

Diplomarbeit

Untersuchung der Strahlenhärte von Siliziumsensoren mit einer Betaquelle

Susanne Kühn

Betreuer: Prof. Dr. K. Jakobs

Physikalisches Institut
Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg im Breisgau

Dezember 2006

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis	iii
Abbildungsverzeichnis	iv
1 Einleitung	1
2 Siliziumdetektoren	3
2.1 Die Funktionsweise von Siliziumdetektoren	3
2.1.1 Der pn-Übergang	5
2.2 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Silizium	8
2.3 Die Prozessierung und der Aufbau von Siliziumstreifendetektoren	10
2.4 Ladungssammlung in Siliziumstreifendetektoren	13
2.5 Das Rauschen	14
2.5.1 Rauschquellen	14
2.5.2 Der Leckstrom	15
2.6 Strahlenschäden und Strahlenhärte	16
2.6.1 Strahlenschäden in Silizium	16
2.6.2 Die NIEL-Skalierungshypothese	21
2.6.3 Das Annealing – das “Ausheilen” von Schäden	22
2.7 Anforderungen an strahlenharte Siliziumstreifendetektoren	23
3 Detektortypen	27
3.1 Standardsilizium	27
3.2 Czochralskisilizium	30
3.3 n-p-p ⁺ -Streifendetektoren	32
3.4 3D-Detektoren	32
3.5 Beschreibung der getesteten Detektoren	34
3.5.1 SCT p-n-n ⁺ -Detektoren	34
3.5.2 mCZ p-n-n ⁺ -Detektor	36
3.5.3 3Dstc n ⁺ -p-p ⁺ -Detektoren	37
4 Realisierung des Teststands mit einer Betaquelle	41

4.1	Die Betaquelle	43
4.2	Der mechanische Aufbau	44
4.2.1	Die Modulhalterung	45
4.2.2	Die Plastikszintillatoren und die Photomultiplier	46
4.3	Das Auslesesystem	49
4.3.1	Die Logikschaltung	49
4.3.2	Die Auslese des Sensors mit dem SCT-Auslesesystem	50
5	Die Kalibration des Aufbaus	57
5.1	Die Kalibration der Logikschaltung	57
5.2	Die Kalibration der Front-End-Elektronik – das Trimmen des Moduls . . .	58
5.3	Die Kalibration des Messaufbaus mit einem SCT-Modul	59
6	Beschreibung der Messungen und Auswertung	63
6.1	Messungen mit der Betaquelle	63
6.2	Auswertung der Messergebnisse	64
7	Messergebnisse	71
7.1	Messergebnisse eines bestrahlten SCT-Moduls	71
7.2	Messergebnisse des mCZ-Moduls	75
7.2.1	Elektrische Charakterisierung	75
7.2.2	Messergebnisse mit der Betaquelle	76
7.3	Messergebnisse des 3D-Moduls	77
7.3.1	Elektrische Charakterisierung	77
7.3.2	Messergebnisse mit der Betaquelle	79
7.4	Zusammenfassung der Messergebnisse	81
8	Zusammenfassung	83
A	Anhang	85
A.1	Bestimmung der Verarmungsspannungen des bestrahlten SCT-Moduls . .	85
	Literaturverzeichnis	88

Tabellenverzeichnis

2.1	Physikalische Eigenschaften von Silizium bei Raumtemperatur	4
3.1	Die Fluenzen des bestrahlten SCT-Moduls	36
3.2	Die Daten der 3Dstc-Sensoren	39
5.1	Die Triggerrate mit der starken Quelle	58
7.1	Die Messgrößen der SCT-Module	72
7.2	Weitere Messgrößen der SCT-Module	74

Abbildungsverzeichnis

2.1	Darstellung von n- und p-dotiertem Material im thermischen Gleichgewicht	5
2.2	Der pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht	6
2.3	Raumladungsdichte, elektrisches Feld und Potential am pn-Übergang . . .	7
2.4	Der Verlauf der Bethe-Bloch-Formel	9
2.5	Der Verlauf der Landauverteilung	10
2.6	Die planare Prozessierung zur Herstellung von p-n-n ⁺ -Streifendetektoren .	11
2.7	Realisierung der Biaswiderstände	12
2.8	Foto eines Czochralskisilizium-Streifensensors	13
2.9	Erzeugung freier Ladungsträger bei Durchgang eines geladenen Teilchens .	13
2.10	Simulation der räumlichen Verteilung von Störstellen	17
2.11	Der Leckstrom als Funktion der Fluenz	19
2.12	Die Änderung der effektiven Dotierkonzentration durch Bestrahlung	20
2.13	Simulation der Störstellen nach der Bestrahlung von Silizium	21
2.14	Das <i>Beneficial</i> und <i>Reverse Annealing</i> als Funktion der Ausheilzeit	22
2.15	Die abgeschätzten Fluenzen für den sLHC	24
3.1	Das Zonenschmelzverfahren	28
3.2	Dotierkonzentration und Verarmungsspannung abhängig von der Fluenz . .	29
3.3	Das Czochralski-Zuchtverfahren	30
3.4	Das Magnetfeld zur Herstellung von magnetischem Czochralskisilizium . .	31
3.5	Schematische Darstellung einer 3D-Detektorzelle	33
3.6	Schematische Darstellung eines Siliziumdetektormoduls	34
3.7	Foto eines SCT-Moduls im Rahmen zur Bestrahlung	35
3.8	Foto des Moduls mit einem Czochralski-Sensor	36
3.9	Der Aufbau und ein Foto eines vergrößerten 3Dstc-Sensors	37
3.10	Foto des Moduls für 3Dstc-Sensoren	40
4.1	Skizze des Teststands	41
4.2	Foto des Aufbaus im Labor	42
4.3	Das Spektrum von Strontium	44
4.4	Foto der ⁹⁰ Sr-Quelle im Plexiglaskollimator	45
4.5	Foto der Modulhalterung	46

4.6	Fotos der zwei Plastiksintillatoren	47
4.7	Der Winkelträger mit Halterungen für die Photomultiplier und die Quelle .	48
4.8	Foto der Messapparatur in der Gefriertruhe	49
4.9	Foto der NIM-Ausleseelektronik	50
4.10	Die S-Kurve in einem System mit Rauschen	51
4.11	Blockdiagramm des ABCD3TA Chips	52
4.12	Funktionsweise der Front-End-Elektronik	53
4.13	Foto des Mustard-Systems	54
5.1	Messung der Arbeitspunkte der Photomultiplier	57
5.2	Das Rauschen des SCT-Moduls im Aufbau	59
5.3	Das Signal der Quelle bei passender Zeiteinstellung	61
5.4	Das Rauschen bei unpassender Zeiteinstellung	61
6.1	Anzahl an Ereignissen als Funktion den Schwellennummer	63
6.2	Gaußfit des Strahlprofils	65
6.3	Effizienz in der <i>Beam Region</i> als Funktion der Schwelle	66
6.4	Die gesammelte Ladung im SCT-Modul als Funktion der Biasspannung . .	67
6.5	Die mittlere Clustergröße im SCT-Modul als Funktion der Schwelle	68
6.6	Das Rauschen des unbestrahlten SCT-Moduls	69
6.7	Das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen als Funktion der Biasspannung . .	70
7.1	Die gesammelte Ladung im bestrahlten SCT-Modul	71
7.2	Das SNR im bestrahlten SCT-Modul	74
7.3	Die Kennlinien des mCZ-Moduls	76
7.4	Die gesammelte Ladung im mCZ-Modul	77
7.5	Die Strom-Spannungskennlinien mehrerer 3Dstc-Sensoren	78
7.6	Die Kapazitäts-Spannungskennlinien eines 3Dstc-Sensor	79
7.7	Die Effizienz im 3Dstc-Modul	80
7.8	Die gesammelte Ladung im 3Dstc-Modul	81
7.9	Das SNR des SCT-Moduls	82
A.1	Die gesammelte Ladung im mit $0,8 \cdot 10^{14}$ Neq/cm ² bestrahlten SCT-Modul .	85
A.2	Die gesammelte Ladung im mit $1,0 \cdot 10^{14}$ Neq/cm ² bestrahlten SCT-Modul .	86
A.3	Die gesammelte Ladung im mit $2,8 \cdot 10^{14}$ Neq/cm ² bestrahlten SCT-Modul .	87

1 Einleitung

Die Teilchenphysik untersucht die fundamentalen Wechselwirkungen und die dazugehörigen Teilchen. Dazu wird in Experimenten mit Beschleunigern und Detektoren versucht, Teilchen zu erzeugen, nachzuweisen und zu vermessen. Drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen und die dazugehörigen Teilchen werden durch das sogenannte Standardmodell beschrieben. Mit allen bisherigen Messungen ist es konsistent. Im Standardmodell treten jedoch viele freie Parameter auf, wie z.B. die Masse der Teilchen. Außerdem ist bisher keine Vereinheitlichung aller Wechselwirkungen möglich. Für weitere fundamentale Erkenntnisse in der Hochenergiephysik wird daher momentan ein neuer Beschleuniger, der *Large Hadron Collider*¹ LHC [LHC95] am CERN² in Genf in der Schweiz gebaut, der 2007 seinen Betrieb aufnehmen wird.

Am LHC sollen Kollisionen von Protonen bei einer nie zuvor erreichten Schwerpunktsenergie von 14 TeV und bei sehr hohen Luminositäten untersucht werden. Die Protonen sollen in sogenannten *Bunches* (Paketen) mit einer Frequenz von 40 MHz kollidieren. Zur Messung und Beantwortung wichtiger Fragestellungen, wie der Suche nach dem Higgs-Boson und nach Erweiterungen des Standardmodells, werden zwei Multifunktionsdetektoren – das ATLAS-Experiment³ und das CMS-Experiment⁴ – am LHC aufgebaut.

Der LHC wird ein Beschleuniger mit sehr großer Luminosität werden, damit die erforderlichen Raten zur Entdeckung neuer Teilchen produziert werden können. In den ersten drei Jahren wird am LHC eine Luminosität von $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erwartet. In den darauf folgenden Jahren soll die Luminosität auf $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erhöht werden. Diese hohen Luminositäten erfordern Spurdetektoren mit hoher Granularität und hoher Präzision. Deshalb werden sowohl in das ATLAS- als auch in das CMS-Experiment Siliziumstreifendetektoren und Pixelzähler, die diese Spezifikationen erfüllen, eingebaut.

Die Arbeitsgruppe in Freiburg ist an der Entwicklung und am Aufbau des Siliziumstreifendetektors SCT (*SemiConductorTracker*) [ATL97] für das ATLAS-Experiment beteiligt. Der SCT besteht aus mehreren Lagen von Siliziumstreifendetektoren und soll im zentralen Bereich des ATLAS-Experiments die Spurrekonstruktion und Impulsmessung

¹Im Folgenden werden alle englischen Begriffe kursiv geschrieben.

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

³A Toroidal LHC ApparatuS [ATL94].

⁴Compact Muon Solenoid [CMS94].

geladener Teilchen ermöglichen. Für diese Siliziumstreifendetektoren, deren innerste Lage 30 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt ist, wird erwartet, dass die extrem hohen Luminositäten bei einer Laufzeit von zehn Jahren zu einer Fluenz, die einem Äquivalent von $2 \cdot 10^{14}$ Neutronen pro cm^2 mit einer Energie von 1 MeV entspricht ($2 \cdot 10^{14} \text{ Neq/cm}^2$) führen [ATL97]. Durch die Strahlung kommt es zu Strahlenschäden im Silizium, so dass die Siliziumstreifendetektoren voraussichtlich nach ungefähr sieben Jahren ersetzt werden müssen. Darüber hinaus ist für das Jahr 2015 ein Ausbau des LHC zum sogenannten SuperLHC (sLHC) geplant. Dabei soll die Luminosität auf $L \sim 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erhöht werden [Gia02], damit seltene Prozesse besser beobachtet werden können. Nach dem Ausbau wird bei einer integrierten Luminosität von 2500 fb^{-1} für Abstände von 5 cm vom Wechselwirkungspunkt eine Fluenz von bis zu $1 \cdot 10^{16} \text{ Neq/cm}^2$ erwartet. Für die Siliziumdetektoren bedeutet dies, dass es aufgrund der hohen Fluenzen zu massiven Strahlenschäden kommt. Folglich ist die Entwicklung und Erprobung neuartiger Siliziumdetektoren die unter den genannten Bedingungen langfristig funktionieren von großer Wichtigkeit.

Die Arbeitsgruppe ist an den dazu notwendigen Entwicklungsarbeiten innerhalb der ATLAS-Kollaboration und der RD-50-Kollaboration beteiligt. Die RD-50-Kollaboration forscht nach strahlenharten Halbleiterdetektoren für Teilchenbeschleuniger mit sehr hohen Luminositäten (“RD50 – radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders”) [RD50]. Insbesondere werden in Freiburg Prototypen neuer Siliziumstreifendetektoren getestet und vermessen. Ziel des Projekts sind Aussagen über die Strahlenhärte der Detektoren, d.h. die Funktionstüchtigkeit der Detektoren in Experimenten an Hadronenbeschleunigern mit hohen Luminositäten. Dazu werden Prototypen vor und nach einer Bestrahlung mit hochenergetischen Protonen oder Neutronen untersucht.

In dieser Arbeit wird der Aufbau eines Teststands zur Untersuchung von Siliziumdetektoren mit einer Betaquelle (^{90}Sr) beschrieben. An dem Teststand wurden Messungen mit minimalionisierenden Teilchen (Elektronen) durchgeführt, und es wurden die wichtigen Kenngrößen – die gesammelte Ladung und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) – von unterschiedlichen Siliziumstreifensensoren bestimmt. Die getesteten Sensoren sind ein 3D-Sensor, ein Czochralskisilizium-Sensor und SCT-Sensoren, wie sie im ATLAS-Experiment verwendet werden. Durch einen Vergleich der im Teststand gemessenen Kenngrößen dieser SCT-Sensoren vor und nach einer Bestrahlung mit hochenergetischen Protonen werden Aussagen über deren Strahlenhärte getroffen. Die Auslese der Sensoren erfolgte mit der schnellen Elektronik wie sie beim SCT [Cam05a] verwendet wird.

2 Siliziumdetektoren

Siliziumdetektoren werden in der Teilchenphysik etwa seit 1980 verwendet. Seit den 90er Jahren wird die Silizium-Photolithographie industriell genutzt, wodurch die Herstellung von Detektoren kostengünstiger geworden ist. Alle Hochenergiephysik-Experimente nutzen großflächige Siliziumdetektoren zum Nachweis geladener Teilchen, insbesondere als Spurdetektoren nahe dem Wechselwirkungspunkt. Sie zeichnen sich durch ihre gute Ortsauflösung und kurze Ladungssammlungszeiten aus, wodurch sie bei hohen Teilchenraten funktionstüchtig sind. Im ATLAS-SCT-Detektor werden Siliziumstreifendetektoren mit einer Gesamtfläche von ca. 61 m^2 eingebaut.

2.1 Die Funktionsweise von Siliziumdetektoren

Silizium ist ein Element der 4. Hauptgruppe und hat eine geringe intrinsische Leitfähigkeit, da alle vier Valenzelektronen in das Kristallgitter eingebunden sind. Nur durch thermische Bewegung können bewegliche Elektronen entstehen, die die Leitfähigkeit erhöhen. Der intrinsische Widerstand beträgt $235 \text{ k}\Omega\text{cm}$. Damit ein Material leitend ist, müssen sich bewegliche Elektronen im Leitungsband befinden. Die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband beträgt $1,11 \text{ eV}$. In Tabelle 2.1 sind charakteristische Eigenschaften von Silizium bei Raumtemperatur aus [Sau93] zusammengestellt. Die Leitfähigkeit kann durch Dotierung zu n-dotiertem oder p-dotiertem Material, bei der die Konzentration an Fremdatomen in Silizium erhöht wird, vergrößert werden. Die sogenannte n-Dotierung erreicht man mit Elementen aus der 5. Hauptgruppe, sogenannten Donatoren (z.B. mit Phosphor). Dabei gehen vier der fünf Elektronen eines Phosphoratoms Valenzbindungen mit den benachbarten Siliziumgitteratomen ein, das fünfte bleibt an einem Zwischengitterplatz. Es ist beweglich und kann vom Atom getrennt werden, so dass ein unbewegliches positiv geladenes Atom zurückbleibt. Es liegt ein n-Halbleiter vor, in dem mehr negative bewegliche Ladungsträger (Leitungselektronen) als positive bewegliche Ladungsträger vorhanden sind. Im Bändermodell liegt das Energieniveau dieser Leitungselektronen nahe der Energie des Leitungsbands E_C . Daher ist nur eine geringe Energie notwendig, um die Elektronen von den Atomen zu trennen und ins Leitungsband anzuheben. Eine Dotierung zu n-dotiertem Material kann mit Elementen aus der 3. Hauptgruppe, sogenannten Akzeptoren (z.B. mit Bor) erreicht werden. Die Elemente der 3. Hauptgruppe haben nur drei Valenzelektronen,

Ordnungszahl	14
relative Atommasse	28,08
Anzahl an Atomen im Kristallgitter	$4,99 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Dichte	$2,330 \text{ g/cm}^3$
Dielektrizitätskonstante ϵ	11,7
Effektive Dichte an freien Ladungsträgern	
im Leitungsband	$2,80 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
im Valenzband	$1,04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Bandlücke	1,11 eV
Mobilität von Elektronen μ_e	$1350 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$
Mobilität von Löchern μ_h	$480 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$
Intrinsische Ladungsträgerdichte	$1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
Intrinsischer Widerstand	$235 \text{ k}\Omega\text{cm}$
Schmelzpunkt	$1415 \text{ }^\circ\text{C}$
Spezifische Wärmekapazität	$700 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
max. elektrisches Feld (Durchbruchfeld)	$30 \text{ V}/\mu\text{m}$

Tabelle 2.1: Physikalische Eigenschaften von Silizium bei Raumtemperatur [Sau93].

so dass Akzeptoratom Elektronen von Siliziumatomen anziehen und Löcher, sogenannte Defektelektronen, in den Siliziumatomen verbleiben. Dies ist nur möglich, da Valenzelektronen von Siliziumatomen mit geringem Energieaufwand (das Energieniveau der Valenzelektronen in Silizium liegt knapp über dem Valenzband) das fehlende Valenzelektron in Akzeptoratom ersetzen und dabei ein Loch im Valenzband hinterlassen. Es liegt somit ein p-Halbleiter vor, in dem die positiven beweglichen Ladungsträger (Defektelektronen) dominieren [Bys90]. In Abbildung 2.1 sind schematische Darstellungen von p- und n-Halbleitern im thermischen Gleichgewicht zu sehen. In der oberen Bildhälfte sind die Verhältnisse im Kristall dargestellt. Dabei sind die kleinen gefüllten Kreise die beweglichen Elektronen, die kleinen leeren Kreise die Löcher. Die großen Kreise deuten die unbeweglichen Ladungsträger an, + oder - steht für positive bzw. negative Ladung. Es ist zu erkennen, dass die unbeweglichen Ladungsträger und Elektronen bzw. Löcher gleichmäßig im Kristall verteilt sind. In der unteren Bildhälfte sind die Energieniveaus im Bändermodell dargestellt. Dabei gibt E_C die untere Kante des Leitungsbands an, E_V die obere Kante des Valenzbandes, E_i das Fermienergieniveau für intrinsische Halbleiter (die Anzahl der Elektronen ist gleich der Anzahl der Löcher) und E_F das Fermienergieniveau nach Dotierung. Es ist zu sehen, dass E_i in p- und n-Halbleiter auf gleichem Niveau sind. Die Fermienergieniveaus E_F liegen jedoch auf unterschiedlichen Niveaus, da sie durch Dotierung nach oben/unten gezogen werden.

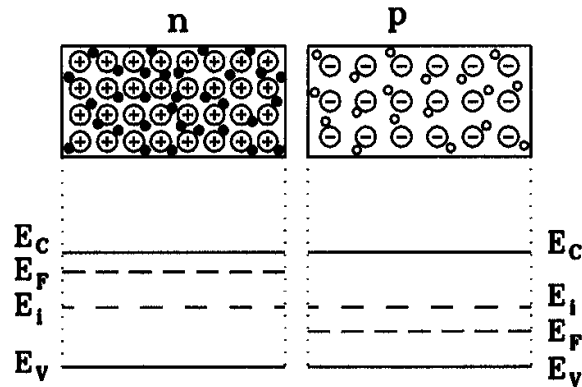


Abbildung 2.1: Darstellung von n - und p -dotiertem Material im thermischen Gleichgewicht. In der oberen Bildhälfte sind die Verhältnisse im Kristall skizziert. In der unteren Bildhälfte jeweils die dazugehörige Darstellung der Energieniveaus im Bändermodell [Lut99].

Die Dotierung erhöht die Leitfähigkeit von Silizium, so dass für p -(n -)dotiertes Material Widerstände von $10\text{ k}\Omega\text{cm}$ ($100\text{ k}\Omega\text{cm}$) erreicht werden können [Sau93]. Gewöhnliche Verhältnisse von Dotieratomen zu Siliziumatomen sind $5 \cdot 10^{16}$ Boratome/ cm^3 bzw. $5 \cdot 10^{15}$ Phosphoratome/ cm^3 auf $5 \cdot 10^{22}$ Siliziumatome/ cm^3 .

2.1.1 Der pn -Übergang

Siliziumsensoren bestehen aus p - und n -dotiertem Material. Wenn p -dotiertes Material mit n -dotiertem Material in Kontakt kommt, bildet sich in der Grenzschicht der beiden Materialien ein pn -Übergang. In den unterschiedlich dotierten Materialien liegt ein Konzentrationsunterschied an freien Ladungsträgern vor. Dadurch diffundieren aus der p -dotierten Schicht positive Ladungsträger in die n -dotierte Schicht sowie negative Ladungsträger aus dem n -dotierten in das p -dotierte Gebiet. In der Grenzschicht neutralisieren sich die beweglichen Elektronen und Löcher. Die unbeweglichen Ladungsträger bleiben übrig, so dass in der p -dotierten Grenzschicht eine negative Raumladung, in der n -dotierten Grenzschicht eine positive Raumladung vorliegt. Diese sogenannte Raumladungszone ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Darin geben die gepunkteten senkrechten Linien die Breite der Grenzschicht an. Die vorhandene Raumladung erzeugt ein elektrisches Feld. Dies wird deutlich bei Betrachtung der Energieniveaus in der unteren Bildhälfte in Abbildung 2.2. Die Fermi-niveaus der p - und n -Schicht müssen gleich sein. Da im p - und n -Halbleiter die Niveaus jedoch unterschiedlich sind, verschieben sich die Bänder. Dies führt zu einem elektrischen Feld, das durch $E = qV_{bi}$ beschrieben wird, V_{bi} ist hierbei die Diffusionsspannung bzw. *Built-in-Voltage*. Durch das elektrische Feld werden alle

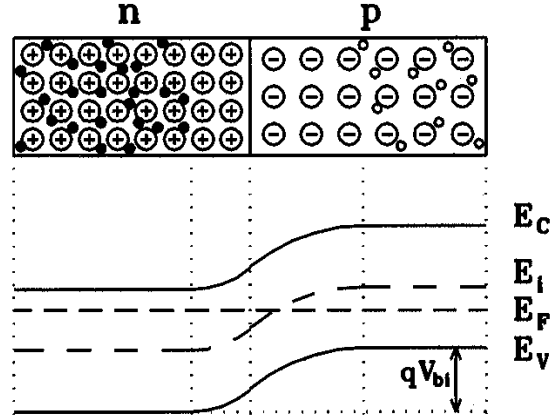


Abbildung 2.2: Der pn-Übergang. In der oberen Bildhälfte sind die Verhältnisse im Kristall im thermischen Gleichgewicht dargestellt, in der unteren Bildhälfte sind die Energieniveaus im Bändermodell skizziert [Lut99].

beweglichen Ladungsträger abgezogen, so dass sich ein ladungsträgerfreier Raum ergibt, die sogenannte Verarmungszone.

Das elektrische Potential ϕ und das elektrische Feld E können mit der eindimensionalen Poissongleichung berechnet werden. Es gilt ohne eine von außen angelegte Spannung [Sau93]:

$$-\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = \frac{q_0 |N_{eff}|}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (2.1)$$

Dabei sind $\epsilon\epsilon_0$ die Dielektrizitätskonstanten, N_{eff} die effektive Konzentration an Dotieratomen und q_0 die Elementarladung.

Als Randbedingungen liegen vor:

$$\frac{d}{dx}\phi(x=d) = E(x=d). \quad (2.2)$$

In Gleichung 2.2 ist d die Dicke der Verarmungszone. Nach Integration ergibt sich aus Gleichung 2.2 das elektrische Feld am Übergang (bei $x=0$):

$$E = \frac{q_0 |N_{eff}|}{\epsilon\epsilon_0} d. \quad (2.3)$$

Mit der Randbedingung $\phi(x=d) = 0$ ergibt sich für das Potential innerhalb der verarmten Zone, d.h. für $0 \leq x \leq d$ und $d \leq w$, wobei w die Dicke des Detektors ist:

$$-\phi(x) = \frac{1}{2} \frac{q_0 |N_{eff}|}{\epsilon\epsilon_0} (x-d)^2. \quad (2.4)$$

Die Raumladungsdichte, das elektrische Feld und das Potential am pn-Übergang sind in Abbildung 2.3 veranschaulicht. In Abbildung 2.3a ist der pn-Übergang skizziert. N_A gibt die Anzahl der Akzeptoratome und N_D gibt die Anzahl der Donatoratome an. d_p und d_n sind die Dicken der verarmten Zonen im p-(n-)Halbleiter. In Abbildung 2.3b ist die Raumladungsdichte ρ dargestellt. Im p-Halbleiter ist sie negativ und im n-Halbleiter ist sie positiv. In Abbildung 2.3c wird das elektrische Feld skizziert, in Abbildung 2.3d das elektrische Potential veranschaulicht.

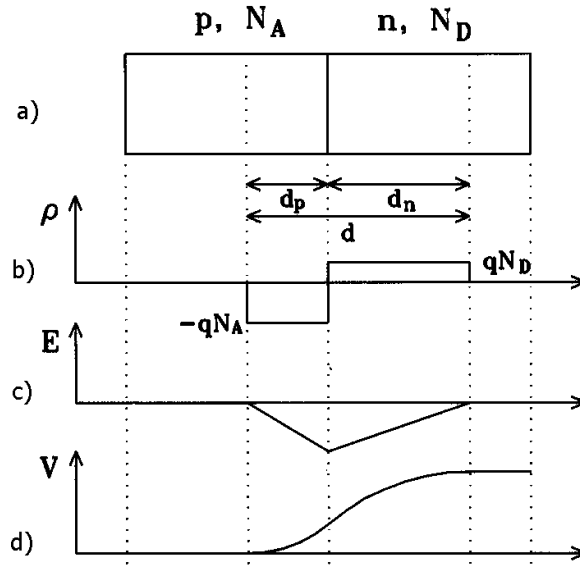


Abbildung 2.3: Skizzierung der Raumladungsdichte (b), des elektrischen Feldes (c) und des Potentials (d) am pn-Übergang(a) [Lut99].

Wenn zusätzlich eine negative Spannung (V_{bias}) an die p-Schicht in Richtung des elektrischen Feldes, d.h. in Sperrrichtung, angelegt wird, dann vergrößert sich die Verarmungszone bis der Potentialunterschied zwischen den Grenzen der verarmten Zone gleich der angelegten Spannung ist. Dabei werden Elektronen und Löcher von der Verarmungszone weggezogen. Es fließt ein sehr geringer Strom, erzeugt durch Minoritätsladungsträger (Sperrstrom), der von der Temperatur (T) und der Biasspannung (V_{bias}) abhängt. Es gilt $\phi(x=0) = -V_{bi} - V_{bias}$. Daraus ergibt sich für die Dicke der Verarmungszone d , wobei $d < w$:

$$d = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \epsilon_0}{q_0 |N_{eff}|} (V_{bias} + V_{bi})}, \quad (2.5)$$

Dabei ist V_{bi} das anliegende Potential ohne Biasspannung. Die Biasspannung ergibt sich aus Formel 2.5 zu:

$$V_{bias} + V_{bi} = \frac{q_0}{2 \cdot \epsilon \epsilon_0} |N_{eff}| d^2. \quad (2.6)$$

Durch die Biasspannung V_{bias} können das elektrische Feld und die Verarmungszone auf die gesamte Detektordicke w ausgedehnt werden. Die dazu notwendige Spannung wird Verarmungsspannung (*Full Depletion Voltage* V_{FD}) genannt.

Die Raumladung in der verarmten Zone ist gegeben durch:

$$Q = q_0 \cdot N_{eff} \cdot A \cdot d, \quad (2.7)$$

A ist die Fläche des Sensors. Daraus und aus Gleichung 2.6 folgt, dass die Raumladung mit größeren Biasspannungen zunimmt. Außerdem ist es möglich, die Kapazität C der verarmten Zone zu bestimmen. Es gilt:

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{\partial Q}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial V}. \quad (2.8)$$

Mit Gleichung 2.5 und 2.7 folgt für C :

$$C(V) = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{A}{d} = A \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 \cdot q_0 \cdot N_{eff}}{2(V_{bias} + V_{bi})}}, \quad (2.9)$$

für $d \leq w$ und $V \leq V_{bias}$, d.h. C ist proportional $\frac{1}{\sqrt{V_{bias}}}$ bis der Sensor vollständig verarmt ist ($V_{bi} \ll V_{Bias}$). Nach Erreichen der Verarmungsspannung bleibt die Kapazität konstant.

2.2 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Silizium

Bei Eintritt eines geladenen Teilchens in Silizium erfährt es durch inelastische Streuung und durch Bremsstrahlung einen Energieverlust. Die inelastischen Stöße ionisieren Siliziumatome, indem Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden. Dabei hinterlassen die Elektronen Löcher im Valenzband, und es liegen Elektronen–Loch–Paare vor. Diese Elektronen–Loch–Paare werden in einem Schlauch von ca. $1 \mu\text{m}$ um die Teilchenbahn erzeugt, wozu eine effektive Energie von 3,6 eV pro Elektron–Loch–Paar notwendig ist.

Formal werden die Ionisationsprozesse in der sogenannten Bethe–Bloch–Gleichung zusammengefasst (siehe Gleichung 2.10). Sie beschreibt den mittleren Energieverlust dE pro Wegstrecke dx [Leo94]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e^2 c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta(\gamma) \right]. \quad (2.10)$$

Dabei sind Z die Kernladungszahl des Absorbermaterials, A die Massenzahl des Absorbermaterials, $\delta(\gamma)$ der Dichte–Korrekturfaktor, m_e die Elektronmasse, r_e der Elektronradius, N_a die Avogadrozahl, ρ die Dichte des Absorbermaterials, I das Anregungspotential, z die Ladung des einfallenden Teilchens, c die Lichtgeschwindigkeit, $\beta = v/c$ mit v der

Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. W_{max} ist der maximale Energieübertrag. In Abbildung 2.4 ist der Energieverlust pro Wegstrecke normiert auf die Dichte des Absorbermaterials als Funktion der kinetischen Energie des einfallenden Elektrons T_e dargestellt. Teilchen, deren Energie gerade dem Minimum der Bethe–Bloch–

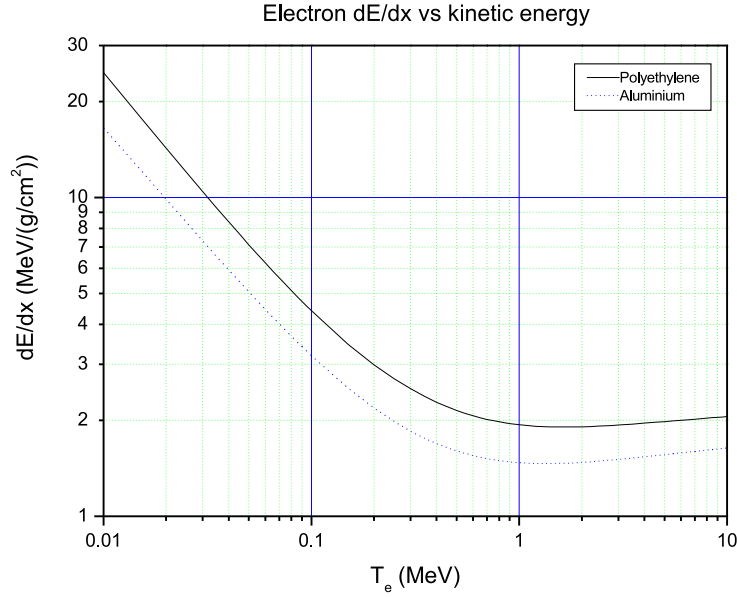


Abbildung 2.4: Der Energieverlust pro Wegstrecke normiert auf die Dichte des Absorbermaterials $\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ als Funktion der kinetischen Energie T_e von Elektronen für Silizium (gestrichelte Linie) und Polyethylen (durchgezogene Linie) [Chi04].

Gleichung entspricht, heißen minimalionisierende Teilchen (MIPs). Für sie gilt $\beta\gamma \approx 3 - 4$. In einem $285\mu\text{m}$ dicken Siliziumsensor beträgt der mittlere Energieverlust minimalionisierender Teilchen ca. 90 keV, was die Erzeugung von ca. 25000 Elektronen–Loch–Paaren induziert.

Elektronen können, da sie sehr leicht sind, auch durch Bremsstrahlung Energie verlieren. Dabei werden sie im elektrischen Feld des Kerns abgebremst und strahlen ihre Energie als Photonen ab. Der Energieverlust ist proportional zu $1/m^2$, so dass Bremsstrahlung für leichte Teilchen, wie Elektronen relevant ist. Der Prozess ist außerdem linear von der Energie und quadratisch von der Kernladungszahl des Absorbermaterials Z abhängig. Für Elektronenenergien oberhalb der kritischen Energie E_c , die in Silizium ca. 53 MeV beträgt, überwiegt die Bremsstrahlung gegenüber dem Energieverlust durch Ionisation. Die kritische Energie ist parametrisiert durch [Leo94]:

$$E_c \approx \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1,2}. \quad (2.11)$$

In den in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wird eine Strontiumquelle (^{90}Sr) verwendet. Für deren Elektronen mit $E_{\text{max},e} = 2,28 \text{ MeV}$ ist jedoch der Energieverlust durch Bremsstrahlung vernachlässigbar.

Bisher wurde der mittlere Energieverlust betrachtet. Der Energieverlust jedes einzelnen Teilchens schwankt statistisch. Betrachtet man den Energieverlust der Teilchen, die mit einem dünnen Absorber wechselwirken, so erhält man eine Landauverteilung. Ihr qualitativer Verlauf ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Die Landauverteilung ist asymmetrisch und

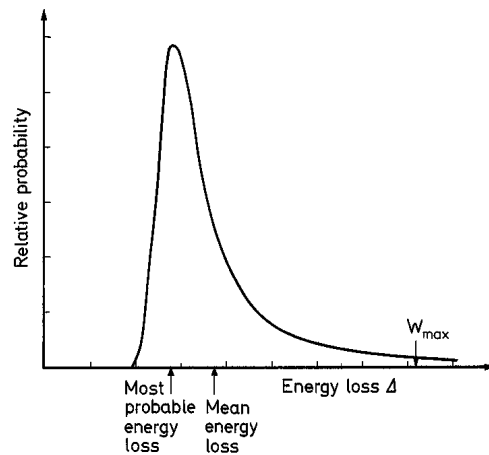


Abbildung 2.5: Der Energieverlust eines Teilchens bei der Wechselwirkung mit einem dünnen Absorber (Landauverteilung). Der wahrscheinlichste Energieverlust ist geringer als der mittlere Energieverlust [Leo94].

hat einen Ausläufer für hohe Energieverluste. Dieser wird durch große Energieabgaben von sogenannten δ -Elektronen verursacht. Durch die asymmetrische Form der Verteilung ist der wahrscheinlichste Energieverlust ca. 30 % geringer als der mittlere Energieverlust.

2.3 Die Prozessierung und der Aufbau von Siliziumstreifendetektoren

Zur Prozessierung von Siliziumsensoren wird monokristallines Silizium verwendet, welches mit dem Zonenschmelzverfahren (*Float Zone FZ*) oder der Czochralski-Methode als Zylinder, sogenannter Ingot, gezüchtet werden kann. Diese Verfahren sind ausführlich in Kapitel 3 beschrieben. Von einem Ingot werden Scheiben (Wafer) von einigen hundert μm Dicke abgesägt und anschließend gelappt (geschliffen) und prozessiert, d.h. bei einem Sensor mit Streifen wird die dotierte Streifenstruktur aufgebracht. Exemplarisch soll nun die Prozessierung eines p-n-n⁺-Streifendetektors beschrieben werden. Die einzelnen Schritte

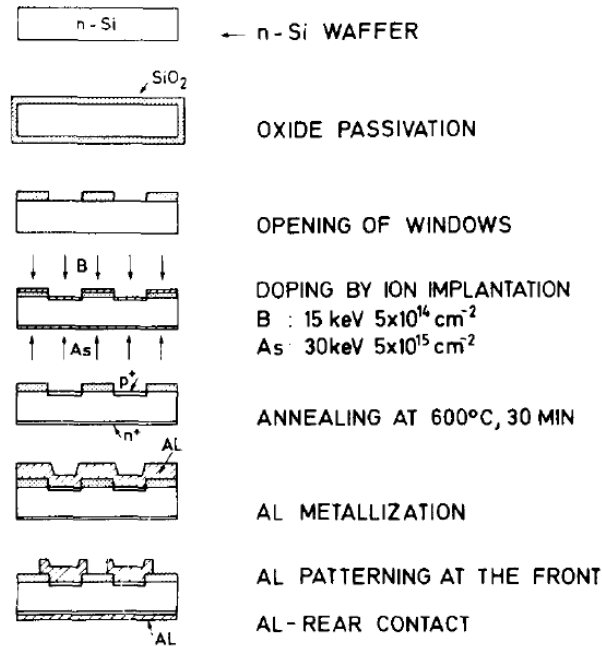


Abbildung 2.6: Die planare Prozessierung zur Herstellung von p-n-n⁺-Streifendetektoren [Kem84].

sind in Abbildung 2.6 zu sehen. Begonnen wird mit n-dotiertem Substratmaterial, das zunächst oxidiert wird. Im dritten Schritt wird in die Oberseite der SiO₂-Schicht eine Streifenstruktur geätzt, die anschließend mit Bor p-dotiert wird. Die Streifenbreite ist ca. 10 µm, ihr Abstand variiert zwischen 50 µm und 100 µm. Die Rückseite des n-dotierten Materials wird n⁺-dotiert (stark n-dotiert), so dass auf der gesamten Rückseite das gleiche Potential und ein guter ohmscher Kontakt möglich ist. Im nächsten Schritt wird der Sensor erhitzt. Dadurch findet ein sogenanntes Annealing statt, d.h. aufgrund der Dotierung erzeugte Gitterfehler in den implantierten Schichten heilen aus. Danach werden auf die p-Streifenstruktur Aluminiumkontakte aufgebracht, und die Rückseite wird komplett metallisiert.

Über die Streifen auf der Vorderseite werden die Biasspannung angelegt und die Signale ausgelesen. Dabei wird ein Ende der Aluminiumstreifen über einen Biaswiderstand an den Biasring angeschlossen. Damit kann eine Spannung zwischen dem Biasring auf der Vorderseite und der Rückseite des Sensors angelegt werden. Die einzelnen Streifen sind durch Widerstände (ca. 1 MΩ) voneinander isoliert, so dass alle auf demselben Biaspotential liegen. Die Widerstände werden entweder durch eine bestimmte Menge dotierten Polysiliziums zwischen Streifenende und Biasring (linke Skizze in Abbildung 2.7) oder durch eine Lücke zwischen dem Ende des p⁺-Streifens und dem Biasring, sogenanntes *Punch-through*, realisiert (rechte Skizze in Abbildung 2.7).

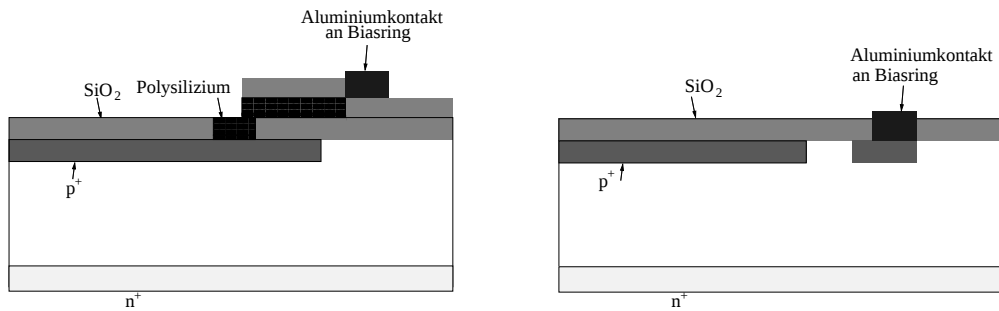


Abbildung 2.7: Realisierung der Biaswiderstände, links durch Polysilizium, rechts durch eine Lücke (Punch-through) zwischen dem p^+ -Streifen und dem Biasring.

Zur Signalauslese werden auf die Aluminiumstreifen (vor die Biaswiderstände) Pads prozessiert. Durch Bonddrähte werden diese Pads mit den Verstärkereingängen auf den Auslesechips verbunden. Die Ausleseelektronik kann kapazitiv oder ohmsch an die Streifen angeschlossen werden. Wenn ein ohmscher (DC) Anschluss gewählt wird, ist auch der Leckstrom an die Auslese angeschlossen, was zu höheren Strömen und höherer Leistungsabgabe (Erwärmung) in den sich anschließenden Auslesechips führt. Ein kapazitiv (AC) gekoppelter Detektor wird über einen Hochpassfilter an die Ausleseelektronik angeschlossen. Das bedeutet, dass erstens der Auslesestreifen über einen hochohmigen Widerstand auf ein festes Potential gelegt wird und zweitens, dass zwischen dem p^+ -Implantat und dem Aluminiumstreifen ein Kondensator liegt. Dieser kann bei der Prozessierung des Sensors durch eine SiO_2 -Schicht (Dicke $\approx 0,15 \mu m$) oder eine Siliziumnitridschicht, die zwischen p^+ -Streifen und Aluminiumauslesestreifen liegt, realisiert werden. Oftmals wird abschließend zum Schutz die Oberfläche des Sensors mit SiO_2 passiviert. In Abbildung 2.8 ist ein Foto eines in einem Mikroskop vergrößerten Ausschnitts eines Siliziumstreifensensors zu sehen. Der abgebildete Sensor hat Streifen mit Auslesepad und Biaswiderständen, einen Biasring mit Biaspad und fünf Guardringe mit einem Guardpad. Die Guardringe sind p -Implantate, die zwischen Biasring und dem Detektorrand prozessiert sind. Je nach Hersteller gibt es einen oder mehrere davon. Sie ermöglichen es, ein schrittweise abnehmendes Potential zwischen Vorder- und Rückseite zu erreichen, so dass das elektrische Feld am Rand eines Detektors begrenzt ist und nicht bis zur Sägekante reicht. Aufgrund der Kante gibt es am Rand mehr Defekte als an anderen Stellen im Detektor, was große Leckströme verursachen kann. Die in Freiburg vermessenen Detektoren werden detailliert in Kapitel 3.5 beschrieben.

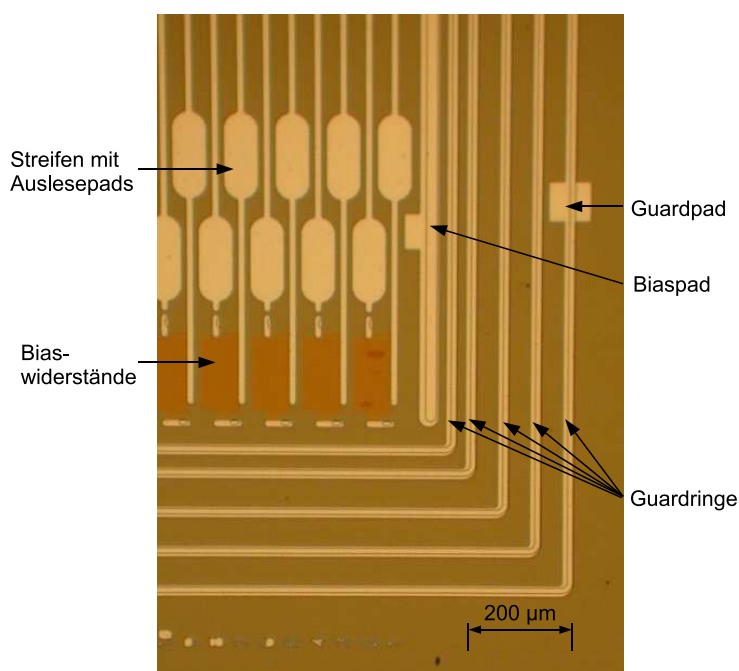


Abbildung 2.8: Foto der Ecke eines Czochralskisilizium–Streifensensors mit Streifen und Auslese pads, Biasring mit Biaspad, Biaswiderständen und fünf Guardringen.

2.4 Ladungssammlung in Siliziumstreifendetektoren

In Siliziumdetektoren wird die Raumladungszone zwischen den Streifen auf der Vorderseite und der Rückseite, in der ein elektrisches Feld wirkt, ausgenutzt. In Abbildung 2.9 ist der Querschnitt durch einen $p-n-n^+$ –Detektor dargestellt. Der Detektor ist bis zur Dicke d durch die anliegende Biasspannung verarmt. Wenn ein geladenes Teilchen durch das ver-

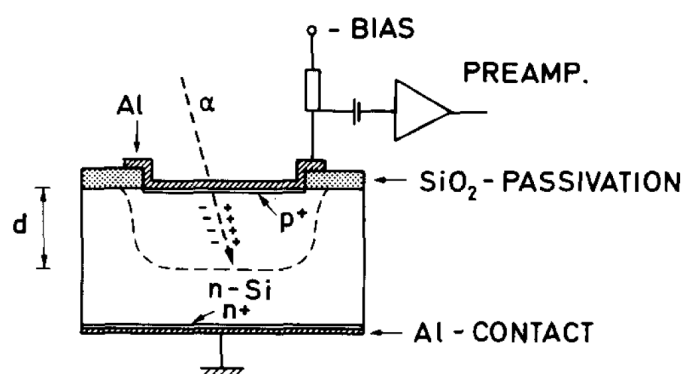


Abbildung 2.9: Die Erzeugung freier Ladungsträger beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch einen $p-n-n^+$ –Siliziumdetektor [Kem84].

armte Detektorvolumen fliegt, erzeugt es Elektronen–Loch–Paare (+/– in Abbildung 2.9). Diese driften im elektrischen Feld zu Anode/Kathode und induzieren an den Auslestreifen ein Signal. Das elektrische Feld ermöglicht es, die erzeugten Elektronen/Löcher zu sammeln, bevor sie rekombinieren können. So kann das primäre Teilchen nachgewiesen werden, und das erhaltene Signal verhält sich proportional zur durch Ionisation abgegebenen Energie. Die Zeitdauer der Ladungssammlung t_d der Elektronen und Löcher ist sehr kurz. Sie kann mit Gleichung 2.12 abgeschätzt werden:

$$t_d = \frac{w}{\mu \cdot E}, \quad (2.12)$$

μ gibt darin die Mobilität der Ladungsträger, w die Detektordicke und E das elektrische Feld an. Für Löcher beträgt $t_d \sim 21$ ns unter den Annahmen $V_{bias} = 100$ V und $w = 285 \mu\text{m}$. Mit t_d von ca. 6 ns können Elektronen, aufgrund ihrer hohen Mobilität, noch schneller gesammelt werden. Die kurzen Ladungssammlungszeiten sind ein Vorteil der Siliziumdetektoren in Experimenten mit hohen Raten. Während der Ladungssammlung diffundieren die Elektronen/Löcher durch Vielfachstreuung auseinander. Ihre Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung ist gaußförmig und es gilt:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt_d}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt_d}\right) dx, \quad (2.13)$$

Dabei ist dN der Anteil an Ladung im Raumelement dx , der nach der Zeit t_d um die Strecke x vom Entstehungsort der Ladung N weg diffundiert ist. D gibt den Diffusionskoeffizienten an. Für D gilt $D = k_B T \mu / q_0$. Dabei ist q_0 die Elementarladung, T die Temperatur und k_B die Boltzmann–Konstante. Für die Breite der Ladungsverteilung gilt $\sigma = \sqrt{2Dt_d}$. Der Diffusionskoeffizient D ist proportional zur Mobilität μ , und die Driftzeit ist invers proportional zu μ . Daraus folgt, dass die Breite der Verteilung für Elektronen und Löcher gleich ist [Sau93]. Typischerweise werden die Elektronen–Loch–Paare in einem Schlauch von ca. $1 \mu\text{m}$ um die Teilchenbahn erzeugt.

2.5 Das Rauschen

2.5.1 Rauschquellen

Es gibt verschiedene Quellen die zum Rauschen beitragen. Das Rauschen wird in ENC (*Equivalent Noise Charge*) in Einheiten der Elementarladung e angegeben.

Die Elektronik trägt hauptsächlich mit einem konstanten Anteil zum Rauschen bei, der von ihrem Design abhängt, sowie einem Anteil, der von der Zwischenstreifenkapazität des Detektors und der Kapazität zwischen Streifen und Rückseite abhängt. Sie wirken als

Ladekapazität. Die Beiträge dieses Rauschens ENC_{load} sind durch große Kopplungskapazitäten und kleine Zwischenstreifenkapazitäten minimierbar. Es gilt für ladungsempfindliche Verstärker:

$$ENC_{load} = A + B \cdot C_t. \quad (2.14)$$

Dabei sind A und B Konstanten, die vom Verstärker abhängen. C_t ist die Kapazität des Detektors.

Eine weitere Rauschquelle sind die Biaswiderstände auf dem Detektor. Sie führen zu thermischem Rauschen. Es gilt:

$$ENC_R = \frac{e}{q_0} \sqrt{\frac{k_B T T_P}{2R}}. \quad (2.15)$$

T_P stellt die Integrationszeit (*Shaping Time*) des Verstärkers und R den Biaswiderstand dar.

Eine dritte Rauschquelle ist der Leckstrom. Er führt zum Schrotrauschen, das aus statistischen Fluktuationen der Ladungsträgern besteht. Es gilt:

$$ENC_L = \frac{e}{q_0} \sqrt{\frac{q_0 I_L T_P}{4}}. \quad (2.16)$$

Dabei ist q_0 die Elementarladung und I_L der Leckstrom [Sau93].

Ein typischer Wert für das Gesamtrauschen eines SCT-Moduls mit ca. 6 cm langen Streifen bei -7°C ist $ENC \approx 950$ Elektronen. Eine wichtige Kenngröße von Siliziumdetektoren, die bei Kenntnis des Rauschens bestimmt werden kann, ist das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen (SNR).

Bei einem binären Auslesesystem, wie es in den später beschriebenen Messungen verwendet wird, kann als weitere Rauschquelle das Gleichtaktrauschen (*Common Mode Noise*) auftreten, welches durch eine Rückkopplung oder externe Einstrahlung entstehen kann. Dies bedeutet, dass viele Auslesekanäle ein korreliertes Verhalten zeigen. Die Folge ist, dass kein Signal mehr auslesbar ist. Allerdings tritt dies in den Einzelmodulmessungen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, selten auf.

Für unbestrahlte Detektoren tragen hauptsächlich die Kapazität des Sensors, d.h. die Zwischenstreifenkapazität und die Kapazität zwischen Streifen und der Rückseite, zum Rauschen bei. Für bestrahlte Detektoren ist die Hauptrauschquelle der Leckstrom.

2.5.2 Der Leckstrom

Der Leckstrom I_L wird durch mehrere Effekte generiert. Der dominierende Effekt ist der sogenannte *Generation Current* I_g . Er entsteht durch Ladungen, die durch Defekte und Verunreinigungen in der Verarmungszone erzeugt werden. Außerdem erhöht sich der Leckstrom durch Diffusion von Ladungsträgern aus einer nichtverarmten Zone in die verarmte. Dies

ist der sogenannte Diffusionsstrom I_d , der bei nicht vollständig verarmten Detektoren auftritt. Für den Leckstrom gilt $I_L \propto d \propto \sqrt{V_{Bias}}$ solange V_{bias} kleiner als die Verarmungsspannung V_{FD} ist. Für größere Biasspannungen als die Verarmungsspannung (V_{FD}) ist der Leckstrom konstant. Messungen des Leckstroms der getesteten Detektoren sind in Kapitel 7 aufgeführt. Der Leckstrom soll möglichst gering sein, da er zu höherem Rauschen beiträgt. Um den Leckstrom zu verringern, wird eine hohe Reinheit des Materials verlangt, da die Anzahl freier Ladungsträger bereits durch eine geringe Konzentration an Defekten reduziert wird. Des Weiteren ist die Anzahl freier Ladungsträger stark temperaturabhängig. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit werden Leckstrom-Messungen zum besseren Vergleich auf die Referenztemperatur T_c von 20 °C skaliert [Chi03]. Die Formel zur Skalierung lautet:

$$I(T_c) = I(T_m) \left(\frac{T_c}{T_m} \right)^2 \exp \left(-\frac{E_g}{2k_B} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T_m} \right) \right). \quad (2.17)$$

Darin ist T_c die Temperatur auf die skaliert wird und T_m die Temperatur bei der gemessen wurde. E_g ist die Bandlücke in Silizium von 1,11 eV.

2.6 Strahlenschäden und Strahlenhärte

2.6.1 Strahlenschäden in Silizium

Durch ionisierende und nicht-ionisierende Strahlung treten in Silizium Strahlenschäden auf. Sie sollen im Folgenden erläutert werden.

Schäden, die durch Ionisation entstehen, haben geringen Einfluss auf die Detektoreigenschaften und sind stark von der Prozessierung des Sensors abhängig. Durch Ionisation werden an der Sensoroberfläche Löcher (pos. Ladungsträger) in der Oxidschicht erzeugt. Diese Löcher können im Siliziumoxid gebunden werden. Dadurch wird das SiO_2 positiver geladen, und die Oxidqualität verschlechtert sich. Außerdem können die Löcher mit Atomen im Siliziumoxid wechselwirken, wodurch neue Energiezustände in der Bandlücke entstehen. Daraus folgt eine geringere Zwischenstreifenisolierung und die induzierte Ladung kann sich auf mehrere Streifen verteilen, sogenanntes *Charge Sharing* [Laa83].

Durch nicht-ionisierende Energieverluste (*Non Ionizing Energy Loss, NIEL*) entstehen mikroskopische Defekte im Siliziumkristall. Durch elastische Streuung hochenergetischer geladener oder neutraler Teilchen können Atome aus dem Gitter des Siliziumkristalls stoßen, sogenannte *Primary Knock-on Atoms* (PKA). Dazu werden Rückstoßenergien von mehr als 25 eV benötigt. Rückstoßenergien unter 25 eV lösen Phononanregungen im Kristall aus. Protonen und Neutronen brauchen Energien $E_{kin,N,P} > 175$ eV, Elektronen benötigen $E_{kin,e} > 260$ keV, um Atome aus dem Gitter zu stoßen. Diese von Hadronen und Leptonen induzierten Defekte schädigen das Substratmaterial. Dabei haben sie großen Einfluss auf die Detektoreigenschaften. Es entstehen Paare von sogenannten *Interstitials* (Atome an

Zwischengitterplätzen) und sogenannten *Vacancies* (unbesetzte Gitterstellen). Wenn diese Störstellen durch niederenergetische Stöße erzeugt werden, entstehen sogenannte Punktdefekte. Sie (*Vacancies* und *Interstitials*) sind im Kristall beweglich, rekombinieren miteinander oder bilden Di-Vacancy-Komplexe, d.h. es gibt im Atomgitter zwei Fehlstellen nebeneinander. Die Punktdefekte können zudem stabile Komplexe aus z.B. einer *Vacancy* und einem Sauerstoffatom, oder einer *Vacancy* und einem Phosphoratom bilden. Treten Rückstoßenergien von $E_{rueck} > 5$ keV auf, entsteht eine dichte Häufung an Defekten sogenannte Cluster. In einem Cluster ist die Konzentration an Punktdefekten größer als 10^{18} (*Vacancy* oder *Interstitial*) / cm^3 [Lin03, Lut99]. Besonders häufig entstehen Cluster am Ende der Spur des PKA. Protonen oder Neutronen mit einer Energie von $E_{kin,N} > 35$ keV sowie Elektronen mit $E_{kin,e} > 8$ MeV sind dazu nötig. In Abbildung 2.10 ist eine Simula-

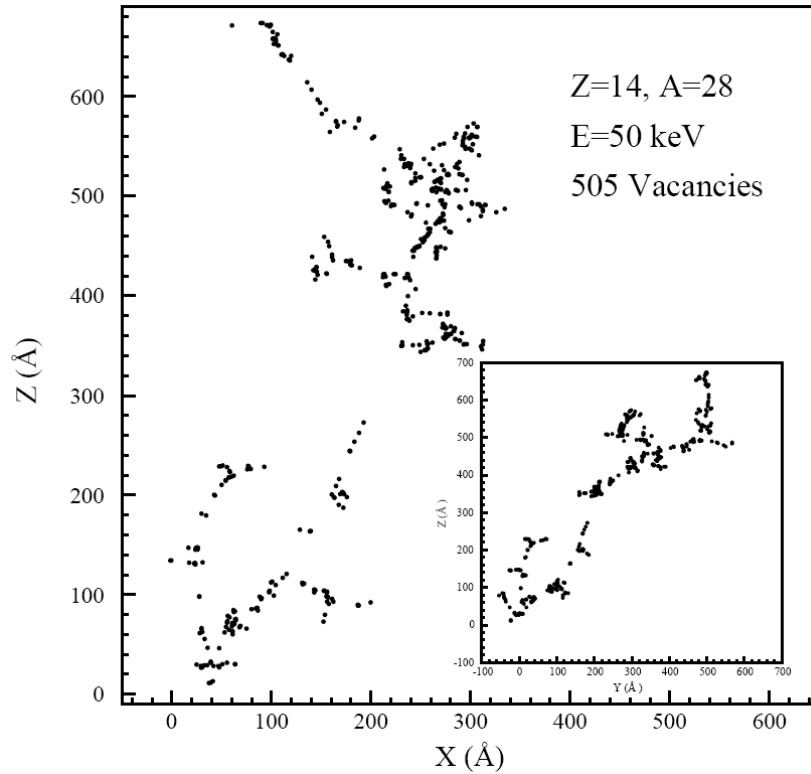


Abbildung 2.10: Simulation der räumlichen Verteilung von Störstellen, die durch ein 50 keV Silizium-Ion in Silizium erzeugt werden. Das Silizium-Ion wurde durch ein 1 MeV Neutron aus dem Kristallgitter gestoßen. Im kleinen Bild: die transversale Projektion der Verteilung [Huh02].

tion der räumlichen Verteilung von Störstellen in der x - y -Ebene dargestellt, die von einem 50 keV Silizium-Ion in Silizium erzeugt werden. Das einzelne Silizium-Ion (PKA) wurde durch ein 1 MeV Neutron aus dem Gitter gestoßen. Es ist eine Baumstruktur erkennbar,

die mehrere Untercluster hat. Diese Untercluster entsprechen niederenergetischen Ionen, die aus dem Kristallgitter gestoßen wurden. Bei einer Energie des PKA von mehr als 50 keV entsteht ein größerer, stärker verzweigter Baum an Defekten. Im kleinen Bild in Abbildung 2.10 ist die transversale Projektion der Verteilung zu sehen [Huh02]. Leichte Teilchen wie Photonen erzeugen nur Punktdefekte. Hochenergetische Protonen und Neutronen erzeugen hauptsächlich Cluster. Die Defekte haben, abhängig von ihrer Konzentration, ihrem Energieniveau und ihrer Wahrscheinlichkeit, Elektronen oder Löcher einzufangen, starken Einfluss auf die Detektoreigenschaften. Die aufgrund der Defekte auftretenden Effekte lassen sich in drei Gruppen einteilen.

Erhöhung des Leckstroms

Defekte, deren Energieniveaus in der Mitte der verbotenen Bandlücke des Halbleiters liegen, sogenannte tiefe Störstellen, generieren Rekombinationszentren. Dies sind Zentren, die Elektronen einfangen und diese entweder nach einiger Zeit wieder frei geben oder, nach zusätzlichem Einfang eines Lochs, Elektronen–Loch–Paare bilden. Diese erhöhen den Leckstrom. Es gilt:

$$\frac{I_L}{V} = \alpha \cdot \phi. \quad (2.18)$$

I_L ist in Gleichung 2.18 der Leckstrom im Substratmaterial, V das aktive Detektorvolumen, ϕ der Fluss und α die Schädigungskonstante (*Current Related Damage Rate*), die den Anstieg des Leckstroms beschreibt. Der lineare Anstieg des Leckstroms proportional zur Dosis der Bestrahlung mit verschiedenen Teilchenarten und für verschiedene Detektoren ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Die Abbildung zeigt, dass der Anstieg unabhängig vom Detektormaterial und unabhängig von der Teilchenart der Strahlung, die die Schäden erzeugt, ist.

Die Generierung von Ladungsträgern ist temperaturabhängig. Für den Leckstrom gilt $I_L \propto T$. Abschätzungen für den SCT haben ergeben, dass ein typisches Streifendetektor-modul nach zehn Jahren einen Leckstrom von $I_L \approx 2 \text{ mA}$ (bei einer Betriebstemperatur von -10°C) hat. Die Leistung P beträgt bei einer Biasspannung von 500 V ca. 1 W. Die dabei entstehende Wärme muss abtransportiert werden, da sonst eine positive Rückkopplung (*Thermal Runaway*) stattfinden kann. Das bedeutet, dass die Erwärmung des Sensors zu einem Anstieg des Leckstrom führt, der Leckstrom wiederum erzeugt eine größere Erwärmung und führt somit zu einem stärkeren Anstieg des Leckstroms. Deshalb müssen bestrahlte Sensoren gekühlt werden.

Veränderung der Ladungssammlungseffizienz

Entstandene Defektzentren können Ladungsträger einsammeln und sie in unterschiedlichen Zeiträumen wieder frei geben. Dies nennt man das Trapping, welches die Ladungssamm-

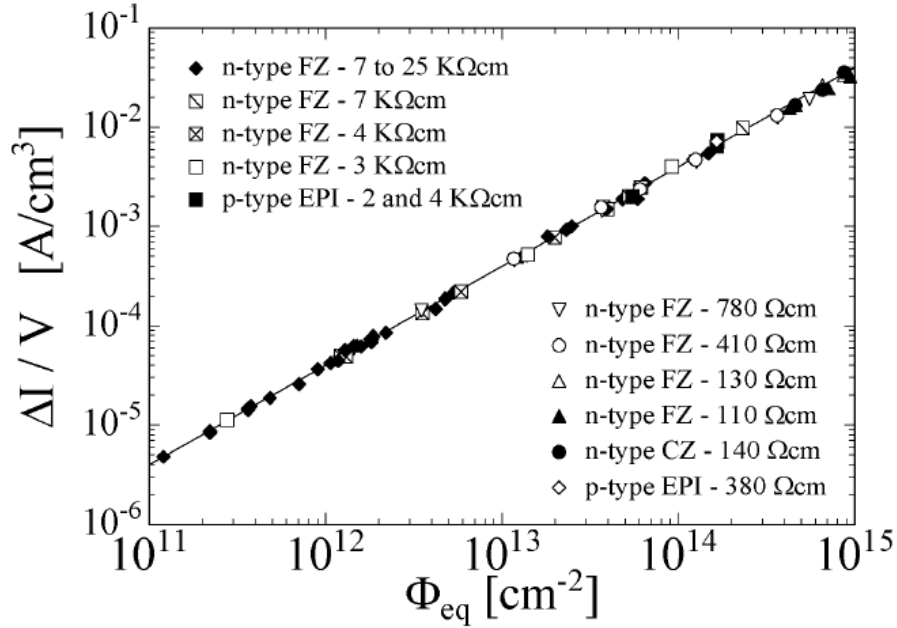


Abbildung 2.11: Die Abhängigkeit des auf das aktive Detektorvolumen V normierten Leckstroms ΔI von der Fluenz in 1 MeV Neq/cm^2 für verschiedene Detektortypen und verschiedene Teilchenarten [Mol99].

lungseffizienz (*Charge Collection Efficiency* CCE) reduziert. Es kann passieren, dass Ladungen eines Ereignisses (d.h. ein geladenes Teilchen durchquert den Sensor und erzeugt freie Ladungsträger) von Defekten eingefangen werden und nach einer gewissen Zeit (einige ns–s) wieder frei werden. Diese fehlen dann in der sammelbaren Ladung im eigentlichen Ereignis und werden später möglicherweise zu einem anderen Ereignis gezählt, so dass sie die wirklich deponierte Ladung des Ereignisses verfälschen und die Effizienz reduzieren. Die effektive Trappingzeit ist gegeben durch:

$$\frac{1}{\tau_{eff(e,h)}} = \beta_{e,h} \phi. \quad (2.19)$$

$\beta_{e,h}$ ist ein experimentell bestimmter Proportionalitätsfaktor für Elektronen bzw. Löcher. Die Trappingzeit ist für verschiedene Siliziumarten (*Float Zone Silicon*, DOFz und MCz) gleich. Der Proportionalitätsfaktor β_h für Löcher ist 10%–30% größer als für Elektronen. Die Wahrscheinlichkeit für das Trapping von Elektronen ist damit geringer als von Löchern [Bat05].

Typinvertierung

Die Raumladung unbestrahlter p–n–n⁺-Detektoren ist in der Verarmungszone positiv. Durch Bestrahlung erzeugte akzeptorartige Defekte kompensieren die positive Raumla-

derung. Des Weiteren können Komplexe aus *Vacancy* und Phosphor entstehen. Damit verringert sich die Anzahl der Phosphoratome, die die Dotierung im n-dotierten Material ausmachen. Beide Effekte verringern die Konzentration der n-Dotierung, so dass n-dotiertes Material zu p-dotiertem Material wird. Dies ist die sogenannte Typinvertierung, die Raumladung wird negativ. Die effektive Konzentration der Dotierung lautet:

$$|N_{eff}| = |N_D - N_A| = \frac{2 \cdot \epsilon \epsilon_0}{q_0 \cdot w^2} \cdot V_{FD} \quad (2.20)$$

N_D ist die effektive Ladungsdichte an Donatoren, N_A die effektive Ladungsdichte an Akzeptoren, $\epsilon \epsilon_0$ sind die Dielektrizitätskonstanten, q_0 die Ladung, w die Detektordicke, V_{FD} die Verarmungsspannung. Die effektive Ladungsdichte hängt vom Fluss der Bestrahlung ab, wie in Abbildung 2.12 zu sehen ist. In der Abbildung ist die Änderung der effektiven Konzentration der Dotierung für Standard Silizium (*Float Zone Silicon*) als Funktion der Fluenz an Neutronen dargestellt. Zuerst nimmt N_{eff} ab, da durch die Bestrahlung

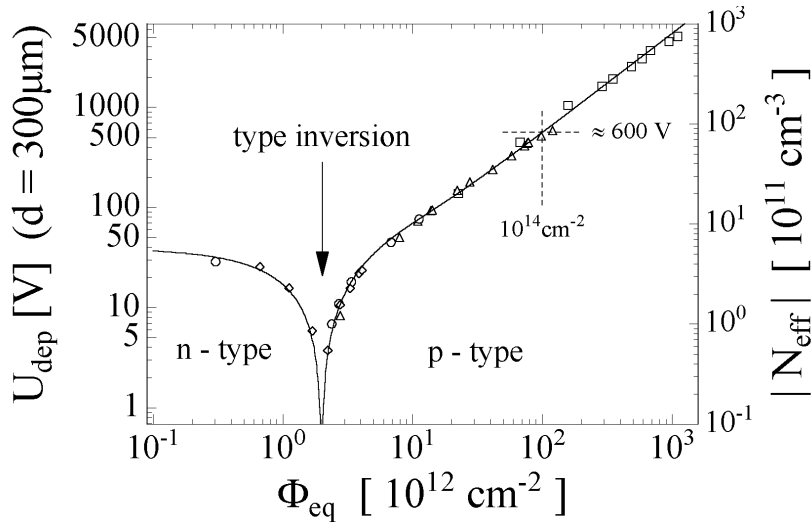


Abbildung 2.12: Die Änderung der effektiven Konzentration der Dotierung für Standardsilizium nach Neutronenbestrahlung [Mol99].

N_D abnimmt. Bei einer Fluenz von $2 \cdot 10^{13} \text{ Neq/cm}^2$ liegt ein Minimum von N_{eff} vor, es kommt zur Typinvertierung. Bei höheren Fluenzen nimmt N_{eff} wieder zu, da N_A ansteigt. Für einen Streifendetektor bedeutet dies, dass vor der Typinvertierung p-dotierte Streifen und n-dotiertes Substratmaterial wie in Abbildung 2.9 positioniert sind. Der für die Ortsauflösung wichtige Streifen ist am pn-Übergang, und das elektrische Feld ist am Streifen am größten. Nach der Typinvertierung befindet sich der pn-Übergang nicht mehr am Auslesestreifen, sondern an der Rückseite des Sensors. Um trotzdem eine möglichst große Ladungssammlungseffizienz zu erhalten, müssen typinvertierte Detektoren vollständig ver-

armt betrieben werden. Nur das gewährleistet, dass zum Nachweis geladener Teilchen alle erzeugten Ladungen an den Streifen auf der Sensoroberseite gesammelt werden.

2.6.2 Die NIEL–Skalierungshypothese

Es wurde gemessen, dass sich die Effekte, verursacht durch Schäden, die von geladenen Teilchen im Substratmaterial erzeugt werden, proportional zu einer sogenannten *Displacement Damage Cross-Section* D verhalten [Lin99]. Dadurch ist D äquivalent zum Energieverlust durch nicht ionisierende Teilchen. Dieser Zusammenhang wird durch die sogenannte NIEL–Skalierungshypothese (*NIEL Scaling Hypothesis*) beschrieben. Der Umrechnungsfaktor von D , die in der Einheit $\text{MeV}\cdot\text{mb}$ angegeben wird, in NIEL (in $\text{keV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$) ist materialabhängig und für Silizium ($A = 28,086 \text{ g/mol}$) gilt $100 \text{ MeV}\cdot\text{mb} = 2,144 \text{ keV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$. D und der NIEL–Wert sind von der Teilchenenergie und –art abhängig. Zudem werden die Werte von D auf D_N , den D –Wert von 1 MeV Neutronen normiert ($D_N(1 \text{ MeV}) = 95 \text{ MeV}\cdot\text{mb}$). Mit der NIEL–Skalierungshypothese kann für jede Teilchenart, abhängig von ihrer Energie, eine “*Damage Efficiency*” durch den Härtefaktor κ bestimmt werden. Mit κ erfolgt dann z.B. die Umrechnung der Fluenz an Protonen in die Fluenz an Neutronen, $\phi_{eq}(\text{Neutronen}) = \kappa \cdot \phi(\text{Protonen})$. Abbildung 2.13 macht die Umrechnung deutlich. Es ist darin eine Simulation der Störstellen (*Vacancies* und *Interstitials*) nach der Bestrahlung mit verschiedenen Teilchenarten (10 MeV Protonen (links), 24 GeV Protonen (Mitte) und 1 MeV Neutronen (rechts)) bei einer Fluenz von $\phi = 10^{14} \text{ Neq/cm}^2$ dargestellt. Die Bilder sind Projektionen bis $1 \mu\text{m}$ Tiefe in z –Richtung. 10 MeV Protonen erzeugen

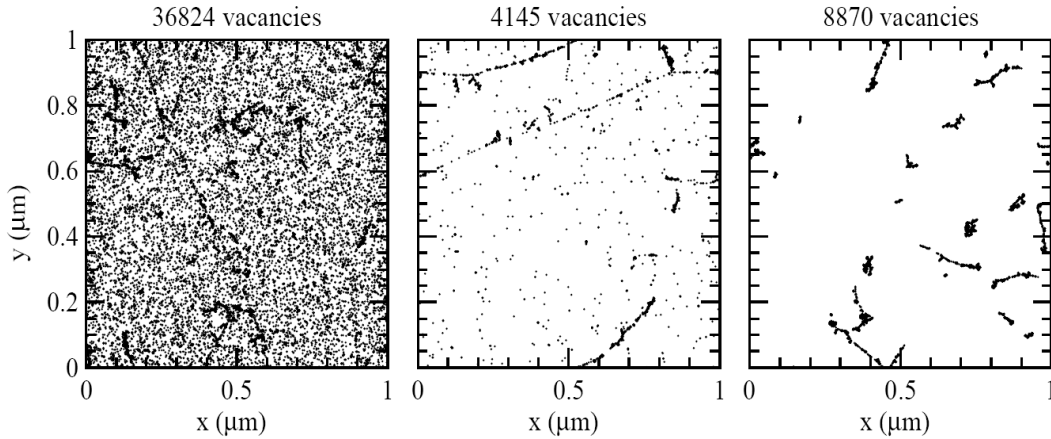


Abbildung 2.13: Eine Simulation der Störstellen (*Vacancies* und *Interstitials*) nach der Bestrahlung von Silizium mit 10 MeV Protonen (links), 24 GeV Protonen (Mitte) und 1 MeV Neutronen (rechts) bei einer Fluenz von 10^{14} Neq/cm^2 . Die Bilder sind Projektionen bis $1 \mu\text{m}$ Tiefe in z –Richtung [Huh02].

gleichmäßig verteilt 36824 Vacancies. 24 GeV Protonen erzeugen Cluster und Störstellen.

1 MeV Neutronen erzeugen 8870 Vacancies, hauptsächlich sind dies isolierte Cluster und nur einige Punktdefekte. Aus der Division der Anzahl an Vacancies von 1 MeV Neutronen und 10 MeV Protonen folgt ein Härtefaktor von 4,2 für 10 MeV Protonen [Huh02]. Für Bestrahlungen in Karlsruhe am Protonsynchotron mit 26 MeV Protonen ist $\kappa = 1,6$. Aus der NIEL-Skalierungshypothese ergibt sich, dass Bestrahlungen mit unterschiedlichen Teilchenarten und -energien verglichen werden können und dass Bestrahlungen mit Protonen, deren Energien im MeV-Bereich liegen, ähnliche Schäden erzeugen wie am LHC erwartet werden. Daraus resultiert, dass die Strahlenhärte mit diesen Bestrahlungen gut getestet werden kann [Lin03].

2.6.3 Das Annealing – das “Ausheilen” von Schäden

Die Stabilität und Mobilität der Defekte ist temperaturabhängig. Folglich können sich die Defekte je nach Lagerungstemperatur des Detektors verändern. Dieser Prozess wird durch das sogenannte *Annealing* („Ausheilen“) beschrieben. Es wird davon ausgegangen, dass sich Cluster auflösen können. Dies führt zu beweglichen *Vacancies* und *Interstitials*. Diese können erneut kombinieren oder mit Verunreinigungen im Silizium stabile Komplexe bilden. Eine *Vacancy* kann z.B. mit einem Siliziuminterstitial gefüllt werden. Dies führt zum sogenannten *Beneficial Annealing*, das eine kurze Zeitkonstante von etwa zwei Tagen bei Raumtemperatur hat. Es können jedoch auch aus neutralen Störstellen elektrisch geladene Störstellen entstehen. Dies ist das sogenannte *Reverse Annealing*, das bei Raumtemperatur (20 °C) eine Zeitkonstante von ca. 350 Tagen aufweist. In Abbildung 2.14 ist die Änderung

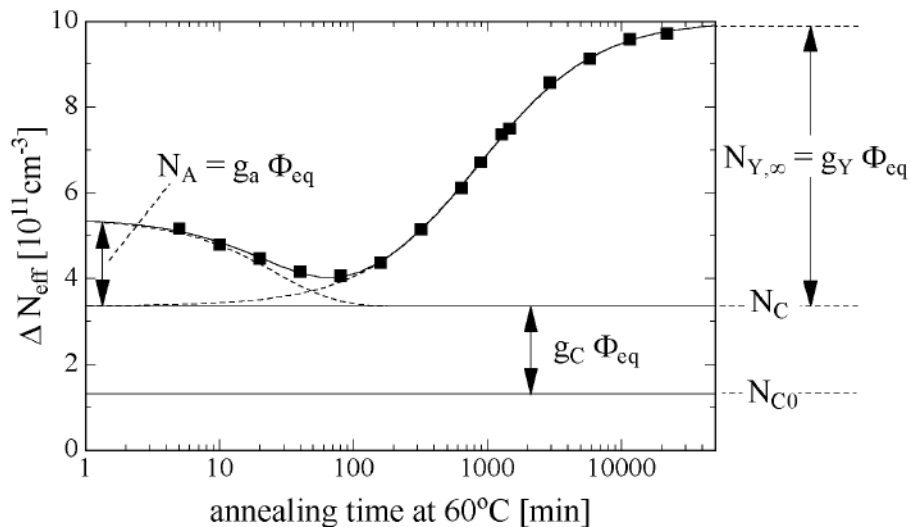


Abbildung 2.14: Das Beneficial und Reverse Annealing als Funktion der Ausheilzeit [Mol99].

von N_{eff} gegen die Ausheilzeit bei 60 °C aufgetragen. Bis zu einer Ausheilzeit von ca. 100 min ist in der Abbildung eine Abnahme der effektiven Konzentration an Dotieratomen zu sehen, das *Beneficial Annealing*. Es findet ein Ausheilen von Schäden statt. Nach Durchschreiten eines Minimums steigt die Kurve stark an. Das unerwünschte *Reverse Annealing* tritt ein und die Anzahl an Akzeptoren steigt an. Die Veränderung der Konzentration der Dotierung – abhängig von der Zeit und der Fluenz – wird durch Gleichung 2.21 gegeben.

$$\Delta N_{eff}(\phi, t, T) = g_a \cdot \phi \cdot \exp(-t/\tau_a) + N_C(\phi) + N_Y(t, T, \phi). \quad (2.21)$$

g_a und τ_a sind die Ausheilkonstanten des *Beneficial Annealing*. $N_C(\phi)$ ist der fluenzabhängige Anteil an stabilen Schäden, und es gilt $N_C = N_{C0}(-1 + \exp(-c \cdot \phi)) + g_c \cdot \phi$. N_C besteht aus einem ersten Anteil, der durch das Entfernen von Donatoren entsteht und einem zweiten Anteil $g_c \cdot \phi$, der ein Maß für die durch Bestrahlung erzeugten stabilen akzeptorartigen Defekte ist. Durch $N_Y = g_Y \cdot \phi(1 - \exp(-t/\tau_Y))$ wird das *Reverse Annealing* beschrieben. g_Y und τ_Y sind die Langzeitausheilkonstanten [Lut99].

Die Zeitkonstanten für das Ausheilen sind erstens unabhängig von der Teilchenart einer Bestrahlung und zweitens für FZ-Silizium und Czochralskisilizium gleich [Mol99]. Es hat sich außerdem gezeigt, dass die Zeitkonstante bei tieferen Temperaturen steigt. Demnach gilt, dass beim Betrieb der Detektoren, im LHC oder beim Testen, die Temperatur eine kritische Größe ist und beachtet werden muss. Somit werden alle Messungen in Freiburg bei so niedrigen Temperaturen wie möglich durchgeführt.

2.7 Anforderungen an strahlenharte Siliziumstreifendetektoren

Der LHC wird ein Beschleuniger mit sehr großer Luminosität werden. Die Luminosität ist definiert als [Pov04]

$$L = \frac{N_p^2 \cdot j \cdot v}{A_{Eff} \cdot U}. \quad (2.22)$$

In Gleichung 2.22 ist N_p die Anzahl der Protonen pro *Bunch*, j die Anzahl der Protonenpakete, v die Geschwindigkeit der Protonen, A_{Eff} die effektive Querschnittsfläche der Protonenpakete und U der Ringumfang. In den ersten drei Jahren wird bei der niedrigen Luminosität eine integrierte Luminosität von 30 fb⁻¹– 60 fb⁻¹ (1 barn = 10²⁸ m⁻²) erwartet. In den darauf folgenden Jahren soll die Luminosität auf 10³⁴ cm⁻²s⁻¹ erhöht werden, so dass nach ca. sieben Jahren eine integrierte Luminosität von 700 fb⁻¹ erwartet wird. Für die Siliziumstreifendetektoren im SCT, die 30 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt sind, würden diese Luminositäten bei einer Laufzeit von zehn Jahren eine Fluenz von 2·10¹⁴ 1 MeV Neutronen/cm² [ATL97] ergeben. Die Halbleitersensoren im SCT haben nach Teststrahl-Messungen in [But00, Cam05b] aufgrund der Strahlenschäden nach einer Fluenz

von $3 \cdot 10^{14}$ Protonen/cm² bei einer Biasspannung von 350 V noch eine Ladungssammlungseffizienz von über 90 %. Ebenfalls gemessen wurde, dass das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen dann auf 7–11 abnimmt, und die Detektoren gerade noch funktionstüchtig sein werden.

Für den geplanten Ausbau des LHC zum sLHC wird eine integrierte Luminosität von 2500 fb^{-1} erwartet. Dies wird zu größeren Strahlenschäden führen. In Abbildung 2.15 sind die abgeschätzten Fluenzen bei dieser integrierten Luminosität als Funktion des Abstands zur Strahlachse dargestellt. Die Fluenzen wurden nach [Huh02] abgeschätzt. Zudem sind

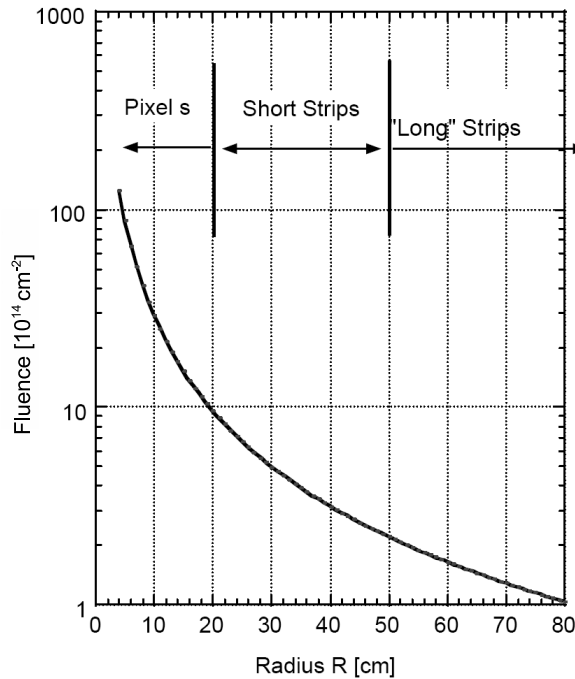


Abbildung 2.15: Die abgeschätzten Fluenzen für den sLHC als Funktion des Abstands zur Strahlachse (Radius R) für eine integrierte Luminosität von 2500 fb^{-1} [Sad05].

in der Abbildung mögliche zukünftige Detektortypen für unterschiedliche Abstände vom Wechselwirkungspunkt genannt.

Aufgrund der massiven Strahlenschäden müssen für die Spurdetektoren in ATLAS und CMS neuartige Siliziumdetektoren entwickelt werden, die bei den extrem hohen Fluenzen funktionstüchtig bleiben.

Dabei sind einige wichtige Punkte zu beachten: Die Halbleiterstreifendetektoren werden hauptsächlich als Spurdetektoren eingesetzt, d.h. zur genauen Rekonstruktion von Teilchenbahnen und zur Bestimmung von Vertices. Eine dazu notwendige Anforderung ist eine gute Ortsauflösung. Diese ist durch eine hohe Granularität erreichbar. Weiterhin sind *Charge Sharing*-Effekte zu vermeiden, da diese bei der verwendeten binären Auslese die

Effizienz reduzieren. Zudem ist es wichtig, dass die Sensoren eine kurze Strahlungslänge haben, so dass der Energieverlust und die Coulombvielfachstreuung im Detektormaterial klein sind.

Sensoren für einen Upgrade des LHC sollten außerdem folgende Merkmale aufweisen:

- eine hohe Ladungssammlungseffizienz (CCE) und geringes Trapping;
- niedriges Rauschen;
- niedrige Verarmungsspannung und geringe Wärmeleistung;
- kurze Ladungssammlungszeit $\lesssim 20$ ns;
- Strahlenhärte bis 10^{16} Neq/cm²;
- niedrige Kosten.

3 Detektortypen

Im Folgenden werden unterschiedliche Detektortypen, insbesondere Detektortypen für einen Ausbau des LHC vorgestellt. Des Weiteren werden die in Freiburg getesteten Detektoren beschrieben.

3.1 Standardsilizium

Silizium, das mit dem Zonenschmelzverfahren hergestellt wurde, sogenanntes *Float Zone Silicon* (FZ), findet in den meisten heutigen Hochenergiephysikdetektoren (wie z.B. dem SCT) Anwendung, da diese Detektoren einen hohen Widerstand $\rho \approx (1-7) \text{ k}\Omega\text{cm}$ und eine hohe Reinheit haben müssen. Dies ist mit dem Zonenschmelzverfahren erreichbar. Im Zonenschmelzverfahren wird Quarzsand geschmolzen und eine geringe Konzentration Phosphor oder Bor, je nach gewünschter Dotierung (n/p-Typ), hinzugefügt. Anschließend wird die Mischung in eine Form gefüllt, so dass man einen polykristallinen Siliziumzylinder, einen sogenannten Ingot, erhält. Um reines Einkristallsilizium zu erhalten, wird der Zylinder im nächsten Schritt in einer Schutzatmosphäre durch eine ringförmige Induktionsheizung (RF-Heizung) gefahren und der Zylinder stellenweise geschmolzen. An die geschmolzene Zone wird ein Impfkristall angebracht und ausgehend von dieser Stelle wächst nun monokristallines Silizium. In Abbildung 3.1 ist das Verfahren schematisch dargestellt. Der Impfkristall wird darin am unteren Ende des Polysiliziums angebracht, der Ingot wird von oben nach unten durch die RF-Heizung gefahren. Die RF-Heizung und die geschmolzene Zone ist in der Mitte der Abbildung dargestellt. Auch die unerwünschten Verunreinigungen schmelzen und wandern innerhalb der Schmelzzone bis ans Ende des Zylinders. Dabei wird der Effekt ausgenutzt, dass die Verunreinigungen in der Schmelzzone eine höhere Konzentration haben können als bei ihrem Erstarren im Festkörper. Abhängig von Temperatur und Erstarrungsgeschwindigkeit lagern sich unterschiedliche Konzentrationen der Verunreinigungen nach Durchfahren der Induktionsheizung im Kristall an. Das Ende des Zylinders, in dem sich die Verunreinigungen nach dem Durchfahren befinden, wird entfernt, und es liegt ein Ingot hochreinen Siliziums vor. Das FZ-Verfahren kann auch mehrmals durchgeführt werden, um noch höhere Reinheit zu erzielen.

In Messungen zeigte sich, dass Sensoren aus FZ-Material die Anforderungen des sLHC nicht erfüllen und somit nicht strahlenhart sind, sowie die in Kapitel 2.6 genannten Effekte

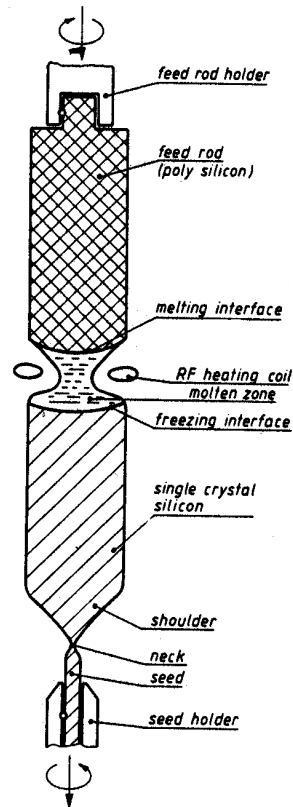


Abbildung 3.1: Das Zonenschmelzverfahren [Zul83].

auftreten. Insbesondere konnte beobachtet werden, dass FZ-Material bei einer Fluenz von $\phi \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ Neq/cm}^2$ typinvertiert und bei größeren Fluenzen immer stärker p-dotiert wird (siehe Abbildung 2.12). Daher ist eine hohe Verarmungsspannung notwendig. Im Rahmen der RD-48-Kollaboration (ROSE) „Research and development On Silicon for future Experiments“ [RD48] sowie der RD-50-Kollaboration werden verschiedene neue Materialien getestet. Die RD-48-Kollaboration hat mit Sauerstoff angereichertes Silizium untersucht. In Abbildung 3.2 ist zu sehen, dass mit Sauerstoff angereichertes Silizium wesentlich strahlenhärter ist als Standardsilizium oder mit Kohlenstoff angereichertes Silizium [Ruz00]. Eine große Strahlenhärte liegt vor, wenn die effektive Konzentration an Dotieratomen N_{eff} für ansteigende Fluenzen nach der Typinvertierung (Minimum der Kurven in Abbildung 3.2) nur gering ansteigt und die Verarmungsspannung mit steigenden Fluenzen möglichst niedrig bleibt. Zusätzlich sollen strahlenharte Detektoren selbst bei hohen Fluenzen ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis haben.

FZ-Silizium hat eine sehr niedrige Sauerstoffkonzentration von $[O_i] < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Durch thermische Diffusion von Sauerstoff aus SiO_2 -Schichten in den Wafer kann die Sauerstoffkonzentration erhöht werden, und es ist eine Konzentration von $[O_i] \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

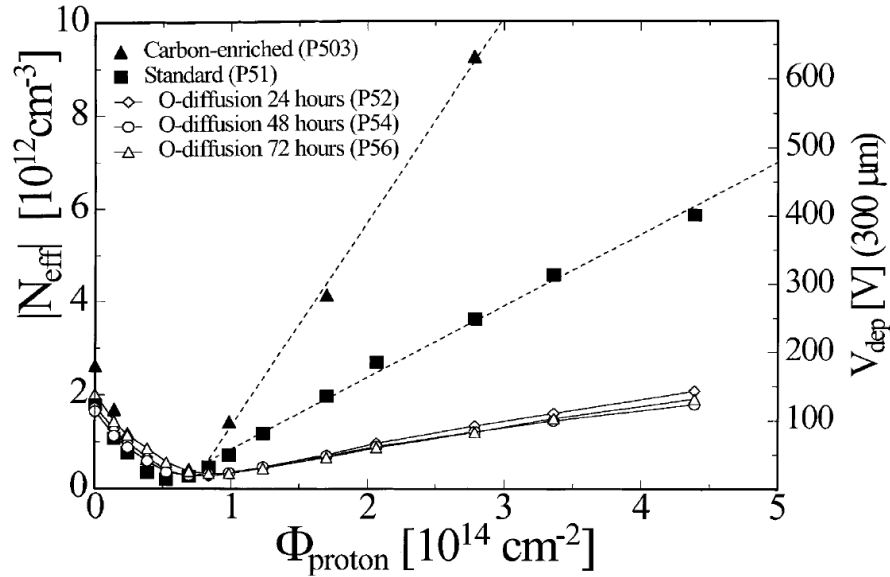


Abbildung 3.2: Die effektive Konzentration an Dotieratomen N_{eff} und die Verarmungsspannung abhängig von der Protonenfluenz für Standardsilizium- (FZ), Kohlenstoff-angereicherte und Sauerstoff-angereicherte Sensoren [Ruz00].

erreichbar. Dadurch erhält man das sogenannte *Diffusion Oxygenated Float Zone Silicon* (DoFZ) [Fon00]. Bei dieser Herstellungsweise gelangen jedoch unerwünschte metallische Verunreinigungen ins Silizium.

Silizium mit einer höheren, genau dosierbaren Sauerstoffkonzentration $[O_i] \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ kann mit der Czochralski-Methode hergestellt werden. Es ist mittlerweile möglich, Czochralskisilizium mit ausreichend hohem Widerstand (ca. $\rho \approx 1 \text{ k}\Omega\text{cm}$) zu produzieren, so dass es als Detektormaterial verwendbar ist [Sav02, Zul83]. In Kapitel 3.2 wird das Czochralskisilizium ausführlicher beschrieben.

Wie bereits erwähnt, müssen typinvertierte p-n-n⁺-Detektoren vollständig verarmt betrieben werden. Somit wäre es wünschenswert, Detektoren zu haben, deren Substratmaterial nicht typinvertiert. Dies ist mit n-p-p⁺-Sensoren möglich. Sie werden im Kapitel 3.3 beschrieben.

Um eine hohe Verarmungsspannung insbesondere bei bestrahlten Detektoren zu verhindern, ist es zudem möglich, die Geometrie der Sensoren zu ändern. Die Biasspannung ist proportional zum Quadrat der Dicke der verarmten Zone. Eine von S. Parker [Par97] vorgeschlagene Geometrie sind 3D-Sensoren. Sie werden in Kapitel 3.4 näher erläutert. Die Idee dabei ist, dass p-dotiertes und n-dotiertes Material säulenartig in das Substratmaterial eingebracht wird und die Verarmung zwischen den Säulen, die maximal 100 μm Abstand haben, erfolgt.

3.2 Czochralskisilizium

Das Zuchtverfahren von Czochralskisilizium [Zul83] beginnt mit Polysilizium, das in einem Quarztiegel zusammen mit Phosphor oder Bor, je nach Dotierung, geschmolzen wird. In die Schmelze wird ein Einkristall eingetaucht und langsam unter Drehen aus der Schmelze gezogen. Dabei kristallisiert das geschmolzene Silizium am Kristall aus. Es bildet sich ein großer Einkristall, der die Kristallorientierung des Impfkristalls hat. In Abbildung 3.3 ist das Verfahren schematisch dargestellt. Der Einkristall $\langle Si \rangle$ wird unter Schutzatmosphäre aus der Polysiliziumschmelze $\{Si\}$ gezogen; SiO entweicht dabei in die Umgebung. Verunreinigungen, die zuvor im Polysilizium waren, bleiben in der Schmelze. Sauerstoff gelangt aus dem Quarztiegel in die Schmelze und wird in den Einkristall gebunden. Dies führt zu einer Sauerstoffkonzentration von $1 \cdot 10 \cdot 10^{17}$ Atome/cm³ und einer Kohlenstoffkonzentration von $1 \cdot 5 \cdot 10^{16}$ Atome/cm³. Der Sauerstoff wird in das Kristallgitter hauptsächlich als Interstitial (O_i) und als Dimer (O_{2i}) eingebaut [LHCb].

Es wird davon ausgegangen, dass die Sauerstoffatome zu einer Deaktivierung bestimmter Kristalldefekte führen und somit die Strahlenhärte von Czochralskisilizium erhöhen. Wahrscheinlich ist der Defekt *Vacancy-Sauerstoff-Dimer* (VO_2) für die unerwünschten Ände-

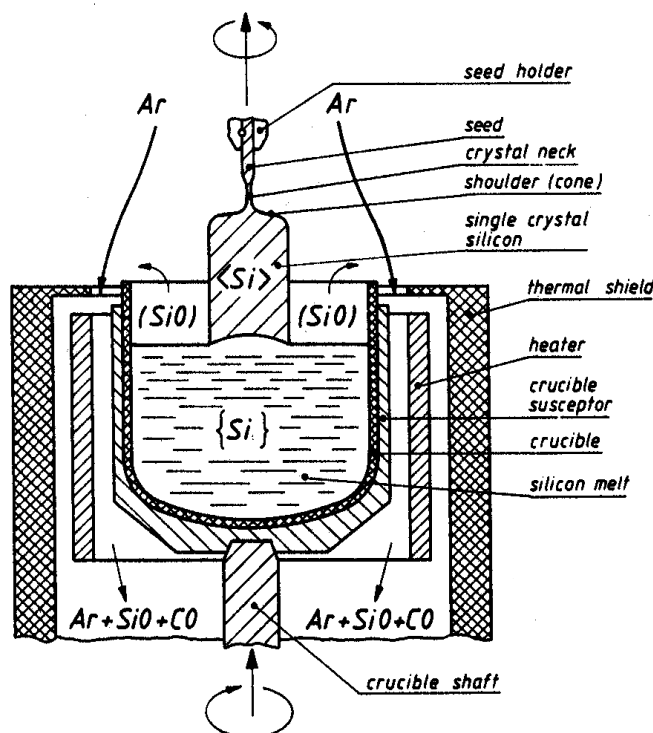


Abbildung 3.3: Das Czochralski-Zuchtverfahren [Zul83].

rungen der effektiven Konzentration an Dotieratomen verantwortlich. Wenn die Sauerstoffkonzentration wesentlich höher ist als die Konzentration der entstandenen *Vacancies* und somit das Verhältnis der Konzentration von VO zur Sauerstoffkonzentration gering ist, wird die Erzeugung von tiefen Störstellen (VO_2) unterdrückt. Ursache dafür ist, dass Sauerstoffmoleküle durch Bestrahlung entstandene *Vacancies* binden [Huh02].

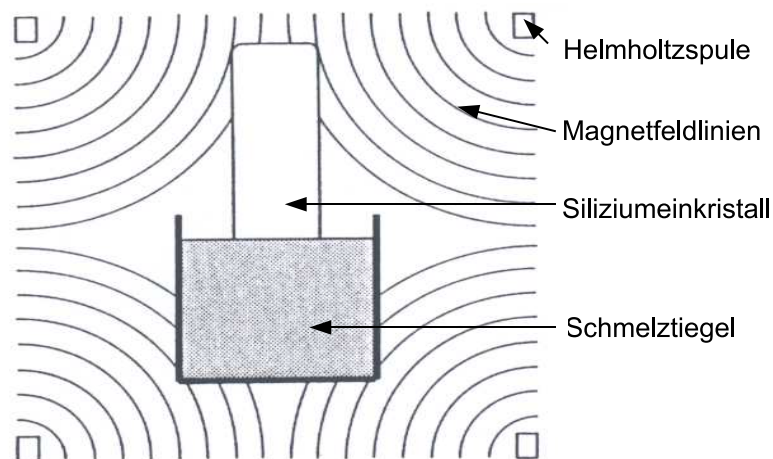


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Feldlinien eines „Cusp“-Magnetfelds zur Herstellung von magnetischem Czochralskisilizium [Hir92].

Der erreichbare Widerstand von Czochralskisilizium ist begrenzt, da durch Temperaturunterschiede in der Schmelze Konvektion auftritt, die eine ungleichmäßige Verwirbelung der Schmelze zur Folge hat. Das Ergebnis sind mikroskopische Unterschiede der Dotierung sowie der Störstellen im Kristall und der Verteilung des Sauerstoffs. Außerdem reichern sich die Verunreinigungen nach einer gewissen Länge des Ingots in der Schmelze an. Die Verwirbelung der Schmelze kann durch ein magnetisches Feld in der Schmelze kontrolliert werden. Die Lorentzkraft führt zu einer gleichmäßigen Strömung, wodurch die Sauerstoffkonzentration und -verteilung besser gesteuert werden können [Sav02]. Dies ergibt sogenanntes magnetisches Czochralskisilizium (mCZ). Dabei kann ein „Cusp“-Feld verwendet werden. Es wird durch zwei achsensymmetrische Helmholtzspulen ober- und unterhalb der Oberfläche der Schmelze realisiert. Die Spulen werden mit entgegengesetzten Strömen betrieben. Dadurch wirkt an der Oberfläche der Schmelze ein radiales Feld, in der Schmelze hingegen ein axiales Feld, was zu einer homogenen Sauerstoffverteilung führt [Hir92]. In Abbildung 3.4 ist das Feld dargestellt. Es sind in der Abbildung der Schmelztiegel, der Siliziumeinkristall sowie die Feldlinien skizziert. Ein weiterer Vorteil von Czochralskisilizium ist, dass metallische Verunreinigungen vom Sauerstoff gebunden werden und dass durch dieses Verfahren Ingots mit einem Durchmesser bis 30 cm gezogen werden können [Sav02]. Des Weiteren entsprechen die effektiven *Trapping*-Zeiten von Czochralskisilizium denen von DoFZ und FZ. Ferner wird davon ausgegangen, dass Czochralskisilizium bis zu einer

Fluenz von $5,1 \cdot 10^{14}$ Protonen/cm² nicht typinvertiert [Bat05].

Bei der Herstellung und Prozessierung von Czochralskisilizium muß jedoch beachtet werden, dass in Silizium mit hoher Sauerstoffkonzentration bei Temperaturen um ca. 450 °C negativ geladene Zentren, sogenannte *Thermal Donors*, entstehen können. Sie sind eine Ansammlung von Sauerstoffatomen, die an Zwischengitterplätzen (*Interstitials*) in der Bandlücke liegen. Sie können verringert werden, wenn eine Wärmebehandlung des Czochralskisiliziums bei über 550 °C stattfindet [Zul83]. Zudem entstehen im Temperaturbereich um 650 °C sogenannte neue Donatoren (*New Donors*). Meist wird deshalb eine 24 h andauernde Erhitzung bei 1100 °C durchgeführt, die das Material stabilisiert, so dass keine neuen Donatoren mehr erzeugt werden können [Kai57].

3.3 n-p-p⁺-Streifendetektoren

n-p-p⁺-Streifendetektoren bestehen aus n-dotierten Streifen in p-dotiertem Substratmaterial. Sie haben den Vorteil, dass sie nicht typinvertieren. Dadurch bleibt der pn-Übergang an den Streifen, so dass die Segmentierung des Detektors weiterhin zur Ortsauflösung genutzt werden kann. Insbesondere liefern diese Detektoren auch bei Biasspannungen, die kleiner als die Verarmungsspannung sind, eine gute Ortsauflösung. Ein weiterer Vorteil ist, dass negative Signale an den Streifen gesammelt werden. Aufgrund der größeren Mobilität von Elektronen im Vergleich zu Löchern erfolgt die Ladungssammlung schneller, wenn Elektronen an den Streifen gesammelt werden. Ein Nachteil von n-p-p⁺-Detektoren ist, dass positive Ladungen, die sich an der Oberfläche im SiO₂ ansammeln, einen leitenden Kanal zwischen den n-Elektroden bilden, wodurch die n-Streifen kurzgeschlossen werden. Um die Kurzschlüsse zu verhindern, sind sogenannte p-Spray oder p-Stops zwischen den n-Elektroden notwendig. p-Spray ist eine geringe p-Dotierung auf der gesamten Detektoroberfläche. p-Stops sind hoch dotierte p-Streifen, die die n-Elektroden voneinander isolieren. In Abbildung 3.9 in Kapitel 3.5.3 sind p-Stops in einem n⁺-p-p⁺-Detektor skizziert.

3.4 3D-Detektoren

3D-Sensoren wurden von S. Parker [Par97] vorgeschlagen. Sie werden 3D genannt, da in ihnen – im Gegensatz zu planar prozessierten Detektoren – die Elektroden senkrecht zur Substratoberfläche prozessiert sind. Dadurch entsteht eine 3D-Struktur der Elektroden. In Abbildung 3.5 ist der Aufbau einer Detektorzelle dargestellt. Die Säulen sind abwechselnd mit n⁺- und p⁺-Material im Substratmaterial dotiert und haben einen Durchmesser von ca. 10 µm sowie eine Länge von 300 µm. Ihr Abstand ist 50 µm–100 µm. Die Säulen werden durch das sogenannte *Deep-Reactive-Ion-Etching* geätzt und anschließend mit dotiertem

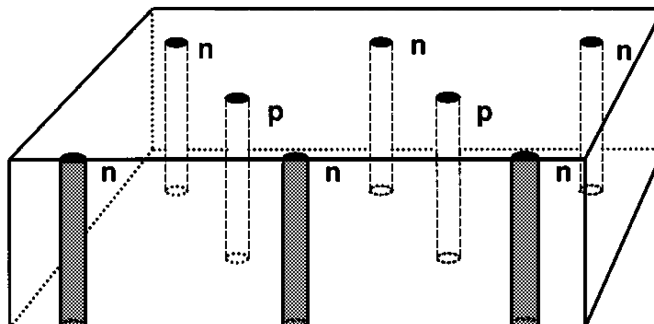


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung einer 3D-Detektorzelle [Par01].

Silizium gefüllt. Der Abstand zwischen p^+ - und n^+ -dotierten Siliziumsäulen ist geringer als die Detektordicke in planaren Detektoren. Daraus folgt (da die Dicke der verarmten Zone proportional zur Wurzel der Biasspannung ist), dass die notwendige Verarmungsspannung für 3D-Detektoren wesentlich geringer ist als für planare Detektoren. Wie bei den bisher beschriebenen planaren Detektoren ist die Dicke der Sensoren weiterhin ca. $300\,\mu\text{m}$, so dass bei vollständiger Verarmung vergleichbar viele Ladungen (wie in einem planaren Detektor) durch ein geladenes Teilchen erzeugt werden. In 3D-Sensoren verlaufen die elektrischen Feldlinien von einer Säule zur nächsten entgegengesetzt dotierten Säule parallel zur Sensoroberfläche. Dies führt zu kurzen Driftstrecken, so dass die Ladungssammlung eine Größenordnung schneller als in planaren Detektoren erfolgt [Par97]. Wenn n - und p -dotierte Säulen ausgelesen werden, kann das durch Löcher bzw. Elektronen induzierte Signal gemessen werden. Dies erhöht die Ortsauflösung des Detektors. Durch eine bestimmte Anordnung der Säulen sind Streifendetektoren prozessierbar. Dabei werden an der Oberfläche des Sensors gleich dotierte Säulen elektrisch leitend verbunden.

Nachteil der 3D-Geometrie ist, dass in der Mitte zwischen gleichartigen Säulen ein sehr niedriges elektrisches Feld vorliegt. Dort erzeugte Ladungen bewegen sich nur durch Diffusion, bis sie in eine Region mit größerer elektrischer Feldstärke gelangen. Dies führt zu Sensorregionen mit reduzierter Effizienz. Außerdem sind – wie bei p -Typ Detektoren (Kapitel 3.3) – p -Stops um die n -dotierten Säulen oder p -Spray notwendig. Zudem wird eine Trägerstruktur unter den Säulen benötigt, was die Herstellung der Detektoren insgesamt sehr aufwendig gestaltet.

3.5 Beschreibung der getesteten Detektoren

3.5.1 SCT $p-n-n^+$ -Detektoren

Zum Test standen mehrere SCT-Module zur Verfügung. Sie stammen aus der SCT-Endkappen-Produktion in Freiburg und konnten im SCT nicht eingebaut werden, da sie bei Qualitätstests durchgefallen waren. Zum Testen hingegen sind sie ausreichend funktionstüchtig, da z.B. nur einige Streifen eines Sensors nicht funktionieren. Die Sensoren stammen von zwei verschiedenen Herstellern, Hamamatsu [Hama] und CIS [CiS]. Die Module

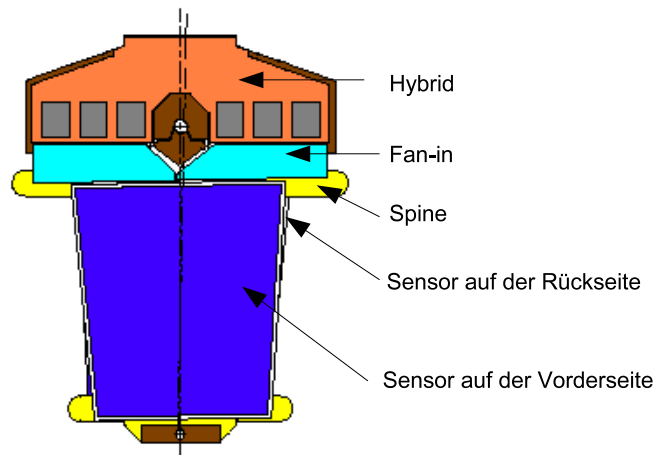


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung eines Moduls bestehend aus Sensor, Spine (TPG), Fan-in und Hybrid mit Auslesechips [SCT06].

bestehen im Wesentlichen aus jeweils zwei Sensoren und der Ausleseelektronik [Abd06]. Die Sensoren sind unter einem Stereowinkel von 40 mrad auf die Vorder- und Rückseite eines sehr gut wärmeleitenden Graphitmaterials (TPG), den sogenannten Spine, geklebt. An das TPG ist ein Fan-in und ein Hybrid geklebt. Ein Fan-in dient zur Anpassung des Streifenabstands eines Sensors und des Padabstands auf dem sich anschließenden Auslesechip, da die Abstände meist unterschiedlich sind. In Abbildung 3.6 ist die schematische Darstellung eines Moduls zu sehen. Durch die Linien auf dem Sensor ist der Stereowinkel der beiden Sensoren angedeutet. Auf dem Hybrid befinden sich auf beiden Seiten je sechs ABCD3TA Auslesechips. Über das Hybrid werden die Sensoren an eine sogenannte Patchkarte und weiter an die Ausleseelektronik und die Versorgungsspannung angeschlossen. Die Ausleseelektronik wird in Kapitel 4.3.2 beschrieben. Im Hybrid und am kurzen Ende des Spines befinden sich zwei Löcher, mit denen das Modul auf einer Halterung fixiert werden kann.

Die Sensoren sind $p-n-n^+$ aus Siliziumwafern in $\langle 111 \rangle$ Kristallorientierung prozessiert und haben 768 Auslesestreifen, die ohmsch (AC) an die Auslese gekoppelt sind. Die Senso-

ren haben eine Länge von ca. 61 mm und ihre Breite ist an der Ausleseseite 55 mm, am anderen Ende 46 mm. Der Streifenabstand verändert sich somit von $69\,\mu\text{m}$ zu $57\,\mu\text{m}$. Sie haben eine Dicke von $285\,\mu\text{m}$ [Rob02]. Zwischen den Sensoren der beiden Hersteller gibt es kleine Unterschiede. Der Sensor von Hamamatsu hat nur einen Guardring und einen Polysilizium-Biaswiderstand. Der von CiS hat 14 Guardringe, ein Implantat als Widerstand und ist mit Sauerstoff behandelt worden. Die Sensoren sind für eine Bestrahlung mit bis zu $\phi \sim 2 \cdot 10^{14}$ Protonen/ cm^2 ausgelegt [But00]. Ein unbestrahltes Modul von CiS (SCT E04) wurde zur Kalibration des Aufbaus benutzt und vermessen. Die Messungen des unbestrahlten Moduls werden in Kapitel 6 beschrieben.

Eines der Module wurde im Proton-Zyklotron im Forschungszentrum Karlsruhe mit 26 MeV Protonen mit drei verschiedenen Fluenzen bestrahlt. Der Umrechnungsfaktor κ nach der NIEL-Skalierungshypothese (siehe Kapitel 2.6.2) ist 1,6. Zwischen den homogen bestrahlten Zonen, die parallel zu den Streifen und ca. 1,5 cm breit sind, liegen inhomogen bestrahlte Bereiche von ca. 1 cm. Die Fluenzen wurden mit abgewogener Nickelfolie, die

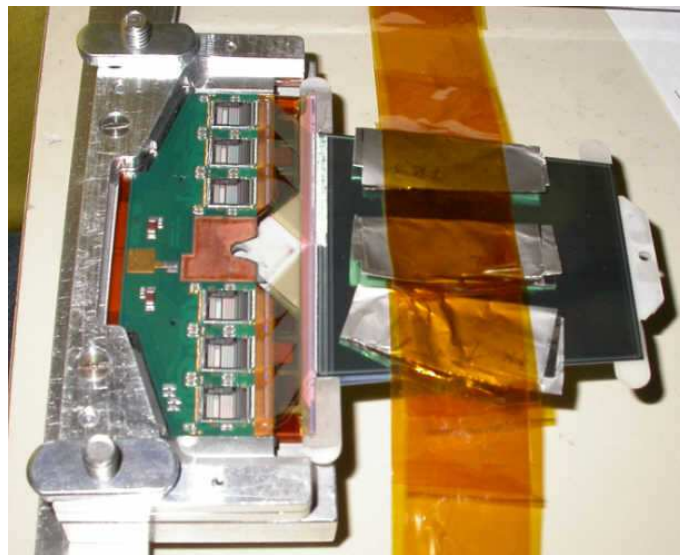


Abbildung 3.7: Foto des SCT-Moduls, eingebaut in einem Rahmen zur Bestrahlung mit 26 MeV Protonen in Karlsruhe.

während der Bestrahlung hinter die Sensoren geklebt war, bestimmt. In Abbildung 3.7 ist ein Foto des Moduls mit den drei Nickelfoliestreifen zu sehen. Nach der Bestrahlung wurde die Aktivität der Folien gemessen. Die gemessenen Fluenzen mit einem Fehler von ca. 10 % sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Aus dem Strahlstrom während der Bestrahlung wurden zusätzlich die Fluenzen, unabhängig von der Nickelfolienmessung, berechnet. Die berechneten Werte sind ebenfalls in der Tabelle zu finden, wobei auffällt, dass die mittlere Fluenz geringer gemessen wurde als errechnet. In diesem Bereich befindet sich das TPG, in dem die Protonen mehr Energie verglichen zu den anderen bestrahlten Bereichen verlieren

Messpunkte	gemessene Fluenz in Neq/cm ²	berechnete Fluenz in Neq/cm ²
geringe Fluenz	$(0,8 \pm 0,1) \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{14}$
mittlere Fluenz	$(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{14}$
hohe Fluenz	$(2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{14}$	$3,0 \cdot 10^{14}$

Tabelle 3.1: Die Fluenzen des SCT-Moduls nach Bestrahlung in Karlsruhe mit 26 MeV Protonen.

und die Aktivität der Nickelfolie verringern. Dies kann erklären, dass eine geringere Fluenz aus der Aktivität der Nickelfolie bestimmt wurde, als auf dem Sensor vorhanden ist. Die Messergebnisse des bestrahlten Moduls sind in Kapitel 7.1 aufgeführt.

3.5.2 mCZ p–n–n⁺–Detektor

Es wurde ein magnetic Czochralskisilizium p–n–n⁺–Streifensensor getestet. Der Wafer wurde von Okmetic Oy in Finnland hergestellt. Er ist einseitig poliert und hat die Kristallorientierung $\langle 100 \rangle$. Ferner beträgt der Widerstand des Materials $900 \Omega \text{cm}$ und die Sauerstoffkonzentration ist geringer als $1 \cdot 10^{17} \text{ Atome/cm}^3$. Der Sensor selbst wurde am Microelectronics Center of Helsinki University of Technology in Finnland prozessiert. Die Prozessierungsschritte wurden mit vier Masken durchgeführt. Der Sensor hat eine Dicke von $380 \mu\text{m}$ und eine Fläche von ca. $6 \times 5,5 \text{ cm}^2$. Des Weiteren besitzt er 1024 Streifen mit einem Streifenabstand von $50 \mu\text{m}$ und einer Streifenbreite von $10 \mu\text{m}$ [Här03]. In Abbil-

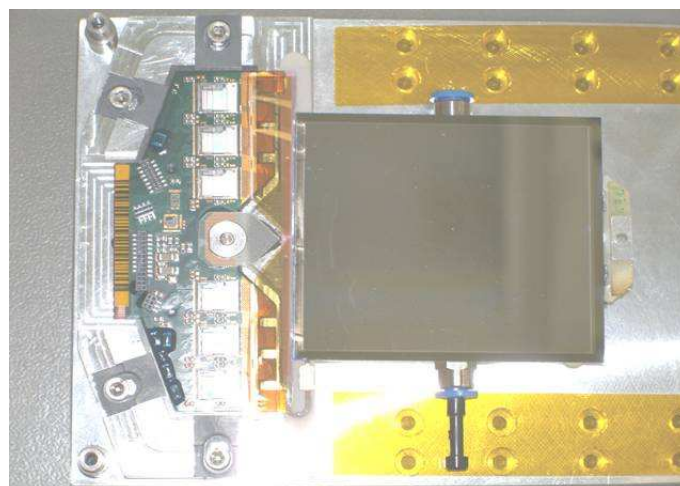


Abbildung 3.8: Foto des Moduls mit einem Czochralski-Sensor.

dung 2.8 in Kapitel 2.3 ist ein Ausschnitt des Sensors zu sehen. Darin ist eine versetzte Anordnung der Auslesepads zu erkennen.

Der Sensor wurde in Freiburg mit modifizierten SCT-Komponenten zu einem Modul verbaut. Dabei wurde zur Kühlung und als Trägerstruktur unter die Mitte des Sensors sehr gut wärmeleitendes Graphit (TPG) geklebt. Ein Spine aus der SCT-Produktion wurde dazu mit weiterem TPG verlängert, da der mCZ-Sensor etwas länger als die SCT-Sensoren ist. An den Spine wurde anschließend ein Hybrid geklebt. Als nächstes wurden sogenannte *Fan-ins* auf den Spine als Adapter zwischen den Chips und den Auslestreifen geklebt. In einem weiteren Schritt wurden die Chips an die sensorabgewandte Seite der *Fan-ins* und die Auslestreifen an die andere Seite der *Fan-ins* gebondet. Auf einem Teil des Sensors ist nur jeder zweite Streifen gebondet, da der geringe Streifenabstand nicht perfekt an die *Fan-ins* passte. Der Guardring wurde nicht kontaktiert. In Abbildung 3.8 ist ein Foto des CZ-Moduls zu sehen. Im linken Teil des Fotos ist das Hybrid, im rechten Teil der rechteckige Sensor abgebildet. Die Messungen des mCZ-Moduls sind in Kapitel 7.2 beschrieben.

3.5.3 3Dsrc n^+p -Detektoren

Für die 3D-Detektoren mit p - und n -Säulen, wie sie in Kapitel 3.4 beschrieben wurden, sind nach [Par97] sieben Masken zur Prozessierung notwendig. Dadurch sind sie sehr aufwendig zu prozessieren. Eine von C. Piemonte et al. [Pie05] vorgeschlagene Vereinfachung sind sogenannte *3D-Single-Type-Column*-Detektoren (3Dsrc-Detektoren). Sie haben Säulen mit derselben Dotierung, die nicht vollständig durch die gesamte Sensordicke geätzt sind. Dadurch dient der Bereich unterhalb der Säulen als Trägerstruktur. Die in Freiburg vorhandenen Mikrostreifensensoren sind *Float Zone*-Sensoren und haben n^+ -Säulen in p -dotiertem Substratmaterial. Sie wurden von ITC-irst in Trento in Italien und CNM in

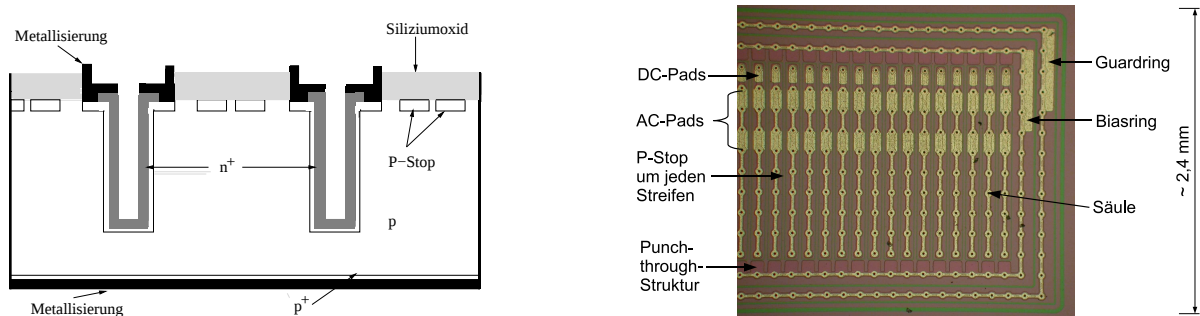


Abbildung 3.9: Der Aufbau eines 3Dsrc-Sensors (links) und ein Foto mit einem durch ein Mikroskop vergrößerten Ausschnitt des 3Dsrc-Sensors (rechts). Er hat 64 Streifen mit je zehn Säulen und p -Stops um jeden Streifen.

Barcelona in Spanien prozessiert. Der Abteilung in Freiburg wurden mehrere Sensoren zum Vermessen zur Verfügung gestellt. In Tabelle 3.2 sind die zehn unterschiedlichen Detektoren aufgelistet. Sie unterscheiden sich in ihrem Streifenabstand, ihrem Säulendurchmesser,

ihren Abständen zwischen den Säulen eines Streifens, ihrer p-Stop-Struktur und sind AC oder DC an die Auslese gekoppelt. Bei den Detektoren beträgt die aktive Detektorfläche ca. $1,8 \times 5,3 \text{ mm}^2$. Die Säulen sind $150 \mu\text{m}$ tief, die Sensordicke ist $500 \mu\text{m}$. Ferner ist die Rückseite p^+ -dotiert, und das Siliziummaterial hat einen Widerstand von $5 \text{ k}\Omega\text{cm}$. In der linken Hälfte der Abbildung 3.9 ist eine Skizze des Sensors zu sehen. In der rechten Hälfte der Abbildung 3.9 ist ein Foto eines durch ein Mikroskop vergrößerten Ausschnitts des Sensors (AC.80_100_10) abgebildet. Es ist ein AC-gekoppelter Mikrostreifensensor mit 64 Streifen. Jeder Streifen besteht aus zehn Säulen, die durch einen Aluminiumstreifen verbunden sind. Die Säulen haben einen Durchmesser von $10 \mu\text{m}$ und einen Abstand von $100 \mu\text{m}$ zueinander. Der Streifenabstand ist $80 \mu\text{m}$. Bei diesem Sensor ist um jeden Streifen ein p-Stop prozessiert. Die Biaswiderstände werden durch *Punch-through*-Strukturen erreicht. Die Bias- und Guardringstruktur sowie die Säulen, der p-Stop und die *Punch-through*-Struktur sind auf dem Foto zu erkennen. Der Vorteil dieser Sensoren ist, dass das Ätzverfahren auf einer Seite des Sensors mit derselben Dotierung ausgeführt wird, was die Anzahl der Prozessierungsschritte nahezu halbiert. Zudem ist es vorteilhaft, Elektronen zu sammeln, da sie eine größere Mobilität als Löcher haben und die gesammelte Ladung weniger durch Trapping reduziert wird.

Durch ein ionisierendes Teilchen erzeugte Elektronen driften im elektrischen Feld, je nach Entstehungsort relativ zu den Säulen, zu den n^+ -Säulen. Je näher die Elektronen an den Säulen entstehen, desto kürzer ist der Driftweg. Nachteilig ist die Entstehung von Ladungen in der Mitte zwischen den Säulen, da dort Regionen mit niedrigem elektrischen Feld vorliegen. Dort erzeugte Ladungen bewegen sich erst durch Diffusion, bis sie in eine Region mit höherer elektrischer Feldstärke driften. Auf Grund der gleich dotierten Säulen, können diese Regionen mit niedrigen Feldstärken in 3Dstc-Sensoren zudem größer sein als in 3D-Sensoren mit p- und n-Säulen. Simulationen zeigen jedoch, dass die in diesen Regionen erzeugten Ladungen innerhalb weniger ns von den benachbarten Säulen eingesammelt werden [Pie05]. Ungünstig ist außerdem, dass die Stärke des elektrischen Feldes zwischen den Säulen bei Biasspannungen, die größer als die Verarmungsspannung sind nur durch die Konzentration der Dotierung kontrolliert und vergrößert werden kann. Ein weiterer Nachteil ist, dass, wie bei allen p-typ-Detektoren, zwischen die n-dotierten Elektroden p-Stops oder p-Spray auf die Sensoroberfläche prozessiert werden müssen.

Ein 3Dstc-Sensor wurde mit SCT-Komponenten zu einem Modul verbaut. Dazu wurden in das TPG Taschen eingefräst, in die der Sensor geklebt wurde. Ein Foto des Moduls ohne Sensor ist im linken Foto der Abbildung 3.10 zu sehen. In der Abbildung ist das Hybrid, an das *Fan-ins* und das TPG mit den Taschen geklebt sind, erkennbar. In das Modul wurde der AC-gekoppelte Mikrostreifensensor AC.80_100_10 mit 64 Streifen eingeklebt. Im rechten Foto der Abbildung 3.10 ist ein durch ein Mikroskop aufgenommenes Foto des gebondeten 3Dstc-Sensors dargestellt. Die Messungen des 3Dstc-Sensors sind in Kapitel 7.3 beschrieben.

Sensor	Streifen- abstand [μm]	Säulenabstand inner- halb eines Streifens [μm]	Säulendurch- messer [μm]	p-Stop-Struktur	Kopplung
AC_80_80_10	80	80	10	um jeden Streifen	AC
AC_80_100_06	80	100	6	um jeden Streifen	AC
AC_80_100_10	80	100	10	um jeden Streifen	AC
DC_80_80_10	80	80	10	um jede Säule	DC
DC_80_80_10_inter ^a	80	80	10	um jede Säule	DC
DC_80_80_10singlepstop	80	80	10	um jeden Streifen	DC
DC_80_80_06	80	80	6	um jeden Säule	DC
DC_80_80_00 ^b	80	80	0	um jede Säule	DC
AC_50_50_10	50	50	10	um jeden Streifen	AC
DC_50_50_10	50	50	10	um jeden Streifen	DC

Tabelle 3.2: Die Daten der 3Dstc-Sensoren.

^a Bei diesem Sensor sind die Streifen zueinander in Streifenrichtung um $40\mu\text{m}$ verschoben.

^b Dieser Sensor hat keine echten Säulen im Substratmaterial, sondern nur eine Streifenstruktur auf der Oberfläche, sowie n-dotierte Oberflächenimplantate an den Stellen, an denen sich bei vergleichbaren Sensoren die Säulen befinden.

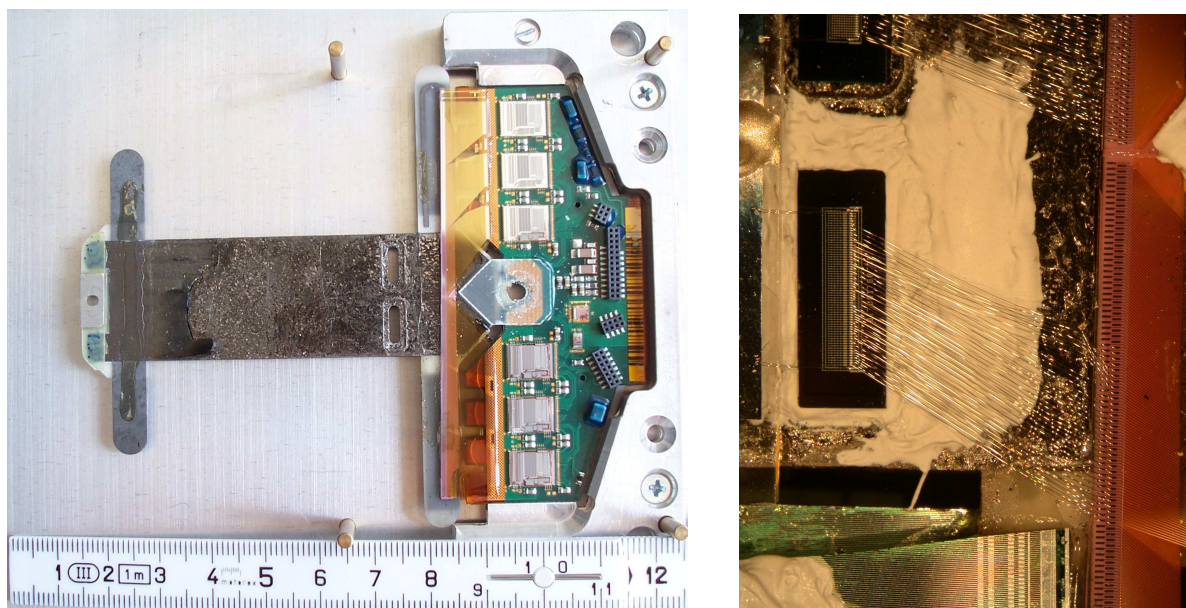


Abbildung 3.10: Foto des Moduls für die 3Dstc-Sensoren. Es besteht aus einem Hybrid mit Fan-ins und Graphitmaterial (TPG) in das Taschen gefräst sind (links). Durch ein Mikroskop aufgenommenes Foto des in die untere Tasche geklebten 3Dstc-Sensors mit Bonddrähten (rechts).

4 Realisierung des Teststands mit einer Betaquelle

Im Folgenden wird die Realisierung des Teststands mit einer Betaquelle beschrieben. Mit ihm können die Ladungssammlungseffizienz (*Charge Collection Efficiency* CCE) und das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen (SNR) von Siliziumdetektoren bestimmt werden. Der Teststand wurde nach Empfehlungen der RD-50-Kollaboration [Chi04] konzipiert und in Zusammenarbeit mit der mechanischen und Elektronik-Werkstatt des Instituts aufgebaut. Eine schematische Skizze des Aufbaus, der aus einer ^{90}Sr -Quelle, einer Detektorhalterung für das Siliziumdetektormodul, zwei Plastikszintillatoren mit je einem Photomultiplier, einer Triggerlogik, der Ausleseelektronik und –software SCTDAQ (*SCT Data Acquisition*) besteht, ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Das Messprinzip ist, dass Elektronen beim Durchqueren des Siliziumsensord Energie deponieren. Durch einen externen Trigger, der aus der Koinzidenz zweier Szintillatoren hinter dem Siliziumsensor besteht, getriggert, wird der Sensor von der Ausleseelektronik ausgelesen und die deponierte Energie gemessen.

Der Vorteil eines Aufbaus mit einer Betaquelle besteht in der Möglichkeit, absolute Wer-

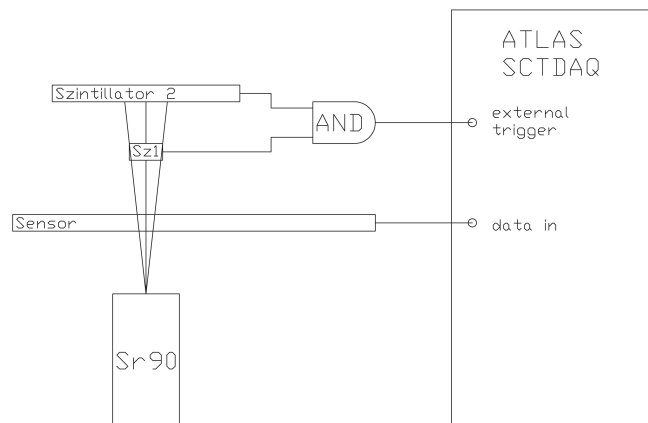


Abbildung 4.1: Skizze des Teststands mit einer Betaquelle.

te der deponierten Ladung zu messen. Außerdem wird mit quasi-minimalionisierenden Teilchen (MIPs) gemessen, deren Energieverlust im Sensor bekannt ist. Daher können die

gemessenen Werte mit den Werten der theoretisch deponierten Ladung verglichen werden. Ein weiterer Vorteil ist die homogen im Detektor verteilte Ladungserzeugung. Ein zusätzlicher positiver Aspekt ist die relativ einfache Handhabung und Auswertung eines Aufbaus mit einer Betaquelle, verglichen mit der komplizierten und aufwendigen Alternative eines Teststrahls an einem Beschleuniger.

Nachteilig ist die teilweise niedrige Triggerrate mit einer radioaktiven Quelle, infolge derer die Messungen mit einem binären Auslesesystem je nach Sensordicke mehrere Tage dauern. Ein weiterer Nachteil besteht in der relativ großen Austrittsöffnung der Quelle (Radius ≈ 1 mm) und der Mindestgröße des ersten Szintillators zur Signalerzeugung, so dass keine orts aufgelösten, fein gerasterten Messungen oder Messungen einzelner Streifen möglich sind. Mit einem Laseraufbau, dessen Strahl einen Durchmesser von $\sim 5 \mu\text{m}$ haben kann, sind fein gerasterte Messungen eines Detektors möglich. Solch ein Aufbau steht in Freiburg ebenfalls zur Verfügung. Messungen damit sind jedoch nicht Teil dieser Diplomarbeit. Dennoch ist der Aufbau mit einer Betaquelle ideal zum Testen von Detektoren vor und nach einer Bestrahlung sowie zur Erprobung der Strahlenhärte geeignet. Ein Foto des



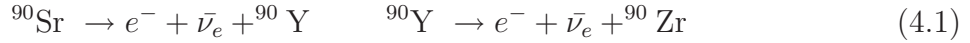
Abbildung 4.2: Foto des Aufbaus im Labor.

Aufbaus im Labor ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Darauf ist links eine Standhalterung mit dem Auslesesystem, rechts daneben ein Kühler und ganz rechts die Kühltruhe, in der sich

die Messapparatur befindet, erkennbar.

4.1 Die Betaquelle

Die verwendete radioaktive Quelle ist eine ^{90}Sr -Quelle deren Zerfallskette



ist. Beide Zerfälle sind reine β^- -Zerfälle, so dass keine Photonen im Zerfall auftreten und nur durch Bremsstrahlung Photonen entstehen können. Aus der Fermitheorie des Betazerfalls folgt für das differentielle Spektrum der Zerfallselektronen des Betazerfalls $\frac{d\Gamma}{dE_e}$, das sogenannte Betaspektrum, folgender Zusammenhang [Pov04]:

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = C \cdot E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{\max}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 \quad \text{mit } E_e = \left(\frac{T_e}{m_e c^2} \right). \quad (4.2)$$

C ist ein Normierungsfaktor, E_e die Energie der Elektronen, $E_{\max}$ die maximale Energie, die die Elektronen besitzen können, T_e die kinetische Energie der Elektronen und m_e die Elektronmasse. Dabei wird für das im Zerfall entstehende Antineutrino angenommen, dass es keine Masse hat. ^{90}Sr hat eine Halbwertszeit von 28,8 Jahren und beim Zerfall kann maximal die Energie von 0,546 MeV freiwerden. Die Halbwertszeit von ^{90}Y ist 64,1 Stunden und die maximal freiwerdende Energie ist 2,282 MeV. Daraus folgt, dass das differentielle Spektrum der Zerfallselektronen einer Strontiumquelle folgendes ist:

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \begin{cases} 0,5 \cdot C_1 E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{\max,1}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 F(Z'_1, E_e) + \\ 0,5 \cdot C_2 E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{\max,2}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 F(Z'_2, E_e) & \text{für } 0 < E_e < 1,068, \\ 0,5 \cdot C_2 E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{\max,2}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 F(Z'_2, E_e) & \text{für } 1,068 < E_e < 4,450. \end{cases} \quad (4.3)$$

C_1 ist ein Normierungsfaktor für den Strontiumzerfall, C_2 ein Normierungsfaktor für den Yttriumzerfall, $E_{\max,1}$ die maximale Energie aus dem Strontiumzerfall und $E_{\max,2}$ die maximale Energie aus dem Yttriumzerfall, die die Elektronen erhalten können. Die Normierungsbedingung ist:

$$\int_1^{E_{\max,1}} C_1 E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{\max,1}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 dE_e = \int_1^{E_{\max,2}} C_2 E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{\max,2}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 dE_e. \quad (4.4)$$

Das auftretende Spektrum unterscheidet sich etwas vom theoretischen aufgrund der Coulombwechselwirkung zwischen der Ladung des emittierten Elektrons und der Ladung des Restkerns des Neutrons. Korrekturen sind durch die Fermifunktionen $F(Z', E_e)$ für ^{90}Sr und ^{90}Y möglich. Es gilt [Pov04]:

$$F(Z', E_e) \approx \frac{2\pi\alpha\eta}{1 - e^{-2\pi\alpha\eta}} \quad \text{mit} \quad \eta = \mp \frac{Z'\alpha}{v_e/c}. \quad (4.5)$$

Dabei ist v_e die Geschwindigkeit des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, Z' die Restladung des Kerns und α die Feinstrukturkonstante. Das Spektrum von ^{90}Sr hat den in

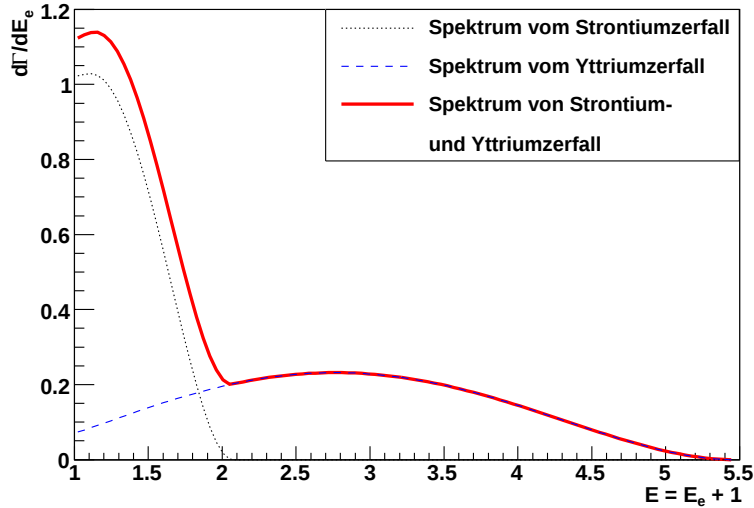


Abbildung 4.3: Das Spektrum der ^{90}Sr -Quelle.

Abbildung 4.3 dargestellten Verlauf. In der Abbildung ist das differentielle Zerfallsspektrum für den Strontiumzerfall, den Yttriumzerfall und die Summe der beiden Zerfälle eingezeichnet. Die höherenergetischen Elektronen des Yttriumzerfalls können zum Messen als minimalionisierende Teilchen (MIPs) benutzt werden. Für Kalibrationsmessungen stand eine schwache Quelle mit der Stärke von 1,1 kBq zur Verfügung, wodurch die Handhabung erleichtert wurde. Die eigentlichen Messungen wurden mit einer 2,0 MBq starken Quelle durchgeführt.

Die Quelle ist in eine Plexiglashalterung montiert, die zur Abschirmung und als Kollimator dient. Eine Foto der Quelle ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Die Austrittsöffnung ist mit einem Deckel geschlossen und befindet sich an der Unterseite des Kollimators. Um die Quelle in der Messapparatur zu befestigen, wurde ein Aluminiumtisch gebaut, der in einem Winkelträger justierbar fixiert werden kann (siehe Abbildung 4.7).

4.2 Der mechanische Aufbau

Zur Verringerung des Leckstroms und zur Verhinderung des Annealings müssen die Detektoren, insbesondere bestrahlte Detektoren, bei möglichst niedrigen Temperaturen und bei niedriger Luftfeuchtigkeit getestet werden (siehe Kapitel 2.6). Um dies zu gewährleisten wurde eine Plexiglasbox mit den Außenmaßen $89 \times 40 \times 49 \text{ cm}^3$ und mit 2 cm Wandstärke in eine Gefriertruhe, die auf -18°C kühlt, eingepasst. In der Plexiglasbox befinden sich die auf



Abbildung 4.4: Die ^{90}Sr -Quelle im Plexiglaskollimator.

einer Aluminiumbodenplatte festgeschraubte Messapparatur, der zu untersuchende Sensor und Durchführungen für Kabel und Schläuche. In den Deckel der Box wurden zwei Löcher gefräst, in die 70 cm lange Handschuhe eingeschraubt sind. Zur Verhinderung von Kondensation auf dem Sensor wird die Box mit Stickstoff geflutet. Durch die Handschuhe sind alle für die Messungen notwendigen Handgriffe bei geschlossenem Plexiglasdeckel möglich, so dass der Sensor bestmöglich vor Kondensation geschützt ist. Der Deckel der Gefriertruhe schließt die Box lichtdicht ab. Durch einen Sensirion Temperatur- und Feuchtigkeitsfühler wird die Temperatur und die Luftfeuchtigkeit in der Plexiglasbox überwacht. Zusätzlich befindet sich je ein Thermistor auf der Auslesekarte und dem Hybrid nahe des Siliziumsensoren. Somit befindet sich die Messapparatur und damit der zu testende Siliziumdetektor während den Messungen in einer lichtdichten, gasabgedichteten, gekühlten und thermisch stabilen Umgebung.

4.2.1 Die Modulhalterung

Das Siliziumdetektormodul wird in einer Aluminiumbox auf der Bodenplatte fixiert. Dazu befinden sich an der Aluminiumbox zwei Winkelhalterungen, die an verschiedenen Positionen und unter unterschiedlichen Winkeln relativ zur Quelle festgeschraubt werden können. Durch zwei Abstandsplatten kann deren Position auf der Bodenplatte markiert werden. In der Aluminiumbox verlaufen Kupferkühlrohre, durch die Kühlmittel (Glysantin) mit einer Temperatur zwischen $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ gepumpt wird. Ein Umwälzthermostat (Julabo FP 50) neben der Gefriertruhe dient zum Pumpen und Kühlen. Bei Betrieb der Kühlung und Kühltruhe werden nahe dem Sensor Temperaturen von ca. $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ und eine

Luftfeuchtigkeit von weniger als 10 % gemessen. An der Aluminiumbox ist des Weiteren

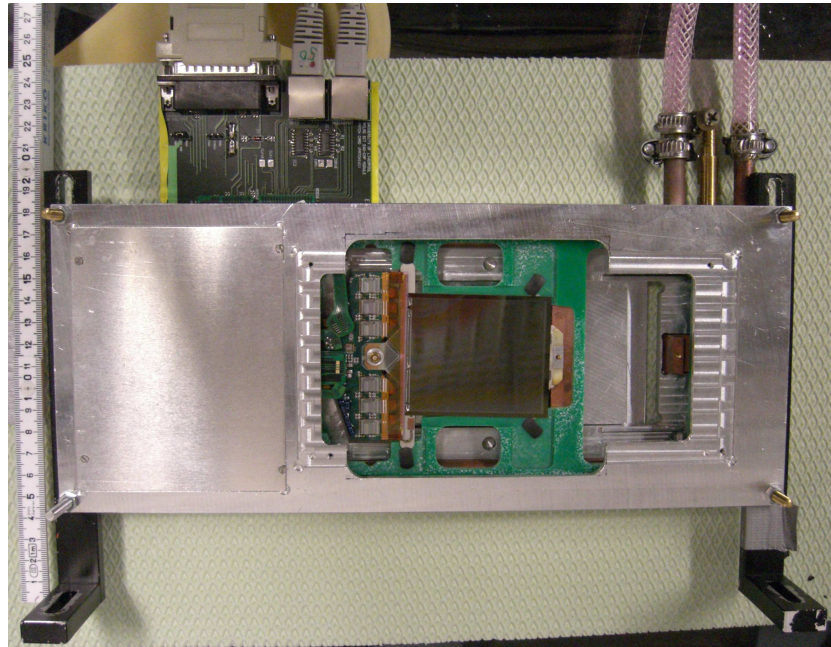


Abbildung 4.5: Foto der Modulhalterung.

die Patchkarte des SCT-Auslesesystems befestigt. Über sie erfolgt die Kommunikation zwischen dem Hybrid und den VME-Auslesekarten des SCTDAQ-Systems. Ein Foto der Modulhalterung ist in Abbildung 4.5 zu finden. Auf dem Foto ist die Aluminiumbox mit den Anschlüssen der Kühlschläuche an die Kupferkühlrohre, ein Siliziumdetektormodul, die beiden Winkelhalterungen und die Patchkarte zu sehen. Im Deckel und in der Rückwand der Aluminiumbox befindet sich jeweils ein Ausschnitt in Sensorgröße, so dass das Modul sowohl geschirmt ist und das Rauschen minimiert wird als auch die Triggerrate nicht durch zusätzliches Material hinter dem Sensor, das Elektronen absorbiert, verringert wird.

4.2.2 Die Plastiksintillatoren und die Photomultiplier

Zwei Plastiksintillatoren hinter dem Siliziumdetektor werden zum Triggern auf Elektronen benutzt. Sie sind aus 4 mm dickem BC-408-Material [StGob] geschliffen. Der kleine, erste Szintillator (Sz 1 in Abbildung 4.1) hat eine Fläche von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ und der größere, zweite Szintillator (Szintillator 2 in Abbildung 4.1) von $45 \times 45 \text{ mm}^2$. Außerdem ist ihre Abklingzeit (*Decay Time*) mit 2,1 ns sehr kurz, wodurch eine schnelle Signalverarbeitung möglich ist und ihre maximale Emission findet bei 425 nm statt. Die Dichte des Plastiksintillator-materials ist $1,032 \text{ g/cm}^3$, so dass ein MIP in ihm nach Abbildung 2.4 in Kapitel 2.2 im

Mittel $1,96 \text{ MeV/cm}$ verliert. An die Szintillatoren sind Lichtleiter aus Plexiglas geklebt. Der Lichtleiter des großen Szintillators ist gebogen, damit die Szintillatoren dicht hintereinander eingebaut werden können. In Abbildung 4.6 sind Fotos der in der mechanischen Werkstatt des Instituts angefertigten Szintillatoren abgebildet. Im linken Foto ist der kleine Szintillator mit einem Teil des Lichtleiters und im rechten der große mit gebogenem Lichtleiter zu sehen. Die Szintillatoren und Lichtleiter sind mit Aluminiumfolie und schwarzem

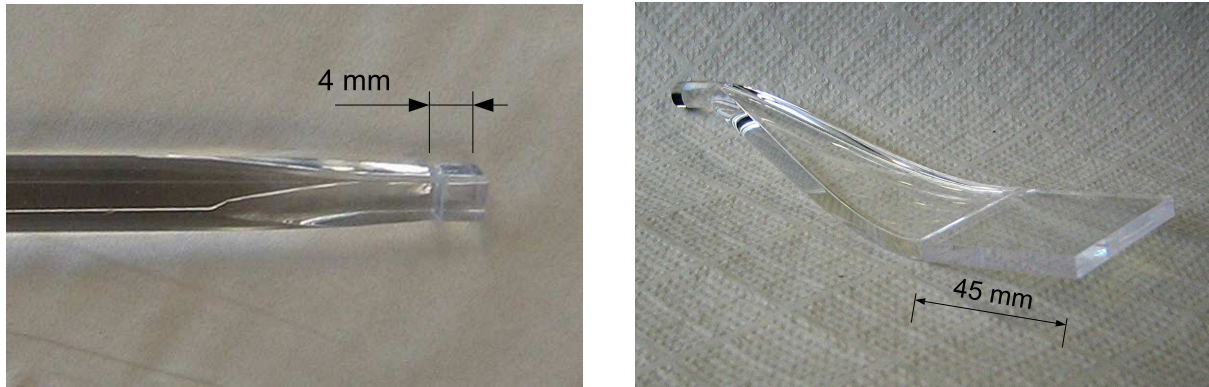


Abbildung 4.6: Fotos der kleinen (links) und großen (rechts) Plastikszintillatoren jeweils mit den Lichtleitern.

Klebeband lichtdicht umwickelt. Die Aluminiumfolie verringert dabei Intensitätsverluste und das schwarze Klebeband verhindert Signale durch Lichteinfall.

Die Enden der Lichtleiter haben einen Durchmesser von 8 mm und sind jeweils durch eine Halterung passgenau auf das Fenster eines Photomultipliers gepresst. Diese Halterung dient gleichzeitig zur Befestigung der Szintillatoren und Photomultiplier an einem Winkelträger. Die Photomultiplier sind sehr kleine (Außenmaße $22 \times 22 \times 50 \text{ mm}^3$) und schnelle (*Rise Time* ca. $0,8 \text{ ns}$) Hamamatsu 6780-03 Photomultiplier [Hama]. Sie haben eine Verstärkung von 10^6 und ihr sensitiver Spektralbereich ist $185 \text{ nm} - 650 \text{ nm}$. Die maximale Emission der Szintillatoren liegt somit mittig im sensitiven Spektralbereich. Durch eine externe Spannungsquelle können sie im Bereich von $0 \text{ V} - 0,9 \text{ V}$ geregelt werden, wodurch die Hochspannung zur Elektronenvervielfachung in den Photomultipliern selbst generiert wird.

Durch das Verwenden der Koinzidenz der Signale beider Szintillatoren ist es möglich die Rate an falschen Triggern, die auf Untergrundereignisse und auf bei Bremsstrahlung entstehende Photonen zurückgehen, zu reduzieren.

Die Dicke des ersten Szintillators und des Siliziumsensors gibt eine untere Energieschwelle für Elektronen, die den Siliziumsensor und den kleinen Szintillator durchqueren und danach im großen Szintillator ein Signal auslösen. In $500 \mu\text{m}$ dicken Siliziumsensoren verlieren Elektronen nach Gleichung 2.10 im Mittel 160 keV und im sich anschließenden kleinen Szintillator verlieren MIPs im Mittel 800 keV . Dadurch wird nur auf Elektronen getriggert,

deren mittlere Energie größer ist als die Summe der mittleren Energieverluste im Siliziumsensor und im ersten Szintillator und deren verbleibende Energie ausreicht, um im zweiten Szintillator ein Signal auszulösen. Dazu sind Elektronen mit Energien von mehr als etwa

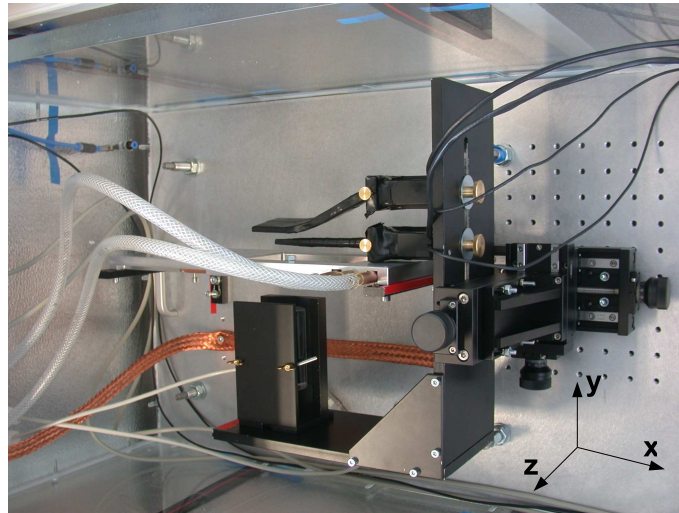


Abbildung 4.7: Foto des Winkelträgers mit Halterungen für die Photomultiplier und die Quelle.

1,4 MeV nötig. Für diese gilt $\gamma\beta > 2,6$, d.h. sie sind näherungsweise MIPs. Daraus folgt, dass die Signalauslese des Siliziumsensors durch MIPs getriggert erfolgt.

Des Weiteren werden Trigger nur durch Elektronen des Yttrium-Zerfalls ausgelöst, da die Energie der Elektronen aus dem Strontiumzerfall zu gering ist und diese den zweiten Szintillator nicht erreichen.

Die Halterungen für die Quelle und die beiden Photomultiplier samt Plastiksintillatoren sind auf einen Aluminiumwinkelträger montiert. Die Quelle ist höhenverstellbar (in z -Richtung) und der Abstand der Photomultiplier zueinander und zur Quelle kann durch ein Langloch (in y -Richtung) variiert werden. Dadurch können die Austrittsöffnung der Quelle und die Szintillatoren zueinander ausgerichtet werden.

Der Winkelträger ist an einen x - y - z -Tisch montiert, dessen maximaler Verfahrweg in x - und in z -Richtung 75 mm ist und in y -Richtung 50 mm beträgt. Damit können Siliziumsensoren mit Flächen bis zu $7 \times 7 \text{ cm}^2$ getestet werden. Das Siliziumdetektormodul wird dabei in die x - z -Ebene eingebaut und kann abgerastert werden. Der Winkelträger mit der Halterung für die Quelle und beiden Szintillatoren und Photomultipliern ist zusammen mit dem x - y - z -Tisch und der Modulhalterung in der Plexiglasbox in Abbildung 4.7 abgebildet. Das in der Abbildung ersichtliche Kupferband dient zur Erdung des Aufbaus.

In Abbildung 4.8 ist ein Foto der vollständigen Messapparatur mit allen Kabeln und dem Stickstoffschlauch (blauer Schlauch) bei geschlossenem Deckel zu sehen. Darin sind auch die Handschuhe zur Manipulation im Deckel zu erkennen.

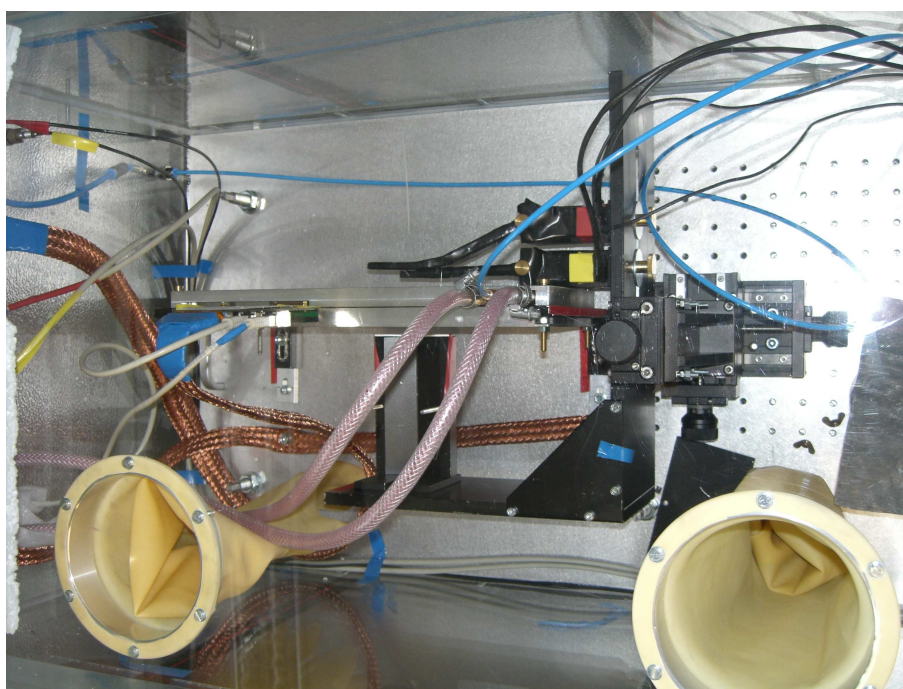


Abbildung 4.8: Foto der Messapparatur in der Gefriertruhe bei geschlossenem Deckel.

4.3 Das Auslesesystem

4.3.1 Die Logikschaltung

Die Logikschaltung wird durch NIM-Bausteine und mit Hilfe der Signale der beiden Plastikszintillatoren mit Photomultipliern realisiert. Dazu werden die Ausgänge der Photomultiplier aus der Gefriertruhe an einen Diskriminator (Ortec T308/NL Oktal Diskriminator) geführt. Der Diskriminator gibt bei Eintreffen eines analogen Eingangssignals, das über einer einstellbaren Schwelle liegt, einen logischen Puls mit einstellbarer Breite aus. Dadurch wird der Untergrund mit kleiner Amplitude herausgefiltert. Die Schwelle wurde so eingestellt, dass sich eine sinnvolle Triggerrate ergab. Anschließend werden die Signale der Diskriminatorausgänge auf eine schnelle UND-Koinzidenzeinheit (LRS Modell 465 Koinzidenzeinheit) gelegt. Durch ein sehr schmales Diskriminatorsignal sind Koinzidenzen bis 5 ns getrennt auflösbar. Der Ausgang der Koinzidenz wird auf den Eingang des externen Triggers, der sogenannten CLOAC-Karte des SCTDAQ-Systems gelegt. Eine genaue Erklärung des SCTDAQ-Systems und der CLOAC-Karte folgt in Kapitel 4.3.2. Durch einen Hex-Zähler kann die Ereignisrate des großen und kleinen Szintillators und der Koinzidenz gemessen werden. Ein Foto der NIM-Bausteine ist in Abbildung 4.9 zu sehen.

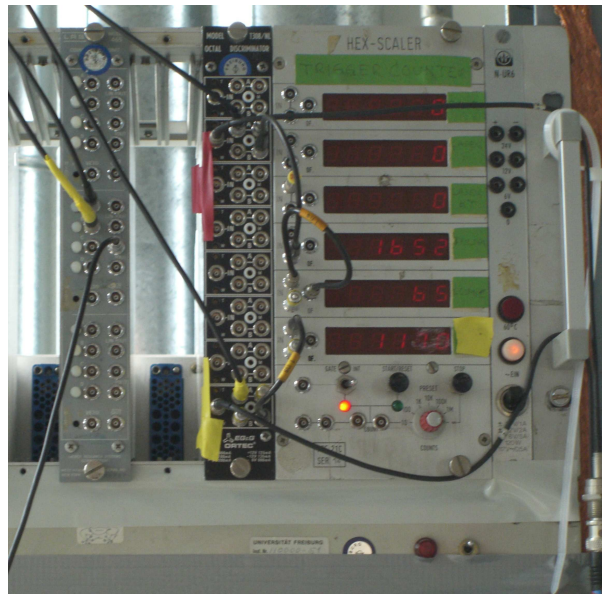


Abbildung 4.9: Foto der NIM-Bausteine (von links nach rechts: Koinzidenzeinheit, Diskriminator und Zähler).

4.3.2 Die Auslese des Sensors mit dem SCT–Auslesesystem

Die Auslese des Siliziumdetektors erfolgt mit einem SCT–Testsystem, wie es im Beamttest von SCT–Detektoren am CERN und zu Qualitätstests während der SCT–Modulproduktion verwendet wurde. Es besteht aus dem Hybrid mit Front–End–Elektronik, an die über Adapter (*Fan–ins*) der Sensor gebondet ist, sowie dem sogenannten Mustard–System und dem SCTDAQ–Software–Paket (*SCT Data Acquisition System*) [Ekl06].

In diesem System ist die Auslese des Sensors binär, d.h. liegt die deponierte Energie eines Ereignisses im Siliziumsensor über einer bestimmten Schwelle, so erhält man als Ausgabesignal eine "1". Ein Ereignis, dessen Energie unter der Schwelle liegt, ergibt eine "0". Folglich sind mit einem binären Auslesesystem nur sogenannte Schwellenscans möglich, die auch zur Charakterisierung von Sensoreigenschaften wie der Ladungssammlungseffizienz durchgeführt werden. In einem Schwellenscan wird die Anzahl der Ereignisse über der eingestellten Schwelle oder die Effizienz (Anzahl der Ereignisse über der Schwelle geteilt durch Anzahl der gesendeten Trigger) als Funktion der Schwelle gemessen. Dadurch werden die Messwerte als sogenanntes komplementäres Integral der in einem analogen Auslesesystem erwarteten Signalverteilung erhalten. Der Begriff komplementäres Integral steht im Weiteren für:

$$\text{komplementäres Integral} = \text{Konstante} \cdot (1 - \text{Integral}).$$

Im Folgenden soll die Form der Schwellenscans erklärt werden. In einem System ohne Rauschen wird eine Stufenfunktion erwartet, da ab einer bestimmten Schwelle das Signal

unterhalb der Schwelle ist und eine "0" erhalten wird.

Der Wert der Schwelle an der Kante gibt dann die im Sensor gesammelte Ladung an. In einem System mit gaußförmigem Rauschen überlagert sich die Stufenfunktion mit der Gaußverteilung, so dass eine sogenannte S-Kurve gemessen wird. Sie hat den Verlauf der komplementären Fehlerfunktion, die gerade das komplementäre Integral der Gaußverteilung ist. Aus der Schwelle bei der die Anzahl der Ereignisse über der Schwelle auf 50 %

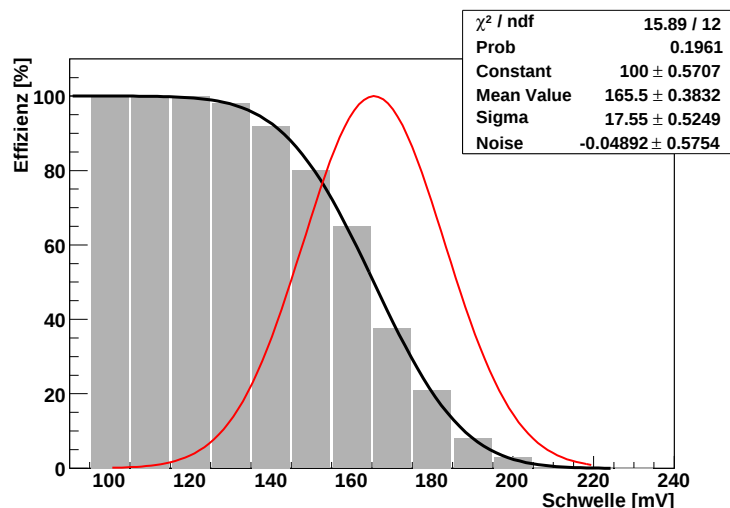


Abbildung 4.10: Die S-Kurve in einem System mit gaußförmigem Rauschen.

abgenommen hat ist die im Sensor gesammelte Ladung bestimmbar. In Abbildung 4.10 ist dieser Sachverhalt dargestellt. Darin ist ein Schwellenscan, die sogenannte S-Kurve (graue Balken), die durch eine Fehlerfunktion gefittet wurde (schwarze Kurve) und die dazugehörige Gaußverteilung (rote Kurve) eingezeichnet.

Die durch geladene Teilchen (z.B. Elektronen) im Sensor erzeugte Ladung folgt der Landauverteilung. Somit wird für die mit der Betaquelle gemessenen Schwellenscans eine Kurve erwartet, die das komplementäre Integral einer Faltung von Landau- und Gaußverteilung ist. Der Verlauf der S-Kurve ist dabei ähnlich der S-Kurve einer Gaußverteilung.

Der Vorteil der binären Auslese besteht in der starken Reduktion der Datenmenge, die im ATLAS-Experiment und bei zukünftigen Hochenergieexperimenten notwendig ist. Allerdings müssen in Messungen mit der Betaquelle an jeder Schwelle eine hohe Anzahl an Triggern gemessen werden, um die Ladungsverteilung bestimmen zu können.

Das Hybrid mit Front-End-Elektronik, der ABCD3TA Chip

Auf dem Hybrid befinden sich 12 ABCD3TA ASICs mit jeweils 128 Kanälen [Cam05a] sowie zwei weitere Chips DORIC und VDC, die zur Kommunikation zwischen Hybrid und dem Mustard-System dienen. Die ABCD3TA ASICs sind schematisch in Abbildung 4.11

zu sehen. Ihre Funktionsweise ist in Abbildung 4.12 skizziert und die Signalverarbeitung erfolgt folgendermaßen: das Signal eines einzelnen Streifens des Sensors wird auf den Ein-

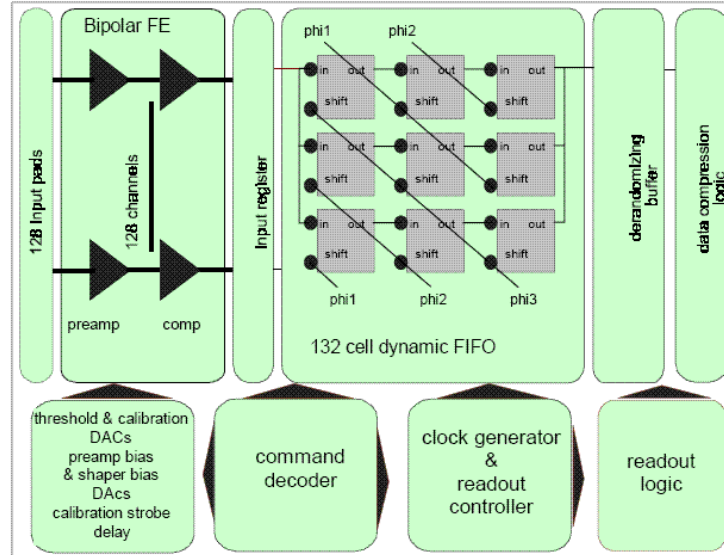


Abbildung 4.11: Blockdiagramm des ABCD3TA Chips [Cam05a].

gang eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers geführt. Dieser integriert den Ladungspuls, so dass ein Ausgangssignal, dessen Amplitude proportional zur Ladung ist, vorliegt. Die Integrationszeit beträgt 20 ns. Anschließend wird der Puls in einem RC-(CR)³-Pulsformer geformt. Dadurch wird ein schnellerer Abfall des Signals erhalten und die mögliche Überschneidung zweier aufeinander folgender Signale (*Pile-up*) vermieden. Mit dem Pulsformer ist eine Trennung von zwei Ereignissen (*Double-Peak Resolution*) bis 50 ns möglich. Im nächsten Schritt wird das analoge Signal binär weiterverarbeitet. Dazu wird in einem Komparator (Schwellendiskriminator) die Amplitude des Signals mit einer voreingestellten Schwellenspannung verglichen und für Signale über der Schwelle eine "1" ausgegeben. Daran schließt sich ein 128-bit tiefes Schieberegister (*Pipeline*) an, in dem die Daten für maximal 3,3 μ s gespeichert werden. Diese Zeit reicht aus, die Daten zu speichern, bis der Level-1-Trigger bei ATLAS eine Triggerentscheidung getroffen hat. Wenn innerhalb der 3,3 μ s ein Triggerbefehl (sogenanntes *Level-1-Accept*) erfolgt, werden die Daten weiterverarbeitet. Andernfalls werden sie bei Erreichen des Schieberegisterendes gelöscht.

Die ASICs wurden im strahlenharten DMILL-Prozess hergestellt. Innerhalb des Projekts in Freiburg, das die Entwicklung und Erprobung strahlenharter Siliziumdetektoren zum Ziel hat, werden die ASICs bei Bestrahlung der Siliziumdetektormodule nicht bestrahlt. Während der Bestrahlung in Karlsruhe werden sie mit 10 mm dicken Aluminiumklötzen abgedeckt und damit ausreichend abgeschirmt. Die ASICs sind deshalb bis zu hohen Fluenzen funktionstüchtig und jede Veränderung der Siliziumdetektoreigenschaften wird durch

die Bestrahlung des Siliziums und nicht durch Veränderung der Elektronik erzeugt.

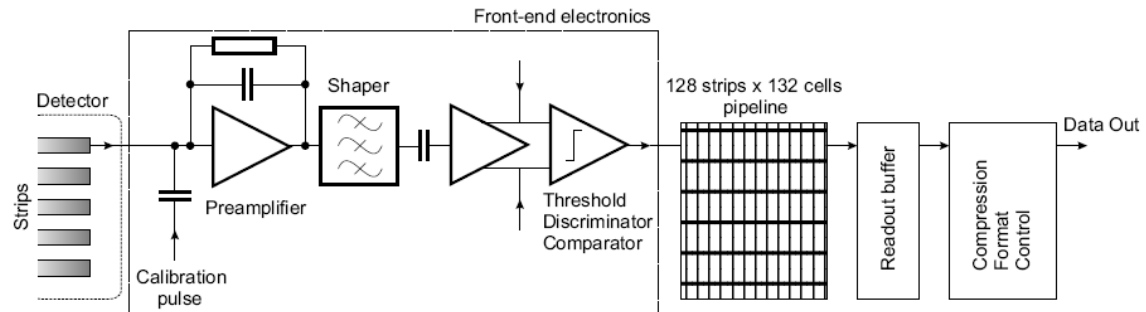


Abbildung 4.12: Die Funktionsweise der Front-End-Elektronik [Rez03].

Außer dem Signal der Streifen kann auch ein Kalibrationspuls an den Vorverstärker des Chips gesendet werden, so dass die Schwelle des Diskriminators jedes Kanals auf eine definierte Eingangsladung am Vorverstärker kalibriert werden kann. Die Kalibration wird zum sogenannten Trimmen des Sensors genutzt und in Kapitel 5.2 erklärt.

Das Mustard-System

Das Mustard-System besteht aus mehreren VME-Karten, die in ein *Crate* eingebaut sind. In Abbildung 4.13 ist das System im rechten Foto zu sehen. Es besteht aus folgenden VME-Karten (Versa Module Eurocard):

- MUSTARD-Karte [MuST], sie liest und speichert die Daten vom Hybrid bzw. Sensor.
- SLOG-Karte [SLOG], sie speichert und sendet die Konfiguration der ASICs und dient zur Kommandoverteilung.
- CLOAC-Karte [CLOAC], sie gibt ein systemweites Taktsignal (*Clock*) und generiert Befehle wie Trigger-, Reset- oder Kalibrationssignale. Über den TRIN-Eingang der Karte kann der externe Trigger in das System eingebunden werden.
- AERO-Karte [AERO], sie leitet die Daten vom Hybrid weiter und verteilt sie auf die anderen Karten.
- SCT-LV-Karte [Boh01], sie stellt die Stromversorgung für das Hybrid bereit und misst den Strom sowie die Temperatur.
- SCT-HV-Karte [Gor00], sie liefert die Verarmungsspannung von bis zu 500 V und misst den Leckstrom des Sensors.

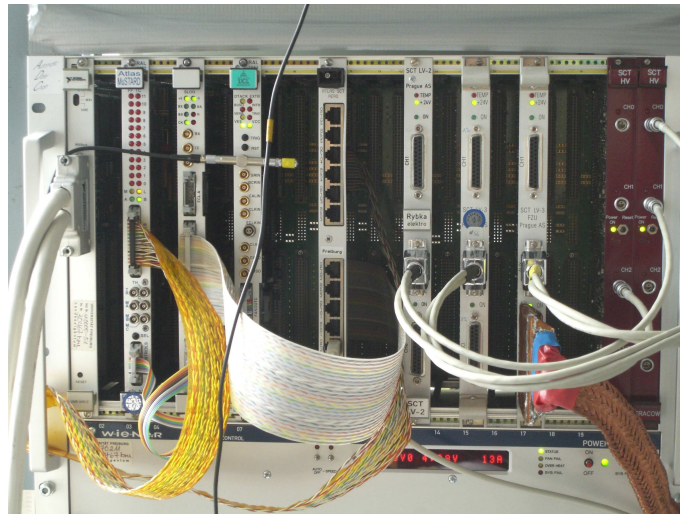


Abbildung 4.13: Foto des Mustard-Systems (von links nach rechts: VME-Schnittstelle, Mustard, Slog, Cloac, Aero, 3 Low-Voltage-Karten und 2 High-Voltage-Karten).

In der CLOAC-Karte wird zusätzlich die Koinzidenz des externen Triggers und des Taktsignals hergestellt, so dass der Sensor immer zur gleichen Zeit relativ zum Taktsignal ausgelesen wird. Ein VME-Kontroller verbindet über eine VME-Schnittstelle die Karten mit dem PC, auf dem das SCTDAQ-Software-Paket für die Messungen benutzt wird.

Das SCTDAQ-Software-Paket

Das SCTDAQ-Software-Paket zur Datennahme basiert auf ROOT [ROOT]. Es wurde zum Test der SCT-Hybride und -Module entwickelt und besteht aus einer *Dynamic Link Library* und mehreren ROOT-Makros. In der Benutzerumgebung sind verschiedene Tests möglich, die es erlauben, die Module individuell zu testen. Für die Messungen mit der Betaquelle und zur Auswertung der Daten wird eine modifizierte Variante der SCTDAQ-Software BT.cpp [Rez03] benutzt. Die Hauptmerkmale dieser Software sind:

- Auswahl der Zeitverzögerung zwischen Triggersignal und der Auslese der Daten;
- Einbindung des externen Triggers, so dass für jeden Messpunkt eine wählbare Anzahl an externen Triggersignalen zur Auslese des Sensors gesendet wird;
- Durchführung von Schwellenscans;
- Speicherung der Daten und Auslese gespeicherter Daten aller Messungen;
- Messung und Berechnung der Anzahl an Ereignissen, der *Noise Occupancy*, der Effizienz und der Clustergröße;

- Erfassung der Werte der Schwelle, der Verarmungsspannung, des Leckstroms und der Anzahl der Trigger.

Die Effizienz ist dabei definiert durch:

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse ueber der Schwelle}}{\text{Anzahl der gesendeten Trigger}}. \quad (4.6)$$

Die Signalweiterverarbeitung ist folgende: Signale vom externen Trigger veranlassen die Auslese der Ereignisse aus den Schieberegistern der Chips. Die SCTDAQ-Software überprüft den Inhalt dieses Zwischenspeichers, liest ihn aus und decodiert jedes Ereignis. Für jeden Trigger wird dann eine vollständige *Hit-Map* in einem *ROOT-Tree*-Format gespeichert. Dies gibt die Möglichkeit, Korrelationen zwischen den Ereignissen wie z.B. das Auftreten eines Elektrons, dessen Energie sich auf mehreren Streifen verteilt (sogenannte Cluster) zu untersuchen.

Die Berücksichtigung der Clustergröße (*Cluster Size*) hat sich als sehr wichtig herausgestellt. Sie gibt die Anzahl der Streifen an, auf die sich die gesammelte Energie eines Elektrons verteilt. Durch eine Korrektur der Anzahl der Hits (Ereignisse über der Schwelle) mit der jeweiligen Clustergröße erhält man die tatsächliche Anzahl der Hits im Sensor.

5 Die Kalibration des Aufbaus

5.1 Die Kalibration der Logikschaltung

Zuerst wurden die Arbeitspunkte der Photomultiplier bestimmt. Dazu wurde die Trigger-rate in Abhängigkeit von der Kontrollspannung der Photomultiplier (PMT) gemessen. In

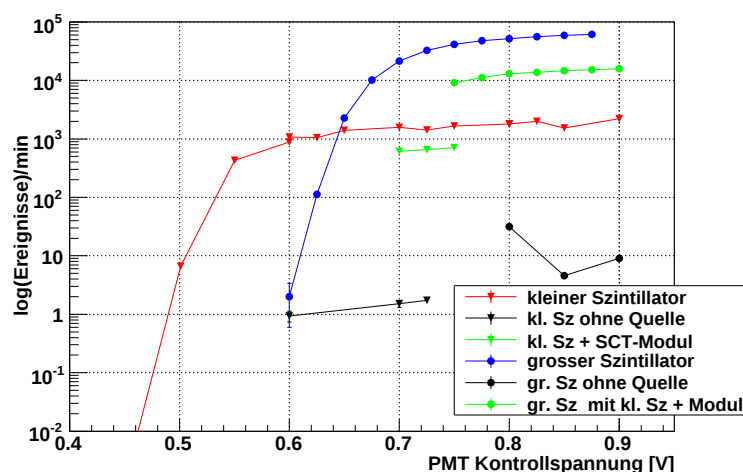


Abbildung 5.1: Die Messung der Arbeitspunkte der Photomultiplier.

Abbildung 5.1 ist das Ergebnis der Messung mit der schwachen Quelle (1,1 kBq) zu sehen. Die Kreise sind Messwerte des großen Szintillators und die Dreiecke gehören zu Messungen mit dem kleinen Szintillator. Die rote und blaue Kurve sind die Raten für die Szintillatoren ohne Siliziumsensor zwischen Quelle und kleinem Szintillator. Ab einer Kontrollspannung von 0,6 V für den kleinen Szintillator bzw. 0,75 V für den großen Szintillator ist eine Sättigung dieser Kurven ersichtlich. Der Arbeitspunkt wurde daher für den kleinen Szintillator bei der Spannung von 0,725 V und für den großen bei 0,825 V gewählt. Die schwarzen Kurven in Abbildung 5.1 stellen das Rauschen der Szintillatoren ohne radioaktive Quelle dar, welches einen Faktor 10^3 geringer ist als die Rate mit Quelle. Die grünen Kurven entsprechen geringeren Szintillatorkraten, wenn zwischen Quelle und kleinem Szintillator ein SCT-Modul (d.h. $2 \times 285 \mu\text{m}$ Silizium, $500 \mu\text{m}$ Graphit (Spine) und zwei $20 \mu\text{m}$ dünne Klebeschichten) gestellt wird. Die Rate verringert sich, da niederenergetische Elektronen

im zusätzlichen Material gestoppt werden und damit keine Trigger mehr auslösen können. In weiteren Messungen wurde die Triggerrate mit der 2,0 MBq starken Quelle gemessen. Dabei wurde ein SCT-Modul zwischen Quelle und kleinen Szintillator gestellt, um den Einfluss des zusätzlichen Materials zu berücksichtigen. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse aufgelistet, "Sz" bedeutet darin Szintillator. Aus der Tabelle ergibt sich, dass die Rate zufälliger Koinzidenzen und das Rauschen sehr gering sind.

	Rate kleiner Sz. in Hz	Rate großer Sz. in Hz	Rate Koinzidenz in Hz
Quelle (2,0 MBq)	$18,0 \pm 0,1$	$305,3 \pm 0,5$	$0,75 \pm 0,02$
Rauschen ohne Quelle	$0,029 \pm 0,002$	$0,528 \pm 0,008$	$0,0042 \pm 0,0007$

Tabelle 5.1: Die Triggerrate mit der starken Quelle (2,0 MBq) und ohne Quelle.

5.2 Die Kalibration der Front-End-Elektronik – das Trimmen des Moduls

Die Kalibration des Moduls erfolgte durch mehrere Messungen mit dem Kalibrationspuls. Eine erste Messung (*Strobe Delay Scan*) dient der Bestimmung der richtigen Verzögerung (*Delay*) zwischen dem Triggersignal für den Kalibrationspuls und der Auslese der Daten am Ende des Schieberegisters. Im nächsten Scan, dem sogenannten *Trim Scan* werden die *Trim Ranges* gesetzt. Mit ihnen wird ein Offset gesetzt, so dass die 50 %-Punkte aller Kanäle bei 1 fC möglichst gut übereinstimmen. Dadurch wird die unterschiedliche Verstärkung der einzelnen Vorverstärkerkanäle ausgeglichen. In einem weiteren Scan wird die sogenannte *Response Curve* aufgenommen. Dabei werden S-Kurven bei verschiedenen Kalibrationseingangsladungen gemessen, indem für verschiedene Schwellen eine bestimmte Anzahl an Triggern gesendet wird und die Anzahl an Ereignissen über der Schwelle gezählt wird. Daraus werden die 50 %-Punkte für verschiedene Eingangsladungen bestimmt. Dieser Scan liefert zudem die Verstärkung (*Gain*) der Chips. Mit Kenntnis der *Gain* können die Werte der Schwelle von mV in fC umgerechnet werden. Außerdem erhält man aus der *Response Curve* den Offset und das Rauschen in ENC (*Input Noise*), das zur Berechnung des Verhältnisses von Signal-zu-Rauschen (SNR) benutzt wird. Diese Kalibration muss für jedes Modul durchgeführt werden, da diese Parameter chipabhängig sind.

5.3 Die Kalibration des Messaufbaus mit einem SCT-Modul

Die Kalibration des Messaufbaus erfolgte mit einem funktionstüchtigen unbestrahlten und getrimmten SCT-Modul. Zuerst wurde das Rauschen reduziert, indem für verschiedene Erdungsschemata das Rauschen gemessen wurde. Das geringste Rauschen von (890–950) Elektronen ergab sich, wenn alle Kabel geschirmt und geerdet waren und eine zusätzliche Filterkarte (zur Reduzierung von Spannungsschwankungen) zwischen LV-Karte und Modul angeschlossen wurde. Das Ergebnis der Messung des Rauschens bei -2°C (Temperatur auf dem Hybrid) ohne Quelle ist in Abbildung 5.2 zu sehen. In den

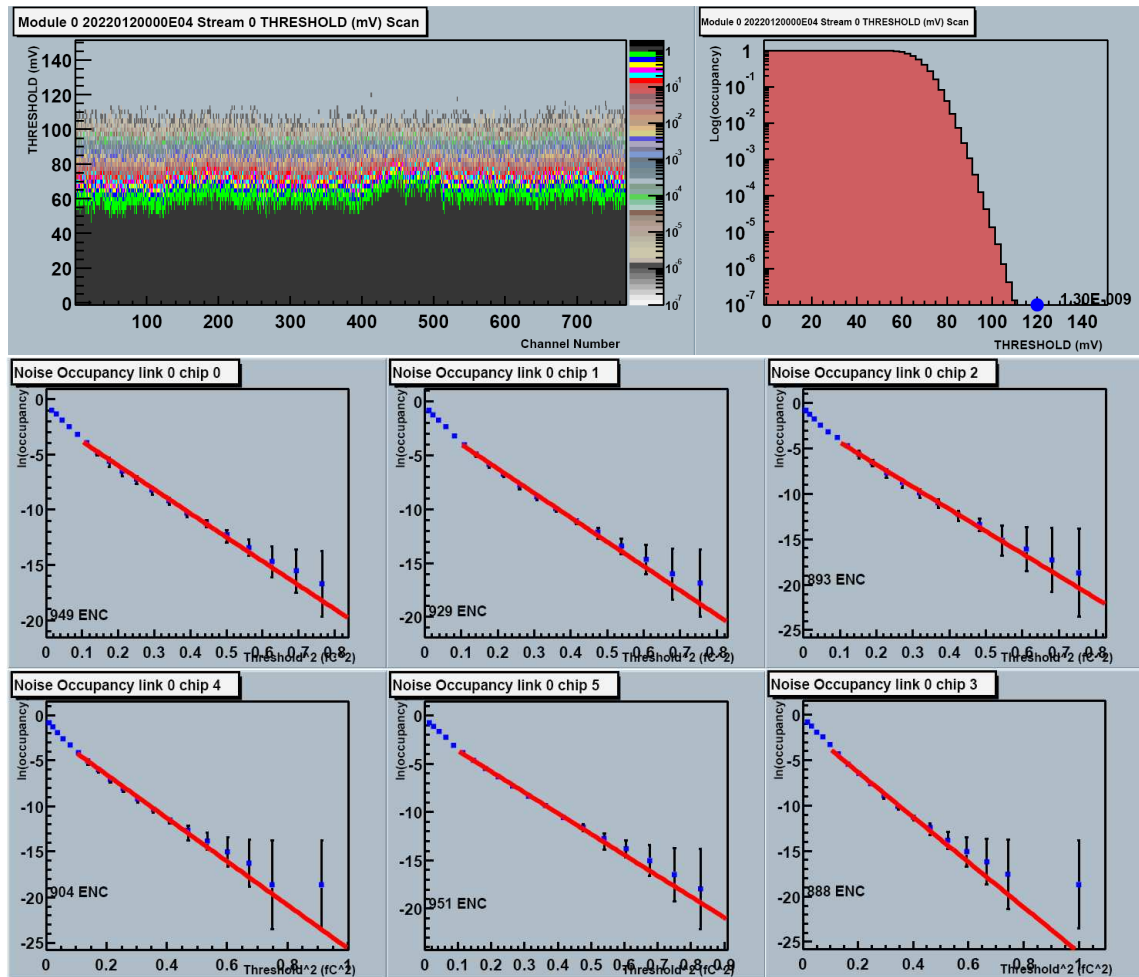


Abbildung 5.2: Das Rauschen des SCT-Moduls im Aufbau bei -2°C . In der obersten Reihe sind das Rauschen und die Noise Occupancy aller Kanäle aufgetragen, in der mittleren und unteren Reihe die Noise Occupancy pro Chip. Zusätzlich ist für jeden Chip der Mittelwert des Rauschens in ENC angegeben.

Graphen der obersten Reihe ist in der linken Hälfte die *Noise Occupancy* (Farbskala) für 768 Kanäle (x -Achse) als Funktion der Schwelle (y -Achse) aufgetragen. In der rechten Hälfte ist die *Noise Occupancy* gegen die Schwelle in mV aufgetragen, wobei das Rauschen aller Kanäle aufsummiert und auf die Kanalanzahl normiert ist. In der mittleren und unteren Reihe in Abbildung 5.2 ist die *Noise Occupancy* logarithmisch gegen den quadrierten Schwellenwert (in fC²) für einzelne Chips (je 128 Kanäle) aufgetragen und gefittet. Zudem ist für jeden Chip der im Fit erhaltene Mittelwert des Rauschens in ENC angegeben. Die Umrechnung der Schwelle von mV in fC wird zur Erzeugung dieses Graphen von der Software durchgeführt.

Das gemessene Rauschen von maximal ca. 1000 Elektronen entspricht den Werten, die während der Qualitätstests der SCT-Modulproduktion auftraten und für dieses SCT-Modul erwartet werden [Ket04]. Somit lässt sich das Rauschen des Aufbaus kaum mehr verringern.

Im nächsten Schritt wurde die passende Zeiteinstellung (*Timing*) bestimmt, so dass die Daten aus dem Schieberegister zur richtigen Zeit relativ zum externen Trigger ausgelesen werden. In der SCTDAQ-Software kann die notwendige Zeitverzögerung (*Delay*) durch eine Grob- und eine Feineinstellung mit der CLOAC-Karte gesetzt werden. Die grobe Zeitverzögerung kann in 25 ns langen SCT-Zeiteinheiten (Beam Cross Overs BCOs) gesetzt werden. Da das Triggersignal am Eingang der CLOAC-Karte (TRIN) immer mit der Taktfrequenz synchronisiert wird, ergibt sich eine Ungenauigkeit des Signalmaximums von 25 ns innerhalb einer BCO. Durch die Feineinstellung der Zeitverzögerung kann die Ungenauigkeit bis auf (1–2) ns verringert werden. In der Software kann dazu ein Zeitfenster (*Trigger Window*) mit wählbarer Länge (*Window Length*) von 5–25 ns, das in 1-ns-Schritten (*Window Delay*) innerhalb einer gewählten BCO verschoben werden kann, gesetzt werden. Zur Optimierung der Zeiteinstellung wurde in einem *Timing Scan* die Anzahl der Ereignisse über einer festen Schwelle von 2 fC als Funktion der Zeitverzögerung gemessen. Anhand des Ergebnisses dieses Scans wurde die maximale Anzahl gezählter Ereignisse bei pseudo-optischer Auslese und mit einer gewählten Fensterbreite (*Window Length*) von 15 ns in BCO 117 und bei *Window Delay* 2 ns gefunden. Wird ein schmaleres Fenster benutzt, so ist die gesammelte Ladung, bei optimaler Zeiteinstellung, geringfügig größer, da das Signal über eine kürzere Zeit gemittelt wird. Jedoch reduziert dies die Triggerrate, so dass die Messungen mit einer Fensterlänge von 15 ns durchgeführt wurden.

In den darauf folgenden Messungen ergab ein Schwellenscan mit der Quelle vor dem Sensor in der optimalen BCO, dass Signale, die durch Elektronen der Quelle induziert wurden, deutlich von Ereignissen durch Rauschen zu unterscheiden sind. Ein Schwellenscan außerhalb der optimalen Zeiteinstellung in BCO 110 – d.h. die Auslese ist zeitlich um 285 ns verschoben – misst nur Ereignisse, die durch Rauschen erzeugt sind und Signale, die durch zufällige Koinzidenzen auftreten. In Abbildung 5.3 ist die Messung in der optimalen BCO

(BCO 117) und in Abbildung 5.4 die Messung in BCO 110 zu sehen. In den Graphen ist die Anzahl der Ereignisse über der Schwelle (Farbskala) abhängig von der Schwelle in mV (y -Achse) für alle Kanäle des Sensors (x -Achse) aufgetragen. Im Graphen in Abbildung 5.4 sind kaum Ereignisse oberhalb des Rauschens (oberhalb 65 mV) zu erkennen, was zeigt, dass nur selten zufällige Koinzidenzen auftreten.

Die Umrechnung der Schwelle von mV in fC ist hier mit einem *Gain* der Chips von $(60,99 \pm 0,12) \frac{\text{mV}}{\text{fC}}$ möglich. Es gilt:

$$65 \text{ mV} \hat{=} 65 \text{ mV} / 60,99 \frac{\text{mV}}{\text{fC}} \sim 1,07 \text{ fC}. \quad (5.1)$$

Auf Grund der wenigen Ereignisse oberhalb des Rauschens stammen die Ereignisse, die durch den externen Trigger gesteuert ausgelesen werden, von Elektronen der Quelle und deren deponierte Ladung kann gemessen werden. Der Aufbau ist somit kalibriert und voll funktionstüchtig für Messungen "unbekannter" Detektoren.

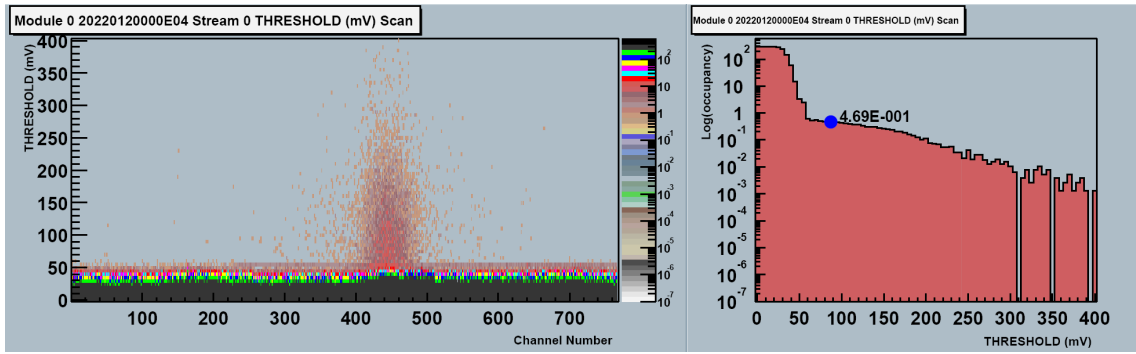


Abbildung 5.3: Das Signal der Quelle über dem Rauschen bei optimaler Zeiteinstellung.

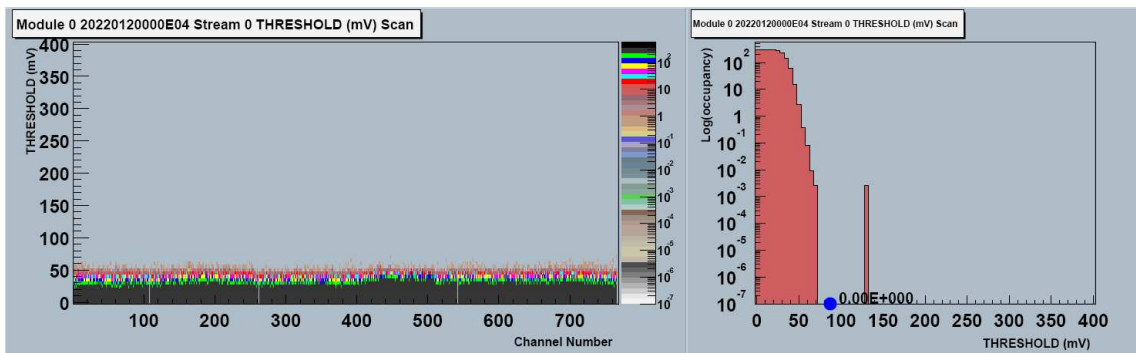


Abbildung 5.4: Das Rauschen bei unpassender Zeiteinstellung.

6 Beschreibung der Messungen und Auswertung

Im Folgenden werden die Messungen mit der Betaquelle und die Auswertung der Daten anhand eines unbestrahlten SCT-Moduls (SCT E04) beschrieben.

6.1 Messungen mit der Betaquelle

Mit dem Aufbau sind Messungen der gesammelten Ladung, der Ladungssammlungseffizienz, des Rauschens und des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (SNR) bei einer Integrationszeit des Vorverstärkers von 20 ns möglich. Zudem kann die Clustergröße bestimmt werden. Zur Bestimmung der genannten Größen werden für verschiedene Biasspannungen Schwellenscans bei optimaler Zeiteinstellung durchgeführt. Dabei wird die Anzahl der Ereignisse über der Schwelle als Funktion der Schwelle gemessen. Eine typische Messung für das SCT-

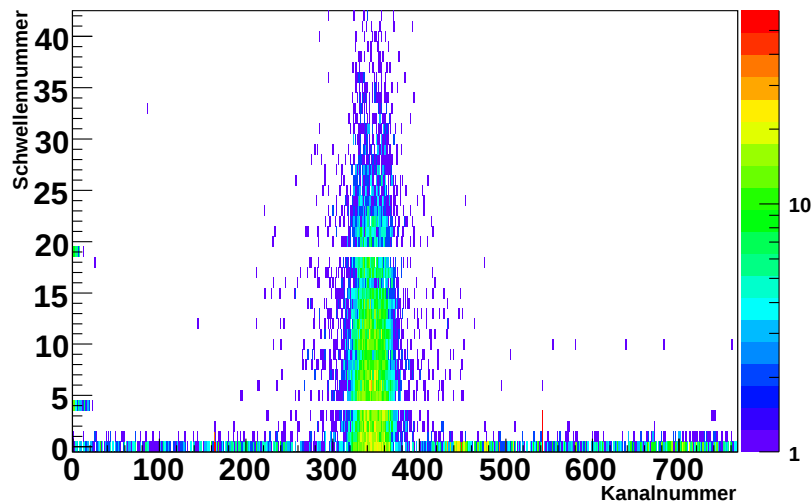


Abbildung 6.1: Anzahl der Ereignisse (Farbskala) als Funktion der Schwellennummer (y -Achse) für 768 Kanäle (x -Achse) bei einer Biasspannung von 150 V.

Modul mit 768 Kanälen bei einer Biasspannung von 150 V ist in Abbildung 6.1 zu sehen.

Darin ist die Anzahl an Ereignissen über der Schwelle (Hits) als Funktion der Schwellennummer für 768 Kanäle aufgetragen. Die Schwellennummer entspricht einer Schwelle in fC. Die jeweilige Schwelle in fC errechnet sich aus:

$$\text{Schwelle} \hat{=} 0,82 \text{ fC} + \text{Schwellennummer} \cdot 0,12 \text{ fC}.$$

Dabei gibt 0,82 fC die unterste Schwelle an, bei der die Messung begonnen wurde. Der Wert 0,12 fC ist die Schrittweite der Messungen. D.h. Schwellennummer 0 $\hat{=}$ 0,82 fC und Schwellennummer 40 $\hat{=}$ 5,74 fC. An Schwellennummer 4 und 19 tritt *Common Mode Noise* auf, weshalb die Daten dieser Schwellen in der Auswertung nicht beachtet werden. Diese Art von Rauschen tritt unkorreliert mit der Schwelle und somit zufällig auf. Der Scan bei der niedrigsten Schwelle von 0,82 fC (Schwellennummer 0) zeigt in fast allen Kanälen Hits, die durch Rauschen hervorgerufen sind. In Scans bei höheren Schwellen ist hauptsächlich das Signal der Quelle in mehreren Kanälen zu erkennen.

6.2 Auswertung der Messergebnisse

In Abbildung 6.1 fällt auf, dass durch Hits, ausgelöst von Elektronen der Quelle, ca. 70 Kanäle ansprechen. Dies folgt aus der Breite des kleinen, ersten Szintillators von 4 mm, da die Auslese nur auf Elektronen in diesem Bereich triggert. Zur Auswertung der Messungen wird deshalb ein Bereich, in dem die Hits der Quelle über den Hits des Untergrunds sind, als interessanter Bereich (*Beam Region*) über eine bestimmte Anzahl an Kanälen gewählt. Dazu wird eine Gaußkurve in das Strahlprofil einer Messung bei niedriger Schwelle gefittet und die Kanäle $\pm 2,5\sigma$ um den Mittelwert gewählt. Für das SCT-Modul mit einem Streifenabstand von ca. $60 \mu\text{m}$ (an der gemessenen Stelle), wird der interessante Bereich über 70 Kanäle (innerhalb der Kanäle 310 bis 380) gewählt. Dies entspricht $70 \times 60 \mu\text{m} = 4,2 \text{ mm}$. Ein gaußgefittetes Strahlprofil bei der Biasspannung von 100 V und der Schwelle von 1,07 fC ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

Für jede gemessene Schwelle wird im nächsten Schritt die auf die Clustergröße korrigierte Anzahl der Ereignisse eines jeden Kanals im interessanten Bereich aufsummiert. Zur Bestimmung der Effizienz wird daraufhin die Gesamtanzahl der Ereignisse einer Schwelle durch die Anzahl der gesendeten Trigger geteilt. Zur Bestimmung der wirklichen Effizienz müssen mehrere Punkte beachtet werden:

- Hits durch Rauschen sind zu unterdrücken, was durch die Auswahl des Strahlbereichs erreicht wird.
- Hits auf zwei benachbarten Streifen sind nur einmal zu zählen. Dies ist durch die Berücksichtigung der Clustergröße möglich.

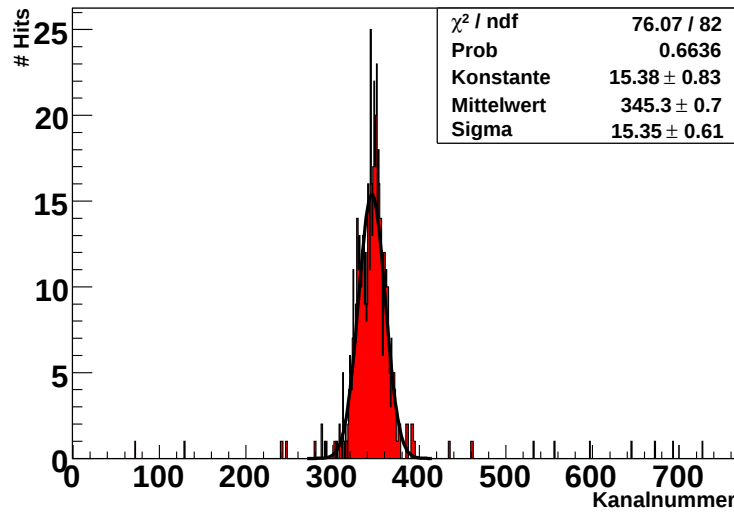


Abbildung 6.2: Gaußfit des Strahlprofils bei einer Schwelle von $1,07 \text{ fC}$ und einer Biasspannung von 100 V .

- Ein Geometriefaktor muss eventuell beachtet werden, falls die Szintillatoren und der Sensor nicht in einer Achse vor der Quelle stehen. Dies ist insbesondere notwendig, wenn der Raumwinkel von Quelle und Szintillatoren nicht vollständig vom Sensor eingenommen wird, z.B. wenn der Strahl die Sensorecken bestrahlt. Dies wird in den Messungen vermieden.
- Durch zufällige Koinzidenzen getriggerte Hits sollen die Messungen nicht verfälschen. Mittels der Effizienzbestimmung eines Moduls mit zwei Sensoren (je ein Sensor auf Vorder- und Rückseite) wurde dies überprüft und ist vernachlässigbar. Dazu wurde die Effizienz der Vorderseite eines zweiseitigen Moduls bestimmt, indem die Anzahl der Hits, die auf Vorder- und Rückseite innerhalb eines Bereichs von 15 Streifen detektiert wurden, durch die Anzahl der Hits der Rückseite in diesem Bereich geteilt wurde. Die gemessene Effizienz des Sensors der Vorderseite eines zweiseitigen Moduls entspricht der Effizienz, wie sie im selben Modul bei einseitiger Effizienzbestimmung gemessen wird.

Anschließend wird die Effizienz abhängig von der Schwelle graphisch aufgetragen, wodurch eine S-Kurve erhalten wird. Exemplarisch ist in Abbildung 6.3 die S-Kurve (rote Kreuze) für die Biasspannung von 150 V bei optimaler Zeiteinstellung zu sehen. Für diese S-Kurve wurden Schwellenscans im Bereich von $0,82$ bis $6,11 \text{ fC}$ in Schritten von $0,12 \text{ fC}$ durchgeführt. Die Scans wurden bei Schwellen, in denen mehr Ereignisse durch Elektronen von der Quelle als durch Rauschen verursacht werden, begonnen. Der Leckstrom betrug in der

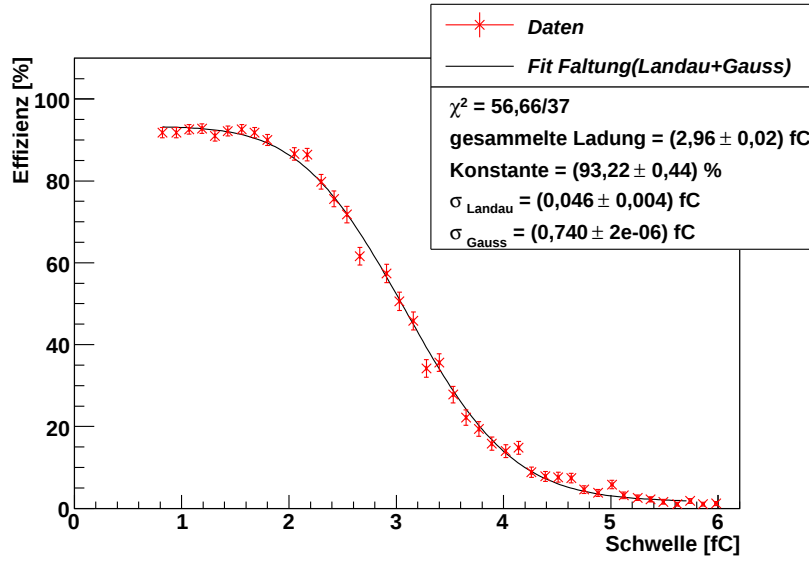


Abbildung 6.3: Die Effizienz des unbestrahlten SCT-Moduls als Funktion der Schwelle in fC im interessanten Bereich bei 150 V Biasspannung (rote Kreuze) und Fit der Daten mit dem komplementären Integral einer Faltung von Landau- und Gaußfunktion (schwarze Linie).

Messung $(0,160 \pm 0,006) \mu\text{A}$ und die Temperatur war -11°C ⁵. Aus Abbildung 6.3 ist ersichtlich, dass die Effizienz für Schwellen kurz über dem Rauschen (bei $0,82 \text{ fC}$) ca. 93 % beträgt. Dies folgt durch die Auswahl des interessanten Bereichs. Für höhere Schwellen fällt die Effizienz bis auf 0 % ab. Die gemessene Verteilung entspricht theoretisch dem komplementären Integral einer Faltung von Landau- und Gaußverteilung (siehe Kapitel 4.3.2). Zur Bestimmung der gesammelten Ladung werden deshalb die Datenpunkte mit einem solchen Integral gefittet. Bei Betrachtung der Fitkurve fällt auf, dass sie von einer breiten Gaußverteilung dominiert wird und der Ausläufer durch eine schmale Landauverteilung beschrieben wird. Dies wird durch die Messung in einem breiten Zeitfenster von 15 ns verursacht, da dadurch einer Überlagerung vieler Landauverteilungen stattfindet. Der Fit ergibt für die Messung bei 150 V (schwarze Linie in Abbildung 6.3), dass $(2,96 \pm 0,02) \text{ fC}$ der durch die Elektronen der Quelle im Siliziumsensor erzeugten Ladungen gesammelt werden. Die Fehler der Effizienzen wurden nach einer Binomialverteilung bestimmt.

In Abbildung 6.4 sind die erhaltenen Werte der gesammelten Ladung für unterschiedliche Biasspannungen aufgetragen. Der Verlauf der gesammelten Ladung ist für Biasspannungen

⁵ Die angegebene Temperatur wurde am Thermistor auf dem Hybrid gemessen, da dieser Wert mit den Messungen ausgegeben wird. Es ist anzunehmen, dass der Sensor selbst eine etwa 5°C geringere Temperatur hat, da erstens der Thermistor nahe der wärmsten Stelle des Hybrids platziert ist und zweitens in der Luft, 2 cm neben dem Sensor, mit einem Sensirion Temperaturfühler -18°C gemessen werden.

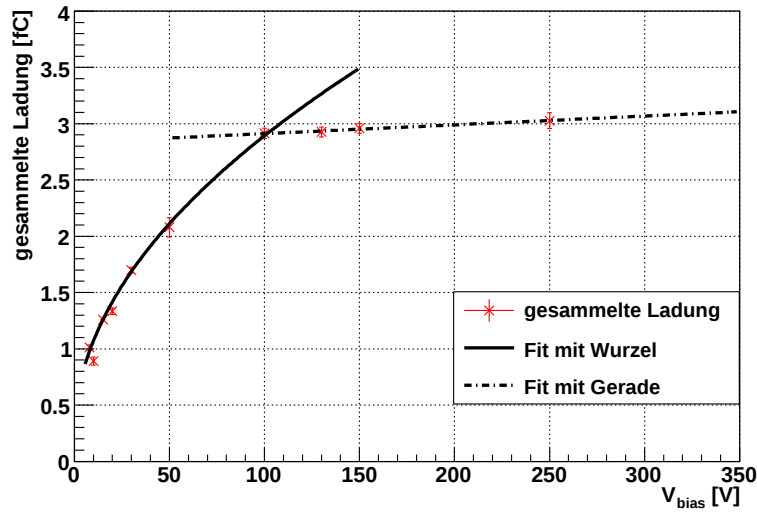


Abbildung 6.4: Die gesammelte Ladung im unbestrahlten SCT-Modul (rote Kreuze) in Abhängigkeit der Biasspannung. Überlagert ist ein Fit der Daten proportional zu $\sqrt{V_{Bias}}$ für Biasspannungen bis 50 V (schwarze durchgezogene Linie) und für größere Biasspannungen proportional zu V_{Bias} (schwarze gestrichelte Linie).

kleiner der Verarmungsspannung proportional zu $\sqrt{V_{Bias}}$. Für Biasspannungen oberhalb der Verarmungsspannung ist die gesammelte Ladung linear abhängig von V_{Bias} . Dieses Verhalten wird an die Daten in Abbildung 6.4 gefittet. Für die Messwerte bis 50 V wird als Fitfunktion $Q = a + b \cdot \sqrt{V_{Bias}}$ benutzt (schwarze durchgezogene Linie in der Abbildung). Die Messwerte oberhalb 50 V werden mit $Q = c + d \cdot V_{Bias}$ gefittet (schwarze gestrichelte Linie). Aus dem Schnittpunkt der beiden Kurven erhält man die Verarmungsspannung. Sie beträgt (102 ± 12) V⁶ und liegt somit, unterhalb 150 V, im Bereich der erwarteten Verarmungsspannung nach [Rob02]. Aus Abbildung 6.4 ergibt sich außerdem, dass der Graph für Biasspannungen oberhalb 100 V abflacht und die im Siliziumsensor gesammelte Ladung bei einer Biasspannung von 250 V $(3,03 \pm 0,07)$ fC beträgt. Die Biasspannung von 250 V ist 150 V höher als die erwartete Verarmungsspannung, so dass der Sensor vollständig verarmt ist und die maximale Ladung gesammelt wird. Der gemessene Wert ist geringer als der in Messungen beim ATLAS-SCT-Teststrahl ([Cam05b]) gemessene von $(3,5 \pm 0,1)$ fC (bei 300 V Biasspannung und -15 °C).

Die mit dem Teststand gemessene Ladung ist geringer als in Messungen im Teststrahl. Dies hat mehrere Ursachen: erstens tritt ein Ladungsverlust durch das 15 ns breite Zeitfenster

⁶ In den Fehler der Verarmungsspannung gehen die Fehler der Fitparameter ein. Dazu wurde die Formel zur Bestimmung des Schnittpunkts der beiden Fitkurven partiell abgeleitet und der Fehler nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Fitparameter bestimmt.

bei den Messungen auf. Dieser Verlust ist aus Zeitmessungen in [Cam05b] auf ca. (5–8) % abschätzbar. Zweitens ist die Verstärkung der Chips durch einen waferspezifischen Korrekturfaktor aus der Chipherstellung zu korrigieren. Dieser Korrekturfaktor berücksichtigt, dass die Chips der Front-End-Elektronik nicht aus demselben Wafer hergestellt wurden und korrigiert deren *Gain*. Die gesammelte Ladung muss mit diesem Faktor korrigiert werden. Er beträgt im Mittel 1,04, so dass die gemessene Ladung um 4 % zunimmt. Drittens wurden in [Rez03] Messungen mit einem ähnlichen Betaquellen-Teststand mit Messungen im Teststrahl durch eine Simulation und Daten verglichen. Sowohl Simulation als auch Daten zeigten, dass die gesammelte Ladung im Teststrahl ca. 10 % größer war als in Messungen mit der Quelle. Schlussfolgernd stimmt die in dieser Arbeit gemessene Ladung des unbestrahlten SCT-Moduls im Rahmen der Fehler mit den erwarteten Werten überein. Theoretisch wird in $285\,\mu\text{m}$ Silizium durch MIPs 4 fC Ladung generiert, eine Diskussion dieser Diskrepanz an gesammelter Ladung, die sowohl in Betaquellenmessungen als auch in Messungen im Teststrahl auftritt, ist in [Cam05b, Vos03] zu finden. Es sei erwähnt, dass Verluste durch die Verteilung der Ladung auf benachbarte Streifen, durch Diffusion der Ladungsträger und durch kapazitive Kopplung benachbarter Streifen auftreten. Außerdem wird aus den Schwellenscans die Clustergröße als Funktion der Schwelle erhalten. Die Clustergröße des SCT-Moduls als Funktion der Schwelle ist in Abbildung 6.5

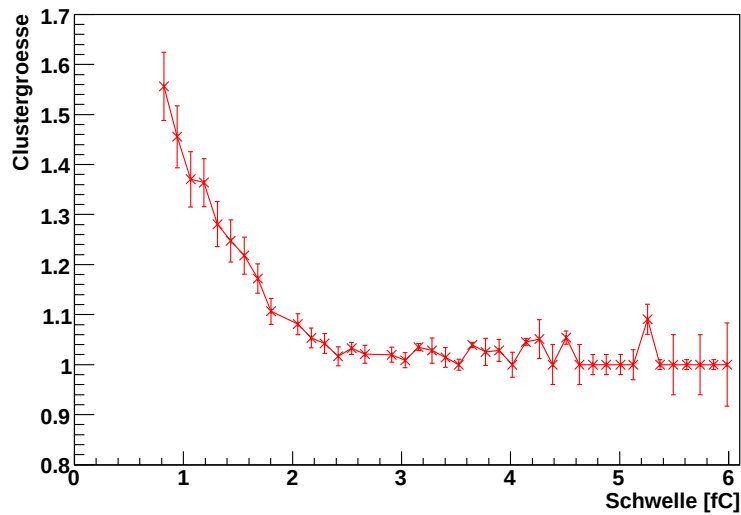


Abbildung 6.5: Die mittlere Clustergröße im SCT-Modul als Funktion der Schwelle bei 150 V Biasspannung.

dargestellt. Bei kleinen Schwellen treten Clustergrößen zwischen 1,2 und 1,5 auf und bei größeren Schwellen flacht die Kurve auf eine mittlere Clustergröße von ~ 1 ab. Die große Clustergröße bei kleinen Schwellen tritt durch Hits aufgrund Rauschen und durch *Char-*

ge *Sharing* auf. Dies bedeutet, dass Ladungen von Elektronen erzeugt, die zwischen zwei Streifen den Siliziumsensor durchquerten, sich auf die beiden Streifen aufteilen. Bei großen Schwellen treten Clustergrößen ungleich eins durch δ -Elektronen oder *Common Mode Noise* auf. Zum Vergleich mit Messergebnissen in Kapitel 7 sei die Clustergröße bei 1,07 fC genannt, die $1,39 \pm 0,06$ ist. Ein weitere Kenngröße ist die *Noise Occupancy*. Sie gibt die

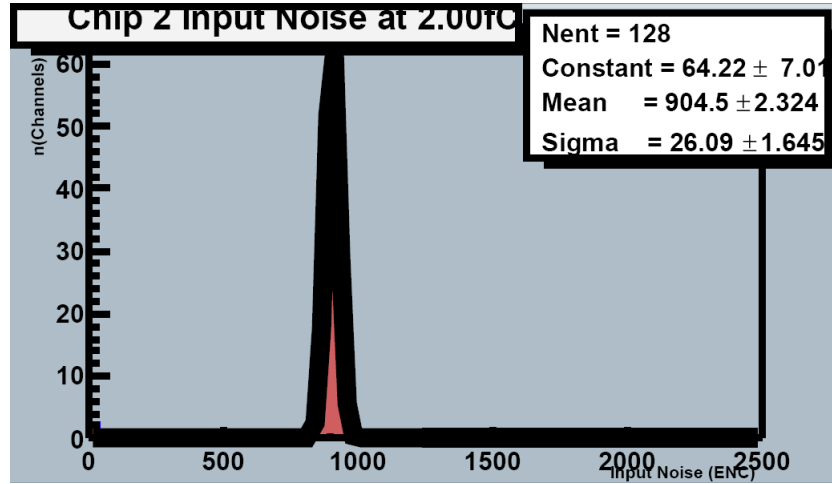


Abbildung 6.6: Das Rauschen des unbestrahlten SCT-Moduls im interessanten Bereich.

Anzahl der Kanäle mit Ereignissen über der Schwelle auf Grund von Rauschen dividiert durch die Anzahl aller Kanäle an. Kanäle mit Ereignissen von Elektronen werden dabei nicht mitgezählt. In diesem Modul beträgt sie bei 1,07 fC $(9,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$.

Zusätzlich wird das Rauschen ohne Quelle aus einer *Response curve*, wie sie zur Kalibration gemessen wird, erhalten. Es beträgt im interessanten Bereich (905 ± 2) Elektronen, wie aus Abbildung 6.6 zu entnehmen ist.

Des Weiteren wird aus den gemessenen Werten der gesammelten Ladung und dem Rauschen das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen (SNR) bestimmt. Dazu wird die gesammelte Ladung (siehe Abbildung 6.4) durch das Rauschen des Moduls ohne Quelle (siehe Abbildung 6.6) dividiert. In Abbildung 6.7 ist das SNR als Funktion der Biasspannung dargestellt. Bei Biasspannungen oberhalb der Verarmungsspannung ist das SNR größer 20. In Messungen am Teststrahl [Cam05b] wurden übereinstimmende Werte von ~ 20 für entsprechende SCT-Module gemessen, wobei in den Referenzmessungen keine spezielle Schirmung an den Modulen angebracht war [Kod06]. Somit gibt der Referenzwert von ~ 20 die untere Grenze des SNR von entsprechenden SCT-Modulen an.

Folglich ist die vollständige Charakterisierung von Siliziumdetektoren mit dem Aufbau erfolgreich durchführbar und die erhaltenen Ergebnisse sind innerhalb der Fehler mit früher gemessenen Werten vergleichbar.

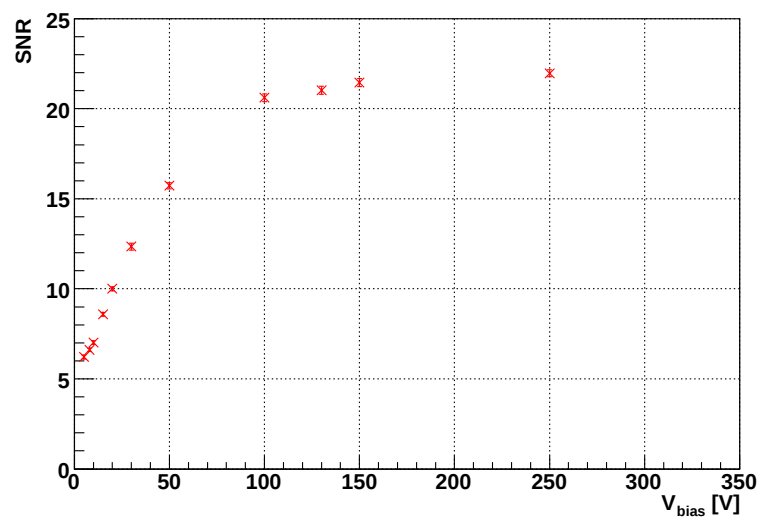


Abbildung 6.7: Das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen als Funktion der Biasspannung.

7 Messergebnisse

Dieses Kapitel enthält die Messergebnisse eines bestrahlten SCT-Moduls, eines unbestrahlten mCZ-Moduls und eines unbestrahlten 3Dstc-Moduls.

7.1 Messergebnisse eines bestrahlten SCT-Moduls

Die Messergebnisse der Kenngrößen eines bestrahlten SCT-Moduls werden im Folgenden dargestellt. Das Modul wurde mit drei unterschiedlichen Fluenzen, wie in Kapitel 3.5.1 beschrieben, mit 26 MeV Protonen bestrahlt. Anschließend wurden die drei Bereiche bei $-11\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Temperatur auf dem Hybrid) vermessen und wie in Kapitel 6 beschrieben ausgewertet. In Abbildung 7.1 ist die gesammelte Ladung in Abhängigkeit von der Biasspannung

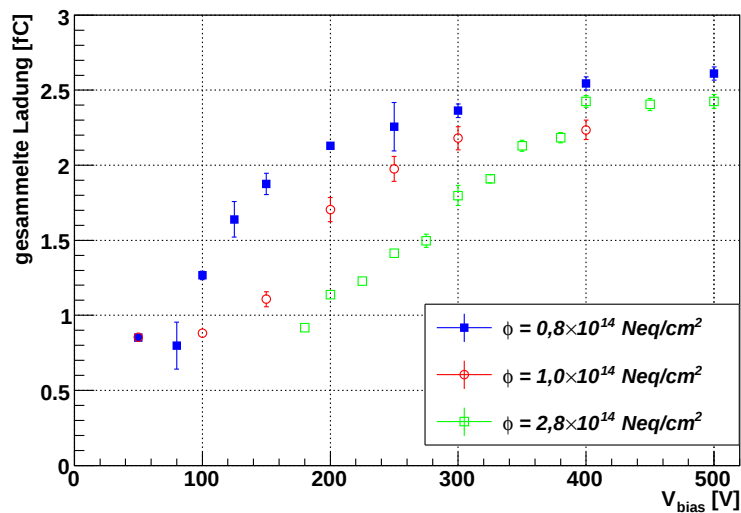


Abbildung 7.1: Die gesammelte Ladung im bestrahlten SCT-Modul in Abhängigkeit von der Biasspannung.

zu sehen. Gezeigt sind die Daten für die drei Fluenzen. Die gesammelte Ladung wurde aus dem Fit der S-Kurven mit dem komplementären Integral einer Faltung von Landau- und Gaußverteilung erhalten. Da das Detektorrauschen die Messung von Ladungen unterhalb 0,8 fC verhindert, sind in Abbildung 7.1 keine Datenpunkte unterhalb 0,8 fC aufgetragen.

Außerdem ist zu bemerken, dass die Datenpunkte der kleinsten Fluenz (blau gefüllte Vierecke) sehr große Fehler haben, da in den dazugehörigen Messungen nicht immer bis zu Schwellen, in denen 0 % Effizienz auftrat, gemessen wurde.

Die Verarmungsspannungen der drei unterschiedlich stark bestrahlten Bereiche wurden jeweils aus dem Schnittpunkt der Fitkurve proportional zu $\sqrt{V_{Bias}}$ für Biasspannungen unterhalb der Verarmungsspannung und der Fitkurve proportional zu V_{Bias} für Biasspannungen oberhalb der Verarmungsspannung bestimmt und sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Wieder wurden die Fehler aus den Fehlern der Fitparameter bestimmt. Die Abbildungen der gefitteten Kurven befinden sich in Anhang A. Die Verarmungsspannungen haben große

Fluenz [Neq/cm ²]	V_{FD} [V]	$V_{Bias,max}$ [V]	I_{Leck} [μ A]	gesammelte Ladung [fC]	Chipkorrektur faktor
0	102 ± 12	250	0,160	$3,03 \pm 0,07$	$1,04 \pm 0,01$
$0,8 \cdot 10^{14}$	180 ± 48	500	157	$2,61 \pm 0,04$	$1,10 \pm 0,03$
$1,0 \cdot 10^{14}$	267 ± 86	400	145	$2,24 \pm 0,06$	$1,10 \pm 0,03$
$2,8 \cdot 10^{14}$	420 ± 74	500	164	$2,43 \pm 0,05$	$1,10 \pm 0,03$

Tabelle 7.1: Die Verarmungsspannung V_{FD} , die maximale Biasspannung $V_{Bias,max}$, die Leckströme I_{Leck} und die gesammelte Ladung bei maximaler Biasspannung und der Chipkorrekturfaktor der unterschiedlich stark bestrahlten Bereiche des SCT-Moduls.

Fehler und geben nur eine Abschätzung der Spannung, oberhalb welcher vollständige Verarmung auftritt, an. Trotzdem ist der Anstieg der Verarmungsspannung durch die Bestrahlung eindeutig feststellbar und es kann davon ausgegangen werden, dass der Sensor typinvertiert ist.

Außerdem sind in Tabelle 7.1 die gemessenen Werte des Leckstroms I_{Leck} und der maximal gesammelten Ladung bei der jeweils höchsten gemessenen Biasspannung $V_{Bias,max}$ und der waferspezifische Korrekturfaktor eingetragen. Die gesammelte Ladung muss mit diesem Faktor korrigiert werden. Zum Vergleich der Messwerte sind auch die Werte des unbestrahlten Moduls dargestellt.

Es ist ersichtlich, dass sich erstens durch die Bestrahlung der Leckstrom um einen Faktor 10^3 erhöht und zweitens die im Detektor gesammelte Ladung verringert. Bei der höchsten Fluenz werden ca. 17 % weniger Ladung gesammelt als im unbestrahlten Modul (in dieser Abschätzung wurde der Chipkorrekturfaktor angewendet). Die Ursache für die Verringerung der gesammelten Ladung ist das Trapping. Die maximale Anzahl an Ladungsträgern wird gesammelt, wenn alle durch ein geladenes Teilchen im Sensor erzeugten Ladungen an den Auslesestreifen innerhalb einer Zeit, die kürzer als die *Shaping Time*

des Vorverstärkers ist, eingesammelt werden. Durch die Bestrahlung werden Punktdefekte und Cluster generiert, die Ladungen einfangen, so dass nur ein Teil der erzeugten Ladungen am Vorverstärker innerhalb der 20 ns *Shaping Time* ein Signal induziert. Für Biasspannungen oberhalb der Verarmungsspannung kann der Effekt reduziert werden und es zeigt sich zudem ein leichter Anstieg der gesammelten Ladung (siehe Datenpunkte der niedrigen Bestrahlung in Abbildung 7.1). Er resultiert aus zwei Ursachen. Erstens wird er durch die Zunahme der Ladungsträgergeschwindigkeit mit ansteigender Biasspannung und somit einer Verringerung der Driftzeit erzeugt. Zweitens tritt der schwache Anstieg aufgrund der Trappingwahrscheinlichkeit von Ladungen, die von der Geschwindigkeit der Ladungsträger abhängt, auf. Bei höheren Biasspannungen haben die Ladungsträger größere Geschwindigkeiten und werden weniger wahrscheinlich als langsame Ladungsträger eingefangen [Mar01]. Außerdem werden in bestrahlten Sensoren erst ab einer bestimmten Biasspannung (hohe Fluenz: 180 V) mehr Ereignisse durch die Quelle als durch Rauschen gesammelt. Dies begründet sich in der Typinversion des stark bestrahlten Bereichs. Im typinvertierten Sensor beginnt die Verarmung von der Rückseite aus und es ist eine bestimmte elektrische Feldstärke notwendig, damit die Ladungen durch den (aufgrund höherer Biasspannungen kleiner werdenden) nicht-verarmten Bereich des Sensors diffundieren und die Auslesestreifen erreichen.

Die gemessene gesammelte Ladung stimmt innerhalb der Fehler mit Werten überein, die in [Rez03] mit einem Betaquellen-Teststand an mit $3 \cdot 10^{14}$ Protonen/cm² bestrahlten SCT-Modulen gemessen wurden. In diesen Messungen beträgt bei 490 V die im Mittel gesammelte Ladung $(2,57 \pm 0,04)$ fC.

Des Weiteren fällt bei Betrachtung der Graphen in Abbildung 7.1 auf, dass die Datenpunkte der mittleren Fluenz beinahe mittig zwischen denen der beiden anderen Fluenzen liegen. Die Fluenzen wurden auf zwei Arten, durch Messung der Aktivierung von Nickelfolie und durch Berechnung aus der Strahlintensität, bestimmt (siehe Kapitel 6), was für die mittlere Fluenz unterschiedliche Werte von $1,0 \cdot 10^{14}$ Neq/cm² (Nickelfolie) und $1,5 \cdot 10^{14}$ Neq/cm² (Strahlintensität) ergab. Die bei der mittleren Fluenz gemessene Kurve stimmt folglich eher mit der aus der Strahlintensität errechneten Fluenz überein, die mittig zwischen den beiden anderen Fluenzen liegt.

Weitere gemessene Größen sind die *Noise Occupancy* und die Clustergröße. Sie sind in Tabelle 7.2 jeweils bei $V_{Bias,max}$ und der Schwelle von 1,07 fC zu finden. Die *Noise Occupancy* ist für das bestrahlte Modul in allen drei Bereichen unter dem im SCT erlaubten Wert von $5 \cdot 10^{-4}$. Die mittlere Clustergröße bei $V_{Bias,max}$ verändert sich kaum durch die Bestrahlung.

Aus dem Rauschen der unterschiedlich stark bestrahlten Bereiche wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) bestimmt. Das jeweilige Rauschen in Elektronen ist in

Fluenz [Neq/cm ²]	Noise Occupancy bei $V_{Bias,max}$ und 1,07 fC	Clustergröße bei $V_{Bias,max}$ und 1,07 fC	Rauschen/ENC [Elektronen]
0	$(9,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$	$1,39 \pm 0,06$	905 ± 2
$0,8 \cdot 10^{14}$	$(9,4 \pm 3,1) \cdot 10^{-5}$	$1,26 \pm 0,05$	859 ± 3
$1,0 \cdot 10^{14}$	$(9,9 \pm 3,1) \cdot 10^{-5}$	$1,22 \pm 0,04$	863 ± 2
$2,8 \cdot 10^{14}$	$(1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$	$1,31 \pm 0,05$	965 ± 3

Tabelle 7.2: Die Noise Occupancy und Clustergröße bei $V_{Bias,max}$ und der Schwelle 1,07 fC, sowie das Rauschen aus der Response Curve der SCT-Module.

Tabelle 7.2 notiert. Anzumerken ist, dass die Fehler des Rauschens, die Fehler des Mittelwerts eines Chips (bzw. bei der niedrigen Fluenz zweier Chips) angeben. Jedoch schwanken die Mittelwerte des Rauschens verschiedener Chips um ca. 30 Elektronen, so dass das Rauschen zusätzlich einen systematischen Fehler hat. Diese Schwankung ist aus Abbildung 5.2 abgeschätzt. Durch die Bestrahlung mit $2,8 \cdot 10^{14}$ Neq/cm² bzw. die in der Bestrahlung erzeugten Störstellen erhöhen sich die Zwischenstreifenkapazitäten und der Leckstrom steigt an. Dadurch tritt ein Anstieg des Rauschens auf. In Abbildung 7.2 ist das

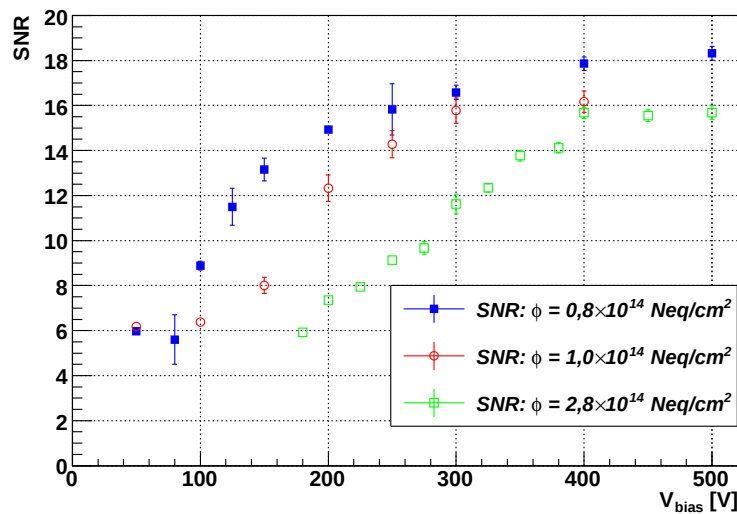


Abbildung 7.2: Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR im bestrahlten SCT-Modul in Abhängigkeit von der Biasspannung.

Verhältnis von Signal-zu-Rauschen des bestrahlten SCT-Moduls aufgetragen. Wiederum sind durch die unterschiedlichen Symbole die Messdaten der drei Fluenzen dargestellt. Für den stark bestrahlten Bereich wird bei 500 V ein SNR von ~ 16 gemessen. Somit hat das SNR durch die Bestrahlung abgenommen. In Messungen beim SCT-Teststrahl wurde

an entsprechenden SCT-Modulen nach der Bestrahlung mit $3,0 \cdot 10^{14}$ Protonen/cm² eine Abnahme des SNR auf 7–11 bei der Biasspannung von 500 V gemessen [Cam05b]. Hierbei ist hervorzuheben, dass in der Bestrahlung in Freiburg das Hybrid nicht mit bestrahlt wurde. In der Bestrahlung für Messungen am SCT-Teststrahl wurde indessen das Hybrid derselben Fluenz wie der Detektor ausgesetzt und es verschlechterte sich, was zu höherem Rauschen führte. Dadurch, dass das Hybrid in Freiburg nicht bestrahlt wurde, tritt in ihm keine Veränderung des Rauschens auf, was ein größeres SNR nach der Bestrahlung als im Teststrahl zur Folge hat.

Aus den Messungen im Teststand mit der Betaquelle ergibt sich, dass der SCT-Sensor, welcher mit Fluenzen, wie sie bei ATLAS erwartet werden, bestrahlt wurde, gekühlt voll funktionstüchtig ist. Insbesondere die höchste Fluenz entspricht in etwa der 1,5fachen Fluenz, die innerhalb von zehn Jahren für den SCT-Detektor erwartet wird. Es verschlechtern sich jedoch die Kenngrößen des Moduls und für noch höhere Fluenzen ist die Entwicklung und Untersuchung neuer Detektoren notwendig.

Die Ergebnisse dieser Messungen werden in den Proceedings der Konferenz RESMDD (*Sixth Edition of International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices 2006*) in Florenz (Italien) in der Zeitschrift *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* veröffentlicht.

7.2 Messergebnisse des mCZ-Moduls

Vor den Messungen des mCZ-Moduls im Teststand mit der Betaquelle wurde die Funktion des Sensors ohne Hybrid in einer elektrischen Charakterisierung bestimmt. Sie ist den Messergebnissen vorangestellt.

7.2.1 Elektrische Charakterisierung

In der elektrischen Charakterisierung werden Strom-Spannungskurven (IV) und Kapazitäts-Spannungskurven (CV) aufgenommen. Damit wird die elektrische Funktion des Sensors überprüft und sein Leckstrom sowie die Durchbruchspannung bestimmt. Die Durchbruchspannung gibt die Biasspannung an, bei der der Leckstrom sehr stark ansteigt und es aufgrund des hohen elektrischen Felds im Sensor zur Elektronenvervielfachung kommt. In den IV-Messungen wird im Reinraum bei Raumtemperatur und bei einer Luftfeuchtigkeit von ca. 30 % in einer Probestation mit einer Standard-Messapparatur (Keithley 237 SMU) der Leckstrom zwischen Biasring bzw. Guardring und der Rückseite des Sensors in Sperrrichtung abhängig von der Biasspannung gemessen. In der CV-Messung wird mit einem zusätzlichen LCR-Meter (HP 4284A) die Kapazität des Sensors (bei 10 kHz

Modulationsspannung) als Funktion der Biasspannung gemessen. Die Strom–Spannungs–Kennlinien des mCZ–Moduls sind im linken Graphen in Abbildung 7.3 abgebildet. Die gemessenen Stromstärken wurden auf die Temperatur von 20 °C nach Gleichung 2.17 skaliert. Die blauen Vierecke entsprechen der Messung mit Kontakt am Guardring und die roten Kreise der mit Kontakt am Biasring. Sie zeigen beide einen ähnlichen Verlauf. In den

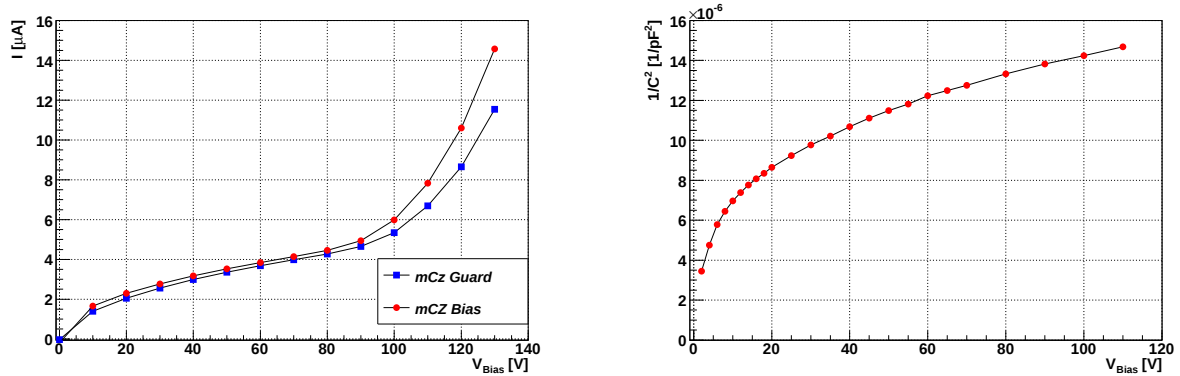


Abbildung 7.3: Die Strom–Spannungskurven des mCZ–Moduls (links), die Kapazität in Abhängigkeit von der Biasspannung (rechts).

Kurven fällt auf, dass bei Biasspannungen über ~ 100 V der Leckstrom stark ansteigt und es bei höheren Spannungen zum Spannungsdurchbruch kommt, so dass der Sensor nicht bis zur nominellen Verarmungsspannung von ca. 420 V [Här03] betrieben werden kann. Somit kann in einer Messung der Kapazität als Funktion der Biasspannung kein Abflachen der Kurve für Biasspannungen oberhalb der Verarmungsspannung zu einem linearen Verlauf erwartet werden, wie es beim Auftragen von $1/C^2$ abhängig von der Biasspannung angenommen wird. Eben dieses Ergebnis wurde in der CV–Messung gemessen und ist im rechten Graphen in Abbildung 7.3 zu sehen.

7.2.2 Messergebnisse mit der Betaquelle

Das Modul wurde im gekühlten Aufbau bei -11 °C (Temperatur auf dem Hybrid gemessen) getestet. Dabei lag bei der maximal möglichen Biasspannung von 150 V ein Leckstrom von $14,9 \mu\text{A}$ vor. Durch die Kühlung ist der Leckstrom geringer als in der IV–Kurve bei Raumtemperatur.

In Abbildung 7.4 ist die gesammelte Ladung für verschiedene Biasspannungen aufgetragen. Sie beträgt bei 150 V Biasspannung $(1,96 \pm 0,09)$ fC bzw. nach Berücksichtigung des Chipkorrekturfaktors von $1,08 \pm 0,03$ ergeben sich $(2,12 \pm 0,02(\text{stat.}) \pm 0,06(\text{syst.}))$ fC. Da der Sensor nicht voll verarmt werden konnte, kann die für den $380 \mu\text{m}$ dicken mCZ–Sensor erwartete durch MIPs deponierte Ladung von ca. 4,8 fC nicht gemessen werden. Die Verarmungsspannung kann aus demselben Grund ebenfalls nicht bestimmt werden.

Das Rauschen des Moduls wurde in der Response Curve mit (1178 ± 17) Elektronen gemessen. Es ist aufgrund der längeren Streifen (6,5 cm) und der nicht vollständigen Verarmung höher als bei SCT-Modulen. Daraus ergibt sich bei 150 V Biasspannung ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $10,4 \pm 0,2$.

Die *Noise Occupancy* betrug bei 150 V $(1,42 \pm 0,27) \cdot 10^{-4}$.

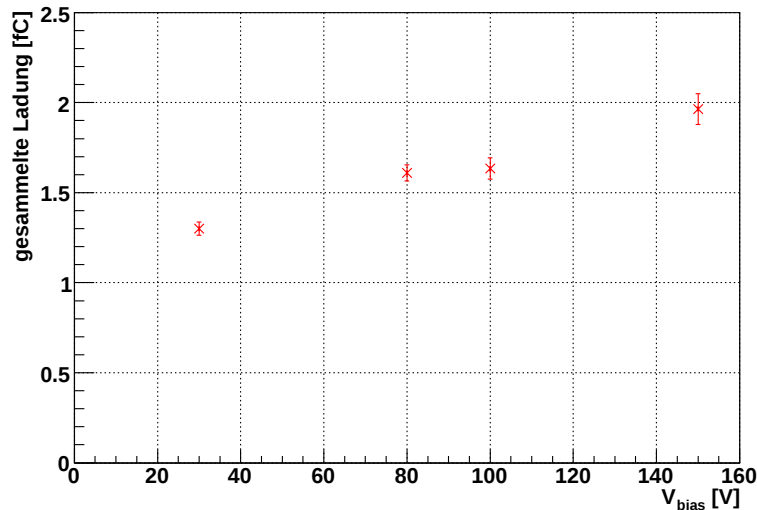


Abbildung 7.4: Die gesammelte Ladung im mCz-Modul als Funktion der Biasspannung.

Der Sensor funktioniert folglich mit der 40 MHz Auslese, so dass in Zukunft weitere mCZ-Sensoren zu Modulen verbaut und getestet werden. In zukünftigen Messungen sollen die Kenngrößen der Sensoren vor und nach einer Bestrahlung mit hochenergetischen Protonen bestimmt werden. Durch den Vergleich dieser gemessenen Kenngrößen sollten anschließend Veränderungen der Detektoreigenschaften durch die Bestrahlung beobachtet werden können und Aussagen über die Strahlenhärte der Sensoren möglich sein.

7.3 Messergebnisse des 3D-Moduls

7.3.1 Elektrische Charakterisierung

Mehrere unterschiedliche 3Dstc-Sensoren wurden ebenfalls elektrisch charakterisiert, bevor einer der Sensoren zu einem Modul verbaut wurde. Dazu wurden im Reinraum IV- und CV-Kurven aufgenommen. Die Daten der Sensoren sind in Kapitel 3.5.3 in Tabelle 3.2 aufgelistet. In Abbildung 7.5 sind die Strom-Spannungskennlinien der Sensoren abgebildet. Die Stromstärken sind auf 20 °C skaliert. Es ist erkennbar, dass alle Sensoren einwandfreies Verhalten zeigen und die erwartete Verarmungsspannung zwischen den Säulen von

ca. 7 V problemlos erreichbar ist. Spannungsdurchbrüche treten, außer bei einem Sensor, der eine spezielle P-Stop-Struktur und einen höheren Leckstrom hat, erst oberhalb Biasspannungen von ca. 150 V auf. Außerdem sind in Abbildung 7.5 sowohl die Messungen, bei

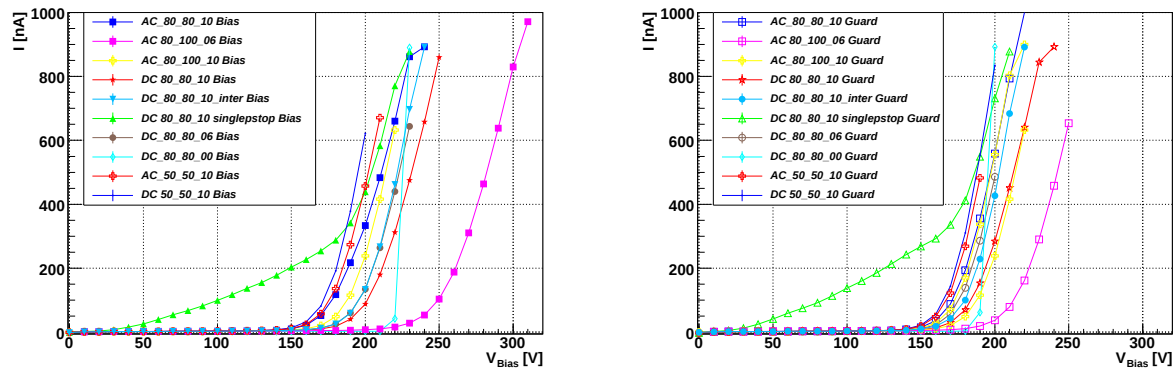


Abbildung 7.5: Die Strom-Spannungskennlinien mehrerer 3Dstc-Sensoren; Mit Potential zwischen Biasring und Sensorrückseite (links), mit Potential zwischen Guardring und Sensorrückseite (rechts).

denen das Potential am Biasring (linker Graph), als auch am Guardring (rechter Graph) angelegt wurde, aufgetragen. Diese unterscheiden sich nur geringfügig, wobei die Messungen am Guardring (10–20 V) niedrigere Durchbruchspannungen haben.

Die Kapazitäten als Funktion der Biasspannung wurden ebenfalls gemessen. In Abbildung 7.6 ist exemplarisch der Verlauf des zum Modul verbauten Sensors AC_80_100_10 (für Potential an Guard- und Biasring) abgebildet. Im linken Graphen sind die Kapazitäten bis 150 V Biasspannung aufgetragen und im rechten Graphen ein vergrößerter Ausschnitt bei niedrigeren Biasspannungen. Die Kapazitäts-Spannungskennlinien ($1/C^2(V)$) verlaufen nicht wie in einem planaren Detektor, sondern zeigen teilweise ein anderes Verhalten. Für kleine Biasspannungen ist ein geringer Anstieg ersichtlich und bei ca. 7 V ist ein Knick im vergrößerten Ausschnitt in Abbildung 7.6 schwach erkennbar. Dieses Verhalten wird unterschiedlich stark ausgeprägt bei allen gemessenen Sensoren gesehen. Bei dieser Spannung wird aufgrund der Detektorstruktur und von Simulationen erwartet, dass der Bereich zwischen den Säulen verarmt ist [Pie05]. Der Knick ist kaum ersichtlich, da die Messung des sehr kleinen Sensors von Störkapazitäten, wie z.B. Oberflächeneffekten, Effekten am Guardring und im Randbereich, beeinflusst wird. Bei weiter ansteigenden Biasspannungen ist ein lineares Verhalten ähnlich einem planaren Sensor messbar, da der Sensor langsam zur Rückseite hin verarmt wird. Ein Plateau ist hingegen nicht feststellbar, da dieses aufgrund des 500 μm dicken Sensors oberhalb 150 V erwartet wird. Zur Funktion des 3Dstc-Sensors ist aber nur die Verarmung zwischen den Säulen relevant, die problemlos möglich ist.

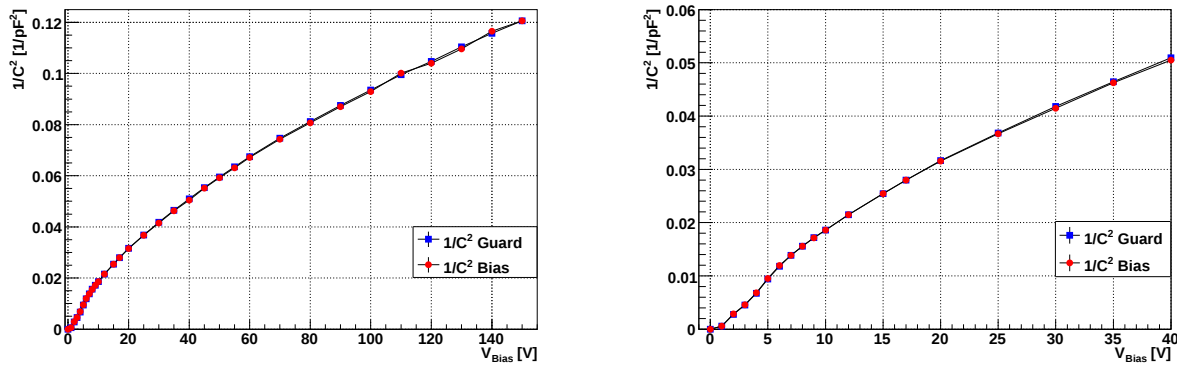


Abbildung 7.6: Die Kapazitäts-Spannungskennlinien des zu einem Modul verbauten 3Dstc-Sensors AC_80_100_10; Bis zu $V_{Bias,max}$ von 150 V (links), ein vergrößerter Ausschnitt bei kleinen Biasspannungen (rechts).

7.3.2 Messergebnisse mit der Betaquelle

Die Messungen des 3Dstc-Moduls mit der Betaquelle sind nicht direkt durchführbar, da erstens die Sensorfläche sehr klein ist und zweitens der Sensor p-Typ ist, so dass Elektronen anstatt Löcher gesammelt werden. Die Front-End-Elektronik ist jedoch nicht für die Auslese negativer Ladungen konzipiert.

Die kleine Sensorfläche, die kleiner als der kleine Szintillator ist, wird durch eine Aluminiumblende, die ein Fenster von $1,5 \times 4,1 \text{ mm}^2$ hat und hinter dem Sensor angebracht wird, ausgeglichen. Dadurch werden Trigger unterdrückt, die durch Elektronen erzeugt werden, welche zuerst den Sensor außerhalb seiner aktiven Fläche durchqueren, anschließend aber Signale in den Szintillatoren erzeugen.

Die zweite Modifikation des Aufbaus bzw. der Auslese erfolgt in der Software. Während im ABCD3TA ASIC negative Signale vom Vorverstärker und Pulsformer verarbeitet werden können, sind diese für den Komparator problematisch, da negative Signale unter der Komparatorschwelle liegen. Es ist jedoch möglich, die Front-End-Elektronik durch das Trimmen für negative Signale nutzbar zu machen. Dazu wird der Offset des Signals am Ausgang des Pulsformers auf den maximal möglichen Wert von ca. 4 fC gesetzt, so dass bei negativen Signalen (bis ca. 4 fC) die Signale am Komparator positiv sind. Dies hat zur Folge, dass nun das Rauschen immer über der Schwelle liegt und Signale von Löchern, die durch die Quelle induziert werden, als "keine Treffer" gesehen werden. Damit die Datennahme mit BT.cpp weiterhin, wie beschrieben, durchführbar ist, wird deshalb in den Histogrammen das Komplement der gemessenen Daten aufgetragen [Dol06]. Auf diese Weise sind Schwellenscans mit ansteigenden Schwellen möglich und Ladungen bis 4 fC messbar. Ein Nachteil dieses Trimmens ist, dass die Feineinstellung des Offsets und das Angleichen einzelner Kanäle nicht mehr möglich ist.

Bei Durchführung der Messungen stellte sich heraus, dass durch den Einfluss des Offsets und der Invertierung der Histogramme eine absolute Messung der gesammelten Ladung nicht möglich ist. In den Messungen wurden keine gewöhnlichen S-Kurven erhalten, sondern Kurven, wie sie in Abbildung 7.7 zu sehen sind. Darin ist die Effizienz in Abhängigkeit

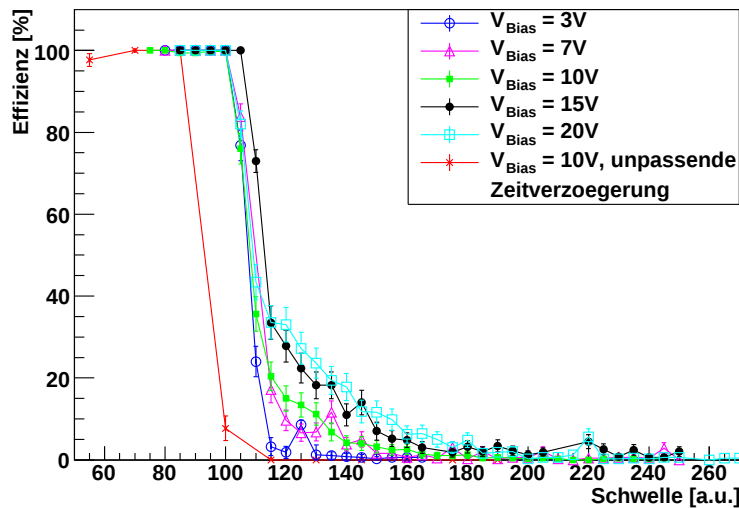


Abbildung 7.7: Die Effizienz des 3Dstc-Moduls in Abhängigkeit von der Schwelle für mehrere Biasspannungen.

von der Schwelle für mehrere Biasspannungen bei optimaler Zeitverzögerung aufgetragen. Die roten Kreuze geben Datenpunkte einer Messung mit unpassender Zeitverzögerung an, in der nur Ereignisse durch Rauschen oder zufällige Koinzidenzen gemessen werden. Es ist zu sehen, dass bei geringen Schwellen die Datenpunkte 100 % Effizienz haben. Anschließend fallen sie innerhalb weniger Schwellenwerte stark ab. Bisher ist dieses Verhalten der S-Kurven nicht vollständig verstanden. Trotzdem wurden die Datenpunkte unterhalb 40 % Effizienz wieder mit einem komplementären Integral der Faltung von Landau- und Gaußverteilung gefittet. Die gesammelte Ladung der unterschiedlichen Biasspannungen wurde dabei auf den Wert der gesammelten Ladung bei 20 V normiert. Somit ist nur das qualitative Verhalten der gesammelten Ladung in Abhängigkeit von der Biasspannung messbar. Dieses ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Es ist ein Anstieg der gesammelten Ladung bei optimaler Zeitverzögerung (rote Kreuze) mit steigender Biasspannung ersichtlich. Ein Anstieg wird ebenfalls aus den unterschiedlich hohen S-Kurven erwartet (siehe Abbildung 7.7). Zudem ist messbar, dass die gesammelte Ladung von Löchern der Quelle über den Ereignissen, die durch Rauschen auftreten, liegt. Dies ist im Datenpunkt bei 10 V (grüner Punkt) ersichtlich, welcher die gesammelte Ladung in einer Messung mit un-

passender Zeitverzögerung angibt. Er wurde aus einem Fit der gemessenen Effizienzen mit einer komplementären Fehlerfunktion erhalten. In den Messungen betrug der Leckstrom bei der Biasspannung von 20 V $0,01 \mu\text{A}$.

Das Rauschen des Moduls konnte nicht bestimmt werden, da dessen Wert dem eines

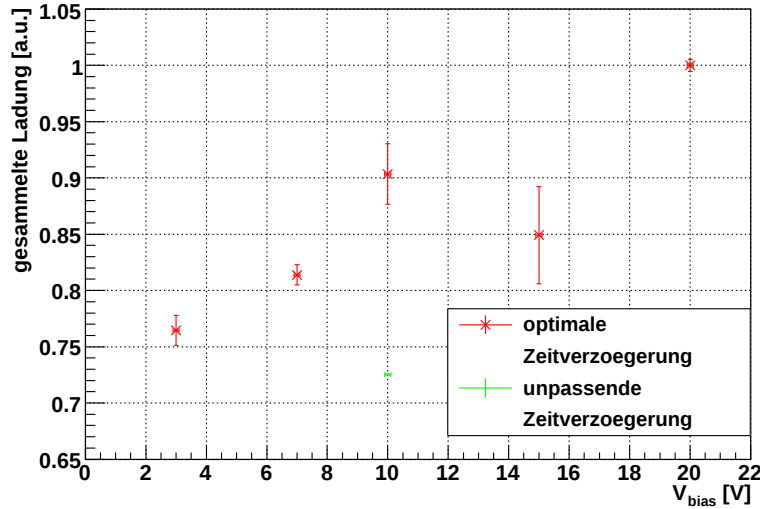


Abbildung 7.8: Die gesammelte Ladung im 3Dstc-Modul für verschiedene Biasspannungen bei passender Zeitverzögerung (rote Kreuze) und bei unpassender Zeitverzögerung (grüner Punkt).

ungebondeten Hybrids entspricht. Das geringe Rauschen begründet sich in der sehr kurzen Streifenlänge von 1,5 mm.

Schlussfolgernd gilt, dass 3Dstc-Sensoren mit der modifizierten SCT-Auslese bedingt ausgelesen werden können und die durch Elektronen der Quelle deponierte Ladung beobachtet werden kann. Jedoch können die sehr kleinen 3Dstc-Mikrostreifensensoren mit der Quelle schlecht vermessen werden. Daher werden die Messungen in Zukunft mit größeren Sensoren, die 2 cm lange Streifen haben, wiederholt werden. Dabei soll zusätzlich die Auslese besser an die negativen Ladungen angepasst werden.

7.4 Zusammenfassung der Messergebnisse

Durch eine Gegenüberstellung der Messergebnisse von unbestrahlten und bestrahlten Modulen sind Aussagen über deren Strahlenhärte möglich. Anhand des unbestrahlten und des bestrahlten SCT-Moduls (das Hybrid wurde nicht bestrahlt), dessen Signal-zu-Rausch-Verhältnis in Abbildung 7.9 nochmals dargestellt ist, sind die Veränderungen der Detek-

toreigenschaften durch die Bestrahlung, d.h. die Abnahme der gesammelten Ladung, die Verringerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (SNR) und ein erhöhtes Rauschen messbar. Daraus kann folgende Aussage über die Strahlenhärte des gemessenen SCT-Sensors getroffen werden: der Sensor funktioniert nach der Bestrahlung mit 26 MeV Protonen mit einer Fluenz von $2,8 \cdot 10^{14}$ Neq/cm² und hat ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ~ 16 . Zudem stimmen die im Teststand gemessenen Ergebnisse des unbestrahlten SCT-Moduls

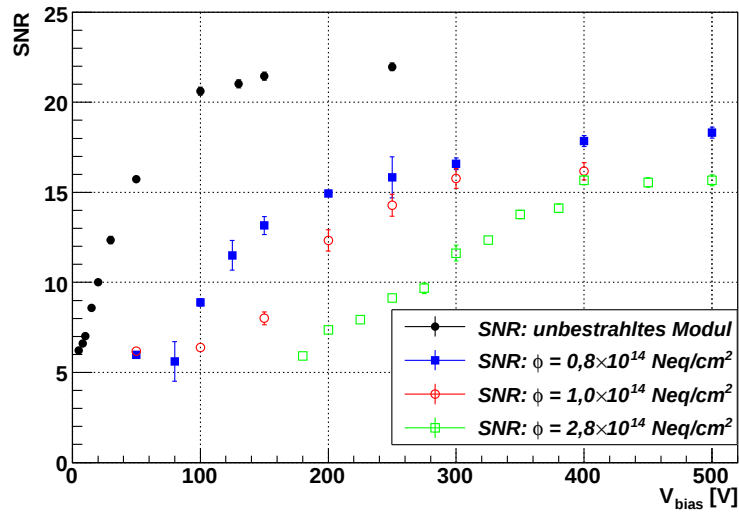


Abbildung 7.9: Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) des unbestrahlten SCT-Moduls (schwarze gefüllte Kreise) und des mit drei verschiedenen Fluenzen bestrahlten SCT-Moduls (blaue gefüllte Vierecke, rote leere Kreise, grüne leere Vierecke) in Abhängigkeit von der Biasspannung.

mit veröffentlichten Ergebnissen überein. Folglich können mit dem Teststand weitere n-Typ Detektoren und insbesondere potentielle neue Detektoren für ein Upgrade des LHCs verlässlich getestet und in konsequenten und reproduzierbaren Messreihen charakterisiert werden. Durch den Vergleich der Kenngrößen vor und nach einer Bestrahlung, wird das Verhalten der Kenngrößen und Veränderungen der Detektoreigenschaften durch die Bestrahlung messbar sein. Für p-Typ Detektoren wäre eine Messung von einem bekannten Sensor nützlich, um das Auslesesystem für negative Ladungen besser zu verstehen und zu kalibrieren.

8 Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde ein Teststand zur Untersuchung von Siliziumsensoren mit einer Betaquelle, basierend auf der SCT-Auslese, die eine Taktfrequenz von 40 MHz hat, konzipiert und erfolgreich realisiert. Mit dem Aufbau können wichtige Kenngrößen von Siliziumdetektoren bestimmt werden. Die Funktionalität des Aufbaus wurde an SCT-Detektoren überprüft. Die Messergebnisse der gesammelten Ladung und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis eines SCT-Moduls sind mit veröffentlichten Ergebnissen übereinstimmend. Hervorzuheben ist erstens, dass die Messungen im Teststand bei stabil niedrigen Temperaturen ($-11\text{ }^{\circ}\text{C}$ am Hybrid) und niedriger Luftfeuchtigkeit ($<10\%$) durchführbar sind. Die niedrige Temperatur ist besonders wichtig bei Messungen von bestrahlten Detektoren. Zweitens bietet der Aufbau die Möglichkeit, bis zu $7 \times 7\text{ cm}^2$ große Sensoren an unterschiedlichen Stellen zu messen. Und drittens basiert die Ausleseelektronik auf der schnellen, binären SCT-Auslese, deren *Shaping Time* 20 ns ist. Da in zukünftigen Hochenergieexperimenten eine sehr schnelle Ausleseelektronik notwendig ist, ist die Erprobung zukünftiger Detektoren (für ein Upgrade des Spurdetektors des ATLAS-Experiments) mit solch einer realistischen Ausleseelektronik essentiell. Messungen an Testständen mit schnellen Auslesesystemen, werden ebenfalls von der RD50-Kollaboration gefordert.

Zusätzlich wurden in der Arbeit Module mit ATLAS Front-End-Elektronik aus neuen Sensoren (*3D-Single-Type-Column-Sensor* und *magneticCzochralskisilizium-Sensor*) gebaut und getestet. Dabei wurde gezeigt, dass das *magneticCzochralskisilizium-Modul* mit der 40 MHz-Ausleseelektronik charakterisiert werden kann. Jedoch konnten aufgrund der geringen Durchbruchspannung des Sensors keine Messungen des vollverarmten Sensors durchgeführt werden. Daher konnten die Kenngrößen wie die gesammelte Ladung oder das Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht bestimmt werden. Das *3D-Single-Type-Column-Modul* bzw. die *3Dstc-Sensoren* zeigten in der elektrischen Charakterisierung, dass sie funktionstüchtig sind. Die Sensoren sind aber n^+p - p^+ -Detektoren, so dass von Elektronen der Quelle induzierte negative Ladungen an der Front-End-Elektronik gesammelt werden. Die SCT-Ausleseelektronik hingegen ist nicht zur Messung negativer Ladungen konzipiert, so dass nur durch Modifikationen der Software negative Ladungen messbar sind. Dies stellte sich als Problem heraus, wodurch keine absoluten Messungen der gesammelten Ladung möglich sind und es wurde lediglich die Zunahme der gesammelten Ladung bei ansteigender Biasspannung gemessen.

Durch Messungen vor und nach einer Bestrahlung sind des Weiteren Aussagen über die Strahlenhärte der Detektoren möglich. Sie werden in der Arbeit durch den Vergleich von Messungen eines unbestrahlten und eines bestrahlten SCT-Moduls vorgestellt. Es ist die Verringerung der gesammelten Ladung und des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, sowie die Erhöhung des Rauschens durch die Bestrahlung messbar. Die Veränderung der Detektoreigenschaften durch die Bestrahlung sind klar erkennbar und es wird deutlich, dass die in ATLAS eingebauten Sensoren des SCT-Detektors bei den innerhalb von zehn Jahren erwarteten Fluenzen von $2,0 \cdot 10^{14} \text{ Neq/cm}^2$ funktionieren. Bei höheren Fluenzen, wie sie am sLHC erwartet werden, wären sie hingegen aufgrund der massiven Strahlenschäden nur kurze Zeit funktionstüchtig und müssten ausgetauscht werden, so dass die Untersuchung neuer Detektoren von großer Wichtigkeit ist. Zur Erprobung neuer Sensoren steht der vollfunktionstüchtige Teststand, der im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaut wurde, bereit. Wichtige Messungen weiterer Module, die im Moment gebaut werden (3Dstc-Module mit 2 cm langen Streifen, ein n-p-p⁺-Streifensensormodul und ein weiteres mCZ-Modul) sind vor und nach einer Bestrahlung durchführbar.

A Anhang

A.1 Bestimmung der Verarmungsspannungen des bestrahlten SCT-Moduls

Bereich mit der Fluenz von $0,8 \cdot 10^{14} \text{ Neq/cm}^2$

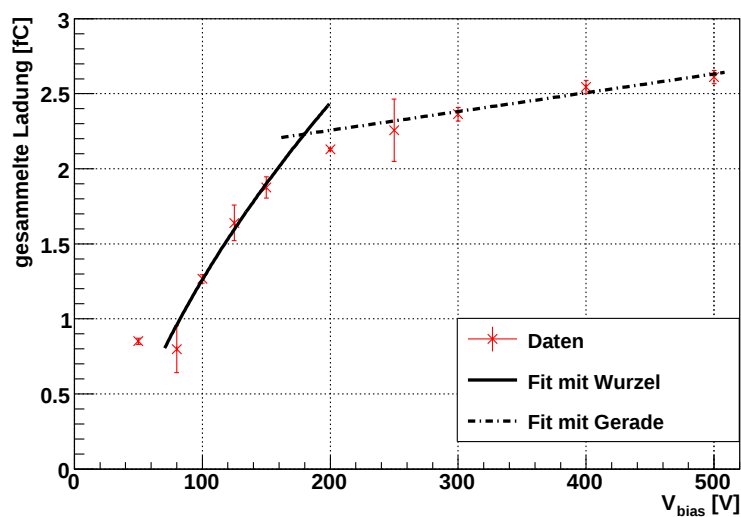


Abbildung A.1: Die gesammelte Ladung im mit $0,8 \cdot 10^{14} \text{ Neq/cm}^2$ bestrahlten SCT-Modul (rote Kreuze) in Abhängigkeit der Biasspannung, überlagert mit dem Fit der Daten mit $\sqrt{V_{\text{Bias}}}$ für Biasspannungen kleiner 180 V (schwarze durchgezogene Linie) und für größere Biasspannungen mit einer Geraden (schwarze gestrichelte Linie).

Der Schnittpunkt der beiden Fitkurven in Abbildung A.1 liegt bei $(180 \pm 48) \text{ V}$. Der Fehler wurde nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Fitparameter berechnet.

Bereich mit der Fluenz von $1,0 \cdot 10^{14} \text{ Neq/cm}^2$

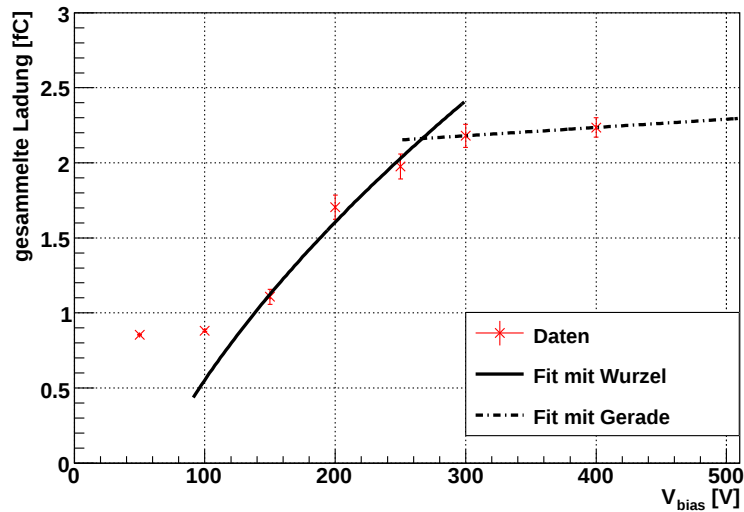


Abbildung A.2: Die gesammelte Ladung im mit $1,0 \cdot 10^{14} \text{ Neq/cm}^2$ bestrahlten SCT-Modul (rote Kreuze) in Abhängigkeit der Biasspannung, sowie Fit der Daten mit $\sqrt{V_{\text{Bias}}}$ für Biasspannungen kleiner 250 V (schwarze durchgezogene Linie) und für größere Biasspannungen mit einer Geraden (schwarze gestrichelte Linie).

Der Schnittpunkt der beiden Fitkurven in Abbildung A.2 liegt bei $(267 \pm 86) \text{ V}$.

Bereich mit der Fluenz von $2,8 \cdot 10^{14} \text{ Neq/cm}^2$

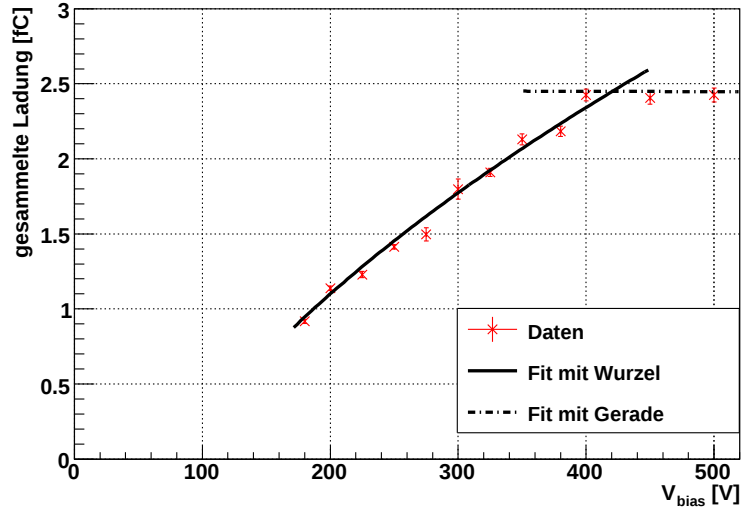


Abbildung A.3: Die gesammelte Ladung im mit $2,8 \cdot 10^{14} \text{ Neq/cm}^2$ bestrahlten SCT-Modul (rote Kreuze) in Abhängigkeit der Biasspannung, sowie Fit der Daten mit $\sqrt{V_{Bias}}$ für Biasspannungen kleiner 380 V (schwarze durchgezogene Linie) und für größere Biasspannungen mit einer Geraden (schwarze gestrichelte Linie).

Der Schnittpunkt der beiden Fitkurven in Abbildung A.3 liegt bei $(420 \pm 74) \text{ V}$.

Literaturverzeichnis

- [Abd06] A. Abdesselam et al., ATLAS SCT Endcap Module Production, ATL-INDET-PUB-2006-007 (2006)
- [AERO] Documentation of ATLAS SCT AERO,
<http://hep.ph.liv.ac.uk/~ashley/ATLAS/AERO.html> zitiert 14.11.2006
- [ATL94] Atlas Collaboration, ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN,
CERN/LHCC 94-43 LHCC/P2 (1994)
- [ATL97] ATLAS Collaboration, Technical Design Report 5,
CERN/LHCC/97-17 (1997)
- [Bat05] A. G. Bates, M. Moll, A comparison between irradiated magnetic Czochralski and float zone silicon detectors using the transient current technique, Nucl. Instr. and Meth. A 555 (2005) 113-124
- [Boh01] J. Bohm et al., Power Supply and Power Distribution System for the ATLAS Silicon Strip Detectors CERN-2001-005 (2001)
- [But00] C.M. Buttar et al., Recent results from the ATLAS SCT irradiation programme, Nucl. Instr. and Meth. A 447 (2000) 126-132
- [Bys90] K. Bystron, Grundlagen der technischen Elektronik, München, Wien, Hanser (1990)
- [Cam05a] F. Campabadal et al., Design and performance of the ABCD3TA ASIC for readout of silicon strip detectors in the ATLAS semiconductor tracker, Nucl. Instr. and Meth. A 552 (2005) 292-328
- [Cam05b] F. Campabadal et al., Beam test of ATLAS SCT silicon strip detector modules, Nucl. Instr. and Meth. A 538 (2005) 384-407
- [CiS] CiS Institut für Mikrosensorik fGmbH, Haarbergstrasse 61, 99097 Erfurt, Deutschland

- [Chi03] A. Chilingarov, RD50 Technical Note RD50-2003-03: Recommendations towards a standardisation of the macroscopic parameter measurements, Part I: IV and CV measurements in Si diodes (2003)
- [Chi04] A. Chilingarov, RD50 Technical Note RD50-2004-01: Recommendations towards a standardisation of the macroscopic parameter measurements, Part II: MIP CCE measurements (2004)
- [CLOAC] Documentation of Clock and Control VME module,
<http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/sct/cloac/Welcome.html> zitiert 27.10.2006
- [CMS94] CMS Collaboration, CMS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38, LHCC/P1 (1994)
- [Dol06] Z. Dolezal, P. Kodys, P. Reznicek, ATLAS SCT hybrid - how to measure negative charge from detector,
http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/kodys/works/laser_test/ATLASHyb_NegativeChargeMeasurement/index.html/ zitiert 20.11.2006
- [Ehr06] T. Ehrich, Charakterisierung von bestrahlten ATLAS-SCT-Detektoren und 3D-Prototypsensoren für das LHC Luminositäts Upgrade, Diplomarbeit, Freiburg (2006)
- [Ekl06] L. Eklund, J. Hill, G. Moorhead, P. Phillips, ATLAS SCT Test DAQ Online Documentation,
<http://sct-testdaq.home.cern.ch/sct-testdaq/sctdaq/sctdaq.html>
zitiert 14.11.2006
- [Fon00] L. Fonseca et al., Silicon wafer oxygenation from SiO₂ layers for radiation hard detectors, ROSE/TN/2000-01 (2000)
- [Gia02] F. Gianotti, M.L. Mangano, T. Virdee et al., Eur. Phys. J. C39 (2005) 293-333
- [Gor00] E. Gornicki, P. Malecki, S. Koperny CERN-2000-010 (2000)
- [Hama] Hamamatsu, 325-6, Sunayama-cho, Hamamatsu City, Sizouka Pref, 430-0193, Japan
- [Här03] J. Härkönen et al., Processing of microstrip detectors on Czochralski grown high resistivity silicon substrates, Nucl. Instr. and Meth. A 514 (2003) 173-179
- [Hir92] H. Hirata, K. Hoshikawa, Three-dimensional analysis of the effects of a cusp magnetic field on the flow, oxygen content and heat transfer in a Czochralski silicon melt, Journal of Crystal Growth 125 (1992) 181-207

- [Huh02] M. Huhtinen, Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon, Nucl. Instr. and Meth. A 491 (2002) 194-215
- [Kai57] W. Kaiser, Electrical and Optical Properties of Heat-Treated Silicon, Physical Review 105,6 (1957) 1751-1756
- [Kem84] J. Kemmer, Improvement of Detector Fabrication by the planar Prozess, Nucl. Instr. and Meth. 226 (1984) 89-93
- [Ket04] C. Ketterer, Entwicklung von Silizium-Mikrostreifen-Detektormodulen für den ATLAS Semiconductor Tracker, Dissertation, Freiburg (2004)
- [Kod06] P. Kodys, private Mitteilung
- [Laa83] M. Laakso et al., Field oxide radiation damage measurements in silicon strip detectors, Nucl. Instr. and Meth. 205 (1983) 517-522
- [Leo94] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Berlin, Heidelberg, Springer (1994)
- [LHCb] LHCb Collaboration, Results from the First Test Beam of a Large Microstrip Czochralski Detector Equipped with LHC Speed Electronics, LHCb 2004-052 VELO (2004)
- [LHC95] D. Boussard et al., The Large Hadron Collider: conceptual design, CERN/AC/95-05 (1995)
- [Lin99] G. Lindström, M. Moll, E. Fretwurst, Radiation hardness of silicon detectors - a challenge from high-energy physics, Nucl. Instr. and Meth. A 426 (1999) 1
- [Lin03] G. Lindström, Radiation damage in silicon detectors, Nucl. Instr. and Meth. A 512 (2003) 30-43
- [Loz05] M. Lozano et al., Comparison of Radiation Hardness of P-in-N, N-in-N and N-in-P silicon Pad Detectors, IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. 52, No. 5 (2005) 1468
- [Lut99] G. Lutz, Semiconductor radiation detectors: device physics, Berlin, Springer (1999)
- [Mar01] S. Marti i Garcia, P.P. Allport, G. Casse, A. Greenhall, A model of charge collection for irradiated p⁺n detectors, Nucl. Instr. and Meth. A 473 (2001) 128-135
- [Mol99] M. Moll, Radiation Damage in Silicon Particle Detectors, Dissertation, Hamburg (1999)

- [MuST] Documentation of Multichannel Semiconductor Tracker ABC(D) Readout VME module MuSTARD,
http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER/_DETECTOR/SCT/docs/mustard/
zitiert 27.10.2006
- [Par97] S. I. Parker, C.J. Kenney, J. Segal, 3D – A proposed new architecture for solid-state radiation detectors, Nucl.Instr. and Meth. A 395 (1997) 328-343
- [Par01] S. I. Parker, C.J. Kenney, Performance of 3-D Architecture Silicon Sensors after intense Proton irradiation, IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. 48, No. 5 (2001) 1629
- [Pie05] C. Piemonte et al., Development of 3D detectors featuring column electrodes of same doping type, Nucl. Instr. and Meth. A 541 (2003) 441-448
- [Pov04] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, Teilchen und Kerne, Berlin, Heidelberg, New York, Springer (2004)
- [RD48] RD 48 Kollaboration, <http://rd48.web.cern.ch>
- [RD50] RD 50 Kollaboration, <http://rd50.web.cern.ch>
- [Rez03] P. Reznicek, Test of semiconductor microstrip detectors of ATLAS detector, Diplomarbeit, Prag (2003)
- [Rob02] D. Robinson et al., Silicon microstrip detectors for the ATLAS SCT, Nucl. Instr. and Meth. A 485 (2002) 84-88
- [ROOT] R. Brun, F. Rademakers, ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework, Nucl. Instr. and Meth. A 389 (1997) 81-86
- [Ruz00] A. Ruzin and CERN RD 48 Collaboration, Recent results from the RD-48 (ROSE) Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A 447 (2000) 116-125
- [Sad05] H. Sadrozinski, A. Seiden, Tracking detectors for the sLHC, the LHC upgrade, Nucl. Instr. and Meth. A 541 (2005) 434-440
- [Sau93] A. Peisert, Silicon Microstrip Detectors. In: P. Sauli (Hrsg.), Instrumentation in High Energy Physics, Singapore, Utopia Press (1993)
- [Sav02] V. Savolainen, Simulation of large-scale melt flow in magnetic Czochralski growth, Journal of Crystal Growth 243 (2002) 243-260
- [SCT06] http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER/_DETECTOR/SCT/gallery/endcap_modules/ zitiert 19.11.2006

- [SLOG] Documentation of Slow Command Generator VME module
<http://hepwww.rl.ac.uk/atlas-sct/mm/Slog/> zitiert 27.10.2006
- [StGob] Saint-Gobain Crystals, P.O. Box 3093, 3670 DB Soest, Holland
- [Vos03] M. Vos et al., Charge collection with binary readout from a test beam perspective, ATL-INDET-2003-011 (2003)
- [Zul83] W. Zulehner, Czochralski Growth of Silicon, Journal of Crystal Growth 65 (1983) 189-213

Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Karl Jakobs, der mir die Gelegenheit gegeben hat, diese interessante und abwechslungsreiche Arbeit zu erstellen und trotz vieler Verpflichtungen immer Zeit für Fragen hatte.

Meinem Betreuer Dr. Ulrich Parzefall danke ich ganz besonders für die exzellente Betreuung und Unterstützung – vielen Dank.

Des Weiteren möchte ich mich bei Simon Eckert für die Erklärungen zum SCT–Auslesesystem, sowie vielen interessanten Diskussionen über diese Arbeit bedanken.

Zudem geht ein Dankeschön an Michael Dührssen für die Hilfe mit ROOT und dem Fitten. Außerdem danke ich den Mitarbeitern der mechanischen und Elektronik– Werkstatt, insbesondere Thomas Dilger und Gerhard Heine, für die kompetente Hilfe beim Aufbau des Teststands. Dank gebührt ebenfalls Dieter Joos, Dr. Michael Maaßen und Ines Meßmer für ihre Unterstützung beim Modulbau.

Ferner danke ich Thies Ehrich für viele interessante Diskussionen.

Stefan Fischer und Inga Ludwig, sowie der ganzen Abteilung danke ich für ihre Unterstützung und die angenehme Atmosphäre während meiner Arbeit.

Abschließend danke ich Judith Eng für all die großen und kleinen Dinge während des Studiums, meinen Eltern und meinem Bruder für ihre Kraft und Unterstützung und Clemens für die Geduld während der gesamten Arbeit.

Erklärung

Diese Arbeit ist von mir selbstständig verfasst worden, und ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Susanne Kühn, Dezember 2006

