Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

1 Einführung

1.1 Ziel dieser Diplomarbeit

Für das geplante HERA-B-Experiment zur Untersuchung von CP-Verletzung bei HERA in Hamburg, ist der Einbau von Siliziumdetektoren geplant. Diese sollen im Vertexdetektor in einem Bereich von Fluenzen bis $3{\cdot}10^{14}$ minimal-ionisierenden Teilchen pro cm^2 eingesetzt werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung eines Siliziumdetektors, der diesen Ansprüchen genügen soll. Obwohl bei HERA-B $5\,\mathrm{cm}\times 7\,\mathrm{cm}$ große Detektoren eingesetzt werden sollen, wurden die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Experimente an einem $1{,}2\,\mathrm{cm}\times 1{,}2\,\mathrm{cm}$ großen Prototypen durchgeführt. Dafür gab es zwei Gründe: Zum einen waren die großen Detektoren für Tests zu teuer, zum anderen waren auf dem Prototypen einige Besonderheiten verwirklicht, die spezielle Untersuchungen zuließen.

Durch die hohe Bestrahlung bei HERA-B steigt die Spannung, die an den Detektor angelegt werden muß. Damit es dabei im Detektor nicht zu Durchbrüchen kommt, finden am Rand des Detektors Strukturen Verwendung, die es gestatten sollen bis zu 600 V an den Detektor anzulegen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist zu klären, inwiefern die Detektorstrukturen ihren Zweck erfüllen, die Verwendbarkeit der Detektoren nach hohen Strahlendosen zu untersuchen. Für diese Untersuchungen wurde der Testdetektor mit Protonen bestrahlt, und es wurden diagnostische Messungen durchgeführt. Zum Vergleich wurden einige der Messungen an einem unbestrahlten aber gleichartigem Detektor wiederholt.

In weiterer Zukunft soll die untersuchte Technologie bei ATLAS Verwendung finden.

1.2 Allgemeines über doppelseitige Siliziumstreifendetektoren

Eine ausführliche Beschreibung doppelseitiger Siliziumstreifendetektoren findet sich in [Kem88]. Hier soll nur das Wichtigste zusammengefaßt werden: Um die Halbleitereigenschaften von Silizium zu beeinflussen, werden Fremdatome implantiert, die entweder Elektronen abgeben können (Donatoren) oder an sich binden können (Akzeptoren). Übliche Halbleiterdetektoren bestehen aus niedrig mit Akzeptoren dotiertem (d. h. n-artigem) Substrat mit einer Ladungsträgerkonzentration n^- zwischen dünnen, hochdotierten Schichten, n-artig auf der einen Seite (genannt n-Seite) und p-artig auf der anderen (p-Seite). Die Dotierungskonzentrationen der Oberflächenschichten werden mit n^+ bzw. p^+ bezeichnet. Auf jeder Seite ist eine Metallisierung[1] aufgebracht. Wird an diese eine Detektorspannung V_{Det} in Sperrichtung[2] angelegt, so werden die freien Ladungsträger von den Elektroden angezogen, und es entsteht eine isolierende, Schicht ohne freie Ladungsträger. Diese Verarmungszone breitet sich mit steigender Detektorspannung von der p-Seite her aus und erreicht die n-Seite bei der vollen Verarmungsspannung V_{VVS}. Bei angelegter Detektorspannung fließt ein Dunkelstrom, der Detektorstrom I_{Det} durch das Substrat. Ist

n_{D} die Konzentration der Donatoren,

n_{A} die Konzentration der Akzeptoren,

$\rho = e(n_{\mathrm{D}} - n_{\mathrm{A}})$ die effektiveLadungsdichte,

[1] Meist Aluminium.

[2] Das positivere Potential an die n-Seite, das negativere an die p-Seite.

d die Dicke des Detektors und
ε=11,9 die dielektrische Konstante von Silizium[PDG90],
so errechnet sich aus der (eindimensionalen) Poissongleichung mit dem Potential φ

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -4\pi\rho(x) \tag{1}$$

die volle Verarmungsspannung[Kle92]:

$$V_{\mathrm{VVS}} = |n_{\mathrm{D}} - n_{\mathrm{A}}|\, 2\pi \frac{ed^2}{\varepsilon} \tag{2}$$

Treffen ionisierende Strahlen auf einen voll verarmten Detektor, so werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die mittlere Energie zur Erzeugung einer dieser Paare beträgt 3,6 eV [PDG90]. Die entstandenen Ladungsträger wandern zu den Elektroden und können dort nachgewiesen werden. Trennt man die implantierten Gebiete in einzelne Streifen und sind diese zusätzlich auf beiden Seiten gegeneinander um 90° gedreht, so läßt sich eine zweidimensionale Ortsauflösung erreichen. Trotzdem ist die Menge an streuendem Material genau so groß wie bei einem einseitigen Detektor. Ist die Metallisierung durch eine SiO_2-Schicht vom implantierten Gebiet isoliert, so influenzieren die erzeugten Ladungsträger im Aluminium ein Signal, das verstärkt werden kann. Durch diese kapazitive Kopplung ist die Ausleseelektronik vom Detektorstrom abgeschirmt.

Ohne weitere Maßnahmen bildet sich durch stets vorhandene positive Ladungen an dem Si-SiO_2-Übergang eine Schicht aus angesammelten Elektronen zwischen den n^+-dotierten Streifen unter dem isolierenden SiO_2. Diese Elektronen verursachen einen Kurzschluß aller n-Streifen[3]. Eine mögliche Abhilfe, die auch bei dem hier untersuchten Detektor verwendet wurde, ist eine p-dotierte Kompensationsimplantation zwischen den n-Streifen. Dadurch werden die Streifen isoliert, und die Ortsinformation bleibt verfügbar. Auf der p-Seite sind keine speziellen Maßnahmen notwendig.

Die Streifen des Detektors werden über den Punch-Through-Effekt auf Potential gesetzt. Genaueres darüber findet sich in Abschnitt 6.1.4.

1.3 Allgemeines über Strahlenschäden

Zahlreiche Arbeiten behandeln das Thema der Strahlenschäden bei Halbleiterdetektoren. Zum Verständnis der Problematik seien hier noch einmal die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt:

Die entscheidende Größe bei der Beurteilung von Strahlenschäden ist die Fluenz Φ. Sie ist definiert als der über die Zeit integrierte Fluß ϕ, das ist die Zahl der pro Zeit- und Flächeneinheit einfallenden Teilchen. Die Einheit der Fluenz ist Teilchen pro Fläche

$$\Phi = \int \phi \, \mathrm{d}t. \tag{3}$$

Die allgemeine Konvention bezieht die Schädigungseffizienz von Teilchenbestrahlung auf die Schädigung, die Neutronen der kinetischen Energie 1 MeV verursachen. Der Härtefaktor κ ist ein Skalenfaktor für den Fluß, und gibt an, wieviel mal stärker die Schädigung einer Strahlung ist, bezogen auf 1 MeV Neutronen. Die Bestrahlungsexperimente, über die in der vorliegenden Arbeit berichtet wird, wurden mit 21 MeV Protonen durchgeführt. Für den Härtefaktor κ gilt dann: $\kappa \approx 2{,}7$ [Wun92].

[3] Die implantierten Gebiete auf der n-Seite. Entsprechend für die p-Seite

Es gibt zwei durch Teilchenstrahlung verursachte Prozesse, ionisierenden und nichtionisierenden Energieverlust. Letzterer entsteht durch Stöße der Strahlungsteilchen mit Atomen des Kristalles, so daß die Kristallatome aus ihrer ursprünglichen Lage verschoben werden. Zu den wichtigsten so entstandenen Kristalldefekten gehören Fremdatome auf Gitter- und Zwischengitterplätzen, Siliziumatome auf Zwischengitterplätzen, Leerstellen und Doppelleerstellen.

Diese Defekte verhalten sich hauptsächlich wie Akzeptoren, und bewirken, daß die vorhandenen Donatoren wirkungslos werden. So geht die Donatorenkonzentration exponentiell mit der eingestrahlten Fluenz zurück, während die Anzahl der neuentstehenden Akzeptoren linear mit der Fluenz ansteigt. Beide Effekte bewirken zusammen, daß sich das Halbleitermaterial zunehmend akzeptorartig dotiert verhält. War das Substrat vor der Bestrahlung ursprünglich n-dotiert, so erscheint es nach genügend hoher Fluenz zunächst undotiert, um sich nach weiterer Bestrahlung sogar wie p-dotiert zu verhalten. Dieser Effekt wird als Typinversion bezeichnet.

In den durch Strahlung verursachten Störstellen werden die durch die Strahlung entstandenen Ladungsträger eingefangen. Für die Auslese bedeutet dies eine verringerte Signalhöhe, ein Effekt der mit zunehmender Bestrahlung wächst.

Einige Defekte können ausheilen, d. h. die Effekte verschwinden wieder exponentiell mit der Zeit. Die dazugehörigen Zeitkonstanten streuen über einen weiten Bereich, von Minuten bis zu Monaten. Außerdem sind sie stark temperaturabhängig. In [Zio94] wird ein Modell angenommen, wonach die Zeitkonstanten exponentiell mit der Temperatur abnehmen. Jedoch spielt die Ausheilung nur für Akzeptoren eine bedeutende Rolle, da die Donatoren Temperaturen über 100 °C [Fre93] brauchen, um auszuheilen. Ein weiterer wichtiger Vorgang ist die Antiausheilung: Zunächst unwirksame Defekte werden nach der Bestrahlung durch Defektumbildung aktiviert und verhalten sich wie zusätzliche Akzeptoren [Wun92]. Da die Zeitkonstanten der Antiausheilung im allgemeinen groß sind, tritt dieser Effekt noch lange nach der Bestrahlung auf, und ist während langer Bestrahlperioden sehr wichtig[4]. Außerdem wird die Antiausheilung durch höhere Temperaturen verstärkt, so daß eine Kühlung während der gesamten Ausheilzeit notwendig werden kann.

Die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration hat auch noch einen weiteren Effekt zur Folge. Nach Gleichung (2) sinkt bei einem unbestrahlten Detektor die volle Verarmungsspannung bei Bestrahlung mit der Dotierungskonzentration. Nach Erreichen von 0 V steigt sie wieder an. Der Nullpunkt liegt genau bei der Typinversion.

Die Ausheilung wirkt sich sehr verschieden aus: Die volle Verarmungsspannung steigt bei Ausheilung vor der Typinversion und sinkt bei Ausheilung danach. Die Effekte der Antiausheilung sind gerade umgekehrt.

Der Detektorstrom entsteht durch bewegte Ladungsträger, die im Substrat an Störstellen generiert wurden. Er steigt mit zunehmender Störstellenkonzentration, und ist somit proportional zur Fluenz Φ

$$I = I_0 + \alpha \Phi A d. \tag{4}$$

Hierbei sind

I_0 der Strom durch den unbestrahlten Detektor,
A die Fläche des Detektors,
d die Dicke des Detektors und

[4] Wie z. B. in HERA-*B*

α die Schädigungsrate des Detektorstromes.
Seine Größe ist stark temperaturabhängig. Es gilt mit einer Aktivierungsenergie $E_a = 1{,}2\,\mathrm{eV}$ [Zio93]:

$$I \propto T^2 e^{-\frac{E_a}{2kT}} \tag{5}$$

Die Feldverteilung im Substrat läßt sich mit Hilfe der Gleichung (1) bestimmen. Mit zunehmenden n_A und gleichzeitig abnehmenden n_D wird aus dem vormals positiven Wert ein negativer. Dies passiert bei der Typinversion. Dadurch ändert sich auch die Lösung von Gleichung (1) wesentlich: Die Parabelform, der das Potential φ folgt, ändert ihre Öffnungsrichtung. In Abbildung 1 sind die Ergebnisse graphisch dargestellt. Die Gebiete, die mit n^+ bzw. p^+ bezeichnet sind, deuten die hochdotierten implantierten Gebiete an. Die Symbole n^+ bzw. p^+ zeigen deren effektive Konzentration. Die Kurve folgt dem Verlauf des Potentials φ. Somit ist das Feld vor der Typinversion auf der p-Seite, danach auf der n-Seite hoch. Daher müssen spezielle Vorbereitungen getroffen werden, damit der Detektor sowohl vor als auch nach Typinversion betrieben werden kann.

2 Der Detektor

2.1 Anforderungen

Damit der Detektor seinen Zweck erfüllen kann, nämlich Teilchendurchgänge nachzuweisen, muß er voll verarmt sein. Die dafür notwendige Detektorspannung steigt mit der Bestrahlung an. Die im HERA-*B*-Experiment auftretenden Fluenzen sind so hoch, daß im Laufe eines Jahres die volle Verarmungsspannung auf mehrere hundert Volt ansteigt. Damit solche Spannungen angelegt werden können, ohne daß es zu Durchbrüchen kommt, ist eine Schutzringstruktur notwendig. Diese besteht aus konzentrischen, nicht auf Potential gelegten Metallisierungen um die gesamte empfindliche Detektorfläche herum. Diese Ringe bewirken einen kontrollierten Spannungsabfall der angelegten Spannung zum Rand des Detektors, an dem dann die Feldstärke auf Werte gesunken ist, die nicht mehr zu Durchbrüchen

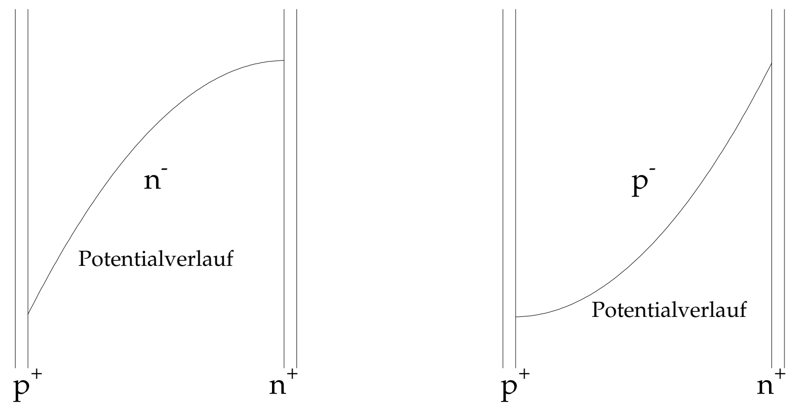


Abbildung 1: Der Verlauf des Potentials φ im Detektor vor und nach Typinversion. Die Feldstärke ist proportional zur Steigung der Parabel

führen. Innerhalb dieser Struktur sind noch zwei Spannungsringe, die die Detektorspannung verteilen. Der äußere versorgt die Schutzringe mit Spannung, während der innere das Potential an die Streifen mittels des Punch-Through-Effekt weitergibt. Normalerweise wird nur einer der Spannungsringe betrieben, zur Untersuchung der Schutzringstruktur wurden jedoch die Ströme durch die beiden Ringe getrennt gemessen. Das Ziel beim Entwickeln dieser Schutzringstruktur war, daß an die Detektoren eine Spannung von 600 V angelegt werden kann, ohne daß es zu Durchbrüchen kommt.

Der Detektor verhält sich im Vakuum anders als unter Atmosphärenbedingungen. Unter hoher Feuchtigkeit sammeln sich negative Ladungen auf der Oxidoberfläche an und influenzieren eine Inversionsschicht unterhalb des Oxids. Dadurch wird die Verarmungszone an die Abbruchkante des Detektors gedrängt. Weil diese eine erhebliche Unvollkommenheit des Kristalls darstellt, werden hier Elektron-Loch-Paare erzeugt, die einen Anstieg des Detektorstromes bewirken. Unter Vakuumbedingungen erzeugen die positive Ladungen der Silizium-Siliziumdioxid-Trennschicht eine Ladungsansammlung unter dem Oxid, so daß am Rand der p^+-implantierten Gebiete hohe Feldstärken entstehen. Beides sind jedoch Effekte, die zum Durchbruch führen. [Bis93] behandelt dieses Thema ausführlich.

2.2 Beschreibung

2.2.1 Grundsätzliches

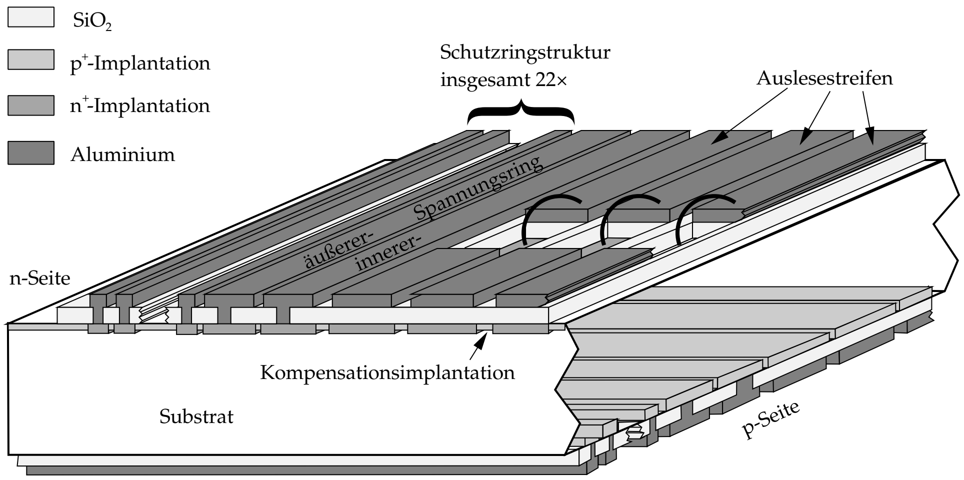


Abbildung 2: Querschnitt durch den Detektor (nicht maßstabsgetreu)

Es wurden zwei Detektoren untersucht, von denen einer bestrahlt wurde, während der andere zu Vergleichszwecken unbestrahlt blieb. Die Detektoren haben folgende Merkmale:

- eine Größe von $1{,}2\,\mathrm{cm} \times 1{,}2\,\mathrm{cm}$,
- eine Dicke von $300\,\mu\mathrm{m}$,
- eine volle Verarmungsspannung von 82 V vor der Bestrahlung,
- eine Ladungsträgerdotierung des Substrats von $2{\cdot}10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ mit Donatoren (n-Typ) vor der Bestrahlung und eine Durchbruchsspannung von etwa 200 V,

- 100 Streifen, je 75 μm breit, in 8 Blöcken mit 6 geometrisch unterschiedlichen Variationen. Die Blöcke unterscheiden sich in dem Überlapp zwischen implantierten Gebieten und Metallisierung, den Abständen zwischen den Streifen und der Entfernung der Streifenenden vom innersten Schutzring,
- eine Kapazität von 2 bis 3 pF zwischen zwei Streifen,
- eine empfindliche Fläche von 77 mm^2,
- doppelseitig,
- kapazitiv gekoppelt,
- Spannungsversorgung der Streifen mittels Punch-Through-Effekt,
- zwei Spannungsringe je 60 μm breit, so daß die Ströme durch den Detektor und durch die Schutzringstruktur getrennt untersucht werden können,
- 22 Schutzringe auf beiden Seiten, jeder 20 μm breit,
- einen Abstand von 940 μm vom äußersten Schutzring bis zum Rand des Detektors,
- eine p-artig dotierte Schicht zwischen den n^+-implantierten Gebieten auf der n-Seite zur Isolation,
- direkten Zugang zu den implantierten Gebieten in der Mitte eines jeden Streifens.

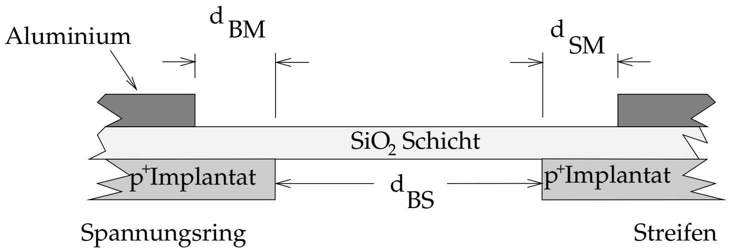
Der Detektor ist in eine Keramik eingeklebt, die sowohl Halterung für den Detektor, als auch Träger der Leiterbahnen ist. Sie ist quadratisch mit einem trapezförmigen Ausschnitt, damit der Detektor möglichst nahe an einen Teilchenstrahl gebracht werden kann. Wie die Keramik im Experiment eingebaut wurde, ist in Abbildung 4 dargestellt.

Zur Untersuchung der Potentiale und Ströme der implantierten Gebiete, wurden die jeweils äußersten drei implantierten Streifen, genannt Streifen 1–3 direkt kontaktiert. Aus technischen Gründen erfolgte dieser Kontakt, indem zunächst der Streifen mit der Metallisierung verbunden wurde, um dann an die Leiterbahnen der Keramik angeschlossen zu werden. Abbildung 2 zeigt, wie die Aluminiumstreifen mit den implantierten Gebieten durch ein Loch in der Metallisierung verbunden sind.

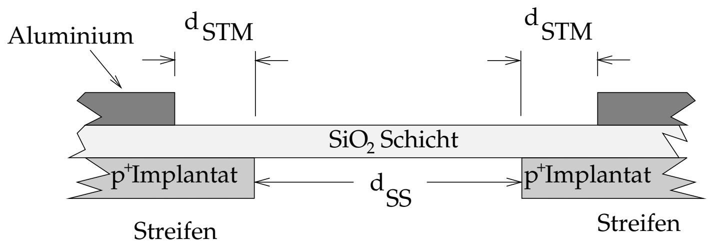
Die verschiedenen Blöcke des Detektors sind von 1 bis 6 numeriert, wobei die Blöcke mit den jeweils gleichen Abmessungen als Block 1 r und 1 l (für rechts und links) bzw. 2 r und 2 l bezeichnet werden. Da die Keramik nur über 20 Anschlußmöglichkeiten auf jeder Seite verfügt, mußte eine Auswahl getroffen werden, welche Streifen kontaktiert werden sollten, um sie auszulesen. Die angeschlossenen Streifen sind die mittleren Streifen und die jeweils zwei Nachbarstreifen in den Blöcken 1 r, 1 l, 4 und 6 auf beiden Seiten.

2.2.2 Technische Details

Die einzelnen Parameter der Blöcke sind in den Tabellen 1 bis 3 aufgeführt. Die Erklärung der verschiedenen Größen ergibt sich aus Abbildung 3.



a) Struktur zwischen Streifen und Spannungsring



b) Struktur zwischen Streifen

Abbildung 3: Definitionen der Detailstruktur

Block 1: $W_{\text{Streifen}} = 75\,\mu\text{m}$					
Streifen Nr.	d_{BS} [μm]	d_{BM} [μm]	d_{SM} [μm]	d_{SS} [μm]	d_{STM} [μm]
1	5	4	-2	5	2
2	5	2	-2	5	2
3	5	0	-2	5	2
4	5	-2	0	5	2
5	5	0	0	5	2
6	5	2	0	5	2
7	5	4	0	5	2
8	5	4	2	5	2
9	5	2	2	5	2
10	5	0	2	5	2
11	5	-2	2	5	2
12	5	-4	2	5	2
13	5	-4	4	5	2
14	5	-2	4	5	2
15	5	0	4	5	2
16	5	2	4	5	2
17	5	4	4	5	2
18	5	4	10	5	2
19	5	-4	10	5	2
20	5	-10	10	5	2

Tabelle 1: Parameters des Blocks 1

Block 2: $W_{\text{Streifen}} = 75\,\mu$m					
Streifen Nr.	d_{BS} [μm]	d_{BM} [μm]	d_{SM} [μm]	d_{SS} [μm]	d_{STM} [μm]
1	10	10	10	10	2
2	10	5	10	10	2
3	10	0	10	10	2
4	10	-5	10	10	2
5	10	-10	10	10	2
6	10	-10	5	10	2
7	10	-5	5	10	2
8	10	0	5	10	2
9	10	5	5	10	2
10	10	10	5	10	2
11	10	10	0	10	2
12	10	5	0	10	2
13	10	0	0	10	2
14	10	-5	0	10	2
15	10	0	-5	10	2
16	10	5	-5	10	2
17	10	10	-5	10	2
18	10	0	-3	10	2
19	10	0	-3	10	2
20	10	0	-3	10	2

Tabelle 2: Parameters des Blocks 2

Block 3: $W_{\text{Streifen}} = 75\,\mu$m					
Streifen Nr.	d_{BS} [μm]	d_{BM} [μm]	d_{SM} [μm]	d_{SS} [μm]	d_{STM} [μm]
alle 5	5	0	2	5	2
Block 4: $W_{\text{Streifen}} = 75\,\mu$m					
Streifen Nr.	d_{BS} [μm]	d_{BM} [μm]	d_{SM} [μm]	d_{SS} [μm]	d_{STM} [μm]
alle 5	5	0	2	10	2
Block 5: $W_{\text{Streifen}} = 75\,\mu$m					
Streifen Nr.	d_{BS} [μm]	d_{BM} [μm]	d_{SM} [μm]	d_{SS} [μm]	d_{STM} [μm]
alle 5	5	0	2	15	2
Block 6: $W_{\text{Streifen}} = 75\,\mu$m					
Streifen Nr.	d_{BS} [μm]	d_{BM} [μm]	d_{SM} [μm]	d_{SS} [μm]	d_{STM} [μm]
alle 5	5	0	2	20	2

Tabelle 3: Parameter der Blöcke 3 und 6

3 Experimenteller Aufbau

Um die in Abschnitt 1.1 formulierten Ziele zu erreichen, wurde das Verhalten des Detektors nach Bestrahlung mit hochenergetischen Teilchen untersucht. Die Bestrahlung mit den Protonen wurde so vorgenommen, daß:

- die Teilchen den Detektor durchdrangen,
- Fluenzgradienten ähnlich wie im HERA-*B*- Experiment simuliert wurden,
- Messungen bei verschiedenen Fluenzen möglich waren,
- die Typinversion erreicht und überschritten wurde.

Aus dem Härtefaktor von 2,7 (vgl. Seite 2) errechnet sich, daß die Schädigung durch die Bestrahlung etwa 10 mal größer ist als bei einem minimalionisierenden Teilchen. Äquivalent zur erwarteten HERA-*B*-Fluenz ist also eine Bestrahlung von $3{\cdot}10^{13}$ Protonen pro cm^2.

3.1 Protonenquelle

Die Messungen wurden am Van-de-Graaf-Beschleuniger des Max-Planck-Institutes für Kernphysik in Heidelberg mit Protonen der kinetischen Energie $T = 21\,\mathrm{MeV}$ durchgeführt. Diese Protonen haben einen Impuls p von $199{,}6\,\mathrm{MeV}/c$ und eine Geschwindigkeit v von $0{,}208c$.

3.2 Geometrie

Die Protonen wurden an einer senkrecht zum Strahl stehenden Goldfolie elastisch gestreut. An dieser Stelle betrug der Querschnitt des Strahles wenige mm, die Dicke der Folie war $50\,\mu\mathrm{m}$. Durch die Rutherfordstreuung war die Fluenz in hohem Maße abhängig von dem Streuwinkel θ, dem Winkel zwischen Streu- und Strahlrichtung. Die ganze Anordnung befand sich in einer Streukammer, die auf einen Druck von $10^{-6}\,\mathrm{mbar}$ evakuiert worden war. Den Aufbau zeigt Abbildung 4. Hinter der Streukammer trafen die vorwärtsgestreuten Protonen auf einen Faraday-Cup. Dies war ein Becher, der die Gesamtladung der Protonen mittels eines Integrators maß. der Detektor konnte bei konstant gehaltenem Abstand r des Detektors von dem Streupunkt auf beliebige Streuwinkel eingestellt werden.

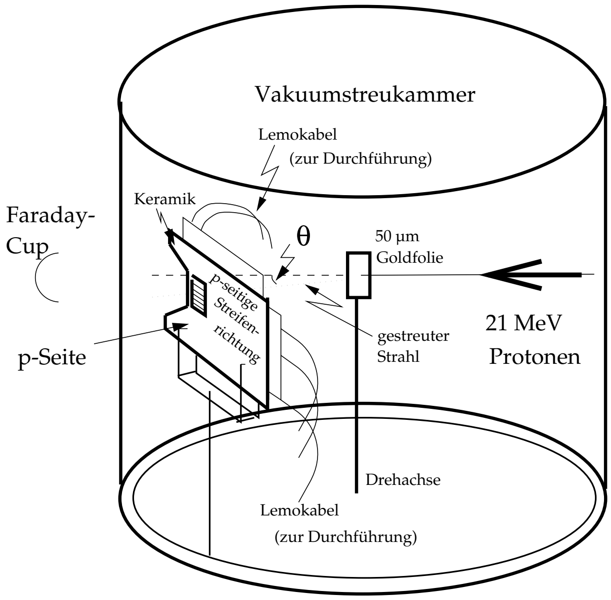


Abbildung 4: Experimentaufbau im Protonstrahl

3.3 Optimierung der Detektorposition

Die innere Kante der Keramikhalterung durfte nicht in das Hauptbündel des Strahles hineinreichen. Daher war ein Mindestabstand a der Keramikhalterung von der Strahlachse erforderlich. Für diesen Wert gilt:

$$a = (r \tan\theta - 12\,\mathrm{mm}) \cos\theta. \tag{6}$$

Wobei für r die Länge in mm anzugeben ist. Der Streuwinkel bezieht sich hierbei auf die Detektormitte. Der Wert von 12 mm ergibt sich aus der Geometrie der Keramik.

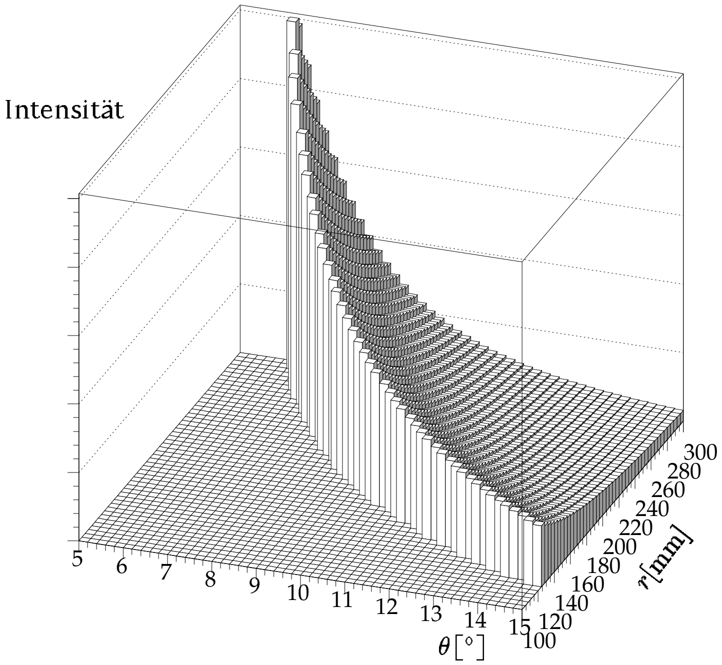


Abbildung 5: Intensität der Streuung in Abhängigkeit von r und θ.

Unter Abschätzung des Strahlprofiles wurde dieser Mindestabstand zu 2 cm angenommen. Eine obere Grenze des Streuwinkels lag in der Geometrie der Streukammer begründet. Das Ziel war, den Detektor einer möglichst hohen Intensität an Protonenstrahlung auszusetzen. Da die Protonen mittels Rutherfordstreuung gestreut wurden, gingen sowohl der Abstand r des Detektors von der Streufolie, als auch der Streuwinkel θ in den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(\theta)}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{1}{4}\left(\frac{Zeze}{pv}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \tag{7}$$

ein [Rut11]. Hierbei bedeuten

p den Impuls,

v die Geschwindigkeit und

ze die Ladung des einfallenden Teilchens, sowie

Ze die Ladung des punktförmigen Kernes im Streumedium.

Für einen vorgegebenen Abstand a zeigte sich, daß es günstig war, einen möglichst kleinen Winkel zu wählen, selbst wenn dadurch der Radius größer wird. Dies wird in Abbildung 5 veranschaulicht. In dem Diagramm ist die Intensität in Abhängigkeit von r und θ für Abstände a größer oder gleich 20 mm gezeigt. Die Abbruchkante repräsentiert genau den Wert von a=20 mm, die flache Region zeigt unzulässige, weil zu kleine Abstände.

Für den Aufbau des Experimentes ergaben sich daher als optimale Kombination ein Radius $r = 245\,\mathrm{mm}$ und ein Streuwinkel von $\theta = 8°$. Größere Radien, und damit kleinere Streuwinkel waren aufgrund der Abmessungen der Streukammer nicht möglich.

3.4 Berechnung des erwarteten Signals

Der Energieverlust der Protonen im Gold und im Silizium kann durch die Bethe-Bloch-Formel [Bet53a]beschrieben werden. Demgemäß erleidet ein Teilchen der Masse M, der Ladung ze und der Geschwindigkeit βc in einem Medium mit der Kernladungszahl Z, dem Atomgewicht A und der Anzahl N der Atome pro Gramm einen mittleren Energieverlust pro Massenbelegung von

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} N Z \left[\ln\left(\frac{\sqrt{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{\max}}}{I} \right) - \beta^2 - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right]. \tag{8}$$

Dabei gilt:

$$\frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} N Z = 0,3071 \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A}\,\mathrm{MeV/g\,cm^{-2}}, \tag{9}$$

wobei $T_{\max}$ ein Abkürzung für folgenden Term ist:

$$T_{\max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}. \tag{10}$$

Es bedeuten:
- m_e die Elektronenmasse
- I das effektive Ionisationspotential
- δ die Dichtekorrektur
- C/Z berücksichtigt, daß die Elektronen der inneren Schalen Beiträge zum Energieverlust liefern.

In diesem Fall sind die entsprechenden Werte (entnommen aus [Fan63]): $I = 761\,\mathrm{eV}$, $\delta = 0$ und $C/Z = 0{,}27$. Daraus erhält man als Größe von $-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x = 10{,}8\,\mathrm{MeV/g\,cm^{-2}}$. Bei einer $50\,\mu\mathrm{m}$ dicken Goldfolie mit einer Massenbelegung von $96{,}5\,\mathrm{mg/cm^{-2}}$ ergibt sich ein Energieverlust $-\int \mathrm{d}E/\mathrm{d}x\,\mathrm{d}x$ von $1{,}1\,\mathrm{MeV}$. Damit treffen die Protonen mit einer Energie von $19{,}9\,\mathrm{MeV}$ auf den Detektor auf und deponieren noch einmal die Energie von $1{,}45\,\mathrm{MeV}$ im Silizium. Da die durchschnittliche Energie zur Produktion eines Elektron-Loch-Paares in Silizium $3{,}6\,\mathrm{eV}$ [PDG90] beträgt, erzeugt ein Proton $4{,}03 \cdot 10^5$ Ladungsträgerpaare. Die zu den Streifen abfließende Ladung ist demzufolge gleich 64,5 fC.

Jedoch ist die über kapazitive Kopplung abgreifbare Ladung geringer als theoretisch erwartet. Das liegt daran, daß die erzeugten Ladungsträgerpaare zum Teil rekombinieren, oder einzelne Ladungen an Störstellen eingefangen werden.

3.5 Berechnung des Fluenzgradienten

Der Prozeß, dem die Protonen beim Durchgang durch die Goldfolie unterliegen ist die Rutherfordstreuung. Da der differentielle Wirkungsquerschnitt gemäß Gleichung (??) für kleiner werdende Streuwinkel divergiert, ist eine Streuung um kleine Winkel sehr wahrscheinlich. Die Protonen werden mehrmals um einen kleinen Winkel gestreut, so daß sich der gesamte Streuwinkel aus vielen einzelnen Streuungen zusammensetzt. Dieser Effekt heißt Vielfachstreuung. Eine theoretische Berechnung zeigt, daß die Verteilung kleiner

Streuwinkel ungefähr einer gaußschen Verteilung entspricht [Bet53, Sco63]. Die Vielfachstreuung sorgt bei kleinen Streuwinkeln für endliche Werte des differentielle Streuquerschnittes. Im Bereich etwas größerer Streuwinkel hat die gaußsche Verteilung einen exponentiellen Abfall, der schneller gegen Null geht, als der Sinus zur vierten Potenz, und fällt damit unter die Rutherfordverteilung. Sie liefert deshalb zu kleine Werte. Dieser Übergang wird durch die Theorie von Molière [Bet53] beschrieben. Der Einfluß der Vielfachstreuung wird mit steigenden Streuwinkeln immer geringer, und die wahre Verteilung nähert sich der Rutherfordverteilung an.

Um den Einfluß der Vielfachstreuung quantitativ zu untersuchen, wurde der Durchgang der Protonen durch die Goldfolie mit dem Monte-Carlo-Programmpaket GEANT (Version 3.2130) simuliert. Abbildung 6 zeigt das Ergebnis der Simulation. Aufgetragen ist die Verteilung $P(\theta)/\sin\theta$ gegen den gesamten Streuwinkel θ (durchgezogene Linie), wobei $P(\theta)$ die Wahrscheinlichkeit einer Streuung um den Winkel θ ist. Das gestrichelte Histogramm zeigt die entsprechende Verteilung für reine Rutherfordstreuung. Bei etwa 2° schneiden sich die beiden Kurven. Gut zu erkennen ist die Gaußform um $\theta \approx 0°$ mit einer Standardabweichung σ von 2,5°. Abbildung 7 zeigt das

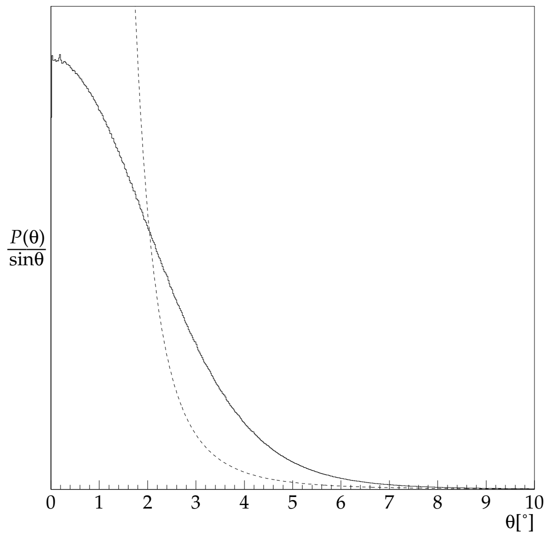


Abbildung 6: Vielfachstreuung von Protonen in einer Goldfolie. Aufgetragen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt. Die gestrichelte Kurve zeigt reine Rutherfordstreuung

Verhältnis R der beiden Verteilungen. Für große Streuwinkel ist das Verhältnis R konstant. Daß der asymptotische Wert nicht genau eins ist, liegt daran, daß bei der Simulation der Teilchen auch der Energieverlust berücksichtigt ist. Wie man aus Gleichung (7) sehen kann, gilt: $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega \propto 1/(pv)^2$. Deshalb ist der wahre differentielle Wirkungsquerschnitt in einem Medium mit endlicher Dicke größer.

Diese Effekte tragen zu einer noch größeren Abhängigkeit der Fluenz bei, als reine Rutherfordstreuung erwarten ließe. Die Detektormitte befand sich während der Hochintensitätsbestrahlungen bei $\theta = 8°$. Bei diesem Winkel wurden die innersten Bereiche mit einer 2,9 mal höheren, die äußeren

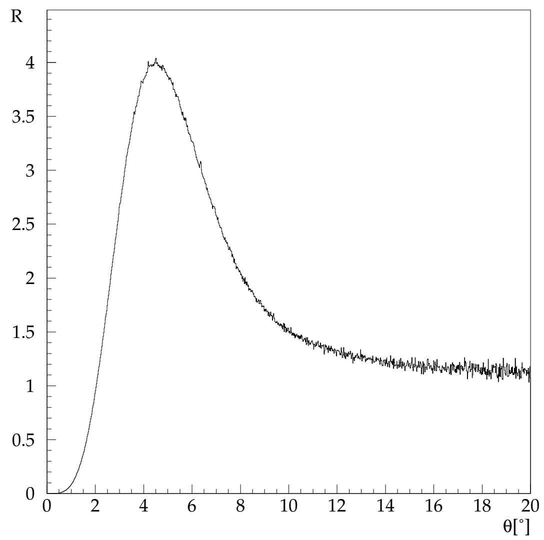


Abbildung 7: Das Verhältnis R von Vielfachstreuung zu reiner Rutherford-streuung

Bereiche hingegen mit einer nur 2,6 mal so kleinen Fluenz bestrahlt. Das Verhältnis zwischen diesen Extrembereichen beträgt 7,6. Die Fluenzangaben der Tabelle 5 in Abschnitt 6 beziehen sich auf die Detektormitte.

3.6 Meßgrößen und Meßaufbau

Ein Schwerpunkt der Untersuchungen lag auf den Strom-Spannungskenn-linien, den I-V-Kurven, aus denen sich viele Detektoreigenschaften und der Schädigungsverlauf ablesen ließen. Untersucht wurden die Ströme $I_{\text{innen n}}$ und $I_{\text{außen n}}$ durch den inneren und äußeren Spannungsring der n-Seite, der Strom $I_{\text{außen p}}$ durch den äußeren Spannungsring der p-Seite, sowie die Ströme $I_{\text{Streifen n}}$ und $I_{\text{Streifen p}}$ durch die Streifen 2 der jeweiligen Seiten. Das Schaltbild des Aufbaues ist in Abbildung 8 zu sehen. In den Stromkreisen der Streifenströme konnte eine zusätzliche Spannungsquelle V_{Streifen} eingebaut werden. Sie wurde je nach Messung auf der p- oder n-Seite montiert. Damit konnte die Punch-Through-Charakteristik gemessen werden. Diese beschreibt den Übergang des Substratmateriales zu den implantierten Gebieten. Eine ausführliche Darstellung dieses Phänomens folgt in Abschnitt 6.1.4. In dem

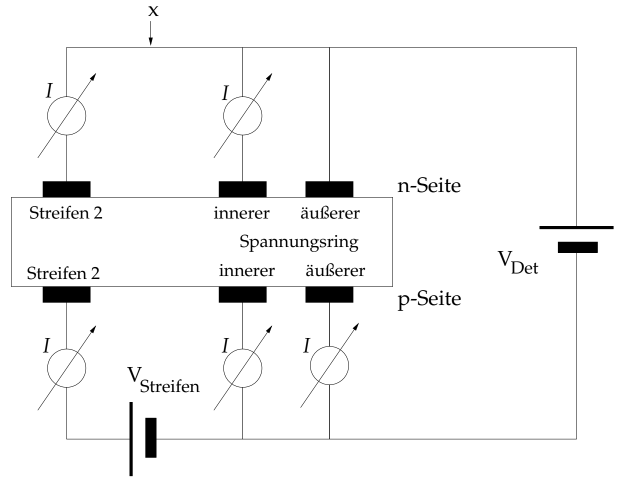


Abbildung 8: Verkabelung des Aufbaues

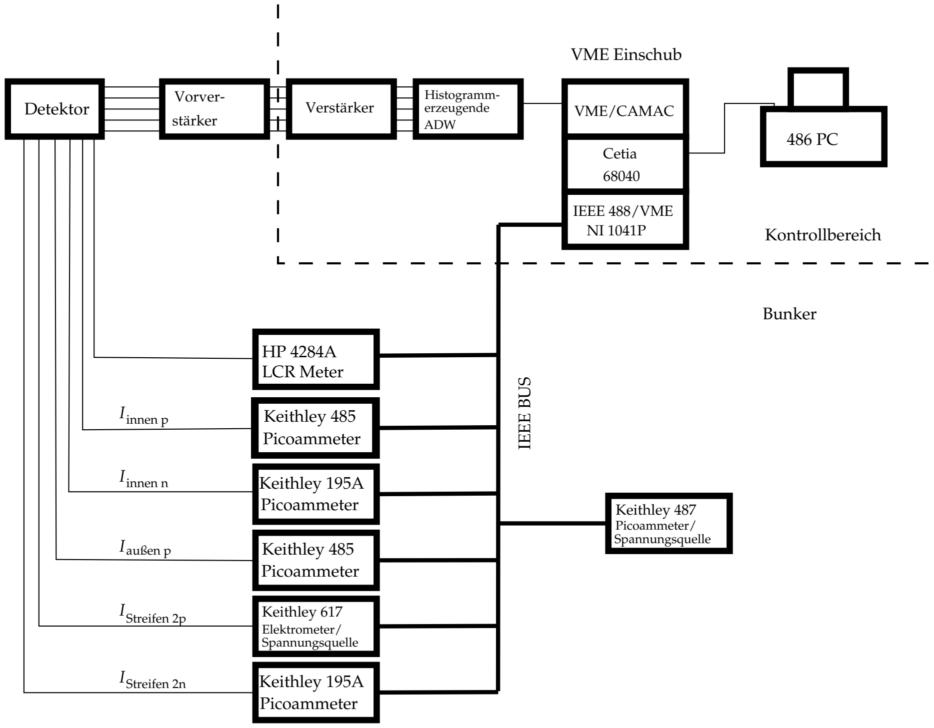


Abbildung 9: Anschlüsse der Meßgeräte an den Detektor

Beispiel von Abbildung 8 ist die zusätzliche Spannungsquelle auf der p-Seite eingebaut. Soll auf der n-Seite gemessen werden, so wird die Spannungsquelle an der in Abbildung 8 bezeichneten Stelle x eingebaut.

Das Blockdiagramm der Abbildung 9 zeigt, wie die Meßwerte ausgelesen wurden, und welche Geräte wofür benutzt wurden. Als Spannungsquelle für die Detektorspannung diente ein Keithley K 487, für die Streifenspannung wurde ein Elektrometer Keithley K 617 benutzt. Dies maß auch den entsprechenden Streifenstrom. Die restlichen Ströme wurden mit zwei Multimetern Keithley K 195A bzw. zwei Picoamperemeter Keithley K 485 gemessen. Darüberhinaus wurde ein Hewlett-Packard 4284A LCR-Meter eingesetzt, um Kapazitäten zu messen. Die Datenauslese aller Meßgeräte erfolgte über einen IEEE-Bus und eine VME-Schnittstelle direkt durch einen VME-Mikroprozessor.

Die Detektorstreifen Bl 4 Str 3[5], Bl 6 Str 3 und Bl 1r auf der n-Seite, sowie Bl 1l Str 9 und Bl 6 Str 3 auf der p-Seite wurden ausgelesen. Sie waren über einen vom Max-Planck-Institut in Heidelberg speziell hergestellten ladungempfindlichen Vorverstärker an jeweils einen Ortec 571 Endverstärker angeschlossen, dessen Ausgangssignal in histogrammerzeugende Analog-Digi-

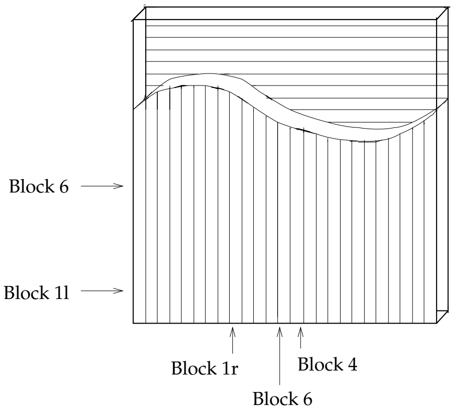


Abbildung 10: Anordnung der ausgelesenen Blöcke (Sicht von der dem Strahl zugewandten n-Seite).

tal-Wandler (ADW) eingespeist wurde. Die Signale der Detektorstreifen wurden in zwei Histogramme[6] eingelesen. Dabei war zu beachten, daß die Histogramme aufeinanderfolgend mit jeweils 2048 Kanälen in das Histogramm geschrieben wurden, und zwar in der Reihenfolge Bl 4 Str 3, Bl 6 Str 3 und Bl 1r auf der n-Seite, sowie Bl 1l Str 9 und Bl 6 Str 3 auf der p-Seite. Das heißt auf der n-Seite enthalten die Kanäle 1 bis 2048 das Histogramm von Streifen 3 in Block 4, die Kanäle 2049 bis 4096 das Histogramm von Streifen 3 in Block 6 usw.. Das Gleiche gilt auch für das Histogramm, der p-Seite. Abbildung 33 auf Seite 35 enthält ein Beispiel dafür. Die Histogramme wurden ebenfalls durch den Mikroprozessor ausgelesen. In Abbildung 10 sind die fünf Blöcke markiert, die ausgelesen wurden.

4 Durchführung des Experimentes

4.1 Meßprogramm

Die verschiedenen Messungen wurden in folgende Einheiten unterteilt:

- E1: Strom-Spannungskennlinien der Ströme nach Abschnitt 3.6
- E2: Suche nach der vollen Verarmungsspannung
- E3: Messung der Punch-Through-Charakteristik auf der n-Seite
- E4: Messung der Punch-Through-Charakteristik auf der p-Seite
- E5: Kapazitäten zwischen Streifen auf der p-Seite[7]
- E6: Histogrammaufnahme mit Protonsignalen
- E7: Histogrammaufnahme mit α-Strahlen aus einer ^{241}Am-Quelle

Die Meßreihen der ersten Strahlzeit wurden nach folgendem Programm durchgeführt:

- Vor der Bestrahlung: E1 bis E5
- Während der Bestrahlung: E6
- Einige Zwischenstopps in der Bestrahlung: E1–E5. Nach Feststellung der vollen Verarmungsspannung weiteres Bestrahlen. Während der Bestrahlung: E6. Das Ziel war, möglichst nahe an die Typinversion heranzukommen und an diesem Punkt zu messen.
- Regelmäßige Messungen nach der Bestrahlung: E1–E6
- Zwischen erster und zweiter Strahlzeit: E7

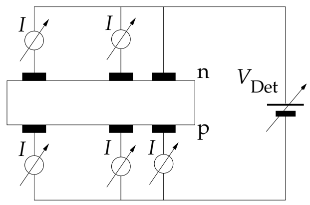
[5] Kurz für 3. Streifen im Block 4
[6] Eines für die n- und eines für die p-Seite
[7] Wegen der Spezifikationen des Meßgerätes konnten die Kapazitätsmessungen nur auf der geerdeten, der p-Seite, durchgeführt werden

Da während der ersten Strahlzeit die Typinversion nicht erreicht wurde, wurde der Detektor in einer zweiten Strahlzeit noch einmal bestrahlt. Die einzelnen Bestrahlungsintervalle während der Strahlzeiten werden im folgenden als Bestrahlungen, (Bestr. in den Abbildungen) bezeichnet. Da es in der ersten Strahlzeit insgesamt sieben Zwischenstopps gab, wurden die Strahlperioden demzufolge als Bestrahlung 1 bis 8 bezeichnet. In der Ausheilzeit nach der ersten Strahlzeit wurde das Meßprogramm E1 bis E6 zunächst mehrmals am Tag, später täglich, durchgeführt. Die einzelnen Ausheilperioden wurden auch fortlaufend numeriert, und als Ausheilungen bezeichnet (abgekürzt: Aush.) gefolgt von der Nummer der entsprechenden Periode. Zwischen erster und zweiter Strahlzeit gab es 17 solcher Abschnitte. Die Untergliederung der zweiten Strahlzeit war äquivalent zur ersten. Es waren 4 Bestrahlungen und 16 Ausheilungen. Die Numerierung wurde jeweils weitergeführt.

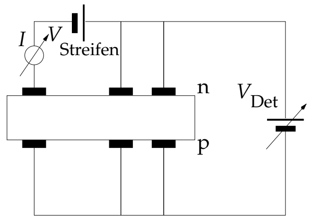
4.2 Beschreibung der Meßreihen

Die verschiedenen Meßreihen werden im folgenden kurz beschrieben:

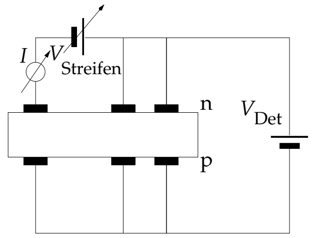
- **E1: *I*-*V*-Kurven:** Es wurden die Ströme gegen die Detektorspannung gemessen. Die fünf gemessenen Ströme sind (wie schon in Abschnitt 3.6 definiert): $I_{\text{innen n}}$, $I_{\text{außen n}}$, $I_{\text{außen p}}$, $I_{\text{Streifen n}}$ und $I_{\text{Streifen p}}$. Dabei wurde die Detektorspannung so weit erhöht, bis es zu Spannungsdurchbrüchen kam.



- **E2: Bestimmung der vollen Verarmungsspannung:** Im Aufbau zur Bestimmung der vollen Verarmungsspannung war ein Elektrometer an der n-Seite zwischen der Spannungsquelle für die Detektorspannung und dem Streifen 2 eingebaut und im Normalbetrieb auf Null Volt gesetzt. Kleine Restspannungen zwischen dem Streifen 2 und den weiteren Streifen genügten jedoch, um die freien Elektronen der noch nicht verarmten n-Seite zu bewegen, und dadurch einen Stromfluß zu verursachen. Gemessen wurde der Strom durch den Streifen. Erreichte die sich von der p-Seite her ausbreitende Verarmungszone jedoch die n-Streifen, wurden die Streifen isoliert. Der gemessene Strom war bis auf zusätzliche Ströme, hervorgerufen durch weiteren Potentialdifferenzen zu den Nachbarstreifen, identisch mit dem Streifenstrom. Ein Abknicken der Strom-Spannungskennlinien markiert diesen Punkt. Noch deutlicher ist dieser Effekt, wenn die Elektrometerspannung erhöht wird, wie es in Abschnitt 6.2 beschrieben wird.

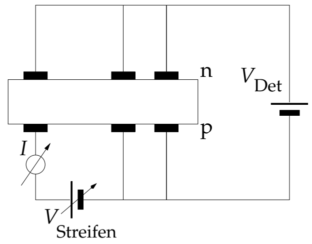


- **E3: Übergangscharakteristik zwischen Substrat und n-Streifen:** Der experimentelle Aufbau war identisch mit E2, jedoch wurde hierbei bei konstantem V_{Det} die Spannung V_{Streifen} verändert. Untersucht wurde dadurch die Charakteristik des Überganges vom Substrat zu den implantierten Gebieten des Streifens, bzw. des Spannungsringes.



  War V_{Det} kleiner als die volle Verarmungsspannung, so verhielt sich der Übergang wie ein ohmscher Widerstand, während er für größere V_{Det} eine exponentielle Charakteristik aufwies. Vor der Typinversion war ein solcher Test eine verläßliche Bestimmung der vollen Verarmungsspannung; er war jedoch sehr zeitaufwendig, da es sich um eine zweidimensionale V_{Det}-V_{Streifen}-Charakteristik handelte.

- **E4: Übergangscharakteristik zwischen Substrat und p-Streifen:** Die Schaltung war die gleiche wie in E1, das Verfahren analog zu E3. Da sich nach der Typinversion die effektive Dotierung, und damit auch der Übergang vom Substrat zum implantierten Gebiet veränderte, gestatteten diese Messungen weitere Untersuchungen zum Verhalten des Detektors nach der Typinversion.



- **E5: Kapazitäten zwischen Streifen auf der p-Seite:** Gemessen wurden die Kapazitäten zwischen dem mittleren Streifen in Block 1 sowie Block 6 und den jeweiligen vier nächsten Nachbarstreifen. Die Kapazitätsmessungen dienten dem Verständnis von Oberflächeneffekten und waren ein weiteres Hilfsmittel zur Bestimmung der vollen Verarmungsspannung.

- **E6: Protonenspektren:** Aus den Signalen der in Abschnitt 3.6 genannten Streifen wurden Histogramme erzeugt. Im ersten Strahltest geschah dies nur am Ende der letzten Bestrahlung. Im zweiten Strahltest wurden konsequent Signalhistogramme aufgenommen. Aus diesen wurde auch die Fluenz bestimmt (siehe Abschnitt 5.3).

- **E7: ^{241}Am-Spektren:** In der Ausheilzeit zwischen den Strahltests wurde eine ^{241}Am α-Quelle eingebaut. Die Partikel drangen, wie der Protonenstrahl, von der n-Seite aus in den Detektor ein. Die α-Spektren boten eine weitere Möglichkeit, die volle Verarmungsspannung zu bestimmen.

5 Fluenzbestimmung

Wie schon in Abschnitt 1.3 erwähnt, ist die Fluenz eine entscheidende Größe zur Beurteilung und zum Vergleich der Meßergebnisse. In den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten war die einzige zugängliche Meßgröße zur Bestimmung der Fluenz die während der Bestrahlung im Faraday-Cup gemessene Ladung. Daher mußte diese Ladung in die Fluenz umgerechnet werden. Dies geschah mittels eines Konversionsfaktors. Zu dessen Bestimmumng gibt es verschiedene Methoden, die im einzelnen hier vorgestellt werden. Um die verschiedenen Streuwinkel zu berücksichtigen, bezieht sich der Konversionsfaktor auf einen mittleren Winkel von 10°. Wegen der großen Inhomogenität der räumlichen Verteilung der Teilchenfluenz wird sie im folgenden immer für einen Referenzpunkt angegeben, die Detektormitte.

5.1 Bestimmung des Konversionskaktors aus der Detektorstromdifferenz

Die durch die Protonen erzeugten Elektron-Loch-Paare verursachen eine Erhöhung des Detektorstromes um ΔI. Für den durch den auf die Detektorfläche $\mathrm{d}A$ einfallende Teilchenfluß $\phi(\Omega)$ verursachte zusätzliche Strom $\mathrm{d}\Delta I$ gilt:

$$\mathrm{d}\Delta I = e\frac{\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}d\rho_{\mathrm{Au}}}{\Delta E}\phi(\Omega)\,\mathrm{d}A \tag{11}$$

Hierbei sind:
e die Elementarladung,
ρ_{Au} die Dichte von Gold,
ΔE=3,6 eV die mittlere Energie pro Elektron-Loch-Paar und
$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}d\rho_{\mathrm{Au}}$ =1,45 MeV die pro Proton im Detektor deponierte Energie.

Im Experiment meßbar war jedoch nur die gesamte Stromdifferenz ΔI. Sie berechnet sich aus dem Integral

$$\Delta I = \int_A \frac{\mathrm{d}\Delta I}{\mathrm{d}A} r^2\,\mathrm{d}\Omega, \tag{12}$$

wobei der Abstand r des Detektors von der Streufolie 24,5 cm groß war.

In das Integral geht die Abhängigkeit des Flusses vom Streuwinkel ein. Diese folgt der Rutherfordverteilung unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung nach Abschnitt 3.5. Diese Methode ist, verglichen mit den noch vorzustellenden, mit den größten Unsicherheiten behaftet. Das liegt daran, daß die Erwärmung des Detektors durch den zusätzlichen Strom nicht bekannt ist. Durch diese Erwärmung wird der Detektorstrom noch größer (vgl. Gleichung (5)), ein sich selbst verstärkender Effekt.

Eine Erhöhung der Temperatur um 7 °C verursacht eine Verdoppelung des Detektorstromes [Zio93]. Deshalb ist es ohne Temperaturmessung nicht möglich, den vom Teilchenfluß generierten Strom von dem durch die Erwärmung verursachten, zu trennen. Nicht korrigiert ist der so gewonnene Konversionsfaktor zu groß. Die Unsicherheit liegt schätzungsweise bei etwa 50 %. Die Erwärmung durch die Energiedeposition der Protonen ist gegenüber der Aufheizung durch den zusätzlichen Strom zu vernachlässigen. Sie trägt nur mit 3 % bei.

Aus der Messung ergab sich unter einem Streuwinkel θ=8° und einem Strahlstrom von 217 nA bei einer Detektorspannung V_{Det}=110 V eine Erhöhung des Detektorstromes um ΔI=90 μA. Damit erzeugt der Detektor eine zusätzliche Leistung von 10 mW. Aus einer Abschätzung des Integrals erhält man für den Umrechnungsfaktor einen Wert von $1{,}47\cdot 10^9\,p\,\mathrm{cm}^{-2}$ pro μC der Ladung im Faraday-Cup.

5.2 Fluenzberechnung mittels der Rutherfordformel

Prinzipiell läßt sich die Fluenz auch direkt aus der Rutherfordformel (Gleichung (7)) unter Hinzunahme der Ergebnisse der Vielfachstreuung berechnen. Leider ist aber der Strahlstrom und das Strahlprofil der Protonen nicht genau genug bekannt. Darum enthält diese Methode Unsicherheiten. In den Experimenten registrierte der Faraday-Cup etwa die Hälfte der Protonen, die am Ausgang des Beschleunigers emittiert wurden. Die meisten gehen auf dem Weg in die Streukammer verloren. Unter der Annahme, das der Hauptanteil der Teilchen nur unwesentliche Ablenkung erfährt, ist aber der Strom im Faraday-Cup fast so groß wie der auf die Folie einfallende. Dann gilt für den Anteil der pro Zeiteinheit in den Raumwinkel $\mathrm{d}\Omega$ mit dem Streuwinkel θ gestreuten Teilchen $\dot{N}$:

$$\frac{\dot{N}(E,\theta,\Delta\Omega)}{\dot{N}_{\mathrm{ein}}} = n_{\mathrm{Au}} d \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \Delta\Omega \tag{13}$$

Hier bedeuten $\dot{N}_{\mathrm{ein}}$ die pro Zeiteinheit einfallenden Teilchen, n_{Au} und d die Teilchendichte bzw. die Dicke der Streufolie. Bei einem Streuwinkel von 8° trifft etwa jedes tausendste Teilchen den Detektor. Es errechnet sich unter Beachtung von Vielfachstreuung ein Wert von $1{,}25{\cdot}10^9\, p\,\mathrm{cm}^{-2}$ pro μC der im Faraday-Cup gemessenen Ladung.

5.3 Bestimmung des Konversionsfaktors aus Signalen

Die Methode besteht darin, den Faraday-Cup durch Zählen von Protonsignalen zu eichen. Dies ist nur auf der n-Seite möglich, da die p-Streifen äußerst inhomogen bestrahlt wurden. Der Quotient zwischen den Fluenzen der höher und niedriger bestrahlten Streifenabschnitten erreichte hier Werte von bis 4,4. Dieser Wert ist etwas kleiner, als der auf Seite 13 angegebene, da hier der Streuwinkel θ größer ist, und die Streifen kürzer als die Breite des Detektors sind. Die Unterschiede in den Fluenzen bei den n-Streifen sind deutlich geringer. Die größte Abweichung ist bei dem Streifen 1 n unter einem Streuwinkel von 10° erreicht. Die äußeren Regionen dieses Streifens sind um 2,7 % geringer bestrahlt als die Streifenmitte.

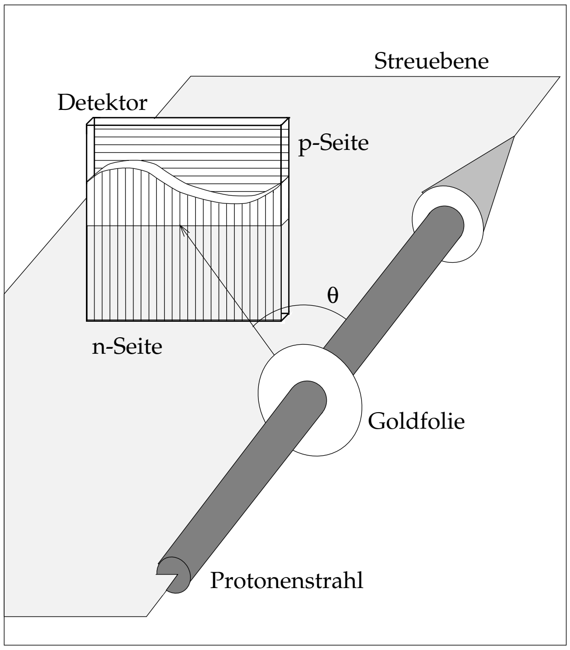


Abbildung 11: Die Anordnung des Detektors relativ zum Strahl.

Die Messungen zur Fluenzbestimmung wurden bei kleinem Strahlstrom mit einer dünnen Goldfolie (1,4 μm dick) und bei den Streuwinkeln von 15°, 20° und 36°, sowie mit einer dicken Goldfolie der Dicke 50 μm bei 36° durchgeführt. Damit war der Teilchenfluß während der Eichmessungen zur Bestimmung des Konversionsfaktors so klein, daß ein Streifen pro Sekunde nicht mehr als $7{\cdot}10^3$ erhielt (vergleiche Tabelle 4. Obwohl die Totzeit der histogrammerzeugenden Analog-Digital-Wandler 10 μs betrug, ist somit sichergestellt, daß nahezu alle Protontreffer registriert wurden. Während der Hochintensitätsbestrahlungen war der Fluß um $2{\cdot}10^4$ höher als bei 36°, und es wurde an der dicken Folie gestreut.

Die aufgenommenen Spektren zeigen sowohl echte Protonentreffer, als auch Beiträge des Rauschens. Es wurde angenommen, daß das Rauschen exponentiell abfällt, während die Energieverteilung der Protonsignale ein Gaußform bildet. Daher wurde das tatsächliche Spektrum mit einer Kurve angepaßt, die eine Addition aus einer Exponential- und einer Gaußkurve ist. Ein Beispiel dieses Verfahrens ist in Abbildung 12 zu sehen. Aus den Parametern der angepaßten Kurve wurde rechnerisch über den gaußförmigen Anteil integriert. Damit ist sichergestellt, daß auch die Signale, die im Rauschen untergehen, noch mitberücksichtigt sind. Das Ergebnis ist dann die Anzahl der in diesem Spektrum enthaltenen Protonentreffer. Die Auswertung verschiedener Spektren ist in Tabelle 4 gezeigt.

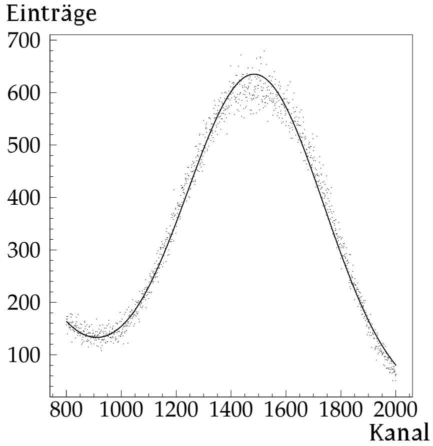


Abbildung 12: Das gemessene Spektrum (Punkte) und die angepaßte Kurve (Linie)

θ	Goldfolie	n-Seite		
		Bl 4 Str 3	Bl 6 Str 3	Bl 1r Str 9
36°	1,4 μm	$2{,}9{\cdot}10^4$	$7{,}2{\cdot}10^3$	$1{,}9{\cdot}10^3$
20°	1,4 μm	$7{,}8{\cdot}10^4$	$1{,}1{\cdot}10^5$	$6{,}3{\cdot}10^4$
15°	1,4 μm	$2{,}0{\cdot}10^5$	$3{,}1{\cdot}10^5$	$2{,}2{\cdot}10^5$
36°	50 μm	$3{,}7{\cdot}10^5$	$4{,}1{\cdot}10^5$	$2{,}9{\cdot}10^5$
36°	50 μm	$4{,}0{\cdot}10^5$	$4{,}4{\cdot}10^5$	$3{,}0{\cdot}10^5$
36°	50 μm	$3{,}4{\cdot}10^5$	$3{,}4{\cdot}10^5$	$2{,}1{\cdot}10^5$
36°	50 μm	$3{,}5{\cdot}10^5$	$3{,}5{\cdot}10^5$	$2{,}5{\cdot}10^5$

Tabelle 4: Anzahl der gezählten Protonen der Fluenzmessungen. Die Meßzeit betrug jeweils eine Minute

Aus der Protonenzahl der gemessenen Spektren muß auf die Fluenz während der eigentlichen Bestrahlungen umgerechnet werden. Die Fluenzen beziehen sich dabei immer auf die Detektormitte. Für die Umrechnung sind folgende Überlegungen notwendig:

- Mittelung der Fluenz über die Länge eines Streifens
- Berücksichtigen der relativen Position der Streifen auf dem Detektor
- Umrechnen der Streuwinkel auf ein Standardreferenzpunkt. Dabei ist wiederum zu beachten:
  1. Die Winkelabhängigkeit folgt in erster Näherung der Rutherfordstreuung
  2. Bei kleinen Winkeln (bis etwa 20°) muß die Vielfachstreuung berücksichtigt werden
  3. Bei größeren Winkeln (größer 22°) spielen Wechselwirkungen der Protonen mit den Goldkernen eine Rolle
- Zwei verschieden Umrechnungsfaktoren für die beiden Folien

Für die Korrekturen nach Punkt ② wurden die Ergebnisse aus Abschnitt 3.5 verwendet. Die weiteren Korrekturen gemäß Punkt ③ folgen daraus, daß die Protonen eine so hohe kinetische Energie haben, daß sie die Coulombbarriere überwinden können. Daher gibt es bei größeren Streuwinkeln Abweichungen von der Rutherfordstreuung, da dann die Protonen so nahe an die Goldkerne herankommen, daß es zu Wechselwirkungen kommt. Dadurch wird der differentielle Wirkungsquerschnitt verringert, bei $\theta = 36°$ um 53 % [Knö95].

Aus den Meßwerten ergibt sich für den Umrechnungsfaktor ein Wert mit einem statistischen Fehler von $1{,}20 \pm 0{,}5 \cdot 10^9\, p\,\mathrm{cm}^{-2}$ pro μC für die dikke Folie. Für die dünne Folie erhält man einen um den Faktor 48 kleineren Wert, obwohl das Dickenverhältnis einen Wert von 36 besitzt. Das liegt daran, daß bei Streuung an der dickeren Folie das Strahlenbündel so weit aufgefächert wird, daß Teile davon nicht mehr in den Faraday-Cup treffen und so scheinbar verlorengehen. Die gemessene Ladung ist also zu klein. Da aber die Bestrahlungen alle mit der dicken Folie durchgeführt wurden, ist dieser Effekt mitberücksichtigt. Die Werte für die Umrechnungsfaktoren aus den Abschnitten 5.1 und 5.2 beziehen sich auf die dicke Folie.

Auffällig ist, daß die Werte aus den Spektren kleiner sind als die theoretisch erwarteten. Das liegt zum größten Teil an der Unsicherheit in der Winkelbestimmung. Da die Abhängigkeit vom Streuwinkel so enorm ist, wirken sich leichte Abweichungen in der Winkelbestimmung gleich sehr stark aus. So bewirkt eine Fehlstellung von nur einem Grad einen Faktor 2 in der Fluenz. In dem Experiment wurde der Winkel zwischen Strahlachse und Detektor über einen Nonius eingestellt, mit einer Auflösung von 0,1°. Ferner lag in der Zentrierung des Detektors im Meßaufbau eine Unsicherheit von etwa 0,5 mm. Beide Effekte zusammen ergeben eine Winkelabweichung von 0,2° und damit einen Fehler von 20 %. Werden die oben erläuterten Korrekturrechnungen umgekehrt auf die Meßwerte der Tabelle 4 angewandt, müßte dann die Rutherfordstreuung herauskommen. Dies wurde mit den Meßwerten von Streifen 3 in Block 6 durchgeführt. An die so erhaltenen Punkte wurde im doppeltlogarithmischer Darstellung die theoretische Kurve angepaßt. Dies ist in Abbildung 13 gezeigt. Die Übereinstimmung mit der Rutherfordverteilung ist sehr gut. Man erhält ein $\chi^2 = 0{,}07$ pro Freiheitsgrad. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der folgenden Fehlerabschätzung:

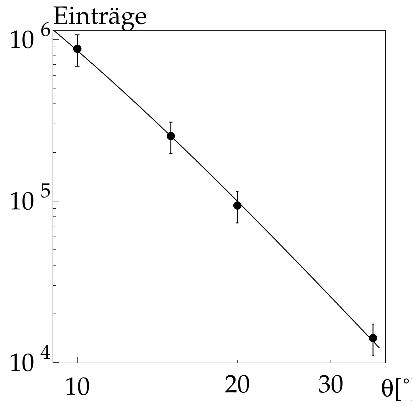


Abbildung 13: Die Anpassungskurve an die Meßpunkte

Als ein Parameter der Anpassung gab es eine konstante Abweichung im Winkel, um so einen systematischen Fehler zu entdecken. Es zeigte sich, daß die abgelesenen Werte jeweils um 0,1° zu klein waren. Damit hätte der Detektor weniger Protonen registriert als erwartet. Verglichen mit der Theorie ist das eine Korrektur in die richtige Richtung. Weitere Fehler stecken in der geometrischen Anordnung des Strahles, d. h. unter welchem Winkel der Strahl auftrifft, und mit welchem Brennfleck. Diese Merkmale sind nicht rekonstruierbar und ändern sich von Experiment zu Experiment. Im ersten Strahltest fiel der Strahl aus und mußte völlig neu justiert werden. Dabei haben sich diese Parameter geändert. Möglicherweise passiert das auch bei Veränderung des Strahlstromes, eine Änderung der Experimentierbedingungen, die häufig notwendig war. Die Fehler dieser Art werden auf etwa 10 %

geschätzt, womit sich ein Gesamtfehler von knapp 22 % ergibt. Eine weitere Fehlerquelle sind Treffer zwischen die Streifen. Weil sich die entstandene Ladung dort aufteilt, und der Auslesestreifen nur einen Teil davon aufnehmen kann, sind diese Treffer mit einer verringerten Signalhöhe verbunden. Sie konnten nicht mitgezählt werden, weil sie im Rauschen untergingen. Aus diesem Grunde ist der Faktor sicherlich zu klein. Man erhält so eine Abschätzung nach unten. Mit den Fehler ergibt sich daher ein Konversionsfaktor von $1{,}20 \pm 0{,}5 \pm 0{,}26 \cdot 10^8\, p\,\mathrm{cm}^{-2}$ pro μC. Damit sind auch die Fluenzangaben im weiteren Verlauf dieser Arbeit berechnet worden. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 5 in Abschnitt 6.

6 Ergebnisse und Interpretation

Die Bestrahlung des Detektors erfolgte in zwei Strahlzeiten, einmal am 27. 10. 94 und am 28. 11. 94. Wie schon in Abschnitt 4.1 ausgeführt, wurde der Detektor dem Strahl in mehreren Intervallen ausgesetzt. Eine Übersicht über die Bestrahlungen zeigt Tabelle 5. Hier sind auch die jeweiligen Meßprogramme und die entsprechenden Fluenzen aufgeführt.

Status	Messungen	Fluenzen [cm^{-2}]	$\sum$ [cm^{-2}]
Bestrahlung 1	E1–E5	$2{,}5 \cdot 10^{10}$	$2{,}5 \cdot 10^{10}$
Bestrahlung 2	E1–E5	$2{,}8 \cdot 10^{10}$	$5{,}3 \cdot 10^{10}$
Bestrahlung 3	E1–E5	$3{,}2 \cdot 10^{9}$	$5{,}7 \cdot 10^{10}$
Bestrahlung 4	E1–E5	$5{,}8 \cdot 10^{9}$	$6{,}2 \cdot 10^{10}$
Bestrahlung 5	E1–E5	$4{,}3 \cdot 10^{10}$	$1{,}1 \cdot 10^{11}$
Bestrahlung 6	E1–E5	$1{,}1 \cdot 10^{11}$	$2{,}1 \cdot 10^{11}$
Bestrahlung 7	E1–E5	$3{,}1 \cdot 10^{11}$	$5{,}2 \cdot 10^{11}$
Bestrahlung 8	E1–E5	$2{,}7 \cdot 10^{11}$	$7{,}9 \cdot 10^{11}$
Bestrahlung 9	E1,E2,E4,E5,E7	$1{,}1 \cdot 10^{12}$	$1{,}9 \cdot 10^{12}$
Bestrahlung 10	E2	$2{,}9 \cdot 10^{12}$	$4{,}8 \cdot 10^{12}$
Bestrahlung 11	E1–E5,E7	$3{,}3 \cdot 10^{12}$	$8{,}1 \cdot 10^{12}$
Bestrahlung 12	E1–E5,E7	$4{,}8 \cdot 10^{12}$	$1{,}3 \cdot 10^{13}$

Tabelle 5: Fluenzen für die einzelnen Bestrahlungsabschnitte. Die Bestrahlungen 9 bis 12 sind aus der zweiten Strahlzeit

So oft wie möglich wurden die Strom-Spannungskennlinien aufgenommen. Die Ströme durch die beiden Spannungsringe wurden getrennt gemessen, um zu unterscheiden, welcher Anteil durch die Schutzringstruktur fließt, und welcher durch die Streifen. Darüberhinaus wurde untersucht, ob tatsächlich die Annahme bestätigt werden kann, daß der Strom durch den inneren Spannungsring die Summe aller Streifenströme ist. Aus den Kennlinien läßt sich ablesen, ob die Schutzringstruktur ihren Zweck erfüllt. So fließen durch eine funktionierende Struktur 10 bis 30 % des Detektorstromes. Außerdem ist die Durchbruchsspannung des Detektors ein Maß für die Güte der Schutzringe. Allerdings kann vor der Typinversion nur die Schutzringstruktur auf der p-Seite untersucht werden. Ob die Schutzringstruktur auf der n-Seite funktioniert, läßt sich erst nach der Typinversion feststellen Das liegt an den Feldverhältnissen innerhalb des Detektors, wie sie in Abschnitt 1.3 erklärt wurden. Daher ist vor Typinversion des Detektors nicht bekannt, ob er auch danach noch funktionstüchtig ist.

Abbildung 14 zeigt die Abhängigkeit der Ströme von der Fluenz, gemessen jeweils bei einer Detektorspannung $V_{\mathrm{Det}} = 200\,\mathrm{V}$. Um das Bild übersichtlich zu halten, sind die Graphen doppeltlogarithmisch aufgetragen. Leider läßt sich dadurch die lineare Abhängigkeit des Detektorstromes von der Fluenz nicht mehr erkennen. Trotzdem wurde für die beiden Strahlzeiten eine Gerade an die Meßpunkte angepaßt, um die Schädigungskoeffizienten α des Detektorstromes aus Gleichung (4) zu bestimmen. Es ergaben sich die Werte

Bestrahlungen	α/Acm^{-1}
1–8	$3{,}5{\cdot}10^{-16}$
9–12	$4{,}0{\cdot}10^{-16}$

Tabelle 6: Schädigungskoeffizienten α

aus Tabelle 6. Da der Stromschädigungskoeffizient mit dem nichtionisierenden Energieverlust skaliert, lassen sich die Literaturwerte auf 21 MeV Protonen umrechnen. Nach [Aar95] ist ein Wert von $\alpha = 3{,}3{\cdot}10^{-16}\,\mathrm{Acm}^{-1}$ zu erwarten. Wie in Abschnitt 5.1 muß auch hier über den Detektor, und damit die extrem inhomogen bestrahlten Bereiche, integriert werden.

Die durch einen Pfeil markierte Stufe in sämtlichen Kurven der Abbildung 14 entsteht dadurch, daß der Detektor zwischen den Meßwerten 30 Tage ausgeheilt ist. Der andere Pfeil markiert die ungefähre Stelle der Typinversion. Deutlich zu erkennen ist, daß die Ströme durch die inneren Spannungsringe der beiden Seiten gleich waren. Das unterstützt die Annahme, daß der gesamte Strom durch die empfindliche Fläche durch diesen Ring floß. Allerdings war, zumindest für kleine Fluenzen, dieser Strom ungleich dem hundertfachen des Stromes durch den direkt kontaktierten Streifen, dem Streifenstrom. Naiverweise war zu erwarten ,daß durch alle 100 Streifen der gleiche Strom fließt, aber offensichtlich ließ diese Art der Schaltung den Strom bevorzugt durch den gemessenen Streifen fließen. Nach der ersten Ausheilperiode verhielt sich der Streifenstrom allerdings so wie erwartet: Die Stromstärke stieg mit der Fluenz im gleichen Maße wie der Detektorstrom, und der Streifenstrom blieb konstant ein Hundertstel davon. Bis zu diesem Punkt blieb der Streifenstrom nahezu unabhängig von

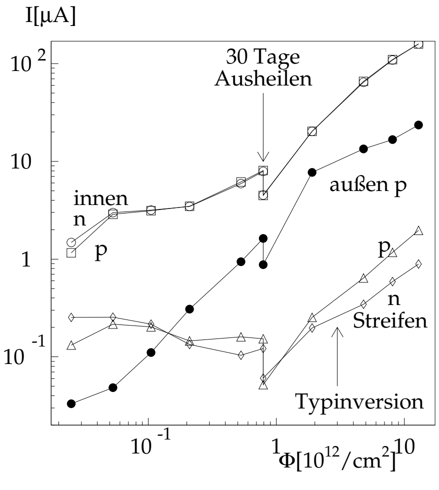


Abbildung 14: Abhängigkeit der Ströme von der Fluenz

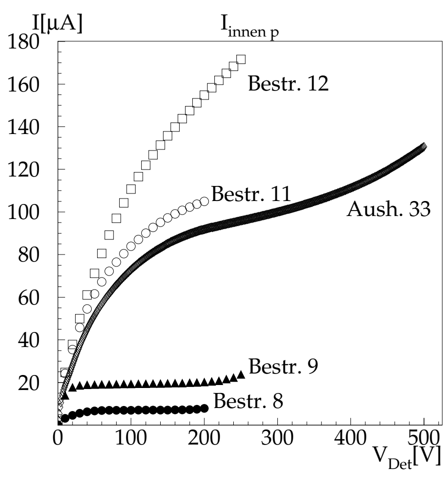


Abbildung 15: Entwicklung des Detektorstromes mit der Fluenz

der Fluenz. Der Strom durch die Schutzringstruktur steigt zunächst überproportional mit der Fluenz. Betrug er zu Beginn der Bestrahlung noch ein Dreißigstel des Detektorstromes, stieg er bis zur Typinversion auf etwa ein Drittel. Nach der Typinversion drehen sich die Feldverhältnisse im Detektor um, und die hohen Feldstärken treten auf der anderen, der n-Seite, auf. Damit fällt die Detektorspannung auch über die Schutzringstruktur dieser Seite ab. Die Steigung der Stromkurve ist hier deutlich geringer, ein Anzeichen, daß diese Schutzringe erheblich strahlungshärter sind. Das bessere Verhalten ist auch daran erkennbar, daß an den Detektor nach Typinversion Detektorspannungen von bis über 500 V angelegt werden können, ohne daß es zu Durchbrüchen kommt. Das kommt deutlich in Abbildung 15 zum Ausdruck. Hier sind die Ströme durch den inneren Spannungsring auf der p-Seiet zu sehen. Neben der Zunahme der Werte mit der Fluenz, ist zu erkennen, daß sich nach der Typinversion (das sind die offenen Symbole) die Kurvenform ändert. Während sie vorher bei der Durchbruchsspannung steil anstiegen, gehen sie jetzt in einen sehr mäßigen Anstieg über, und zeigen eine viel höhere Durchbruchsspannung. Jedoch steigt der Detektorstrom auch stark an, so daß der Detektor eine beachtliche Wärmeleistung erzeugt. Sie ist bei einer Detektorspannung von 400 V etwa 41 $\frac{\mathrm{mW}}{\mathrm{cm}^2}$. Dies stellt eine große Herausforderung an die Kühlung der Detektoren dar.

6.1 Die volle Verarmungsspannung

6.1.1 Bestimmung aus den *I*-*V*-Kennlinien

Solange der Detektor noch nicht voll verarmt ist, sind die Streifen auf der n-Seite kurzgeschlossen, und die immer vorhandenen Ladungsträger können sich frei bewegen. Damit ruft jede auch noch so kleine Potentialdifferenz große Ströme hervor. Dieser Effekt wurde genutzt, um die volle Verarmungsspannung festzustellen., gemäß dem Testprogramm E2 nach Abschnitt 4.1. Die Abbildung 16 zeigt die Ergebnisse. Sobald die Verarmungszone die n-Seite erreicht, sind die Streifen voneinander isoliert. Der Strom folgt ab diesem Punkt der ungestörten Strom-Spannungskurve. Durch Restspannungen kann diese Kurve jedoch versetzt sein. Deshalb ist der entscheidende Punkt dort, wo die Kurve abknickt, und nicht, wo sie den Nulldurchgang hat. Da dies wurde zu Beginn nicht beachtet wurde, sind mache Kurven nicht bis in den wichtigen Bereich fortgeführt. Bei den Messungen nach den Bestrahlungen 5 und 6 war das Elektrometer auf 12 V eingestellt, so daß die freien Ströme bei noch nicht verarmter n-Seite viel größer sind. Auch hier zeigt der Abknickpunkt die volle Verarmungsspannung an.

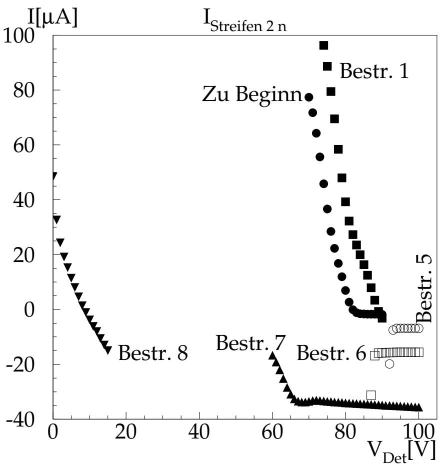


Abbildung 16: Kennlinie zur Bestimmung der vollen Verarmungsspannung

In dem Experimentierprogramm E1 war kein Elektrometer auf der n-Seite angeschlossen. Trotzdem tritt hier ein bemerkenswerter Effekt auf: In den Strom-Spannungskennlinien des n-Streifenstromes tritt nach der ersten Be-

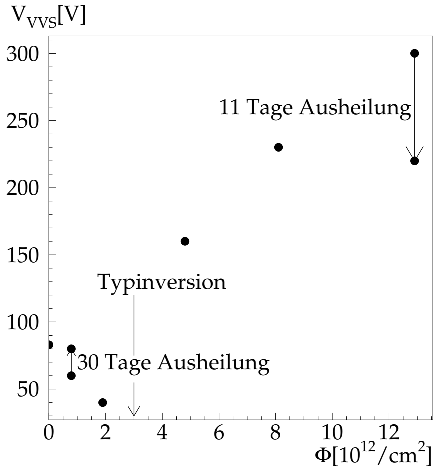


Abbildung 17: Abhängigkeit der vollen Verarmungsspannung von der Fluenz.

strahlung ein Buckel auf, der bei der vollen Verarmungsspannung scharf abfällt. Für höhere Spannungen folgt die Kurve dann dem erwarteten Verlauf. Abbildung 18 zeigt dieses Phänomen bei den Kurven, die vor der Typinversion aufgenommen wurden (Bestrahlungen 8 und 9 sowie Ausheilung 15). So betrug die volle Verarmungsspannung nach der Bestrahlung 8 etwa 60 V und stieg in der Ausheilzeit bis auf 80 V an (Ausheilung 15), um bei der fortgesetzten Bestrahlung wieder zu sinken (40 V nach Bestrahlung 9). Das entspricht dem erwarteten Verhalten, wie es in Abschnitt 1.3 vorgestellt wurde. Der Buckel in der Stromkurve ist auf kleinste Potentialdifferenzen des Streifens gegen seinen Nachbarstreifen zurückzuführen. Dadurch fließen undefinierbare Ströme fließen, die erst verschwinden, wenn die Streifen bei Erreichen der vollen Verarmungsspannung gegeneinander isoliert sind.

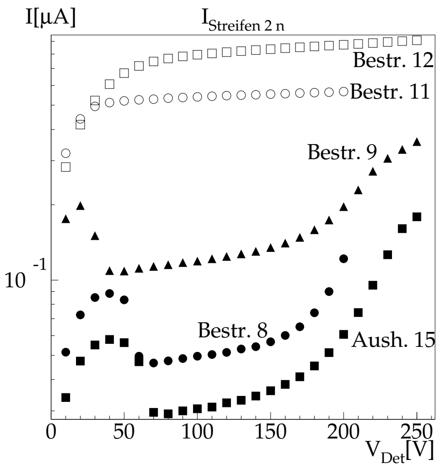


Abbildung 18: Die charakteristischen Buckel auf der n-Seite

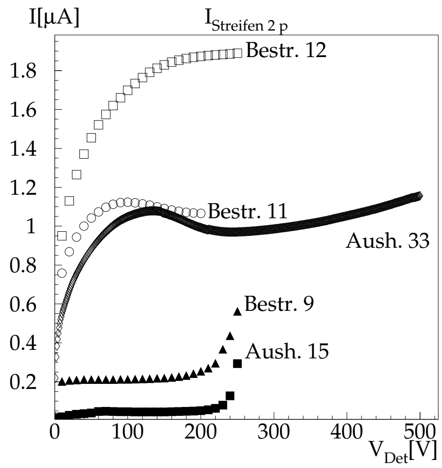


Abbildung 19: Die charakteristischen Buckel auf der p-Seite

6.1.2 Bestimmung aus den α-Signalen

Treffen schnelle, geladene Teilchen auf den Detektor, so werden Ladungsträgerpaare erzeugt. Diese wandern aufgrund des elektrischen Feldes zu den Streifen. Solange die n-Streifen untereinander kurzgeschlossen sind[8], verteilt sich die Ladung auf alle Streifen, und jeder einzelne erhält nur ein Hundertstel der erzeugten Ladung. Oberhalb der vollen Verarmungsspannung konzentriert sich die gesamte Ladung nur auf einen Streifen, nämlich den, der von dem Teilchen getroffen wurde. Daher sind auf der n-Seite erst für größere Spannungen Signale zu sehen. Werden für verschiedene Detektorspannungen Signalhistogramme aufgenommen, läßt sich so die volle Verar-

[8] Vor Typinversion und noch nicht voll verarmtem Detektor

mungsspannung bestimmen. Eine solche Meßreihe mit einer ^{241}Am α-Quelle ist in Abbildung 20 gezeigt. Sie wurde zwischen dem 12. und 13. Ausheilen

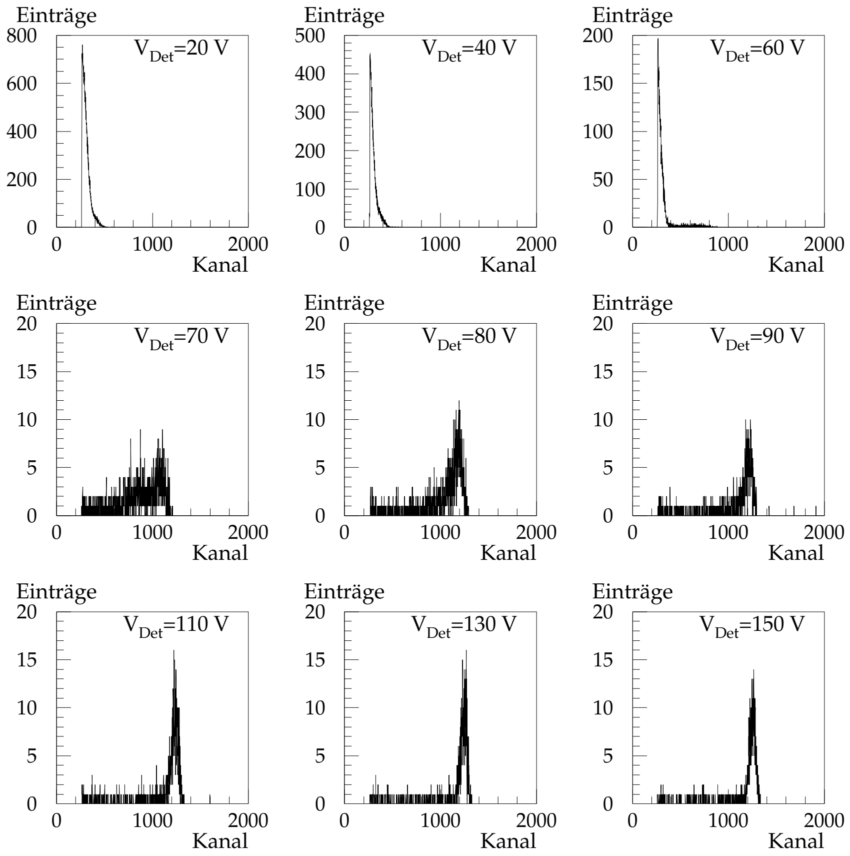


Abbildung 20: Meßreihe mit einer α-Quelle bei verschiedenen Detektorspannungen

durchgeführt. Die volle Verarmungsspannung liegt hier bei etwa 80 V. Bei höheren Spannungen sind die Signale stabil. Darunter ist die Signalhöhe nur Hundertstel, und die Signale verschwinden damit im Rauschen. Da die Histogramme jeweils über einen gleichen Zeitraum aufgenommen wurden (eine Minute), läßt ein Vergleich erkennen, daß über der vollen Verarmungsspannung das Rauschen sehr stark nachläßt. Dies ist eine weitere Methode, die volle Verarmungsspannung zu messen. Durch Beobachten des Oszilloskopbildes der Signale ist das Überschreiten deutlich am Rückgang des Rauschens erkennbar.

6.1.3 Bestimmung aus den C-V-Kennlinien

Wie schon in Abschnitt 1.2 ausgeführt, gibt es bei einem noch nicht voll verarmten Detektor zwei verschiedene Bereiche im Substrat. Das bereits verarmte Gebiet verhält sich wie ein Isolator, die noch nicht verarmte Region leitet vergleichsweise gut. Der Detektor wirkt daher wie ein Plattenkondensator, dessen Plattenabstand identisch ist mit der Dicke der Verarmungszone. Mit dieser Dicke sinkt die Detektorkapazität[9] mit steigender Detektorspannung, und erreicht bei der vollen Verarmungsspannung ihren Sättigungswert, der dann mit noch weiter steigender Detektorspannung konstant bleibt. Ein einfache Ableitung aus Gleichung (2) ergibt für die Dicke x der Verarmungszone

$$x = \sqrt{\frac{\varepsilon(V_{\mathrm{Det}} - V_{\mathrm{ein}})}{2\pi e|n_D - n_A|}}, \tag{14}$$

wobei V_{ein} die eingebaute Spannung ist, deren Größe aber vernachlässigbar klein ist. Daraus errechnet sich die Kapazität in Abhängigkeit der Detektorspannung:

$$C(V_{\mathrm{Det}}) = A\sqrt{\frac{\varepsilon e|n_D - n_A|}{8\pi V_{\mathrm{Det}}}} \tag{15}$$

Dabei ist A die Detektorfläche. Leider ist die Detektorkapazität nicht meßbar, da die Oberflächen keinen großen Kontakt darstellen, sondern in einzelne Streifen getrennt sind. Ferner ist nicht definiert, was die Kapazität zwischen zwei Streifen auf verschiedenen Seiten ist, zumal die Streifen um 90° gedreht sind. Daher wurden bei den Tests nur die Kapazitäten gemäß Programmpunkt E5 gemessen. Diese Ergebnisse sind noch unverstanden, insbesondere was die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Frequenz anbelangt. Mehr darüber folgt in Abschnitt 6.3.

6.1.4 Bestimmung aus der Punch-Through-Charakteristik

Die Messungen zum Punkt E3 sind auch geeignet, die volle Verarmungsspannung festzustellen. Zunächst ein paar Worte über den Punch-Through-Effekt. Auf der p-Seite ist vor Typinversion schon bei geringen Detektorspannungen die Umgebung der implantierten Gebiete verarmt und mit positiv geladenen Zentren erfüllt. Daher werden generierte Löcher abgestoßen und sammeln sich an den Streifen an. Diese erhalten dadurch ein positives Potential, das so lange ansteigt, bis sich ein Gleichgewicht zwischen den zu den Streifen gedrängten und den durch thermoionische Emission wieder abgestoßenen Löchern entsteht. Dieses Gleichgewichtspotential—die Punch-Through-Spannung—wächst mit der Detektorspannung genau wie die Dicke der Verarmungszone (siehe Gleichung (14)), d. h. mit der Quadratwurzel. Gemessen werden kann dieses Potential, indem eine Spannung V_{Streifen} zwischen dem Minuspol der Detektorspannung und dem Streifen gelegt wird und die Kurve des Streifenstromes gegen die Streifenspannung betrachtet wird. Es ergibt sich ein exponentieller Verlauf, der einen scharf bestimmten Abknickpunkt hat. Die Spannung, bei der dieser Punkt liegt, ist gleich dem Streifenpotential. Aufgrund der Polung von V_{Streifen} wächst der Strom in negative Richtung. In Abbildung 21 ist eine solche Charakteristik von $-I_{\mathrm{Streifen}}$ gegen V_{Streifen} und V_{Det} aufgetragen. Dabei ist zu beachten, daß das obere Plateau durch die Darstellungsweise bedingt ist, weil dort die Meßwerte abgeschnitten wurden. Der Fläche entsprechen keine realen Meßwerte. Die Talebene repräsentiert den flachen Teil, während der Übergang zum Steilen bei dem Streifenpotential geschieht. Es ist zu erkennen, daß dieses Potential mit der Detektorspannung wurzelförmig ansteigt. Auf der n-Seite sind die Verhältnisse etwas komplizierter. Vor Typinversion sind die

[9] Gemeint ist hier die Kapazität zwischen den Oberflächen der beiden Seiten. Dabei ist angenommen, daß diese einen großen elektrischen Kontakt darstellen

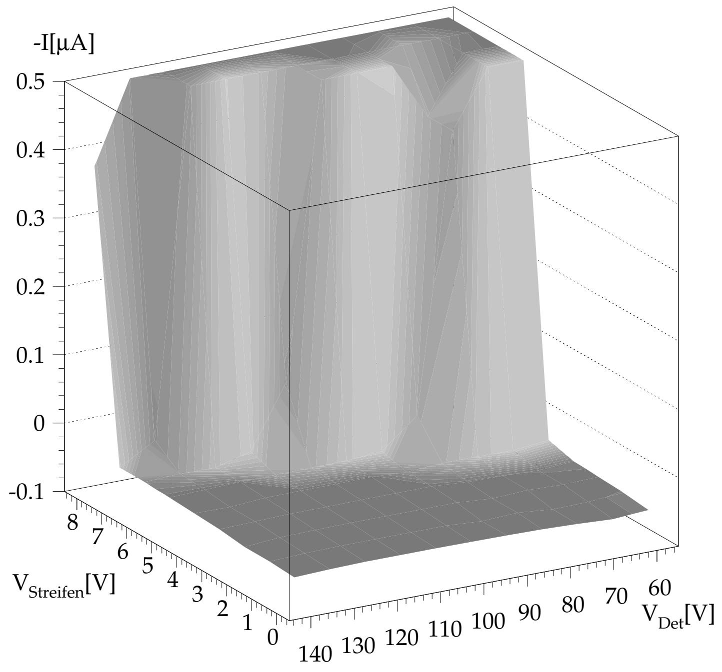


Abbildung 21: p-seitige Punch-Through-Charakteristik

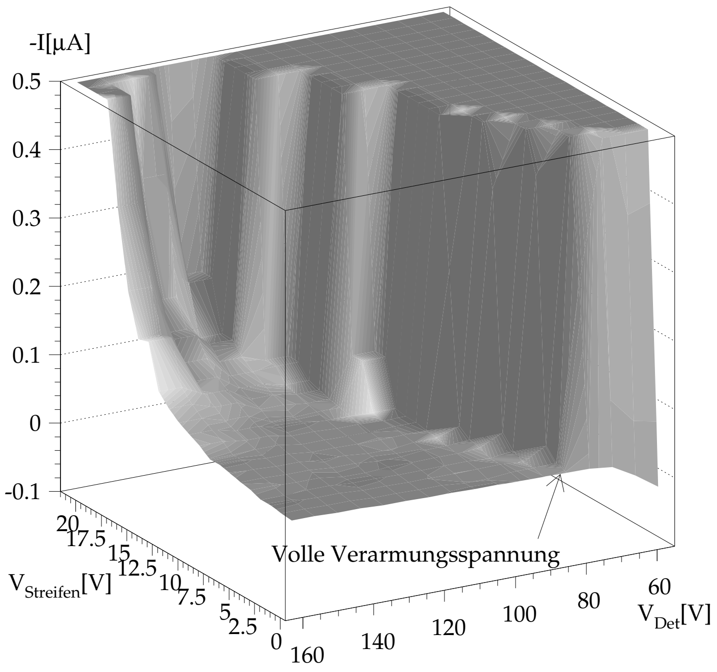


Abbildung 22: n-seitige Punch-Through-Charakteristik

n^+-implantierten Gebiete von n^--dotiertem Substrat umgeben und bilden somit einen ohmschen Übergang. Erreicht die Verarmungszone jedoch die n-Seite, finden ähnliche Effekte statt wie auf der p-Seite, und es baut sich ein den n-seitigen Spannungsringen gegenüber relativ negatives Potential auf. Die Abhängigkeiten von der Detektorspannung sind aber komplizierter als auf der p-Seite. Bei einer Messung mit einer zusätzlichen Streifenspannung zeigt sich die Charakteristik nach Abbildung 22. Unterhalb der vollen Verarmungsspannung steigt der Streifenstrom stark mit der Streifenspannung an. Darüber gibt es zunächst ein Plateau, bevor auch bei dem Streifenpotential der Strom stark zu steigen beginnt. Deutlich ist der Punkt zu erkennen, der diese beiden Gebiete trennt. Er markiert die volle Verarmungsspannung. Auch in Abbildung 22 repräsentiert die Fläche am oberen Ende der Graphik keine Meßwerte. Das Ergebnis für die volle Verarmungsspannung von etwa 85 V ist konsistent mit dem aus den α-Spektren nach Abschnitt 6.1.2, die ungefähr zum gleichen Zeitpunkt in der Ausheilphase nach der ersten Strahlzeit entstanden sind. Damit ist die volle Verarmungsspannung zu diesem Zeitpunkt eindeutig bestimmt. Aus der Konsistenz mit dem Ergebnis aus den Strom-Spannungskennlinien ist auch die Gültigkeit dieser Methode bewiesen. Dies ist ein wichtiges Ergebnis, da dies bei der weiteren Bestrahlung die einzige Methode zur Ermittlung der vollen Verarmungsspannung war.

6.2 Typinversion

Das Umschlagen der effektiven Ladungsträgerkonzentration von n- auf p-dotiert, geschah während der Bestrahlung 10, bei einer Fluenz von etwa $3{\cdot}10^{12}$ Protonen pro cm^2 bezüglich der Detektormitte. Verschiedene Verhaltensweisen des Detektors ändern sich mit dem Vorzeichen der Substratdotierung: Beim Anlegen einer Detektorspannung breitet sich die Verarmungszone nunmehr von der n-Seite her aus und erreicht bei voller Verarmungsspannung die p-Seite. Daher sind die n-Streifen sofort voneinander isoliert, und die p-Streifen bis zum Erreichen der vollen Verarmungsspannung kurzgeschlossen. Dieses Verhalten läßt sich wie schon auf der n-Seite anhand der Strom-Spannungskennlinien der Streifen erkennen. Die in Abschnitt 6.1.1 besprochenen Buckel in den Stromkurven treten nach Typinversion jetzt nur noch auf der p-Seite auf. Dies ist in den Abbildungen 18 und 19 für die Bestrahlungen 11 und 12 sowie für Ausheilen 33 zu sehen. Allerdings sind die Buckel jetzt weniger steil, und das obere Ende, welches die volle Verarmungsspannung angiebt, ist undeutlicher. Bei der Bestrahlung 12 liegt die volle Verarmungsspannung über 250 V. Deshalb ist hier der Buckel nicht zu sehen. In der Abbildung 23 sind die Ströme durch den Streifen 2 für verschiedene Elektrometerspannungen V_{Streifen} aufgetragen. Wie in Abbildung 16 bei den Bestrahlungen 5 und 6, dokumentiert das Abknicken der Kurve mit den offenen Symbolen bei 230 V die volle Verarmungsspannung. Diese ist in guter Übereinstimmung mit der Spannung, die das Ende

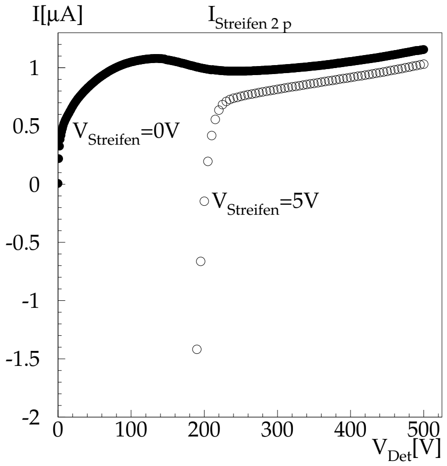


Abbildung 23: Strom durch den Streifen 2 p bei unterschiedlichen Spannungen V_{Streifen}.

des Buckels der anderen Kurve markiert. Daher ist auf die Zuverlässigkeit der Methode zur Bestimmung der vollen Verarmungsspannung mittels des Buckels auf der p-Seite auch nach Typinversion zu schließen.

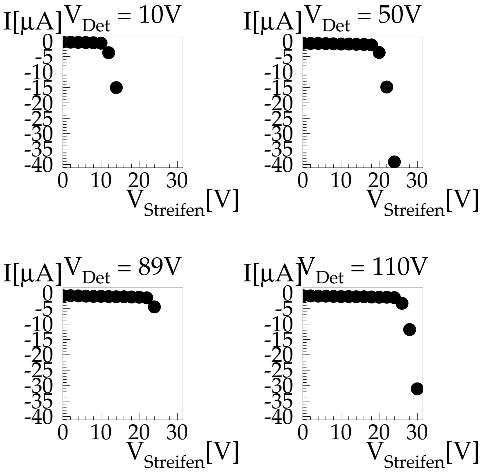


Abbildung 24: Die Punch-Through Charakteristik auf der n-Seite

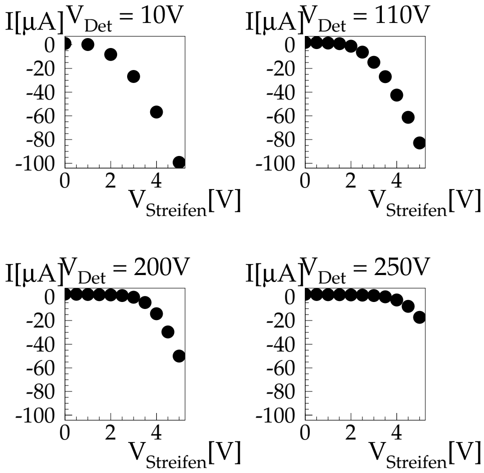


Abbildung 25: Die Punch-Through Charakteristik auf der p-Seite

Nach Typinversion.sind die Vorgänge in dem Punch-Through-Übergang komplizierter. Unmittelbar nach Bestrahlung 12 und damit nach der Typinversion, zeigt die n-Seite die typische Punch-Through-Charakteristik, wie in Abbildung 24 zu sehen ist. Bereits für kleine Spannungen bildet sich ein Plateau aus, dessen Breite mit der Quadratwurzel der Detektorspannung ansteigt[10]. Das einfache Modell, daß die n- und p-Seite durch die Typinversion ihre Rollen vertauschen trifft nicht zu. Die p-Seite weist eine abweichende Charakteristik auf. Die Kurvenschar in Abbildung 25 ist unmittelbar nach der Bestrahlung 12 entstanden, als die volle Verarmungsspannung bei etwa 300 V lag. Aber schon bei weitaus niedrigeren Spannungen zeigt die p-Seite eine Plateauausbildung. Der ohmsche Bereich mit dem steilen, linearen Anstieg fehlt hier. Dies ist wahrscheinlich die Folge einer dünnen Schicht am Rande des Substrats, die weiterhin n-dotiert bleibt. Das Auftreten einer solchen Schicht ist schon früher beobachtet worden.

Während der Ausheilphase nach der letzten Bestrahlung ändern sich die Verhältnisse auf den beiden Seiten unterschiedlich. Während allgemein der Streifenstrom zurückgeht, sinkt die Punch-Through-Spannung auf der n-Seite und steigt auf der p-Seite. In den Abbildungen 26 und 27 sind die Kurven nach weiteren 11 Tagen Ausheilung dargestellt. Auf der p-Seite tritt zudem ein bemerkenswerter Effekt auf: Unterhalb der vollen Verarmungsspannung, die zu diesem Zeitpunkt bei etwa 230 V liegt, steigt die Punch-Through-Spannung deutlich langsamer mit der Detektorspannung als darüber. So springt sie von knapp 4 V bei $V_{\mathrm{Det}} = 200\,\mathrm{V}$ auf 7 V für $V_{\mathrm{Det}} = 300\,\mathrm{V}$.

Ein weiterer bemerkenswerter Effekt betrifft das Ausheilverhalten. In den 12 Tagen des Ausheilens nach der Bestrahlung 12 ging der Detektorstrom auf das Niveau zurück, das er nach der Bestrahlung 11 hatte. Interessanterweise korrespondiert dies mit einem äquivalentem Rückgang der vollen Verarmungsspannung. Auch diese erreichte nach der Ausheilperiode die Werte nach Bestrahlung 11. Obwohl zwei gänzlich unterschiedliche Effekte

[10] Liegt die Punch-Through-Spannung bei $V_{\mathrm{Det}} = 10\,\mathrm{V}$ noch bei 12 V, steigt sie für $V_{\mathrm{Det}} = 110\,\mathrm{V}$ auf etwa 25 V

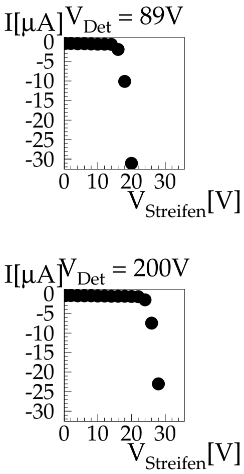


Abbildung 26: Die Punch-Through Charakteristik auf der n-Seite nach Ausheilung.

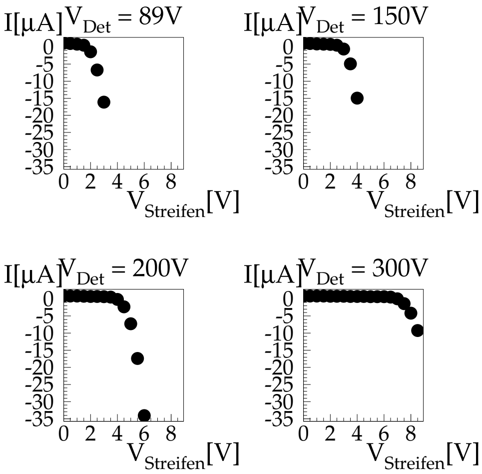


Abbildung 27: Die Punch-Through Charakteristik auf der p-Seite nach Ausheilung.

für die Änderungen des Detektorstromes bzw. der vollen Verarmungsspannung verantwortlich sind, scheint es doch Korrelationen zu geben. Jüngste Forschungsergebnisse bestätigen diese Vermutung [Wat95].

6.3 Kapazitätsmessungen

Um die inneren Vorgänge im Substrat kennen zu lernen, und um Oberflächeneffekte zu verstehen, wurden Kapazitätsmessungen durchgeführt. Da die Kapazität zwischen zwei Streifen jedoch von vielen Einflüssen abhängt, gestaltet sich die Interpretation der Meßergebnisse schwierig. Gemessen wurden die Kapazitäten zwischen den mittleren Streifen und ihren jeweils vier nächsten Nachbarn in den Blöcken 11 und 6 auf der p-Seite. Die Werte des unbestrahlten Detektors liegen bei etwa 2 bis 3 pF, unabhängig von der Meßfrequenz des LCR-Meters. Abbildung 28 zeigt die Ergebnisse der Messungen. Die Meßfrequenz betrug 10 000 Hz, und es wurde jeweils eine Detektorspannung von 110 V angelegt. Vor der Typinversion liegen die gemessenen Streifen bei dieser Detektorspannung stets in der verarmten Zone. Nach Typinversion liegt die volle Verarmungsspannung bei allen Meßpunkten über 110 V, so daß die

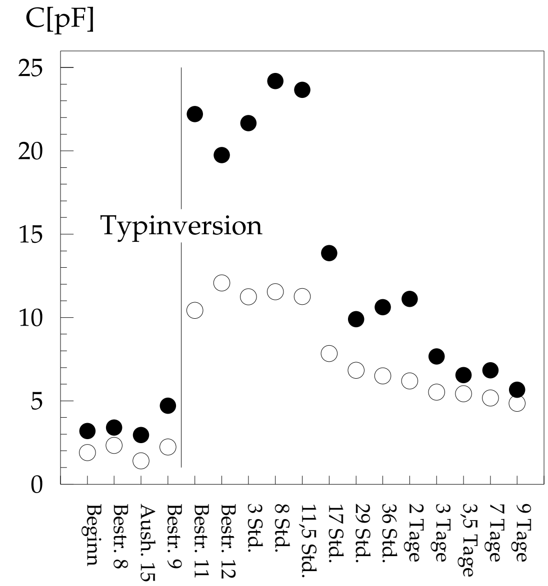


Abbildung 28: Die Kapazitäten des Detektors. Die gefüllten Symbole sind von Block 11, die offenen von Block 6. Die Zeitangaben der Abszisse geben die Ausheilzeiten nach der letzten Bestrahlung an

Verarmungszone die p-Streifen noch nicht erreicht hat. Daß die p-Streifen evtl. noch kurzgeschlossen sind, hat keinen Einfluß auf die gemessenen Kapazitäten, da das Meßgerät diese Unterschiede erkennt.
Während der ersten Strahlzeit (Bestr. 8) veränderte sich die Kapazität nicht signifikant, und auch in der darauffolgenden Ausheilphase (Aush. 1 bis 15) sank die Kapazität nur gering. In der zweiten Strahlzeit verachtfachte sie sich auf Werte bis zu 25 pF. Das Maximum wurde jedoch während der Ausheilphase nach etwa 8 Stunden erreicht. Dieser dramatische Anstieg ist allerdings sehr stark von der Meßfrequenz abhängig. Er fiel um so stärker aus, je niedriger die Frequenz war. So betrug die Steigerung bei 1 MHz nur noch 30 %. In Luft ist die Kapazität geringfügig höher ist als im Vakuum.Dies ist auf die Luftfeuchtigkeit zurückzuführen, die sich auf dem Detektor niederschlägt.

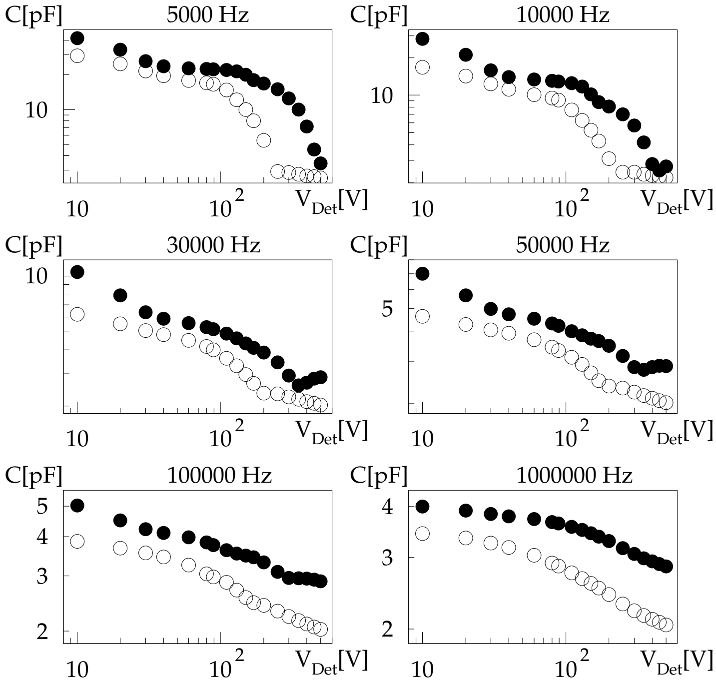


Abbildung 29: C-V-Kurven bei verschiedenen Meßfrequenzen. Die geschlossene Symbole sind von Block 11, die offenen von Block 6.

Nach 30 Tagen Ausheilen wurden noch C-V-Kurven aufgenommen. Obwohl zwischen zwei Streifen auf einer Seite des Detektors gemessen wurde, zeigen diese Kurven die charakteristische Form von C-V-Kurven. Abbildung 29 zeigt eine solche Kurvenschar für verschiedene Meßfrequenzen. So zeigt sich mit steigender Detektorspannung ein Abfall, der bei einem Abknickpunkt in einen deutlich flacheren Teil übergeht. Jedoch zeigt bei dieser Messung der Abknickpunkt nicht die volle Verarmungsspannung an (die zu diesem Zeitpunkt 230 V betrug), da er weder mit der Frequenz konstant bleibt, noch für die beiden Blöcke den gleichen Wert anzeigt. Die Streifen auf der p-Seite wurden in etwa mit der gleichen Fluenz bestrahlt. Lediglich die Kurven von Block 6 bei niedrigen Frequenzen sind konsistent mit den anderen Messungen.

6.4 Zeitverhalten

Die zeitliche Stabilisation der Ströme ist sehr stark von der Umgebung des Detektors abhängig. So wurde im Labor unter normalen Luftbedingungen ein Abfall sämtlicher Ströme mit der Zeit festgestellt, wenn die Detektorspannung rasch gesteigert wurde. So fiel der Strom innerhalb von zwei Tagen auf 30 % des ursprünglichen Wertes, bei weiter fallender Tendenz. Verantwortlich dafür ist die Luftfeuchtigkeit, die sich auf der Detektoroberfläche niederschlägt. Dadurch werden die Ladungen in Oberflächennähe stark beeinflußt, und ein Gleichgewicht kann sich nur sehr langsam entwickeln. Im Vakuum jedoch fehlen diese störenden Einflüsse und ein Gleichgewicht kann sich schneller einstellen. In Abbildung 30 ist das Einschaltverhalten im Vakuum gezeigt. Der Detektor stand eine Stunde lag nicht unter Spannung, dann wurde eine Detektorspannung von 110 V angelegt. Hier gibt es mehrere Zeitkonstanten: Einen schnellen Abfall innerhalb von 2 Minuten und einen etwas langsameren Anstieg, der nach 30 Minuten ein Plateau erreicht. Der darauffolgende langsame Abfall ist bereits durch Ausheileffekte verursacht.

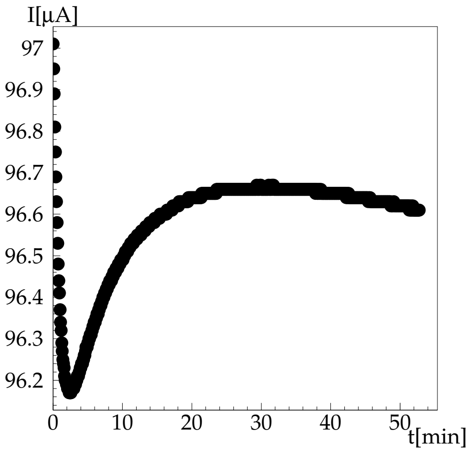


Abbildung 30: Einschaltverhalten des Stromes im Vakuum durch den inneren Spannungsring auf der p-Seite

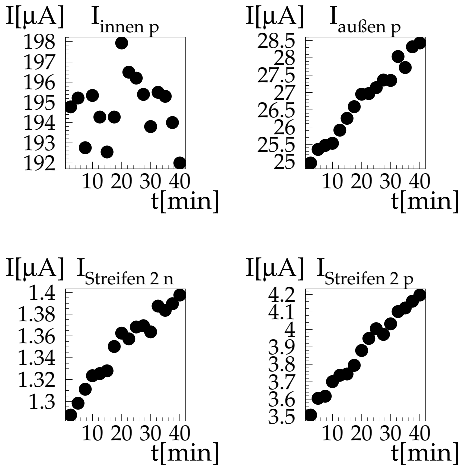


Abbildung 31: Detektorströme gemessen während der Bestrahlung 12

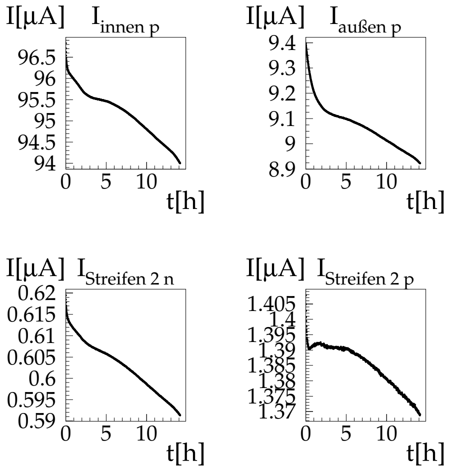


Abbildung 32: Ausheilverhalten der Ströme

Den Anstieg der Ströme mit der Fluenz ist in Abbildung 31 gezeigt. Hier sind die Ströme während der Bestrahlung 12 gemessen. Die Detektorspannung betrug 110 V. Neben der erhöhten Stromstärke, die auf den Teilchenfluß zurückzuführen ist (vgl. Abschnitt 5.1), ist ein Anstieg bei den

Streifenströmen und bei dem Strom durch den äußeren Schutzring zu beobachten. Dieser Anstieg ist Folge der während der Bestrahlung auftretenden Strahlenschäden. Die Schwankungen, besonders im Strom $I_{\text{innen p}}$, sind auf Schwankungen in der Strahlintensität zurückzuführen.

Die Effekte des Ausheilens sind in Abbildung 32 zu sehen. Diese Kurvenschar wurde in der Ausheilphase nach der zweiten Bestrahlung aufgenommen. Während der Messung war die Detektorspannung auf 300 V eingestellt. Deutlich ist das Abfallen der Stromstärke bei allen Strömen zu sehen. In 10 Stunden fällt der Strom etwa um 1 %.

6.5 Signale

Wie in Abschnitt 5.3 angesprochen, wurden während der zweiten Strahlzeit Spektren aus den Protonsignalen gemessen. In dem folgenden Abschnitt soll noch einmal auf die physikalische Interpretation eingegangen werden.

Abbildung 33 zeigt typische Protonspektren. Die Aufteilung der Streifen auf die Kanäle ist folgendermaßen (vgl. Abschnitt 3.6):

$$\left.\begin{array}{ll} 0\text{–}2049 & : \text{Str. 3 Bl. 4} \\ 2049\text{–}4096 & : \text{Str. 3 Bl. 6} \\ 4097\text{–}6144 & : \text{Str. 9 Bl. 1r} \end{array}\right\} \text{n-Seite}$$

$$\left.\begin{array}{ll} 0\text{–}2049 & : \text{Str. 9 Bl.4 1l} \\ 2049\text{–}4096 & : \text{Str. 3 Bl. 6} \end{array}\right\} \text{p-Seite}$$

Das Spektrum sind zu Beginn des zweiten Strahltestes aufgenommen. Zu diesem Zeitpunkt lag die volle Verarmungsspannung bei etwa 80 V. Die Spektren ändern sich nicht wesentlich, wenn die Detektorspannung weiter erhöht wird. Daraus ist zu schließen, daß der Detektor voll verarmt ist. Aus den Strommessungen ist bekannt, daß er noch nicht typinvertiert ist. Es sind auf beiden Seiten gut Signale zu erkennen.

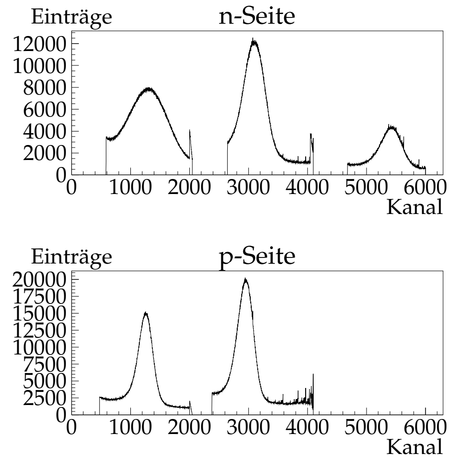


Abbildung 33: Protonhistogramme vor Bestrahlung 9 bei einer Detektorspannung von 110 V und einem Streuwinkel $\theta = 15°$

In Abbildung 34 sind entsprechende Spektren nach der Bestrahlung 11 aufgetragen. Da die p-seitigen Signale unterdrückt zu seien scheinen, liegt die volle Verarmungsspannung über 180 V. Unglücklicherweise wurde es zu diesem Zeitpunkt versäumt, die Detektorspannung weiter zu erhöhen. Nachdem der Detektor schon typinvertiert ist, breitet sich die Verarmungszone von der n-Seite her aus. Offensichtlich hat sie die p-Seite noch nicht ganz erreicht, da zum einen das p-seitige Rauschen noch sehr groß ist, und zum anderen eine Art Plateau in den Spektren zu beobachten ist. Zur Begründung: Aus früheren Messungen ist bekannt, daß sich das Detektorrauschen bei Überschreiten der vollen Verarmungsspannung signifikant vermindert. Ferner läßt das Plateau in den Spektren auf Bereiche des Detektors schließen, in denen noch ohmsche Verluste auftreten. So werden die Ladungsträger in der Zone vor der p-Seite vermindert, und nur partielle Signale gemessen.

Die Spektren in Abbildung 35 sind nach der Bestrahlung 12 gemessen. Die volle Verarmungsspannung liegt bei etwa 300 V. Bei einer Detektorspannung von 150 V sind auf der p-Seite keinerlei Signale mehr zu sehen. Die n-Seite jedoch funktionierte einwandfrei.

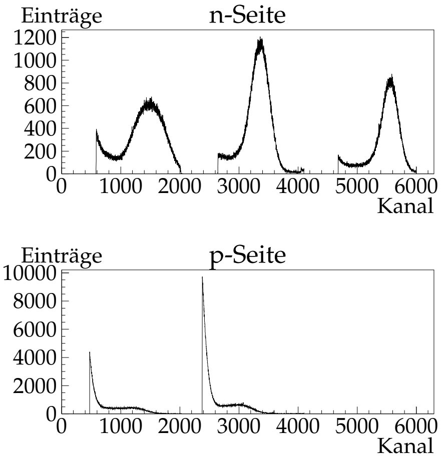


Abbildung 34: Protonhistogramme nach Bestrahlung 11 bei einer Detektorspannung von 180 V

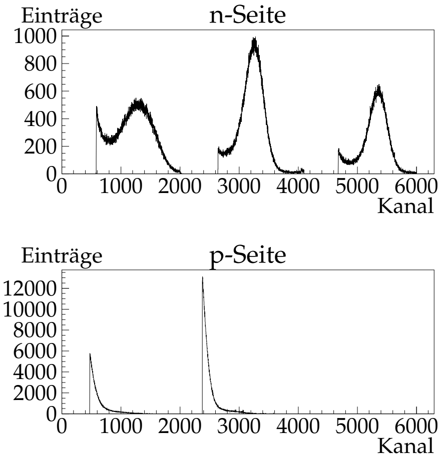


Abbildung 35: Protonhistogramme nach Bestrahlung 12 bei einer Detektorspannung von 150 V

7 Der dritte Strahltest

Wie schon in Abschnitt 6 auf Seite 22 erwähnt, ist bei n-artigem Detektor vor der Bestrahlung unbekannt, ob die Schutzringstruktur auf der n-Seite nach Typinversion ihren Zweck erfüllt. Da die Detektoren im HERA-*B*-Experiment aber fast die gesamte Lebenszeit nach Typinversion betrieben werden, ist es notwendig, daß die Wahrscheinlichkeit des Versagens sehr gering (etwa unter einem Prozent) liegt.

In den zwei Strahltests wurde ein 1,2 cm × 1,2 cm großer Prototypdetektor untersucht, bei dem die n-seitige Schutzringstruktur wunschgemäß gearbeitet hat. Um ein gewisses Vertrauen in den Fertigungsprozeß und eine erste Statistik zu erhalten, wurde noch ein dritter Strahltest durchgeführt. Dabei wurden fünf 5 cm × 5 cm große Detektoren untersucht. Diese stammten aus dem Zentrum der 4 inch im Durchmesser großen Siliziumscheiben, auf denen die Detektoren produziert werden, während die kleinen am Rand angeordnet waren. Daher war zu erwarten, daß die Qualität der großen Detektoren besser ist.

Von den fünf Detektoren konnten allerdings nur vier mit einer Detektorspannung versorgt werden. Auch in diesem dritten Strahltest wurden immer wieder Pausen eingelegt, um anhand von Strom-Spannungskennlinien die fortschreitenden Strahlenschäden zu untersuchen. Abbildung 36 zeigt ein Beispiel dieser Stromkurven. Die gefüllten Punkte geben die Ströme durch die inneren Spannungsringe an, während die Quadrate die Ströme durch die äußeren Spannungsringe darstellen. Die offenen Kreise sind jeweils die Summe der beiden Ströme. Die Detektoren sind von der Streufolie aus gesehen mit Detektor 1 bis 5 benannt. Bei den Detektoren 1 und 5 konnten die Ströme durch die beiden Spannungsringe getrennt gemessen werden. Dies gab die Möglichkeit, die volle Verarmungsspannung zu messen: Da bei den aktiven Strommeßgeräten am Eingang ein geringes Potential anliegt, fließen auf der n-Seite Kreisströme über die inneren und äußeren Spannungsringe. Erst bei Erreichen der vollen Verarmungsspannung kommen diese Kreisströme zum Erliegen. Deutlich ist an der Stelle des Abfallens der Ströme durch den äußeren Spannungsring die volle Verarmungsspannung

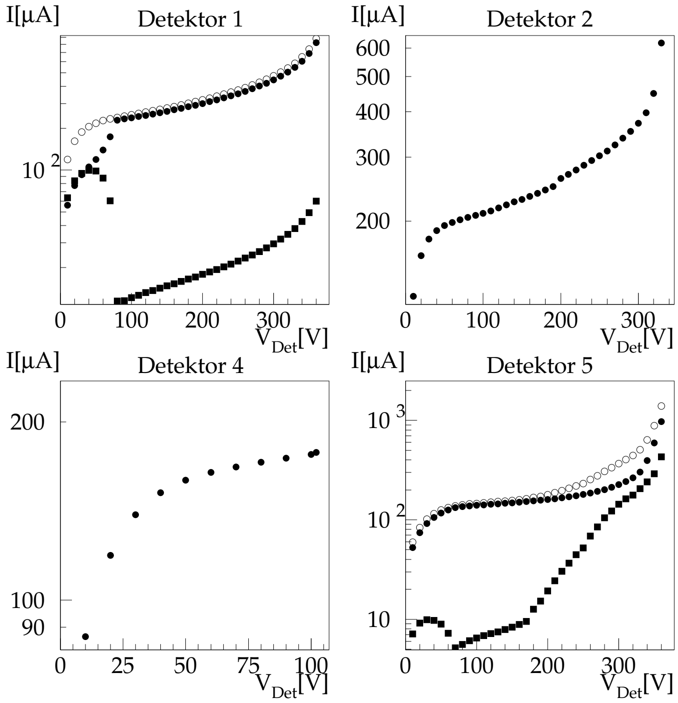


Abbildung 36: Strom-Spannungskennlinien der $5 \times 5\,\mathrm{cm}^2$ großen Detektoren

abzulesen. Die Summe allerdings gibt jederzeit den korrekten Detektorstrom an. Aufgrund der Größe der Detektoren war hier die Bestrahlung noch weitaus inhomogener als bei dem kleinen Detektor. Die dem Strahl zugewandte Kante wurde 12,7 mal mehr bestrahlt als die abgewandte Kante.
Die Detektoren waren hintereinander aufgestellt, so daß die Protonen durch alle fünf Detektoren durchgingen. Dabei ist zu beachten, daß die Protonen nach dem Durchgang durch einen Detektor in jedem weiteren mehr Energie abgeben, weil ihre kinetische Energie abnimmt. So betrugen die Eintrittsenergien 19,90 MeV, 18,45 MeV, 16,93 MeV, 15,27 MeV und 13,46 MeV, die Energiedepositionen 1,45 MeV, 1,52 MeV, 1,66 MeV, 1,81 MeV und 2,04 MeV. Entsprechendes gilt auch für den nichtionisierenden Energieverlust. Dies ist bei der Interpretation der Fluenzen zu berücksichtigen. Leider konnte wegen eines Fehlers im Aufbau nur mit geringen Fluenzen bestrahlt werden. So sind die Fluenzen in den Detektormitten $6{,}1{\cdot}10^{11}\ p\mathrm{cm}^{-2}$. Der innere Rand des ersten Detektors ist mit $2{,}8{\cdot}10^{12}\ p\mathrm{cm}^{-2}$ bestrahlt. Bei den anderen Detektoren ist es noch weniger, da der Streuwinkel zum Erreichen der inneren Kante mit steigendem Radius größer wird. Daher ist bei keinem Detektor ein Bereich typinvertiert.

Obwohl die Spannungsquelle des Detektors 4 nur 102 V lieferte, läßt sich aus den Kurven der Abbildung 36 ablesen, daß die Detektoren mit zunehmender Bestrahlung auch mehr Spannung aushalten. Wie bei dem Prototypdetektor werden die Strom-Spannungskennlinien flacher, und die Durchbruchsspannung steigt stark an. Trotz der relativ geringen Fluenz halten die Detektoren Spannungen bis zu 400 V aus. Daher ist mit ausreichender Sicherheit auf ein ähnliches Verhalten der Detektorstrukturen in den HERA-*B*-Detektoren zu schließen.

8 Weitere Labormessungen

Der bestrahlte $1{,}2\,\mathrm{cm}\times 1{,}2\,\mathrm{cm}$ große Detektor unterlag nach der zweiten Strahltest ein halbes Jahr bei Zimmertemperatur und unter Atmosphärenbedingungen den Effekten der Aus- und Antiausheilung. Eigentlich ist durch die Antiausheilung mit einer weiteren Verschlechterung der Detektoreigenschaften, wie steigende volle Verarmungsspannung und sinkende Teilchendetektiereffektivität zu rechnen. Um diese Annahme zu überprüfen, wurden Tests mit einer ^{241}Am α-Quelle durchgeführt. Zum Vergleich wurde ein Detektor gleicher Bauart, der aber noch nicht bestrahlt wurde, herangezogen. Das Ziel dieser Messungen war es zu untersuchen, ob, und unter welchen Bedingungen die Detektoren Signale unter Beschuß mit α-Teilchen nachweisen können. Dabei hat sich gezeigt, daß beide Detektoren in sämtlichen Konfigurationen Signale liefern. Die Konfigurationen bedeuten Einschuß der α-Teilchen von jeweils beiden Seiten. Dabei wurden Signale jeweils von Streifen der Einschußseite, sowie der gegenüberliegenden Seite ausgelesen. Dies ist von besonderem Interesse, da die α-Teilchen in dem Detektor nur eine Reichweite von etwa $30\,\mu\mathrm{m}$ haben. Daher entstehen die Ladungsträgerpaare direkt unter der Oberfläche und können schon bei geringen Detektorspannungen auf der Einschußseite Signale zeigen. Wird auf der anderen Seite ausgelesen, so müssen die Ladungen erst durch den Detektor hindurchwandern. Dies ist erst bei Detektorspannungen über der vollen Verarmungsspannung möglich.

Die Signale eines Streifens wurden verstärkt und in einen Vielkanalanalysator eingelesen. Dessen Ausgabe wurde mit einem Oszilloskop dargestellt, wobei auf der x-Achse die Energie, auf der y-Achse die Anzahl der Treffer

Abbildung 37: Oszilloskopbild eines α-Spektrums

Abbildung 38: Kalibration des Spektrums. Die Linien entsprechen 50, 100, 150 und 190 fC aufgetragen ist. Abbildung 37 zeigt ein solches Oszilloskopbild. Die zugehörige Kalibrierung ist in Abbildung 38 zu sehen. In dem Spektrum lassen sich zwei Spitzen erkennen, wobei eine bei der doppelten Energie liegt, aber nur halb so hoch ist. Die Erklärung ist, daß diese Spitze die eigentlichen Signale enthält, während sich in der anderen Treffer der Nachbarstreifen manifestieren. Wird einer der Nachbarstreifen von einem Teilchen getroffen, so verteilt sich die Ladung zum Teil auch auf den ausgelesenen Streifen. Dieser erhält so nur die Hälfte der erzeugten Gesamtladung. Da es aber zwei Nachbarstreifen gibt, geschieht ein solcher Vorgang etwa doppelt so häufig wie ein direkter Treffer. Das erklärt die doppelte Höhe der niederenergetischen Spitze. Wie sich aus der Kalibrationsmessung ablesen läßt, liegt die Signalspitze bei einer äquivalenten Ladung von 80 fC, während ein α-Teilchen aber 240 fC Ladung erzeugt. Dieses Verhalten wird bei allen Messungen beobachtet, auch bei dem unbestrahlten Detektor und ist demzufolge nicht auf die Bestrahlung zurückzuführen. Bei diesen Spektrumsmessungen sind die Nachbarstreifen auf kein definiertes Potential gelegt. Vergleichsmessungen, bei denen die Nachbarstreifen auf das gleiche Potential wie ausgelesene Streifen gesetzt sind, ergeben keine signifikante Änderung. In einem Fall werden Signale bei bemerkenswert niedriger Detektorspannung beobachtet. Wird bei dem bestrahlten Detektor ein p-Streifen ausgelesen, die α-Teilchen jedoch von der n-Seite eingeschossen, so können die durch den Detektor gewanderten Elektronen bis zu einer Detektorspannung von 85 V hinunter nachgewiesen werden. Bis zu 90 V bleibt die Signalhöhe unverändert.

Ein zusätzlicher interessanter Effekt trat bei den Labormessungen auf: Der Vorverstärker geriet aus unbekannter Ursache ins Oszillieren. Dieses merkwürdige Verhalten trat nicht immer auf, aber wenn es auftrat, war die Zeit, nachdem er ohne ersichtlichen Grund, und ohne Änderung der äußeren Bedingungen ins Schwingen kam, abhängig von der Detektorspannung. Bei höherer Spannung geschah dies schneller. Während der Oszillationen gab es keinerlei Änderung im Detektorstrom, und die Schwingungen waren reversibel, d. h. bei Verringerung der Detektorspannung um z. B. 10 V verschwanden die Oszillationen. Das Auftreten war dann aber wiederholbar.

9 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Der Prototypdetektor wurde mit einer Fluenz von $1{,}29 \cdot 10^{13}$ Protonen pro cm^2 bestrahlt. Dadurch wurde das vormals n-dotierte Substratmaterial dermaßen geschädigt, daß es sich wie p-dotiert verhielt. Dies geschah bei einer Fluenz von $3 \cdot 10^{12}$ Protonen der kinetischen Energie von 21 MeV pro cm^2. Der Detektor wurde während des einmonatigen Ausheilens zwischen den Strahltests sowie während weiterer zwei Monate danach regelmäßig vermessen. Der Detektorstrom stieg auf 200 μA bei einer Detektorspannung von 500 V. Solche hohen Spannungen konnten erst nach der Bestrahlung angelegt werden. Diese wurden aber erst nach der Bestrahlung zur vollen Verarmung des Detektors benötigt. Nach einer Woche des Ausheilens lag diese Spannung bei 250 V.

Danach heilte der Detektor unter Zimmertemperatur für mehr als sechs Monate aus. Zu jedem Zeitpunkt blieb der Detektor funktionstüchtig, und konnte zum Teilchennachweis verwendet werden. Mit heutigem Wissen ist ein solches Szenario denkbar ungünstig für das Antiausheilen von Defekten. Unter kontrollierten Bedingungen ist es leichter abzuschätzen, was mit und im dem Detektor passiert.

Damit wurde gezeigt, daß die Schutzringstruktur funktionierte, und ihren

Zweck erfüllte . Es war möglich eine Detektorspannung von 600 V anzulegen. Lediglich das gleichzeitige Ansteigen des Detektorstromes, und die damit überproportional wachsende Leistungsaufnahme des Detektors bewirkt, daß die Kühlung derartiger Detektoren beim Einsatz in Hochenergiephysikexperimenten eine wichtige Rolle spielt.

Im HERA-*B*-Experiment werden die Vertexdetektoren mit einer Fluenz von $3{\cdot}10^{14}$ minimalionisierenden Teilchen pro cm^2 in einem Betriebsjahr bestrahlt. Dies entspricht etwa $3{\cdot}10^{13}$ Protonen der benutzten Energie pro cm^2. Somit wurde der Detektor mit einer Halbjahresdosis des maximalen Flusses des HERA-*B*-Experimentes bestrahlt. Allerdings geschah diese Bestrahlung in zwei sehr kurzen Zeiten, währenddessen bei HERA-*B* die Bestrahlung kontinuierlich erfolgt. Somit können entstandene Defekte ausheilen und daher die Betriebsbedingungen erleichtert werden.

Insgesamt hat sich gezeigt, daß die Schutzringe eine verläßliche Möglichkeit darstellen, Detektoren mit hoher Strahlenresistenz zu produzieren, und in wichtigen Experimenten einzusetzen. Die Wahrscheinlichkeit die Anforderungen bei HERA-*B* zu erfüllen ist groß, die Testergebnisse sind ermutigend für die weitere Entwicklung der Detektoren.

Literaturverzeichnis

[Aar95] P. A. Aarnio, *et al.*, Damage observed in silicon diodes after low energy pion irradiation, Nucl. Inst. & Meth. **A 360**, 521, (1995).

[Bet53] H. A. Bethe, Molière's Theory of Multiple Scattering, Phys. Rev. **89**, 1256 (1953).

[Bet53a] H. A. Bethe und J. Ashkin, Passage of Radiations through Matter, in E. Segrè (ed.), Experimental Nuclear Physics, John Wiley, New York, 1953, Vol. I, S. 166.

[Bis93] A. Bischoff, *et al.*, Breakdown Protection and long-term stabilisation for Si-detectors, Nucl. Inst. & Meth. **A 326**, 209, 1993.

[Fan63] U. Fano, Penetration of Protons, Alpha Particles, And Mesons, Ann. Rev. Nucl. Sci. **13**, 1 (1963).

[Fes52] H. Feshbach, The Coulomb Scattering of Relativistic electrons and Positrons by Nuclei, Phys. Rev. **88**, 295, 1952.

[Fre93] E. Fretwurst, *et al.*,Radiation Hardnes of Silicon Detectors for Future Colliders, Nuc. Inst. & Meth. **A 326**, 357, 1993.

[Hof56] R. Hofstadter, Electron Scattering and Nuclear Structure, Rev. Mod. Phys. **28**, 214, (1956).

[Kem88] J. Kemmer und G. Lutz, New Structures for Position Sensitiv Semiconductor Detectors, Nuc. Inst. & Meth. **A 273**, 588, 1988.

[Kle92] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studienbücher, Stuttgart 1992.

[Knö95] K.-T. Knöpfle, Persönliche Mitteilung, 1995.

[PDG90] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Physics Letters B, Volume 239 1990.

[Per90] D. H. Perkins, Hochenergiephysik, Addison-Wesley, Bonn 1990.

[Rie94] K. Riechmann, Strahlenschäden durch Protonen und Pionen an Halbleiter-Detektoren, Diplomarbeit, Heidelberg 1994.

[Rut11] E. Rutherford, The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom, Philosophical Magazine, ser. 6, **A 21**, 669, 1911.

[Sco63] W. T. Scott, The Theory of Small-Angle Multiple Scattering of Fast Charged Particles, Rev. Mod. Phys. **35**, 231, 1963.

[Sze81] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, John Wiley, New York, 1981.

[Wat95] S. Watts, *et al.*, A Microscopic Explanation for Type Inversion and the Annealing Behaviour of Radiation Damaged Silicon Detectors, RD20/TN/95/42, 1995.

[Wun92] R. Wunstorf, Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten, Dissertation, Hamburg 1992.

[Zio93] H. J. Ziock, *et al.*, Temperature Dependence of Radiation Damages and its Annealing in Silicon Detectors, IEEE Transactions on Nuclear Science, 40(3), 344, 1993.

[Zio94] H. J. Ziock, *et al.*, Temperature Dependence of Radiation Induced Change of Depletion Votage in Silicon PIN Detectors, Nuc. Inst. & Meth. **A 342**, 96, 1994.

Stichwortverzeichnis

Die Seitenzahlen beziehen sich auf Erscheinungen im Text. Unterstreichungen bedeuten die Definition des Begriffes, geneigte Zahlen sind Hinweise auf Abbildungen.