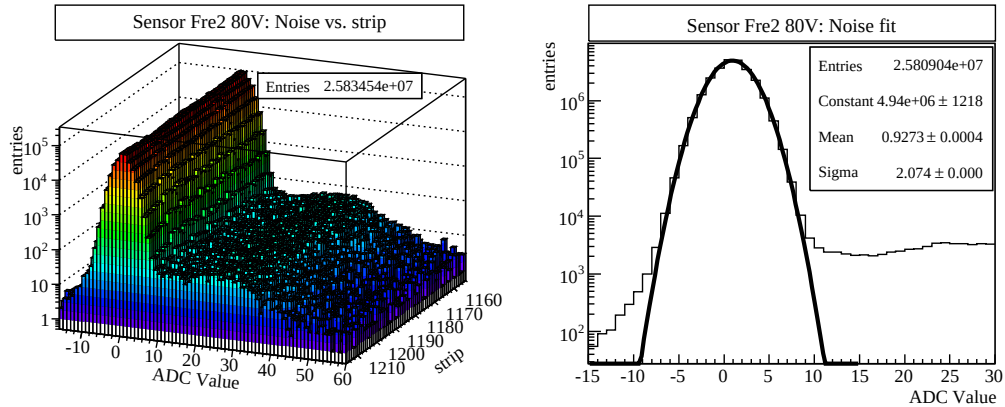
Abbildung 6.1: Rauschen aller Streifen des Sensors Fre0 bei 80 V Betriebsspannung.



(a) ADC Werte-Verteilungen der Streifen und Noise-Fit bei 40 V



(b) ADC Werte-Verteilungen der Streifen und Noise-Fit bei 60 V



(c) ADC Werte-Verteilungen der Streifen und Noise-Fit bei 80 V

Abbildung 6.2: Rauschen aller Streifen des Sensors Fre2 bei verschiedenen Betriebsspannungen. Die Verteilungen der ADC Werte bei einer Spannung unterscheiden sich für die einzelnen Streifen nicht wesentlich.

| Sensor<br>Bias voltage | Pedestal   |       |                | Noise      |       |                |
|------------------------|------------|-------|----------------|------------|-------|----------------|
|                        | ADC Counts | fC    | e <sup>-</sup> | ADC Counts | fC    | e <sup>-</sup> |
| Fre0 80 V              | 0.96       | 0.084 | 526            | 2.16       | 0.189 | 1191           |
| Fre2 40 V              | 0.95       | 0.083 | 529            | 2.51       | 0.220 | 1382           |
| Fre2 60 V              | 0.94       | 0.082 | 516            | 2.15       | 0.189 | 1185           |
| Fre2 80 V              | 0.93       | 0.081 | 511            | 2.07       | 0.182 | 1144           |

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Rauschmessungen. Die Fehler auf die Messwerte sind kleiner als 1 % und damit unter der angegebenen Genauigkeit.

Sensor gleichen Typs mit dem Freiburger Infrarot-Laser-Setup für eine größere Zahl von Messpunkten untersucht [E<sup>+</sup>08]. Die Resultate dieser Messungen, dargestellt in Abbildung 6.3, lassen sich auf die Proportionalität des Rauschens zur Kapazität des Detektors zurückführen (s. Abschnitt 2.1), die mit zunehmender Dicke der ladungsträgerfreien Schicht geringer wird. Bis zu etwa 20 V verarmt der gesamte Bereich zwischen den Säulen, also die Hälfte des Substrats, und bewirkt einen schnellen Abfall des Rauschens. Danach vollzieht sich die Verarmung deutlich langsamer und verhält sich wie bei einem planaren Detektor. Beim Sensor Fre2 in den Teststrahlmessungen scheint die Messung bei 40 V noch auf der steiler abfallenden Flanke zu liegen, was bei der Betrachtung von Prototypen nicht ungewöhnlich wäre. Dies würde bedeuten, dass die Verarmung zwischen den Säulen noch nicht abgeschlossen ist.

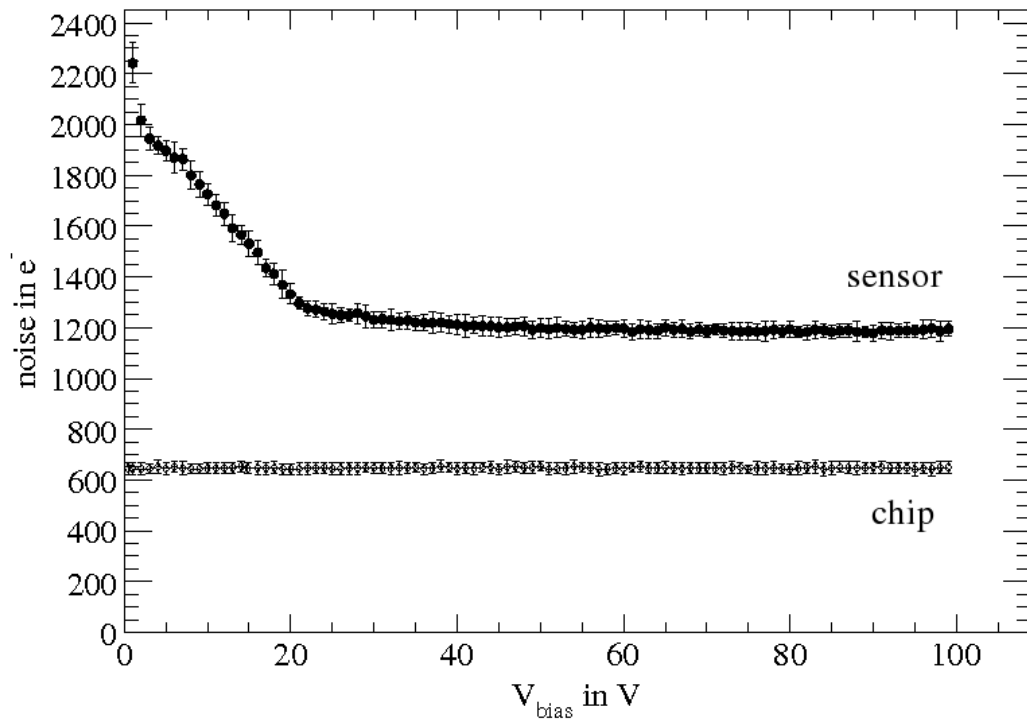


Abbildung 6.3: Rauschen in Abhängigkeit der Verarmungsspannung. Mit einem Infrarot-Laser-Setup wurde ein Sensor vom gleichen Typ wie Fre2 vermessen. Dabei wurde ein anderer Auslese-Chip benutzt als beim Teststrahl (modifiziert, [E<sup>+</sup>08]).

## 6.2 Signal

Die beim Durchtritt eines geladenen Teilchens im Detektor generierten Ladungsträger driften im angelegten elektrischen Feld zu den Elektroden. Die Drift und das Aufsammeln der Ladungen induzieren ein Signal, das vom Auslese-Chip so geformt wird, dass seine maximale Höhe proportional zur deponierten Energie ist (Abschnitt 4.2.2, Abb. 4.8). In einem Beschleuniger-Experiment ist der Zeitpunkt für ein Ereignis sehr genau bekannt, so dass man bei entsprechendem Timing immer am Puls-Peak sampeln kann, um das maximale Signal zur Trennung von Rausch-Ereignissen verwenden zu können. Bei den Teststrahlungsmessungen ist dagegen der Zeitpunkt für einen Pionen-Treffer relativ zum Taktsignal des Auslese-Chips nicht eingeschränkt, so dass an verschiedenen Stellen des Signal-Pulses Informationen gespeichert werden. Histogrammiert man die ADC Werte für alle Ereignisse über der Zeit, so ergibt sich die volle Pulsform, wie man anhand der Abbildung 6.4 oben für den Sensor Fre0 nachvollziehen kann. Abbildung 6.5 enthält die Pulsformen für den Sensor Fre2 bei verschiedenen Spannungen jeweils auf der linken Seite. Möchte man als eine der Kenngrößen des Detektors die aufgesammelte Ladung bestimmen, so muss zunächst der Zeitpunkt des Puls-Peaks ermittelt werden. Dort lässt sich dann die Ladungsmenge aus dem wahrscheinlichsten Wert der Landau-Verteilung der ADC-Werte errechnen.

In den Abbildungen 6.4 und 6.5 ist die von der TDC verursachte Periodizität (S. 41) der mit 1 ns gebintten Zeitinformation wiederzuerkennen, sie hat aber innerhalb eines Bins keinen Einfluss auf die Verteilung der ADC Werte. Lediglich die Amplitude der jeweiligen Verteilung variiert periodisch.

Mit einem ADC-Schnitt im zweiten 25 ns Fenster, erkennbar an der weißen Rechteckfläche, werden Rausch-Ereignisse gegenüber den echten Treffern unterdrückt. Der Schwellwert wurde jeweils für jede Serie von Messungen mit den Werten aus dem vorigen Abschnitt (Tab. 6.1) berechnet:

$$\text{ADC}_{\text{thresh}} = 4 \cdot \text{Noise} + \text{Pedestal} \quad (6.1)$$

Der untere Plot in Abb. 6.4 bzw. die Grafiken auf der rechten Seite in Abb. 6.5 ergeben sich durch das Auffinden des Maximums der ADC-Verteilung innerhalb eines Zeitbins. Es hat sich gezeigt, dass dafür, besonders in den peak-furtheren Regionen, eine Gauss-Verteilung gegenüber einer Landau-Verteilung vorzuziehen ist. Ein Grund dafür ist, dass man für sehr langsame Signale im ersten 25 ns Fenster, für sehr schnelle im letzten lediglich Rauschen vor bzw. nach der jeweiligen Flanke misst. Der Fit-Fehler auf das Maximum ist ebenfalls in den Plots enthalten. Aus der nun exakter bekannten semi-gauss'schen Pulsform kann in der Peak-Region durch einen weiteren Gauss-Fit, diesmal als

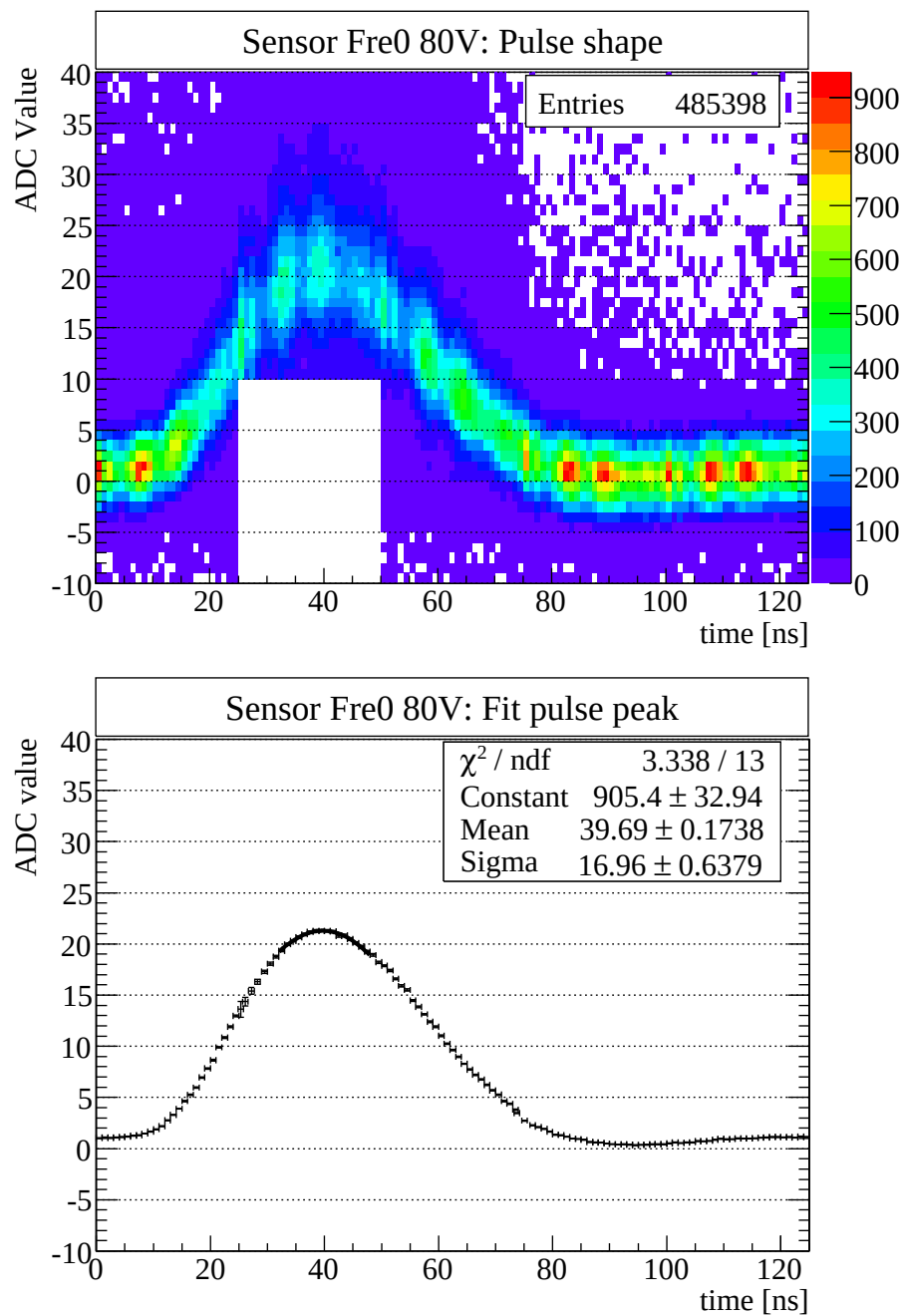
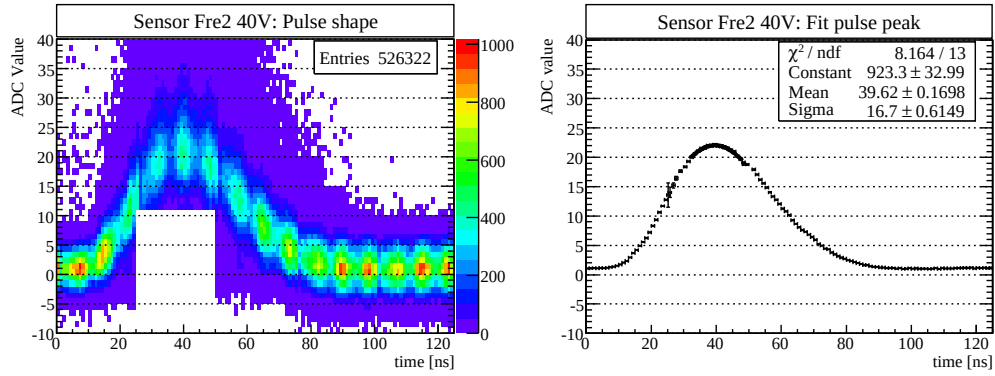
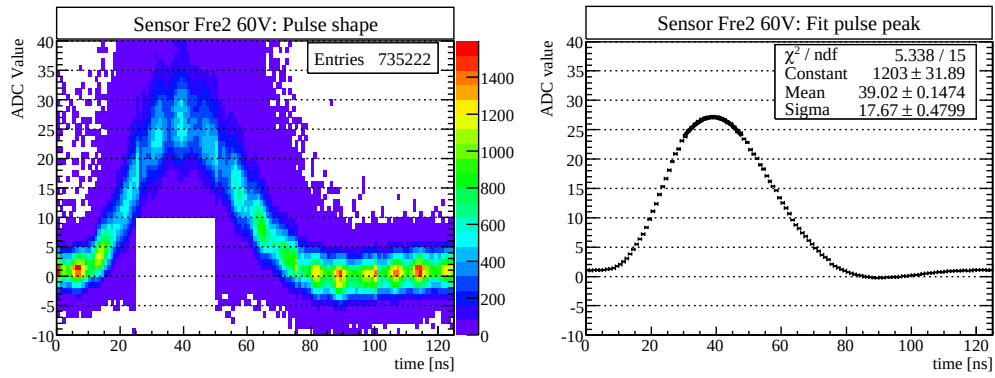


Abbildung 6.4: Signalpuls des Sensors Fre0 bei 80 V Betriebsspannung. Der untere Graph enthält den maximalen ADC-Wert für jedes Zeitbin aus dem oberen Histogramm und dient zur Bestimmung des Puls-Peaks.

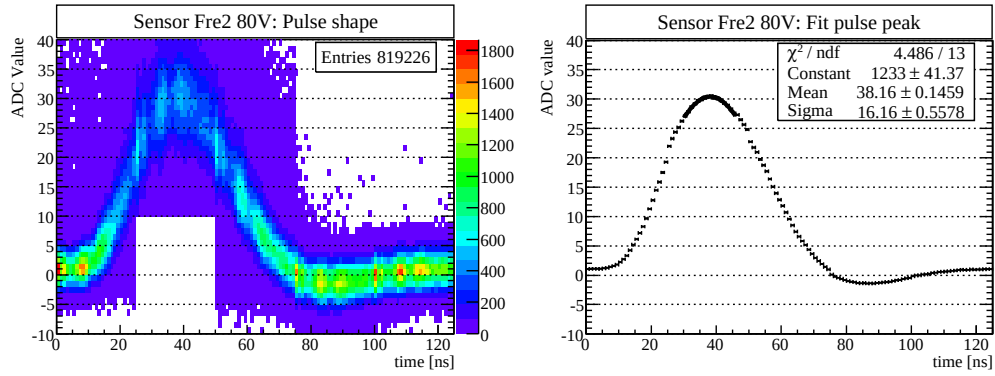




(a) Pulshistogramm und Peak-Fit bei 40 V



(b) Pulshistogramm und Peak-Fit bei 60 V



(c) Pulshistogramm und Peak-Fit bei 80 V

Abbildung 6.5: Signalverlauf des Sensors Fre2 bei verschiedenen Betriebsspannungen.

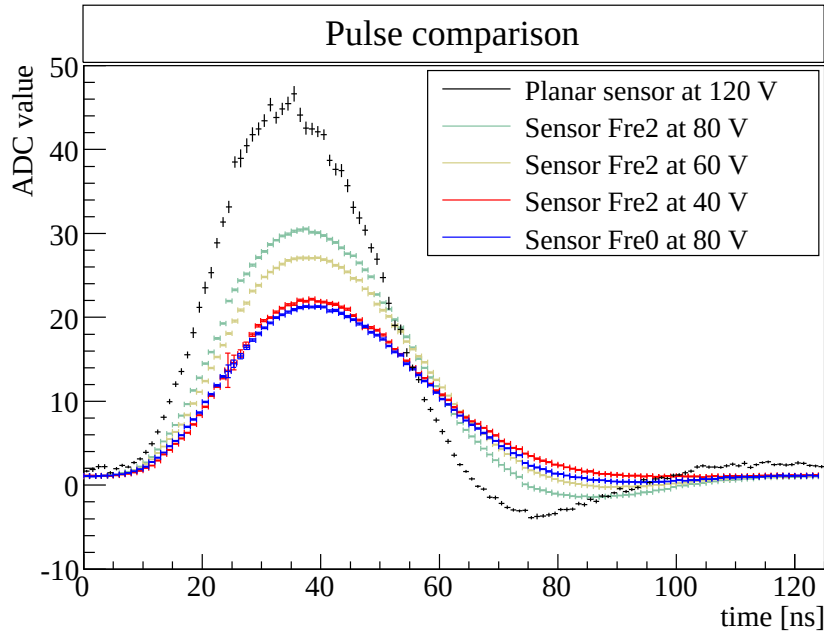
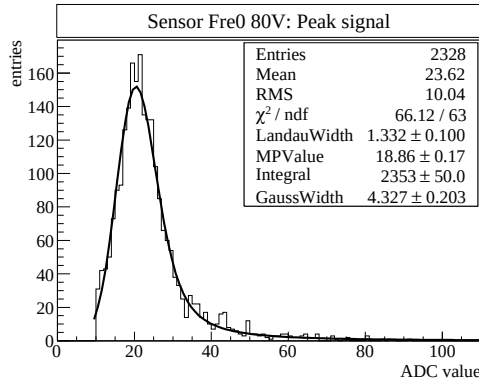


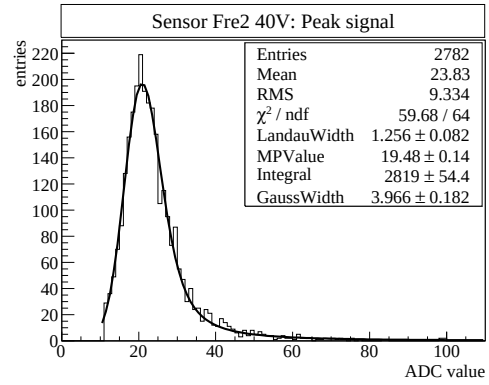
Abbildung 6.6: Vergleich des Signals der Detektoren bei verschiedenen Betriebsspannungen. Mit einem planaren Detektor wurde eine Kalibrationsmessung durchgeführt.

Funktion der Zeit, das Puls-Maximum ermittelt werden. Die Ergebnisse der Fits befinden sich zur Übersicht in Tabelle 6.2, zum besseren Vergleich wurden die Signale in Abb. 6.6 gemeinsam aufgetragen. Dass das Signal bei höheren Spannungen schneller sein Maximum erreicht, liegt an der schnelleren Drift der Ladungsträger im elektrischen Feld. Dazu trägt allerdings nur der Anteil der Ladungen bei, der im Bereich unterhalb der Säulen generiert wurde, da sich das Feld zwischen den Säulen nach der dortigen Verarmung auch bei höheren Spannungen nicht mehr ändert. Für die vergleichende Diskussion der Messungen werden aber zunächst noch die Werte für die vom Detektor aufgesammelte Ladung bestimmt.

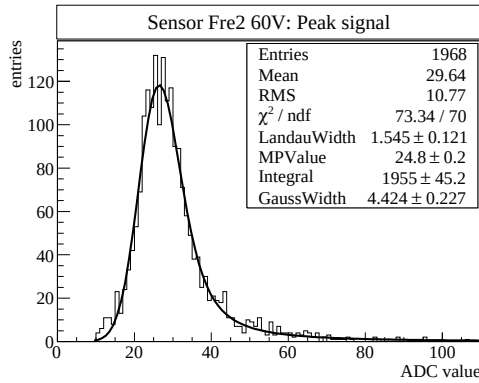
Die Verteilung der ADC Werte am Puls-Peak spiegelt die Verteilung der im Detektor deponierten Energie der durchgetretenen Teilchen wider. Allerdings ist die zu erwartende Landau-Verteilung, deren wahrscheinlichster Wert von Interesse ist, noch mit der Gauss-Verteilung des Rauschens verschmiert, was berücksichtigt werden kann, indem man eine Faltung der beiden Verteilungen an die Messdaten anpasst. Die Ergebnisse der Fits sind in Abbildung 6.7 visualisiert und in Tabelle 6.2 zusammenfassend gelistet. Für die ADC Werte-Verteilung wurden nur Einträge berücksichtigt, die zeitlich nicht weiter als 0,25 ns vom Puls-Peak entfernt liegen. Wie die Werte des reduzierten  $\chi^2$  von 0,93 -



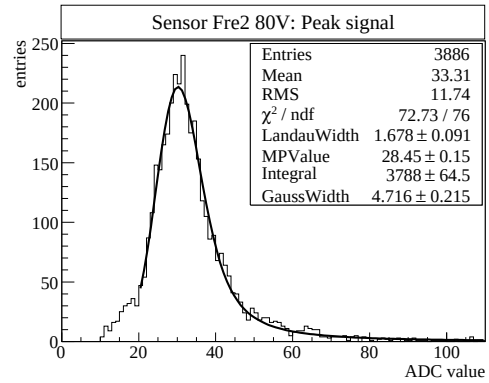
(a) Landau-Fit für Sensor Fre0 bei 80 V



(b) Landau-Fit für Sensor Fre2 bei 40 V



(c) Landau-Fit für Sensor Fre2 bei 60 V



(d) Landau-Fit für Sensor Fre2 bei 80 V

Abbildung 6.7: Signalbestimmung aus den Landau-Verteilungen am Puls-Peak für alle Messungen.

| Sensor<br>Bias Voltage | Peaking time<br>ns | Collected charge (Pedestal corrected) |             |                | SNR  |
|------------------------|--------------------|---------------------------------------|-------------|----------------|------|
|                        |                    | ADC Counts                            | fC          | e <sup>-</sup> |      |
| Fre0 80 V              | 39.69 ± 0.17       | 17.91 ± 0.17                          | 1.57 ± 0.01 | 9872 ± 94      | 8.3  |
| Fre2 40 V              | 39.62 ± 0.17       | 18.52 ± 0.14                          | 1.62 ± 0.01 | 10212 ± 77     | 7.4  |
| Fre2 60 V              | 39.02 ± 0.15       | 23.86 ± 0.20                          | 2.09 ± 0.02 | 13158 ± 110    | 11.1 |
| Fre2 80 V              | 38.16 ± 0.15       | 27.52 ± 0.15                          | 2.41 ± 0.01 | 15175 ± 83     | 13.3 |

Tabelle 6.2: Peak-Zeiten, gesammelte Ladung (nach Pedestal-Korrektur) und Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) der Detektoren bei verschiedenen Betriebsspannungen.

1,05 belegen, werden die Daten dann durch den Fit sehr gut beschrieben. Die  $\chi^2$ -Werte verschlechtern sich merklich, wenn man das betrachtete Zeitintervall vergrößert.

Zur Umrechnung der ADC-Werte in die gesammelte Ladung werden Kalibrationsmessungen mit drei 300  $\mu\text{m}$  dicken planaren Sensoren verwendet, die sich bei den Teststrahlungsmessungen auf dem Glasgower Modul befanden. Aus ihnen ergab sich folgender Zusammenhang [Pen08]:

$$39,9 \text{ ADC Counts} \hat{=} 3,5 \text{ fC} \hat{=} 22000 \text{ e}^- \quad (6.2)$$

In Abbildung 6.6 ist eine der Kalibrationsmessungen bei einer Betriebsspannung von 120 V zum Vergleich mit den Signalen der 3D-stc Detektoren dargestellt. Das Peak-Signal des planaren Detektors entspricht der vollen durch Ionisation erzeugten Ladung von 3,5 fC [Y<sup>+</sup>on]. Der Unterschwinger nach dem Maximum ist ein durch die Frontend-Elektronik bedingter Shaping-Effekt (Abb. 4.8), der sich umso stärker ausprägt, je höher das Maximum eines Pulses ist. Lediglich beim nächstkleineren Puls (Fre2, 80 V) ist er noch zu beobachten.

Bei der Umrechnung muss darüber hinaus der jeweilig Pedestal-Wert subtrahiert werden (s. Tabelle 6.1).

Die getesteten 3D-stc Detektoren erreichen den vollen Wert von 3,5 fC in keinem der Fälle, da Ladungen aufgrund des schwachen elektrischen Feldes in der Mitte zwischen den Säulen für die Messung verloren gehen. Bei 40 V ist der Detektor Fre2 aus mCz Silizium nur zwischen den Säulen verarmt und misst mit 1,62 fC etwas weniger als die Hälfte der deponierten Ladung. Bei einer Spannung von 80 V und damit voller Verarmung ist die Ladungsmenge mit 2,41 fC auf ca. 70 % angestiegen. Der Sensor Fre0 aus stFZ Silizium ist mit 380  $\mu\text{m}$  etwas dicker und sammelt etwa 1,57 fC an Ladung auf. Das Verhältnis von Signal und Rauschen (Signal-to-Noise Ratio, SNR, Tabelle 6.2) nimmt für die Messungen bei unvollständiger Verarmung Werte von etwa 7 - 8 an, nahe und

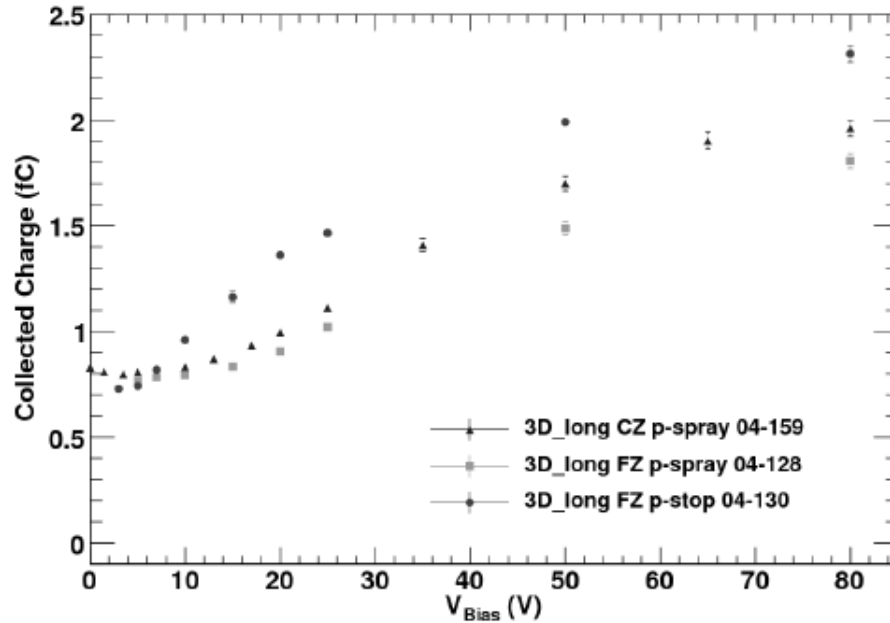


Abbildung 6.8: Ladungssammlungsmessungen mit einer Beta-Quelle [KDBE<sup>+</sup>].

oberhalb der vollständigen Verarmung (Fre2, 60 V und 80 V) ist das Verhältnis größer als 10.

Die Ergebnisse sind mit früheren Messungen mit dem Freiburger Beta-Quellen-Setup vereinbar [KDBE<sup>+</sup>], die in Abb. 6.8 aufgeführt sind. Der dort verwendete mCz Sensor ist vom gleichen Typ wie der mit dem Teststrahl untersuchte, schneidet allerdings bei den Messungen etwas schlechter ab. Die beiden FZ-Detektoren sind mit 520  $\mu\text{m}$  dicker als Fre0 und sind entweder mit p-spray oder p-stop als Isolationsstruktur ausgeführt, während bei Fre0 eine Kombination zum Einsatz kam. Da bisher nur wenige Prototypen vermessen wurden, die sich in Design und Prozessierung häufig unterscheiden, sind die Aussagen noch nicht auf die Technologie verallgemeinerbar. Selbst unter verschiedenen Sensoren eines Typs gibt es nach wie vor große Unterschiede in der Leistungsfähigkeit, so dass erst bei Serienmessungen mit größeren Stückzahlen völlige Klarheit über die Ursachen der Unterschiede liefern werden.

Zum Ende dieses Abschnitts wird das Signal betrachtet, das bei einem Treffer auf den benachbarten Streifen gemessen wurde. Die Abbildungen 6.10 und 6.9 zeigen geringe Abweichungen zwischen dem linken und dem rechten Nachbarn, was auf den Neigungswinkel des Detektor gegenüber dem Strahl zurückzuführen ist. Pionen, die kurz unterhalb der Mitte zwischen zwei Streifen auftreten, liefern einen schnellen Beitrag zum Signal des unteren Streifens und

durchqueren das Substrat dann in größerer Nähe zum oberen Streifen. Der umgekehrte Fall kann nicht eintreten.

Das Signal hat zwei deutlich ausgeprägte Anteile, einen schnellen, gegenüber dem Pedestal-Wert, negativen Teil und einen langsamen positiven. Der negative Unterschwinger kommt daher, dass die schnell zum getroffenen Streifen driftenden Ladungen ein entgegengesetztes Signal auf dem Nachbarn induzieren. Dieser Effekt wurde bereits von Detektorsimulationen vorhergesagt und in den Freiburger Laser-Messungen bestätigt.

Der positive Beitrag stammt u.a. von Elektronen, die im Bereich unterhalb der Säulen nach oben driften bzw. Löchern in der umgekehrten Richtung. Ihr Anteil wächst zwar mit zunehmender Verarmung in diesem Bereich, wird jedoch auch schneller, so dass er sich mit dem negativen Unterschwinger kompensiert. Dass dieser in allen Fällen für den linken Nachbarstreifen schwächer ausgeprägt ist als für den rechten, identifiziert den letzteren als den oberen Nachbarn für den ein schnelles positives Signal nicht möglich ist. Wie schon bei der Untersuchung der getroffenen Streifen zeigt sich auch bei den Nachbarn eine große Ähnlichkeit im Verhalten der Sensoren Fre2 bei 40 V und Fre0 bei 80 V.

Alles in allem ist die Amplitude des Signals für die Nachbarn sehr klein und bewegt sich vom Noise Pedestal Wert aus nur innerhalb des Rauschens. Eine Verwendung der Informationen für eine Erhöhung der Orstauflösung des Detektors durch Clustering ist deshalb nicht sinnvoll.

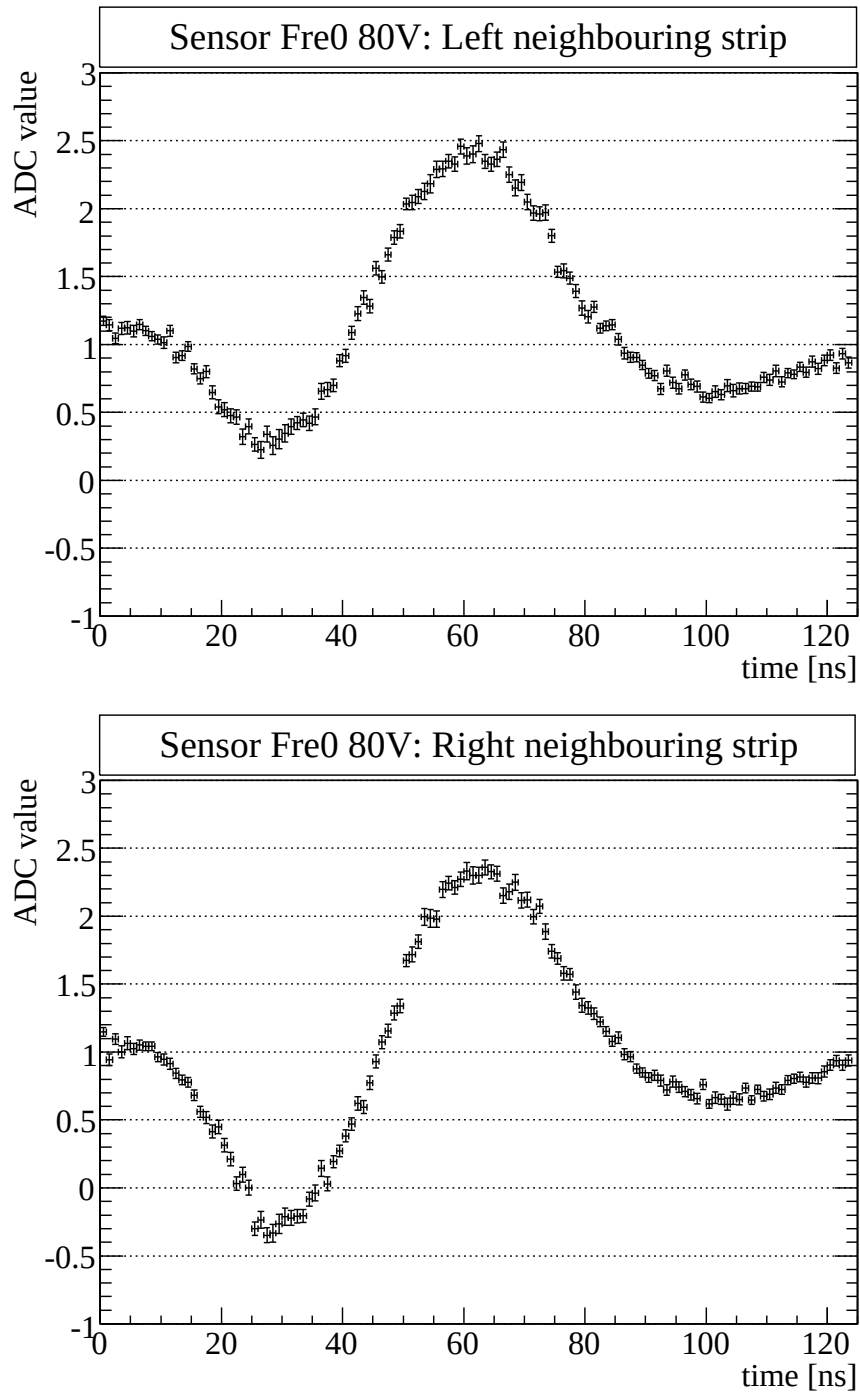
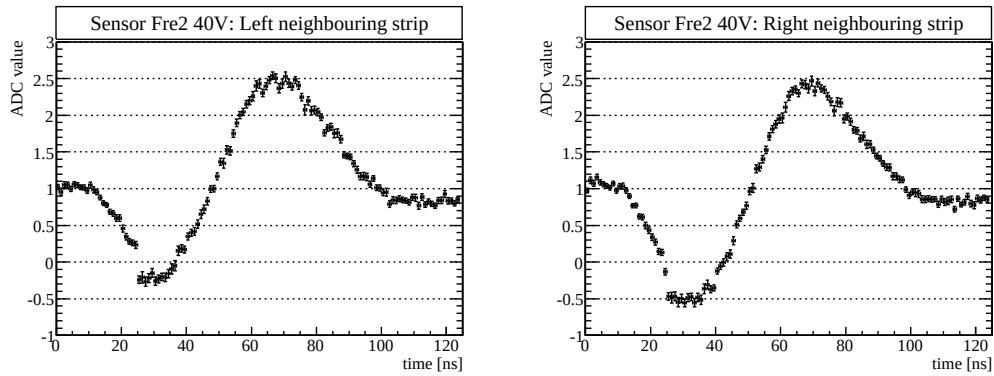
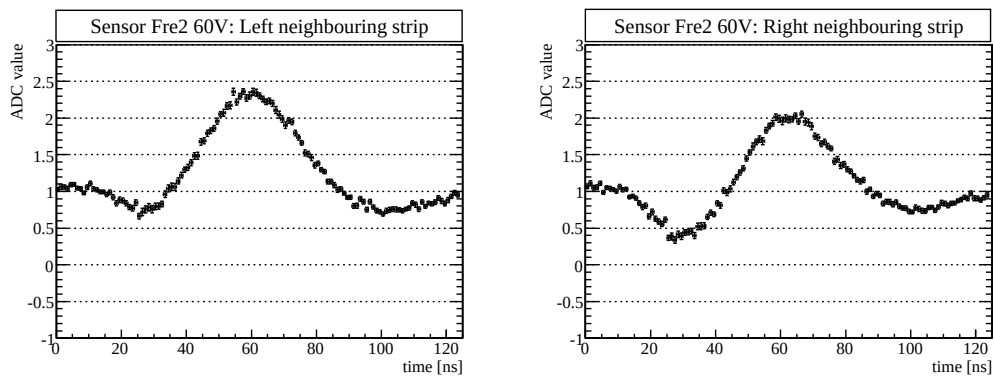


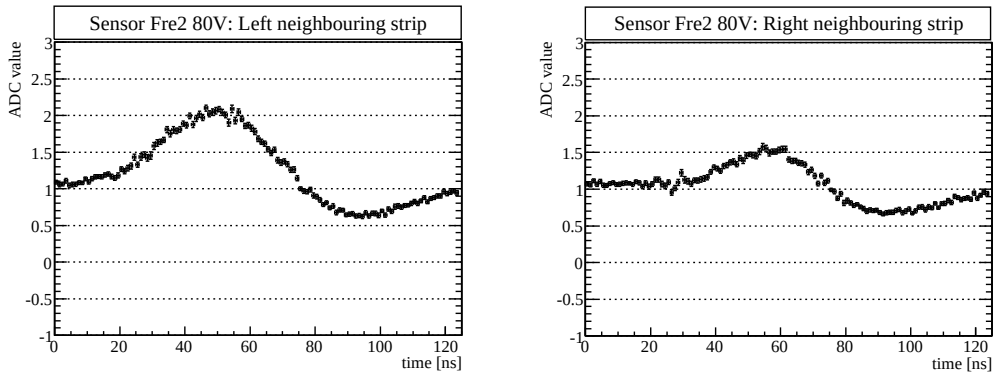
Abbildung 6.9: Signalverlauf der Nachbarstreifen des getroffenen Streifens für Sensor Fre0 bei 80 V Betriebsspannung.



(a) 40 V



(b) 60 V



(c) 80 V

Abbildung 6.10: Signalverlauf der Nachbarstreifen des getroffenen Streifens für Sensor Fre2 bei verschiedenen Spannungen.



### 6.3 Effizienz

Um Betrachtungen über die Effizienz des Detektors anstellen zu können, müssen die Spurinformatoren der Pionen vorliegen. Dies ist bisher nur für die Messungen mit dem Sensor Fre2 bei 40 V und 60 V der Fall. Mit Hilfe des in Kapitel 5 durchgeführten Alignments wird die Spur eines Teilchens auf den Detektor extrapoliert und überprüft, ob es nachgewiesen wurde oder nicht. Da aufgrund der häufigen Desynchronisationen zwischen Teleskop und Testsensor eine Vielzahl von Ereignissen nicht korrekt zugeordnet werden können, sind im Rahmen der vorliegenden Messungen keine sinnvollen quantitativen Aussagen möglich. Die beobachtete Effizienz muss daher deutlich geringer sein als ihr wahrer Wert. Da der Anteil der korrupten Daten bei 60 V zudem höher ist als bei 40 Volt, ist auch hier ein Vergleich der Zahlen ausgeschlossen. Es lassen sich aber sehr wohl qualitative Erkenntnisse über das Verhalten des Detektors gewinnen.

Für die qualitative Analyse ist lediglich die Antwort des Detektors innerhalb einer Einheitszelle von Interesse. Die geringe Statistik pro Flächeneinheit kann bei vollständigem Alignment durch das aufeinander Falten aller gleichartigen Zellen auf einfachem Wege erhöht werden. Im vorliegenden Fall ist zumindest die Überlagerung aller Streifen möglich. Ob damit die Richtung entlang der Streifen ausreichend aligniert ist, kann im Anschluss daran untersucht werden. Vorher muss man jedoch prüfen, dass die Streifen sich hinreichend gleich verhalten. Dafür wurde in einem ersten Schritt die Effizienz der einzelnen Streifen bestimmt.

In Abbildung 6.11 ist bei einer Betriebsspannung von 60 V für jeden Streifen die Anzahl aller Pionen-Spuren aufgetragen, deren Extrapolation dort einen Treffer ergeben müsste. Die Einträge der jeweiligen Bins im Histogramm stellen damit die Grundgesamtheiten bei der Berechnung der Effizienz der einzelnen Streifen für diese Spannung. Wie man sieht, wurde der Sensor über die Streifen hinweg relativ homogen ausgeleuchtet. Die Effizienz berechnet sich dann für den  $i$ -ten Streifen als Quotient aus der Anzahl der registrierten Teilchen und ihrer Gesamtzahl:

$$\epsilon_i = \frac{n_{\text{reg}, i}}{n_{\text{tot}, i}} \quad (6.3)$$

Der Fehler ergibt sich aus Gauss'scher Fehlerfortpflanzung zu

$$\sigma_{\epsilon_i} = \epsilon_i \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{n_{\text{reg}, i}}}{n_{\text{reg}, i}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{n_{\text{tot}, i}}}{n_{\text{tot}, i}}\right)^2} \quad (6.4)$$

wobei die Gesamtzahl der möglichen Treffer, wie bei einem Zählraten-Experiment üblich, Poisson-verteilt ist mit dem Fehler  $\sigma_{n_{\text{tot}, i}} = \sqrt{n_{\text{tot}, i}}$ , während

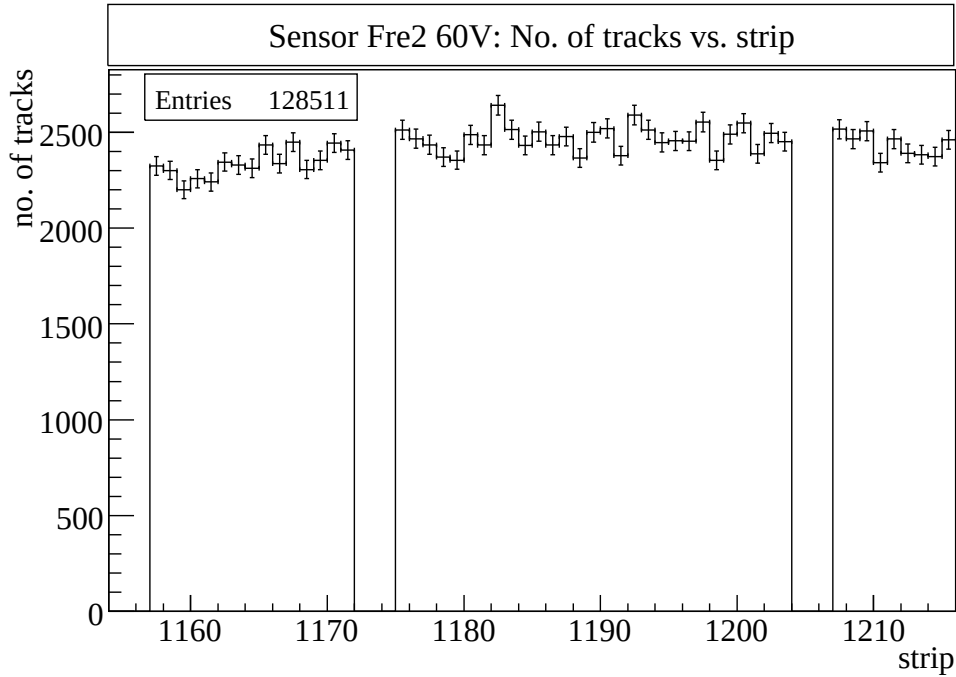


Abbildung 6.11: Anzahl der Tracks, die laut Alignment den Sensor treffen. Der Sensor ist über Streifen mit ähnlicher Statistik vom Strahl ausgeleuchtet, die Werte dienen zur Bestimmung der Effizienz bei 60V.

die Anzahl der detektierten Teilchen gemäß der Binomialverteilung den Fehler  $\sigma_{n_{\text{reg}, i}} = \sqrt{n_{\text{tot}, i} \cdot \epsilon_i \cdot (1 - \epsilon_i)}$  hat, wenn man  $\epsilon_i$  selbst als Wahrscheinlichkeit für den Nachweis annimmt.

Die Ergebnisse der Effizienzberechnungen sind für die beiden untersuchten Spannungen in den Abbildungen 6.12 und 6.13 zu finden. Da die absoluten Zahlen, wie erwähnt, durch die Trigger-Verluste verzerrt sind, ist den beiden Graphen lediglich die Information zu entnehmen, dass die Streifen von jeweils wenigen scheinbar besonders effizienten Streifen abgesehen, keine großen Unterschiede aufweisen und deshalb im Folgenden gemeinsam betrachtet werden können. Normalerweise würde man erwarten, dass die Effizienz bei 60 V deutlich höher ist als bei 40 V, da das Substrat dann fast über die gesamte Dicke verarmt ist und so zum Signal beiträgt.

Bei der Überlagerung der Ereignisse aller Streifen ist das jeweilige y-Residuum eine geeignete Größe in der Ortsdimension. Der Nullpunkt der Einheitszelle wird somit in ihrer Mitte am Ort des Streifens gewählt, während die Residuen in positive und negative Richtung je einen halben Streifenabstand, also  $40 \mu\text{m}$ , abdecken. Die residuenabhängigen Untersuchungen verlaufen analog zu denen

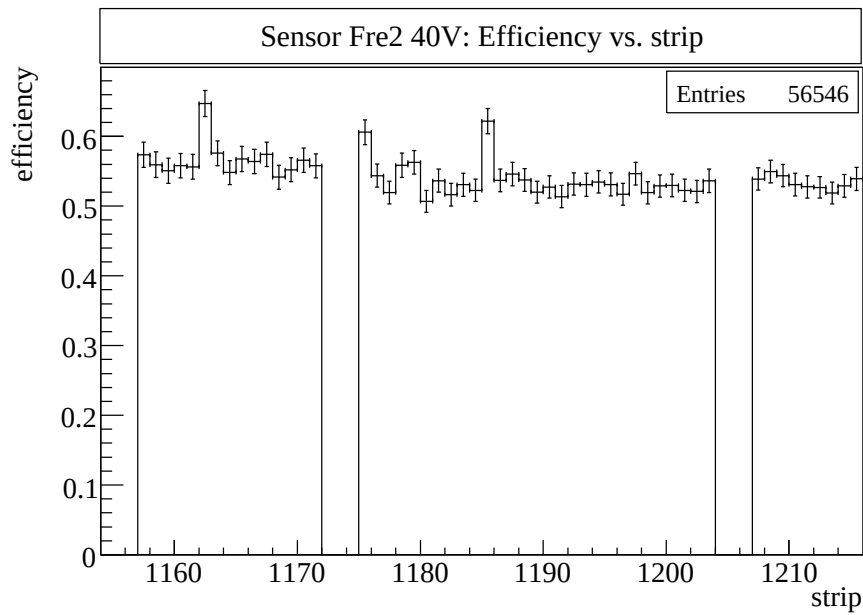


Abbildung 6.12: Effizienz der Streifen bei 40 V. Die gemessenen Werte sind aufgrund von Trigger-Verlusten im Sensor geringer als seine wahre Effizienz.

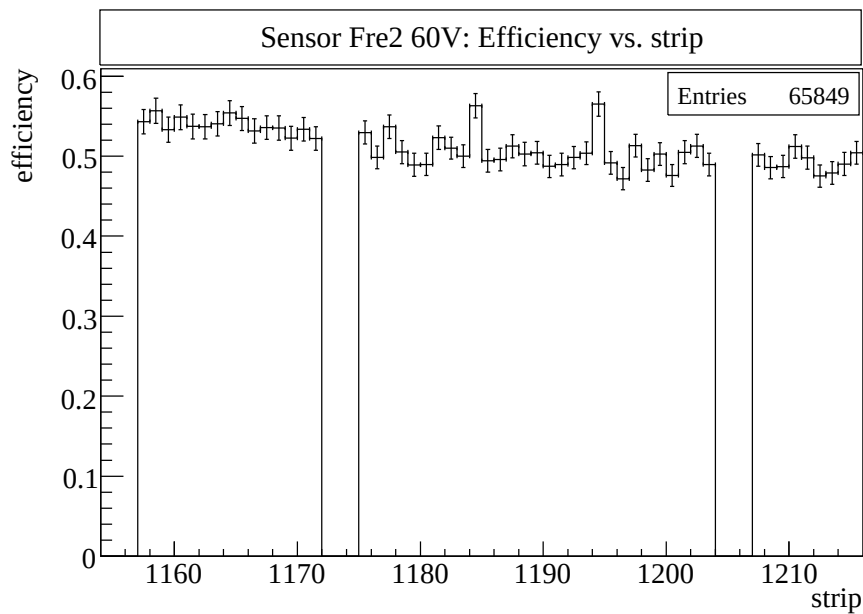


Abbildung 6.13: Effizienz der Streifen bei 60 V. Durch die Zunahme der Trigger-Probleme ist die Effizienz etwas kleiner als bei 40 V.

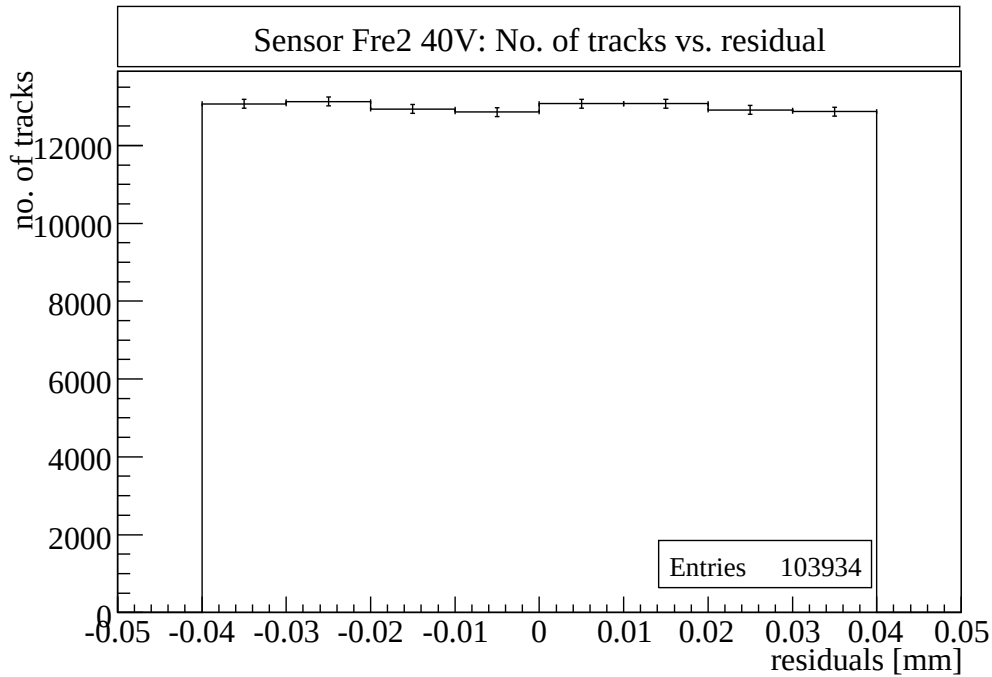


Abbildung 6.14: Anzahl der Tracks pro Residuenintervall unabhängig von der Detektor-Antwort. Die Streifenbreite ist erwartungsgemäß homogen vom Strahl ausgeleuchtet.

für die einzelnen Streifen, mit dem Unterschied, dass aufgrund des Verlaufs des elektrischen Feldes innerhalb einer Einheitszelle Strukturen sichtbar werden sollten. Das Auflösungsvermögen des Teleskops von etwa  $8\text{ }\mu\text{m}$  liefert dabei eine Grenze für die Genauigkeit.

Die Verteilung der extrapolierten Pionen-Spuren über eine Einheitszelle ist in Abbildung 6.14 dargestellt, es zeigen sich keine signifikanten Abweichungen von der erwarteten Homogenität. Das Binning wurde auf  $10\text{ }\mu\text{m}$  festgelegt, die Effizienz für jedes Bin errechnet sich in gleicher Weise wie oben für die Streifen aus der Gesamtzahl der möglichen Ereignisse und der Anzahl der nachgewiesenen.

Die Effizienzen sind in den Abbildungen 6.15 für 40 V und 6.16 für 60 V in Abhängigkeit von den Residuen und für verschiedene Schnitte auf den ADC Wert nachzuvollziehen. Bei höheren ADC-Schnitten machen sich die ineffizienten Regionen generell stärker bemerkbar (40 V, Abb. 6.15). Dabei sind zwei Regionen zu unterscheiden. Treffer in den Säulen (etwa bei Null) erzeugen von vornherein weniger Ladung, während in der Mitte zwischen zwei Streifen (bei betragsmäßig großen Residuen) das schwache elektrische Feld

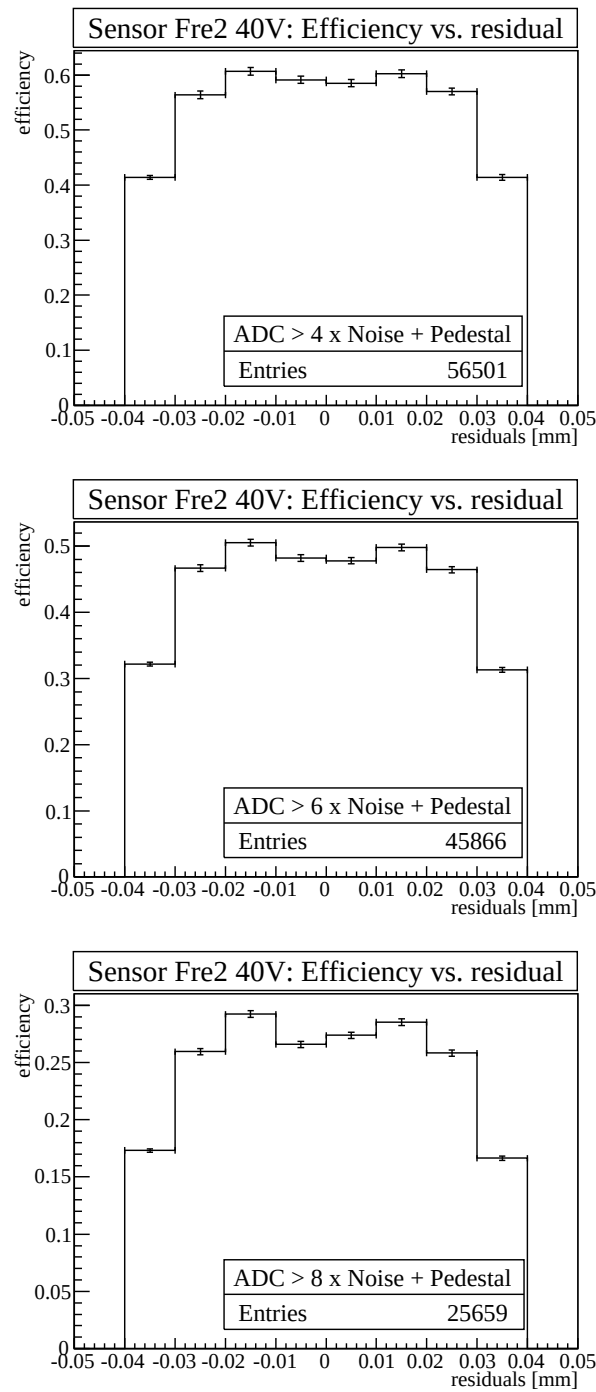


Abbildung 6.15: Effizienz in Abhängigkeit von Residuen und ADC-Wert bei 40 V. Die Säulen bewirken einen ineffizienten Bereich in der Streifenmitte (bei Null). Im Randbereich ist das geringe elektrische Feld für den Effizienzabfall verantwortlich.

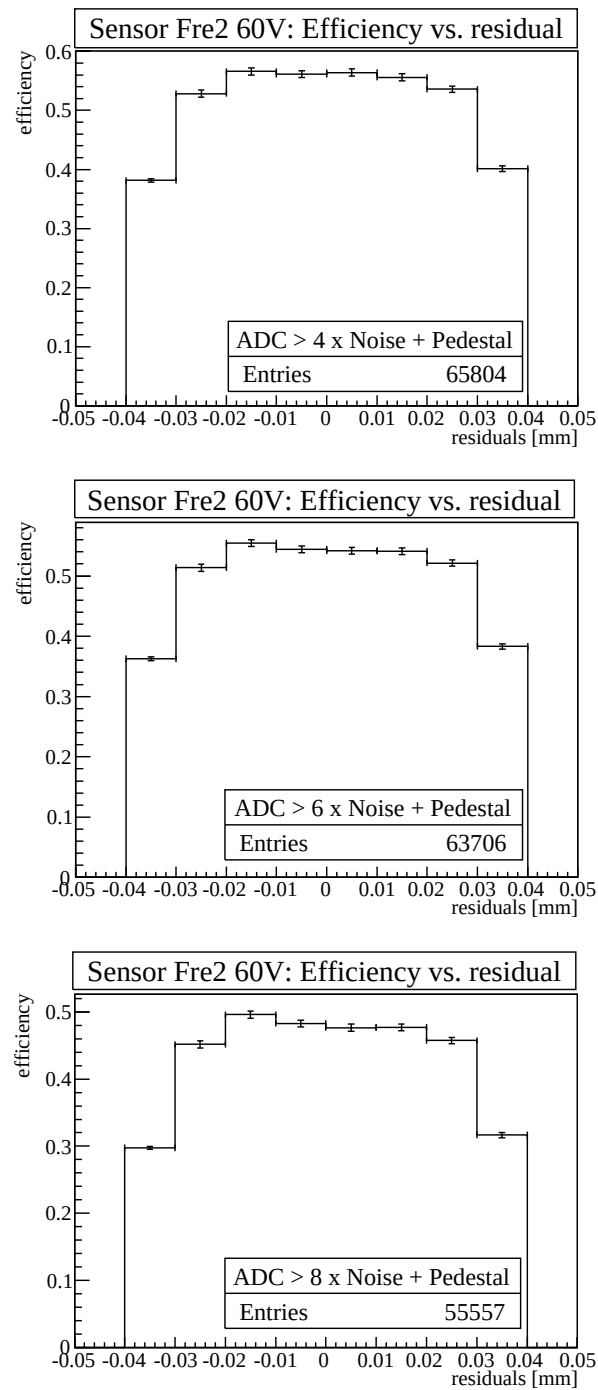


Abbildung 6.16: Effizienz in Abhängigkeit von Residuen und ADC-Wert bei 60 V. Der Detektor ist fast vollständig verarmt, die Säulenstruktur ist deshalb im Gegensatz zum feldarmen Randbereich nicht mehr zu erkennen.

für ein geringeres Signal verantwortlich ist. Langsame Ladungen induzieren kaum Signal und werden nicht mehr vollständig innerhalb des für die Messung berücksichtigten Zeitintervalls an den Elektroden aufgesammelt. Dieser Effekt bleibt unabhängig von der Spannung bestehen, während mit höherer Spannung (Abb. 6.16) und damit zunehmender Verarmung unterhalb der Säulen, die Ineffizienz am Ort des Streifens nicht mehr auffällt. Dafür wird eine Asymmetrie der Verteilung über die gesamte Streifenbreite deutlicher sichtbar, die vom Schiefstand des Sensor gegenüber dem Strahl herrührt. Tendenziell dringen Pionen bei positiven Residuen öfter in den ineffizienten Bereich zwischen den Streifen ein und verlieren dort Signal, während Pionenspuren bei negativen Residuen häufiger in Richtung Streifenmitte verlaufen.

Die Beobachtungen entsprechen den Erwartungen und sind damit ein Beleg für die Richtigkeit der Simulationen. Auch der Vergleich zu Messungen mit dem Freiburger Infrarot-Laser-Aufbau liefert Übereinstimmungen [E<sup>+</sup>08]. Abbildung 6.17 zeigt das vom Laser induzierte Signal in einem Sensor des gleichen Typs wie Fre2 beim Abrastern eines Bereiches zwischen zwei Streifen. In der Mitte der Grafik liegt also in diesem Fall die ineffiziente Region mit schwachem Feld und nicht wie bei den obigen Betrachtungen der Streifen. Im Gegensatz zu den Pionen des Teststrahls wird der Laser an den Metallisierungen der Streifen auf der Sensor-Oberfläche reflektiert, was sich an einem Signalarückgang nahe des Streifens bemerkbar macht. Das außerordentlich hohe Signal auf der Streifenmitte wird induziert, wenn der Laser direkt in eine Säule hineinleuchtet. Dies wird in Abbildung 6.18 deutlicher, die die volle zweidimensionale Messung wiedergibt. In vorliegendem Fall wurde eine Auflösung von 5  $\mu\text{m}$  erreicht und man sieht, dass die Breite der ineffizienten Region etwa von dieser Größenordnung ist. Für einen zweiten Sensor mit einer p-stop Streifen-Isolation ergab sich ein mehr als doppelt so großer Bereich.

Ein Nachteil der Messungen mit dem Laser gegenüber denen mit dem Teststrahl besteht darin, dass die Antwort des Detektors nicht der für minimal ionisierende Teilchen entspricht. Man kann zwar grundlegende Aussagen über das Ladungssammelungsverhalten treffen, aber die absoluten Werte des Signals entsprechen nicht der Energiedeposition eines MIP. Auch hat der Laser nur eine gewisse Eindringtiefe, so dass nicht über die gesamte Dicke des Sensors Ladungen freigesetzt werden. Der Bereich unterhalb der Säulen trägt nicht zum Signal bei, damit spielt es für die Messungen keine Rolle, ob der Detektor nur zwischen den Säulen oder vollständig verarmt ist. Besonders gering ist in diesem Zusammenhang der Informationsgehalt entlang der Streifenrichtung. Von einem MIP würde man eher das umgekehrte Verhalten erwarten: Während zwischen den Säulen viel Signal generiert wird, ist beim Durchtritt durch eine Säule genau das Gegenteil der Fall. Ein Ziel der Teststrahlmessungen muss es

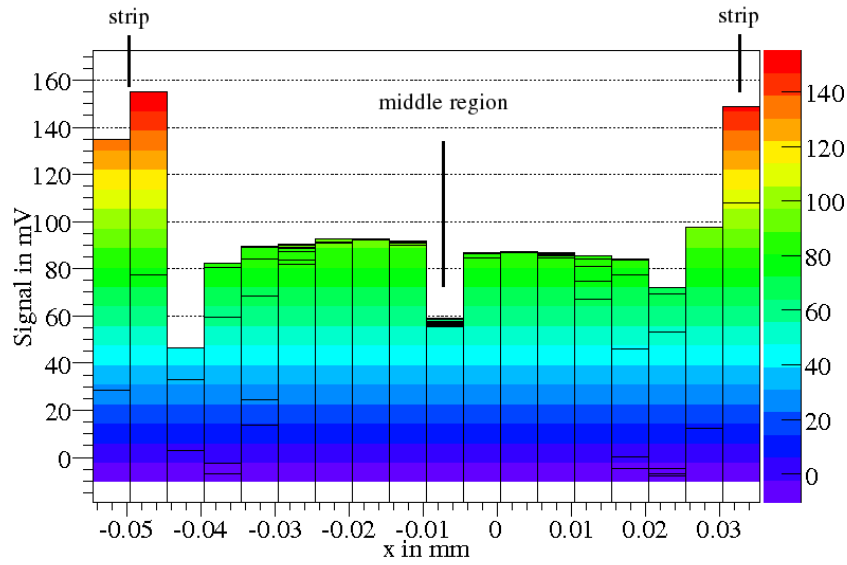


Abbildung 6.17: Ortsaufgelöste IR-Laser-Messungen in der Dimension zwischen den Streifen. Die Koordinate  $x$  entspricht der Richtung nach den  $y$ -Residuen bei den Teststrahlmessungen, allerdings liegt dort der Streifen in der Mitte der Grafik, während hier der Bereich zwischen zwei Streifen betrachtet ist (modifiziert, [E<sup>+</sup>08]).

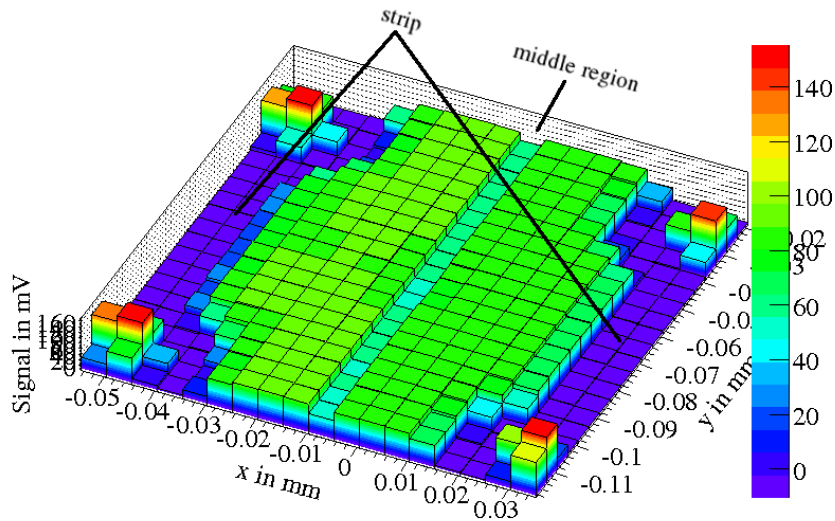


Abbildung 6.18: Ortsaufgelöste IR-Laser-Messungen in zwei Dimensionen. Der Laser wird an den Streifenmetallisierungen reflektiert und induziert in den Säulen ein hohes Signal (modifiziert, [E<sup>+</sup>08]).



also sein, gerade diesen Bereich zu untersuchen.

Obwohl das Alignment nur geringfügig auf die Koordinaten entlang des Streifens sensitiv war, wurde zum Schluss dieser Arbeit der Versuch unternommen, die Strukturen in der entsprechenden Dimension  $x_s$  aufzulösen. Da auch nach der Überlagerung der Streifen in  $y_s$  die Statistik nicht ausreicht, um signifikante Unterschiede über die ganze Streifenlänge zu erkennen, wurde der Streifen auf eine Länge von  $300\ \mu\text{m}$  zusammengefasst. Wenn die Alignment-Parameter bereits ausreichend gut ermittelt wurden, sollten also in einer entsprechenden Effizienz-Karte drei Einheitszellen sichtbar werden. Diese Zahl wurde gewählt, weil dann aufgrund des Säulenabstands von  $100\ \mu\text{m}$  mindestens zwei Säulen im sichtbaren Bereich liegen müssen. Da insbesondere der Winkel  $\varphi$  (Abschnitt 5.1), der die Streifen und damit die Länge einer Einheitszelle in der Projektion verkürzt, beim Alignment zu Null gesetzt wurde, war der Erfolg des Verfahrens zunächst unsicher. Bei einer zu großen Abweichung von der Periodizität in  $x_s$  führt das Zusammenfallen zu einer Verschmierung der Strukturen, eventuell bis zur Unkenntlichkeit.

Das Vorgehen im zweidimensionalen Fall ist ansonsten analog zu den residuenabhängigen Betrachtungen weiter oben. Für jedes Bin in  $x_s$  und den Residuen wird zunächst die Gesamtzahl der möglichen Treffer aus den Track-Informationen bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.19 dargestellt. Die Verteilung, die lediglich aus den Teleskop-Daten gewonnen wurde, ist nicht ganz so homogen, wie man es erwarten würde. Etwa alle  $50\ \mu\text{m}$  gibt es einen Überschuss an Ereignissen, der sichtlich größer als die Wurzel der Einträge ist. Er lässt sich bereits vor dem Falten beobachten. Die Ursache für diese Strukturen konnte bei Abschluss dieser Arbeit noch nicht zufriedenstellend geklärt werden. Vermutet werden kann ein Zusammenhang mit dem Streifen-Pitch der Teleskop-Module von ebenfalls  $50\ \mu\text{m}$ , der auf Ineffizienzen im Teleskop hindeuten würde.

Nimmt man nun wieder die Anzahl der Einträge als Ausgangsmenge und zählt die tatsächlich von den Streifen registrierten Treffer, so kann man wie in Formel 6.3 die Effizienz berechnen. Sie ist in Abbildung 6.20 für die einzelnen  $x_s \times \text{Residuen}$ -Bins aufgetragen. Die Wahl der Alignment-Parameter erweist sich schließlich als sinnvoll, denn in der Streifenmitte sind mit einem Abstand von etwa  $100\ \mu\text{m}$  ineffiziente Bereiche zu erkennen. Dass diese zunächst sehr breit erscheinen ist dabei lediglich ein Binning-Effekt, der sich wie die Abbildung 6.21 zeigt, korrigieren lässt. Die Säulen haben einen Durchmesser von  $10\ \mu\text{m}$  und scheinen, dem deutlichen Effizienzabfall nach zu urteilen, relativ gut mit einem  $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$  Bin zusammenzufallen.

Wie im Titel der Abbildungen vermerkt, wurden die Ergebnisse bei einer Spannung von 40 V erzielt. Bei 60 V und damit vollständiger Verarmung des Detek-

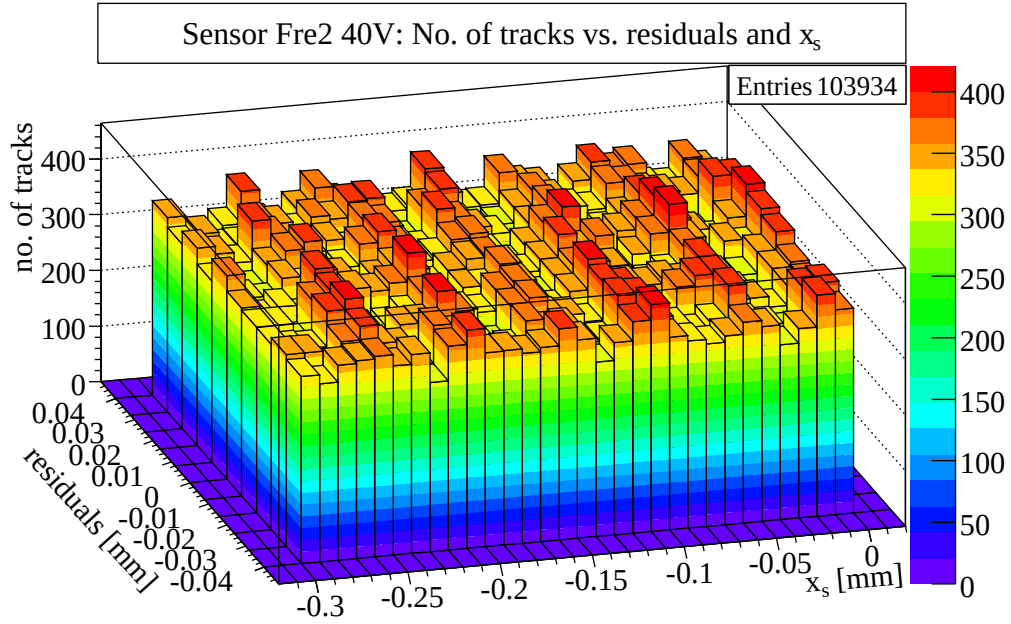


Abbildung 6.19: Anzahl der Tracks pro Residuen- und  $x_s$ -intervall. Zur Erhöhung der Statistik wurde die Länge des Streifens auf  $300\ \mu\text{m}$  zusammengefasst.

tors waren die Säulen nicht mehr nachzuweisen. Durch eine ausreichend hohe Betriebsspannung bzw. durch eine Verkipfung des Detektors kann dieses Problem also beim Einsatz in Experimenten behoben werden. Ungünstiger verhält es sich dagegen bei den ineffizienten Bereichen zwischen den Streifen. Sie liegen in der Detektor-Geometrie begründet, die Feldbeiträge verschiedener Streifen heben sich auch bei höheren Spannungen gegenseitig auf. Dieses Problem kann durch eine Verbesserung des Designs zu 3D-ddtc vermutlich verringert werden.

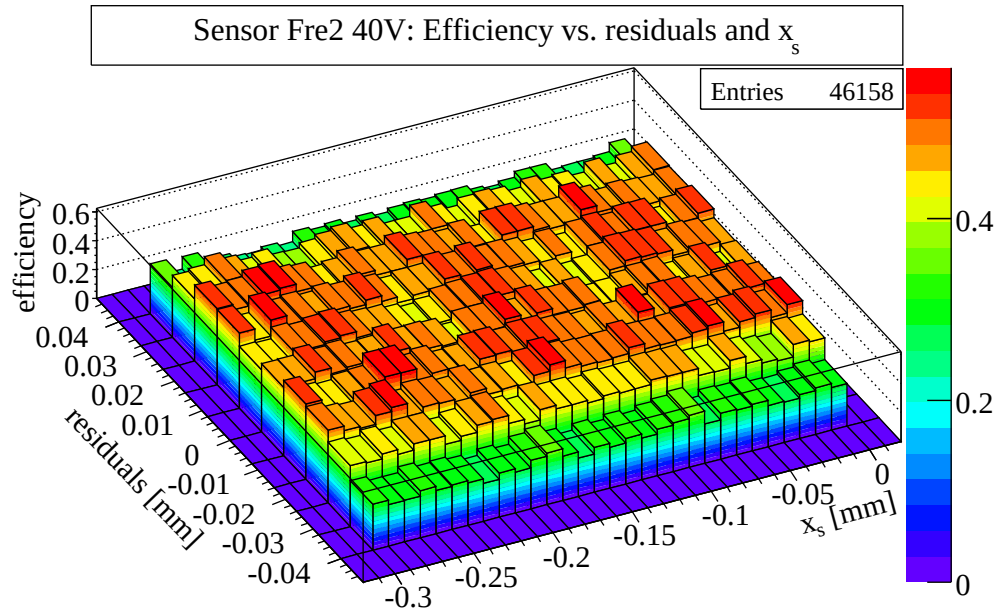


Abbildung 6.20: Effizienz pro Residuen- und  $x_s$ -Intervall. Es sind periodisch auftretende Ineffizienzbereiche auf der Streifenmitte zu erkennen.

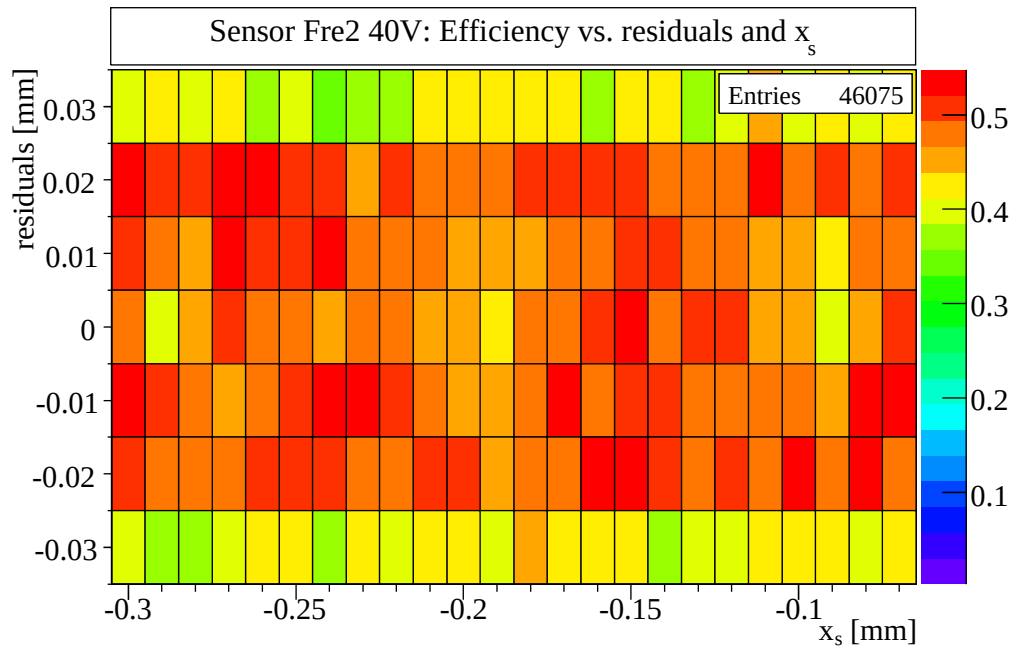


Abbildung 6.21: Residuenverteilung über  $x_s$  in der Draufsicht. Die ineffizienten Bereiche bei den Säulen werden bei geeignetem Binning besser aufgelöst. Die erwartete Periodizität von  $100\ \mu\text{m}$  ist gegeben.



## 7 Zusammenfassung

Das 3D Design stellt ein vielversprechendes Konzept für strahlungsresistente Halbleiterdetektoren in der Hochenergiephysik dar. Es besteht darin, dass Säulen durch das Substratmaterial geätzt und verschiedenartig dotiert werden, wodurch sich Verarmungs- und Ladungssammlungsabstände verkürzen. In Teststrahlungsmessungen mit einem 180 GeV Pionenstrahl wurden zwei verschiedene Prototypen von 3D-stc p-on-n Silizium-Streifendetektoren von FBK-irst Trento, untersucht. Das 3D-stc Design ist eine Vereinfachung des 3D Designs, bei der die Säulen nicht durch die gesamte Dicke des Wafers prozessiert werden und nur von einem Dotierungstyp sind. Die dadurch entstehende elektrische Feldkonfiguration führt zu ortsabhängigen Effizienzunterschieden, deren Analyse ein Ziel der Messungen war.

Die Auswertung der Daten wurde erheblich dadurch beeinträchtigt, dass die Bestandteile des Messaufbaus durch defekte Trigger-Elektronik desynchronisiert wurden. Obwohl die Synchronisation nachträglich für einen großen Teil der Daten wiederhergestellt werden konnte, bleiben Unsicherheiten zurück. Diese erschwerten das Alignment des Sensors in Bezug auf das Strahlteleskop.

Die beiden getesteten Detektoren haben den selben Streifenabstand von  $80\text{ }\mu\text{m}$  und die selbe Säulentiefe von  $150\text{ }\mu\text{m}$ , unterscheiden sich aber in Material und Dicke, im Abstand der Säulen entlang eines Streifens und in deren Isolierung von einander. Der Sensor Fre0 besteht aus stFZ-Silizium einer Dicke von  $380\text{ }\mu\text{m}$  und ist mit einer gemischten Isolierung von p-spray und p-stop versehen. Der Säulenabstand beträgt hierbei  $80\text{ }\mu\text{m}$ . Für den  $300\text{ }\mu\text{m}$  dicken Sensor Fre2 aus mCz-Silizium mit p-Spray Isolierung beträgt er  $100\text{ }\mu\text{m}$ . Fre2 wurde bei Betriebsspannungen von 40 V, 60 V, und 80 V untersucht, Fre0 bei 80 V. Für die letzten beiden Messungen liegen noch keine Spurinformatoren vor, weshalb dort bisher keine orts aufgelöste Analyse möglich war.

Das Rauschen der Sensoren wurde für die verschiedenen Spannungen bestimmt, es zeigen sich qualitative Übereinstimmungen zu den Messungen mit einer Beta-Quelle. Da diese aber mit Prototypen anderer Parameter durchgeführt wurden, ist der direkte Vergleich der Messwerte nicht möglich. Das Absinken des Rauschens von Sensor Fre2 mit steigender Spannung, d.h. zunehmender Verarmung entspricht dem erwarteten Verhalten. Das Signal und Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) der Sensoren steht ebenfalls im Einklang zu den Beta-Quellen-Messungen.

| Sensor<br>Spannung | Rauschen |                | Signal      |                | SNR  |
|--------------------|----------|----------------|-------------|----------------|------|
|                    | fC       | e <sup>-</sup> | fC          | e <sup>-</sup> |      |
| Fre0 80 V          | 0.189    | 1191           | 1.57 ± 0.01 | 9872 ± 94      | 8.3  |
| Fre2 40 V          | 0.220    | 1382           | 1.62 ± 0.01 | 10212 ± 77     | 7.4  |
| Fre2 60 V          | 0.189    | 1185           | 2.09 ± 0.02 | 13158 ± 110    | 11.1 |
| Fre2 80 V          | 0.182    | 1144           | 2.41 ± 0.01 | 15175 ± 83     | 13.3 |

Für den Sensor Fre2 ist damit bei 40 V und fast vollständiger Verarmung des Bereichs zwischen den Säulen eine Ladungssammlungseffizienz von etwa 45 % gegeben, die mit steigender Spannung und Verarmung hin zur Detektor-Rückseite zunimmt. Für Fre0 ist das Verhältnis von Säulentiefe zu Substratdicke geringer und das Ladungssammlungsverhalten schlechter. Auch hier muss berücksichtigt werden, dass sich die verschiedenen Prototypen im Einzelfall noch stark unterschiedlich verhalten und erst Serienmessungen verlässliche Aussagen erlauben werden.

Für die Effizienz entsprechen die Werte aufgrund der Daten-Korruptionen von vornherein nicht dem wahren Wert. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden aber erstmalig in Teststrahlungsmessungen relative Effizienzunterschiede innerhalb der Einheitszelle eines 3D-stc Detektors beobachtet, so wie sie von Simulationen vorhergesagt werden. Besonders der Bereich zwischen zwei Streifen erweist sich aufgrund des schwachen elektrischen Feldes als auffällig ineffizient. Ineffizienzen an den Orten der Säulen nehmen mit zunehmender Verarmung unterhalb der Säulen ab.

Im Hinblick auf die Effizienz sind 3D-stc Detektoren nicht für den Einsatz in der Hochenergiephysik geeignet. Sie stellen aber in Bezug auf Prozessierungstechnologie und das Verständnis des 3D Designs einen wichtigen Zwischenschritt dar. Das Konzept hat sich mittlerweile zum 3D-ddtc Design hin entwickelt, bei dem zusätzlich von der Rückseite des Detektors Säulen des zweiten Dotierungstyps in das Substrat prozessiert werden, wie beim stc Design aber nicht über die volle Dicke. Die Ineffizienzen sollten sich dadurch verringern lassen. Diese Detektoren werden in nächster Zeit mit verschiedenen Aufbauten zu untersuchen sein, wobei Messungen vor und nach Bestrahlung neben der Ortsabhängigkeit auch Informationen über ihre Strahlenhärte liefern werden.

## Literatur

- [ABB<sup>+</sup>90] P.M. Asbeck, J.C. Bean, F. Beltram, J.R. Brews, F. Capasso, M.A. Hollis, S. Luryi, R.A. Murphy, S.J. Pearton, S. Sen, N.J. Shah, S.M. Sze, and W.T. Tang. *High-Speed Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1<sup>st</sup> edition, 1990.
- [ABC<sup>+</sup>02] G. Azuelos, D. Benchekroun, O. Cakir, E. Elfren, F. Gianotti, J.-B. Hansen, I. Hinchliffe, M. Hohlfeld, K. Jakobs, C. Leroy, R. Mehdiyev, F.E. Paige, G. Polesello, H. Stenzel, S. Tapprogge, Z. Usubov, and L. Vacavant. Impact of energy and luminosity upgrades at lhc on the physics programme of atlas. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28(9):2453–2474, September 2002.
- [ATL99a] ATLAS Collaboration. ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report. Technical Report Volume I, CERN, May 1999. CERN/LHCC/99-14 ATLAS TDR 14.
- [ATL99b] ATLAS Collaboration. ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report. Technical Report Volume II, CERN, May 1999. CERN/LHCC/99-15 ATLAS TDR 15.
- [ATL08] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *J. Instr.*, 3:many pages, June 2008.
- [Bos06] M. Boscardin. 9th RD50 Workshop, October 2006.  
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=14&sessionId=5&resId=1&materialId=slides&confId=6078>.
- [BR97] R. Brun and F Rademakers. ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework. *Nucl. Instrum. & Meth.*, A389:81–86, 1997.
- [C<sup>+</sup>05] F. Campabadal et al. Beam tests of ATLAS SCT silicon strip detector modules. *Nucl. Instrum. & Meth.*, A538:384–407, 2005.
- [E<sup>+</sup>08] S. Eckert et al. 3D stc Sensors with different Strip Isolation Schemes and Substrate Materials. *Nucl. Instrum. & Meth.*, A591:117–120, June 2008.
- [GMV<sup>+</sup>05] F. Gianotti, M.L. Mangano, T. Virdee, et al. Physics potential and experimental challenges of the LHC luminosity upgrade. *Eur. Phys. J.*, C39:293–333, July 2005.

- [HBL<sup>+</sup>03] G. Haefeli, A. Bay, F. Legger, L. Locatelli, J. Christiansen, and D. Wiedner. TELL1 Specification for a common read out board for LHCb. 007, 2003.
- [Jam98] F. James. *MINUIT Function Minimization and Error Analysis Reference Manual*. Computing and Networks Division CERN, Geneva, Switzerland, August 1998.  
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.
- [KDBE<sup>+</sup>] S. Kühn, G.-F. Dalla Betta, S. Eckert, K. Jakobs, U. Parzefall, A. Zoboli, and N. Zorzi. Short Strips for the sLHC: a P-Type Silicon Microstrip Detector in 3D-Technology. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* submitted for publication.
- [L<sup>+</sup>01] Lindström et al. Radiation hard silicon detectors—developments by the RD48 (ROSE) collaboration. *Nucl. Instrum. & Meth.*, 466(2):308–326, July 2001.
- [LHC91] LHC Study Group. Design Study of the Large Hadron Collider (LHC). A multiparticle collider in the LEP tunnel. Technical report, CERN, May 1991. CERN 91-03.
- [LS06] S. Löchner and M. Schmelling. The beetle reference manual. 105, August 2006. LHCb-2005-105.
- [Lut99] G. Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1999.
- [Mol99] M. Moll. *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors – microscopic defects and macroscopic properties*. PhD thesis, University of Hamburg, 1999.
- [PBDB<sup>+</sup>05] C. Piemonte, M. Boscardin, G.-F. Dalla Betta, S. Ronchin, and N. Zorzi. Development of 3D detectors featuring columnar electrodes of the same doping type. *Nucl. Instrum. & Meth.*, A541:441–448, 2005.
- [Pei93] A. Peisert. Silicon Microstrip Detectors. In F. Sauli, editor, *Instrumentation in High Energy Physics*, volume 9 of *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, pages 1–81, Singapore, 1993. World Scientific.
- [Pen08] D. Pennicard. Private communication, March 2008.



- [PKS97] S.I. Parker, C.J. Kenney, and J. Segal. 3D – a proposed new architecture for solid-state radiation detectors. *Nucl. Instrum. & Meth.*, A395:328–343, 1997.
- [REG01] A. de Roeck, J.R. Ellis, and F. Gianotti. Physics motivations for future cern accelerators. Technical Report hep-ex/0112004. CERN-TH-2001-023, CERN, Geneva, December 2001. Prepared for the CERN scientific committee in september 2001 and presented to the CERN council in december 2001.
- [Røh08] O. Røhne. Private communication, January 2008.
- [Sad05] H. F.-W. Sadrozinski. Tracking detectors for the LHC upgrade. *Nucl. Instrum. & Meth.*, A552:1–6, October 2005.
- [SP08] T. Szumlak and C. Parkes. Description of the Vetra Project and its Application for the VELO Detector. 022, February 2008. LHCb-2008-022.
- [Sze85] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2<sup>nd</sup> edition, 1985.
- [TFK<sup>+</sup>02] J. Treis, P. Fischer, H. Krüger, L. Klingbeil, T. Lari, and N. Wermes. A modular PC based silicon microstrip beam telescope with high speed data acquisition. *Nucl. Instrum. & Meth.*, A 490:112–123, April 2002.
- [VL08] A. Vasilescu and G. Lindström. Displacement damage in silicon. On-line Compilation, July 2008.  
<http://sesam.desy.de/members/gunnar/Si-dfuncs.html>.
- [Wun92] R. Wunstorf. *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten*. PhD thesis, University of Hamburg, October 1992. DESY FH1K-92-01.
- [Y<sup>+</sup>on] W.-M. Yao et al. The Review of Particle Physics. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, G33(1):1–1232, July 2006 and 2007 partial update for the 2008 edition.



## Tabellenverzeichnis

|     |                                                                |    |
|-----|----------------------------------------------------------------|----|
| 4.1 | Getestete Detektoren . . . . .                                 | 35 |
| 4.2 | Variablen der Teleskop Trees . . . . .                         | 36 |
| 4.3 | Variablen der Sensor Trees (SortTDC_NTuple) . . . . .          | 37 |
| 6.1 | Ergebnisse der Rauschmessungen . . . . .                       | 79 |
| 6.2 | Peak-Zeiten, gesammelte Ladung, Signal-Rausch-Verhältnis . . . | 86 |



# Abbildungsverzeichnis

|      |                                                                                                                                                                   |    |
|------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1  | Der ATLAS-Detektor . . . . .                                                                                                                                      | 2  |
| 1.2  | Der Innere Detektor des ATLAS-Experiments . . . . .                                                                                                               | 3  |
| 1.3  | Erwartete Teilchenfluenzen im ATLAS-Detektor für eine integrierte Luminosität von $100 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .                                                 | 4  |
| 1.4  | Erwartete Gesamtfluenz im ATLAS-Detektor . . . . .                                                                                                                | 6  |
| 2.1  | Funktionsweise eines planaren Silizium-Streifendetektors . . . . .                                                                                                | 8  |
| 2.2  | Foto eines Streifendetektors unter dem Mikroskop . . . . .                                                                                                        | 9  |
| 2.3  | Landau-Verteilung der deponierten Ladung . . . . .                                                                                                                | 13 |
| 2.4  | Leckstrom in Abhängigkeit von der Fluenz . . . . .                                                                                                                | 14 |
| 2.5  | Die effektive Dotierkonzentration $N_{\text{eff}}$ und die entsprechende vollständige Verarmungsspannung $V_{\text{fd}}$ in Abhängigkeit von der Fluenz . . . . . | 15 |
| 3.1  | Das Float-Zone-Verfahren . . . . .                                                                                                                                | 18 |
| 3.2  | Dotierkonzentration $N_{\text{eff}}$ und Verarmungsspannung $V_{\text{fd}}$ in Abhängigkeit von der Fluenz für verschiedene Materialien . . . . .                 | 18 |
| 3.3  | Das Czochralski-Verfahren . . . . .                                                                                                                               | 19 |
| 3.4  | Das 3D Design schematisch . . . . .                                                                                                                               | 21 |
| 3.5  | Draufsicht eines Streifendetektors mit 3D Design unter dem Mikroskop . . . . .                                                                                    | 21 |
| 3.6  | Ladungssammlung beim 3D Design und beim planaren Detektor . . . . .                                                                                               | 22 |
| 3.7  | Das 3D-stc Design schematisch . . . . .                                                                                                                           | 24 |
| 3.8  | Foto eines 3D-stc Streifendetektors im Querschnitt . . . . .                                                                                                      | 24 |
| 3.9  | Simulation der Verarmung beim 3D-stc Design . . . . .                                                                                                             | 25 |
| 3.10 | Das 3D-ddtc Design schematisch . . . . .                                                                                                                          | 27 |
| 4.1  | Übersicht des Aufbaus im CERN H8 Strahlbereich . . . . .                                                                                                          | 30 |
| 4.2  | Aufbau des Teststandes . . . . .                                                                                                                                  | 30 |
| 4.3  | Aufbau des Teststandes schematisch . . . . .                                                                                                                      | 31 |
| 4.4  | Freiburger Modul . . . . .                                                                                                                                        | 33 |
| 4.5  | Bonding Schema . . . . .                                                                                                                                          | 34 |

|      |                                                                                             |    |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.6  | Rauschen der Kanäle aller Testsensoren auf dem Glasgower und dem Freiburger Modul . . . . . | 38 |
| 4.7  | Rauschen des Sensors Fre0 . . . . .                                                         | 39 |
| 4.8  | Beetle-Ausgangssignal . . . . .                                                             | 40 |
| 4.9  | Zeitmessung mit dem TDC . . . . .                                                           | 41 |
| 4.10 | Timing Daten . . . . .                                                                      | 42 |
| 4.11 | Korrelation der BAT-Module (layer1) . . . . .                                               | 44 |
| 4.12 | Korrelation der BAT-Module (layer0) . . . . .                                               | 45 |
| 4.13 | Korrelation BAT/DUT bei der Datennahme . . . . .                                            | 46 |
| 4.14 | Typische Track-Parameter . . . . .                                                          | 48 |
| 4.15 | Resynchronisation 1 . . . . .                                                               | 52 |
| 4.16 | Resynchronisation 2 . . . . .                                                               | 52 |
| 4.17 | Korrelation vor und nach der Resynchronisation . . . . .                                    | 54 |
| 5.1  | Koordinatensysteme . . . . .                                                                | 56 |
| 5.2  | Alignment-Verfahren . . . . .                                                               | 60 |
| 5.3  | Track- $\chi^2$ -Verteilung . . . . .                                                       | 61 |
| 5.4  | Alignment: Track-Parameter und Korrelationen . . . . .                                      | 62 |
| 5.5  | $\chi^2$ des Alignment-Fits und Winkel $\theta$ als Funktion von $z_{0,s}$ . . . . .        | 64 |
| 5.6  | Validierung des Alignments für $z_{0,s} = 92$ cm . . . . .                                  | 66 |
| 5.7  | Validierung des Alignments für $z_{0,s} = 120$ cm . . . . .                                 | 67 |
| 5.8  | Mittelwerte und RMS der Residuenverteilungen für verschiedene $z_{0,s}$ . . . . .           | 68 |
| 5.9  | Vergleich der Messreihen bei 40 V . . . . .                                                 | 71 |
| 5.10 | Vergleich der Messreihen bei 60 V . . . . .                                                 | 72 |
| 5.11 | Alignment-Parameter des Sensors Fre2 bei 40 V . . . . .                                     | 73 |
| 5.12 | Alignment-Parameter des Sensors Fre2 bei 60 V . . . . .                                     | 74 |
| 6.1  | Rauschen des Sensors Fre0 bei 80 V . . . . .                                                | 77 |
| 6.2  | Rauschen des Sensors Fre2 bei verschiedenen Spannungen . . . . .                            | 78 |
| 6.3  | Rauschmessungen mit einem Infrarot-Laser . . . . .                                          | 80 |
| 6.4  | Signalpuls des Sensors Fre0 bei 80 V . . . . .                                              | 82 |

|      |                                                                                                                       |     |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 6.5  | Signalverlauf des Sensors Fre2 bei verschiedenen Spannungen . .                                                       | 83  |
| 6.6  | Vergleich des Signals . . . . .                                                                                       | 84  |
| 6.7  | Signalbestimmung . . . . .                                                                                            | 85  |
| 6.8  | Ladungssammlungsmessungen mit einer Beta-Quelle . . . . .                                                             | 87  |
| 6.9  | Signalverlauf der Nachbarstreifen des getroffenen Streifens für<br>Sensor Fre0 bei 80 V Betriebsspannung . . . . .    | 89  |
| 6.10 | Signalverlauf der Nachbarstreifen des getroffenen Streifens für<br>Sensor Fre2 bei verschiedenen Spannungen . . . . . | 90  |
| 6.11 | Anzahl der Tracks pro Streifen . . . . .                                                                              | 92  |
| 6.12 | Effizienz der Streifen bei 40 V . . . . .                                                                             | 93  |
| 6.13 | Effizienz der Streifen bei 60 V . . . . .                                                                             | 93  |
| 6.14 | Anzahl der Tracks pro Residuenintervall . . . . .                                                                     | 94  |
| 6.15 | Effizienz in Abhängigkeit von Residuen und ADC-Wert bei 40 V                                                          | 95  |
| 6.16 | Effizienz in Abhängigkeit von Residuen und ADC-Wert bei 60 V                                                          | 96  |
| 6.17 | Ortsaufgelöste IR-Laser-Messungen in einer Dimension . . . . .                                                        | 98  |
| 6.18 | Ortsaufgelöste IR-Laser-Messungen in zwei Dimensionen . . . . .                                                       | 98  |
| 6.19 | Anzahl der Tracks pro Residuen- und $x_s$ -intervall . . . . .                                                        | 100 |
| 6.20 | Effizienz pro Residuen- und $x_s$ -Intervall . . . . .                                                                | 101 |
| 6.21 | Effizienz pro Residuen- und $x_s$ -Intervall in der Draufsicht . . . .                                                | 101 |





# Danksagung

Danken möchte ich Herrn Prof. Dr. Karl Jakobs für die Ermöglichung dieser Diplomarbeit und den unproblematischen Wechsel des Themas nach dem Hauptpraktikum.

Herrn Dr. Ulrich Parzefall und Simon Eckert danke ich für die kompetente Betreuung und das humorvolle Arbeitsklima, das dieses letzte Studienjahr zu einer so gern zu erinnernden Erfahrung gemacht hat.

Weiterer Dank gebührt David Pennicard aus Glasgow, dessen Zuverlässigkeit und Hilfsbereitschaft mir die Arbeit z.T. sehr erleichtert hat.

Michael Dührssen und Nicola Giacinto Piaquadio möchte ich für interessante Ideen und ihr offenes Ohr in allen Programmierfragen danken.

Meinem Büro-Mitbewohner Ingo Torchiani gratuliere ich zur abgegebenen Doktorarbeit und danke ihm für eine angenehme Zeit und schnelle Hilfe bei vielen Kleinigkeiten.

Der ganzen Abteilung sei für eine schöne Zeit in angenehmer Atmosphäre gedankt.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern danken, die mir dieses Studium ermöglicht haben.



# Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel dafür verwendet zu haben.

Freiburg, den 7. August 2008

Gregor Pahn