

# Fakultät für Physik

Universität Bielefeld

## Doppelseitige Silizium- Mikrostreifendetektoren für SELEX

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

durchgeführt am Max-Planck-Institut für Kernphysik

vorgelegt von

Emrullah Durucan

aus Kozakli

Januar 1995 bis März 1996



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Selex-Experiment</b>	<b>3</b>
2.1	Entdeckung der charmed Mesonen . . . . .	3
2.2	Physikalische Ziele . . . . .	5
2.2.1	Die semileptonischen Zerfälle . . . . .	6
2.2.2	Beobachtung des $\Omega_c^0(ssc)$ . . . . .	7
2.2.3	Suche nach exotischen Teilchen . . . . .	7
2.2.4	Primakoff-Effekt . . . . .	8
2.2.5	Heidelberger Interessen . . . . .	8
2.3	Das Spektrometer . . . . .	9
2.3.1	Der Strahl . . . . .	10
2.3.2	Der Übergangsstrahlungszähler . . . . .	11
2.3.3	Die Targetregion . . . . .	12
2.3.4	Die Silizium-Detektoren . . . . .	12
2.3.5	Die ersten beiden Spektrometerstufen . . . . .	13
2.3.6	Der RICH . . . . .	14
2.3.7	Die dritte Spektrometerstufe . . . . .	15
2.3.8	Die Bleiglaskalorimeter . . . . .	15
2.3.9	Das Neutronenkalorimeter . . . . .	15
2.3.10	Der Trigger . . . . .	16
2.3.11	Die Datenerfassung . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Physik der Halbleiterdetektoren</b>	<b>18</b>
3.1	Physikalische Phänomene im Halbleiter . . . . .	18
3.2	Der p-n-Übergang . . . . .	19
3.3	Die Verarmungstiefe . . . . .	20
3.4	Herstellung von Halbleiterdetektoren . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Die verwendeten Detektoren</b>	<b>26</b>
4.1	Die doppelseitigen Silizium-Detektoren für SELEX . . . . .	26
4.2	Signalentstehung . . . . .	27
4.2.1	Bethe-Bloch-Formel . . . . .	27
4.3	Berechnungen zum doppelseitigen Silizium-Detektor für SELEX . . . . .	30
4.3.1	Die Sammelzeiten für die Ladungsträger . . . . .	30
4.3.2	Die Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger . . . . .	31
4.3.3	Die Verbreiterung der Ladungsverteilung . . . . .	32
4.3.4	Die Ortsauflösung . . . . .	32
4.4	Doppelseitige Mikrostreifendetektoren . . . . .	33
4.4.1	Problem der Leckströme . . . . .	34
4.4.2	Problem der Isolation der $n^+$ -Streifen . . . . .	37

<b>5</b>	<b>Die Kenngrößen der Detektoren</b>	<b>39</b>
5.1	Die Teststation zur Messung der Detektorparameter . . . . .	39
5.2	Das Verhalten des Leckstromes . . . . .	40
5.3	Das Verhalten der Kapazitäten . . . . .	42
5.3.1	Detektorkapazität . . . . .	42
5.3.2	Interstrip Kapazität . . . . .	42
5.3.3	Kopplungskapazität . . . . .	43
5.4	Die Bestandteile des Widerstandes . . . . .	44
5.5	Akzeptanzkriterien für die Detektoren . . . . .	44
5.6	Durchführung der Messungen . . . . .	45
5.6.1	Die Leckstrommessungen . . . . .	45
5.6.2	Die Kapazitätsmessungen . . . . .	48
5.6.3	Die Widerstandsmessungen . . . . .	51
5.7	Die Auswertung der Halbleitermessungen . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Die Ausleseelektronik</b>	<b>58</b>
6.1	Die Eigenschaften des SVX-Chips . . . . .	59
6.2	Die Eigenschaften des Kapazitäts-Chips . . . . .	59
6.3	Das Detektorboard . . . . .	59
6.4	Die elektronischen Konverter . . . . .	61
<b>7</b>	<b>Teststrahl</b>	<b>62</b>
7.1	Der Testaufbau . . . . .	62
7.1.1	Der Teststrahl . . . . .	62
7.2	Die Messungen . . . . .	63
7.3	Die Effizienzen . . . . .	64
7.4	Die Clusterverteilungen . . . . .	65
7.5	Korrelation der Signalladungen beider Seiten des Detektors . . . . .	66
7.6	Die Auswertung der Teststrahlergebnisse . . . . .	66
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>76</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>78</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>83</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>84</b>

# 1 Einleitung

In dieser Arbeit wird ein neuer, beidseitig mit über 1000 feinen Streifen versehener, handflächengroßer Halbleiterdetektor für das Experiment E781/SELEX behandelt. SELEX<sup>1</sup> ist ein Fixed Target Hyperonenstrahl experiment, das gegenwärtig am Fermilab<sup>2</sup> aufgebaut wird und dessen erste Strahlzeit für das Frühjahr 1996 geplant ist. Das physikalische Hauptziel des Experimentes ist die Untersuchung von Produktionsmechanismen und Eigenschaften von charmed Baryonen, bei einer mittleren Strahlenergie von 650 GeV. Die hohe Strahlintensität von  $2 \cdot 10^6$  Teilchen/Sekunde soll eine möglichst gute Bestimmung der Zerfallskanäle und Lebensdauern dieser Teilchen ermöglichen. Damit eine effiziente Rekonstruktion der Teilchenspuren möglich ist, werden hohe Anforderungen an die Ortsauflösung und Effizienz der Detektoren bei niedrigem Rauschuntergrund gestellt.

Das Rauschen tritt nicht nur bei Strahlbedingungen auf, sondern hat auch halbleiterspezifische Gründe. Sogenannte Leckströme, deren Ursachen in der Arbeit dargelegt werden, erzeugen einen Teil des unerwünschten Rauschens. Um zu entscheiden, ob ein Detektorrohling für SELEX geeignet ist, werden Akzeptanzkriterien für Leckströme und weitere Kenngrößen aufgestellt. Detektoren, die diese Anforderungen erfüllen, werden mit der Ausleseelektronik erweitert. Das Kernstück der Ausleseelektronik stellt der SVX<sup>3</sup>-Chip dar. Zum ersten Mal für doppelseitige Detektoren wird dieser Chip mit Nullunterdrückung, in einer Auslese solcher Streifen, deren Signalladungsmengen oberhalb einer einstellbaren Schwelle liegen, betrieben.

Der Informationsverlust beim Betrieb eines Detektors mit so vielen auszuwertenden Kanälen verlangt ein genaues Beobachten der Reaktion des Detektors auf Veränderungen der am SVX-Chip angelegten Schwellenspannung. Zu diesem Zweck wurde im Mai/Juni 95 am CERN<sup>4</sup> ein Test mit minimalionisierenden Teilchen durchgeführt. Durch die Verwendung von minimalionisierenden Teilchen wird die Ladungsskala des Rauschens zu dem des Teilchensignals normiert. Das Signal zu Rauschverhältnis kann bestimmt und die Effizienz kann in Abhängigkeit der Schwellenspannung berechnet werden.

Die Motivation für den Einsatz des doppelseitigen Siliziumhalbleiterdetektors bei SELEX sind die Verminderung des Materials im Strahlengang, die Ermöglichung einer zweidimensionalen Spurrekonstruktion, sowie die Einführung dieser relativ neuen Technologie in Strahl experimente.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in sieben Kapitel. Zunächst wird eine Einlei-

---

<sup>1</sup>*SEgmented LargE X<sub>F</sub> baryon spectrometer*

<sup>2</sup>*Fermi National Acelerator Laboratory auch FNAL*

<sup>3</sup>*Silicon VerteX*

<sup>4</sup>*Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire*

tung und Erläuterung des Experiments E781 gegeben. Es folgt ein Kapitel mit einem Überblick über die physikalischen Grundlagen von Halbleiterdetektoren. Daran schließt sich ein Kapitel über den Test und die Auswahl von Detektorrohlingen an. Danach wird die Bestückung des Detektors mit der Ausleseelektronik beschrieben. Nach einer Vorstellung des Testaufbaus für die Teststrahlzeit im April/Mai 1995 am CERN werden die Testergebnisse im Hinblick auf Optimierungsmöglichkeiten beim Betrieb der doppelseitigen Detektoren diskutiert.

## 2 Das Selex-Experiment

In diesem Kapitel soll zunächst kurz die Entdeckung des charmed Quarks beschrieben und damit die physikalische Motivation für das SELEX Experiment erläutert werden, bevor der technische Aufbau des Spektrometers in seinen Grundzügen dargestellt wird.

### 2.1 Entdeckung der charmed Mesonen

Als Folge der Ergebnisse zweier im November 1974 durchgeführten Experimente mußte das bislang geläufige Dreiquarkschema erweitert werden. In diesen voneinander unabhängigen und von der Zielsetzung verschiedenen Experimenten wurde eine schmale, mit den bis zu diesem Zeitpunkt bekannten Teilchen nicht identifizierbare Resonanz gefunden:

- Im BNL <sup>5</sup> wurde bei einem Experiment die Reaktion:

$$p + Be \implies e^+ + e^- + X$$

untersucht. Die Analyse der invarianten Massen der  $e^+e^-$ -Paare ergab bei einer Schwerpunktsenergie von 3.1 GeV eine schmale Resonanz (vgl. [Aub74]).

- Ein gleichzeitig am SLAC <sup>6</sup> durchgeführtes  $e^+e^-$ -Collider-Experiment zeigte bei der gleichen Schwerpunktsenergie in den drei Kanälen

$$(2.1) \quad \begin{aligned} e^+ + e^- &\implies e^+ + e^- \\ e^+ + e^- &\implies \mu^+ + \mu^- \\ e^+ + e^- &\implies \text{Mesonen, Baryonen} \end{aligned}$$

schmale Resonanzen in den Wirkungsquerschnitten (vgl. [Aug74]).

Aus der geringen totalen Breite von 88 keV und der damit verbundenen längeren Lebensdauer im Vergleich zu den damals bekannten Teilchen wurde diese Resonanz durch die Produktion eines neuen Teilchens interpretiert, welches heute als  $J/\psi(3097)$  bekannt ist. Das  $J/\psi$  war der erste Repräsentant einer Klasse von Mesonen<sup>7</sup> basierend auf einem neuen, bereits von Glashow theoretisch postulierten Quark, dem c(Charm)-Quark.

Das  $J/\psi$  selbst entspricht einer Kombination aus  $c\bar{c}$ . Mit diesem neuen Quark sollte dann auch eine Teilchengruppe entstehen, z.B. Mesonen, die das c-Quark mit den drei bekannten Quarks kombinieren;

$$D^+(c\bar{d}), D^0(c\bar{u}), \bar{D}^0(c\bar{u}), D_s^+(c\bar{s}).$$

---

<sup>5</sup>Brookhaven National Laboratory

<sup>6</sup>Stanford Linear Accelerator Center

<sup>7</sup>Meson: Aus einem Quark und einem Antiquark aufgebautes Elementarteilchen.

Baryon	Quarks	$\tau$ [s]	$m$ [MeV/ $c^2$ ]	Zerfallskanäle
$\Lambda_c^+$	$udc$	$2,00 \cdot 10^{-13}$	2284,9	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 + X$
$\Xi_c^+$	$usc$	$3,5 \cdot 10^{-13}$	2465,4	$\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda^0 K^- \pi^+ \pi^+$ $\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^0 K^- \pi^+ \pi^+$ $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$ $\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^+ K^- \pi^+$
$\Xi_c^0$	$dsc$	$0,98 \cdot 10^{-13}$	2470,4	$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- l^+ X$ $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\Xi_c^0 \rightarrow p K^- \bar{K}^*(892)^0$ $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$
$\Omega_c^0$	$ssc$	-	2710	$\Omega_c^0 \rightarrow \Xi^- K^+ \pi^+ \pi^+$ $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$ $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^- \pi^+ \pi^+$

Tab. 2.1: Eigenschaften von Baryonen mit einem c-Quark mit Valenzquarkinhalt, mittleren Lebensdauern, Massen und ihren wichtigsten Zerfällen nach dem gegenwärtigen Angaben der Particle Data Group [PDG 94].

All diese Mesonen wurden danach auch experimentell nachgewiesen; zudem auch eine Anzahl von charmed Baryonen<sup>8</sup>, die einer Kombination dreier Quarks, von denen mindestens eines ein c-Quark ist, entsprechen.

Mit der Entdeckung des c Quarks wurde die SU(3)-Gruppentheorie auf die SU(4)-Gruppentheorie erweitert. Im Rahmen der SU(4)-Gruppentheorie lassen sich nun die Grundzustände der Baryonen in ein Multiplett mit  $J^P = \frac{1}{2}^+$  (vgl. Abb. 2.1 a) und ein Multiplett mit  $J^P = \frac{3}{2}^+$  (vgl. Abb. 2.1 b) einordnen. Die Baryonen mit Charm = 1 und mit unterschiedlicher Strangeness befinden sich jeweils auf der 2.Etage der Multiplettdiagramme. Die wichtigsten Eigenschaften von Baryonen mit einem c-Quark sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Aus den Tabellen 2.2 und 2.1 geht hervor, daß Baryonen mit Charm charakteristische mittlere Lebensdauern um 10 ps haben. Baryonen mit Strangeness aber ohne Charm haben demgegenüber eine ca. tausendfach größere Lebensdauer. Darüber hinaus ist ersichtlich, daß nicht-charmed Baryonen mit Strangeness um etwa 1GeV leichter sind als charmed Baryonen.

Zwar liegt die Entdeckung des charmed Quark zwanzig Jahre zurück, aber dennoch sind bis heute nicht alle Baryonen mit c-Quark Inhalt, entdeckt bzw. in ausreichender Menge produziert und rekonstruiert worden. Die Massen und Lebensdauern dieser Teilchen, sowie Verzweigungsverhältnisse sind folglich ungenau bzw. unbekannt. Zu den Experimenten, die sich mit der Suche und Vermessung dieser Baryonen gegenwärtig beschäftigen gehört auch das Experiment E781 am Fermilab, Chicago.

<sup>8</sup>Baryon: Aus drei Quarks aufgebautes Elementarteilchen.

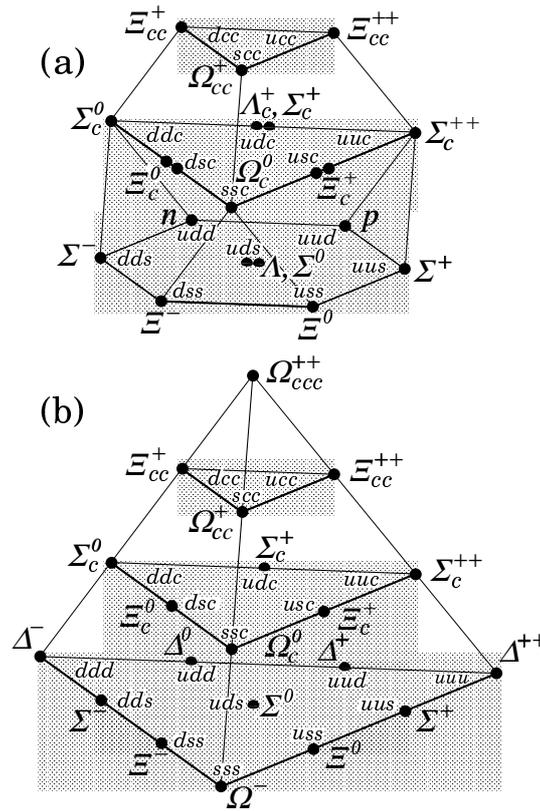


Abb. 2.1: Multiplettdiagramme der  $J^P = \frac{1}{2}^+$  (a) und  $J^P = \frac{3}{2}^+$  (b) charmed Baryonen. Die jeweils unterste Etage in den Abb. a, b bilden die Multiplett-Diagramme der SU(3)-Gruppe: Baryonen-Oktett  $J^P = \frac{1}{2}^+$ , Baryonen-Dekuplett  $J^P = \frac{3}{2}^+$  (vgl. [Wer94])

Andere Experimente mit ähnlicher Zielsetzung sind z.B. WA89 am CERN, CLEO am CESR, und EXCHARM in DUBNA.

Da das E781-Experiment neben der Charm-Physik auch noch andere interessante Gebiete der Teilchenphysik behandelt, werden im folgenden die physikalischen Zielsetzungen der E781 Kollaboration, sowie der Aufbau des E781-Experimentes, näher erläutert.

## 2.2 Physikalische Ziele

Das Experiment E781 (vgl. [Rus87]) ist ein Fixed Target Experiment mit einem Strahl bestehend aus  $\pi$  und den Baryonen  $\Sigma$ ,  $\Xi$  und  $\Omega$ .

Ein Fixed Target Experiment zeichnet sich im Gegensatz zu einem Collider Experiment dadurch aus, daß ein Teilchenstrahl auf ein im Laborsystem feststehendes Target gelenkt wird, während in Collider Experimenten zwei Teilchenstrahlen

Baryon	Quarks	$\tau$ [s]	$m$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	Zerfallskanäle
$\Lambda^0$	uds	$2.632 \cdot 10^{-10}$	1115.68	$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ 63.9 %
				$\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$ 35.8 %
$\Sigma^-$	dds	$1.479 \cdot 10^{-10}$	1197.44	$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ 99.85%
$\Sigma^0$	uds	$7.4 \cdot 10^{-20}$	1192.55	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ 100 %
$\Sigma^+$	uus	$0.799 \cdot 10^{-10}$	1189.37	$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 51.57%
				$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ 48.30%
$\Xi^-$	dss	$1.639 \cdot 10^{-10}$	1321.32	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$ 99.89 %
$\Xi^0$	uss	$2.9 \cdot 10^{-10}$	1314.9	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$ 99.54 %
$\Omega^-$	sss	$0.822 \cdot 10^{-10}$	1672.45	$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ 67.8 %
				$\Omega^- \rightarrow \Xi^0\pi^-$ 23.6 %
				$\Omega^- \rightarrow \Xi^-\pi^0$ 8.6 %

Tab. 2.2: Eigenschaften von Baryonen mit Strangeness [PDG 94].

zur Kollision gebracht werden. Der Collider hat den Vorteil, daß wesentlich höhere Schwerpunktsenergien erzielt werden, wohingegen die Triggerung (vgl. Kapitel 2.4) auf Charm-Ereignisse bei einem Fixed Target Experiment einfacher ist. Dies führt zu einer höheren Ausbeute an verwertbaren Ereignissen. Das physikalische Hauptziel ist ein detailliertes Bild der Produktionsmechanismen und Eigenschaften von charmed Baryonen, Lebensdauern, Massen, sowie Verzweungsverhältnissen der charmed-strange Baryonen und ihrer angeregten Zustände zu erhalten. Diese Teilchen, die sich durch einen Gesamtspin 3/2 (siehe Figur 2.1) oder durch einen erhöhten Bahndrehimpuls der Quarks auszeichnen, zerfallen entweder radiativ d.h. unter Photonemission oder unter Pionenemission in ihren jeweiligen Grundzustand.

Zwar wurden die im folgenden zu nennenden Punkte zumeist schon durch WA89 erforscht, allerdings bietet SELEX höhere Strahlintensitäten (vgl. Tab. 2.7), eine größere Akzeptanz (vgl. Kapitel 2.3) und einen besseren Vertexdetektor (vgl. Tab. 2.8), so daß genauere Ergebnisse zu erwarten sind (vgl. [Pro94]).

### 2.2.1 Die semileptonischen Zerfälle

Beim Zerfall von charmed Baryonen ist die Untersuchung von semileptonischen Moden besonders interessant, mit ihrer Vermessung können Elemente der CKM-Matrix<sup>9</sup> bestimmt werden. Durch den hohen Massenunterschied zwischen dem zerfallenden charmed Quark und den Produkten (s- oder d-Quark) sind semileptonische Zerfälle relativ häufig, somit läßt sich auch der Cabibbo-unterdrückte Zerfall  $c \Rightarrow d$  gut beobachten.

Bisher wurden durch die Kollaborationen CLEO, und ARGUS [Alt93], [Ber93], fol-

<sup>9</sup>CKM-Matrix: Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix beschreibt die Mischung der drei Quarkfamilien durch die schwache Wechselwirkung.

gende semileptonische Kanäle beobachtet:

$$(2.2) \quad \begin{aligned} \Lambda_c^+ &\implies X\Lambda l\nu \\ \Xi_c^0 &\implies X\Xi^- l\nu \end{aligned}$$

CLEO hat zusätzlich auch den Zerfall

$$\Xi_c^+ \implies X\Xi^0 l\nu \text{ gemessen.}$$

Bei SELEX wird diesen Moden nachgegangen.

### 2.2.2 Beobachtung des $\Omega_c^0(ssc)$

Beobachtung des doppelt strange Baryons  $\Omega_c^0(ssc)$  und Bestimmung seiner Lebensdauer. Das Experiment WA89 hat das  $\Omega_c^0(ssc)$  wie in Tabelle 2.3 dargestellt in sieben Zerfallskanälen beobachtet.

Baryon	Quarks	$m$ [MeV]	Zerfallskanäle
$\Omega_c^0$	$ssc$	2723	$\Omega^- \pi^+$
		2714	$\Omega^- \pi^- \pi^+ \pi^+$
		2694	$\Xi^- K_s^0 \pi^+$
		2714	$\Xi^- K_s^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$
		2703	$\Xi^- K^- \pi^+ \pi^+$
		2705	$\Lambda^0 K_s^0 K^- \pi^+$
		2704	$\Lambda^0 K^- K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Tab. 2.3: Zerfallskanäle des  $\Omega_c^0$  mit Massen. Gesehen von WA89 1994 (vgl. [Ren95]).

### 2.2.3 Suche nach exotischen Teilchen

Exotische Teilchen sind Teilchen, die sich nicht in die bekannten Kategorien Baryonen ( $qqq$ ) und Mesonen ( $q\bar{q}$ ) einordnen lassen aber von der QCD erlaubt sind.

Bei SELEX soll deswegen nach dem U(3100), dem H-Dibaryon und dem Pentaquark gesucht werden. Alle diese exotischen Teilchen zeichnen sich dadurch aus, daß sie aus mehr als drei Valenzquarks aufgebaut sind.

- **Das Baryonium U(3100):** Das Baryonium ist ein Vierquark-Zustand mit dem Quarkinhalt ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ) der in mehreren Ladungszuständen vorkommt falls es wirklich existiert. Hinweise für die Existenz des U(3100) wurden von WA62 beim Studium der Zerfallsprodukte des  $\Xi_c^+$  erhalten. WA62 hatte Andeutungen für das U(3100) gesehen (vgl. Tab. 2.4) [Sie91a] [Bour86].

Zusätzlich zu diesen Moden wurde beim Experiment BIS-2 in Serpukhov noch der Ladungszustand  $U^{--}$  im Kanal  $U^{--} \implies \Lambda^0 \bar{p} \pi^-$  vermutet. Die Existenzfrage des U(3100) ist jedoch immer noch offen, da im Experiment E777 in Brookhaven die Suche nicht erfolgreich war (vgl. [Boe91][Ale86]).

U Teilchen	Zerfallskanäle
$U^+$	$\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+$
$U^0$	$\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$
$U^-$	$\Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^-$

Tab. 2.4: Beobachtete Zerfallskanäle der verschiedenen U Ladungszustände [WA62]

- **Pentaquark P:** Das Pentaquark P ist aus fünf Quarks aufgebaut ( $qqqs\bar{c}$ ). Der Nachweis könnte möglicherweise im Zerfallskanal [Sie91b]  $P \implies p + K^+ + K^- + \pi^- + \pi^-$  erfolgen.
- **H-Dibaryon:** Das H-Dibaryon konstituiert sich aus sechs Valenzquarks ( $uuddss$ ). Da der Quarkinhalt dem zweier Baryonen entspricht wird es Dibaryon genannt. Der Nachweis des H über die Untersuchung der Zerfallsprodukte hängt entscheidend von der H-Masse ab. Ist diese größer als zwei  $\Lambda^0$  Massen, so kann es über die starke Wechselwirkung direkt in zwei  $\Lambda^0$ -Teilchen zerfallen, was auf Grund des Valenzquarkinhalts naheliegend ist. Ist die H-Masse jedoch unterhalb der 2-  $\Lambda^0$ -Schwelle, so kann es nur über die schwache Wechselwirkung in die Zustände

$$H \implies \Sigma^- p \text{ und } H \implies \Lambda^0 \pi^- p$$

zerfallen (vgl. [Alb93]).

#### 2.2.4 Primakoff-Effekt

Weiterhin kann mit SELEX der Primakoff-Effekt studiert werden. Im Coulombfeld schwerer Kerne können über einen Ein-Photonen-Austausch bei der Streuung eines geladenen Teilchens neutrale Mesonen entstehen (Primakoff-Effekt)[Pri51]. Mit diesem Effekt kann die Untersuchung von Baryonen- und Mesonenpolarisierbarkeit und die Suche nach weiteren exotischen Zuständen, den Hybridmesonen [Idd88], die ein reelles Gluon enthalten ( $q\bar{q}g$ ) erleichtert werden.

#### 2.2.5 Heidelberger Interessen

Der SELEX-Spektrometer ist dazu geeignet, die elektromagnetischen Formfaktoren von Hyperonen<sup>10</sup> anhand der Elektron-Hyperon-Streuung zu messen. Zwar sind die elektromagnetischen Eigenschaften und magnetischen Momente von Hyperonen gründlich studiert worden und haben wesentlich zum gegenwärtigen Verständnis der baryonischen und mesonischen Struktur in bezug auf das Konstituentenquarkmodell beigetragen, doch wurden bisher keine systematischen Untersuchungen der Hyperonengröße durchgeführt. Nichtsdestotrotz gibt es Hinweise darauf, daß für die Ladungsradien der Hyperonen eine klare Ordnung in Abhängigkeit vom flavour ihrer Konstituentenquarks besteht. Aus den gemessenen Unterschieden im Ladungsradius

<sup>10</sup>Hyperonen sind Baryonen mit Strangeness  $\neq 0$ .

von Pionen und Kaonen ist zu schließen, daß die Messungen innerhalb einer Genauigkeit von 10% liegen sollten, um einen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen zu ermöglichen (vgl. Tab. 2.5).

	Experiment		Theorie Modell- vorhersagen
	Materie- Radius	Ladungs- radius	
p	0.67	0.67	0.40 - 0.67
$\Lambda, \Sigma^\pm$	0.58	zu messen	0.34 - 0.55
$\Xi$	0.50	zu messen	0.29 - 0.44
$\Omega$	unbekannt	zu messen	0.32 - 0.51
$\pi$	0.41	0.44	0.24 - 0.54
$K^+$	0.35	0.34	0.21 - 0.40

Tab. 2.5: Experimentelle Werte für die mittleren quadratischen Radien  $\langle r^2 \rangle$  in  $\text{fm}^2$  von Baryonen und Mesonen aus der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung (typische Fehler sind  $0.02 \text{ fm}^2$ ) sowie die Bandbreite verschiedener theoretischer Vorhersagen [Koe94a].

Für die Gewinnung dieser Daten, ist eine Vielfalt von Teilchenidentifikationsmethoden zur Erkennung verschiedener Zerfallsmoden vonnöten. Besondere Aufmerksamkeit wird deshalb der Entwicklung einer Apparatur mit den neuesten Möglichkeiten in der Rekonstruktion sekundärer Vertizes und in der Triggerbarkeit auf gewünschte Ereignisse geschenkt.

## 2.3 Das Spektrometer

Das E781-Experiment ist ein Spektrometer für geladene Teilchen mit Teilchenidentifikation, elektromagnetischer Kalorimetrie und einer Akzeptanz von  $0.1 < x_F^{11} < 1$ . Das Experiment befindet sich zwar in der Endphase des Aufbaus aber es werden immer noch kleine Veränderungen vorgenommen, so daß die Angaben hier keinen Endgültigkeitscharakter haben.

Der schematische Aufbau des Experimentes wird in Abb. 2.2 gezeigt. Die in das Spektrometer eintreffenden Hyperonen werden zunächst durch einen Übergangsstrahlungszähler vom  $\pi^-$  Untergund befreit, so daß das Experiment mit hoher Effizienz nur von  $\Sigma^-$  getriggert wird. Vor und hinter dem Target stehen jeweils mehrere Silizium-Mikrostreifenzähler zur Spur- und Vertexbestimmung. Nach dem Target folgt die Zerfallsregion mit drei Magneten, Drift- und Proportionalkammern und einem RICH. In dem auf dem RICH folgenden 20m langen Zerfallsbereich befinden sich weitere Drift- und Proportionalkammern, und drei Bleigaskalorimeter. Der Aufbau wird von einem Neutronenkalorimeter abgeschlossen.

<sup>11</sup> $x_F$ : Bezeichnet hier die sogenannte Feynmansche Skalenvariable, die das Verhältnis des Vorwärtsimpulses eines Sekundärteilchens zum maximal möglichen Impuls angibt.

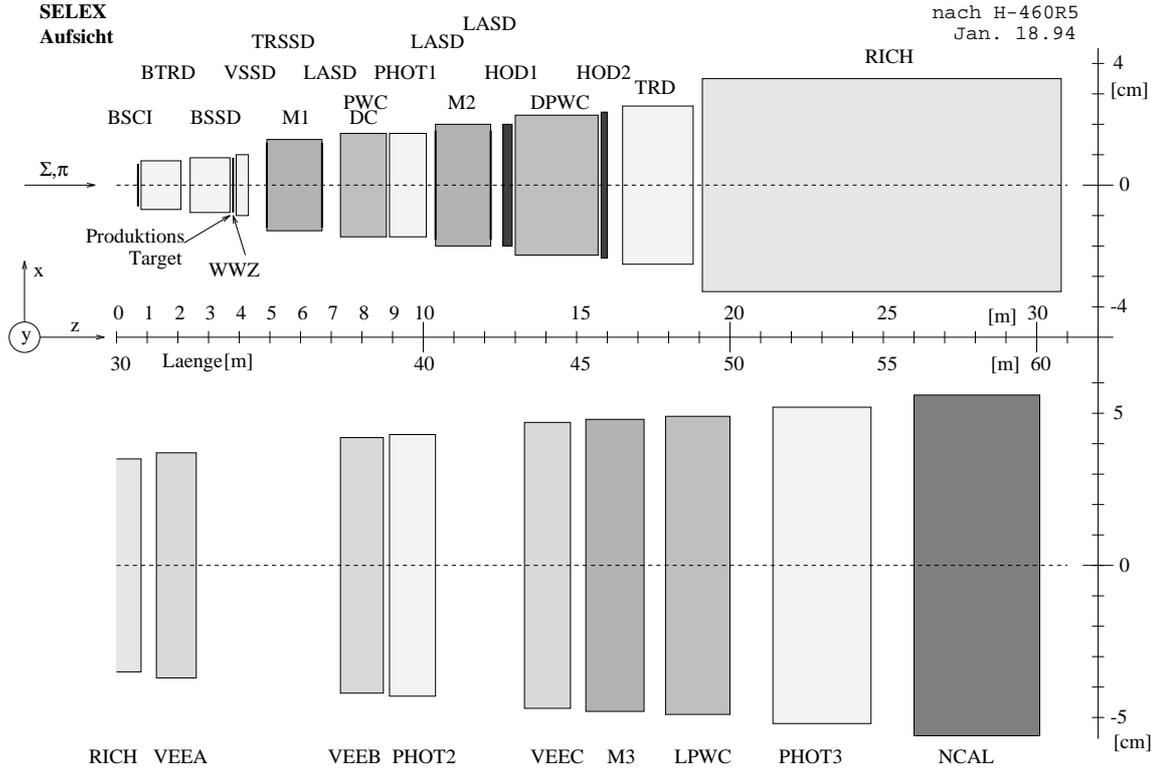


Abb. 2.2: Aufsicht auf das SELEX Experiment: Die einzelnen Detektor-  
komponenten sind eingezeichnet und mit den im Experiment benutzten  
Bezeichnungen versehen [Lac93]. Der Aufbau hat in Strahlrichtung eine  
Länge von ungefähr 60 m. Nicht gezeigt ist die leichte Krümmung des  
Strahls aufgrund der Ablenkung in den Magneten. Die eingezeichnete  
Ausdehnung eines jeden Detektors in  $x$ -Richtung gibt die horizontale  
Strahlaufweitung an dieser Stelle an. Die Ausdehnung in  $z$ -Richtung  
gibt den tatsächlich vorgesehenen Raum für den jeweiligen Detektor  
an.

Im folgenden wird der Weg des Strahls vom Tevatron bis zum Spektrometer, sowie  
durch dieses beschrieben.

### 2.3.1 Der Strahl

Der im Detektor zu untersuchende Hyperonenstrahl wird mittels eines Beryllium-  
Targets aus dem 800 GeV/c Protonenstrahl des Tevatrons gewonnen. Einige aus-  
gewählte technische Daten des Tevatrons sind in der Tabelle 2.6 aufgelistet.

Der Hyperonenstrahl (Sekundärstrahl) besitzt einen Impuls von  $(650 \pm 40)$  GeV/c  
und besteht nahezu zu je 50 % aus  $\Sigma^-$  und  $\pi^-$  sowie kleinen Anteilen von  $\Xi^-$  und  
 $\Omega^-$  (vgl. Tabelle 2.7).

Umfang	6.28 km
Maximale Strahlenergie	0.9...1.0 TeV
Strahldurchmesser	36 $\mu\text{m}$
Zahl der Bunches(Teilchenpakete)	6
Mittlerer Strahlstrom	p:4.6 mA, $\bar{p}$ :3.2 mA
Zahl der Dipole	774
Zahl der Quadrupole	216
Max. magnetisches Feld	4.4T

Tab. 2.6: Technische Daten des Tevatrons [PDG 92].

Teilchenart	Rate	$\gamma c\tau$
$\Sigma^-$	$10^6$ Hz	24.1 m
$\Xi^-$	$20 \cdot 10^3$ Hz	24.2 m
$\Omega^-$	200 Hz	9.56 m
$\pi^-$	$10^6$ Hz	36 km

Tab. 2.7: Erwartete Raten des negativen Hyperonenstrahls; extrapolierte Angaben aus den Messungen des Experimentes E756.

Alle 60 s wird der Sekundärstrahl für die Dauer von 20 s (Spill-Dauer) einer auf das Beryllium-Target folgenden Magneto-optik zugeleitet. Die Teilchen mit dem gewünschten Impuls werden durch die Magnet- und Kollimatoranordnung durchgelassen. Der am Wechselwirkungstarget angekommene Strahl hat eine Divergenz in beiden Richtungen von etwa 0,7 mrad. Die Austrittsblende des Hyperonenkanals ist 3.7 mm weit und 8.96 mm hoch, damit ergibt sich am 3.75 m entfernten Target eine Strahlbreite von etwa 9 mm und eine Höhe von etwa 1.4 cm. Die Rate des  $\Sigma^-$ -Strahls wird bei  $10^6$  MHz liegen. In 200 ns durchfliegt der Strahl den gesamten SELEX-Spektrometer.

### 2.3.2 Der Übergangsstrahlungszähler

Der aus dem Hyperonenkanal kommende Sekundärstrahl besteht zur Hälfte aus Pionen. Um diese durch ein Veto im Trigger von der Datenerfassung auszuschließen wird ein Übergangsstrahlungszähler verwendet. Dieser Detektor unterscheidet Pionen von den Hyperonen mittels der von ihnen emittierten Übergangsstrahlung: Geladene Teilchen, die den Übergangsstrahlungszähler durchdringen, emittieren Übergangsstrahlung, wobei die totale abgestrahlte Energie proportional zum relativistischen  $\gamma$ -Faktor<sup>12</sup> des Teilchens ist. Da Pionen gegenüber den Hyperonen bei gleichem Impuls ein größeres  $\gamma$  haben, wird bei Pionen mehr Energie abgestrahlt. Hierdurch

---

<sup>12</sup> $\gamma$ : Dilatationsfaktor

erhält man eine Unterscheidungsmöglichkeit für diese Teilchen.

Durch die Verwendung des TRD<sup>13</sup>-Signals können 99.4 % der Pionen im Sekundärstrahl durch ein Veto verworfen werden, wobei 2 % der Hyperonen falsch als Pionen identifiziert und damit ebenfalls verworfen werden. Der bei SELEX eingesetzte Strahl-TRD besteht aus einer in zehn Gruppen eingeteilten Folienanordnung mit jeweils 200 Polypropylenfolien und drei Proportionalkammern.

### 2.3.3 Die Targetregion

Das Target besteht aus fünf 1 mm dicken Folien aufgestellt im Abstand von 10 mm. Bei einer mittleren Lebensdauer  $\tau$  von  $2 \cdot 10^{-13}$  (siehe Tab. 2.1), einer Lebenszeit  $t = \gamma\tau \approx 0.05$  ns und einem charakteristischen Dilatationsfaktor von  $\gamma = \frac{E}{mc^2} \approx 150$ , ergibt sich dieser Abstand aus der Flugstrecke von charmed Baryonen, die bei 1 cm liegt.

Die einzelnen Segmente des Targets sind aus den Elementen Wolfram, Silber, Kupfer, Silizium und Kohlenstoff aufgebaut. Die Targetsegmente aus den verschiedenen Elementen werden in der genannten Reihenfolge in den Strahl gestellt. Dabei ist deren Dicke so optimiert, daß möglichst viele der kurzlebigen Teilchen außerhalb der Targetschicht zerfallen. Zudem bringt das segmentierte Target noch den Vorteil, daß der Primärvertex nur in einem der dünnen Targetfolien sein und somit eindeutig einem Material zugeordnet werden kann.

### 2.3.4 Die Silizium-Detektoren

Beim Experiment kommen 48 Siliziumebenen zum Einsatz (vgl. Tab. 2.8) deren Standort und Aufgabenstellung im folgenden erläutert werden soll:

- **Strahlsilizium:** Zwischen dem Strahl-TRD (BTRD) und dem Wechselwirkungstarget befinden sich 6 Ebenen von Silizium-Streifenzählern (BSSD<sup>14</sup>) mit einem Streifenabstand von 20  $\mu$ m, welche die Strahlkoordinaten bis auf 3  $\mu$  genau bestimmen lassen. Der Aufbau und die Funktionsweise von solchen Halbleiterzählern wird in dieser Arbeit noch eingehend behandelt.
- **Pixeldetektoren:** Wird ein Silizium-Bauteil matrixförmig in viele Elektrodenplättchen (Pixel), die elektrisch durch Potentialwälle gegeneinander abgeschirmt sind, unterteilt, so können die von einem Ereignis erzeugten Energiedepositionen, die in den Kathodenplättchen gespeichert sind, zeilenweise ausgelesen werden. Die Auslesezeit ist auf Grund der sequentiellen Datenverarbeitung recht lang, liefert jedoch zweidimensionale Bilder senkrecht zur Strahlrichtung [Gru93]. Die bei SELEX eingesetzten PIXEL-Detektoren befinden sich unmittelbar hinter dem Target, und haben ein Feld mit 256 X

---

<sup>13</sup>Transition Radiation Detector

<sup>14</sup>Beam Silicon Strip Detectors

256 sensitiven Zellen a  $30 \times 30 \mu\text{m}$ . Die Trefferinformation der einzelnen Zellen kann zur Offline Analyse des Sekundärvertex eingesetzt werden. Der Einsatz von Pixeldetektoren ist noch nicht sicher.

- **Vertexdetektor:** Der Vertexdetektor (VSSD<sup>15</sup>) besteht ebenfalls aus Silizium-Mikrostreifendetektoren und zählt insgesamt 20 Ebenen, die in 5 Gruppen zu je 4 Detektoren eingeteilt sind und einen Streifenabstand von  $20 \mu\text{m}$  und  $50 \mu\text{m}$  haben. Ihre Aufgabe ist es, die Bahnen der bei der Wechselwirkung entstandenen Teilchen genau zu vermessen.
- **LASD:** Am Ausgang des Magneten M1 und am Ein- und Ausgang des Magneten M2 befinden sich die Heidelberger LASD<sup>16</sup> Detektoren. Diese drei Detektorgruppen bestehen ihrerseits aus jeweils zwei einseitigen und zwei doppelseitigen Detektoren (vgl. Tab. 2.8). Die doppelseitigen Detektoren bilden das Thema dieser Arbeit. Diese Detektoren haben die Aufgabe der Verbesserung der Spurauflösung und Spurtrennung im M1 und M2 Bereich und der Ermöglichung der hohen Impulsauflösung von  $\sigma/p^2 \approx 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}\text{c}$  [Koe94].

Detektor	Zahl der Ebenen	Streifen/Ebene	Streifen
Strahl	8	1024	8192
Vertex	8	2048	16394
Mosaic 1	12	2560	30720
Mosaic 2	8	1280	10240
LASD	6 doppels.	2304	13824
	6 eins.	1280	7680
Summe	48		87040

Tab. 2.8: Siliziumdetektorsysteme im Experiment E781. Zusätzlich zu den beschriebenen Detektoren sind hier noch Mosaicdetektoren, ähnlich wie Pixeldetektoren, aufgeführt. Diese Detektoren dienen der Spurbestimmung im Vertexbereich.

### 2.3.5 Die ersten beiden Spektrometerstufen

Es gibt Spektrometernagnete, die das SELEX-Experiment praktisch in drei Stufen einteilen. Die ersten beiden Stufen können folgendermaßen eingeordnet werden [Pro94]:

- **Für niederenergetische Teilchen:** Der erste Magnet, ist 1.83 m lang, erzeugt ein Feld von  $1.078 \text{ T}$  und gibt somit Teilchen, die durchfliegen einen

<sup>15</sup>Vertex Silicon Strip Detectors

<sup>16</sup>Large Ange Silicon Detectors



Die emittierten Photonen werden durch einen segmentierten Hohlspiegel mit dem Krümmungsradius  $R$  auf einen Ring in einer Brennebene mit dem Ringradius  $r$  abgebildet. Für den Ringradius gilt die Beziehung:

$$(2.4) \quad r = R/2 \cdot \tan \Theta_c$$

Somit kann durch die Messung von  $r$  die Teilchengeschwindigkeit berechnet werden. Der voraussichtlich aus 12-15 nachgewiesenen Photonen bestehende Ring des SELEX-RICH wird mittels 2848 in einem hexagonalen Gitter angeordneten Photomultipliern mit einem Durchmesser von jeweils 15 mm gezählt. Der SELEX-RICH ist 10.8 m lang, hat einen Durchmesser von 2.6 m, wird mit Neon als Radiatorfüllung betrieben und besitzt 16 Spiegel [Mai93]. Mit diesem RICH soll eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden.

### 2.3.7 Die dritte Spektrometerstufe

Vor dem Eingang des dritten Magneten stehen drei Driftkammern im Abstand von je vier Metern hintereinander und dienen der Spurrekonstruktion in jeweils vier Projektionen. In der dritten Stufe sollen die Zerfallsprodukte  $p$  oder  $n$  und  $\pi^-$  des  $\Lambda^0$  nachgewiesen werden. Die  $\Lambda^0$ -Teilchen ihrerseits stammten aus (z.B.  $\Xi^-$  und  $\Omega^-$ ) Hyperonenzerfällen.

### 2.3.8 Die Bleiglaskalorimeter

Im SELEX-Experiment kommen je Spektrometerstufe ein, also insgesamt drei segmentierte Bleiglaskalorimeter zum Einsatz [Pro94]. Mit diesen Detektoren werden Energien von hochenergetischen  $\gamma$ -Quanten gemessen. Die  $\gamma$ -Quanten stammen aus Zerfällen von  $\pi^0$ . Die  $\gamma$ -Quanten lösen  $e^+ e^-$  und niederenergetische  $\gamma$ -Photonen Kaskaden aus. Die von den geladenen Kaskadenteilchen produzierte Čherenkovstrahlung ist ein Maß für die im Bleiglas deponierte Energie. Die Blöcke der Bleiglaskalorimeter werden durch Photomultiplier abgeschlossen, die das Čherenkovlicht in ein verstärktes elektronisches Signal konvertieren. Das letzte Bleiglaskalorimeter ist für Photonen aus dem Zerfall  $\Sigma^0 \Rightarrow \Lambda \gamma$  und dem noch nicht nachgewiesenen Zerfall  $\Xi' \Rightarrow \Xi_c \gamma$  bestimmt.

### 2.3.9 Das Neutronenkalorimeter

Das Spektrometer wird durch einen Neutronenkalorimeter, das Neutronen innerhalb der zentralen 5 mrad nachweisen kann, abgeschlossen. Es besteht aus in wechselnden Schichten zellenförmig angeordnetem Blei und Szintillatormaterial. Die Identifikation von Neutronen im SELEX-Detektor ist für den Nachweis von  $\Sigma^-$ -Zerfällen und für die Vermessung von Cabibbo-unterdrückten Zerfällen einiger charmed Hyperonen wichtig.

### 2.3.10 Der Trigger

Bei E781 kommt neben dem Hardwaretrigger ein Softwaretrigger zum Einsatz (vgl. Bild 2.4). In die Triggerentscheidung gehen Informationen folgender Detektoren ein:

- **Nullte Triggerstufe:** Die Strahl- und Vetoszintillatoren, sie signalisieren den Durchgang von Strahlteilchen.
- **Erste Triggerstufe:** Der Strahl-TRD, der Wechselwirkungszähler, die Hodoskope 1+2 dienen der Bestimmung der Ladung und der Anzahl der Teilchen. Hier sollen Charm- und Primakoff-Ereignisse aus elastischer Streuung erkannt und zwischen ihnen differenziert werden. Mit der nullten Triggerstufe zusammen findet eine Eventreduktion um den Faktor 5 statt [Eng95].
- **Zweite Triggerstufe:** Die Photonenkalorimeter und ein weiterer TRD zusammen mit den vorhergehenden Triggersignalen werden eingesetzt für eine bessere Impulsanalyse und zur Erkennung von  $\Lambda$  Ereignissen. Die Ereignisreduktion beträgt hier einen Faktor von 2 [Pro94].
- **Softwaretrigger:** Der Softwaretrigger sucht topologisch nach einem zweiten Vertex, nur bei vorliegenden zweiten Vertizes werden die betreffenden Events auf Tape geschrieben, was eine Ereignisreduktion von weiteren 40% bedeutet.

In der Figur 2.4 ist das Hodoskop 2 zwar mit der 2. Triggerstufe verbunden aber eine entgeltige Festlegung ist noch nicht erfolgt. Die Zeiten, die von den einzelnen Triggerstufen benötigt werden, stehen ebenfalls noch nicht fest.

### 2.3.11 Die Datenerfassung

Die Auslese der unterschiedlichen Detektoren geschieht in folgenden Systemen:

- FSDA<sup>19</sup> für Silizium- Mikrostreifendetektoren.
- Fastbus TDC's<sup>20</sup> für die Drahtkammern
- Fastbus ADC's<sup>21</sup> für die Kalorimeter
- Im FSCC<sup>22</sup> werden alle Detektoren ausgelesen. Zudem werden die Proportionaldrahtkammern, ein TRD und der RICH durch das CROS<sup>23</sup> ausgelesen.

---

<sup>19</sup>Fastbus SVX Data Accumulators

<sup>20</sup>Time to Digital Converter

<sup>21</sup>Analog Digital Converter

<sup>22</sup>Fastbus Smart Crate Controllers

<sup>23</sup>Chamber Readout System

## E781 TRIGGER / DAQ / ONLINE FILTER SYSTEMS

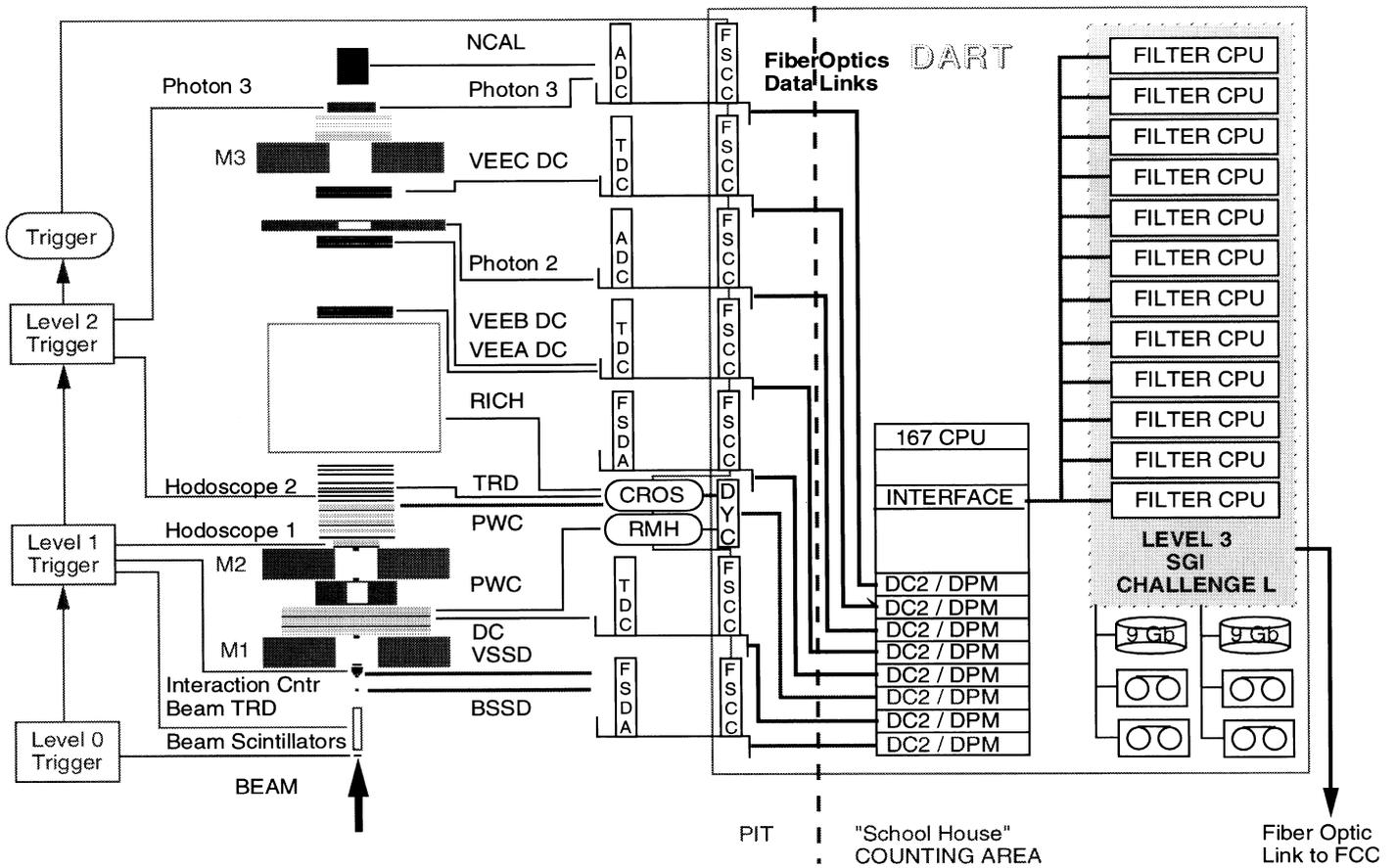


Abb. 2.4: Der E781 Trigger und das DAQ-System

Ereignisse, die den Softwaretrigger passieren werden registriert. Die Ereignisanzahl eines Zyklus (Spill) wird um 140000 betragen, mit einer zu transportierenden Datenmenge von 700 MBytes. 300 KBytes/s von Charm-Ereignissen und die gleiche Menge an Primakoffereignissen müssen auf Tape geschrieben werden (vgl. Das Datenerfassungssystem Figur 2.4).

### 3 Physik der Halbleiterdetektoren

In diesem Kapitel soll eine Einführung in die physikalischen Grundlagen von Halbleitern gegeben werden. Folgende Untergliederung zur Motivation dieses Themenbereiches wurde vorgenommen (vgl. [Kno89], [Hor91], [Kle92]):

- Halbleiter
- Der p/n-Übergang
- Die Verarmungstiefe
- Die Herstellung von Halbleiterdetektoren

#### 3.1 Physikalische Phänomene im Halbleiter

Silizium besitzt 4 Valenzelektronen. Führt man Siliziumatome zusammen, so geht jedes Si-Atom mit vier weiteren Si-Atomen eine kovalente Bindung ein, und es entsteht ein kubisch raumzentriertes Kristallgitter (Tetraeder). Beim Zusammenführen der Atome spalten sich die quantenmechanisch erlaubten diskreten Energiezustände der Elektronen auf und es entstehen z.B. erlaubte, kontinuierliche Energiebänder und verbotene Bandlücken. Ein vereinfachtes Bändermodell ist in Abb.3.2 dargestellt. Hierbei handelt es sich um das energetisch niedrige Valenzband und das energetisch höher gelegene Leitungsband, die durch eine für Elektronen verbotene Bandlücke  $1,1\text{eV}$  bei  $T = 300\text{K}$  getrennt sind. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten physikalischen Größen von intrinsischem (reinem) Silizium aufgelistet.

Dichte	$2.33 \text{ g/cm}^3$
Energieverlust für MIP's <sup>24</sup>	$1.66 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$
Dielektrizitätskonstante	11.9
Bandlücke bei $T = 300 \text{ K}$	$1.11 \text{ eV}$
Zustandsdichte im Leitungsband $N_c$	$2.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Zustandsdichte im Valenzband $N_v$	$1.04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Elektronenmobilität $\mu_e$	$1350 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$
Löchermobilität $\mu_h$	$480 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$
Spezifischer Widerstand	$235 \text{ k}\Omega \text{ cm}$

Tab. 3.1: Eigenschaften von Silizium [Pei92].

Durch verschiedene Anregungsprozesse können die Valenzelektronen aus dem Valenzband  $E_v$  in den Leitungsband  $E_c$  angehoben werden, siehe dazu Abb.3.1. Jedes freigesetzte Elektron hinterläßt an seinem ursprünglichen Platz ein Loch mit positiver Ladung. Fehlt eine äußere Beeinflußung dieser Paarbildung im Halbleiter so rekombinieren die erzeugten Ladungspaare wieder.

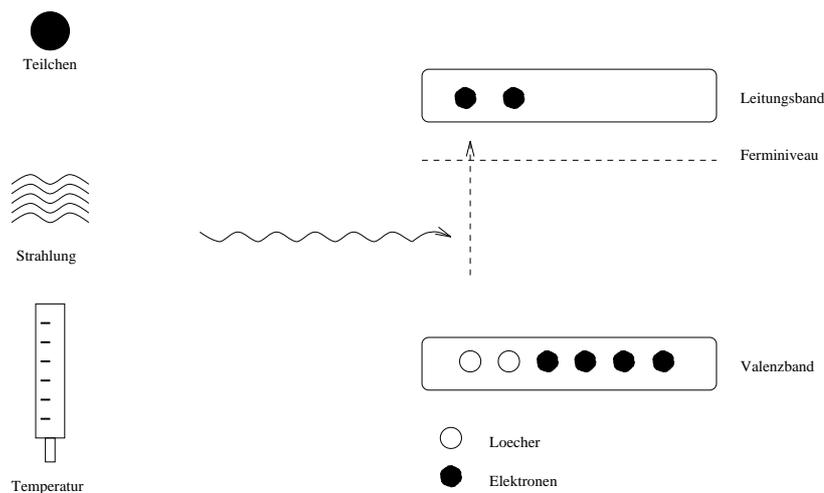


Abb. 3.1: Die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren. Elektron-Loch-Paare werden durch geladene Teilchen, durch Strahlung und durch Temperatureinfluß erzeugt.

### 3.2 Der p-n-Übergang

Wird Silizium mit Elementen der 5. Hauptgruppe (Donatoren) versehen (dotiert), so entsteht ein Überschuß an Elektronen. Das fünfte Valenzelektron kann keine Bindung mit den vierwertigen Si-Atomen eingehen und ist deswegen leicht zu ionisieren (siehe Abb. 3.2a). Der Halbleiter wird n-leitend.

Elemente der 3. Hauptgruppe bringen mit nur drei Valenzelektronen eine Bindungslücke ein. Aufgrund des Fehlens eines Bindungselektrons entsteht ein Überschuß an Löchern mit positiver Ladung folglich wird der Halbleiter p-leitend (siehe Abb. 3.2c).

Abbildung 3.2 illustriert das Energiebanddiagramm von Halbleitern .

$E_d$  ist das Donatorniveau,  $E_a$  das Akzeptorniveau,  $E_F$  das Fermi-niveau,  $E_v$  das Valenzband und  $E_c$  das Leitungsband. In n-dotierten Halbleitern gilt für das Fermi-niveau  $E_d < E_F < E_c$ , und bei p-dotierten Halbleitern  $E_v < E_F < E_a$ .

Werden diese beiden entgegengesetzt dotierten Bereiche zusammengeführt, so findet aufgrund der unterschiedlichen Konzentrationen für Elektronen und Löcher ein Austausch dieser beiden Ladungsträger am Übergang statt, und die Fermi-niveaus der p- und n-Seite gleichen sich an (vgl. Abb. 3.3).

Infolge der festen Anzahl von Donor- und Akzeptor-Ionen bildet sich ein elektrisches Feld am Übergang aus und verhindert dadurch eine weitere Diffusion von Elektronen und Löchern, wodurch sich ein Gleichgewichtszustand etabliert[Hor91].

Legt man eine äußere Spannung  $V_a$  an die n-p-Schicht in Sperrrichtung an, d.h. positiv am n-, negativ am p-Gebiet, so wird das dynamische Gleichgewicht der Raumladungszone gestört  $V_D$ (Diffusionsspannung) wird um den Betrag  $V_a$  erhöht. Die

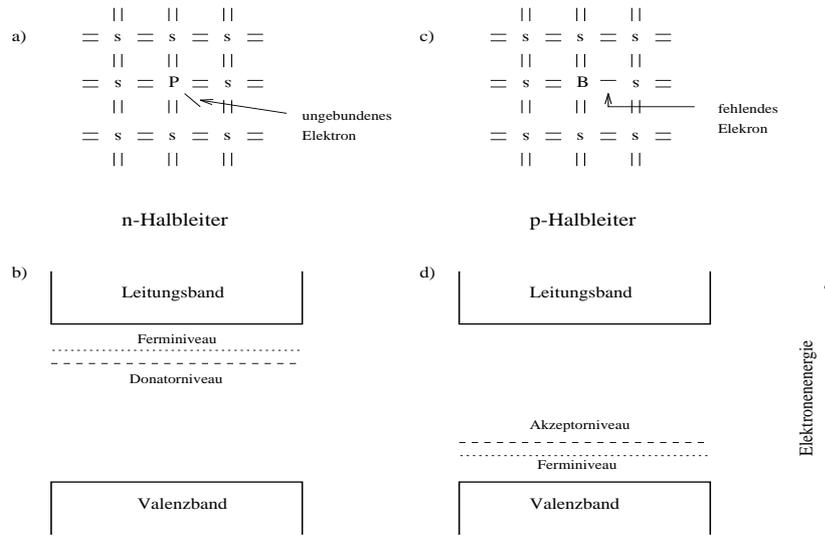


Abb. 3.2: a) Siliziumkristall eines n-Halbleiters (mit Phosphor dotiert) b) Energieband-Diagramm eines n-Halbleiters vor der Bildung eines p/n-Überganges c) Siliziumkristall eines p-Halbleiters (mit Bor dotiert) d) Energieband-Diagramm eines p-Halbleiters vor der Bildung eines p/n-Überganges.

Feldstärke in der Raumladungszone wird größer, die Verarmungszone wird breiter, und der Halbleiter kann nun als Detektor eingesetzt werden.

Elektronen und Löcher die nun gebildet werden passieren ungehindert die Sperrschicht. Die Löcher driften in Richtung der elektrischen Feldvektoren, die Elektronen entgegengesetzt zu ihnen. Die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ist proportional zum angelegten elektrischen Feld. Die Driftgeschwindigkeiten berechnen sich aus:

$$(3.1) \quad v_e = \mu_e E$$

$$(3.2) \quad v_h = \mu_h E$$

Die Elektronen und Löcher können dann zur Auswertung aus dem Detektor abgeführt werden. Damit aber das Gleichgewicht an Elektronen und Löchern und somit die Sensibilität für weitere Ereignisse gewahrt bleibt, wird die jeweils abgezogene Ladungsart durch angelegte Elektroden injiziert (vgl. [Kno89]).

### 3.3 Die Verarmungstiefe

Das Schottky-Modell des p/n-Überganges ist in Abb. 3.4 dargestellt.

Die Ausbildung eines elektrischen Feldes in der Region des Überganges ist mit der Bildung einer elektrischen Potentialdifferenz entlang des Überganges verbunden. Der

Bildung eines p/n-Überganges

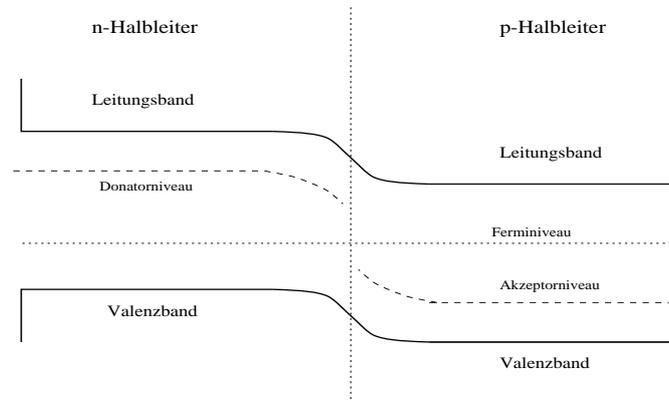


Abb. 3.3: Durch das Zusammenführen von p- und n-Dotierten Halbleitern wird ein p/n-Übergang ausgebildet.

Wert des Potentials an irgendeinem Punkt  $x$  kann mit Hilfe der eindimensionalen Poissongleichung berechnet werden:

$$(3.3) \quad \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon}$$

Wobei  $\epsilon^{25}$  die Dielektrizitätskonstante des Mediums und  $\rho$  die Ladungsdichte ist. Das elektrische Feld kann nun aus der Poissongleichung (3.3) durch folgende Beziehung bestimmt werden.

$$(3.4) \quad E(x) = -\frac{d\phi(x)}{dx}$$

Graphische Beispiele für die Gleichungen (3.3), (3.4) werden in Abb. (3.4) dargestellt.

Der Verlauf der Raumladungsdichte wird unter der Annahme, daß die Elektron-Diffusion in einer gleichmäßigen positiven Raumladung (ionisierte Donatoren)  $-a < x \leq 0$  auf der n-Seite und eine korrespondierende Loch-Diffusion in einer gleichmäßigen negativen Raumladung (gefüllte Akzeptorlücken)  $0 < x \leq b$  auf der p-Seite endet, in folgender Form (vgl. Abb. 3.4 a) idealisiert (Schottky-Modell):

$$(3.5) \quad \rho(x) = \begin{cases} eN_A & : -a < x \leq 0 \\ -eN_D & : 0 < x \leq b \end{cases}$$

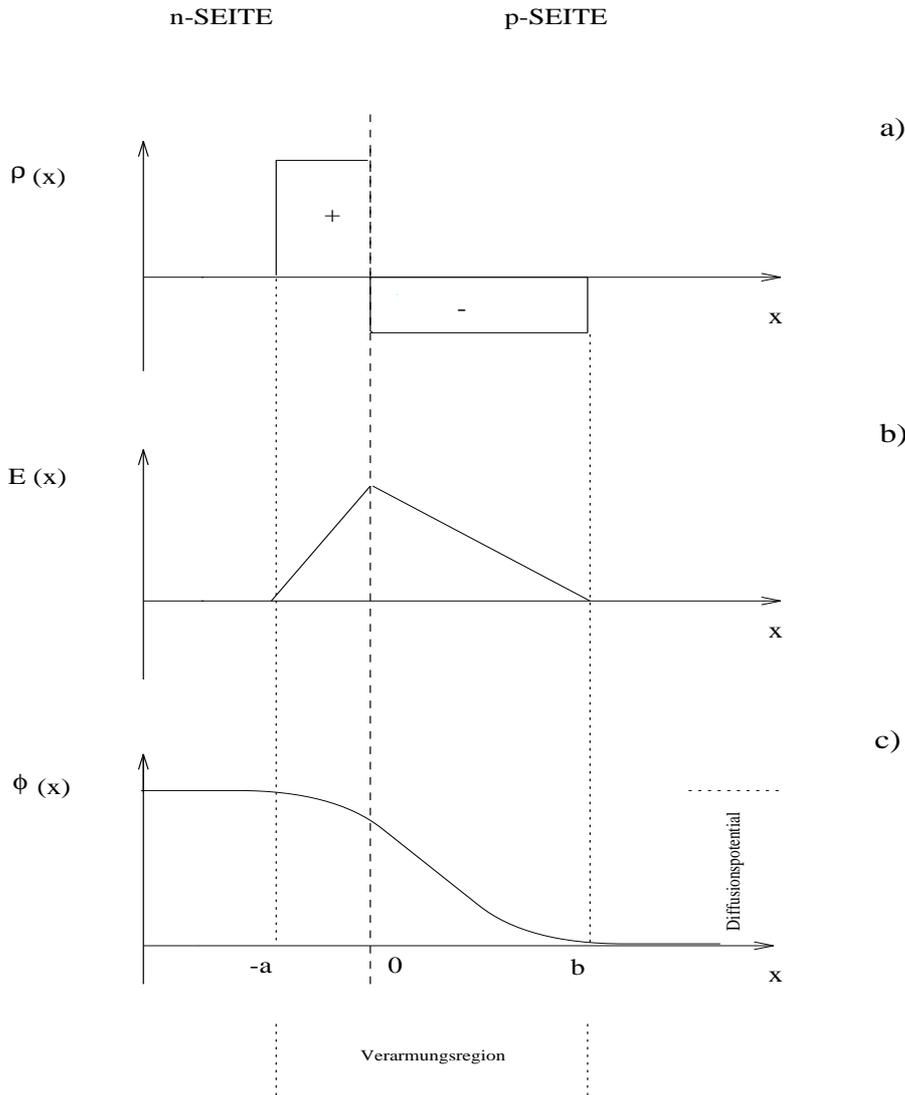


Abb. 3.4: Der p/n-Übergang im idealisierten Schottky-Modell : a) Die Raumladungsdichte  $\rho$ . b) Das elektrische Feld  $E(x)$ . c) Das elektrische Potential  $\phi(x)$ .

Nimmt man die eindimensionale Poissongleichung (3.3) und setzt sie in die Beziehungen für die Raumladungsdichte (3.5) ein so folgt :

$$(3.6) \quad \frac{d^2 \phi}{dx^2} = \begin{cases} \frac{\epsilon N_D}{\epsilon} & -a < x \leq 0 \\ -\frac{\epsilon N_A}{\epsilon} & 0 < x \leq b \end{cases}$$

Durch eine Integration der Formeln (3.6) mit der Randbedingung, daß das elektrische Feld an den Enden der Diffusionszone verschwindet

<sup>25</sup> $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ , wobei  $\epsilon_0 = 8.85 \text{ nF/m}$  und  $\epsilon_r = 11.9$  (vgl. Tab.3.1)

$$(3.7) \quad E(-a) = E(b) = 0$$

folgt :

$$(3.8) \quad \frac{d\phi}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\epsilon}(x+a) & -a < x \leq 0 \\ \frac{eN_A}{\epsilon}(x-b) & 0 < x \leq b \end{cases}$$

Eine nochmalige Integration über das Potential mit den Randbedingungen

$$(3.9) \quad \phi(-a) = V \quad \phi(b) = 0$$

liefert folgende Gleichungen für das Potential (siehe auch Abb. 3.4c) :

$$(3.10) \quad \phi(x) = \begin{cases} -\frac{eN_D}{2\epsilon}(x+a)^2 + V & -a < x \leq 0 \\ \frac{eN_A}{2\epsilon}(x-b)^2 & 0 < x \leq b \end{cases}$$

Die Lösung für  $\phi(x)$  muß bei  $x=0$  stetig sein,

$$(3.11) \quad V - \frac{eN_D a^2}{2\epsilon} = \frac{eN_A b^2}{2\epsilon}$$

und die Ladungen in der Verarmungszone müssen sich kompensieren also:  $N_D a = N_A b$ , daraus ergibt sich für Gl.3.11:

$$(3.12) \quad (a+b)b = \frac{2V\epsilon}{eN_A}$$

Folglich dehnt sich die Verarmungszone über die gesamte Raumladungszone, also  $s = a + b$ , aus.

Da die Siliziumdetektoren zum größten Teil aus n-dotiertem Silizium bestehen und sich nur p-Mikrostreifen auf dem n-Körper befinden, kann  $N_D \gg N_A$  angenommen werden. Folglich ist  $b \gg a$  und die Raumladung reicht viel weiter in die p-Seite als in die n-Seite hinein. Unter diesen Voraussetzungen gilt  $s \cong b$  und für die Verarmungstiefe folgt [Kno89]:

$$(3.13) \quad s \approx \sqrt{\frac{2\epsilon V}{eN}}$$

$N$  steht für die Dotierungskonzentration (entweder für Akzeptoren oder für Donatoren), wobei die Biasspannung sich zu

$$(3.14) \quad V_B \approx \frac{s^2 \epsilon N}{2\epsilon} = \frac{s^2 \rho}{2\epsilon} \quad \text{ergibt.}$$

Ist der Detektor vollkommen verarmt, so entspricht die Verarmungstiefe  $s$  der Detektordicke  $d$  und die Verarmungsspannung  $V_d$  ist;

$$(3.15) \quad V_d \approx \frac{d^2 \rho}{2\epsilon}$$

Mit dem Widerstand des Halbleiters

$$(3.16) \quad \rho_d \approx \frac{1}{eN\mu}$$

wo  $\mu$  die Mobilität der Majoritätsladungsträger darstellt folgt für Gleichung 3.13 die Beziehung

$$(3.17) \quad d \approx \sqrt{2V_d \rho_d \mu \epsilon} \quad .$$

Einige Konstanten eingesetzt folgt (vgl. [Leo94]):

$$(3.18) \quad d = \begin{cases} 0.53 \cdot \sqrt{\rho_d V_d} \mu m & \text{n-Seite} \\ 0.32 \cdot \sqrt{\rho_d V_d} \mu m & \text{p-Seite.} \end{cases}$$

Die Verarmungstiefe ist direkt von dem Widerstand des Halbleiters abhängig. Bei Halbleiterdetektoren wird die Verarmungstiefe so groß wie möglich gewählt, somit ist der Widerstand hoch. Große Widerstände werden, wie aus Gl 3.16 ersichtlich, durch niedrige Dotierungskonzentrationen  $N$  erreicht. Durch höchste Reinheit (keine unerwünschten Fremdatome) beim Herstellungsprozeß des Halbleiters kann die Dotierungskonzentration  $N$  beeinflußt werden.

### 3.4 Herstellung von Halbleiterdetektoren

Die Arbeitsabfolge für die Herstellung von Halbleiterdetektoren ist in der Abb.3.5 dargestellt.

Der planare Herstellungsprozeß beginnt mit hochreinem Silizium, welches leichte n-Dotierung auf Grund restlichen Donator-Unreinheiten vorweist. Nachdem der Wafer poliert und gereinigt wurde, wird die Oberfläche durch die Bildung einer Oxid-Schicht bei hohen Temperaturen passiviert. Als nächstes wird die photolithographische Technik benutzt um Stellen der Oxid-Schicht zu entfernen in dem sich die Öffnungsfenster des fertigen Detektors befinden sollen. Der Übergang wird dann

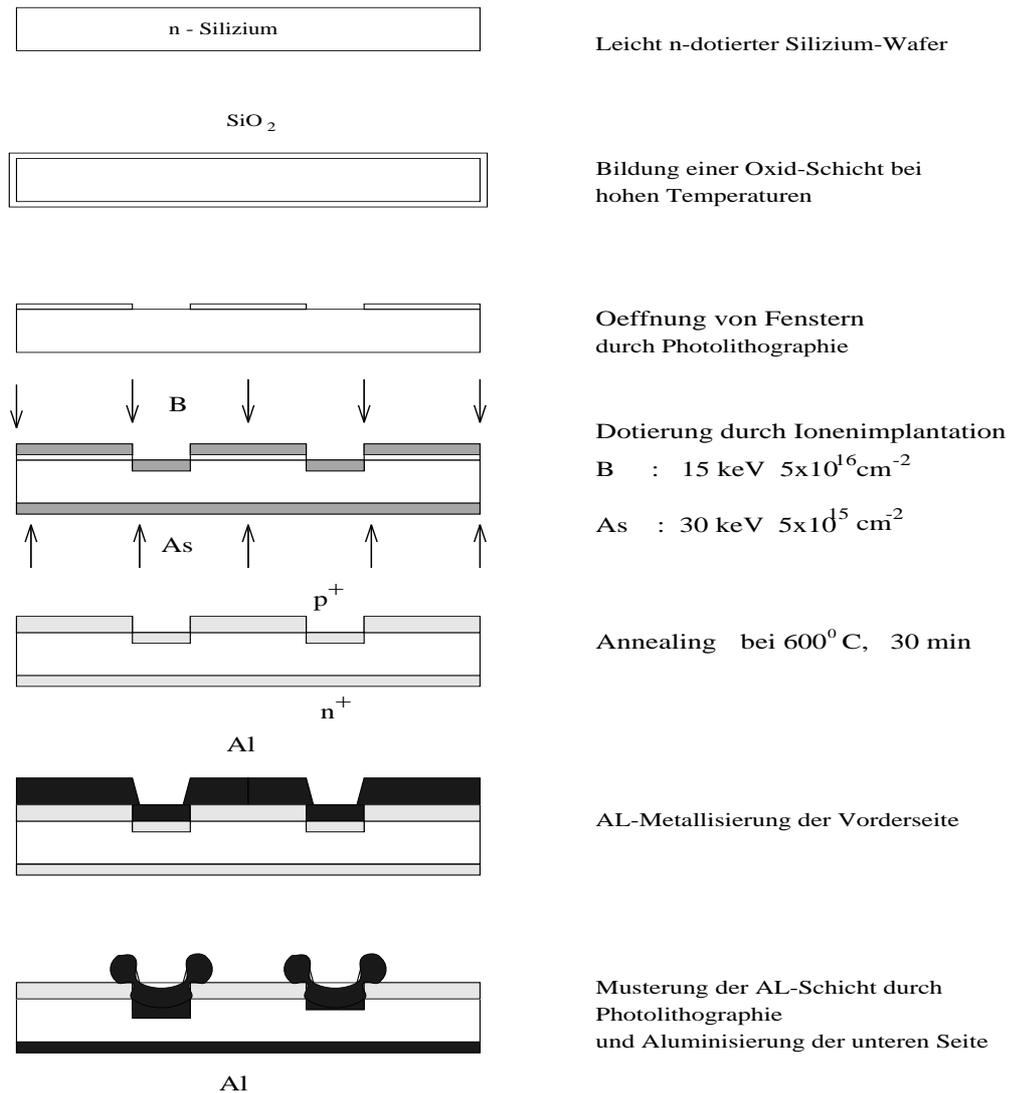


Abb. 3.5: Der Planarprozeß zur Herstellung von Halbleiterdetektoren aus [Kem80]

durch die Umwandlung einer sehr dünnen Schicht in diesen Fenstern in p-dotiertes Silizium gebildet. Die zur Dotierung mit Akzeptorionen (Bor) verwendete Technik ist die Ionenimplantation mittels Beschleunigern. Die Rückseite des Detektors wird mit Donorionen (As) in  $n^+$ -Silizium umgewandelt. Die Strahlungsschäden die durch die Implantation entstanden sind werden durch Tempern (engl. annealing) bei hohen Temperaturen entfernt. Als letztes wird Aluminium auf den Wafer gedampft und durch Photolithographie gemußtert, damit ein dünner ohmscher Kontakt auf Vorder- und Rückseite vorhanden ist.

## 4 Die verwendeten Detektoren

Nach der Entdeckung der grundlegenden Halbleitereigenschaften 1948 wurden schon 1951 die ersten Halbleiterzähler in der Kernphysik eingesetzt [Spe95][Mck51]. Zunächst wurden die auf Germaniumbasis hergestellten Detektoren in der Gammastrahlungsspektroskopie verwendet. Während dieser Zeit wurden schon die Vorläufermodelle der in Sperrichtung geschalteten Siliziumdioden entwickelt [Hor91].

Durch die Einführung des Planarprozesses zur Fabrikation von Siliziumdetektoren 1980 [Kem80] wurde eine präzise Segmentierung der Siliziumfestkörperdetektoren mit ladungssammelnden Elektroden in Form von Mikrostreifen ermöglicht. Diese Mikrostreifen erlauben eine Auflösung der Trajektorien ionisierender Teilchen bis zu wenigen Mikrometern. Dank dieser hohen Auslesegenauigkeit haben die Halbleiterdetektoren auch in anderen naturwissenschaftlichen sowie medizinischen Disziplinen ihre Anwendung gefunden [Spe95]. Einseitig mit Mikrostreifen versehene Detektoren haben sich in Experimenten mit einer Auflösung von weniger als  $10 \mu\text{m}$  etabliert (vgl. [Bru95]). In diesem Kapitel wird der beidseitig mit Mikrostreifen versehene SELEX-Detektor vorgestellt und einige Berechnungen zum Verhalten der Ladungsträger und zur Ortsauflösung dieses Detektors durchgeführt. Zudem werden Überlegungen zur Signalentstehung und zu den Leckströmen im Detektor angestellt.

### 4.1 Die doppelseitigen Silizium-Detektoren für SELEX

Bei den in dieser Arbeit getesteten Detektoren (vgl. Tab. 4.1 und Abb. 4.1) handelt es sich um doppelseitige, DC-gekoppelte Siliziumzähler des Forschungsinstituts CSEM<sup>26</sup>. Der Detektor hat eine Fläche von  $64,8 \times 52 \text{ mm}^2$  und ist  $300 \mu\text{m}$  dick. Die n-dotierte Seite ist mit 1280 und die p-dotierte Seite mit 1024 Mikrostreifen versehen. Die Mikrostreifen der p-Seite sind orthogonal zu denen der n-Seite orientiert. Der Abstand von Streifenmittelpunkt zu Streifenmittelpunkt beträgt auf beiden Seiten  $50 \mu\text{m}$ . Dieser Abstand stellt auf beiden Seiten auch den Ausleseabstand dar. Die n-Mikrostreifen wurden mit Phosphor-Dotierung und die p-Mikrostreifen wurden mittels Bor-Dotierung erreicht. Die n-Mikrostreifen sind durch p-Barrieren ( $p^+$ -stops) gegeneinander isoliert. Die Leckströme im Detektor werden auf der n-Seite mit Hilfe der polysilicon-Methode und auf der p-Seite durch punch through-Widerstände abgeführt.

Die Streifen sowohl auf der p- als auch auf der n-Seite werden von jeweils einem auf Masse liegenden Ring (Bias-Linie) eingeschlossen. Die Bias-Linie der p-Seite wird noch durch einen weiteren Ring (Guard-Linie) eingeschlossen, der erstens die aktive Fläche des Detektors beschreibt; und zweitens die von den Randgebieten des Detektors einlaufende Leckströme sammelt und ableitet. An der Bias-Linie und an der Guard-Linie können auch Kenngrößen gemessen werden (vgl. Kapitel 5).

---

<sup>26</sup>Centre Suisse d'Électronique et de Microtechnique SA Recherche et Développement

Der doppelseitige Siliziumdetektor für SELEX		
	n-Seite	p-Seite
Gesamtfläche	$64.8 \times 52 \text{ mm}^2$	
Aktive Fläche	$64.4 \times 51.6 \text{ mm}^2$	
Dicke	300 $\mu\text{m}$	
Streifen	1280	1024
Streifendotierung	Phosphor	Bor
Dotierungsatome	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{14}$
Streifenabstand	50 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$
Ausleseabstand	50 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$
Bias-Linie	vorhanden	vorhanden
Guard-Linie	nicht vorhanden	vorhanden
Bias-Widerstand	punch through	posylsilicon

Tab. 4.1: Die technischen Daten der verwendeten Detektoren.

## 4.2 Signalentstehung

In einem Siliziumdetektor werden beim Durchflug von ionisierender Strahlung Elektron-Loch-Paare gebildet. Für die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren in Siliziumzählern reichen schon 3,6 eV aus. Dabei werden die Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben und hinterlassen im Valenzband je ein Loch. Bei sekundären Prozessen geben die Elektronen dann ihre überschüssige Energie allmählich durch Erzeugung weiterer Elektron-Loch-Paare (Excitonen) und durch Anregung von Gitterschwingungen (Phononen) ab. Zunächst bleibt entlang des Weges des primären geladenen Teilchens ein Plasmaschlauch mit hoher Konzentration von Elektronen und Löchern ( $10^{15} - 10^{17}/\text{cm}^3$ ). In Abb. 4.2 ist die Elektron-Loch Paarbildung durch ionisierende Strahlung dargestellt.

Die Elektronen und Löcher werden, bevor sie rekombinieren können, durch den Einfluß des elektrischen Feldes der Sperrzone (p/n-Übergang) den jeweiligen Elektroden zugeführt. Elektronen wandern zur Anode und Löcher zur Kathode. Die an diesen Polen gesammelte Ladungsmenge ermöglicht Rückschlüsse auf den Durchflugspunkt der Primärteilchen und die Messung der durch Ionisation freigesetzten Energie.

### 4.2.1 Bethe-Bloch-Formel

Der auf elektromagnetischer Wechselwirkung beruhende mittlere Energieverlust  $dE$  je Wegstrecke  $dx$  wird durch die Bethe-Bloch-Formel bestimmt:

$$(4.1) \quad -\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

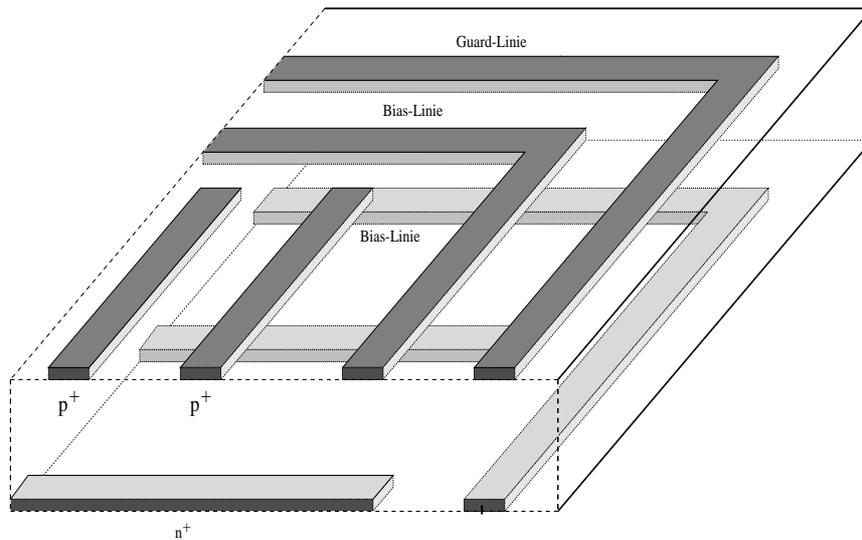


Abb. 4.1: Die schematische Darstellung des doppelseitigen Silizium-Detektors für SELEX.

mit den allgemeinen Konstanten:

$$\begin{aligned}
 r_e &= 2.817 \cdot 10^{-13} \text{ cm (klassischer Elektronenradius)} \\
 m_e &= 0.511 \text{ MeV}/c^2 \text{ (Elektronenmasse)} \\
 N_L &= 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \text{ (Loschmidtsche Konstante),}
 \end{aligned}$$

den geschwindigkeitsabhängigen Größen

$$\begin{aligned}
 \beta &= v/c \\
 \gamma &= 1/\sqrt{1 - \beta^2}
 \end{aligned}$$

und den materialspezifischen Parametern

- $z$  : Ladung des Primärteilchens in Einheiten der Elementarladung  $e$
- $Z, A$  : Kernladungs- und Massenzahl des Absorbers
- $x$  : Dicke des Absorbers
- $\delta$  : Dieser von Fermi eingeführte Dichtekorrekturterm berücksichtigt, daß das ausgedehnte transversale elektrische Feld einfallender, relativistischer Teilchen durch die Ladungsdichte der Atomelektronen abgeschirmt wird.
- $I$  : mittleres Anregungspotential

Der Verlauf der Bethe-Bloch-Kurve ist in Abb.4.3 dargestellt.

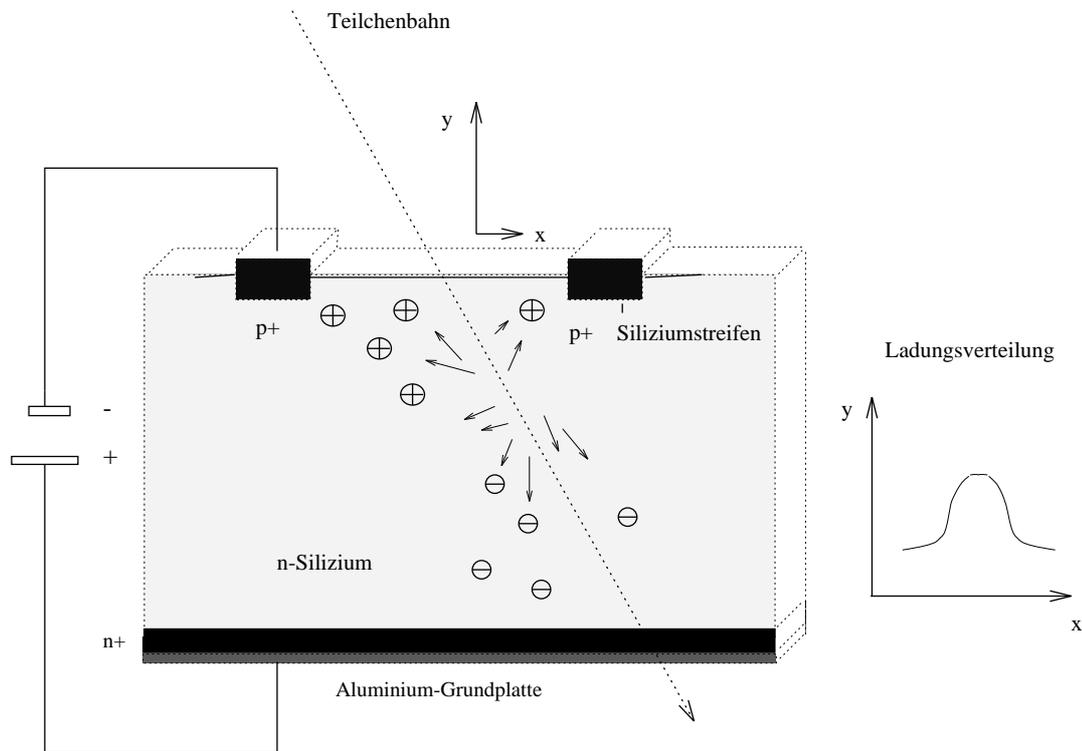


Abb. 4.2: Entlang der Teilchenbahn durch den Detektor bilden sich Elektron-Loch-Paare.

Der durch die Bethe-Bloch-Formel beschriebene Energieverlust erfolgt in diskreten Schritten ( durch sukzessive Stöße mit den Kristallatomen), die jedoch im allgemeinen so klein sind, daß der Energieverlust hochenergetischer Teilchen als kontinuierlich angesehen werden kann. Der Energieverlust fällt zunächst wie  $1/\beta^2$  ab und erreicht ein breites Minimum in der Nähe von  $\beta \gamma \cong 4$ . Relativistische Teilchen, die einen Energieverlust entsprechend diesem Minimum haben, werden als minimalionisierende Teilchen (MIP) bezeichnet [Gru93].

Der Energieverlust ist nicht normalverteilt, sondern wird insbesondere bei dünnen Absorbern durch eine stark unsymmetrische Energieverlustverteilung beschrieben (Landau-Verteilung) siehe Abb. 4.4.

Der Asymmetrieschwanz in Abb. 4.4 hat seine Ursache in höherenergetischen  $\delta$ -Elektronen. Die Verteilung ist jedoch breiter als von einer Landaukurve zu erwarten. Die Verbreiterung ist auf an Siliziumatome gebundene Elektronen zurückzuführen, während Landau annahm, daß diese als frei angesehen werden können.

Bei einem  $300\mu\text{m}$  dicken Siliziumkristall werden im Mittel  $117\text{ keV}$  von einem MIP an die Elektronen abgegeben, das Maximum in der Verteilung liegt bei  $84\text{keV}$  [PDG 92].

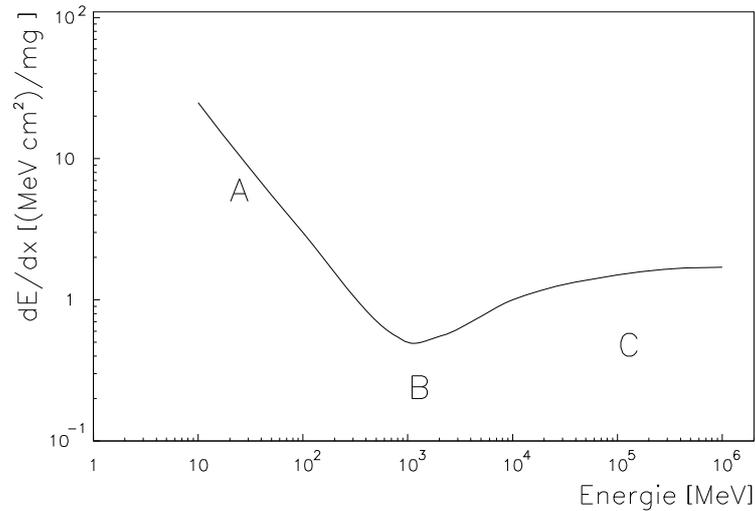


Abb. 4.3: Verlauf der spezifischen Energieverlustes hochenergetischer Teilchen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie. A) Abfall des Energieverlustes mit  $1/\beta^2$ ; B) Bereich des minimalen Energieverlustes; C) Bereich des relativistischen Wiederanstiegs und Bereich der ultrarelativistischen Plateauionisation.

### 4.3 Berechnungen zum doppelseitigen Silizium-Detektor für SELEX

#### 4.3.1 Die Sammelzeiten für die Ladungsträger

Die Sammelzeit für die im Zähler deponierte Ladung hängt vom elektrischen Feld, in dem sich die Ladungsträger bewegen, und von der Beweglichkeit der Minoritätsträger ab. Die Beweglichkeit der Elektronen und Löcher sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Die höchste Feldstärke berechnet sich bei  $x=0$  aus Gl.(3.8) und Gl. (3.13) zu:

$$(4.2) \quad E_{max}(0) = \sqrt{\frac{2eV_0N_A}{\epsilon}} = \frac{2V_0}{d}$$

Für

$$\begin{aligned} V_d &= 35 \text{ V und (vgl. Tab. 5.1)} \\ d &= 300 \text{ } \mu\text{m (vgl. Tab. 4.1) , ist} \\ E_{max} &\approx 0.2 \cdot 10^6 \frac{\text{V}}{\text{m}} \end{aligned}$$

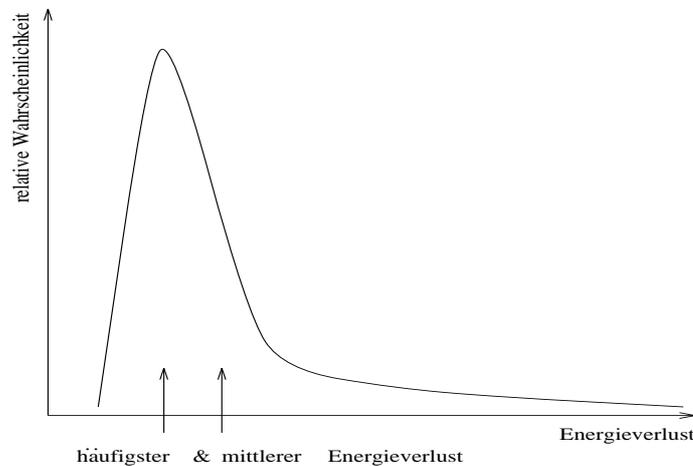


Abb. 4.4: Der Verlauf der Landaukurve.

Diese Feldstärke sorgt für das Ansammeln der durch Ionisation im Silizium freigesetzten Elektronen und Löcher. Mit Hilfe von Gl. (4.2) kann die Beziehung für die Sammelzeiten der Ladungsträger aufgestellt werden :

$$(4.3) \quad t_{c_{e,h}} = \frac{d}{\mu_{e,h} E_{max}} = \begin{cases} \frac{300 \cdot 10^{-6} \text{ mVs}}{1350 \cdot 10^{-4} \cdot 0.2 \cdot 10^6 \text{ mV}} \approx 11.1 \text{ ns} \\ \frac{300 \cdot 10^{-6} \text{ mVs}}{480 \cdot 10^{-4} \cdot 0.2 \cdot 10^6 \text{ mV}} \approx 31.3 \text{ ns} \end{cases}$$

Die Sammelzeiten liegen also um

- $t_{c_e} \approx 11.1 \text{ ns}$  **für Elektronen;**
- $t_{c_h} \approx 31.3 \text{ ns}$  **für Löcher.**

Die Elektronen haben auf Grund der größeren Elektronenbeweglichkeit schnellere Ankunftszeiten als die Löcher.

#### 4.3.2 Die Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger

Die Driftgeschwindigkeiten lassen sich durch die Gleichungen 3.1 berechnen:

$$(4.4) \quad v_e = \mu_e E_{max} \approx 1350 \cdot 10^{-4} \cdot 0.2 \cdot 10^6 \text{ m/s} = 27000 \text{ m/s}$$

$$(4.5) \quad v_h = \mu_h E_{max} \approx 480 \cdot 10^{-4} \cdot 0.2 \cdot 10^6 \text{ m/s} = 9600 \text{ m/s}$$

### 4.3.3 Die Verbreiterung der Ladungsverteilung

Innerhalb der Sammelzeit diffundieren die Ladungsträger durch elektrostatische Abstoßung auseinander. Die Verbreiterung der Ladungsverteilung kann aus folgender Gleichung berechnet werden :

$$(4.6) \sigma = \sqrt{2Dt_{c_{e,h}}} = \sqrt{2U_T\mu_{e,h}Dt_{c_{e,h}}} = \sqrt{2U_T\frac{d}{E_{max}}} = \sqrt{2U_T\frac{300 \cdot 10^{-6}m}{0.2 \cdot 10^6 V/m}}$$

Hierbei steht  $D = U_T\mu_{e,h}$  für die Diffusionskonstante, mit  $U_T \approx 25.8 \text{ mV}$  (vgl. Gl. 5.1). Aus der Rechnung 4.6 ist ersichtlich, daß die Verbreiterung der Ladungsverteilung ladungsträgerunabhängig ist.

Die Verbreiterung liegt bei etwa  $9 \mu\text{m}$  im Falle des doppelseitigen Detektors für SELEX.

Die Verbreiterung der Verteilung hat eine direkte Auswirkung auf die Auflösung des Zählers. Bei einer breiteren Verteilung verschmiert sich das Signal auf mehrere Streifen und die Auflösung wird dadurch verschlechtert [Pei92]. Durch ein höheres elektrisches Feld und somit höhere Biasspannungen kann der Verbreiterung der Ladungsverteilung entgegengewirkt werden (vgl. Gl. 4.6). Die Berechnungen zum Detektor sind in der Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

### 4.3.4 Die Ortsauflösung

Die Ortsauflösung zeigt eine alleinige Abhängigkeit vom Streifenabstand  $d_s$ , wenn nur die digitale Trefferposition ohne Berücksichtigung der deponierten Ladung benutzt wird.

Bei einem Treffersignal des Streifens an der Stelle  $x = 0$  ist die Wahrscheinlichkeit  $F(x)$  für den Teilchendurchgang im Intervall  $]-\frac{d_s}{2}, +\frac{d_s}{2}[$  gleichverteilt:

$$(4.7) \quad F(x) = \begin{cases} 0 & : |x| \geq d_s/2 \\ 1/d_s & : |x| < d_s/2 \end{cases}$$

Die Varianz dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung ist:

$$(4.8) \quad \sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 F(x) dx = \int_{-d_s/2}^{+d_s/2} \frac{x^2}{d_s} dx = \frac{d_s^2}{12}$$

Die digitale Ortsauflösung ergibt sich dann zu :

$$(4.9) \quad \sigma = \frac{d_s}{\sqrt{12}}$$

Für die bei E781 eingesetzten doppelseitigen Mikrostreifendetektoren erhält man somit eine digitale Auflösung von:

$$(4.10) \quad \sigma = \begin{cases} 14.4 \mu\text{m} \cdot \text{Anzahl der ansprechenden Streifen, bei} & 50 \mu\text{m} \text{ Ausleseabstand, p-Seite} \\ 14.4 \mu\text{m} \cdot \text{Anzahl der ansprechenden Streifen, bei} & 50 \mu\text{m} \text{ Ausleseabstand, n-Seite} \end{cases}$$

Sprechen mehrere Streifen auf einen Teilchendurchgang an, so wird die digitale Trefferposition bei N getroffenen Streifen der Positionen  $x_i$  nach

$$(4.11) \quad X_{Treffer} = \frac{\sum_i^N X_i}{N}$$

berechnet. Bei z.B 2 benachbarten Streifen, die ansprechen, wird die Trefferposition als die Mitte der beiden getroffenen Streifen interpretiert.

Ladungsträgerverhalten und Ortsauflösung		
	n-Seite	p-Seite
$E_{max}$	0.2·10 <sup>6</sup> V/m	
Verbreiterung $\sigma$	9 $\mu\text{m}$	
Sammelzeiten	11.1 ns	31.3 ns
Driftgeschwindigkeit	27000 m/s	9600 m/s
digitale Ortsauflösung	14.4 $\mu\text{m}$	
Verarmungstiefe	$0.53 \cdot \sqrt{\rho_d \cdot 35 \text{ V}} \mu\text{m}$	$0.32 \cdot \sqrt{\rho_d \cdot 35 \text{ V}} \mu\text{m}$

Tab. 4.2: Tabelle zu den Berechnungen zum doppelseitigen Detektor für SELEX.

## 4.4 Doppelseitige Mikrostreifendetektoren

In einseitigen Mikrostreifendetektoren driften die Löcher zu den implantierten  $p^+$  Diodenstreifen und liefern eine eindimensionale Spurinformaton. Die Elektronen hingegen driften zu der gleichmäßig  $n^+$  dotierten Detektorseite.

Wird die  $n^+$ -Fläche in orthogonal zu den  $p^+$ -Mikrostreifen orientierte Streifen segmentiert, so wird eine zweite Spurkoordinate erhalten.

Die Auslese solcher doppelseitigen Detektoren bringt den Vorteil, daß für die selbe Menge an Streumaterial eine doppelte Information geliefert wird.

Da die Anzahl der durch Ionisation entstandenen Löcher und Elektronen gleich ist sollte zusätzlich noch eine Korrelation der ausgelesenen Signalpulshöhen der  $p^+$  Vorder- und der  $n^+$  Rückseite vorhanden sein. Zur Korrelationsuntersuchung wird in einem zweidimensionalen Koordinatensystem auf einer Achse die Pulshöhe der  $p^+$ -Seite und auf die andere Achse die Pulshöhe der  $n^+$ -Seite aufgetragen (vgl. Abb.

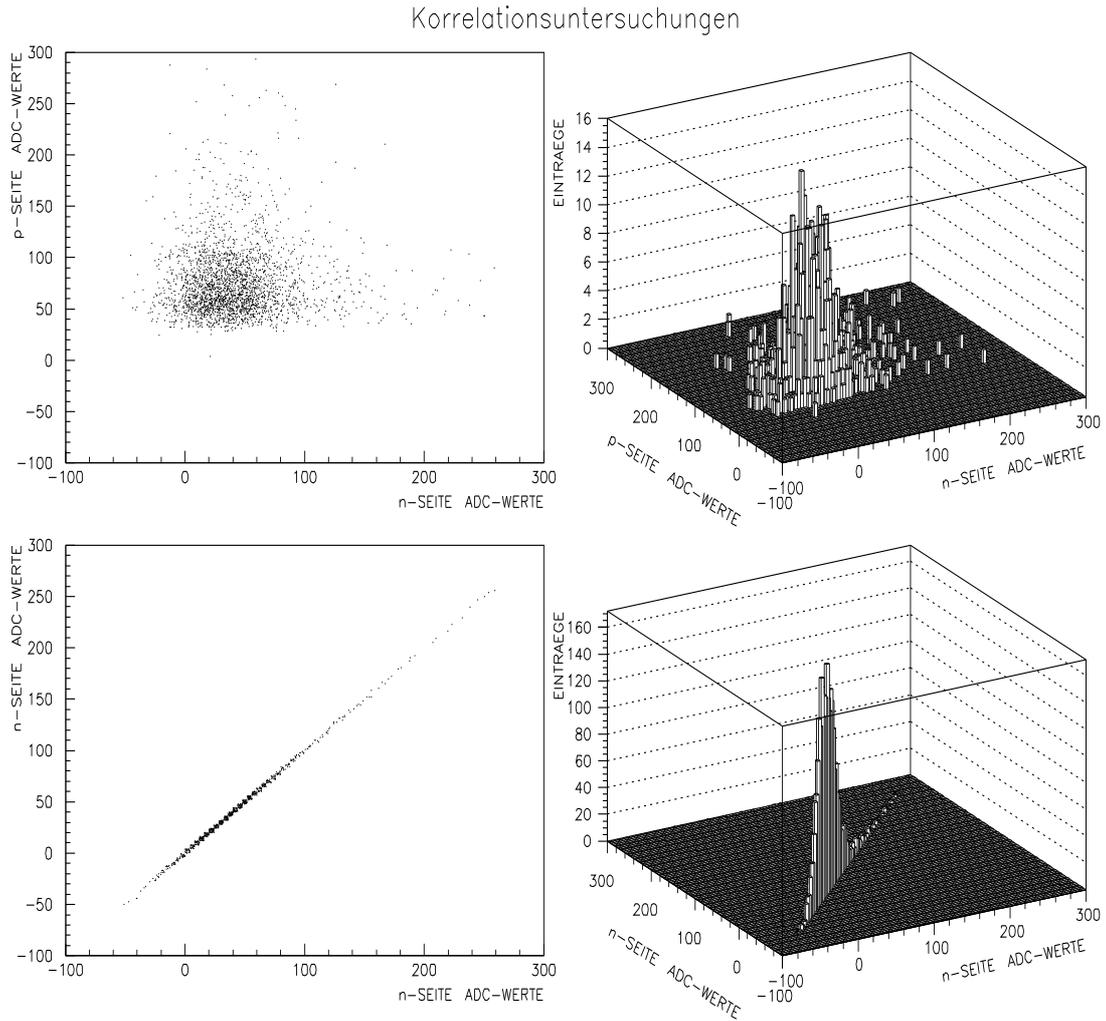


Abb. 4.5: Oben: Die Korrelation der Signalpulshöhen der p-Seite und der n-Seite. Unten: Die Korrelation der Signalpulshöhen der n-Seite mit sich selbst. Die Korrelation hierbei ist ideal, da sich die Korrelationspunkte auf einer Geraden anordnen. In den dreidimensionalen Abbildungen sind auf der vertikalen Achse noch die Anzahl der Einträge aufgetragen. In diesen dreidimensionalen Abbildungen sollte der Verlauf der Landaukurve (vgl. Abb. 4.4) erkennbar sein.

4.5). Eine ideale Korrelation liegt vor, wenn mit zunehmenden Signalwerten sich die Korrelationspunkte auf einer Geraden anordnen.

Allerdings gibt es einige Probleme bei der Herstellung solcher doppelseitiger Detektoren. Ihre Ursachen liegen in den Leckströmen im Detektor und in der Isolation der  $n^+$ -Streifen gegeneinander. Im folgenden werden diese Schwierigkeiten behandelt.

#### 4.4.1 Problem der Leckströme

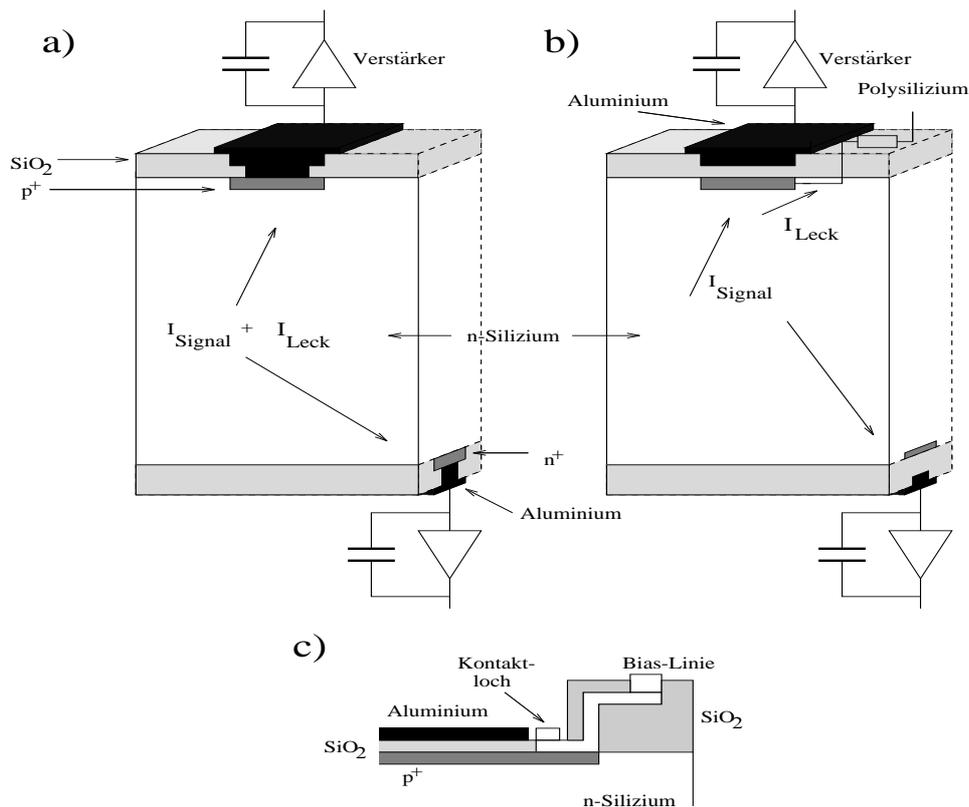


Abb. 4.6: Aufbau von a) DC gekoppelten (links) b) AC gekoppelten (rechts) Detektoren. c) Querschnitt eines AC gekoppelten Detektors (unten)

Auch wenn keine Teilchen den Detektor durchfliegen können elektrische Ströme  $I_S$  im Detektor entstehen. Diese Ströme werden in zwei Gruppen eingeteilt [Kno89]:

- **surface leakage current:** Ursache sind Oberflächenfehler auf dem Detektor z.B. defekte Streifen.
- **bulk leakage current:** Ursache liegt im Detektorkörper (bulk) z.B. Kristallfehler

Diese aufgelisteten Ströme, deren **Ursachen bei der Herstellung der Detektoren** liegen, werden als Leckströme (Dunkelströme) bezeichnet und sind je nach Art und Güte des Detektors mehr oder minder bemerkbar.

Diese Ströme werden in einem DC<sup>27</sup>-gekoppelten Detektor nicht von den Signalladungen getrennt und gelangen direkt in die Verstärkerchips. Technisch verdeutlicht

<sup>27</sup>Direct Current

wird diese Tatsache in Abb. 4.6, links; bei der DC-Kopplung sind die aluminisierten Mikrostreifen ( Auslesestreifen ) direkt mit den  $p^+$ -Streifen verbunden. Bei den doppelseitigen Detektoren werden auf der  $p^+$ -Seite die Löcher und auf der  $n^+$ -Seite die Elektronen der Signal- und der Leckladungen miteinander auf den Verstärkerchips der jeweiligen Seiten addiert.

Die Produktion solcher Detektoren ist zwar technisch einfach und kostengünstig, der in die Elektronik eingespeiste Dunkelstrom stellt jedoch wegen der schnelleren Sättigung der Kondensatoren und der Verringerung des Verhältnisses von Signal zu Rauschen *S/N-Verhältnis* ein beachtliches Problem dar.

Durch eine kapazitive Kopplung der implantierten  $n^+, p^+$ -Streifen zu den Auslesestreifen kann das Problem der Leckströme gelöst werden. Im folgenden sind Verfahren zur Realisierung der kapazitiven Kopplung ausgeführt:

- **Siliziumdioxid-Schicht:** Eine ca. 200 nm dicke  $SiO_2$ -Schicht zwischen den Aluminiumstreifen. Die kapazitive Kopplung beträgt typischerweise  $9\text{ pF/cm}$  [Cac87]. Die  $SiO_2$ -Lösung wird als AC<sup>28</sup>-Kopplung bezeichnet (vgl. Abb.4.6 rechts).
- **Kapazitäts-Chip:** Durch einen Kapazitätschip<sup>29</sup> zwischen dem Detektor und den SVX-Verstärkerchips [Hol87]. Vorteil dieser Lösung ist, daß die Kapazitätschips getestet und vor der Verkabelung (Bonding) mit den Detektorstreifen und den Verstärkerchips ausgewählt [Hor91] werden können. Bei den doppelseitigen Detektoren für SELEX werden Kapazitäts-Chips eingesetzt, wobei die Kopplungskapazitäten *40 bis 50 pF* betragen (vgl. Tab. 5.1).

Die von einem Teilchendurchgang herrührenden Ladungen (Elektronen und Löcher) driften zu den  $n^+$ - und  $p^+$  Mikrostreifen und erzeugen mittels Influenz einen Signalpuls auf den Auslesestreifen. Der zeitlich konstante Leckstrom wird vom Verstärkerchip ferngehalten und via eines Bias-Widerstandes abgezogen.

Es gibt verschiedene Methoden die Leckströme aus dem Detektor abzuführen, hier werden die gängigen Methoden aufgeführt:

- **polysilicon resistor:** Die Widerstände bestehen aus polykristallinem Silizium. Die Größenordnung der Widerstände liegt bei mehreren  $M\Omega$ . Die polykristallinen Strukturen sind über eine gemeinsame Masseleitung (Bias-Linie) verbunden. Auf den Polysiliziumwiderständen befinden sich Kontaktlöcher, die Messungen der Detektorparameter erlauben (vgl. Abb. 4.6 b). Auf der p-Seite des doppelseitigen Detektors für SELEX wird der Leckstrom durch diese Methode abgeführt (vgl. Tab. 4.1);

---

<sup>28</sup> Alternating Current

<sup>29</sup> Ein Chip zur Herstellung der kapazitiven Kopplung (vgl. Kapitel 6.2).

- **punch through:** An die Bias-Linie wird eine Verarmungsspannung angelegt, die auf die freien  $p^+$ -Streifen übergreift und diese somit über einen dynamischen Widerstand, durch die Verarmungszone zur Bias-Linie gebildeten Widerstand, mit der Masse verbindet (vgl. [Ell89]). Beim doppelseitigen Detektor für SELEX wird auf der n-Seite diese Methode verwendet.
- **FOXJET**<sup>30</sup>: Wird zwischen der Bias-Linie und den  $p^+$ -Streifen ein Aluminiumkontakt aufgebracht, so läßt sich die im *punch through-Effekt* beschriebene Verarmungsspannung mittels negativer Spannung beeinflussen (vgl. [All91]).

Die Mikrostreifen und die Bias-Linie werden durch einen Schutzring (Guard-Ring), der die aktive Fläche des Detektors bestimmt und die von den Randgebieten des Zählers einfließenden Ladungen sammelt und ableitet, eingerahmt.

#### 4.4.2 Problem der Isolation der $n^+$ -Streifen

Die Segmentierung der  $n^+$ -Seite ist problematisch, da im Übergangsbereich zwischen Si und  $\text{SiO}_2$  einige Valenzelektronen an keiner Bindung beteiligt sind. Diese Valenzelektronen lösen sich von den Atomrümpfen und hinterlassen positive, ortsfeste Ladungsträger (vgl. Abb.4.7a)[Ute92].

Die Streifen sind über die freien Elektronen, die sich entlang des Übergangsbereiches bewegen können, leitend verbunden [Sze81]. Der resultierende Widerstand zwischen den  $n^+$ -Streifen beträgt wenige Kiloohm. Die Messung der Spurposition von geladenen Teilchen ist praktisch nicht möglich, da sich die Ladung, die an den  $n^+$ -Streifen ankommt, auf ein großes Gebiet verteilt.[Pei92]

Um die Widerstände zwischen den Streifen zu erhöhen und somit die Kapazität zwischen den Streifen zu erniedrigen, wurden folgende Methoden angewendet:

- **$p^+$ -Stops:** Isolation der  $n^+$ -Streifen gegeneinander, indem  $p^+$ -Streifen ( $p^+$ -Stops)[Hol87] oder  $p^+$ -Barrieren zwischen den  $n^+$ -Streifen implantiert werden (vgl. Abb.4.7 c) [Yam94]. Die Barrieren-Lösung reduziert die Kapazität zwischen den Streifen um den Faktor 2 [Ale93]. Diese Methode wird auch beim doppelseitigen Detektor für SELEX verwendet (vgl. Tab. 4.1) .
- **MOS-Struktur:** Mit einer MOS<sup>31</sup>-Struktur wird ein elektrostatisches Feld erzeugt, das die Elektronen vom Übergangsbereich verdrängt (vgl. Abb. 4.7 d) [Sym92].
- **Bor-Spray:** Mit Hilfe eines Bor-Sprays wird auf der  $n^+$ -Seite eine leichte Bor-Dotierung erreicht. Sie soll die Elektronen einfangen und sie so in ihrer Beweglichkeit behindern [Kal95].

---

<sup>30</sup>*Field Oxide Field Effect Transistor*

<sup>31</sup>*Metal Oxide Semiconductor*

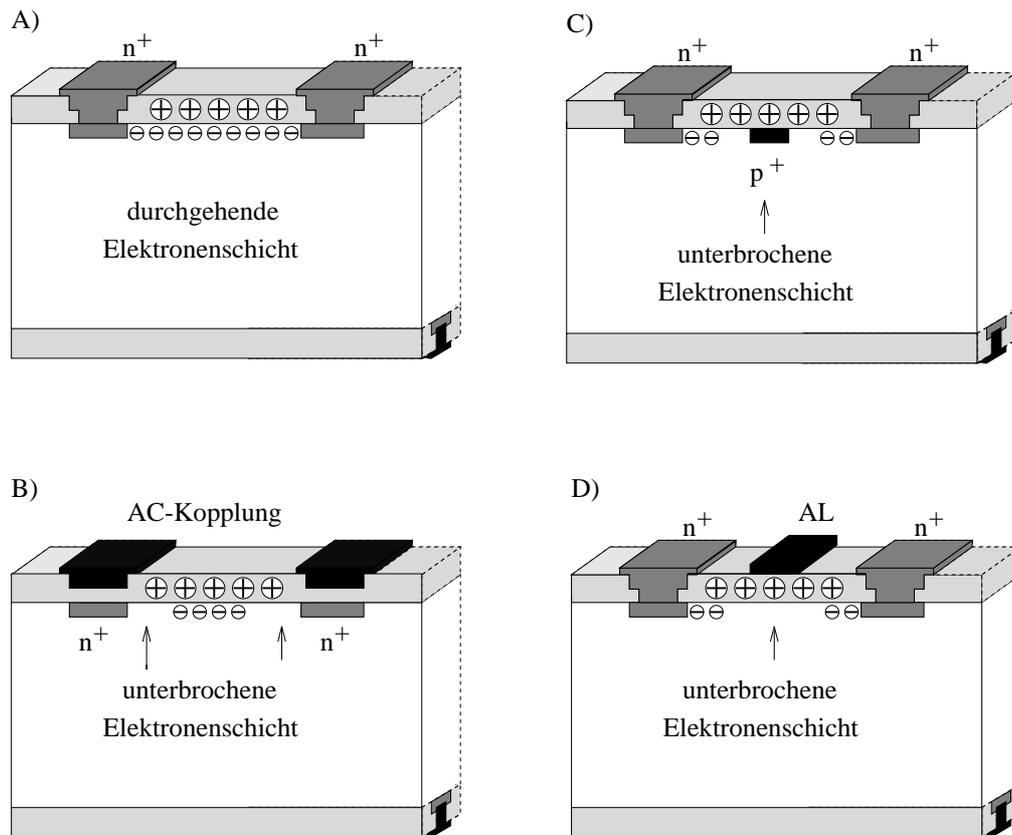


Abb. 4.7: Problem der Separation der  $n^+$ -Streifen gegeneinander. a) Die Bildung einer positiven Ladungsschicht zwischen  $n^+$ -Streifen. b) Isolierung der  $n^+$ -Streifen mittels AC-Kopplung. c) Die Isolierung mittels  $p^+$ -Streifen, die zwischen den  $n^+$ -Streifen implantiert sind. d) Die Isolierung der  $n^+$ -Streifen mittels Aluminium-MOS Struktur.

- **AC-Kopplung:** Durch eine AC-Kopplung (vgl. Abb. 4.7 b) kann die Elektronenschicht auch unterbrochen werden. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß die kapazitive Kopplung und die Unterbrechung der Elektronenschicht gleichzeitig erfüllt wird.

## 5 Die Kenngrößen der Detektoren

Alle doppelseitigen Detektoren werden vor dem endgültigen Zusammenbau mit der Ausleseelektronik

- visuellen Untersuchungen
- Leckstrom- und Langzeitleckstrommessungen
- Kapazitätsmessungen
- und Widerstandsmessungen

unterzogen.

Nach einer Vorstellung der Testanordnung werden die Ergebnisse dieser Kenngrößenmessungen beschrieben. Um zu entscheiden, ob ein Detektorrohling für SELEX geeignet ist, werden Akzeptanzkriterien für Leckströme, Interstrip- und Bias-Widerstände aufgestellt. Detektoren, die diese Anforderungen erfüllen, werden mit der Ausleseelektronik erweitert.

### 5.1 Die Teststation zur Messung der Detektorparameter

Alle Messungen werden mit Hilfe eines Hewlett-Packard 4155A Halbleiter Parameteranalysators durchgeführt. Für die Detektorkapazitätsmessungen wird zusätzlich noch ein Keithley 590 CV-Meter verwendet. Die zu testenden Detektoren werden in einer Prüfstation befestigt, die sich in einem lichtundurchlässigen, schwingungsarmen und geerdeten Kasten befindet.

Der Kontakt zwischen Meßgeräten und dem Detektor wird mittels Nadeln erreicht, deren Spitze dünner als ein  $\mu\text{m}$  ist. Für die Positionierung der Nadeln werden Mikroskope verwendet. Mit diesen Mikroskopen wird auch die visuelle Begutachtung beider Seiten des Detektors auf etwaige Unreinheiten, Kratzer und sonstige Oberflächenfehler durchgeführt.

## 5.2 Das Verhalten des Leckstromes

Halbleiterdetektoren sind im Prinzip in Sperrichtung betriebene Dioden. Der Leckstrom  $I_L$ , der durch das **Anlegen einer Verarmungsspannung verursacht** wird, entspricht dem Sperrstrom in Dioden. Der in Sperrichtung auftretende Leckstrom  $I_L$  wird durch folgende Beziehung verdeutlicht:

$$(5.1) \quad I_L = I_S(T) \left( e^{\frac{U_B}{U_T}} - 1 \right) \quad .$$

Hierbei ist:

$$\begin{aligned} U_B &= \text{die Biasspannung, Plus an n-, Masse an p-Seite,} \\ U_T &= \frac{kT}{e} \text{Temperaturspannung (vgl. [Goe94]), bei } T = 300 \text{ K ist } U_T \approx 25.8 \text{ mV,} \\ I_S(T) &= I_S(T_0)e^{\lambda\Delta T} \text{ der Sättigungsstrom.} \end{aligned}$$

Bei einer bestimmten Biasspannung  $U_B$ , der sogenannten Durchbruchsspannung, steigt der Leckstrom des in Sperrichtung geschalteten Halbleiters exponentiell an (vgl. Abb. 5.1). Ursache hierfür ist vor allem der Avalanche-Effekt: Die Ladungsträger des Sperrstromes erhalten durch das starke elektrische Feld eine so hohe Beschleunigung und somit eine so große kinetische Energie, daß es zu lawinenartigen Stoßionisationen kommt [Hor91]. Allerdings ist auch unterhalb der Durchbruchsspannung ein Leckstrom  $I_s$  vorhanden, deren Ursache Oberflächen-, Bulk- (vgl. Kapitel 4.4.1) und die in Abb. 3.1 dargestellten Effekte sind. Hierbei ist der Temperatureffekt besonders hervorzuheben, denn bei einer Temperaturerhöhung von  $\Delta T = 8K$  verdoppelt sich der Leckstrom  $I_L$  [Sau92]. Um dies zu verhindern, muß für eine stabile, niedrige Betriebstemperatur gesorgt werden. Ist diese garantiert, hängt der Leckstrom indirekt über die Ausdehnung der Raumladungszone nur noch von der Verarmungsspannung (vgl. Gl.3.17) ab.

$$(5.2) \quad j_{Leck} \sim d \rightarrow j_{Leck} \sim \sqrt{V_d}$$

Zusätzlich zu diesen Strom-Spannungsmessungen werden bei jedem Detektor Kurven zum Verhalten der Leckströme an der Bias- und Guard-Linie (siehe Kapitel 4.1 für die Definition der Detektorstrukturen) bei langen Betriebsdauern von 24 h (vgl. Abb. 5.5) aufgenommen.

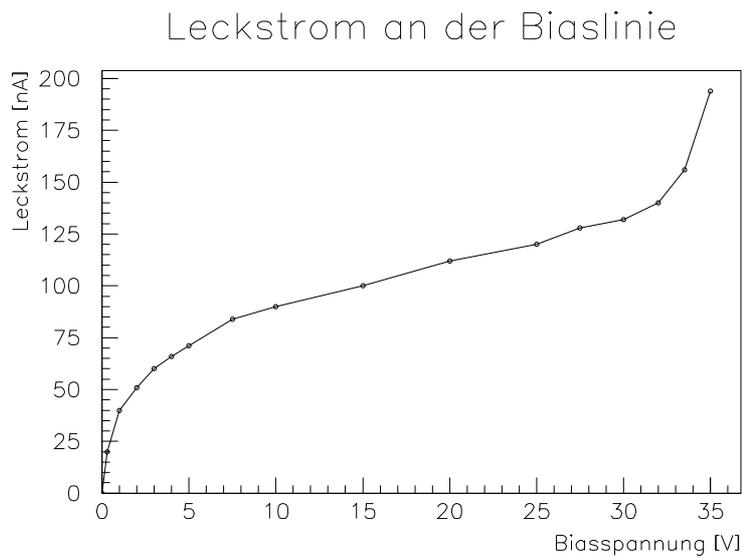


Abb. 5.1: Der Leckstrom an der Biaslinie. Die Durchbruchsspannung liegt bei 33 V.

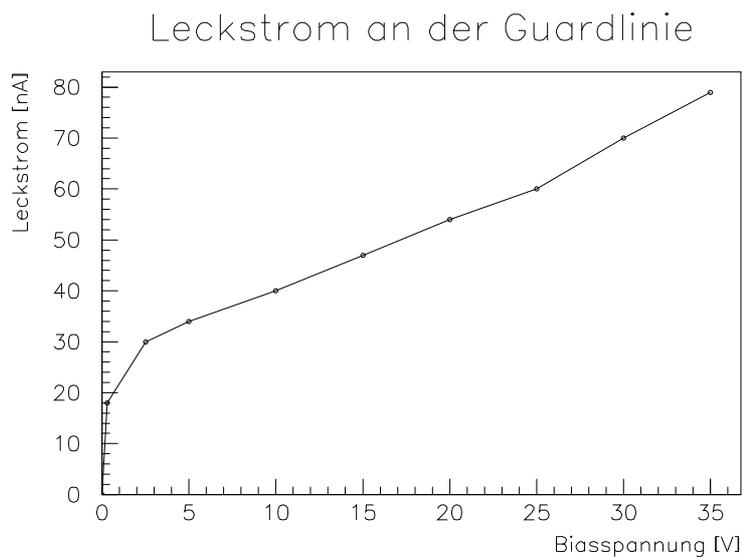


Abb. 5.2: Der Leckstrom an der Guardlinie zeigt kein exponentielles Anstiegsverhalten, da die Ströme vom Inneren des Detektors schon von der Biaslinie abgeführt worden sind. Der Leckstrom an der Guardlinie wird zum größten Teil von Randeffekten verursacht.

### 5.3 Das Verhalten der Kapazitäten

Die Kapazitäten in einem Detektor können in die drei Gruppen

- Detektorkapazität : Kapazität zwischen n- und p-Seite des Detektors,
- Interstrip Kapazität : Kapazität zwischen den Streifen einer Seite des Detektors und
- Kopplungskapazität : Kapazität zwischen Detektor und Ausleseelektronik

eingeteilt werden.

#### 5.3.1 Detektorkapazität

Aufgrund der fixierten Ladungen an beiden Seiten des Detektors, die die Verarmungsregion einschließen, hat der Zähler Ähnlichkeit mit einem geladenen Kondensator. Mit Hilfe von Gl.3.14 ergibt sich die Detektorkapazität näherungsweise zu

$$(5.3) \quad C \approx \frac{\epsilon A}{s} = A \sqrt{\frac{\rho}{2V_B}}$$

wobei A die Fläche des Detektors darstellt. Das Verhältnis von Bias- sowie Verarmungsspannung zur Detektorkapazität wird mit Hilfe der Gleichungen 3.15 und 5.3 ermittelt und ergibt

$$(5.4) \quad C \approx \frac{\epsilon A}{d} \sqrt{\frac{V_d}{V_B}} \quad .$$

Ist einmal  $V_B \geq V_d$ , so ist der Detektor vollkommen verarmt, also  $s = d$ , und die Detektorkapazität bleibt konstant bei

$$(5.5) \quad C \approx \frac{\epsilon A}{d} \quad (\text{vgl. Abb. 5.3 oben}).$$

Das Verhältnis von Verarmungsspannung (vgl. Gl. 3.15) und Kapazität (vgl. Gl. 5.5) ergibt sich nun zu

$$(5.6) \quad V_d \approx \frac{\epsilon A \rho}{2C^2} \sim \frac{1}{C^2} \quad .$$

#### 5.3.2 Interstrip Kapazität

Solange die Kapazität zur gegenüberliegenden Seite größer ist als die Kapazität zwischen den Streifen, kann durch Gl. 5.5 auch die Kapazität zwischen den Streifen berechnet werden. Für die Berechnung wird die Fläche eines einzelnen Streifens und der Abstand der Streifen zueinander benutzt.

### 5.3.3 Kopplungskapazität

Um die Vorteile der AC-Kopplung (vgl. Kapitel 4.4.1) ausnutzen zu können, werden die DC-gekoppelten CSEM-Detektoren über zusätzliche Kapazitäts-Chips mit der Ausleseelektronik verbunden (siehe Kapitel 6).

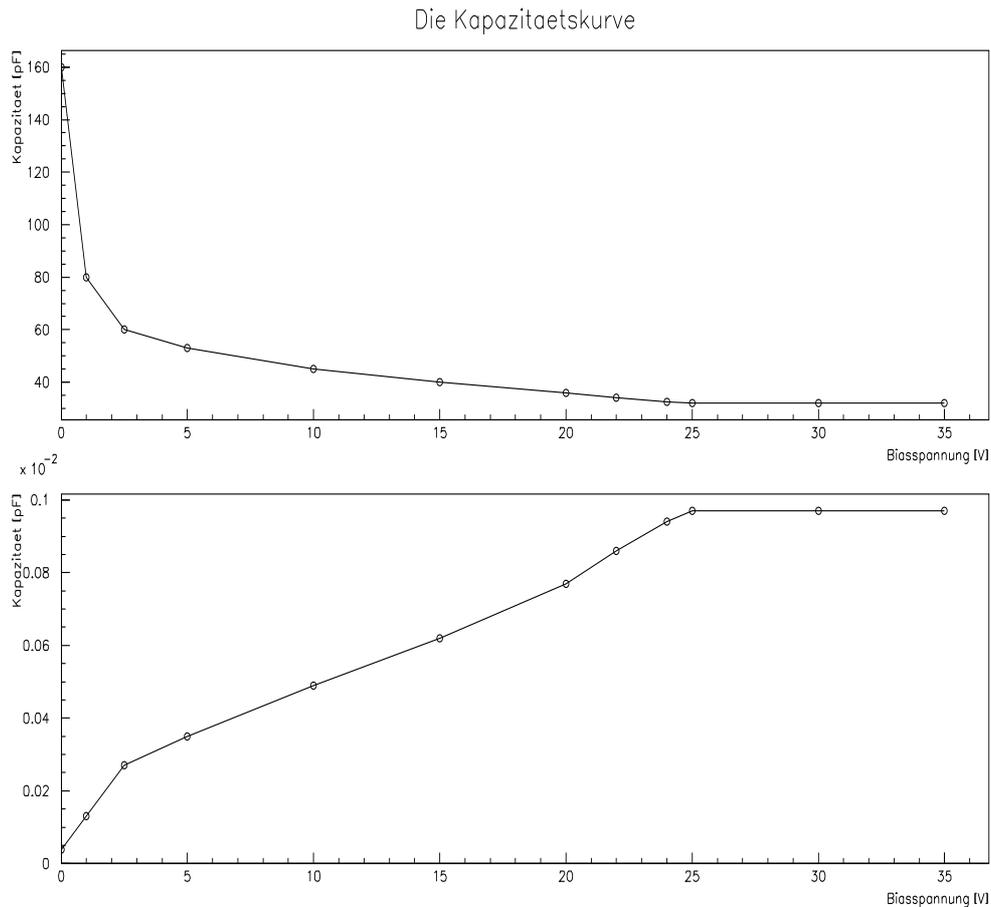


Abb. 5.3: Der Verlauf der Detektorkapazität in Abhängigkeit von der angelegten Biasspannung. Die untere Kurve gibt den Verlauf von  $1/C^2$  wieder.

## 5.4 Die Bestandteile des Widerstandes

Die Phänomene, die den Widerstand eines Halbleiters beeinflussen, können durch Parallel- und Serienwiderstände erfaßt werden [Goe94]:

- **Parallelwiderstände**

Die Höhe dieses Widerstandes wird durch Leckströme längs der Kanten des Detektors bestimmt. Auch punktuelle Störungen des p/n-Überganges führen zu niedrigen Parallelwiderständen. Solche Störungen können z.B. Unterbrechungen des p/n-Überganges sein, die dadurch zustande kommen, daß beim Herstellungsprozeß des Detektors Fremdstoffe die homogene Eindiffusion der Dotierungsatome verhindern. Weiterhin kann das n-Basismaterial mit den Mikrostreifen an einigen Stellen in elektrischem Kontakt sein und so eine Verringerung des Widerstandes bewirken.

- **Serienwiderstände**

Zu diesem Ohmschen Widerstand tragen bei:

- Metall-Halbleiterkontakt der n-Seite
- Metall-Halbleiterkontakt der p-Streifen
- Halbleitermaterial (Basis)
- Mikrostreifen
- Bonding-Drähte

Bei den zu untersuchenden Bias- und Interstrip-Widerständen (Widerstände zwischen Bias-Linie und Streifen bzw. Widerstände zwischen Streifen) handelt es sich nach obiger Einteilung um Serienwiderstände. Hier soll jedoch festgehalten werden, daß der Halbleiter mit steigender Biasspannung immer mehr an Ladungsträgern verarmt, was eine Erhöhung des Widerstandes zur Folge hat (vgl. Kapitel 3).

## 5.5 Akzeptanzkriterien für die Detektoren

Die hier angegebenen Akzeptanzwerte gelten bei angelegter Verarmungsspannung:

- Der an der Bias-Linie gemessene Leckstrom sollte niedriger als  $10 \mu\text{A}$  sein.
- Die Bias-Widerstände sollten höher als  $5 \text{ M}\Omega$  sein.  
Diese Grenzen für die Bias-Widerstände und Leckströme stellen sicher, daß sie nach der Verbindung des Detektors mit der Ausseelektronik dem elektronischen Rauschen nicht mehr als 500 Elektronen hinzufügen [Cha95].
- Die Interstrip-Widerstände beider Seiten des Detektors sollten über  $15 \text{ G}\Omega$  liegen, damit sich die Ladung nicht auf mehrere Streifen verteilt und so die Spurnauigkeit verschlechtert wird (vgl. [Pei92],[Sma95] und Kapitel 4).

## 5.6 Durchführung der Messungen

Für die verschiedenen Tests wurden die Testgeräte über Nadeln mit den Streifen kontaktiert. Insgesamt mußten für alle Tests ca. 10000 Mikrostreifen kontaktiert werden. Die Leckstrommessungen und Detektorkapazitätsmessungen wurden jeweils zweimal durchgeführt; weil erstens die Leckströme das entscheidende Auswahlkriterium für die Detektoren sind, und zweitens aus den Detektorkapazitätsmessungen die Betriebsspannungen bestimmt werden sollen. Die Messungen der Kapazität zwischen den Streifen werden weniger ausführlich erklärt, da sie nicht entscheidend für die Auswahl eines Detektors sind (vgl. Kapitel 5.5).

### 5.6.1 Die Leckstrommessungen

- **Durchführung der Messung**

- **Leckstrom/Spannungskurve:** Die Leckströme werden bei allen Detektoren jeweils zweimal auf der p-Seite aufgenommen. Im Test wird die positive Biasspannung  $V_B^+$  zwischen der n-Seite des Detektors und der Bias-Linie auf der p-Seite angelegt. Die Biasspannung wird durch den HP automatisch von 0 bis 100 V in Schritten von 500 mV alle zwei Sekunden erhöht, während die Leckströme zwischen der n-Seite und sowohl der Bias- als auch der Guard-Linie der p-Seite aufgezeichnet werden. Das Schaltschema ist in Abb. 5.4 dargestellt.
- **Leckstrom-Langzeitmessungen:** Das Langzeit-Leckstromverhalten sollte für alle Detektoren mindestens einmal untersucht werden. Dabei werden bei der Verarmungsspannung  $V_d^+$  (Betriebsspannung), die auf der n-Seite angelegt wird, die Leckströme über die Bias-Linie der p-Seite während einer Zeitspanne von 24 Stunden aufgezeichnet. Die Verarmungsspannung  $V_d^+$  ist aus der Detektorkapazitätsmessung zu entnehmen. Das Schaltschema für die Stromlangzeitmessungen entspricht dem der Leckstrommessungen.

- **Ergebnis der Leckstrommessung**

Abbildung 5.1 verdeutlicht das Verhalten des Biasleckstromes in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die Leckströme der getesteten Detektoren lagen bei Raumtemperatur und angelegter Verarmungsspannung zwischen 172 nA und 360 nA auf der Bias-Linie und bei ca. 5 nA bis 10 nA auf der Guard-Linie (vgl. Abb. 5.2).

Den Anstieg des Leckstromes auf der Bias-Linie können bei höheren Biasspannungen Energieniveaus aus der Mitte der Bandlücke verursachen. Am p/n-Übergang tritt zudem bei hohen Biasspannungen ein starker Anstieg

des Leckstromes aufgrund von Avalanchemultiplikation von mobilen Ladungsträgern im hohen elektrischen Feld des Überganges auf (vgl. Kapitel 5.2).

Die 24 h Langzeitmessungen (vgl. Abb. 5.5) ergaben bei angelegter Verarmungsspannung eine Änderung der oben genannten Leckströme (zwischen 172 nA und 360 nA) von 1% .

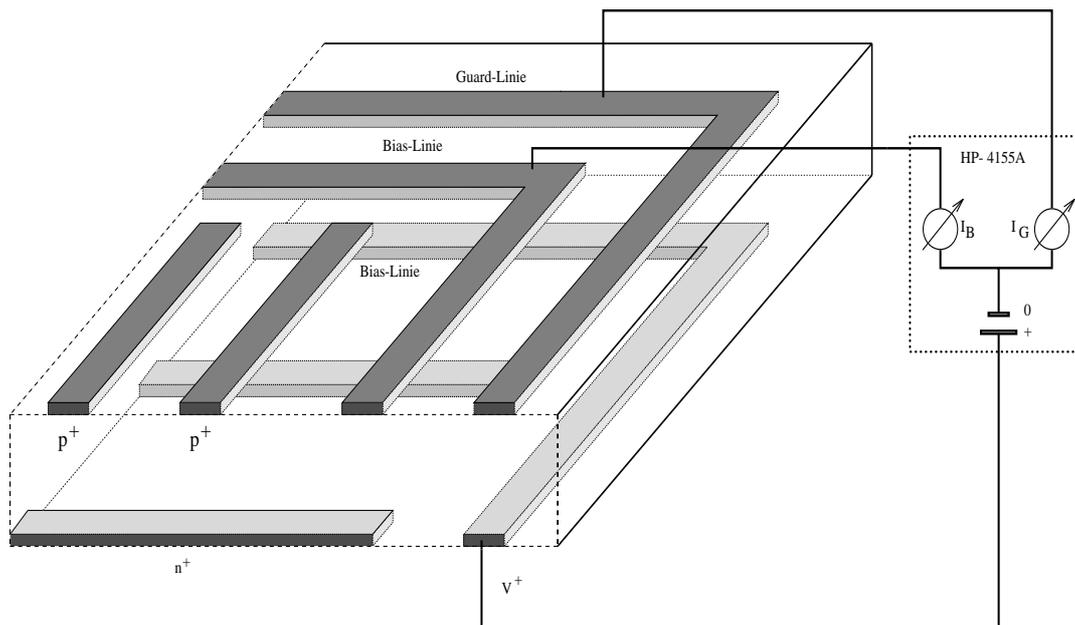


Abb. 5.4: Die schematische Darstellung des Schaltkreises zur Aufnahme der Strom-Spannungs-Kurve.

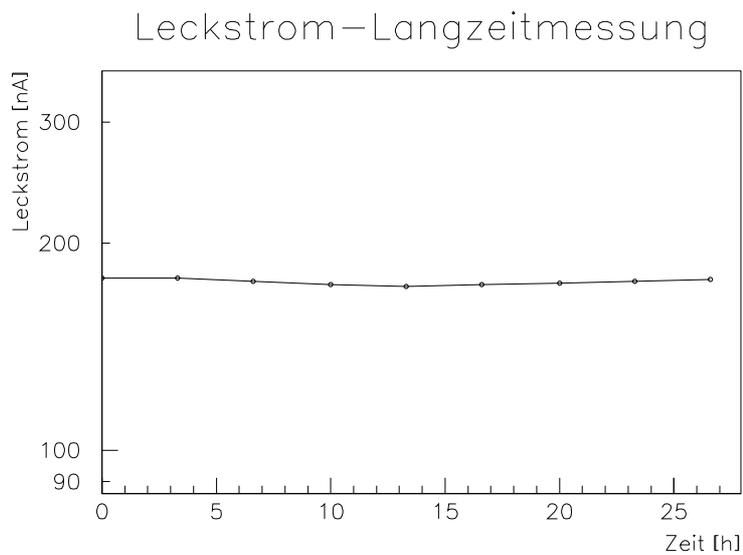


Abb. 5.5: Die Langzeitmessung des Leckstromes. Die Schwankung des Leckstromes ist wahrscheinlich auf Tag/Nacht-Effekte zurückzuführen.

### 5.6.2 Die Kapazitätsmessungen

- **Durchführung der Messung**

Die *Detektorkapazität* wird in Abhängigkeit von der Biasspannung  $V_B^+$  zwischen der n-Seite des Detektors und der Bias-Linie mit dem HP und als zusätzliche Spannungsquelle mit dem Keithley 590 CV-Meter bei einer Frequenz von 100 kHz für alle Detektoren jeweils zweimal bestimmt. Die Biasspannung  $V_B^+$  wird an die n-Seite angelegt und von 0 auf 100 V erhöht. Das Schema zur Aufnahme der CV-Kurve ist in Abb. 5.6 dargestellt.

Die *Interstrip-Kapazität* wird bei einer Frequenz von 100 kHz in Abhängigkeit von einer angelegten Biasspannung und einer Spannung von 15 mV an einem Streifen bestimmt.

- **Ergebnisse der Kapazitätsmessung**

Aus Abb. 5.3 oben ist ersichtlich, daß mit steigender Biasspannung die Detektorkapazität sinkt. Sie erreicht einen konstanten Wert, wenn die an Ladungsträgern verarmte Region die n-Seite des Detektors erreicht (vgl. Gl. 5.4 und Gl. 5.5). Zur Bestimmung der Verarmungsspannung wird die  $1/C^2$ -Kurve benutzt. Diese steigt bis zu einem gewissen Wert der Biasspannung an und verläuft dann horizontal. Der Wert der Biasspannung, an dem der Übergang stattfindet, kann als Richtlinie für die Verarmungsspannung genommen werden. Die so bestimmten Verarmungsspannungen lagen zwischen 32 und 39 Volt bei Kapazitäten zwischen 30 pF und 40 pF.

Die *Interstrip-Kapazität* bei Verarmungsspannung liegt auf der n-Seite bei 4.7 pF (vgl. Abb. 5.8), im Vergleich dazu liegt sie auf der p-Seite bei 2.6 pF (vgl. Abb. 5.7).

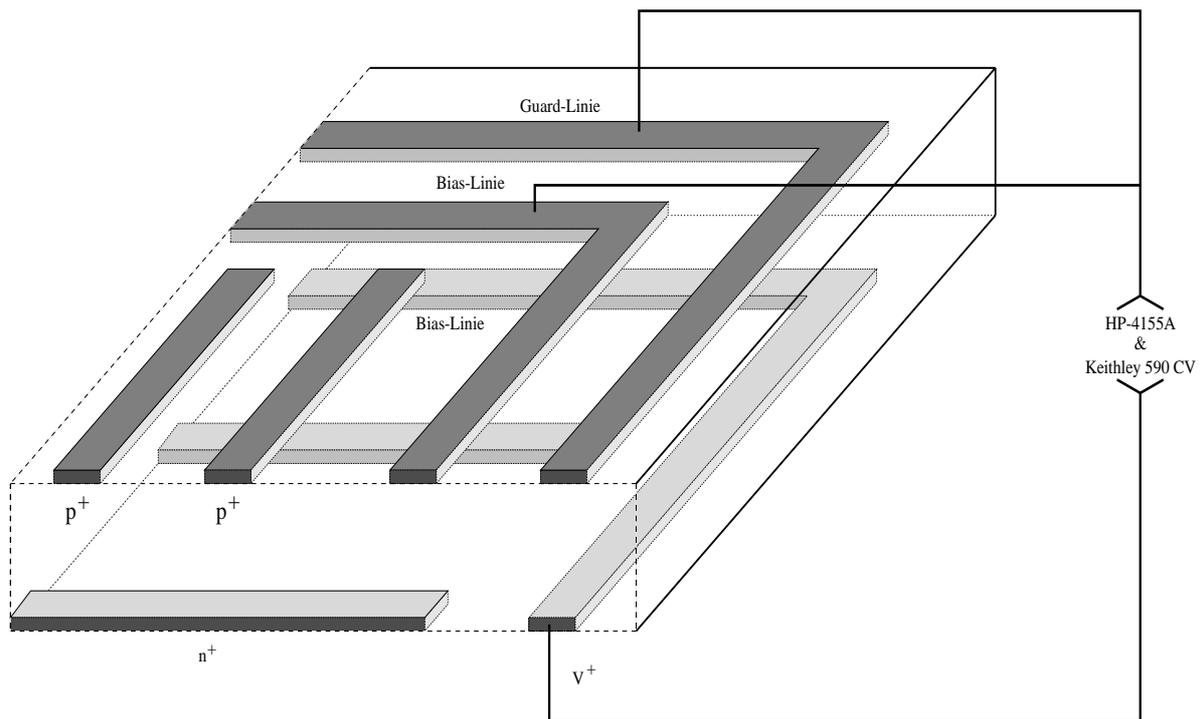


Abb. 5.6: Die schematische Darstellung des Schaltkreises zur Aufnahme der CV-Kurve.

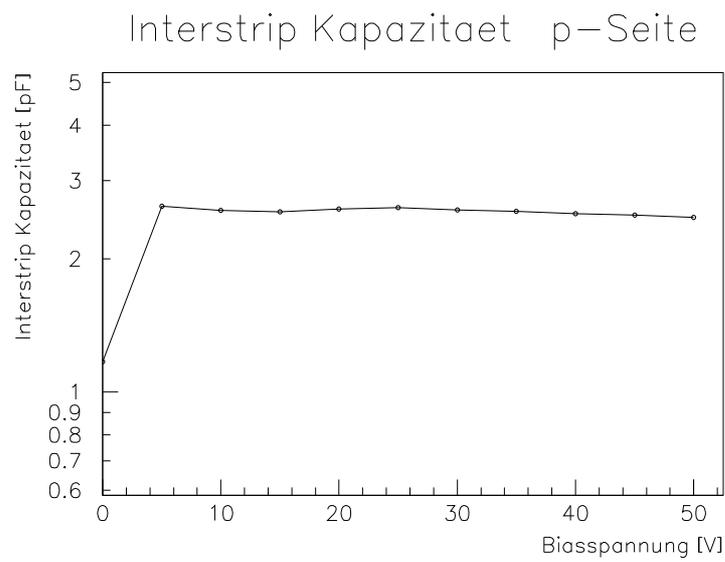


Abb. 5.7: Interstrip-Kapazität der p-Seite als Funktion der Biasspannung.

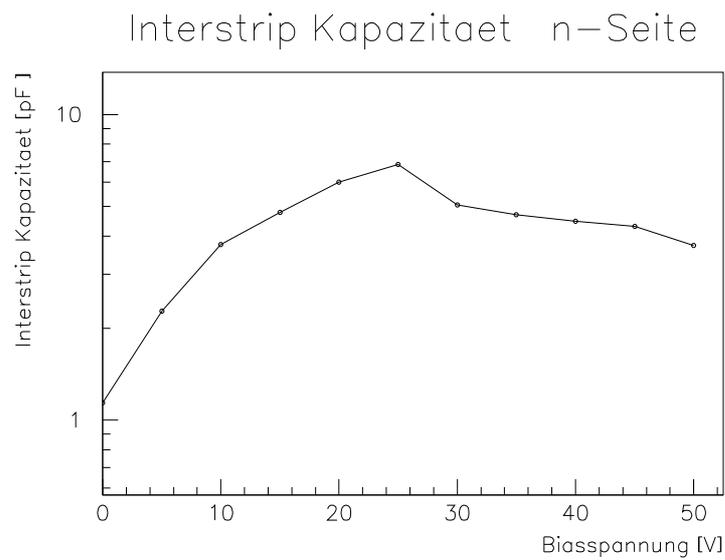


Abb. 5.8: Interstrip-Kapazität der n-Seite als Funktion der Biasspannung.

### 5.6.3 Die Widerstandsmessungen

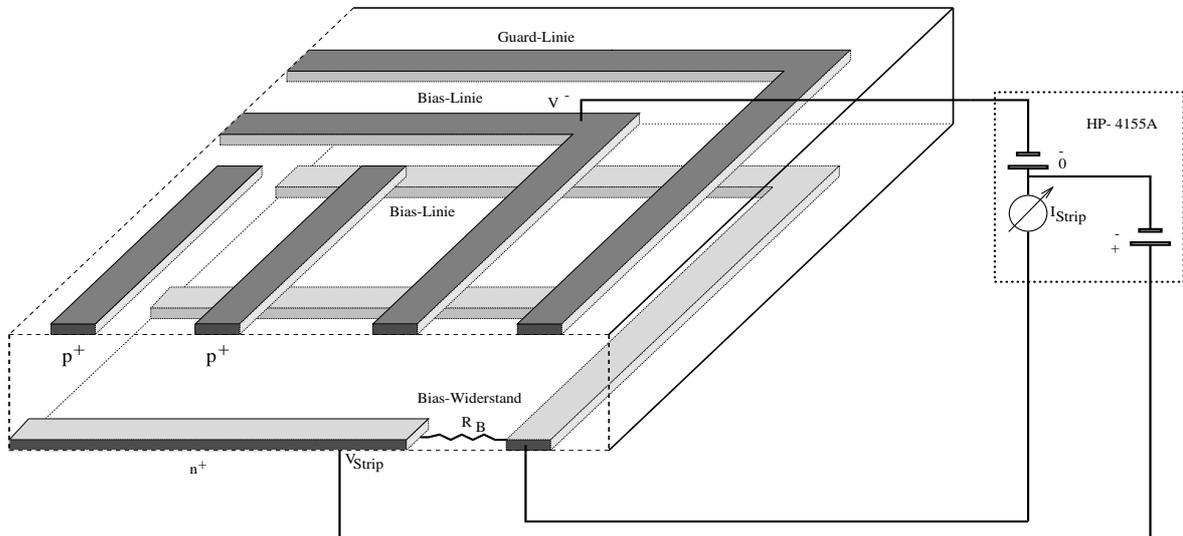


Abb. 5.9: Die schematische Darstellung des Schaltkreises zur Aufnahme des Bias-Widerstandes der n-Seite.

- **Durchführung der Messungen**

Die beschriebenen Widerstandsmessungen werden für alle Detektoren jeweils einmal durchgeführt.

- **n-Seite:**

- \* Der *Bias-Widerstand* wird als Funktion der Biasspannung aufgenommen. Bei der dadurch bestimmten Verarmungsspannung werden die Bias-Widerstände gemessen.
- \* Auch der *Interstrip-Widerstand* wird zunächst in Abhängigkeit von der Biasspannung aufgezeichnet. Danach werden bei der Verarmungsspannung die Widerstände zwischen den Streifen bestimmt.

Diese Messungen werden wie folgt durchgeführt:

- \* **Bias-Widerstand:** Der Bias-Widerstand läßt sich der Strom-Spannungskurve entnehmen, die durch den HP 4155A zwischen Bias-Linie der n-Seite und Kontaktloch der Mikrostreifen aufgezeichnet wird (vgl. Schema 5.9). Dabei wird auf die p-Seite eine von -20 V bis -50 V variable Biasspannung  $V_B^-$  und auf einem  $n^+$ -Mikrostreifen der n-Seite eine von -250 mV bis +250 mV steigende Spannung angelegt [Sma95].

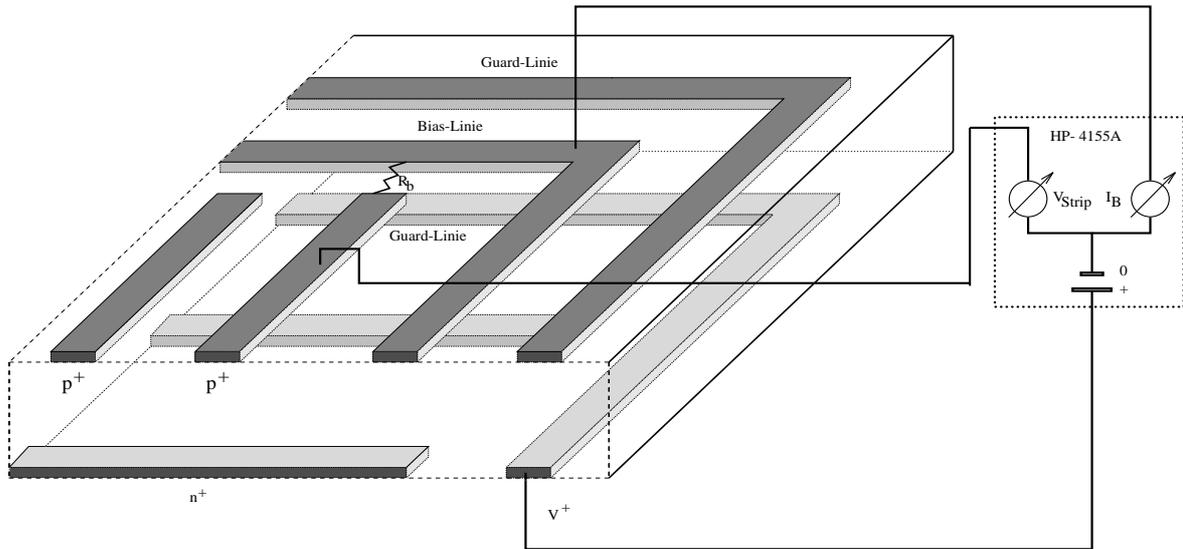


Abb. 5.10: Die schematische Darstellung des Schaltkreises zur Aufnahme des Bias-Widerstandes der p-Seite.

- \* Interstrip-Widerstand: Die Testanordnung und Durchführung für den Widerstand zwischen den Streifen entspricht dem der Bias-Widerstandsmessung, wobei drei Mikrostreifen mit dem Testgerät verbunden werden und die Verbindung zur Bias-Linie der n-Seite gelöst wird, da der Widerstand zwischen den n-Streifen aufgenommen wird. Auf die zwei äußeren Mikrostreifen werden Spannungen zwischen  $-250\text{ mV}$  und  $+250\text{ mV}$  angelegt, während am mittleren Mikrostreifen der Strom gemessen wird.

– **p-Seite:**

- \* Der punch through Bias-Widerstand  $R_b$  wird aus dem Streifenpotential  $V_{Strip}$  und dem Strom  $I_B$  berechnet (vgl. Abb. 5.10). Hierbei wird auf die n-Seite eine von  $0\text{ V}$  bis  $40\text{ V}$  variable Biasspannung  $V^+$  angelegt, gleichzeitig wird auf der p-Seite das Potential an einem Streifen und der Strom auf der Bias-Linie aufgezeichnet.
- \* Die Interstrip-Widerstände der p-Seite werden folgendermaßen bestimmt: Interstrip-Widerstand: Die Testdurchführung für den Widerstand zwischen den  $p^+$ -Streifen entspricht dem der Interstrip-Widerstandsmessung der n-Seite, wobei hier allerdings eine positive variable Biasspannung  $V_B^+$  auf der n-Seite angelegt und die Widerstände zwischen drei  $p^+$ -Mikrostreifen untersucht werden.

- **Die Ergebnisse der Widerstandsmessungen**

- **n-Seite:** Der Verlauf einer *Interstrip-Widerstands*-Kurve in Abhängigkeit von  $V_B^+$  ist in Abb. 5.11 dargestellt. Zwischen 27 V und 32 V angelegter Biasspannung steigt sie von einigen  $\text{k}\Omega$  um 6 Größenordnungen auf 2.5  $\text{G}\Omega$ . Bei vollständiger Verarmung liegt der Interstrip-Widerstand bei um die 50  $\text{G}\Omega$ .  
Der *Bias-Widerstand* in Abb. 5.12 zeigt zwischen 27 V und 32 V angelegter Biasspannung einen Anstieg von 0.4  $\text{M}\Omega$  auf 14.7  $\text{M}\Omega$ .
- **p-Seite:** Die Interstrip-Widerstände der p-Seiten der Detektoren liegen zwischen 200 und 1000  $\text{G}\Omega$  bei angelegter Verarmungsspannung und sind somit größer als die Interstrip-Widerstände der n-Seiten. Der Bias-Widerstand (polysilicon-Widerstand) der p-Seite liegt bei 175  $\text{M}\Omega$  (vgl. Kapitel 4.1).

Die verschiedenen Widerstandstests zeigten für die Detektoren ähnliches Anstiegsverhalten und ähnliche Widerstandswerte. Dieses Anstiegsverhalten der Widerstände (vgl. Kurven 5.11 und 5.12) ist durch den einsetzenden Verarmungsprozeß zu erklären, der den Detektor bei der Verarmungsspannung (32 bis 39 V s.o.), allmählich in einen Isolator umwandelt [Rah93]. Die Interstrip-Widerstände der p-Seite liegen bei höheren Werten, da hier nicht das Problem der Isolation der Streifen gegeneinander besteht (vgl. Kapitel 4.4.2, [Hor91]).

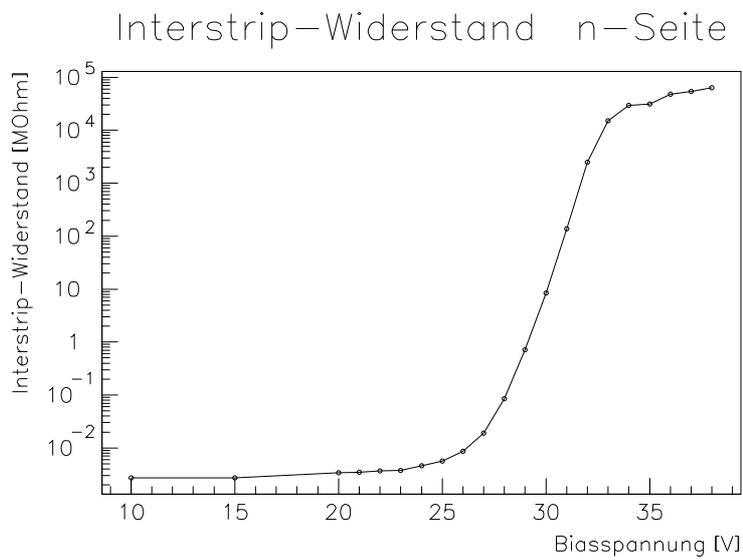


Abb. 5.11: Interstrip Widerstand der n-Seite als Funktion der Biasspannung.

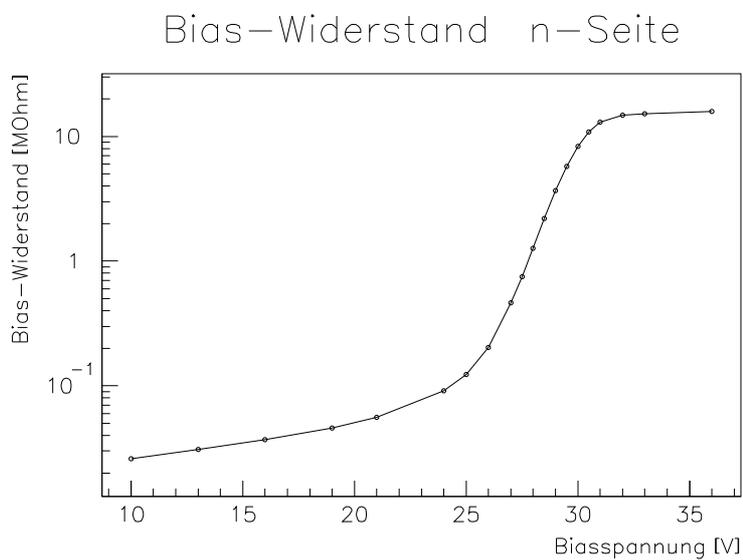


Abb. 5.12: Bias-Widerstand der n-Seite als Funktion der Biasspannung.

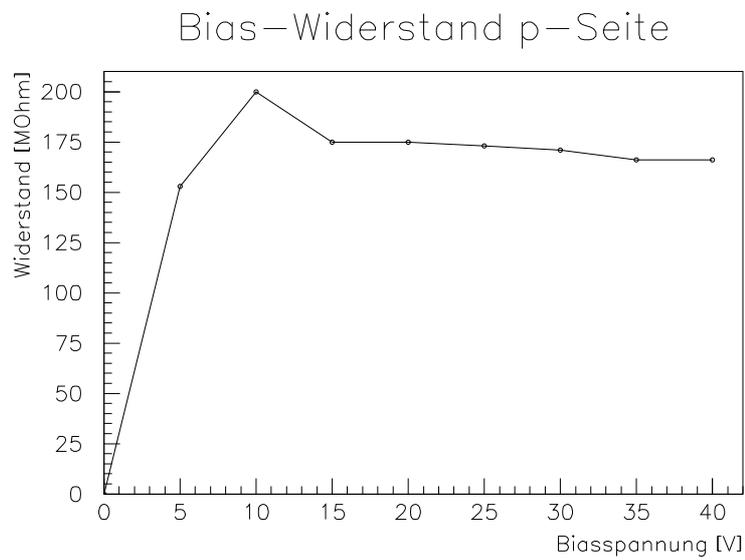


Abb. 5.13: Bias-Widerstand der p-Seite als Funktion der Biasspannung. Der Widerstand ist konstant, da es sich hier um keinen dynamischen (punch through) Widerstand wie auf der n-Seite handelt.

## 5.7 Die Auswertung der Halbleitermessungen

Vier doppelseitige Siliziumstreifendetektoren<sup>32</sup> von CSEM (vgl. Kapitel 4.1) wurden den in diesem Kapitel beschriebenen visuellen Begutachtungen und Kenngrößenmessungen unterzogen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Aus den Kapazitätskurven wurden die Verarmungsspannungen der Detektoren ermittelt, die zwischen 32 und 39 Volt lagen. Unter Betriebsbedingungen sollte die Verarmungsspannung sogar 10% größer als zur vollständigen Depletion notwendig gewählt werden, um das Auseinanderdriften der Ladungsträger und somit die Auflösungsver schlechterung (vgl. Gl. 4.6) zu verhindern. Im Experiment 781 ist bei der hohen Strahlintensität von  $2 \cdot 10^6$  Teilchen/Sekunde sogar eine Erhöhung der nötigen Sperrspannung, infolge von Strahlungsschäden, für die vollständige Verarmung zu erwarten: Die Bestrahlung über einen längeren Zeitraum und bei hohen Intensitäten führt zu Veränderungen der effektiven Dotierungs-Konzentrationen und somit zur Steigerung der Verarmungsspannung. So kann es bei einem 300  $\mu\text{m}$  dicken Siliziumdetektor zu einer Steigerung der Verarmungsspannung auf bis zu 180 V kommen (vgl. [Bar93]).

Die Interstrip-Kapazität wurde in Abhängigkeit der zwei nächsten Nachbarn des betrachteten Streifens gemessen. Dabei stellte sich heraus, daß die Interstrip-Kapazität der n-Seite ca. das zweifache der p-Seite ist. Ursache sind auch hier wohl die positiven, ortsfesten Ladungsträger, die sich zwischen den Streifen der n-Seite ansammeln (vgl. Abb. 4.7). Das Verhältnis von Kopplungskapazität zur Interstrip-Kapazität liegt auf der n-Seite bei 10:1, auf der p-Seite hingegen bei 17:1. Somit wird sich die Signalladung eines Streifens auf der n-Seite durch kapazitive Kopplung auf mehr Nachbarstreifen verteilen als auf der p-Seite und kann im Rauschen verlorengehen (vgl. [Vor94]). Ein schlechteres Signal/Rausch-Verhältnis auf der n-Seite ist zu erwarten.

Die Leckströme der Detektoren lagen bei angelegter Verarmungsspannung und Zimmertemperatur zwischen 172 nA und 360 nA und erfüllen somit das Akzeptanzkriterium (vgl. Kapitel 5.5). Die Leckstromlangzeitwerte zeigten eine Variation von nur 1%. Infolge der starken Temperaturabhängigkeit des Leckstromes (vgl. Kapitel 5.2) müßten die Detektoren ständig gekühlt werden, um den Leckstrom möglichst niedrig zu halten und dadurch das S/N-Verhältnis zu verbessern.

Mit Ausnahme eines Detektors<sup>33</sup> lagen alle Widerstandswerte der Detektoren oberhalb der aufgestellten Grenzwerte (vgl. Kapitel 5.5). Die Interstrip Widerstände der n-Seite entsprachen ca. 1/100 der p-Seite.

---

<sup>32</sup>Typennummern: 1. 407; 2. 412; 3. 413; 4. 418

<sup>33</sup>Detektor Nr. 418

Aufgrund der niedrigeren Interstrip-Widerstände der n-Seite im Vergleich zu denen der p-Seite wird sich die Signalladung auf mehr Streifen als auf der p-Seite verteilen, und was ebenfalls eine Verschlechterung des S/N-Verhältnisses der n-Seite mit sich bringen könnte. Der Grund für die niedrigeren Interstrip-Widerstände auf der n-Seite liegt erstens bei den Elektronen, die sich zwischen den n-Streifen ansammeln (vgl. Abb. 4.7) und zweitens bei der höheren Anzahl an Dotierungsatomen, die zusätzlich Elektronen einbringen und den Widerstand erniedrigen.

Die Bias-Widerstände ( $M\Omega$ -Bereich) sind viel niedriger als die Interstrip-Widerstände ( $G\Omega$ -Bereich), da durch sie der ständig entstehende Leckstrom abgeführt wird (vgl. Kapitel 4.4.1). Durch das Abführen des Leckstromes wird das S/N-Verhältnis verbessert.

Von den vier getesteten Detektoren wurden drei für die Verbindung mit der Auslelektronik ausgewählt.

	n-Seite	p-Seite
Biasspannung	32 V bis 39 V	
Leckstrom	172 nA bis 360 nA	
Gesamtkapazität	30 pF bis 40 pF	
Kopplungskapazität	40 pF bis 50 pF	
Interstrip-Kapazität	4.7 pF	2.56 pF
Bias-Widerstand	15 $M\Omega$ bis 20 $M\Omega$	170 $M\Omega$
Interstrip-Widerstand	3 $G\Omega$ bis 60 $G\Omega$	200 $G\Omega$ bis 1000 $G\Omega$

Tab. 5.1: Die elektrischen Eigenschaften des Detektors, bei angelegter Verarmungsspannung  $V_d$  und bei Zimmertemperatur.

## 6 Die Ausleseelektronik

Die im fixed-target Experiment E781 relativ zur Strahlrichtung in Vorwärtsrichtung emittierten Teilchen werden in den Detektoren nachgewiesen. Im doppelseitigen Detektor werden die Detektorsignale für die schnelle und effiziente Verarbeitung der anfallenden Datenmenge eines Spills zunächst in elektronischen Zwischenpeichern untergebracht. Von diesem Speicher aus werden die Signale wieder ausgelesen und auf Band geschrieben. Die Umwandlung der Detektorsignale, sowie der Datentransfer zum Zwischenspeicher wird von der Ausleseelektronik des Detektors übernommen. Hierbei muß folgendes beachtet werden:

- Während der Auslesezeit ist der Detektor für weitere Ereignisse nicht mehr sensitiv. Zudem werden durch die Ausleseelektronik des doppelseitigen Detektors Reset-Totzeiten erzeugt, die u.U. die Totzeit des gesamten Experiments bestimmen.
- Für einen überschaubaren und kompakten Detektorbau müssen die Streifen auf engstem Raum ausgelesen werden. Dies ist bei tausenden von Streifen auf wenigen Zentimetern nur noch durch die Anwendung von Mikrotechnologie möglich.

Bei den in dieser Arbeit behandelten Detektoren befinden sich über 1000 Streifen je Detektorseite auf weniger als 65 mm, wodurch sich eine platzsparende Signalverarbeitung mit Mikrochips anbietet. Solche Chips wurden speziell für die Auslese von Halbleiterdetektoren entwickelt, finden nun aber auch in anderen Detektoren ihre Anwendung (siehe auch [Uwd95]). Für die Auslese der doppelseitigen Si-Detektoren wurden SVX<sup>34</sup>-Chips (vgl. [Kle88]) verwendet. Diese wurden während der Strahlzeiten '93 und '94 für die einseitigen Siliziumdetektoren des Max-Planck-Instituts für Kernphysik am Experiment WA89 erfolgreich eingesetzt (vgl. [Bru95], [Vor94], [Wer94]).

Da die Funktion des SVX-Chips und dessen Steuerung bereits in den Arbeiten [Vor94], [Wer94] dargelegt wurde, sollen hier nur die wesentlichen Eigenschaften des SVX-Chips und der Ausleseelektronik zusammengefaßt werden:

- Die SVX-Chips
- Die Kapazitäts-Chips
- Das Board
- Die elektronischen Konverter

---

<sup>34</sup>Silicon VerteX

## 6.1 Die Eigenschaften des SVX-Chips

Der SVX-Chip (vgl. Tab. 6.1) ist ein CMOS-Chip mit 128 ladungssensitiven Vorverstärkern, mit einer Verstärkung von 15 mV/fC, auf einer Fläche von  $6,4 \times 4,5 \text{ mm}^2$ . Der SVX-Chip bietet die für eine schnelle Auslese erforderliche Nullunterdrückung (engl. sparsification), d.h. es werden nur solche Kanäle ausgelesen, deren Signalladungen oberhalb einer einstellbaren Schwelle liegen.

Der SVX-Chip besitzt für jeden ausgelesenen Kanal zwei Signale:

- Ein *digitales*, das den getroffenen Kanal kennzeichnet;
- und ein *Analogsignal*, in dem die integrierte Ladungsinformation des getroffenen Streifens enthalten ist. Das Analogsignal kann zur Korrelationsuntersuchung, zur S/N Bestimmung und zur Verbesserung der Spurauflösung benutzt werden.

Wichtig für die weitere Verwendung der zu den getroffenen Streifen korrespondierenden Analogwerte ist die Auslese der Pedestals. Dabei handelt es sich um das Niveau von Analogwerten, die bei der Auslese der SVX-Chips ohne Strahldurchgang erhalten werden; die Pedestalvariation ergibt dabei das Untergrundrauschen.

Verstärkung	15 mV/fC
Eingangskapazität	0,06 pF
Kanalabstand	50 $\mu\text{m}$
Spannungsversorgung	analog 6 V, digital 5 V
Leistungsaufnahme	250 mW

Tab. 6.1: Eigenschaften der H-Version des SVX-Chips.

## 6.2 Die Eigenschaften des Kapazitäts-Chips

Der Kapazitäts-Chip hat ebenfalls 128 Kanäle, ist  $13 \times 6.425 \text{ mm}^2$  groß und besteht aus einem Quarzsubstrat. Jeder Kanal stellt einen Kondensator mit einer Kapazität von 150 pF dar, der zusätzlich mit Schutzdioden zur Kurzschließung des Kondensators für den Fall einer Überbelastung von  $\geq 20 \text{ V}$  versehen ist. Der Kapazitäts-Chip wurde wie die Detektoren von CSEM gebaut.

## 6.3 Das Detektorboard

Der doppelseitige Detektor, die SVX- und die Kondensator-Chips werden auf Keramikträger (vgl. [Sma95]) aus Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) befestigt (vgl. Abb. 6.1). Für den Bau eines doppelseitigen Si-Mikrostreifendetektors werden zwei Keramikträger benötigt. Eines für die Auslese der n-Seite und eines für die Auslese der p-Seite.

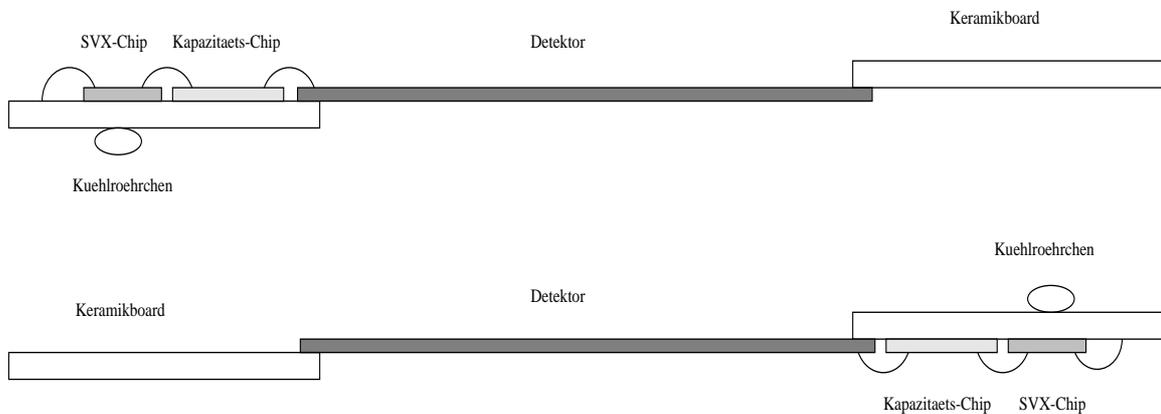


Abb. 6.1: Die Seitenansicht des Detektorboards mit SVX- und Kapazitäts-Chips, wobei die untere Abbildung gegenüber der oberen um  $90^\circ$  verdreht ist. Die Kuehlroehrchchen fuehren die von den SVX-Chips erzeugte Waerme ab.

Diese beiden Boardteile sind auf mehreren Schichten mit gedruckten Schaltungen versehen und besitzen auf ihrer Oeberflaeche Widerstaende und Kondensatoren, die zur Verteilung der SVX-Chipspannungen und der SVX-Kontrollsignale, der Detektor-Biasspannungen, der Filterung sowie zur Abfuehrung der Detektorsignale dienen (vgl. [Vor94]).

Die Boardteile der n- und der p-Seite sind mit jeweils 10 bzw. 8 SVX-Chips versehen. Die Verbindung zwischen Chips und Board bzw. Chips und Detektor wird unter Verwendung eines Ultraschallotverfahrens hergestellt. Bei diesem wird ein Draht mit  $25\ \mu$  Durchmesser an den jeweiligen Kontaktstellen angeschweißt. nach Fertigstellung der notwendigen elektrischen Verbindungen werden die Boards auf Rauschverhalten (Pedestalverhalten) und auf Nullunterdrueckung in Abhaengigkeit von der Schwellenspannung untersucht (vgl. [Vor94]). Sind diese Tests erfolgreich verlaufen werden die n- und p-Boards jeweils mit 10 bzw. 8 Kondensator-Chips vervollstaendigt, die ihrerseits an die SVX-Chips gebondet werden.

Daraufhin wird der Detektor zwischen die Boards geklebt (vgl. Abb. 6.1).

## 6.4 Die elektronischen Konverter

Die SVX-Chips auf beiden Seiten des Detektorboards werden über intermediäre Elektronikarten (Analog- und Digitalkarten [Uwd95]) gesteuert und ausgelesen. Diese Elektronikarten bzw. Konverter dienen zur Kontrolle der SVX-Chips (z.B. setzen der Chip-Schwellen 6.1), zur Zwischenspeicherung der Information und zur Digitalisierung der analogen Trefferinformationen (ADC-Signal) der SVX-Chips. Diese Konverter sind in den Arbeiten [Bru95], [Vor94], [Wer94] ausführlich beschrieben.

Da die n- und p-Seite durch die Biasspannung auf verschiedenen Potentialen liegen ist eine elektrische Entkopplung einer Seite notwendig. Bei diesem Detektor wird deshalb die Information der n-Seite mittels Optokoppler an die weitere Ausleselektronik übertragen.

## 7 Teststrahl

Während eines Teststrahls im Mai/Juni 95 am CERN ergab sich die Möglichkeit, zum ersten Mal Erfahrung mit dem doppelseitigen Detektor zu sammeln. Bei dem Teststrahl wurden in insgesamt 20 verwertbaren Runs durchschnittlich 18000 Strahlteilchendurchgänge pro Run auf Cassette aufgezeichnet. Aufgrund der ständig vorgenommenen Veränderungen an der Hardware und Software des Detektorsystems, litt darunter die Qualität der Ergebnisse und deren Vergleichbarkeit.

In diesem Kapitel werden der Testaufbau, die Messungen und deren Auswertung jeweils getrennt vorgestellt.

### 7.1 Der Testaufbau

Die Testanordnung ist in Abb. 7.1 dargestellt. Jeweils strahlaufwärts und strahlabwärts vom doppelseitigen Detektor kamen einseitige Siliziummikrostreifendetektoren als Referenz- und Vergleichsdetektoren für die doppelseitigen Detektoren zum Einsatz. Insgesamt wurden 7 einseitige Detektoren strahlaufwärts und 4 einseitige Zähler strahlabwärts aufgebaut. Der Trigger bestand aus zwei in Koinzidenz geschalteten Szintillatoren. Diese Szintillatoren initiierten bei Teilchendurchgang die Auslese der Siliziumdetektoren.

#### 7.1.1 Der Teststrahl

Bei dem Teststrahl handelte es sich um einen sekundären Teilchenstrahl des SPS. Der Teilchenstrahl kann je nach eingestellter Strahloptik und nach verwendetem Targetmaterial überwiegend Elektronen (Pb-Target) oder Pionen (Cu-Target) enthalten. Die Teilchenintensität hängt dabei stark von der Wahl des Targets ab. Teilchenintensitäten von bis zu 1700-2000 Elektronen/Spill kann man bei einem 40 GeV/c Elektronenstrahl erreichen. In der Teststrahlzeit wurden in der X3-Strahlzone überwiegend Elektronen der Energie 25 GeV/c mit einer Koinzidenzrate von 900 Elektronen/Spill geliefert. Dabei handelt es sich in etwa um minimalionisierende Teilchen (MIP) (vgl. Kapitel 4.2.1).

Durch die Verwendung von minimalionisierenden Teilchen wird die Ladungsskala des Rauschens zu dem des Teilchensignals normiert; das Signal zu Rauschverhältnis kann bestimmt und die Effizienz und Clustergrößen in Abhängigkeit der Schwellenspannung berechnet werden. Die Schwellenspannungen wurden in den Strahlpausen per Software variiert.

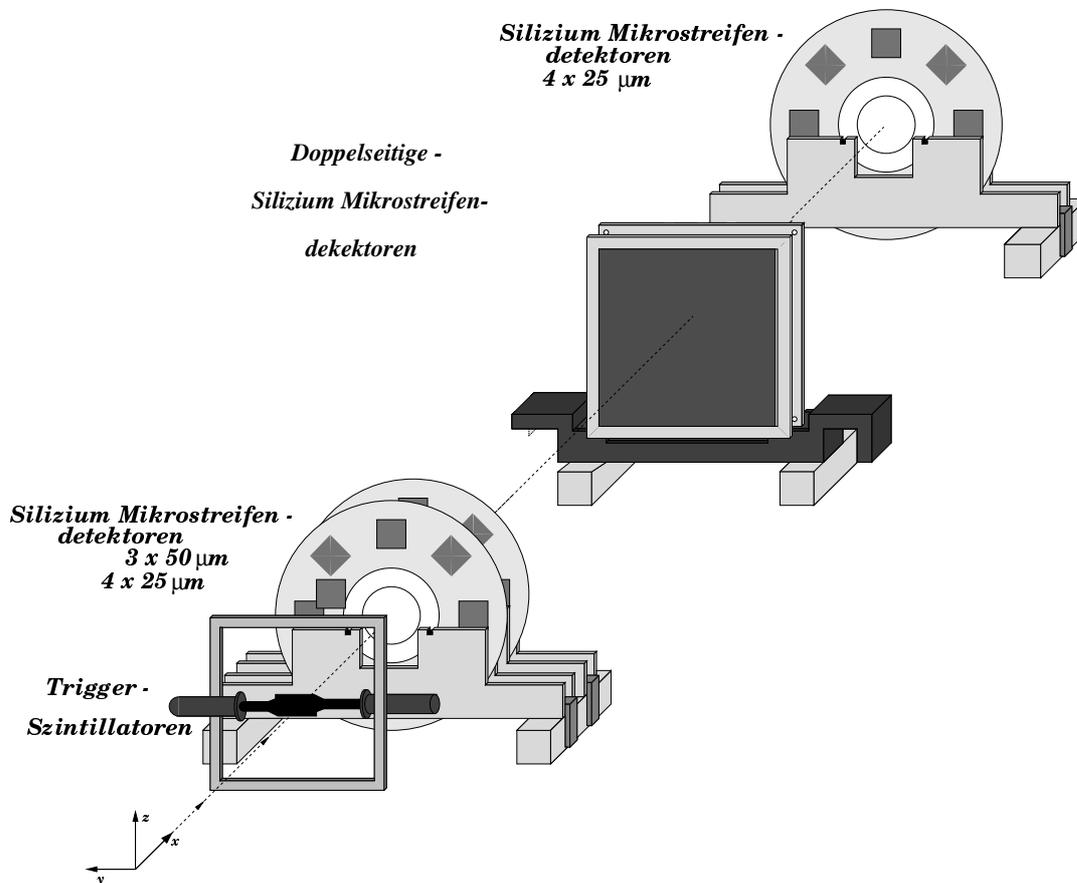


Abb. 7.1: Experimentaufbau in der X3-Strahlzone am CERN

## 7.2 Die Messungen

Die zwei jeweils äußersten einseitigen Detektoren dienen als Referenzdetektoren. Ausgehend von Teilchen, deren Spuren durch diese beiden Detektoren verlaufen, werden Treffervorhersagen auf den in ihrer Mitte befindlichen doppelseitigen Detektor vorgenommen. Diese Treffervorhersagen nutzend werden folgende Messungen durchgeführt:

- **Effizienzen:** Werden gemessen, indem man alle Treffer zählt, die innerhalb eines variierbaren Fensters, z.B.  $180 \mu\text{m}$ , um die Spurvorhersage liegen (vgl. [Wer94], [Uwd95]).

- **Cluster:** Liegen die Signale der benachbarten Kanäle oberhalb der auf die SVX-Chips angelegten Schwelle, so werden diese zu Treffergruppen (Clustern) zusammengefaßt.
- **Korrelation:** Die Ladungsinformationen der n- und der p-Seite (vgl. Kapitel 6.1) werden getrennt jeweils auf einer Achse eines zweidimensionalen Koordinatensystems aufgetragen (vgl. Kapitel 4.4).

### 7.3 Die Effizienzen

Die Resultate der Effizienzmessungen sind in Abb. 7.2 dargestellt. Die beiden oberen Abbildungen zeigen das Verhalten der Effizienzen bei gleichzeitigem Betrieb beider Seiten während die unteren den Fall des einseitigen Betriebs darstellen. In allen Abbildungen ist eine Abhängigkeit der Effizienzen von der Schwellenspannung zu sehen.

- **p-Seite:** Im beidseitigen Betrieb hat die Effizienzkurve ihr Maximum von 95.15% bei einer Schwellenspannung von 60 mV. Dabei liegt die Anzahl der Untergrundtreffer mit 1-2 pro Detektor recht niedrig. Allerdings sinkt die Effizienz bei kleineren ( 40 mV, 70%) und größeren ( 73 mV, 88.21%) Werten der Schwellenspannung.  
Einseitig betrieben zeigt sich eine höhere Effizienz bei kleineren Schwellenspannungen, die dann zu höheren Schwellenspannungen absinken. Dieses Verhalten bestätigt die Ergebnisse der Arbeit [Bru95].
- **n-Seite:** Die Effizienzen der n-Seite sind niedriger als die Effizienzen der p-Seite. Während die Effizienzen der p-Seite auf niedrige Schwellenspannungen stärker reagieren, ist das auf der n-Seite bei höheren Schwellenspannungen der Fall (vgl. Abb. 7.2 obere Bilder). Absolut zeigen die Effizienzen der n-Seite allerdings eine geringere Reaktion auf Änderungen der Schwellenspannungen, so liegt die absolute Änderung auf der p-Seite bei 25.44%, auf der n-Seite allerdings nur bei 13.42%.  
Im einseitigen Betrieb zeichnen sich höhere Effizienzen ab, allerdings können wegen der geringen Anzahl von Meßwerten keine sicheren Feststellungen getroffen werden.

Um sicher zu gehen, daß die Effizienzen des doppelseitigen Detektors nicht wegen falsch gewählter Vorhersagefenster niedriger als bei einseitigem Betrieb ausfallen, ist die Effizienz zusätzlich zu den bei 180  $\mu\text{m}$  (vgl. Abb. 7.2) Fenstergröße bestimmten Effizienzen noch bei 60  $\mu\text{m}$  (vgl. Abb. 7.3) und 360  $\mu\text{m}$  (vgl. Abb. 7.3) bestimmt worden. Dabei stellte sich heraus, daß keine merkliche Änderung der Effizienz eintritt.

Weiterhin ist die Untersuchung der Effizienzen bei Variation des Kalibrationssignals mit Unterdrückung von heißen Kanälen durchgeführt worden; d.h. solche Kanäle, die für einen zufälligen Trigger von einem Pulser mehr als 5% (vgl. Abb. 7.2) und 1% bzw. 20% Treffer (vgl. Abb. 7.4) zeigen, werden per Software für tot erklärt. Diese Unterdrückung der heißen Kanäle schließt Streifen, die ständig Signale liefern, von der Auslese aus.

Während die Effizienzen der p-Seite eine starke Reaktion auf die Unterdrückung der heißen Kanäle zeigen, ist auf der n-Seite kaum eine Veränderung festzustellen. Einseitig betrieben gilt dieses auch für die p-Seite. In Abbildung 7.4 unten ist zudem zu erkennen, daß auf der p-Seite mehr Streifen für tot erklärt werden als auf der n-Seite. So werden bei 40 mV und einer Unterdrückung von 1% auf der p-Seite über 900 Streifen für tot erklärt, während auf der n-Seite nur 250 Streifen von der Auslese ausgeschlossen werden.

## 7.4 Die Clusterverteilungen

Zur Analyse der Clustergrößen werden um Pedestalwerte reduzierte Analogwerte verwendet. Bei diesen Analogwerten handelt es sich um den Energieverlust der Strahlteilchen im Detektor (vgl. Abb. 4.4). Das Signal/Rausch-Verhältnis stellt dabei den Quotienten aus dem Mittelwert dieses Analogsignals und der Variation des Pedestals dar (vgl. Kapitel 6.1,[Ute92]). Das Signal/Rausch-Verhältnis liegt auf der p-Seite bei 8:1 und auf der n-Seite bei 4:1 .

Die Untersuchung der Analogwerte ergibt zudem, daß die p-Seite einen Offset zeigt, der auf der n-Seite nicht auftritt (vgl. Abb 7.5). Das Pulshöhenspektrum der p-Seite ist um 40 ADC-Einheiten gegenüber der der n-Seite verschoben, der Grund für diesen Offset kann am optischen Entkopplungssystem liegen, das auf der n-Seite vorhanden ist, aber auf p-Seite nicht (vgl. Kapitel 6.4).

- **p-Seite:** Die durchschnittlichen Clustergrößen zeigen eine Abhängigkeit von der Schwellenspannung und liegen unterhalb der Größe 2 (vgl. Abb. 7.6 links). Am häufigsten vertreten sind Cluster der Größen 1 und 2. Die Häufigkeiten nehmen mit zunehmenden Clusterbreiten ab (vgl. Abb. 7.7 links), wobei gleichzeitig die Cluster zu höheren ADC-Werten verschoben sind (vgl. Abb. 7.5 linke Spalte).
- **n-Seite:** Die Schwellenspannung hat kaum einen Einfluß auf die Clustergrößen. Im Intervall zwischen 40 und 73 mV Schwellenspannung sinken die Clustergrößen von 3.3 nur geringfügig auf 3.1 (vgl. Abb. 7.6 rechts). Am häufigsten anzutreffen sind Cluster der Größen 3 und 4. Erst ab der Clustergröße 3 nehmen die Häufigkeiten ab, allerdings sind hier die Häufigkeiten der Clusterbreiten ab 5 höher als auf der p-Seite (vgl. Abb. 7.7 rechts). Auch hier nehmen mit zunehmenden Clusterbreiten die ADC-Werte zu. (vgl. Abb. 7.5 rechte Spalte).

Die Clustergrößen zeigen auch eine Abhängigkeit von der Biasspannung  $V_B$  am Detektor. Bei einer Erhöhung der Biasspannung von 38 V auf 45 V nehmen die durchschnittlichen Clustergrößen auf der n-Seite von 3.240 auf 3.2 ab. Auf der p-Seite fällt die durchschnittliche Clustergröße von 1.41 auf 1.38 bei einer Erhöhung Biasspannung von 35 V auf 41 V.

## 7.5 Korrelation der Signalladungen beider Seiten des Detektors

Trägt man die ADC-Werte der n- gegen die der p-Seite ab, so erhält man eine Verteilung, wie sie in Abbildung 4.5 oben dargestellt ist. Diese Verteilung wurde um  $45^\circ$  gedreht und mit einer Gaußkurve gefittet (vgl. Abb. 7.8). Die Standardabweichung der Gaußkurve stellt ein Gütekriterium für die Korrelation dar; denn je schmaler die Verteilung, desto besser ist die Korrelation der Signale (vgl. Kapitel 4.4). Eine schmalere Verteilung bedeutet eine kleinere Standardabweichung. Bei einer Korrelationsverteilung der Signale der n- und p-Seite eines Runs lag  $\sigma_{kor}$  bei 21.7.

Zum Vergleich wurden die Standardabweichungen der Korrelationsverteilungen bei verschiedenen Runs (Antikorrelation) (vgl. Abb. 7.9 unten) gemessen. Hier sollte die Verteilung breiter sein, da die aufgetragenen Pulshöhen von verschiedenen Runs stammten und somit die ADC-Signale beider Seiten nicht korreliert sind. Die Standardabweichung der Antikorrelation  $\sigma_{akor}$  liegt bei 28.7.

## 7.6 Die Auswertung der Teststrahlergebnisse

Die niedrigeren Effizienzwerte bei kleineren Schwellenspannungen (vgl. Abb. 7.2 obere Bilder) sind nur indirekt auf per Software für tot erklärte Streifen zurückzuführen (vgl. Abb. 7.4). Hauptursache ist der Anstieg des Rauschens durch gegenseitige Beeinflussung der Seiten, denn im einseitigen Betrieb zeigt der Detektor kaum eine Reaktion auf die Veränderung der Unterdrückungsniveaus (vgl. Abb. 7.4 mittlere Bilder). Damit nun nicht eine hohe Anzahl von Streifen für tot erklärt wird und dadurch Information verloren geht, sollte der Detektor bei einer Unterdrückung von Kanälen, die mehr als 20% Treffer für einen zufälligen Trigger zeigen, arbeiten.

Bei höheren Schwellenspannungen hingegen liegt die Ursache der Minderung der Effizienzen darin, daß Teilchendurchgänge, deren Signalladungen die angelegte Schwellenspannung nicht überschreiten, und somit durch den SVX-Chip nullunterdrückt werden. Die im allgemeinen geringeren Effizienzen im doppelseitigen (im Vergleich zum einseitigen) Betrieb sind auf das schlechtere Signal- zu Rauschverhältnis zurückzuführen.

Die an den p- und n-Streifen gesammelten Signalladungen induzieren über die Kapazitätsschips Ladungen auf dem SVX-Chip, die dann dort, wenn sie die angelegte

Schwelle überschreiten, als Treffer registriert werden. Zur Analyse werden Treffer in benachbarten Streifen zu Clustern zusammengefaßt. Dabei ist die ADC-Summe über einen Cluster die Summe sämtlicher darin enthaltener Pulshöhen. Die Clusterbreiten hängen von vielen Faktoren ab; hier seien die Interstrip-Kapazität und der Interstrip-Widerstand genannt. Diese Faktoren sind im Experiment nicht direkt kontrollierbar, können jedoch indirekt über die Wahl der Biasspannung beeinflusst (vgl. Kapitel 5) werden und somit auch die Clusterbreiten. So wurden im Experiment bei Steigerung der Biasspannung die Clusterbreiten kleiner. Der Grund für dieses Verhalten ist:

- Zum einen driften die durch Teilchendurchflug und andere Prozesse erzeugten Löcher zu den p-Streifen und die Elektronen zu den n-Streifen. Dabei driften die Elektronen und die Löcher untereinander durch elektrostatische Abstoßung auseinander und die Ladung verteilt sich auf mehr Streifen (vgl. Kapitel 4.3.1). Durch eine Steigerung der Biasspannung kann die Abstoßung der Ladungsträger abgeschwächt werden;
- Zum anderen wird der Detektor immer mehr an freien Ladungssträgern verarmt, somit werden die Interstrip-Widerstände höher und die Ladung verteilt sich auf weniger Streifen.

Daß die Clusterbreiten auf der n-Seite größer als auf der p-Seite - 3.2 im Vergleich zu 1.6 bei 60 mV- ausfallen, liegt somit am geringeren Widerstand zwischen den n-Streifen und an der doppelt so hohen Kapazität zwischen den n-Streifen (vgl. Tab. 5.1), wodurch sich die Ladung durch kapazitive Kopplung auf mehr Streifen verteilt.

Die Interstrip-Kapazität beeinträchtigt zudem das S/N-Verhältnis des Detektors, so ist das niedrigere S/N-Verhältnis auf der n-Seite hauptsächlich auf die höhere Interstrip-Kapazität zurückzuführen. Allerdings ist auch beim S/N-Verhältnis der Einfluß des Interstrip-Widerstandes zu berücksichtigen. So führen niedrige Interstrip-Widerstände ebenfalls zu schlechteren S/N-Verhältnissen (vgl. [Dew94]).

Zwar hält die AC-Kopplung den ständig vorhandenen Leckstrom von der Ausleseelektronik fern (vgl. Kapitel 4.4.1), doch sorgt sie somit auch für die Verteilung der Signalladungen auf mehrere Streifen. So kann es durch die Ladungsteilung zwischen den Streifen zu Signalverlusten kommen und dadurch zur Verschlechterung des S/N-Verhältnisses (vgl. [Dew94]). Für ein hohes S/N-Verhältnis sollte der Ausleseabstand und die Verarmungsspannung so groß wie möglich gewählt werden, um die Ladungsverteilung auf mehrere Streifen zu verhindern.

Die Korrelation kann durch ein erhöhtes S/N-Verhältnis auf beiden Seiten des Detektors verbessert werden.

Für die bei E781 eingesetzten doppelseitigen Mikrostreifendetektoren erhält man nach Kapitel 4.3.4 eine digitale Auflösung von  $14.4 \mu\text{m}$ . Die Ergebnisse der Teststrahlungsmessungen sind in der Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Teststrahlergebnisse		
	n-Seite	p-Seite
Beidseitiger Betrieb		
Effizienz	85 % bei 60 mV am SVX	95 % bei 60 mV am SVX
Clusterbreiten	3.2 bei 60 mV am SVX	1.6 bei 60 mV am SVX
S/N-Verhältnis	4:1	8:1
Einseitiger Betrieb		
Effizienz	95 %	98%
Clusterbreiten	3.3	1.7

Tab. 7.1: Eine Auswahl der Teststrahlergebnisse.

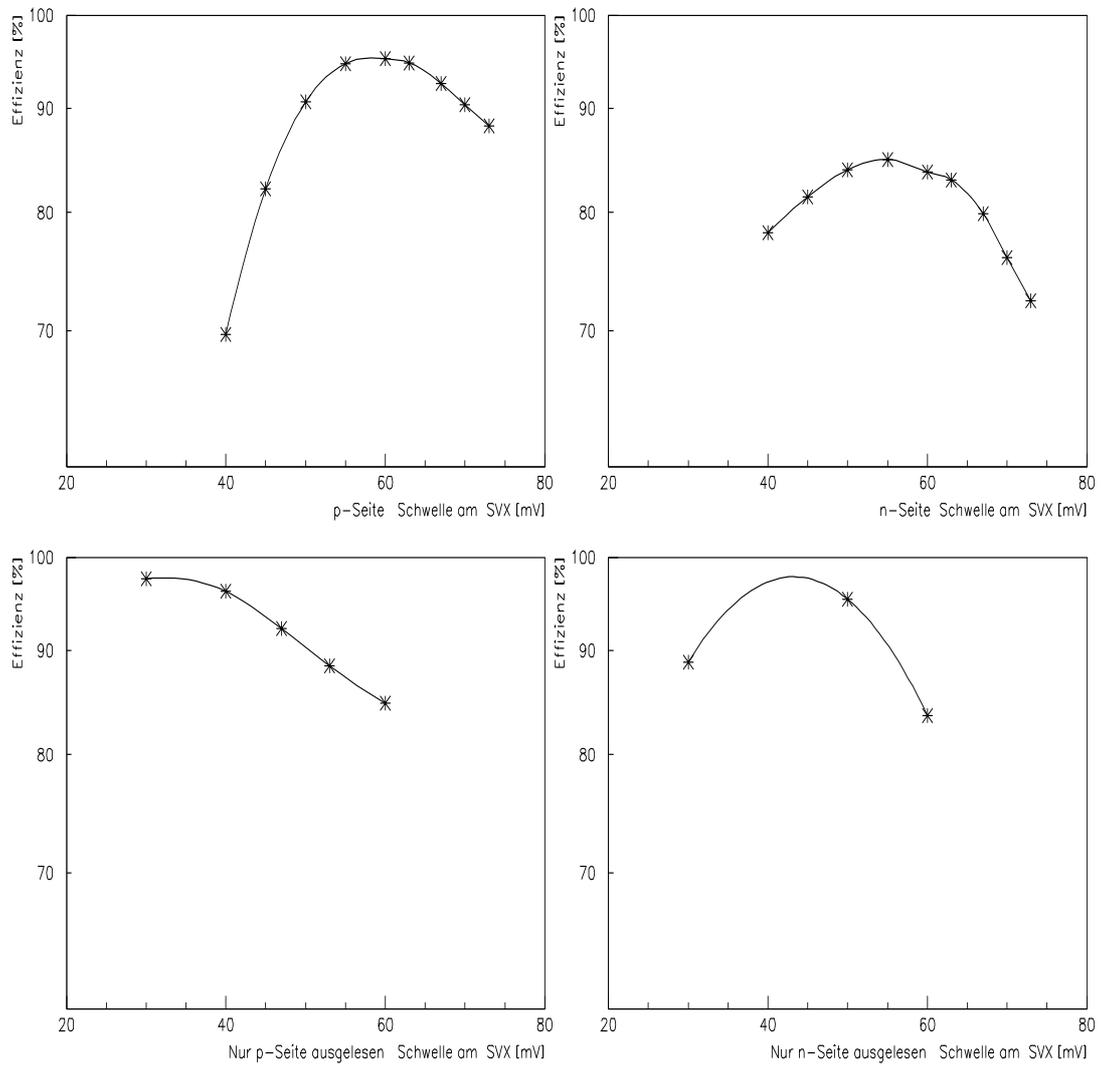


Abb. 7.2: Effizienzen der doppelseitigen Detektoren bei einer Vorhersagefenstergröße von  $180 \mu\text{m}$  und in Abhängigkeit von der an die SVX-Chips angelegten Schwellenspannung.

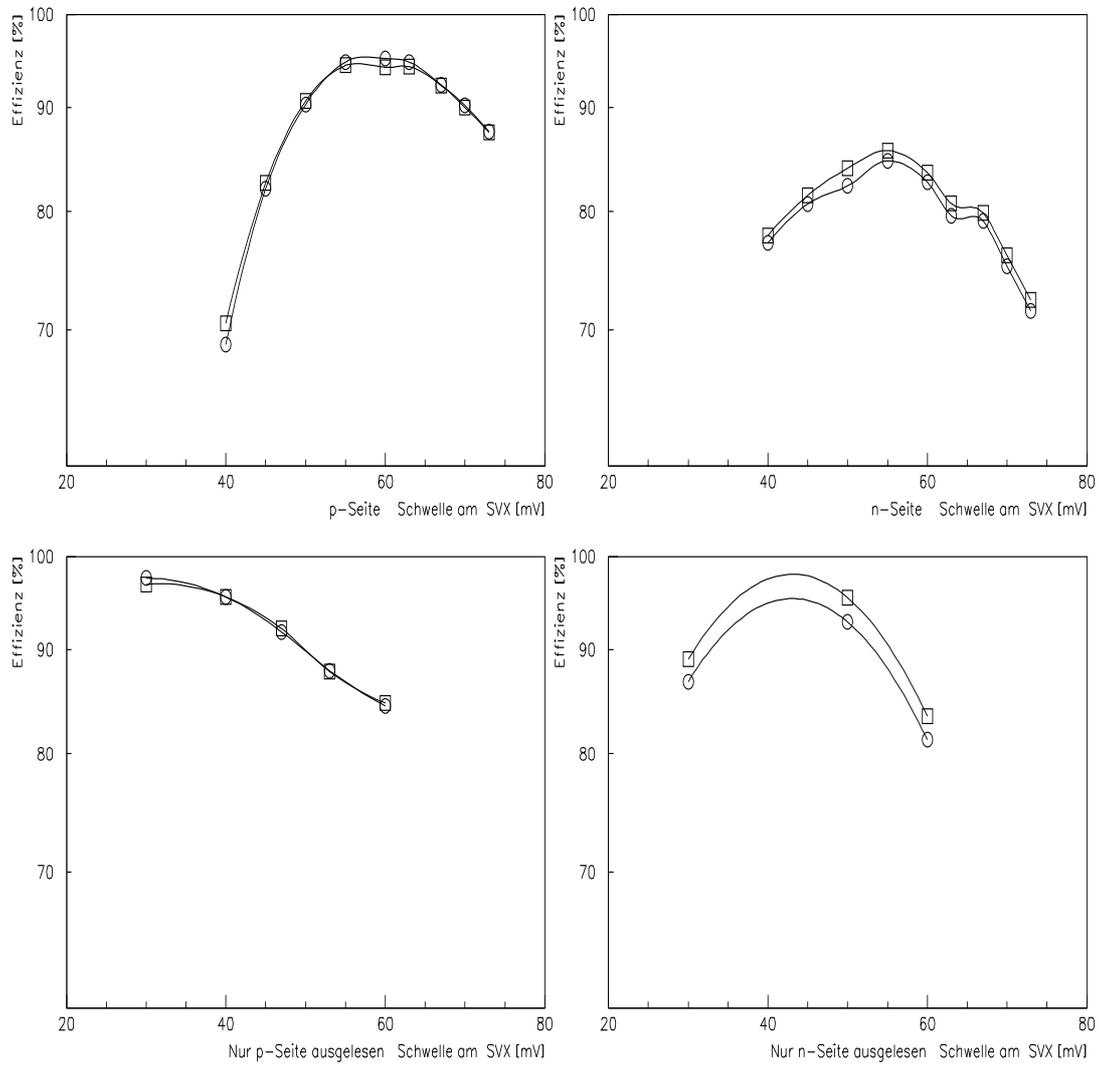


Abb. 7.3: Effizienzen der doppelseitigen Detektoren bei verschiedenen Vorheresagefenstern;  $60 \mu\text{m} = \circ$ ,  $360 \mu\text{m} = \square$ .

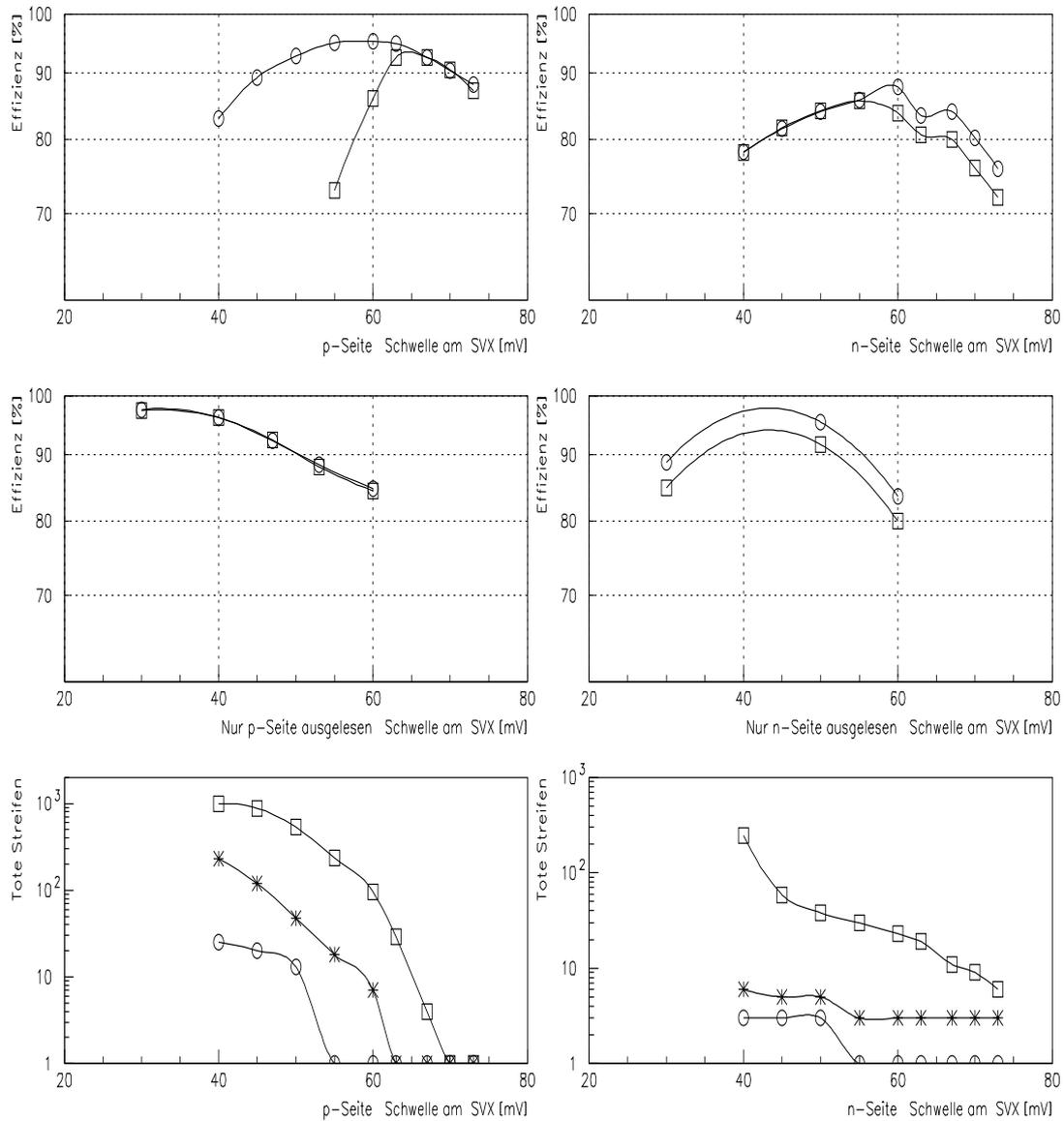


Abb. 7.4: Effizienzen bei Unterdrückung von heißen Kanälen bei mehr als 1% =□ bzw. 20% =○ Treffern für einen zufälligen Trigger. Oben: Doppelseitiger Betrieb der Detektoren. Mitte: Einseitiger Betrieb der Detektoren. Unten: Die Anzahl der im doppelseitigem Betrieb für tot erklärten Streifen bei mehr als 1%=□, 5%=\* und 20%=○ Treffern für einen zufälligen Trigger.

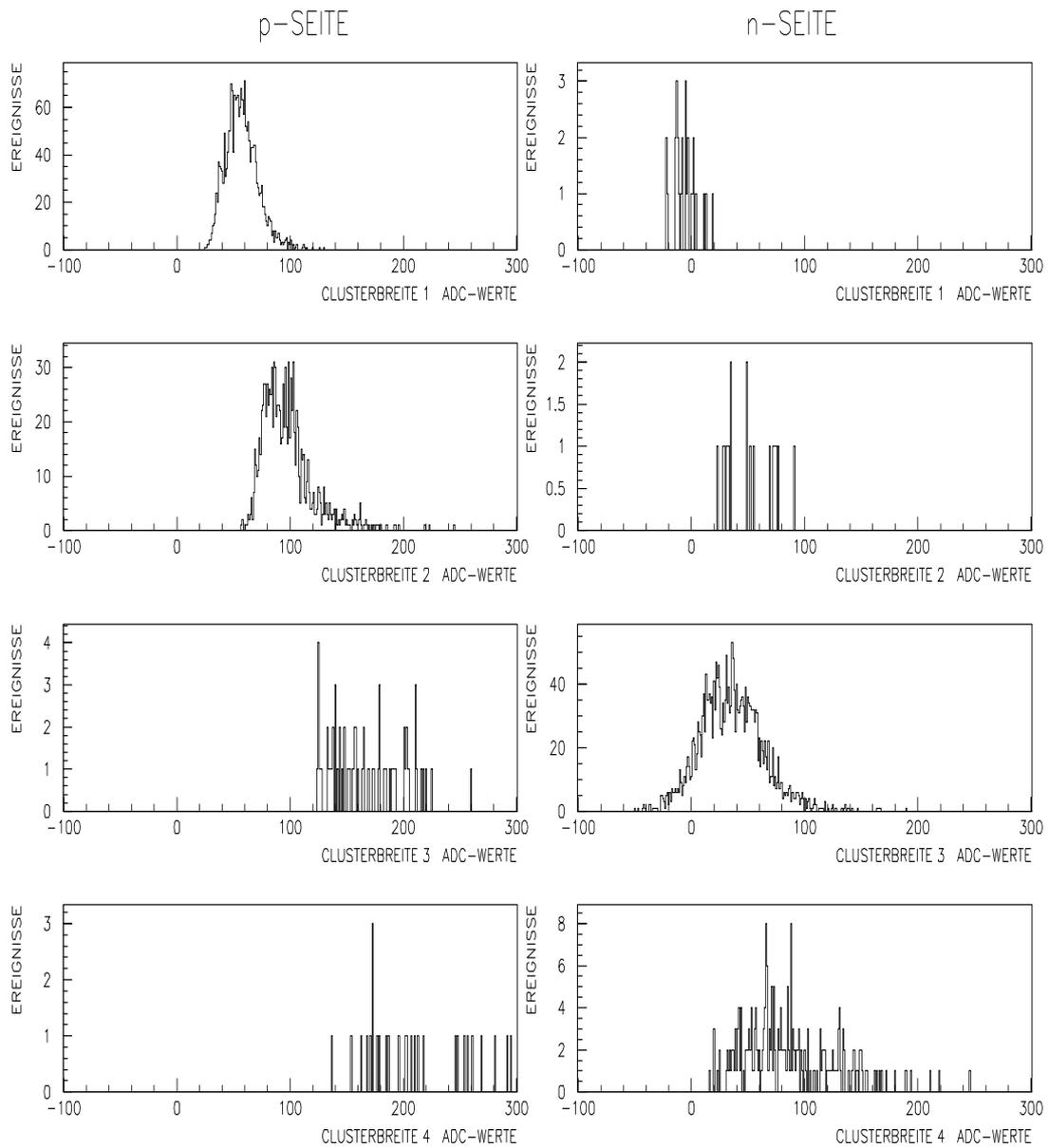


Abb. 7.5: Das Energieverlustspektrum für die Clusterbreiten eins bis vier. Aufgetragen ist jeweils die Anzahl der Ereignisse (vertikale Achse) korrespondierend zum Energieverlust in ADC-Einheiten (horizontale Achse).

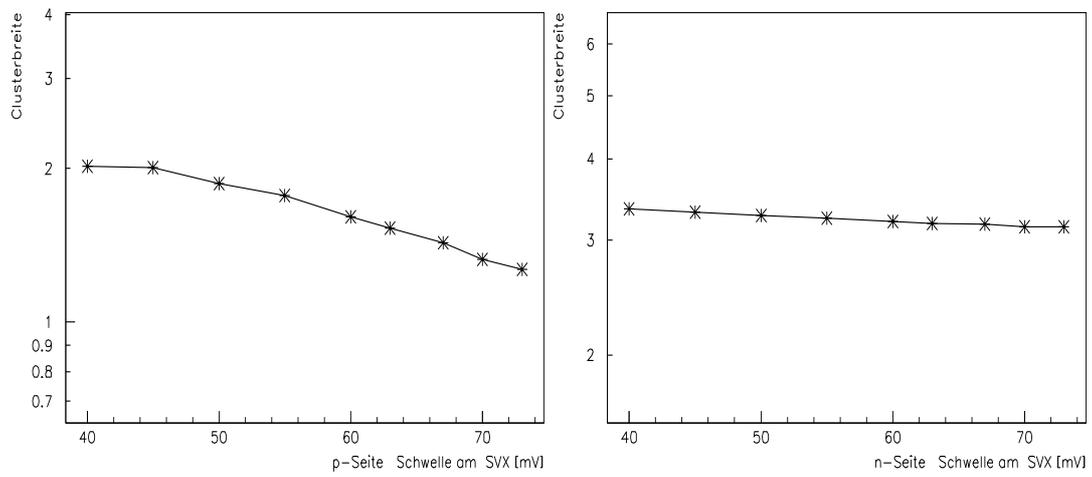


Abb. 7.6: Clustergrößen in Abhängigkeit von der am SVX-Chip angelegten Schwellenspannung.

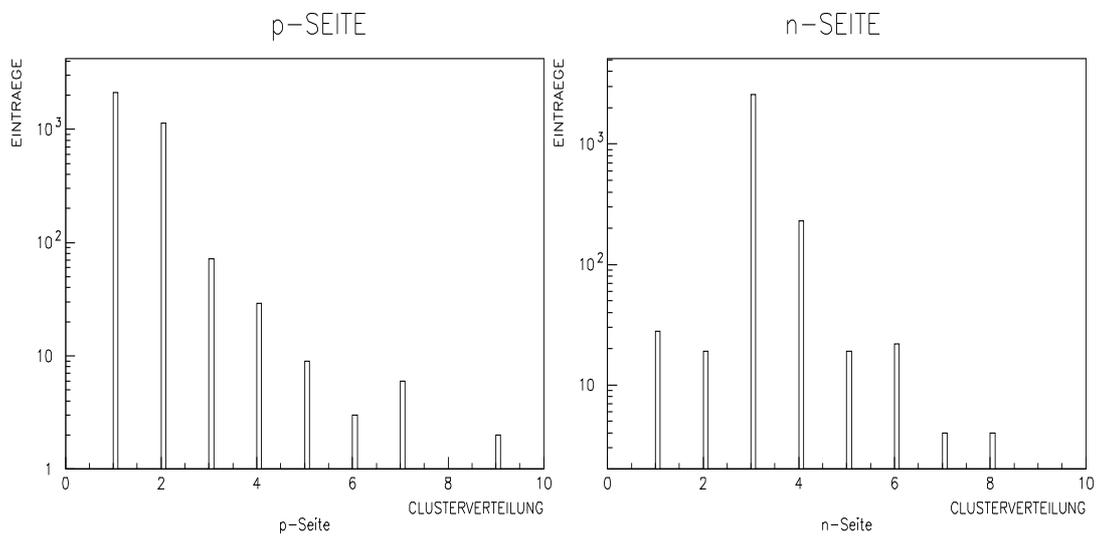


Abb. 7.7: Clustergrößenverteilung auf der n- und auf der p-Seite.

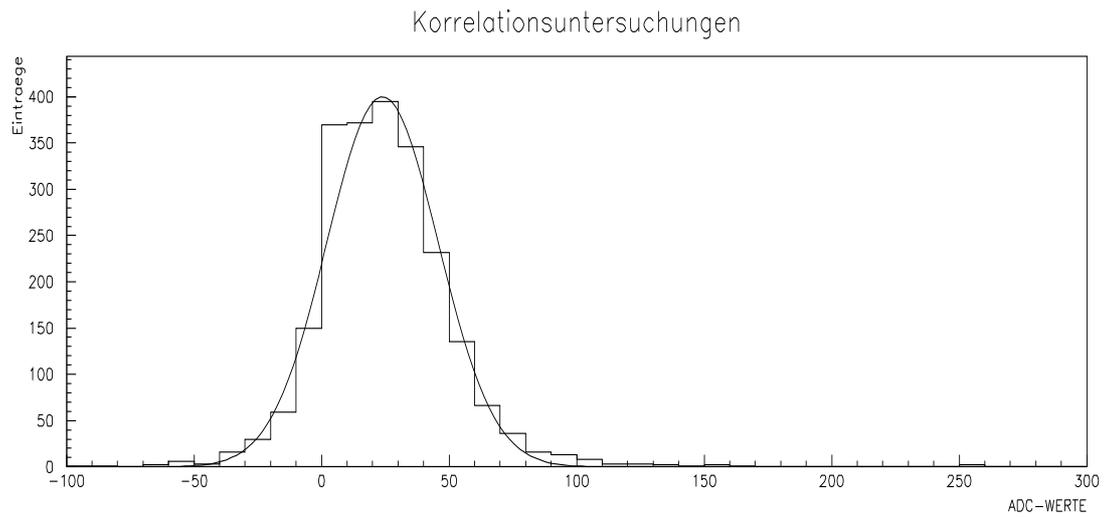


Abb. 7.8: Gaußkurve gefittet an die gedrehte und aufsummierte Korrelationsverteilung der Signale eines Runs.

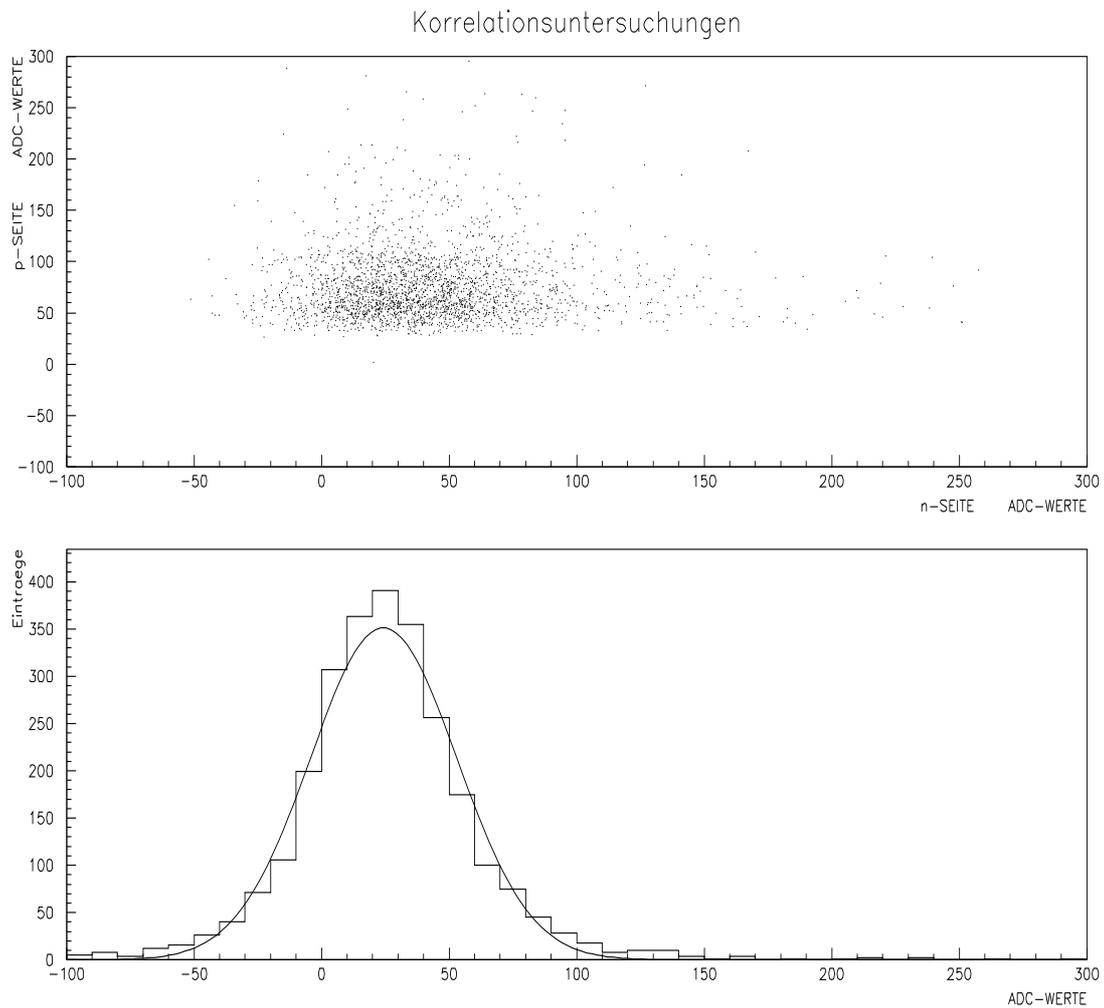


Abb. 7.9: Oben: Korrelationsverteilung der Signale der n- und p-Seiten verschiedener Runs. Unten: Gaußkurve gefittet an die gedrehte und aufsummierte Korrelationsverteilung der Signale verschiedener Runs.

## 8 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Aufbau und Eigenschaften eines doppelseitigen Siliziummikrostreifendetektors beschrieben. Dieser ist für das Hyperonenstrahlexperiment SELEX am Fermilab bestimmt.

Einleitend werden die physikalischen Grundlagen der Halbleiterdetektoren, und das Funktionsprinzip von doppelseitigen Siliziumdetektoren erörtert.

Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Darlegung von Problemen und Problemlösungen, die mit den Leckströmen im Detektor und der Separation der Streifen der Rückseite des Detektors verbunden sind. In diesem Zusammenhang werden, folgende Kenngrößen diskutiert:

- Leckstrom;
- Kapazität: Detektor-, Interstrip- und Kopplungskapazität;
- Widerstand: Interstrip- und Biaswiderstände.

Daraufhin werden Grenzwerte für den Leckstrom, die Interstrip- sowie Biaswiderstände aufgestellt. Bei den Messungen der Kenngrößen stellte sich heraus, daß

- die Interstrip-Kapazität der n-Seite doppelt so hoch im Vergleich zur p-Seite ist;
- das Verhältnis Kopplungskapazität zur Interstrip-Kapazität auf der p-Seite 17:1 auf der n-Seite 10:1 beträgt;
- die Interstrip-Widerstände auf der n-Seite niedriger als auf der p-Seite sind.

Nach Vergleich der gewonnenen Ergebnisse der Kenngrößenmessungen und der zuvor aufgestellten Akzeptanzkriterien mußte einer von vier getesteten Detektoren für den Ausbau mit der Ausleseelektronik ausgeschlossen werden.

Daraufhin wird der elektronische Ausbau der Detektoren sowie die aus der Halbleiterdetektortechnologie stammende Ausleseelektronik beschrieben.

Einer dieser Detektoren wurde in einem Teststrahl eingesetzt.

Zu den wichtigsten Ergebnissen, die aus der Analyse der aufgezeichneten Teststrahl-daten hervorgehen, gehören:

- Die Effizienzen der p-Seite liegen bei 95 % , auf der n-Seite nur bei 85%.
- Das Signal zu Rausch-Verhältnis liegt auf der n-Seite bei 4:1, auf der p-Seite bei 8:1.

- Die durchschnittliche Anzahl der Streifen, auf die sich die Signalladungen verteilen, beträgt auf der n-Seite über 3, auf der p-Seite hingegen weniger als 2.
- Die n-Seite zeigt eine geringere Reaktion auf Veränderung der am Auslesechip angelegten Schwellenspannung.

Aus der kommenden Strahlzeit werden neben hohen Effizienzen, einem verbesserten S/N-Verhältnis auch niedrigere Clusterbreiten auf der n-Seite erwartet.

## Literaturverzeichnis

- [Alb93] Doktorarbeit von Elisabeth Albertson  
*Search for the  $H$  - Dibaryon in  $\Sigma^{-}$  nucleon interactions*  
(Oktober 1993)
- [Ale93] J.P. Alexander et al.  
NIM A326 (1993) 243
- [Ale86] A. N. Alexejev et al.  
JINR Rapid Communications No. 19 - 86, 1986
- [All91] P.P. Allport et al.  
*FOXFET*-biased microstrip detectors  
Nucl. Instr. and Meth. **A310**(1991) 155-159
- [Alt93] H. Albrecht et al. (ARGUS Collaboration)  
Phys. Lett. **B303** (1993)
- [Aub74] J.J. Aubert et al.  
*Experimental Observation of a Heavy Particle  $J$*   
Physical Review Letters **33** (1974) 1404
- [Aug74] J.E. Augustin  
*Discovery of a Narrow Resonance in  $e^{+}e^{-}$  Annihilation*  
Physical Review Letters **33** (1974) 1407
- [Bar93] E. Barberis et al.  
Nucl. Instr. and Meth. **A 326**(1993) 373
- [Ber93] T. Bergfeld et al. (CLEO Collaboration)  
Phys. Lett **B303** (1993)
- [Boe91] A. Boehnlein et al.  
Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 21 (1991) 174
- [Bour86] M. Bourquin et al.  
*Evidence for narrow states decaying into  $(\Lambda\bar{p} + \text{pions})$  at  $3.1 \text{ GeV}/c^2$  with charges  $+1, 0$  and  $-1$*   
Phys. Lett. 172B (1986) 113
- [Bru95] W.Brückner et al.  
*Silicon microstrip detectors with SVX-Chip readout*  
NIM A357 (1995) 274-282
- [Cac87] M.Caccia et al.  
A Silicon Strip Detector with Integrated Coupling Capacitors  
Nucl. Instr. and Meth. **A260**(1987)124

- [Cha95] V. Chabaud et al.  
*The Delphi Silicon Strip Microvertex Detector with Double-Sided Readout*  
CERN PPE 95-86 (1995)
- [Dew94] J. De Witt et al.  
*Signal-to-Noise in Silicon Microstrip Detectors with Binary Readout*  
Presented at the 1994 IEEE N. Sciences Symposium, Norfolk, VA.
- [Ell89] J. Ellison et al.  
*Punch through currents and floating Strip in silicon detectors*  
IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. **36**, No. 1, (1989) 267
- [Eng95] Jürgen Engelfried et al.  
*The E781 Trigger and Data Acquisition System*  
Internal note H-643, April 13, 1995
- [Goe94] A. Goetzberger et al.  
*Sonnenenergie: Photovoltaik*  
Teubner Studienbücher, 1994
- [Gru93] Claus Grupen  
*Teilchendetektoren*  
BI-Wissenschaftsverlag, 1993
- [Hol87] P. Holl et al.  
*The Aleph minivertex Detector*  
NIM A257 (1987) 587-590
- [Hor91] R. Horrisberger  
Solid State Detectors  
Internal PSI Review, 1991
- [Idd88] F. Iddir et al.  
 $q\bar{q}g$  Hybrid and  $q\bar{q}q\bar{q}$  Diquonium Interpretation of the GAMS  $1^{-+}$  Resonance  
Phys. Lett. B205 (1988) 537
- [Kal95] G.R. Kalbfleisch et al.  
Charge sharing and resolution studies of double-sided silicon microstrip detectors with *boron spray implants*  
NIM A355 (1995) 366-385
- [Kem80] J. Kemmer et al.  
Fabrication of Low Noise Silicon Radiation Detectors by the Planar Process  
Nucl. Instr. and Meth. **169**(1980)499

- [Kle92] K. Kleinknecht  
*Detektoren für Teilchenstrahlung*  
Teubner Studienbücher (1992)
- [Kle88] Stuart A. Kleinfelder  
*A flexible 128 channel silicon strip detector instrumentation integrated circuit with sparse data readout*  
IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 35, No. 1, February 1988
- [Kno89] G.F. Knoll  
*Radiation detection and measurement*  
John Wiley and Sons, Singapore 1989
- [Koe94] K. Königsmann et al.  
*The large angle silicon detectors (LASD) for E781*  
internal note H-661, January 14, 1994
- [Koe94a] K. Königsmann et al.  
MPI, Jahresbericht 1994
- [Lac93] J. Lach and J. Russ  
*E781 Layout*  
internal note H-460, July 13, 1993
- [Leo94] W.R. Leo  
*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*  
Springer, Berlin 1994
- [Mai93] M.P.Maia et al.  
*A phototube RICH detector*  
NIM A326 (1993) 496
- [Mck51] K.G. McKay  
Phys. Rev. **84** (1951) 829
- [Pei92] A. Peisert  
*Silicon Microstrip Detectors, in Instrumentation in High Energy Physics,*  
*Editor F.Sauli*  
World Scientific Publication Co., Singapore,1992
- [PDG 94] The Particle Data Group  
*Review of Particle Properties,*  
Phys. Rev. D **11** (1994)
- [PDG 92] The Particle Data Group  
*Review of Particle Properties,*  
Phys. Rev. D **11** (1992)

- [Pri51] H. Primakoff  
Photo-Production of Neutral Mesons in Nuclear Electric Fields and the Mean Life of the Neutral Meson  
Phys. Rev. 81 (1951) 899
- [Pro94] M. Procaro  
*Charm From Hyperons in the Future: Fermilab Experiment 781*  
Vortrag an der University of Virginia, Oktober 1994
- [Rah93] J.Rahn  
*Depletion Characteristics of Silicon Microstrip Detectors*  
CERN-LIB SCIPP 93/12 (1993)
- [Ren95] Doktorarbeit von Zhongliang Ren  
Hadronic weak decays of the charmed doubly-strange baryon  $\Omega_{cc}$   
Heidelberg, November 1995
- [Rus87] Russ J. et al  
*A Proposal to Construct SELEX*  
H-note 599 E781; Fermilab edition Feb. 1993 and edition Nov. 1987
- [Sau92] A. Sharma and F. Sauli  
*Instrumentation in High Energy Physics (Vol.9)*  
CERN, Geneva (1992)
- [Sie91a] H.-W. Siebert  
*Evidence for the  $U(3100)$  and related states*  
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 21 (1991) 183 - 186
- [Sie91b] H.-W. Siebert  
*Search for the "pentaquark"  $P$  in the hyperon beam experiment at CERN*  
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 21 (1991) 270 - 272
- [Sma95] S. Masiocci, Doktorandin  
persönliche Mitteilung MPIK März, 1995
- [Spe95] Alan M. Litke und Andreas S. Schwarz  
*Siliciumstreifen-Detektoren*  
Spektrum der Wissenschaft 8 (1995) 54 - 59
- [Sym92] Sixth European Symposium on Detectors;  
*New Developments on Radiation Detectors*  
Mailand, Italien, 24-26 Februar 1992
- [Sze81] S.M. Sze  
*Physics of semiconductor devices*  
John Wiley and Sons Inc., New York, 1981

- [Ute92] Diplomarbeit von Ute Carina Müller  
*Auslese und Test doppelseitiger Siliziummikrostreifenzähler mit großer Kapazität*  
Universität Heidelberg (Oktober 1992)
- [Uwd95] Diplomarbeit von Uwe Dersch  
*Bau eines Übergangsstrahlungsdetektors mit Gasmikrostreifendetektoren*  
(Mai 1995)
- [Vor94] Diplomarbeit von Klaus Vorwalter  
*Einsatz des SVX - Chips zur Auslese von Mikrostreifendetektoren im Hyperonenstrahlexperiment WA89*  
(März 1994)
- [Wer94] Doktorarbeit von Roland Werding  
*Aufbau eines Mikrostreifen-Detektorsystems und Untersuchung des  $\Xi_c^+$  - Baryons in  $\Sigma^-$  - Nukleon - Reaktionen*  
(April 1994)
- [Yam94] H. Yamamoto et al.  
*Studies of double-sided, double metal Silicon strip detectors*  
NIM A342 (1994) 280-283
- [Zwe64] G. Zweig, CERN REPORT Nr. TH 401 und 412 (1964)

## Abbildungen

2.1	Multipllettdiagramme der $J^P = \frac{1}{2}^+$ und $J^P = \frac{3}{2}^+$ charmed Baryonen. . . . .	5
2.2	Aufsicht auf das <i>SELEX</i> Experiment . . . . .	10
2.3	Zur Berechnung des Čherenkov-Winkels im RICH . . . . .	14
2.4	Der E781 Trigger und das DAQ-System . . . . .	17
3.1	Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren . . . . .	19
3.2	Bandstruktur des p/n-Überganges . . . . .	20
3.3	Bildung eines p/n-Überganges . . . . .	21
3.4	Das Schottky-Modell des p/n-Überganges . . . . .	22
3.5	Der Planarprozeß zur Herstellung von Halbleiterdetektoren . . . . .	25
4.1	Das Schema des doppelseitigen Detektors . . . . .	28
4.2	Elektron-Loch-Paarbildung entlang der Teilchenbahn . . . . .	29
4.3	Verlauf des spezifischen Energieverlustes hochenergetischer Teilchen . . . . .	30
4.4	Verlauf der Landaukurve . . . . .	31
4.5	Korrelationsplots . . . . .	34
4.6	Aufbau von DC und AC gekoppelten Detektoren. . . . .	35
4.7	Problem der Separation der $n^+$ -Streifen gegeneinander. . . . .	38
5.1	Der Leckstrom an der Biaslinie . . . . .	41
5.2	Der Leckstrom an der Guardlinie . . . . .	41
5.3	Die Detektorkapazität. . . . .	43
5.4	Das Schema zur Aufnahme der Strom-Spannungs-Kurve . . . . .	47
5.5	Die Langzeitmessung des Leckstromes. . . . .	47
5.6	Das Schema zur Aufnahme der CV-Kurve . . . . .	49
5.7	Interstrip-Kapazität der p-Seite . . . . .	50
5.8	Interstrip-Kapazität der n-Seite . . . . .	50
5.9	Das Schema zur Aufnahme des Bias-Widerstandes der n-Seite . . . . .	51
5.10	Das Schema zur Aufnahme des Bias-Widerstandes der p-Seite . . . . .	52
5.11	Interstrip-Widerstand der n-Seite . . . . .	54
5.12	Bias-Widerstand der n-Seite . . . . .	54
5.13	Bias-Widerstand der p-Seite . . . . .	55
6.1	Die Seitenansicht des Detektorboards. . . . .	60
7.1	Experimentaufbau in der X3-Strahlzone am CERN . . . . .	63
7.2	Effizienzen der doppelseitigen Detektoren in Abhängigkeit von der Schwellenspannung. . . . .	69
7.3	Effizienzen bei verschiedenen Vorhersagefenstern. . . . .	70
7.4	Effizienzen bei Unterdrückung von heißen Kanälen. . . . .	71
7.5	Das Energieverlustspektrum für die Clusterbreiten 1 bis 4. . . . .	72
7.6	Clustergrößen in Abhängigkeit von der Schwellenspannung. . . . .	73
7.7	Clustergrößenverteilung auf der p- und auf der n-Seite. . . . .	73
7.8	Korrelationsuntersuchung der Signale der n- und p-Seiten . . . . .	74
7.9	Korrelationsverteilung der Signale der n- und p-Seiten verschiedener Runs . . . . .	75

## Tabellen

2.1	<i>cs</i> -Baryonen mit Valenzquarkinhalt, mittleren Lebensdauern, Massen und ihren wichtigsten Zerfällen. . . . .	4
2.2	Eigenschaften von Baryonen mit Strangeness . . . . .	6
2.3	Zerfallskanäle des $\Omega_c^0$ mit Massen. Gesehen von WA89. . . . .	7
2.4	Vermutete Zerfallskanäle der U Kandidaten. Gesehen von WA62 . . . . .	8
2.5	Experimentelle Werte für die mittleren quadratischen Radien . . . . .	9
2.6	Technische Daten des Tevatrons . . . . .	11
2.7	Raten des Hyperonenstrahls . . . . .	11
2.8	Siliziumdetektorsysteme im Experiment E781 . . . . .	13
3.1	Eigenschaften von Silizium . . . . .	18
4.1	Die technischen Daten der verwendeten Detektoren. . . . .	27
4.2	Tabelle zu den Berechnungen zum doppelseitigen Detektor für SELEX. . . . .	33
5.1	Die elektrischen Eigenschaften des Detektors. . . . .	57
6.1	Eigenschaften des SVX-Chips. . . . .	59
7.1	Die Teststrahlergebnisse. . . . .	68

## **Eigene Beiträge zum Experiment**

Die hier vorgestellte Arbeit ist ein Beitrag zum Experiment SELEX am FERMI-LAB, wo ich mich 6 Wochen aufgehalten habe, um beim Aufbau des Kühlsystems und der Herstellung der Kabel zur Auslese der hier vorgestellten Detektoren mitzuarbeiten.

In Heidelberg habe ich die in Kapitel 7 präsentierten Kenngrößenmessungen der Detektoren durchgeführt und die Ergebnisse analysiert. Desweiteren war ich bei der Bestückung der in Kapitel 6 beschriebenen Detektorboards mit der Ausleseelektronik beteiligt. Zuvor hatte ich ca. 300 SVX-Chips auf Funktionsfähigkeit überprüft.

In der Teststrahlzeit im Sommer 1995 war ich am Aufbau des einzigen einsatzfähigen Detektors in der West-Area des CERN beteiligt. Während der Teststrahlzeit war ich für die Überwachung dieses eingesetzten Detektors mitverantwortlich und habe während meines 2-Monatigen Aufenthaltes am CERN an der Datennahme des Teststrahls teilgenommen.

Nach Abschluß der Datennahme habe ich mich mit der Analyse der Teststrahl Daten beschäftigt, wobei ich etwa Daten von 40 Runs analysiert und sämtliche in Kapitel 7 präsentierten Ergebnisse erarbeitet habe.

# Danksagung

Die Durchführung dieser Arbeit wäre ohne die kleinen und großen Hilfen aus der SELEX-Kollaboration und anderer Personen nicht möglich gewesen. An dieser Stelle möchte ich mich deshalb bei all denen bedanken, die bei dieser Arbeit mitgeholfen haben. Besonderer Dank gilt dabei:

Meiner Frau, meinen Eltern und meinen Schwiegereltern, daß sie mir den Aufenthalt in Heidelberg erleichtert sowie ermöglicht und mich, wo es ihnen möglich war, unterstützt haben, obwohl dies für sie mit zahlreichen Einbußen verbunden war.

Herrn Prof. Bogdan Povh, daß er mir die Ausführung meiner Diplomarbeit am CERN und am FERMILAB ermöglicht hat, wodurch ich an moderner Detekorteknik arbeiten konnte und darüber hinaus einen Einblick in die Arbeit der internationalen SELEX-Kollaboration und das Experiment SELEX erhalten habe.

Herrn Prof. Günter Baum für seine unkomplizierte Unterstützung meiner Arbeit. Desweiteren für seine wertvollen Verbesserungsvorschläge.

Frank Dropmann und Roland Werding für die geduldigen Erklärungen und aufmunternden Worte.

Klaus Vorwalter für die engagierte Betreuung, die Korrekturlesung meiner Arbeit und den kleinen Tips am Rande.

Uwe Dersch und Ivo Eschrich für ihre stete Hilfsbereitschaft bei meinen Problemen, die freundschaftliche Atmosphäre und für die Durchsicht dieser Arbeit.

Christian Buescher, Christian Busch, Philipp Geiger, Nicolas Keller, Igor Konorov, Henning Krueger, Dirk Meier, Andreas Muecklich, Tina Schati, Frau Schröder, Jürgen Simon, Oliver Thilmann, Erik Volk, Eva Wittmann und Manfred Zizlsperger für ihre Hilfsbereitschaft.

Meinen Freunden in Heidelberg und Bielefeld, die mich immer wieder ermutigt und mich moralisch gestärkt haben.