
Untersuchungen zur
Strahlenschädigung von
Silizium-Detektoren mit
1.2, 5.0 und 14.1 MeV Neutronen

Experimentell-physikalische Diplomarbeit,
angefertigt am I. Institut für Experimentalphysik,
Universität Hamburg.

Vorgelegt von Eckhard Grieger

Hamburg, den 23.4.1990

Inhaltsverzeichnis:

1. Einleitung	1-1
2. Theoretische Grundlagen	2-1
2.1 Wechselwirkung von Neutronen mit Silizium	2-1
2.2 Schädigungsarten und ihre Auswirkungen	2-2
3. Experimentelle Methoden	3-1
3.1 Oberflächen-Sperrschicht-Detektoren	3-1
3.2 Meßmethoden	3-5
3.2.1 Sperrstrom-Messung	3-5
3.2.2 Kapazitäts-Messung	3-8
3.2.3 Messung des Ladungssammlungsverlustes	3-12
3.3 Bestrahlungs-Experimente	3-17
3.3.1 Neutronen-Quellen	3-17
3.3.2 Bestrahlung an der PTB Braunschweig	3-18
3.3.3 Bestrahlung am UKE Hamburg	3-22
4. Ergebnisse	4-1
4.1 Sperrstrom	4-1
4.2 Effektive Donator-Konzentration	4-9
4.3 Ladungssammlungsverlust	4-16
4.4 Tempern und Wiederbestrahlen	4-20
5. Zusammenfassung	5-1
A. Anhang	A-1
A.1 Literaturverzeichnis	A-1
A.2 Bestrahlungstabellen 1.2 und 5.0 MeV	A-5
A.3 Danksagung	A-7

1. Einleitung

Seit den frühen sechziger Jahren sind Silizium-Halbleiter-Detektoren aus der Kernphysik nicht mehr wegzudenken. Die sehr hohe Energieauflösung, die hohe Energielinearität, die Flexibilität in der Bauform und die Möglichkeit des Einsatzes in Magnetfeldern oder im Vakuum führen zu einer vielfältigen Verwendbarkeit [NEU66]. Diese Vorteile werden seit geraumer Zeit auch in Experimenten der Hochenergiephysik genutzt. Im Vertex-Bereich können Micro-Vertex-Detektoren (Streifen-Detektoren) mit hoher Ortsauflösung eingesetzt werden, um eng beieinanderliegende Teilchenspuren zu trennen. Sogenannte Pad-Detektoren mittlerer Ortsauflösung werden zur Elektronen-Identifikation bzw. Elektronen/Hadronen-Trennung benutzt. In der Kalorimetrie werden Großflächen-Detektoren als aktiver Teil von Sampling-Kalorimetern eingesetzt.

In der Hochenergiephysik spielt die erreichbare Energieauflösung keine so große Rolle wie in der Kernphysik. Es wird üblicherweise lediglich eine Stabilität der Energiekalibrierung von ca. 1 % gefordert. Dafür gewinnt die hohe Zeitauflösung und kurze Auslesezeit von Silizium-Detektoren zunehmend an Bedeutung, da neue Beschleuniger mit immer höheren Ereignis-Frequenzen arbeiten. Ein umfassender Einsatz von Silizium-Detektoren in den großen Experimenten der Hochenergiephysik wird aber zur Zeit noch durch den hohen Preis dieser Bauteile eingeschränkt.

Die Haltbarkeit der Detektoren, die durch die in den Experimenten auftretende Belastung mit intensiven Teilchenstrahlen begrenzt wird, ist deshalb von großem Interesse. Dabei spielt die Schädigung durch Neutronen eine herausragende Rolle. Im extremen Vorwärtswinkelbereich des H1-Experimentes am Beschleuniger HERA bei DESY in Hamburg, für den ein mit Silizium-Detektoren bestücktes Kalorimeter (PLUG) im Bau ist [H1-87], wird mit einer Belastung durch Neutronen von $10^{11} \text{ a}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ gerechnet. Für den in Planung befindlichen SSC (Superconducting Super Collider), der in der Nähe von Dallas, Texas entstehen soll, wird sogar eine Neutronen-Belastung von einigen $10^{13} \text{ a}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ vorausgesagt [GRO88]. Dabei hat die

breite Energieverteilung ein Maximum bei 1 MeV.

Die Zahl der Konferenzen, die sich (unter anderem) mit dem Thema Strahlenschädigung befassen (München 1989, Tuscaloosa 1989, Barcelona 1989) zeigt, wie groß der Bedarf an Informationen hierüber ist.

Die Untersuchung der Strahlenschädigung von Detektoren orientiert sich an der Verwendung im Hochenergieexperiment. Deshalb wird häufig mit Neutronen-Quellen gearbeitet, die ein ähnliches Spektrum haben, wie es im Experiment erwartet wird. Zu nennen sind hier Californium-Quellen und Plutonium-Beryllium-Quellen oder auch Forschungsreaktoren, die alle breite Energieverteilungen haben. Die üblichen niedrigen Flüsse verhindern allerdings das Messen kurzzeitiger Effekte, die unter Umständen Aufschluß über Schädigungsmechanismen geben könnten. Auch erschweren die breiten Spektren das Feststellen von Energieabhängigkeiten der Schädigung, sodaß die Ergebnisse nur schlecht vergleichbar sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden deshalb monoenergetische Neutronen-Quellen von 1.2, 5.0 und 14.1 MeV verwendet, um die Schädigung von Silizium-Detektoren detailliert zu untersuchen. Der Energieabhängigkeit der Schädigung wurde dabei das Hauptaugenmerk gewidmet. Die verwendeten Detektoren gleichen denjenigen, die im H1-PLUG-Kalorimeter eingesetzt werden, die Untersuchung orientiert sich deshalb an den Erfordernissen der Hochenergiephysik. Die Ergebnisse sollten sich jedoch auch auf andere Bereiche übertragen lassen, in denen Silizium-Bauteile einer hohen Neutronen-Belastung ausgesetzt sind (z.B. Reaktor-Elektronik).

Darüber hinaus ist untersucht worden, ob durch eine Wärmebehandlung (Temperung) geschädigte Detektoren wieder verwendungsfähig zu machen sind. Dabei war es das Ziel, ein Verfahren zu finden, das - innerhalb der technologischen Grenzen - unter Umständen sogar mehrfaches Schädigen und Ausheilen eines Detektors ermöglicht. Auf diese Weise ließe sich die Lebensdauer der Bauteile erheblich verlängern.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Wechselwirkung von Neutronen mit Silizium

Neutronen wechselwirken mit Siliziumatomkernen in Form von Streuungen oder Kernreaktionen. Bei einer Kernreaktion wird das Neutron in den Siliziumkern aufgenommen und gibt seine Energie vollständig ab. Es entsteht ein instabiler Kern, der sich unter Abstrahlung von Teilchen abregnen oder umwandeln kann [BRA89].

Bei einer Streuung ist der elastische und der unelastische Fall zu unterscheiden. Bei der unelastischen Streuung, die erst oberhalb einer gewissen Schwellenenergie möglich ist (niedrigstes angeregtes Energieniveau des Kerns: beim ^{28}Si ca. 1.8 MeV [VLI80]), wird ein Teil der vom Neutron an den Atomkern übertragenen Energie in Anregungsenergie umgesetzt. Diese wird in Form eines Photons (γ -Quants) abgestrahlt. Der Rest des Energieübertrages (wie auch der gesamte Energieübertrag im Falle der elastischen Streuung) wird in kinetische Energie des Atomkerns umgesetzt.

Liegt nun die an den Siliziumkern übertragene kinetische Energie über der Bindungsenergie im Gitter, so ist das Siliziumatom in der Lage, seinen Gitterplatz zu verlassen und sich durch das Gitter zu bewegen. Diese Bindungsenergie beträgt beim Silizium (Diamantgitter) ca. 15-25 eV [BRA89]. Sie ist von der Kristallorientierung abhängig.

Nach der klassischen Stoßkinematik ergibt sich für die maximal auf einen ruhenden Targetkern der Masse M durch ein einfallendes Teilchen der Energie E_n und der Masse m ($M \gg m$) übertragene Energie $E_{m \rightarrow x}$:

$$E_{m \rightarrow x} = 4 m M E_n (m + M)^{-2} . \quad (2.1)$$

Damit erhält man für die mindestens erforderliche Neutronen-Energie für die Versetzung eines Silizium-Atoms einen Wert von ungefähr 110-200 eV. Eine Neutronen-Energie von 14 MeV ermöglicht beispielsweise einen maximalen Energieübertrag von 1.86 MeV.

Die Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen möglichen Prozesse sind von der Energie der einfallenden Neutronen abhängig. In Abbildung 2.1. sind die Wirkungsquerschnitte der bis 14.1 MeV-Neutronenenergie relevanten Prozesse dargestellt [STE67]. Dabei wird deutlich, daß bis zu einer Neutronen-Energie von 14 MeV die elastische Streuung weit überwiegt.

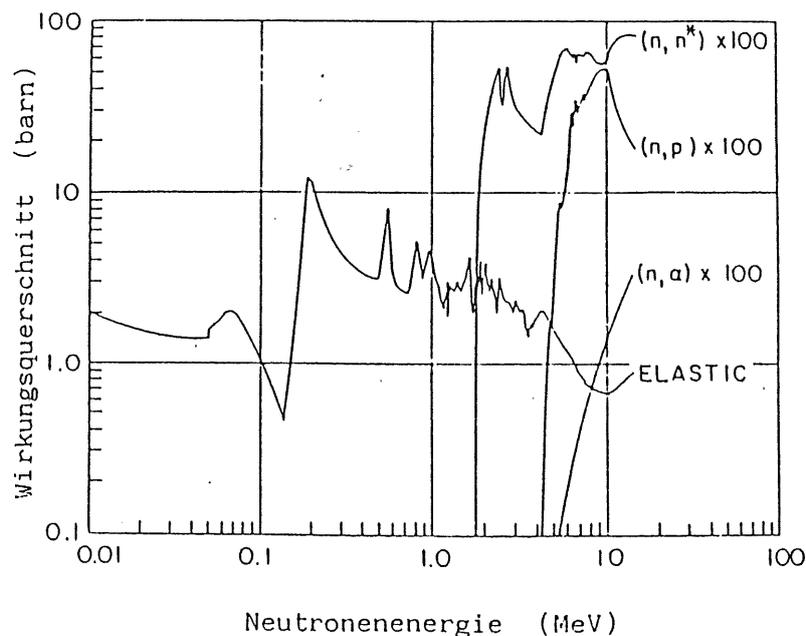


Abb. 2.1. : Wirkungsquerschnitte für Neutronen in Silizium [STE67]

2.2 Schädigungsarten und ihre Auswirkungen

Die Versetzung eines Siliziumatoms durch ein Neutron ist gerade bei höheren Neutronen-Energien und damit verbundenem hohem Energieübertrag nur der Anfang einer Schädigungskaskade, die von dem sich mit hoher Energie durch das Gitter bewegenden Siliziumatom ausgeht. Nachdem es einen

Großteil seiner Energie durch Ionisierungen verloren hat - bis hinab zu einer Energie von ca. 30 keV -, ist es in Anbetracht der Gitterbindungsenergie von 15-25 eV noch zu etwa 1000-2000 Versetzungen von Siliziumatomen in der Lage [BRA89].

Die durch die Versetzungen entstehenden Gitterdefekte unterscheidet man, aufgrund ihrer räumlichen Verteilung, nach Punktdefekten (isolierten, homogen verteilten Gitterfehlern) und Clustern (bis zu mehreren 1000 Defekten auf engstem Raum).

Im folgenden sind einfache Defekte (Punktdefekte) aufgeführt:

- verlagertes Atom auf Zwischengitterplatz (Interstitial);
- Leerstelle (Vacancy);
- dicht benachbarte Leerstelle und Zwischengitter-Atom (Frenkel-Paar, Close Pair);
- Komplex aus zwei Leerstellen (Di-Vacancy);
- Komplex aus Leerstelle und Dotierungsatom (Vacancy-Donor-Complex, z.B. Leerstelle-Phosphor: E-Zentrum);
- Komplex aus Leerstelle und Sauerstoffatom (Vacancy-Oxygen-Complex, A-Zentrum).

In Abbildung 2.2. ist die räumliche Konfiguration einiger dieser Defekte im Siliziumgitter dargestellt [WAT65].

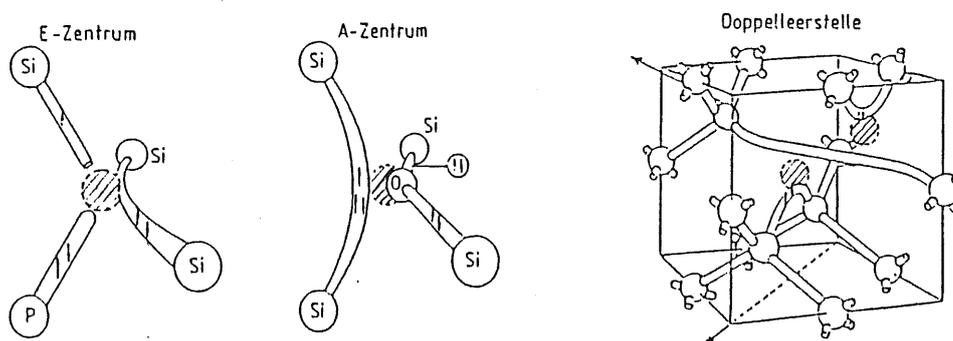


Abb. 2.2. : Konfigurationen komplexer Defekte im Silizium [WAT65]

Jedem Defekt im Kristallgitter entsprechen diskrete Energieniveaus in der Bandlücke. Diese ändern die elektrischen Eigenschaften des Materials,

sodaß bereits durch einfache Messungen Informationen über die Schädigung gewonnen werden können.

Mit Hilfe einer modernen Untersuchungsmethode, der DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy, etwa: nicht-stationäre Kapazitäts-Spektroskopie), können die energetische Lage, der Wirkungsquerschnitt und die Konzentration dieser Defekt-Niveaus gemessen werden. Das Ergebnis einer solchen Untersuchung ist in Abbildung 2.3. dargestellt [MIL77]. Im oberen Teil (a) sind intrinsische Defekte (Defekte bezogen auf Si, O und C), im unteren Teil (b) extrinsische Defekte (bezogen auf Dotierungsatome) aufgeführt.

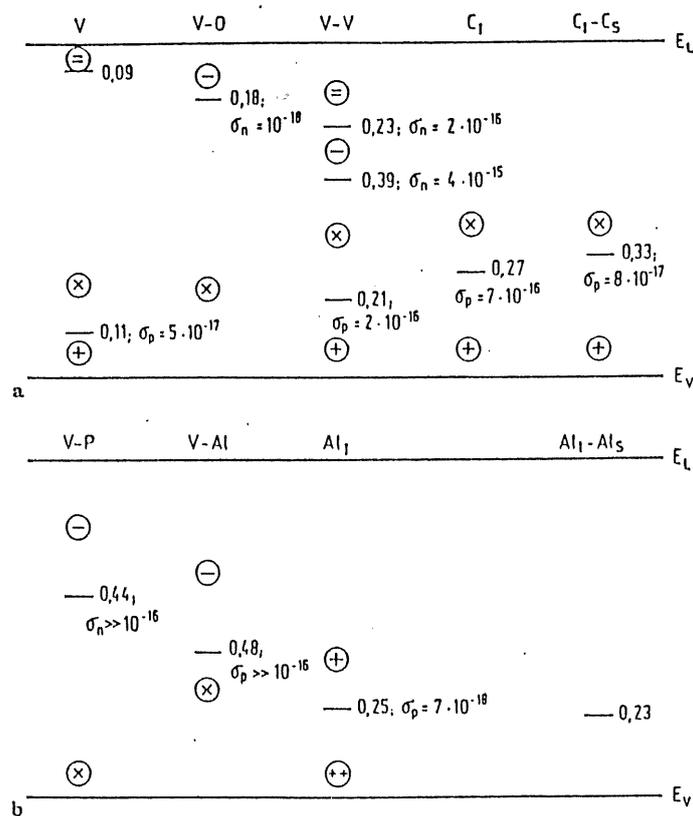


Abb. 2.3. : Energetische Lage von Defekten im Silizium in eV [MIL77],

(a): intrinsische Defekte; (b): extrinsische Defekte;

weitere Erläuterungen siehe Text.

Die Abbildung zeigt die energetische Lage der Störstellenniveaus in der Bandlücke in Bezug zur Leitungsbandkante (oberer Teil der Bandlücke) respektive zur Valenzbandkante (unterer Teil der Bandlücke). Dabei ergeben sich je nach dem Ladungszustand des Niveaus unterschiedliche Werte. Ebenso sind die Wirkungsquerschnitte (in cm^2) angegeben.

Abhängig von ihrer Lage in der Bandlücke haben diese Defekte verschiedene Auswirkungen, deren Prinzip in Abbildung 2.4. skizziert ist:

1. Generation: Durch die Lage eines Niveaus in der Mitte der Bandlücke ermöglicht es die thermische Anregung eines Valenzband-Elektrons in das Leitungsband. Dies führt zur Erzeugung eines freien Elektron-Loch-Paares.
2. Rekombination: Das Niveau fängt erst einen freien Ladungsträger ein und dann mit erhöhter Wahrscheinlichkeit einen Ladungsträger anderen Vorzeichens. Dieser Prozeß vernichtet ein freies Ladungsträgerpaar und ist damit der Umkehrprozeß der Generation.
3. Trapping/Detrapping: Ein freier Ladungsträger wird zeitweilig in einem flachen Niveau eingefangen und später wieder emittiert.
4. Carrier Removal: Durch Kompensation von Donatoren und Akzeptoren oder Wegfang von Donatoren in Defekt-Komplexe wird die Gleichgewichtskonzentration der Majoritäts-Ladungsträger verringert.

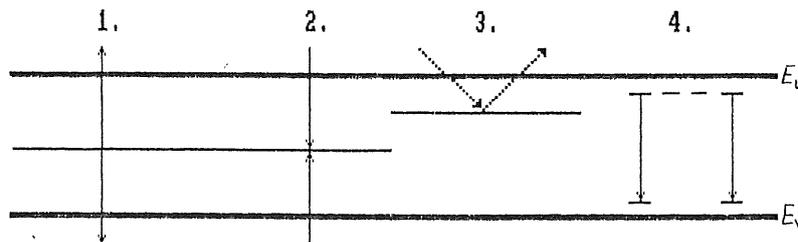


Abb. 2.4. : Wirkung von Störstellen in der Bandlücke

Gitterfehler im Silizium sind nicht stabil. Oberhalb einer bestimmten Temperatur werden sie beweglich oder sie können sich aufspalten, falls es sich um Defekt-Komplexe handelt. Sie lagern sich zu stabileren Defekt-Komplexen zusammen (Reverse annealing), rekombinieren oder migrieren zur

Oberfläche. Diese Beweglichkeit ist unter anderem auch vom Ladungszustand der Störstelle abhängig. Insbesondere die einfache Leerstelle und das Zwischengitter-Atom sind schon bei niedrigen Temperaturen sehr beweglich und verschwinden innerhalb weniger Sekunden nach der Bestrahlung [SRO70], während andere Defektarten, wie z.B. die Doppel-Leerstelle oder der Sauerstoff-Leerstellen-Komplex (A-Zentrum) bei Raumtemperatur unbeweglich sind.

In Tabelle 2.1. [GRE70] sind die Temperaturen aufgeführt, bei denen die Defekte beweglich werden.

Tab. 2.1. Ausheiltemperatur von Defekten in Silizium [GRE70]

	Defekttyp	T [K]
Primärdefekte	Leerstelle, neutral	150
	Leerstelle, negativ	60-80
	Zwischengitteratom	< 4
	Leerstelle+Zwischengitteratom	> 76
Defekt-Komplexe	A-Zentrum	620
	E-Zentrum	400-420
	Doppel-Leerstelle	500-560

Es ist klar, daß die oben aufgeführten Primärdefekte nicht selbst zu meßbaren Veränderungen des Materials führen, da sie zu schnell verschwinden. Sie sind nur durch die sekundären Defekt-Komplexe nachweisbar.

Die bisher beschriebenen Punktdefekte führen, wenn sie gleichmäßig über das Material verteilt sind, zu einer Verschiebung des Fermi-Niveaus durch die Erzeugung zusätzlicher Niveaus. Bei Bestrahlung mit Neutronen treten vermehrt Gebiete hoher Defektdichte, die sogenannten Cluster auf. Wie schon angedeutet, bestehen sie aus einer Vielzahl von Einzeldefekten (bis zu einigen 1000). Diese befinden sich, wie in Abbildung 2.5. dargestellt,

in einem Gebiet von nur ca. 200 nm Ausdehnung [VLI80]. Sie entstehen, wenn ein herausgeschlagenes Siliziumatom seine Restenergie innerhalb einer sehr kurzen Wegstrecke auf andere Atome überträgt (Terminales Cluster). Bedingt durch den sehr hohen mittleren Energieübertrag bei der Wechselwirkung zwischen Siliziumatomen und Neutronen treten sie bei der Neutronen-Bestrahlung hauptsächlich auf.

Nach Gossick [GOS59] hat ein solches Cluster folgenden Effekt: der innere Bereich wird als kompensiert intrinsisch, d.h. elektrisch neutral betrachtet. Durch den Einfang von Majoritätsladungsträgern ist der äußere Bereich der geschädigten Region geladen. Dadurch entsteht im umliegenden ungeschädigten Gebiet eine Raumladungszone.

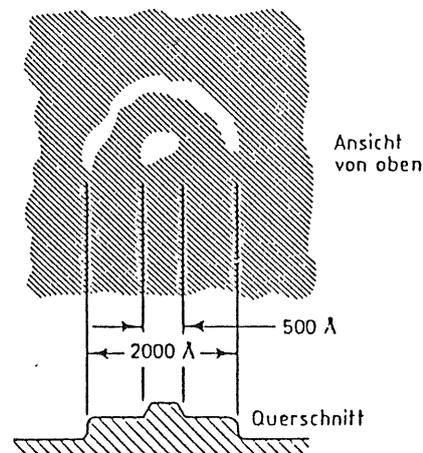


Abb. 2.5. : Darstellung eines Clusters nach Abätzen [VLI80]

Infolgedessen kommt es in der Umgebung eines Clusters zu einer Verbiegung der Bandkanten [VLI80]. Der Unterschied zu isolierten Punktdefekten ist in Abbildung 2.6. gezeigt. Dies bewirkt, daß ein Cluster als Potentialbarriere für Majoritätsladungsträger und als Potentialsenke für Minoritätsladungsträger wirkt. Er bildet ein sehr effizientes Generations/Rekombinationszentrum.

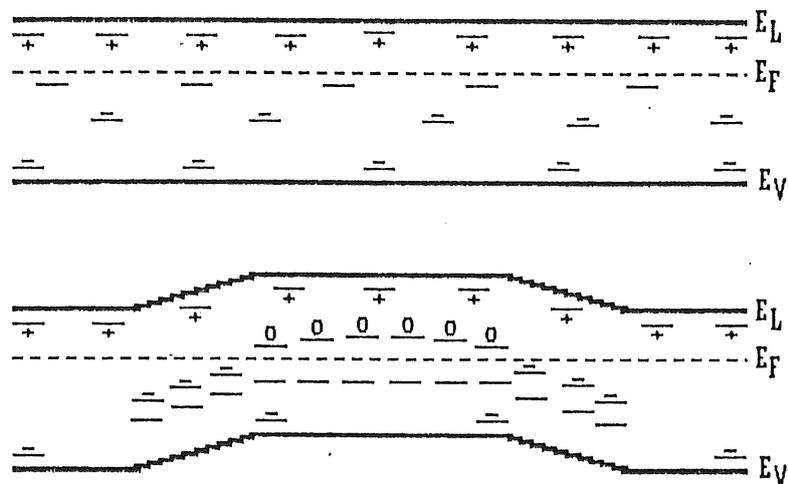


Abb. 2.6. : Vergleich der Wirkung von Punktdefekten und Clustern

Da die durch Neutronen-Bestrahlung hervorgerufene Schädigung auf Versetzungseffekten beruht, interessiert der Zusammenhang zwischen der Energie der Neutronen und der Anzahl der dadurch bewirkten Versetzungen. Dieser Zusammenhang ist durch die Wirkungsquerschnitte der primären Verlagerungs-Reaktionen, gefaltet mit der durch den Energieübertrag ermöglichten weiteren Schädigung durch sekundäre Prozesse gegeben. Er wird als Silizium-Versetzungs-Kerma-Faktor bezeichnet (Kerma: Kinetic energy released to matter, etwa: an die Materie abgegebene kinetische Energie). Er hat die Einheit [mb·MeV].

Um auf die damals (1965) mangelhaften Daten für die Wirkungsquerschnitte verzichten zu können, paßte Messenger [MES65] an experimentelle Strahlenschädigungsdaten (für 1 und 14 MeV) eine Funktion der Form

$$K_D(E) = A E (1 - e^{-B/E}) \quad (2.2)$$

an. (Die in Abbildung 2.7. gezeigte "Messenger-Kurve" wurde an die in

dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse für 14.1 MeV angepaßt).

Immer genauere Kenntnis der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Siliziumatomkernen, aber auch des Verhaltens von Siliziumatomen bezüglich Ionisationsprozessen und Verlagerungen haben jedoch inzwischen Berechnungen von K_D ermöglicht. In Abbildung 2.7. sind die Ergebnisse einer neueren Bemühung in dieser Richtung dargestellt [AST85].

Der Silizium-Versetzungs-Kerma-Faktor ist also ein Maß für die Anzahl der Versetzungsdefekte pro einfallendem Neutron. Er sollte in direktem Zusammenhang mit der Auswirkung der Bestrahlung, nämlich der meßbaren Änderung der elektrischen Eigenschaften des Materials stehen.

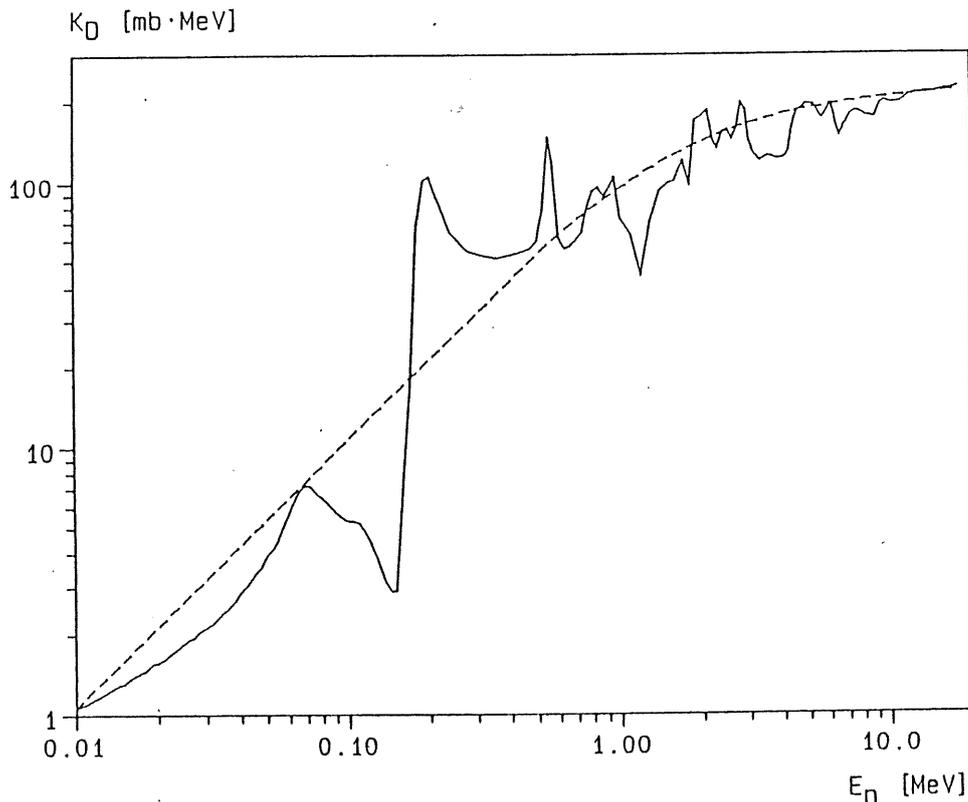


Abb. 2.7. : Silizium-Versetzungs-Kerma-Faktor (siehe Text);
gestrichelt: "Messenger-Funktion" [MES65]; durchgezogen: [AST85]

3. Experimentelle Methoden

3.1 Oberflächen-Sperrschicht-Detektoren

Die in dieser Arbeit beschriebenen Neutronen-Bestrahlungsexperimente wurden an oxidpassivierten Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren durchgeführt. Diese werden im Detektorlabor des 1. Instituts für Experimentalphysik nach folgendem Verfahren mit großem Erfolg hergestellt [FRE89].

Als Ausgangsmaterial dient n-Silizium, phosphordotiert, mit einem nominellen spezifischen Widerstand von $5 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$. Geliefert wird es in 3"-Wafern (Scheiben) von ca. $400 \mu\text{m}$ Dicke, die Orientierung des Kristalls bezüglich der Oberfläche ist $[111]$. Diese Wafer werden bei $1100 \text{ }^\circ\text{C}$ mit einer 210 nm dicken Oxidschicht versehen [KEM84]. Auf der späteren "Frontseite" wird mittels Photolithographie in das Oxid ein Fenster in der Form des gewünschten Detektors geätzt. Die Rückseite wird vollständig vom Oxid befreit.

Auf das Fenster der Frontseite wird eine Goldschicht von $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ aufgedampft. Die Goldschicht überlappt die Oxidschicht um 0.3 mm , sodaß eine ringförmige MOS-artige Struktur entsteht (MOS: Metal-Oxide-Silicon). Da, wo die Goldschicht auf dem Silizium-Kristall aufliegt, bilden sich durch Adsorption von Sauerstoff-Ionen negativ geladene Grenzflächen-Zustände, was der Bildung einer Inversionsschicht, also eines asymmetrischen p⁺n-Überganges entspricht [SIF65].

Die Rückseite wird vollständig mit $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Aluminium bedampft. Dieses bildet einen Ohm'schen Kontakt. Die Detektoren werden ausgesägt und auf Al_2O_3 -Keramikträger geklebt. An die Metallschichten werden mit Leitsilber Kontakte angebracht. Die Geometrie eines Detektors ist in Abbildung 3.1. skizziert [HER89].

Der Detektor wirkt durch den p⁺n-Übergang als Diode. Dabei ist die p⁺-Schicht so dünn (einige Atomlagen), daß sie gegenüber der Gesamtdicke des Detektors vernachlässigt werden kann. Die sich zwischen den Raumladungs-

gebieten ausbildende Potentialdifferenz ("Diffusionsspannung" bzw. "Build-In-Voltage") läßt sich nach Arbeiten an nicht oxidpassivierten Oberflächensperrschicht-Detektoren, die ansonsten baugleich sind, zu 0.45 V abschätzen [WUN86].

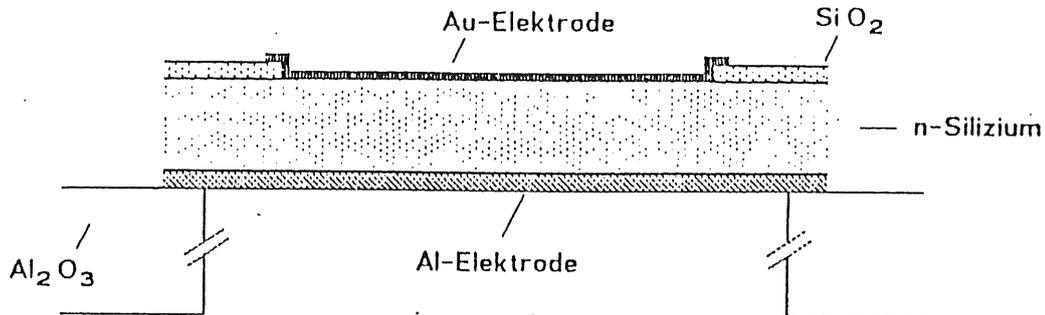


Abb. 3.1. Querschnitt durch einen Detektor [HER89]

Die sich ausbildende Raumladungsverteilung, der Potential- und der Feldstärkeverlauf sind in Abbildung 3.2. schematisch dargestellt. Erhöht man die Potentialdifferenz durch Anlegen einer Spannung U in Sperrrichtung, so dehnt sich die an freien Ladungsträgern verarmte Sperrschicht (wegen des stark asymmetrischen Überganges) in Richtung zur Al-Elektrode aus.

Setzt man homogene Dotierung N_D und vernachlässigbare Akzeptorenkonzentration N_A voraus, so ergibt sich für die Tiefe der Sperrschicht x_n [SZE69]:

$$x_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_{Si}}{e_0 N_D} (U_{Diff} + U)}, \quad (3.1)$$

mit $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$, $\epsilon_{Si} = 11.75$, $e_0 = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, und $U_{Diff} = 0.45 \text{ V}$ (siehe oben).

Andererseits ergibt sich für die Spannung, bei der die Sperrschicht den Rückkontakt erreicht (die sogenannte "Spannung für vollständige Verarmung" U_{depl} , von engl. depletion: Entleerung):

$$U_{depl} = \frac{e_0 N_D D^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_{Si}} - U_{diff} \quad (3.2)$$

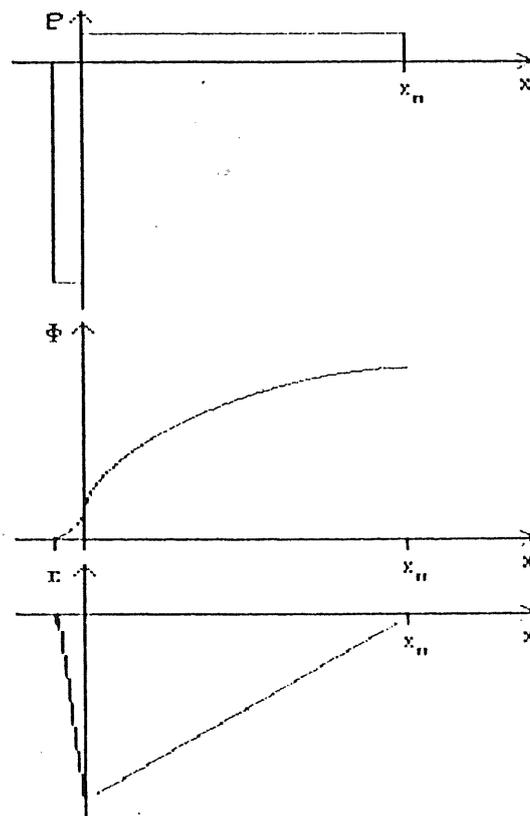


Abb. 3.2. Raumladungs-, Potential- und Feldstärkeverlauf im Detektor

Dabei hängt die Dotierungskonzentration N_D mit dem spezifischen Widerstand ρ wie folgt zusammen:

$$g = (e_0 N_D \mu_n)^{-1} , \quad (3.3)$$

mit $\mu_n = 1427 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (293 K).

Die verarmte Zone wirkt als "Festkörper-Ionisationskammer" [NEU66]. Ein ionisierendes Teilchen, welches das verarmte Volumen durchquert, erzeugt entlang seines Weges durch Anregung von Elektronen Ladungsträgerpaare. Diese erzeugen ihrerseits in einem Kaskadenprozeß weitere freie Ladungsträgerpaare. Der gesamte Energieverlust des Teilchens wird so umgesetzt, daß im Mittel für die Erzeugung eines freien Ladungsträgerpaares 3.6 eV benötigt werden [NEU66]. Bis auf geringe Rekombinationsverluste werden die erzeugten Ladungsträger vom elektrischen Feld getrennt und driften zu den entsprechenden Elektroden. Der im Außenkreis induzierte Stromimpuls ist mit Hilfe angeschlossener Elektronik nachzuweisen.

Dabei erweist sich der Halbleiter-Detektor wegen der geringen Ionisierungsenergie von durchschnittlich 3.6 eV in Bezug auf die Energieauflösung anderen Detektorarten überlegen (z.B. Szintillatoren, Ionisationskammern). Die Zeitauflösung ist mit der von Szintillatoren vergleichbar. Auch die kompakte Bauform und die Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern ist hervorzuheben [NEU66].

Damit möglichst der gesamte Energieverlust eines Teilchens im Detektor nachgewiesen wird, sollte die verarmte Zone möglichst das gesamte Detektor-Volumen umfassen. Deshalb ist ein Betrieb bei einer Spannung üblich, die wesentlich größer ist als die Spannung für vollständige Verarmung. Die nicht nachgewiesenen Energieverluste beschränken sich dann auf diejenigen in den Metall-Elektroden (Fenstereffekt) und auf Defizite in der Ladungssammlung durch Trapping.

3.2 Meßmethoden

3.2.1 Sperrstrom-Messung

Augenfälligstes Qualitätsmerkmal eines Detektors ist der Sperrstrom, da er maßgeblich am Rauschen beteiligt ist und somit die erreichbare Energieauflösung beeinflusst. Die Größe des Sperrstroms ist stark von der verwendeten Technologie abhängig. Die Oxidpassivierung stellt diesbezüglich einen großen Fortschritt dar, da hierdurch der Sperrstrom gegenüber älteren Technologien um einen Faktor 10 verringert werden konnte [FRE89].

Der Sperrstrom setzt sich wie im folgenden beschrieben aus 4 Anteilen zusammen [SZE69]:

1. Der Volumengenerationsstrom I_v : Er entsteht durch die Erzeugung von Ladungsträgerpaaren in Generationszentren in der Verarmungszone:

$$I_v = \frac{e_0 n_i V}{2 \tau}, \quad (3.4)$$

mit $V = x_n A$: Volumen der Verarmungszone (A : Detektorfläche),
 τ : Minoritätsladungsträger-Lebensdauer.

Die intrinsische Ladungsträger-Konzentration n_i ergibt sich aus der empirischen Formel [MOR54]

$$n_i^2 = 1.5 \cdot 10^{23} T^3 \exp(-1.21 e_0/kT), \quad (3.5)$$

mit T : Temperatur in Kelvin, n_i in cm^{-3} .

Zusammen mit Gleichung 3.1 für die Tiefe der Verarmungszone x_n ergibt sich für den Volumengenerationsstrom folgende Abhängigkeit von der

Sperrspannung U :

$$I_V \sim (U_{Diff} + U)^{\alpha} \quad (3.6)$$

2. Der Diffusionsstrom I_D : Er entsteht dadurch, daß Minoritätsladungsträger aus den feldfreien, nicht verarmten Randzonen in die Verarmungszone diffundieren. Zu I_D tragen also nur innerhalb der Diffusionslänge l_p entstandene Ladungsträger bei:

$$I_D = e_0 p_n l_p A/T \quad (3.7)$$

$$\text{mit } p_n = n_i^2/N_D, \quad l_p = (kT \tau \mu_p/e_0)^{\frac{1}{2}}, \quad \mu_p = 502 \text{ cm}^2/\text{Vs} \text{ (300 K)}.$$

3. Der Barrierenstrom I_{SB} (Surface-Barrier): Er hängt von der Barrierenhöhe ϕ_{Bn} der Silizium-Gold-Grenzschicht ab.

$$I_{SB} = I_{ST} [\exp(e_0 U/k T) - 1], \quad (3.8)$$

$$\text{mit } I_{ST} = A^{**} T^2 \exp(-e_0 \phi_{Bn}/k T),$$

A^{**} : effektive Richardson-Konstante.

4. Der Oxidstrom I_{ox} : Sobald die anliegende Sperrspannung die Flachbandspannung der MOS-Randstruktur überschreitet, kommt es zu einer Ladungsträger-Generation durch Grenzflächen-Niveaus an der Grenzschicht zwischen Silizium und Siliziumdioxid. Dies führt zu einem sprunghaften Anstieg des Sperrstroms. Bei weiterer Erhöhung der Spannung weitet sich die Verarmungszone unter den MOS-Rand aus.

$$I_{ox} = e_0 G A_G, \quad (3.9)$$

mit G : Generationsrate, A_G : Fläche des Goldüberlapps.

Der gesamte Sperrstrom läßt sich als Summe der oben genannten 4 Anteile darstellen. Übersteigt die anliegende Spannung die Spannung für vollständige Verarmung, so geht der Sperrstrom in eine Sättigung über. Es findet (falls keine Injektion auftritt) keine Erhöhung des Stromes mehr statt. Eine geringe weitere Steigerung ist auf eine weitere laterale Ausdehnung der Verarmungszone zurückzuführen. In Abbildung 3.3. ist die Sperrstromcharakteristik eines ungeschädigten Detektors gezeigt.

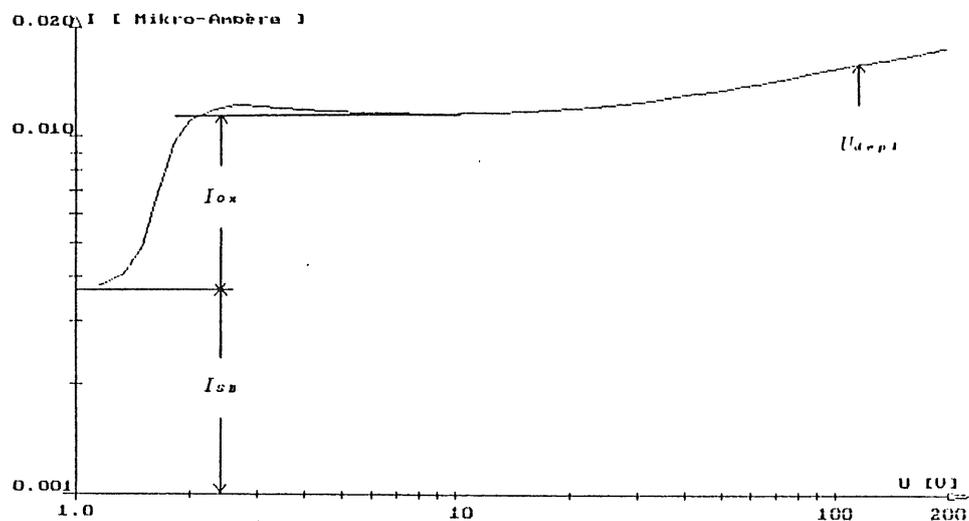


Abb. 3.3. Sperrstromkurve eines neuen Detektors, Det.: 89-02B3

Die Messung der Sperrstrom-Charakteristiken wurde mit dem in Abbildung 3.4. skizzierten Aufbau computergesteuert durchgeführt. Dabei gehört zu jeder Messung als weiterer wichtiger Parameter die Temperatur, bei der sie durchgeführt wurde, da alle Stromanteile in unterschiedlicher Weise stark temperaturabhängig sind.

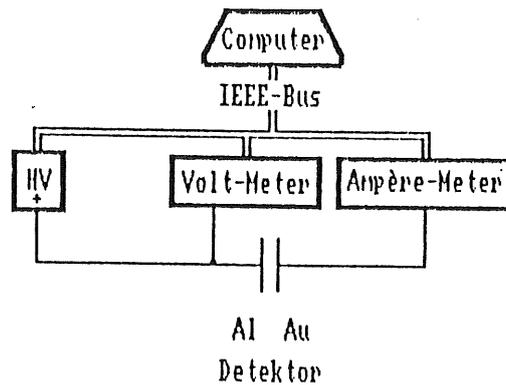


Abb. 3.4. Messaufbau zur Sperrstrommessung

3.2.2 Kapazitäts-Messung

Da die statische Kapazität eines Detektors mit den hier verwandten Methoden nicht gemessen werden kann, wird nur die dynamische Kapazität betrachtet. Für diese dynamische Kapazität C eines p'n-Überganges folgt aus

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad (3.10)$$

mit der Ladung Q der Sperrschicht x_n

$$Q = e_0 N_D x_n A \quad (3.11)$$

und Gleichung 3.1 unter der Annahme homogener Dotierung N_D :

$$C = A \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{SI} e_0 N_D}{2 (U + U_{Dirf})}} \quad (3.12)$$

oder nochmals mit Gleichung 3.1

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{SI} A}{x_n} \quad (3.13)$$

Sie wird gemessen, indem man der Sperrspannung U eine kleine Wechselspannung dU überlagert, die zu einer Änderung der Sperrschichtdicke x_n und damit zu einer Änderung der Ladung Q um dQ führt. Daraus resultiert ein durch die Kapazität fließender Wechselstrom, der zur dynamischen Sperrschichtkapazität direkt proportional ist.

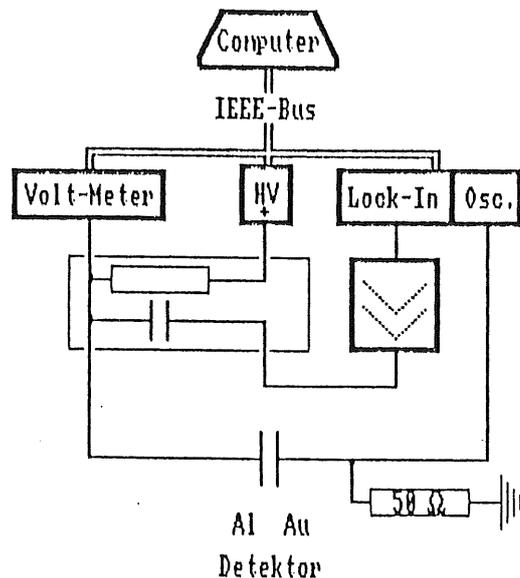


Abb. 3.5. Messaufbau zur Kapazitätsmessung

Die Messung erfolgt mit dem in Abbildung 3.5. dargestellten Aufbau computergesteuert. Im Prinzip gleicht dieser Aufbau demjenigen zur Strommessung. Der im Lock-In-Verstärker integrierte Oszillator liefert

die kleine Wechselspannung (übliche Frequenz: zwischen 0.5 und 100 kHz, hier meistens 10 kHz, Amplitude dU : 5 - 40 mV), die der von der Hochspannungsversorgung HV gelieferten Sperrspannung überlagert wird. Der den Detektor durchfließende Wechselstrom wird von einem stromempfindlichen Vorverstärker in ein Spannungssignal umgewandelt. Dieses wird im Lock-In-Verstärker durch zwei um 90° gegeneinander verschobene phasenempfindliche Detektoren mit dem Oszillatorsignal verglichen.

Wie aus dem in Abbildung 3.6. gezeigten Ersatzschaltbild eines Detektors hervorgeht, besteht der Wechselstrom aus zwei Anteilen:

1. Der Ohm'sche Anteil liegt mit der Wechselspannung in Phase. Er rührt von dem zur Kapazität parallel liegenden Widerstand R_p der Sperrschicht her.
2. Der kapazitive Anteil ist zur Wechselspannung um 90° phasenverschoben.

Der beschriebene Aufbau mit einem 2-Phasen-Lock-In-Verstärker ist in der Lage, die beiden Anteile voneinander zu trennen.

Die von dem seriellen Widerstand R_s des nicht verarmten Volumens herrührende Phasenverschiebung ist bei wenig geschädigten Detektoren vernachlässigbar klein. Da R_s bei vollständig verarmten Detektor verschwindet, wird die Bestimmung von U_{dep1} auch bei hochgeschädigten Detektoren hiervon nicht betroffen.

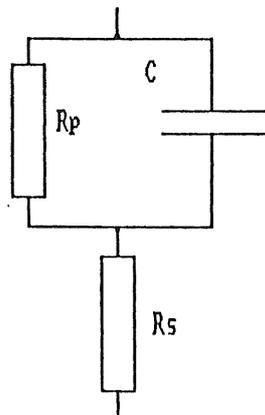


Abb. 3.6. Ersatzschaltbild eines Detektors

Für Spannungen unterhalb der Flachbandspannung U_{FB} ist der Sperrschichtkapazität die wesentlich größere MOS-Kapazität parallelgeschaltet. Dies ist in Abbildung 3.7., in der die Kapazitätscharakteristik eines ungeschädigten Detektors dargestellt ist, sehr gut zu sehen. Für Spannungen zwischen U_{FB} und U_{dep} zeigt sich in der doppelt-logarithmischen Auftragung eine Steigung der Kapazitätskurve von $-\frac{1}{2}$, was auf die Wurzelabhängigkeit der Sperrschichtdicke von der anliegenden Spannung hinweist.

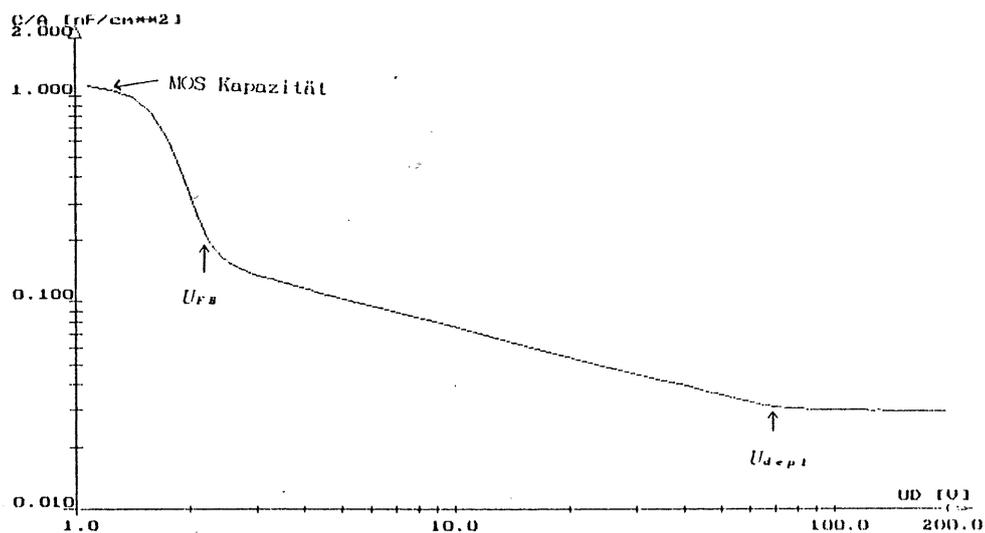


Abb. 3.7. Kapazitätskurve eines ungeschädigten Detektors,
Det.: 88-13B4, Frequenz: 10 kHz

Wie aus Gleichung 3.13 hervorgeht, hängt die Kapazität nur von der Sperrschichtdicke ab, diese aber wiederum nach Gleichung 3.1 von der Wurzel der Sperrspannung. Daher läßt sich aus einer Auftragung der Kapazität gegen $(U)^{-2}$, wie sie in Abbildung 3.8. dargestellt ist, die Spannung für vollständige Verarmung U_{dep} durch Berechnung des Schnittpunktes der beiden Geraden bestimmen. Aus U_{dep} läßt sich durch Umkehrung von Gleichung 3.2 die effektive Donator-Konzentration N_{eff} und daraus mit Gleichung 3.3 der spezifische Widerstand des Material berechnen. Dabei ist normalerweise die Diffusionsspannung U_{diff} zu vernachlässigen, da sie

mit einem Wert von ungefähr 0.45 V [WUN86] gegenüber U_{dep1} mit Werten zwischen 10 und 100 V und einem Auswertefehler von ungefähr ± 2 V nicht ins Gewicht fällt. Dieser Auswertefehler entsteht dadurch, daß nur eine begrenzte Zahl von Meßpunkten zur Verfügung steht, da normalerweise in 5 V-Schritten gemessen wird. Der Fehler in N_{eff} ist dann $\pm 1.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Wie aus Abbildung 3.8. zu entnehmen, ist der Kapazität des Detektors eine konstante Streukapazität parallelgeschaltet. Sie läßt sich durch Extrapolation der Kapazitätskurve für große Spannungen ($(U)^{-1/2} \rightarrow 0$) bestimmen. Auch ist aus der Abbildung zu ersehen, daß die Kapazität auch oberhalb von U_{dep1} noch etwas abnimmt. Dies ist auf eine weitere laterale Zunahme der Verarmungszone zurückzuführen [FRE87].

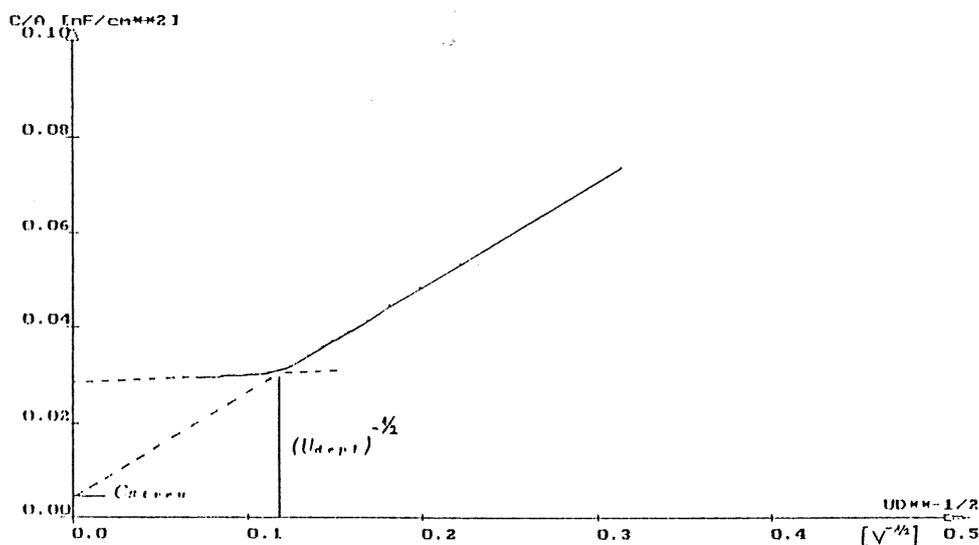


Abb. 3.8. Bestimmung von U_{dep1} aus der Kapazitätskurve, Det.: 88-13B4, Frequenz: 10 kHz

3.2.3 Messung des Ladungssammlungsverlustes

Von zentraler Bedeutung für den langfristigen Betrieb eines Detektors im Hochenergie-Experiment ist die Stabilität der Energie-Kalibrierung. Üblicherweise wird eine Stabilität von 1 % verlangt. Die bei der Ladungs-

sammlung auftretenden Verluste (vor allen Dingen durch Trapping, siehe 2.1) sollten sich also während des Betriebes, d.h. bei Schädigung, um höchstens 1 % ändern.

Im folgenden wird nur auf die Ladungssammlungsverluste durch Trapping eingegangen. Die Energieverluste in den Elektroden (Fenstereffekt) sind bekannt. Verluste durch Rekombination sind mit den hier verwandten Methoden nicht von denen durch Trapping trennbar.

Der Detektor wird mit Alpha-Teilchen genau bekannter Energie beschossen. Dazu wurde hier ein ^{244}Cm -Präparat benutzt, das Teilchen der Energie 5.805 MeV aussendet. Abgesehen vom Energieverlust in den Elektroden (Au: 7 keV, Al: 45 keV) haben sie als stark ionisierende Teilchen in Silizium nur eine Eindringtiefe von ca. 30 μm , mit einem Schwerpunkt der erzeugten Ladungswolke bei 20.6 μm . Man kann also die vereinfachende Annahme machen, daß die Ladung Q an einem Punkt x_0 , der 20.6 μm von der Einschußelektrode entfernt ist, erzeugt wird. Von diesem Punkt ausgehend bewegen sich zwei gleichgroße Ladungswolken entgegengesetzten Vorzeichens zu den entsprechenden Elektroden. Die Strecken, die die Ladungsträgerwolken zurückzulegen haben, sind, dem Verhältnis der Eindringtiefe zur Detektordicke ($D = 395.4 \mu\text{m}$) entsprechend, sehr unterschiedlich. So fällt nur das Trapping der Ladungsträgersorte ins Gewicht, die den längeren Weg zurückzulegen hat. Die andere trägt kaum zum Stromimpuls bei, dadurch wirken sich Trappingverluste gegenüber denen der anderen Ladungsträgerart kaum aus.

Das Ladungssammlungsdefizit beruht darauf, daß die durch den Detektor driftende Ladung Q an Trappingzentren (tiefe Niveaus in der Bandlücke) Ladungsträger verliert. Die Rate, mit der Ladungsträger eingefangen werden ist proportional zur Dicht der Trappingzentren. Die Änderung der Ladung Q wird allerdings durch die Trappingzeitkonstante τ_t beschrieben. Sie ist umgekehrt proportional zur Dichte der Trappingzentren. Damit ergibt sich für die Änderung der Ladung dQ :

$$\frac{dQ}{Q(t)} = - \frac{dt}{\tau_t} \quad (3.14)$$

Um also den Ladungssammlungsverlust $\Delta Q/Q_0$ zu erhalten, ist Gleichung 3.14 über die Zeit zu integrieren, die die Ladungswolke benötigt, um zur entsprechenden Elektrode zu driften.

Diese Transitzeit t_0 ist - außer von der zurückzulegenden Strecke - von der nicht konstanten Beweglichkeit $\mu(E)$ der Ladungsträger und von der Feldstärke E abhängig. Die Beweglichkeit $\mu(E)$ eines Ladungsträgers wird hier durch eine Anpassung an Meßdaten angenähert. Dabei wird für die weiteren Betrachtungen verlangt, daß die Funktion integrierbar ist:

$$\mu(E) = \mu_0 (1 - aE) . \quad (3.15)$$

Nach den Daten in [CAN71] ergeben sich folgende Koeffizienten:

$$\begin{array}{ll} \mu_{0,e} = 1556.3 \text{ cm}^2/\text{Vs} & a_e = 6.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm/V} \\ \mu_{0,h} = 476.6 \text{ cm}^2/\text{Vs} & a_h = 3.1 \cdot 10^{-5} \text{ cm/V} \end{array}$$

Sie gelten für eine maximale Feldstärke $E_{max} = 10^4 \text{ V/cm}$ und eine Temperatur $T = 300 \text{ K}$.

Sei weiterhin D die Dicke des Detektors und setzt man den Ursprung der x -Koordinate an die Frontelektrode, so ist für Elektronen, die zur Rückelektrode driften, die zurückzulegende Strecke $D - x_0$, während sie für die zur Frontelektrode driftenden Löcher x_0 ist.

Damit ergeben sich nach Graf [GRA88] unter Annahme einer linear von der Front- zur Rückelektrode abnehmenden Feldstärke für die effektiven Transitzeiten $t_{c,eff}$:

$$t_{c,eff,e} = k_e t_{R,e} \ln \left[\frac{E(x_0)}{E_D} \frac{1 - a_e E_D}{1 - a_e E(x_0)} \right], \quad (3.16)$$

$$t_{c,eff,h} = k_h t_{R,h} \ln \left[\frac{1 - a_h (E_D + E_0)}{a_h (E_D + E_0)} \right], \quad (3.17)$$

mit $t_R = D/(\mu_0 E_0)$ (Dielektrische Relaxationszeit),

$$E(x) = E_D + E_0(1 - x/D),$$

$$E_D = (U - U_{dep1})/D,$$

$$E_0 = 2 U_{dep1}/D.$$

Der Term k ist ein Maß für die Inhomogenität des Feldstärkeverlaufes auf dem Weg des Ladungsträgers. Bei homogenem Feld nimmt er den Wert 1 an, bei maximaler Inhomogenität ($U = U_{dep1}$) den Wert 0.5 [GRA88].

Hat man es nun wie in diesem Fall mit einem Ladungssammlungsdefizit $\Delta Q/Q_0$ durch das Trapping nur einer Ladungsträgersorte zu tun, so ergibt sich für die zugehörige Trappingzeitkonstante nach Integration von 3.14:

$$\tau_t = \frac{D - x_0}{2D} \frac{Q_0}{\Delta Q} t_{c,eff}. \quad (3.18)$$

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3.9. skizziert. Der aus dem Detektor kommende Stromimpuls wird im Vorverstärker in ein Spannungssignal umgewandelt. Dies wird im Spektroskopieverstärker integriert und differenziert, um das Signal/Rausch-Verhältnis zu verbessern und um ein Signal zu erhalten, dessen Höhe der registrierten Ladungsmenge entspricht. Von diesem Signal wird im Bias-Verstärker ein konstanter Term abgezogen, um das Spektrum zu spreizen.

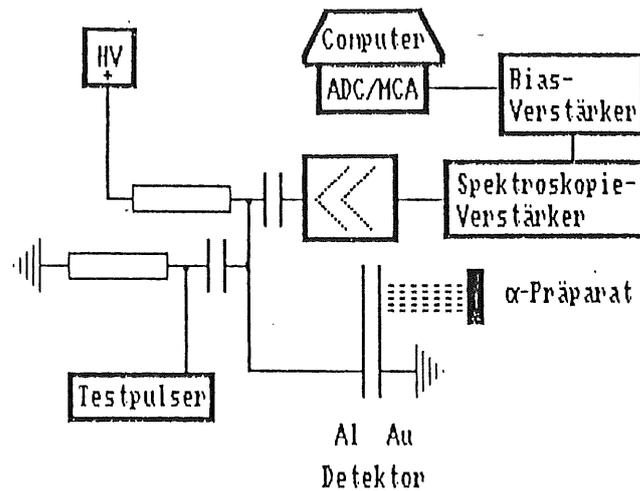


Abb. 3.9. Messaufbau zur Ladungssammlungsmessung

Trägt man nun den Ladungssammlungsverlust $\Delta Q/Q_0$ gegen die Transitzeit $t_{c,eff}$ auf, so kann man aus der Steigung der durch die Meßpunkte gelegten Regressionsgeraden nach 3.18 die Trappingzeitkonstante berechnen. Dies ist in Abbildung 3.10. beispielhaft gezeigt. Der Fehler von τ_t muß bei ungeschädigten Detektoren mit $+100/-50\%$ abgeschätzt werden, bei geschädigten mit $+30/-15\%$, da die gemessenen Differenzen in der Größenordnung der Gerätedriften liegen.

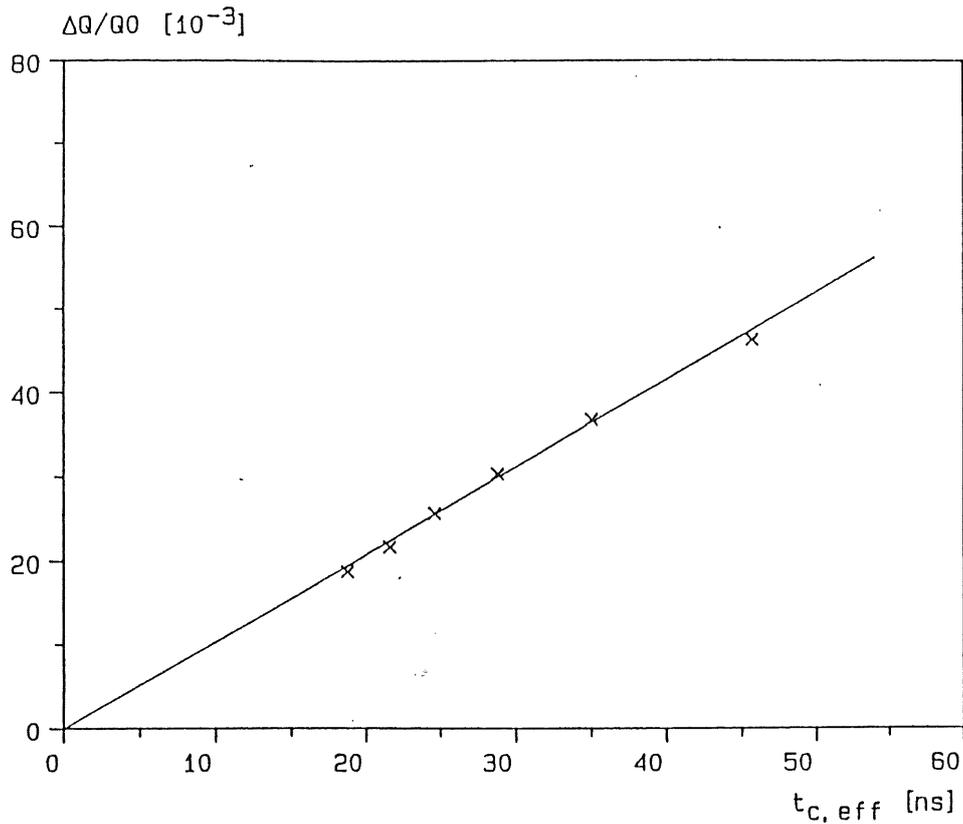


Abb. 3.10. Ladungssammlungsverlust gegen Transitzeit zur Bestimmung der Trappingzeitkonstanten. Det.: 88-11B3 nach 2. Schädigen und 2. Tempern, Löcherkomponente

3.3 Bestrahlungs-Experimente

3.3.1 Neutronen-Quellen

Die in dieser Arbeit benutzten monoenergetischen Neutronen-Felder wurden in Generatoren erzeugt, die alle nach demselben Prinzip arbeiten: Ein Beschleuniger liefert einen kontinuierlichen Strom geladener Teilchen genau bekannter und regulierbarer Energie. Diese werden auf ein Target fokussiert, wo sie mit den Atomkernen des Targets wechselwirken. Das Ergebnis dieser Kernreaktionen sind quasi monoenergetische Neutronen, wobei die Energie der Neutronen vom Q-Wert der Reaktion, der Energie der

einfallenden Teilchen und vom Winkel zwischen einfallendem Strahl und emittierten Neutronen abhängt.

3.3.2 Bestrahlung an der PTB Braunschweig

Die Gruppe "Neutronendosimetrie" der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig verfügt über eine spezielle Experimentieranlage, deren Aufgabe es ist, möglichst reine und genau bekannte Neutronenfelder zu erzeugen. Deshalb wurde auf eine rückstreuungsarme Geometrie besonderer Wert gelegt.

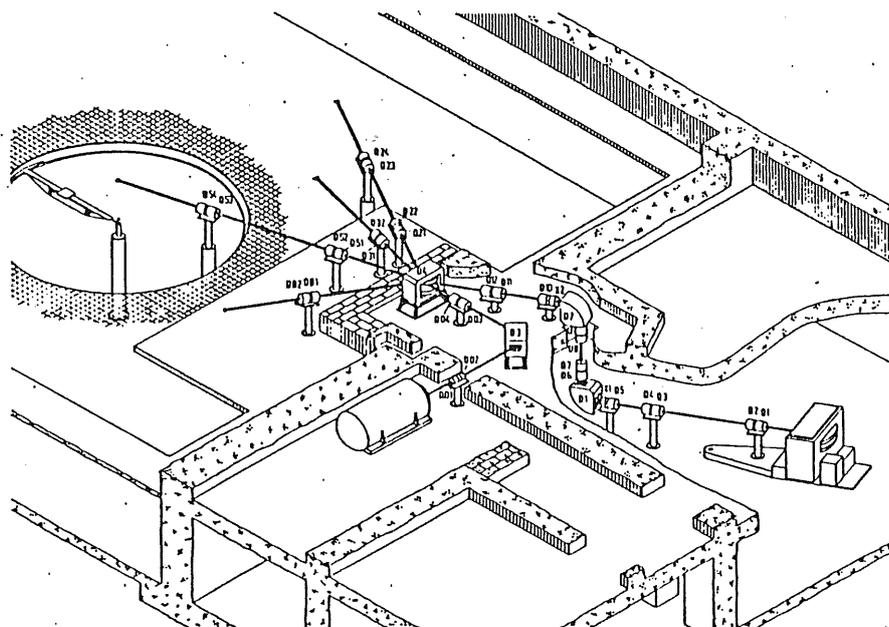


Abb. 3.11. Experimentieranlage der PTB Braunschweig [BRE80]

Durch Auswahl geeigneter Targets und Primärteilchen bzw. deren Energie, ist man in der Lage, fast jede gewünschte Neutronen-Energie zu liefern. Die von einem Van-de-Graaff-Beschleuniger oder einem Zyklotron kommende Primärstrahlung wird in einer besonderen Experimentierhalle weit weg von störenden Wänden auf das gewählte Target gelenkt. Der gesamte Aufbau ist aus Aluminium massearm realisiert worden [BRE80, STR86]. Er ist in Abbildung 3.11. dargestellt. Die hier erzeugten Neutronen-Felder sind

genau vermessen und fast frei von Gammastrahlen.

Für die Dosimetrie steht in Braunschweig ein umfangreiches System zur Verfügung. Während der Bestrahlungen wird mit einem kalibrierten ^3He -Zähler [STR86] die Fluenz gemessen. Dies ermöglichte einen statistischen Fehler in der Fluenzmessung von unter 0.5%. Der systematische Fehler liegt unter 4%. Er beruht auf der Unsicherheit in der Größe des Teleskopes, das zur Kalibrierung des ^3He -Zählers verwendet wird.

In Abbildung 3.12. ist der Aufbau der Detektoren vor dem Target dargestellt. Die PVC-Folie wurde zu Lichtschutz-Zwecken angebracht, sie beeinflusste die Bestrahlungen kaum. Aufgrund des geringen Abstandes im Verhältnis zum Durchmesser der Detektoren mußte die Winkelverteilung der Intensität der Neutronen-Felder berücksichtigt werden. In Abb. 3.13. ist sie für die verwendeten Reaktionen dargestellt. Die Korrektur erfolgte auf rechnerischem Wege, indem das Integral der Intensität über die Detektorfläche als mittlere Intensität genommen wurde. Die inkaufgenommene radiale Inhomogenität der Bestrahlung (6 - 14 %) ist vernachlässigt worden, da die verwandten Meßmethoden über die Detektorfläche integrieren. Eine Korrektur bezüglich der Energieverteilung erübrigt sich, da im genutzten Winkelbereich die Abweichungen vom Sollwert sehr gering sind.

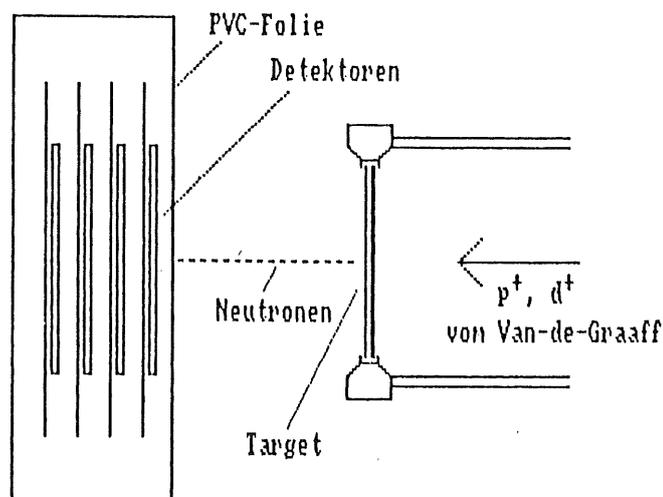


Abb. 3.12. Bestrahlungsaufbau PTB Braunschweig

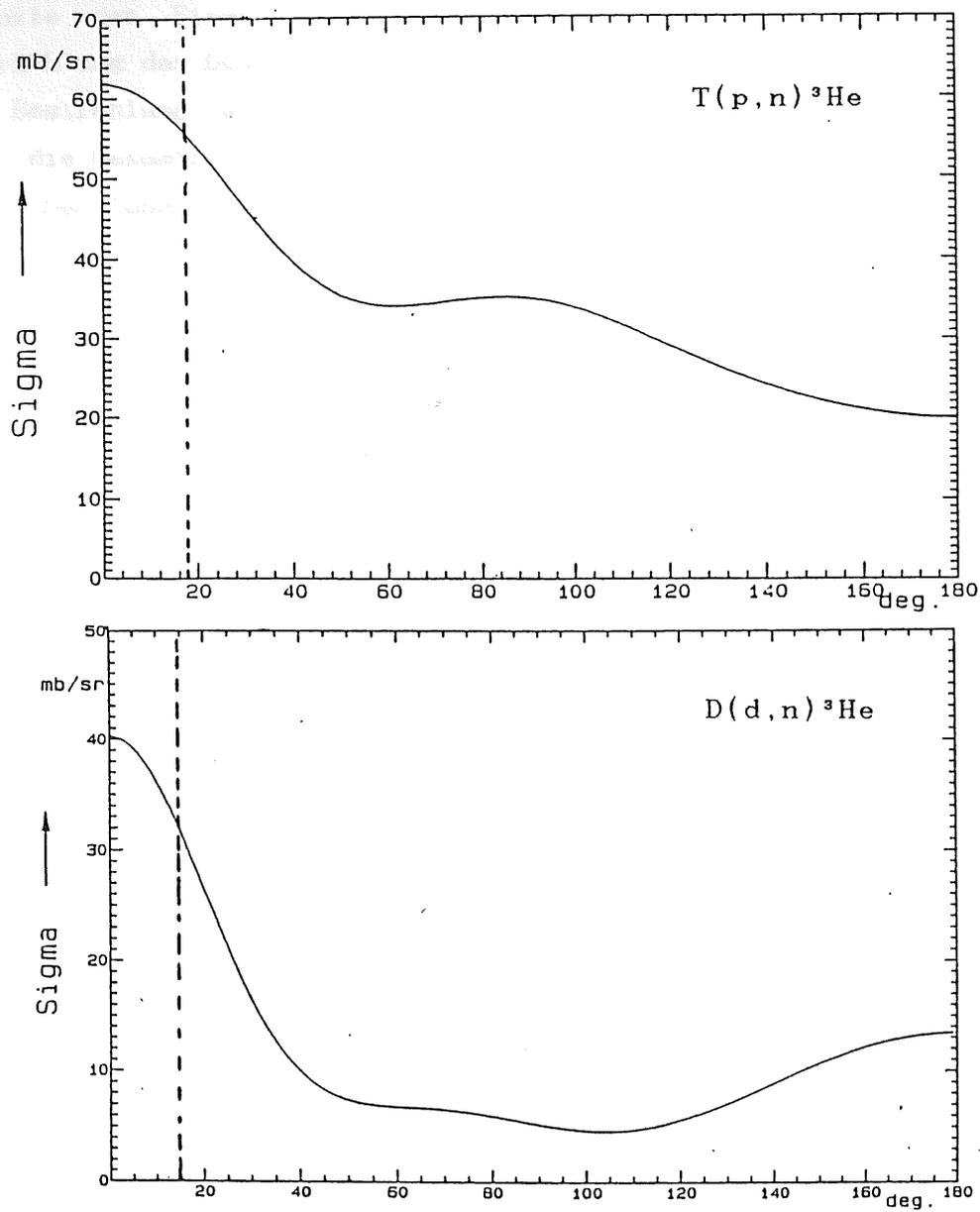


Abb. 3.13. Winkelverteilung der Intensität der Neutronenfelder, oben: 1.2, unten: 5.0 MeV-Neutronen, gestrichelt: Winkel zwischen Strahlachse und Rand des vorderen Detektors

An der PTB Braunschweig wurden Neutronen-Felder mit den Energien 1.2 und 5.0 MeV benutzt. Die 1.2 MeV-Neutronen stammen aus der Reaktion $T(p,n)^3\text{He}$. Die Protonen wurden dazu im Van-de-Graaff-Beschleuniger auf ca. 2 MeV beschleunigt. Die 5.0 MeV-Neutronen sind aus der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$, wobei die Deuteronen eine Energie von ca. 1.8 MeV haben. Das Tritium-Titan-Target war bei der 1.2 MeV-Bestrahlung luftgekühlt. Dies begrenzte den Strahlstrom auf ca. 5 μA . Bei 5.0 MeV ermöglichte eine Wasserkühlung des Deuterium-Titan-Targets einen Strahlstrom von 10-12 μA .

Zur Bestrahlung stand jeweils ein Zeitraum von 5 Tagen zur Verfügung, sodaß die Gesamtfluenz in jeweils bis zu 8 Teilbestrahlungen aufgeteilt wurde. Den Tabellen 3.1. und 3.2. ist zu entnehmen, welche Gesamtfluenz jeder Detektor bekommen hat. Eine genauere Aufstellung, die die einzelnen Bestrahlungsfractionen sowie die Bestrahlungszeiten enthält, befindet sich im Anhang, Abschnitt A.2.

Tab. 3.1. Bestrahlung mit 1.2 MeV-Neutronen

Detektor	Anzahl der Bestrahlungsintervalle	Fluenz [cm^{-2}]
88-12B5	8	$13.3 \cdot 10^{11}$
88-12B4	8	$9.4 \cdot 10^{11}$
88-11B1	8	$7.0 \cdot 10^{11}$
88-12B2	2	$1.0 \cdot 10^{11}$

Tab. 3.2. Bestrahlung mit 5.0 MeV-Neutronen

Detektor	Anzahl der Bestrahlungsintervalle	Fluenz [cm^{-2}]
88-13B1	8	$24.1 \cdot 10^{11}$
88-13B2	8	$18.4 \cdot 10^{11}$
88-13B5	8	$14.4 \cdot 10^{11}$
88-10B5	7	$9.7 \cdot 10^{11}$
88-08B3	1	$1.9 \cdot 10^{11}$

3.3.3 Bestrahlungen am UKE Hamburg

Für die Bestrahlung mit 14.1 MeV-Neutronen wurde der Neutronen-Generator der Abteilung Radiologie des Universitäts-Krankenhauses Eppendorf in Hamburg benutzt. Hier werden Deuteronen durch ein Dynamitron (Hochspannungskaskade) auf 0.5 MeV beschleunigt und auf ein wassergekühltes Tritium-Titan-Target geschossen. Die Neutronen aus der Reaktion $T(d,n)^4He$ haben unter einem Winkel von 90° bezüglich der Strahlachse eine Energie von 14.1 MeV. Entsprechend der üblichen Verwendung in der Strahlentherapie wird hier die Dosimetrie mit einer kalibrierten, mit TE-Gas (Tissue-Equivalent) gefüllten Ionisationskammer durchgeführt [HER89]. Dies ermöglicht einen Gesamtfehler in der Fluenzmessung von weniger als 5 %. Der Neutronen-Generator ist in Abbildung 3.14. schematisch dargestellt.

Die Verwendung eines wassergekühlten rotierenden Targets im Neutronen-Generator des UKE ermöglicht sehr hohe Strahlströme (bis 5 mA). Dadurch werden sehr hohe Flüsse ermöglicht. Der Tabelle 3.3. sind die den einzelnen Detektoren verabreichten Fluenzen zu entnehmen.

Tab. 3.3. Bestrahlung mit 14.1 MeV-Neutronen

Detektor	#	Fluenz [cm^{-2}]
88-11B3	1	$10.0 \cdot 10^{11}$
	2	$30.0 \cdot 10^{11}$
88-13B4	1	$4.4 \cdot 10^{11}$
	2	$16.1 \cdot 10^{11}$
88-14B6	1	$9.6 \cdot 10^{11}$

#2 bezieht sich auf die im Abschnitt 4.4 beschriebene Wiederbestrahlung

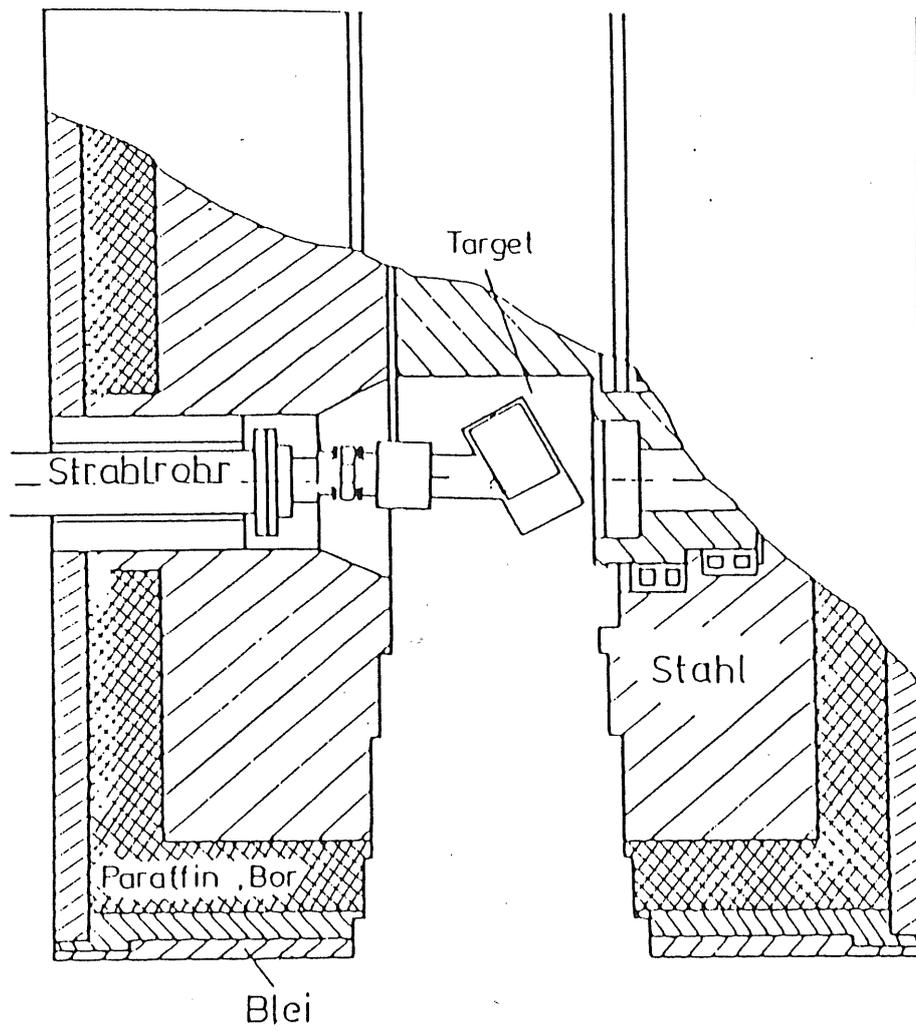


Abb. 3.14. Neutronen-Generator UKE Hamburg

4. Ergebnisse

4.1 Sperrstrom

Wie schon bekannt [HER89], beruht der nach Bestrahlung zu beobachtende Sperrstromanstieg im Falle der Neutronen-Schädigung auf einem Effekt, der im Volumen des Detektors auftritt. Dies geht auch aus der Abbildung 4.1. hervor, in der die Sperrstrom-Charakteristiken des Detektors 88-13B1 nach einigen Teilbestrahlungen aufgetragen sind. Berücksichtigt man die Build-In-Spannung von ca. 0.45 V, so haben die Kurven (im Rahmen der Meßgenauigkeit) eine Steigung von $\frac{1}{2}$ in der doppelt-logarithmischen Darstellung.

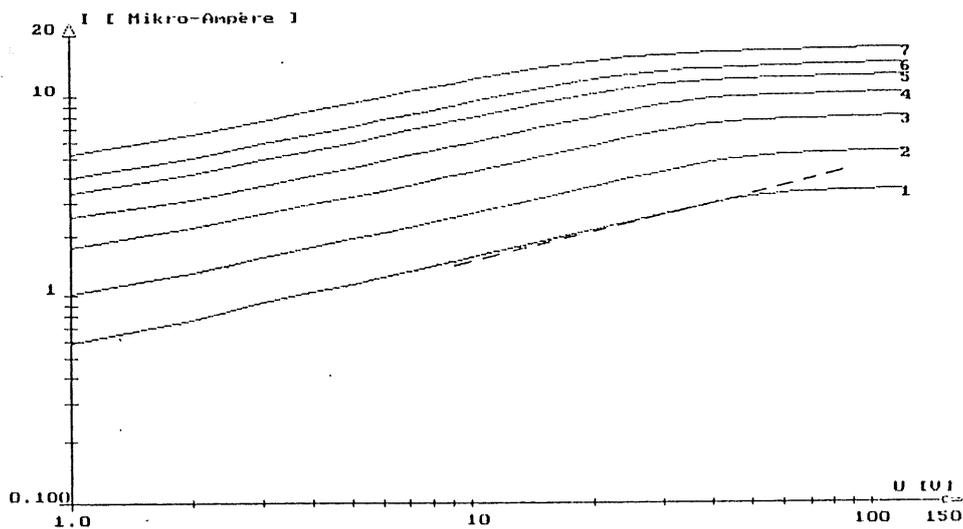


Abb. 4.1. Anstieg des Sperrstroms bei Bestrahlung, Det.: 88-13B1, $E_n = 5.0$ MeV, ϕ_n : siehe Tab. A.4., Messungen zwischen Bestrahlungsschritten, gestrichelt: Steigung $\frac{1}{2}$.

Dies weist auf die Proportionalität des wichtigsten Stromanteiles zu \sqrt{U} hin, also, nach Gleichung 3.1, auf eine direkte Proportionalität zum verarmten Volumen. Demnach ist der Sperrstromanstieg nach Bestrahlung im wesentlichen auf den Volumengenerationsstrom, auf das Entstehen von Generationszentren im Volumen zurückzuführen.

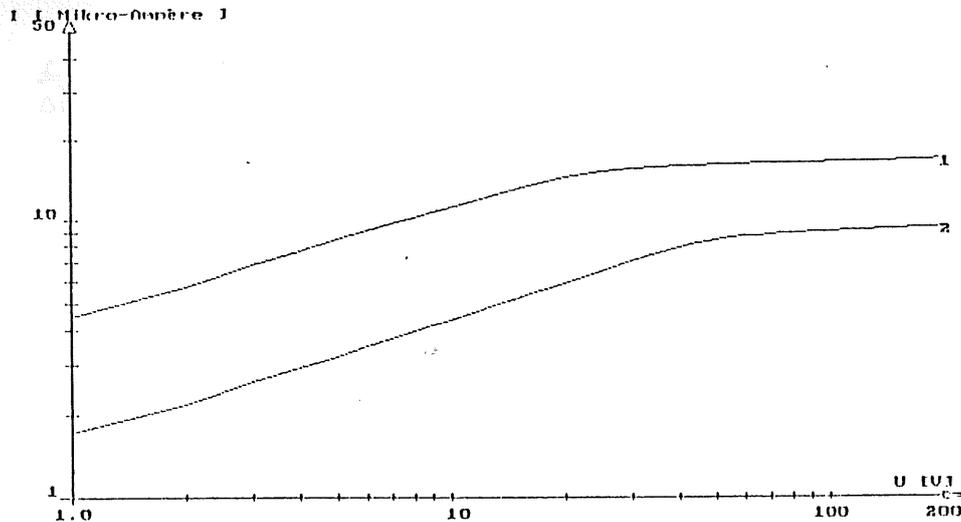


Abb. 4.2. Selbstaushheilung, Sperrstrom, Det.: 88-13B4, $E_n = 14.1$ MeV, $\Phi = 4.4 \cdot 10^{11}$ cm⁻²; 1: direkt nach Bestrahlung, 2: 1 d nach Bestrahlung

Allerdings spielt, wie in Abbildung 4.2. zu sehen, die Selbstaushheilung der Schädigung beim Strom eine starke Rolle. Dargestellt ist der Sperrstrom direkt nach Bestrahlung (1) und 24 h später (2). Um Sperrstromanstiege aus verschiedenen Bestrahlungen miteinander vergleichen zu können, muß dies berücksichtigt werden. Außerdem muß man dafür sorgen, daß nur der Anstieg, also die Differenz aus dem Strom nach und vor der Bestrahlung bei einem definierten Volumen der Verarmungszone in Betracht gezogen wird. Deshalb werden die Stromwerte bei U_{dep} zum Vergleich herangezogen. Das Volumen der verarmten Zone ist dann bekannt. Weiterhin wird mit der Gleichung 3.5 auf eine Normtemperatur korrigiert (hier: 20 °C / 293.2 K). Schließlich bildet man die Differenz mit dem Sperrstrom im unbestrahlten Zustand, um den Anstieg ΔI zu erhalten. Dabei wird davon

ausgegangen, daß sich die Oberflächenstromanteile nicht geändert haben.

Die Korrektur auf Selbstaushilung - und zwar sowohl diejenige, die schon während der Bestrahlung auftritt, als auch solche zwischen Bestrahlung und Messung - geschieht nach folgender Methode:

In Abbildung 4.3. ist die relative Abnahme von ΔI im Verhältnis zum ΔI_0 direkt nach Bestrahlung für eine sehr kurze Bestrahlung (5 min) aufgetragen [FRE89, HER89].

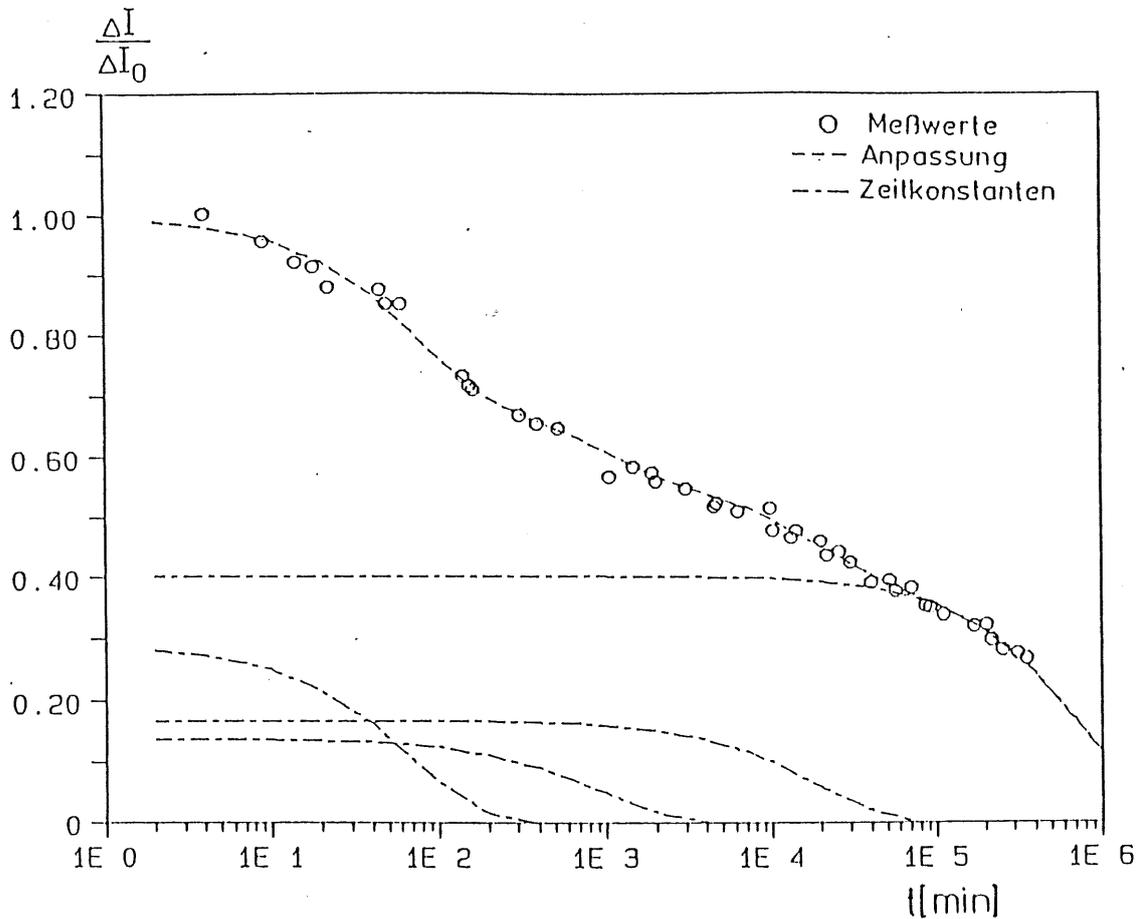


Abb. 4.3. Selbstaushilung des Sperrstromanstiegs mit Anpassung,
 $E_n = 14.1$ MeV, [FRE89, HER89]

Wie man sieht, lassen sich die Meßwerte durch eine Summe von 4 Exponentialfunktionen annähern:

$$\frac{\Delta I(t)}{\Delta I_0} = \sum_i A_i \exp(-t/\tau_i) . \quad (4.1)$$

Das führt zu der folgenden Gleichung für die Selbstaushilung während einer Bestrahlung der Dauer T [LIN89]:

$$\frac{\Delta I(T)}{\Delta I_0} = \sum_i A_i \tau_i/T [1 - \exp(-T/\tau_i)] . \quad (4.2)$$

Faßt man die Gleichungen 4.1 und 4.2 zusammen, so erhält man eine Gleichung für das Verhältnis $\Delta I/\Delta I_0$, in der die Selbstaushilung während und nach der Bestrahlung enthalten ist (t : Zeitpunkt der Strommessung nach Bestrahlungsende):

$$\frac{\Delta I(t)}{\Delta I_0} = \sum_i A_i \tau_i/T [1 - \exp(-T/\tau_i)] \exp(-t/\tau_i) . \quad (4.3)$$

Man korrigiert hiermit die gemessenen Werte $\Delta I(t)$ auf die Werte, die eine Bestrahlung der Länge 5 min ohne Selbstaushilung nach der Bestrahlung bringen würde. Die dazu nötigen Konstanten sind [HER89]:

$A_1 = 0.40$	$\tau_1 = 8.1 \cdot 10^5 \text{ min}$
$A_2 = 0.17$	$\tau_2 = 1.9 \cdot 10^4 \text{ min}$
$A_3 = 0.14$	$\tau_3 = 9.7 \cdot 10^2 \text{ min}$
$A_4 = 0.29$	$\tau_4 = 7.0 \cdot 10^1 \text{ min}$

Trägt man die so korrigierten Werte für den Sperrstromanstieg gegen die Fluenz auf, so erhält man einen sehr gut linearen Zusammenhang. Dies ist in Abbildung 4.4. beispielhaft gezeigt, wo zum Vergleich auch die bezüglich Selbstaushilung unkorrigierten Werte enthalten sind.

Das bedeutet, daß die durch

$$\alpha = \Delta I_0 / (V \phi) \quad (4.4)$$

mit V : Detektorvolumen, ϕ : Fluenz

definierte Schädigungsrate α im Bereich der hier erreichten Fluenzen konstant ist.

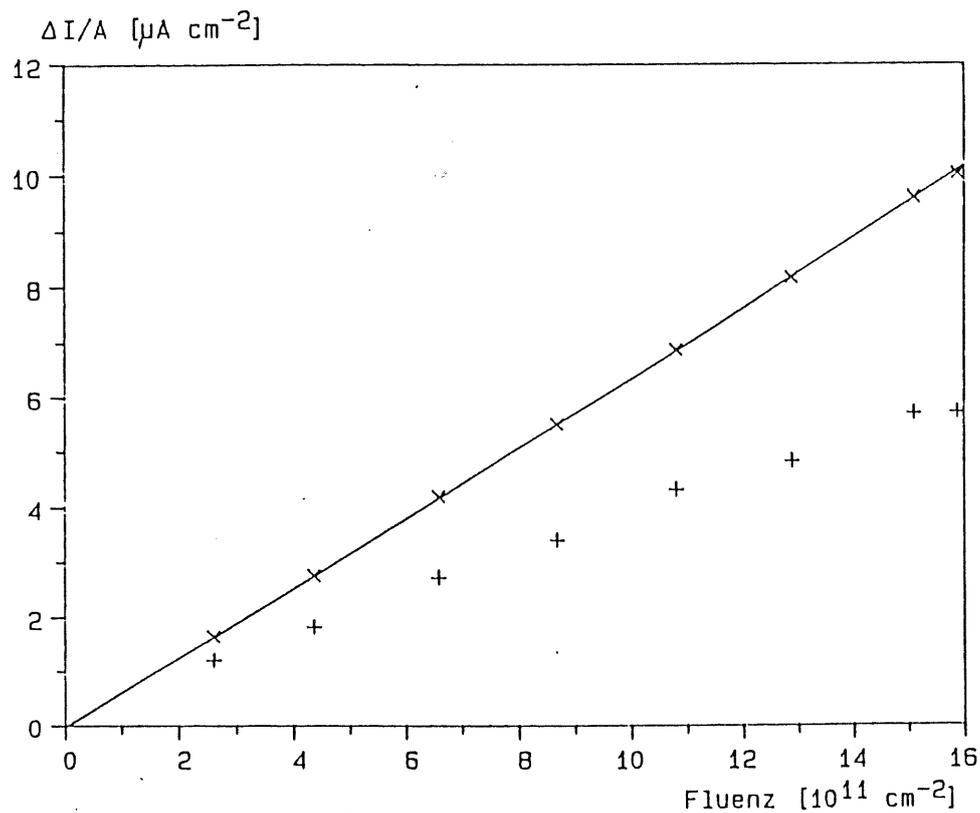


Abb. 4.4. Sperrstromanstieg, fraktionierte Bestrahlung, Det.: 88-13B2, $E_n = 5.0 \text{ MeV}$, +: Meßwerte, x: mit Selbstaushilungskorrektur

Üblicher ist es, ausgehend von der Annahme, die Dichte von Generations/Rekombinationszentren sei proportional zur Fluenz, die Lebensdauer-Schädigungskonstante k wie folgt zu definieren:

$$1/\tau = 1/\tau_0 + k \phi , \quad (4.5)$$

mit τ : Minoritätsladungsträger-Lebensdauer.

Sie hat den Vorteil, in dem hier betrachteten Temperaturbereich von T fast unabhängig zu sein. Mit Gleichung 3.4 erhält man als Zusammenhang zwischen α und k :

$$\alpha = e_0 n_i k/2 . \quad (4.6)$$

In der Tabelle 4.1. sind die Werte von α und k für die Neutronen-Energien 1.2, 5.0 und 14.1 MeV enthalten.

Tab. 4.1. Schädigungsraten und Schädigungskonstanten

Neutronen-Energie [MeV]	α [10^{-16} A/cm], 20°C	k [10^{-7} cm ² /s]
1.2	0.788 ± 0.004	1.28 ± 0.006
5.0	1.356 ± 0.008	2.19 ± 0.012
14.1	1.486 ± 0.078	2.41 ± 0.127

In die Daten der Tabelle 4.1. sind alle verwendeten Detektoren bis auf einen (88-10B5, 5.0 MeV) eingegangen, dessen Werte 5% unter dem Durchschnitt der anderen lagen. Die angegebenen Fehler sind die Standardabweichungen der Mittelwertbildung.

Um eine Normierung der Schädigung auf eine äquivalente Fluenz von 1 MeV-Neutronen zu ermöglichen, wurde ein Vergleich der Schädigungsraten mit dem in Abschnitt 2.1 erläuterten Silizium-Versetzung-Kerma-Faktor K_D angestellt. Die Werte wurden so normiert, daß für eine Neutronen-Energie von 14.1 MeV der gemessene Wert, die Messenger-Funktion [MES65] und die

Kurve aus [AST85] übereinstimmen. Für die Messenger-Funktion wurde als zweiter Stützwert der in [AST85] vorgeschlagene Wert von 95 mb·MeV für eine Energie von 1 MeV gewählt. (Obwohl dieser Wert nicht dem tatsächlichen $K_D(1 \text{ MeV})$ entspricht, soll er laut [AST85] als Referenzwert dienen). Damit ergab sich für die Funktion

$$K_D(E) = A E (1 - e^{-B/E}) \quad (E \text{ in MeV})$$

folgende Parametrisierung:

$$A = 107.44 \text{ mb}$$

$$B = 2.1560 \text{ MeV}$$

Das Ergebnis dieses Vergleiches ist in Abbildung 4.5. dargestellt. Dabei fällt auf, daß der Meßwert für 1.2 MeV wesentlich besser durch die "veraltete" Messenger-Funktion wiedergegeben wird als durch die neueren Werte aus [AST85]. Inwieweit hierbei Mittelungsprozesse durch die endliche Energiebreite des Neutronenfeldes eine Rolle spielen, läßt sich nicht abschließend bestimmen.

Für die relative Schädigung im Vergleich zu einer Neutronen-Energie von 1 MeV ergeben sich danach folgende Werte (der Wert für 14.1 MeV ergibt sich aus der Normierung auf die Literaturwerte [AST85]):

Tab. 4.2. Relative Schädigung

E_n [MeV]	$K_D(E_n)/K_D(1 \text{ MeV})$
1.2	1.20
5.0	2.05
14.1	2.26 *

* Wert durch Normierung festgelegt

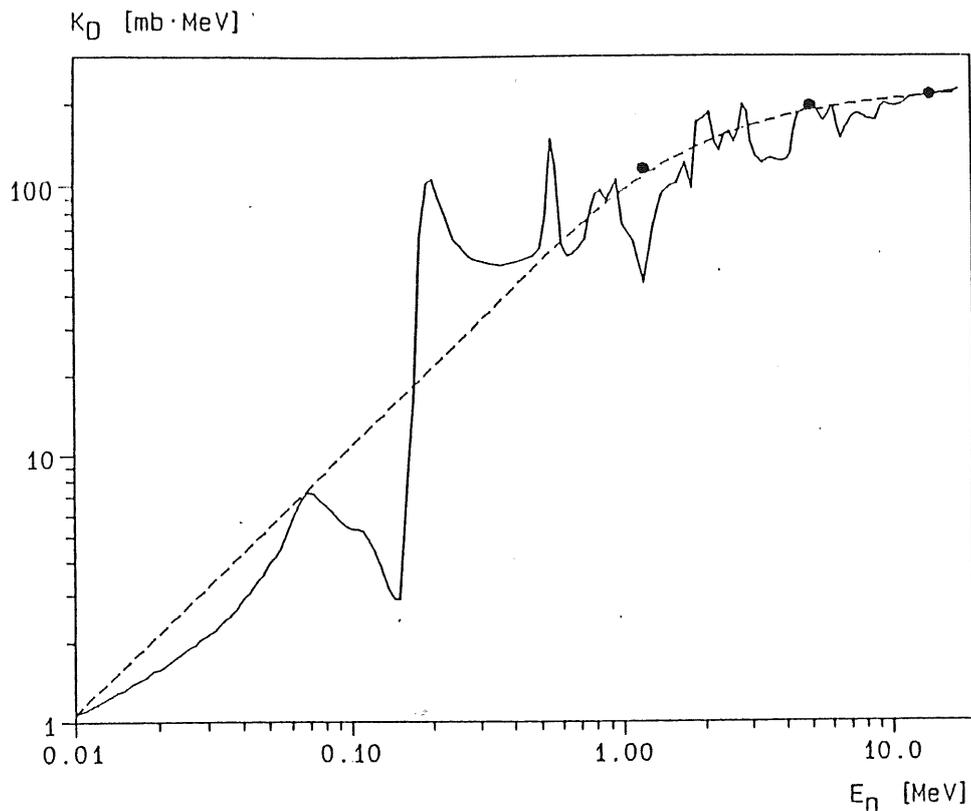


Abb. 4.5. Vergleich zwischen Versetzung-Kerma-Faktor und Messungen, gestrichelt: "Messenger-Funktion" [MES65], durchgezogen: [AST85], Punkte: eigene Meßwerte

Wendet man diese Normierungsfaktoren auf die gemessenen Schädigungsrate an, so erhält man eine Schädigungsrate bei 1 MeV von

$$\alpha = 0.66 \cdot 10^{-16} \text{ A/cm.}$$

Zum Vergleich sind hier einige Werte aus der Literatur aufgeführt:

Tab. 4.3. Schädigungsraten, Literaturwerte

Ref.	Quelle	ϱ [kOhm·cm]	α (20°C)	α_{Norm}^*	[10^{-16} A/cm]
[OHS89]	Reaktor	4	0.80 ± 0.08	0.64	
[VIS89]	^{252}Cf	4-6	0.511 ± 0.034	1.04	
[KRA89]	Pu/Be	10.2	0.61	0.61 - 0.67	
		14.4	0.48		

* Werte auf Selbstausheilung korrigiert und auf 1 MeV normiert

Für die Neutronen-Quellen der in Tab. 4.3. zitierten Literaturstellen wurden folgende Normierungsfaktoren benutzt [LIN89]:

$$^{252}\text{Cf}: K_D/K_D(1 \text{ MeV}) = 1.25$$

$$\text{Reaktor}: K_D/K_D(1 \text{ MeV}) = 1.25$$

$$\text{Pu/Be}: K_D/K_D(1 \text{ MeV}) = 1.70$$

Es zeigt sich, daß, bis auf die Werte aus [VIS89], eine gute Übereinstimmung mit den hier gemessenen Werten besteht.

4.2 Effektive Donator-Konzentration

Die effektive Donator-Konzentration wird nach dem in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Verfahren aus Kapazitätsmessungen gewonnen. Dabei wird von einer homogenen Verteilung der Donatoren im Material ausgegangen. Die verwendeten Detektoren hatten vor der Bestrahlung effektive Konzentrationen zwischen 5 und $9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Die Schwankungen hängen mit Getterungsprozessen während der Oxidation und Schwankungen im Ausgangsmaterial zusammen.

Um die Wirkung der Bestrahlung auf die effektive Donator-Konzentration N_{eff} zu bestimmen, wurde diese zwischen den Bestrahlungsschritten bei fraktionierter Bestrahlung gemessen und gegen die Fluenz aufgetragen (siehe Abbildung 4.6.a und b). Dabei ist eine Erniedrigung von N_{eff} zu beobachten.

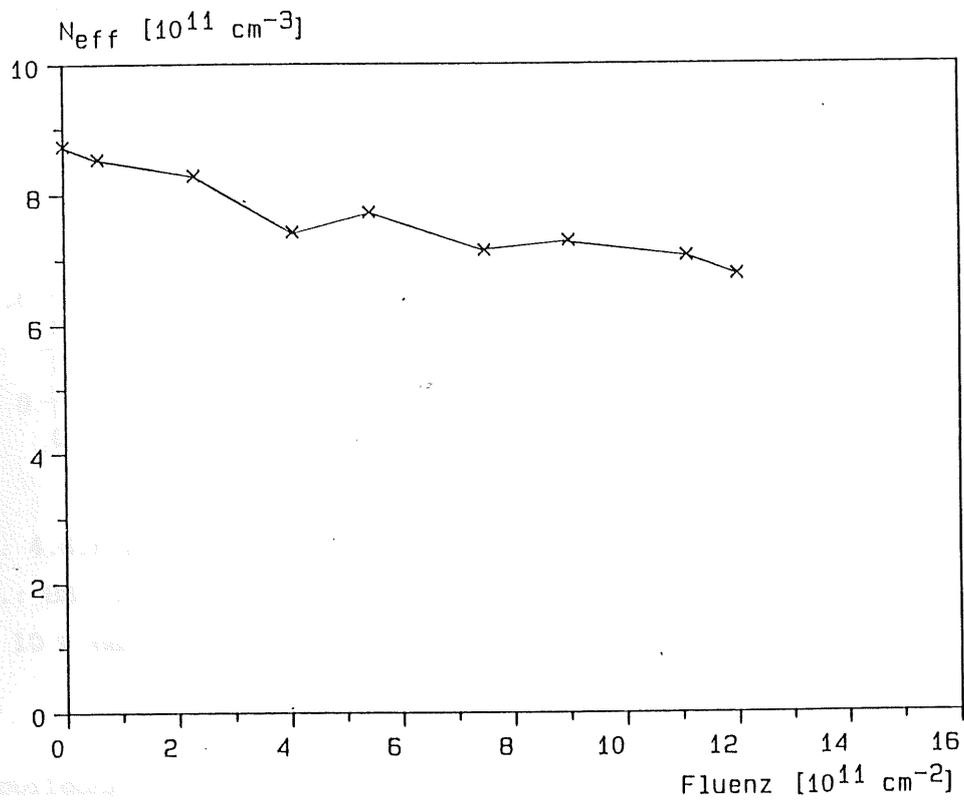


Abb. 4.6.a Donator-Konzentration, fraktionierte Bestrahlung, (10 kHz)
Det.: 88-12B5, $E_n = 1.2 \text{ MeV}$, Messungen direkt nach Bestrahlung

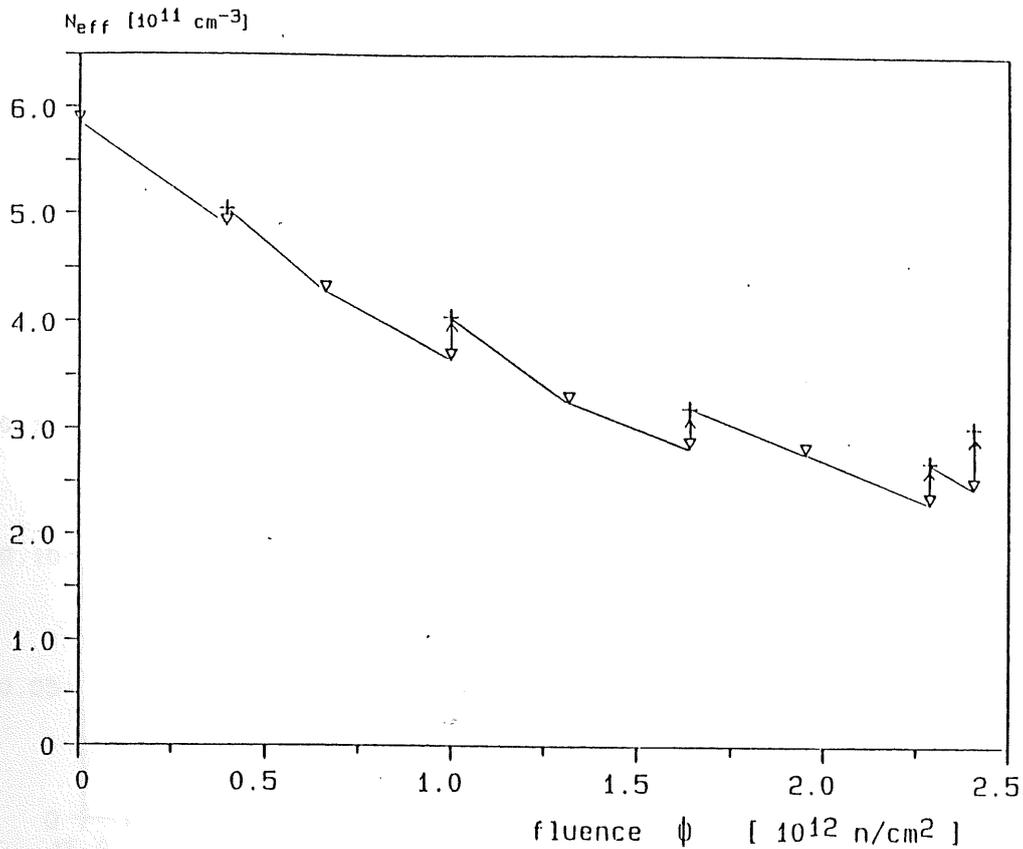


Abb. 4.6.b Donator-Konzentration, fraktionierte Bestrahlung, (10 kHz),
 Det.: 88-13B1, $E_n = 5.0 \text{ MeV}$, ∇ : direkt nach Bestrahlung,
 + : 10 h nach Bestrahlung

In Abbildung 4.6.b sind Meßwerte, die sofort nach einer Teilbestrahlung aufgenommen wurden (∇), und solche, die 10 h später aufgenommen wurden (+), zusammen aufgetragen. Man sieht hier deutlich, daß auch die Erniedrigung der effektiven Donator-Konzentration eine Selbstausheilungstendenz zeigt..

Um die Selbstausheilung zu verdeutlichen, ist in Abbildung 4.7. die Differenz zwischen $N_{eff}(0)$ (vor der Bestrahlung) und $N_{eff}(t)$ gegen die Zeit t nach der Bestrahlung aufgetragen. Diese Werte stammen von einer kurzzeitigen (15 min) Bestrahlung mit 14.1 MeV-Neutronen.

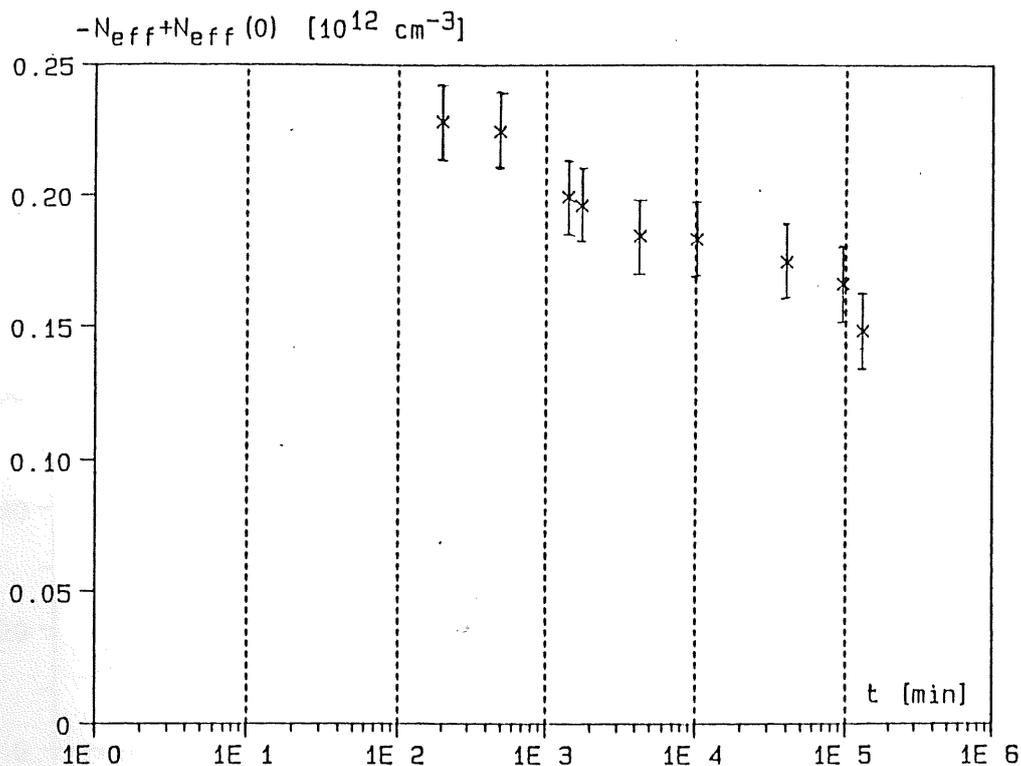


Abb. 4.7. Selbstaushellung der Donator-Konzentrationsverminderung,
 Det.: 88-11B3, $E_n = 14.1 \text{ MeV}$, $\Phi_n = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, Freq.: 10 kHz.

Zum Vergleich sind dieselben Werte, allerdings in willkürlicher Skalierung, in Abbildung 4.8. zusammen mit der Stromausheilungskurve [FRE89, HER89] aufgetragen. Unter der Annahme, daß jeder Zeitkonstante in der "Stromausheilungsfunktion" eine Defektart zugrundeliegt, kommt man zu der Folgerung, daß dieselben Defektarten, allerdings mit einer anderen Gewichtung, auch für die Änderung der effektiven Donator-Konzentration verantwortlich sind. Allerdings liegen nicht genügend Daten vor, um eine Anpassung - wie im Falle der Stromausheilung - vorzunehmen.

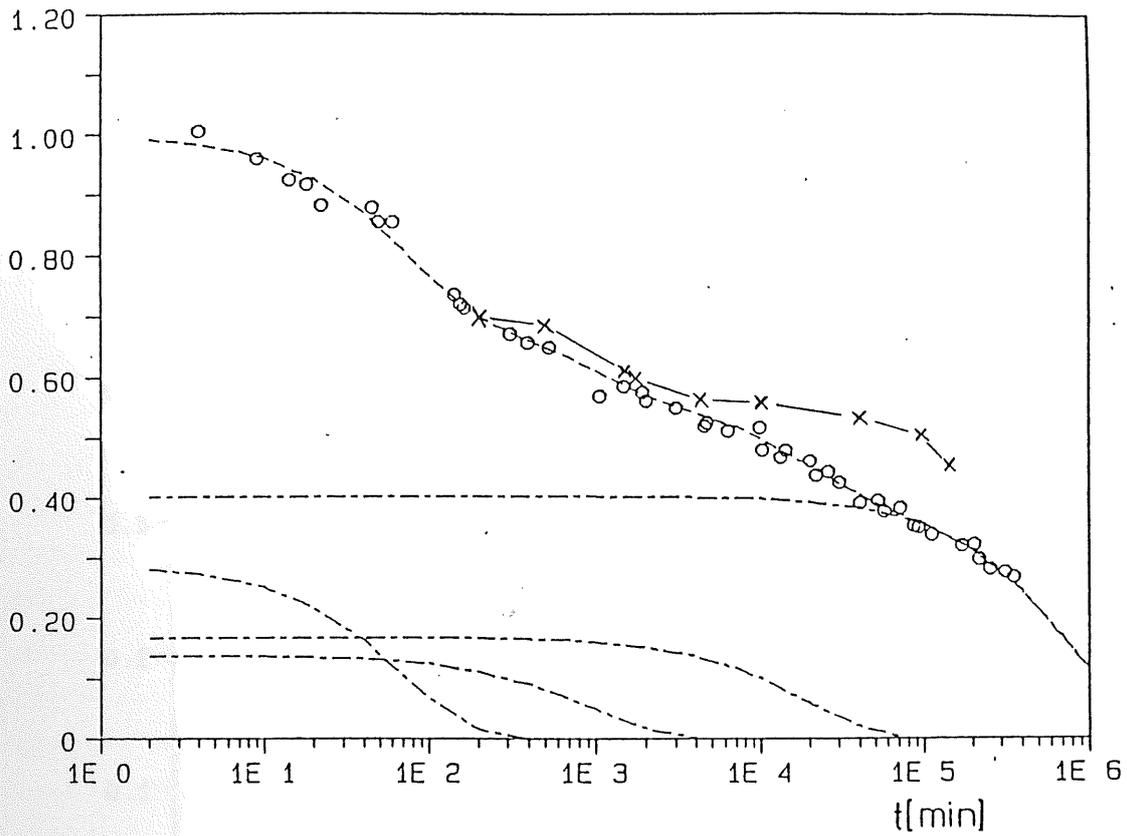


Abb. 4.8. Vergleich von Strom- und N_{eff} -Ausheilung (siehe Text)

Wie schon bei der Sperrstromschädigung führt man eine Schädigungsrate von N_{eff} ein. Diese Änderungsrate von N_{eff} (Carrier Removal) bezeichnet man mit β . Sie ist wie folgt definiert:

$$\beta = - \frac{dN_{eff}}{d\phi} \quad (4.7)$$

Um den Einfluß der Donator-Konzentration des Materials auf β zu untersuchen, wurden in Abbildung 4.9. die Werte für β aus Einzelbestrahlungen gleicher Länge (1. Teilbestrahlung 5.0 MeV) gegen $N_{eff}(0)$, also die Phosphor-Konzentration N_D , aufgetragen. Es ergibt sich ein linearer

Zusammenhang zwischen β und N_D :

$$\beta = a N_D . \quad (4.8)$$

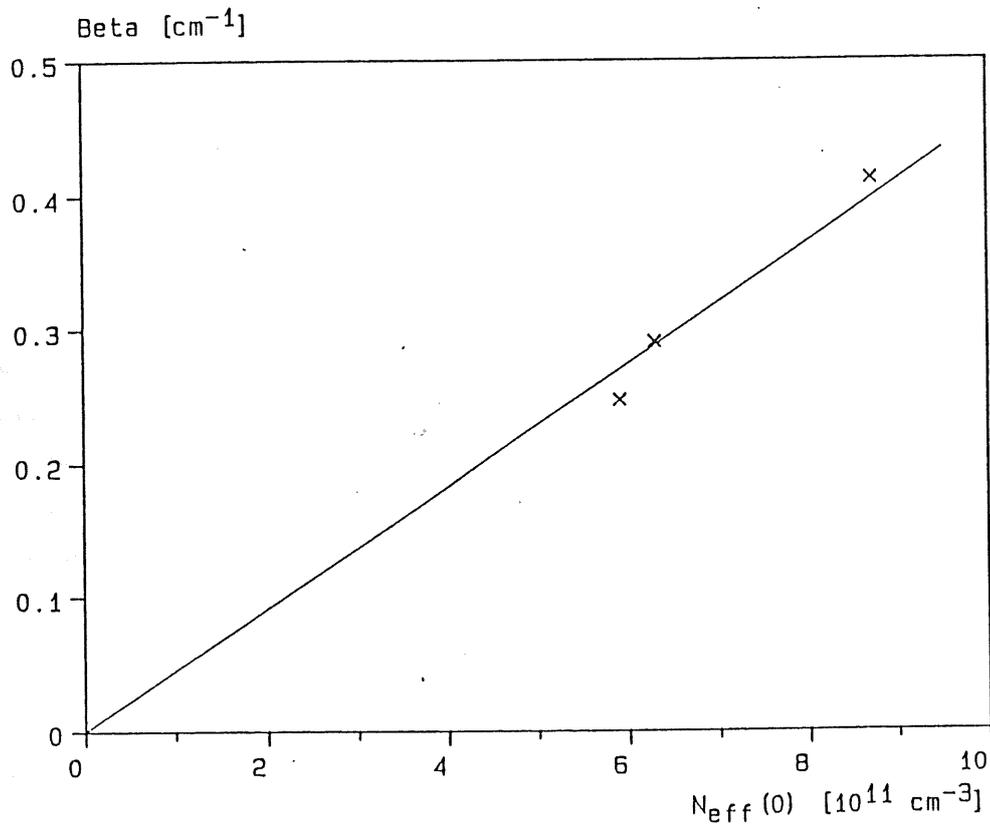


Abb. 4.9. β gegen N_{eff} vor Bestrahlung, $E_n = 5.0$ MeV, Freq.: 10 kHz.

Der Proportionalitätsfaktor a hat dabei die Dimension einer Fläche, kann also als Wirkungsquerschnitt interpretiert werden. Der Verringerung von N_{eff} liegt die Produktion von Phosphor-Leerstellen-Komplexen zugrunde, die einerseits die Phosphor-Dotierung verringern, und andererseits kompensierenden Akzeptor-Charakter haben. Daraus folgt, daß a das zweifache des Wirkungsquerschnittes S_{Ph} darstellt, mit dem Phosphor-Atome defekt-erzeugte Leerstellen einfangen. Aus den in Abbildung 4.9. dargestellten Daten (5.0 MeV) gewinnt man folgenden Wert für S_{Ph} :

$$S_{Ph} = 2.26 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \pm 0.14 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 .$$

Während die Anzahl der erzeugten Leerstellen proportional zur Fluenz ist, nimmt der Wegfang durch Phosphor-Atome proportional zu deren Konzentration $N_D(\phi)$ ab. Damit erhält man für die Abhängigkeit von β von der Fluenz einen exponentiellen Abfall:

$$\beta(\phi) = 2 S_{Ph} N_D \exp(-b \phi) . \quad (4.9)$$

Dabei beschreibt der Wirkungsquerschnitt b die Erzeugung von Leerstellen. Er enthält die Abhängigkeit von β von der Neutronen-Energie. Da die Selbstaushheilung der N_{eff} -Verminderung zur Zeit noch nicht korrigiert werden kann, ist die Angabe eines Wertes für b nicht möglich. Es ist daher sehr wichtig, eine "Selbstaushheilungsfunktion" ähnlich der des Sperrstroms zu ermitteln. Erst dann sind Angaben über die Neutronen-Energie-Abhängigkeit von β möglich.

Geht man von dem oben genannten Wert für S_{Ph} aus, einem N_D von $8.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, was einem spezifischen Widerstand von $5 \text{ kOhm} \cdot \text{cm}$ entspricht, und der Annahme, daß die Änderung von N_{eff} klein gegen N_{eff} ist, so ergibt sich:

$$\beta = 0.4 \text{ cm}^{-1} .$$

Dieser Wert für β gilt also bei einem unbestrahlten Detektor. Es besteht ein deutlicher Unterschied zwischen der Strom-Schädigungsrate α und der N_{eff} -Schädigungsrate β , der darin begründet liegt, daß die Stromerhöhung auf der Erzeugung von Generationszentren beruht, während hier ein Wegfang von Donatoren vorliegt, ein Prozeß also, bei dem die Anfangskonzentration eine Rolle spielt.

4.3 Ladungssammlungsverlust

An ungeschädigten Detektoren wurden Trappingzeitkonstanten zwischen 8 und 160 μs gemessen, mit einem Mittelwert von 35 μs . Dabei ist kein signifikanter Unterschied zwischen der Elektronen-Trappingzeitkonstanten und der Löcher-Trappingzeitkonstanten festzustellen. Allerdings ist der Fehler bei großen Zeitkonstanten von der Größenordnung des Wertes selbst.

In Abbildung 4.10. ist beispielhaft der Ladungssammlungsverlust gegen die Transitzeit für die Elektronen-Komponente vor und nach Bestrahlung aufgetragen, in Abbildung 4.11. für die Löcher-Komponente.

Die Bestrahlung erzeugt im Silizium Trapping-Zentren. Dies führt zu einer Erhöhung des Ladungssammlungsverlustes und damit zu einer Erniedrigung der Trappingzeitkonstanten. In Tabelle 4.4. sind die Werte von $\tau_{+,e}$ und $\tau_{+,h}$ zusammen mit den Fluenzen für alle Detektoren enthalten.

Tab. 4.4. Trappingzeitkonstanten nach Bestrahlung (Fehler: siehe 3.2.3)

E_n [MeV]	Detektor	Φ [10^{11} cm^{-2}]	$\tau_{+,e}$ [μs]	$\tau_{+,h}$ [μs]
1.2	88-12B5	13.25	1.40	1.60
	88-12B4	9.42	1.67	1.28
	88-11B1	7.04	-	2.62
	88-12B2	1.03	1.90	2.78
5.0	88-13B1	24.07	0.44	0.58
	88-13B2	18.41	0.69	0.65
	88-13B5	14.45	0.88	0.85
	88-10B5	9.71	1.92	1.01
	88-08B3	1.90	2.18	2.26
14.1	88-11B3	10.00	1.60	1.09
	88-13B4	4.40	1.86	1.92
	88-14B6	9.60	3.36	1.68

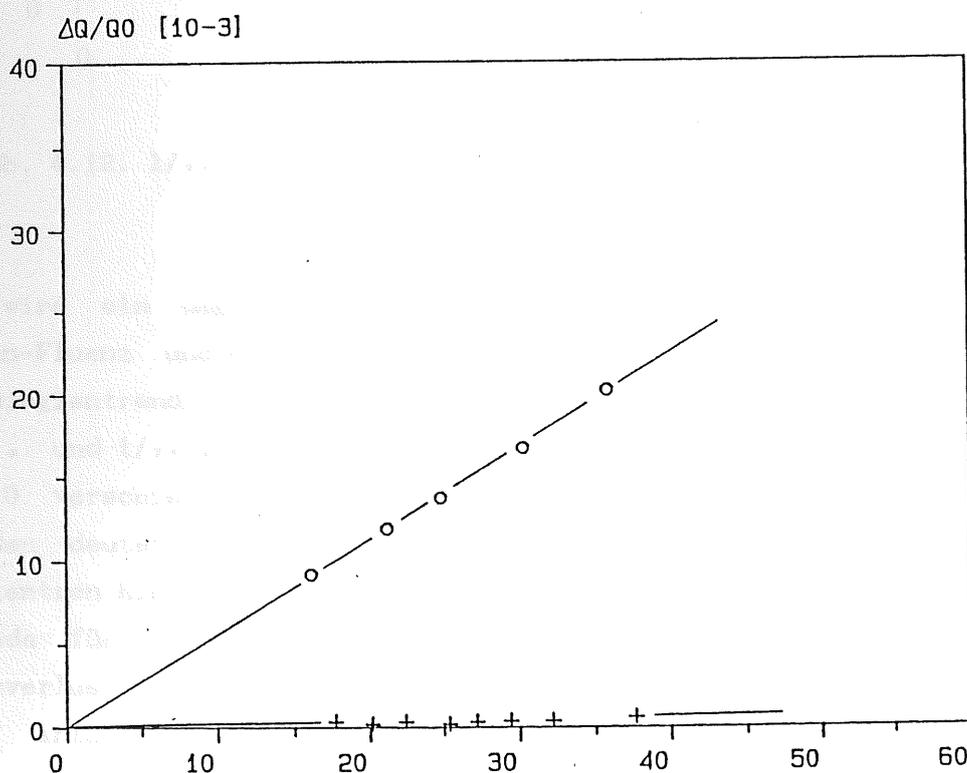
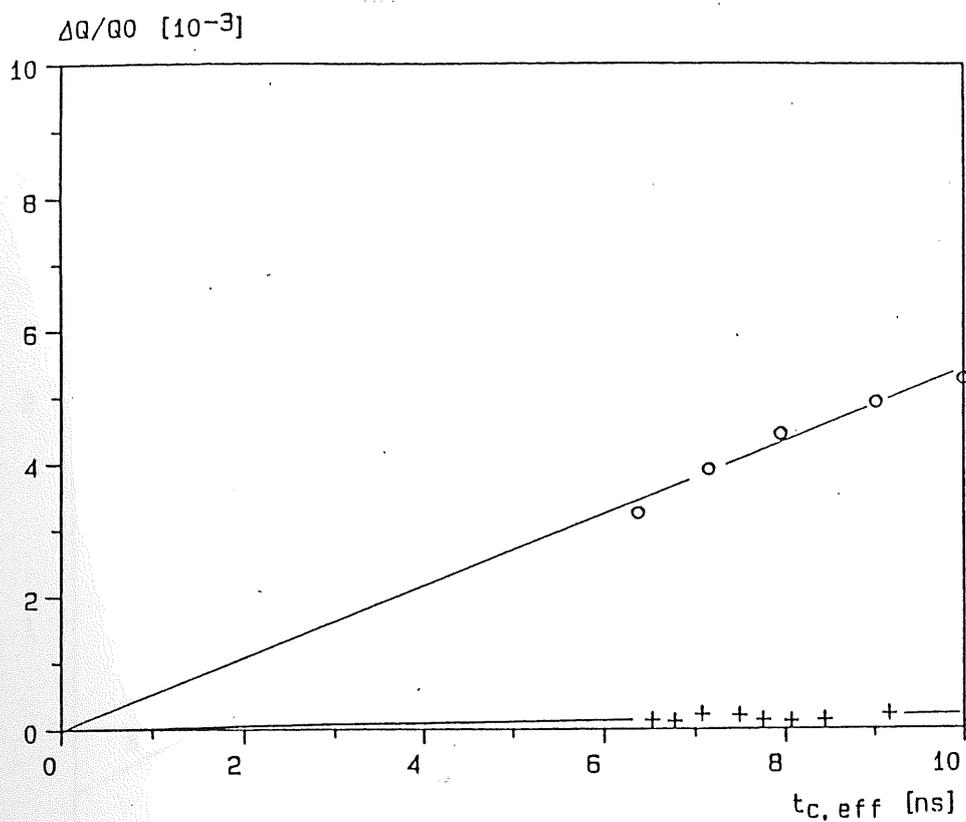


Abb. 4.10. und 4.11. Ladungssammlungsverlust vor (+) und nach Bestrahlung (o), Det.: 88-13B5, $E_n = 5.0$ MeV, $\Phi_n = 14.5 \cdot 10^{11}$ cm⁻², oben: Elektronenkomponente, unten: Löcherkomponente

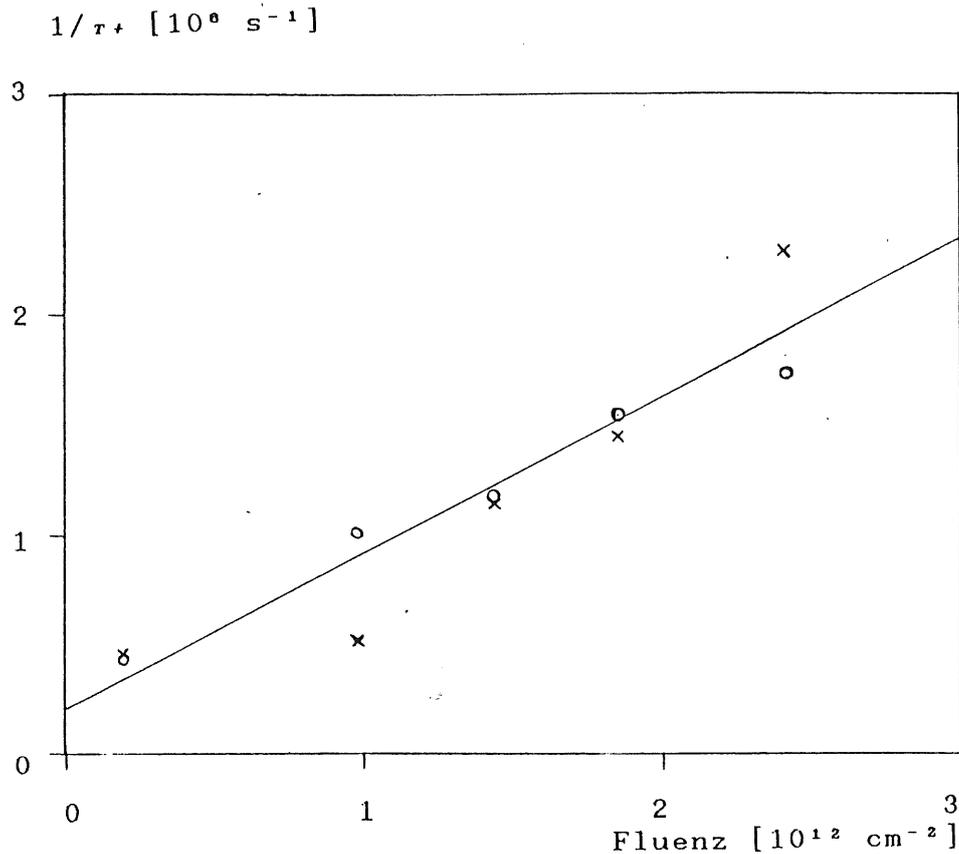


Abb. 4.12. $1/\tau_+$ gegen Fluenz, $E_n = 5.0 \text{ MeV}$, x: Elektronen, o: Löcher

Es wird ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang zwischen der Neutronen-Fluenz und der Trappingzeitkonstante erwartet, da τ_+ reziprok zur Trappingzentrendichte ist (3.2.3) [SZE69]. In Abbildung 4.12. sind daher $1/\tau_{+,e}$ und $1/\tau_{+,h}$ aus den 5.0 MeV-Bestrahlungen gegen \emptyset aufgetragen. Der von 0 verschiedene y-Achsenabschnitt der eingezeichneten Regressionsgeraden deutet auf die schon im unbestrahlten Material vorhandenen Trappingzentren hin.

Gerade für Anwendungen in der Hochenergie-Physik ist der Ladungssammlungsverlust beim Durchtritt eines minimal ionisierenden Partikels, eines MIPs, interessant. Unter der vereinfachenden Annahme, daß das Feld im Detektor homogen ist, was für Spannungen weit über U_{dep} gut erfüllt ist, gilt dafür:

$$\Delta Q/Q_{0, MIP} = 1/6 [t_{c,e}/T_{t,e} + t_{c,h}/T_{t,h}] . \quad (4.10)$$

In Abbildung 4.13. ist dieser "MIP-Ladungssammlungsverlust" nach Bestrahlung mit 5.0 MeV-Neutronen für die Betriebsspannung 200 V gegen die Fluenz aufgetragen. Wie zu erkennen ist, bleibt der Ladungssammlungsverlust auch bei Fluenzen von $2.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ unter 1 %. Die Forderung an die Stabilität der Energiekalibrierung wird also leicht erfüllt.

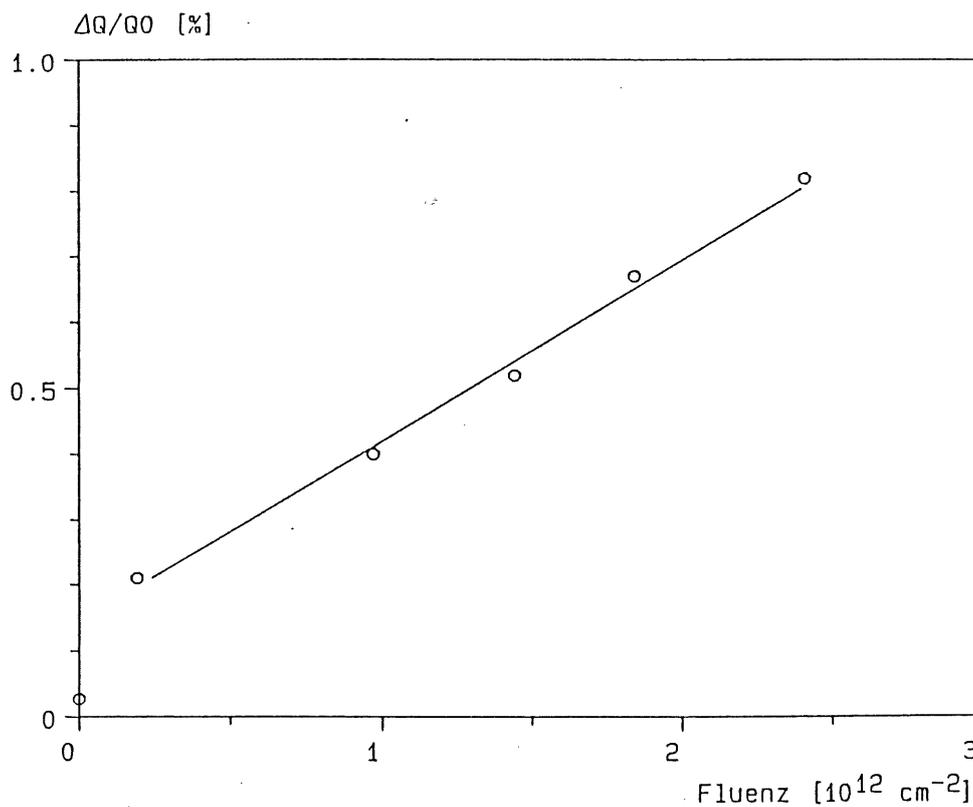


Abb. 4.13. MIP-Ladungssammlungsverlust bei 200 V gegen Fluenz, $E_n = 5.0 \text{ MeV}$.

Die Änderungsrate von $\Delta Q/Q_{0, MIP}(200 \text{ V})$ in Abhängigkeit von der Fluenz wird in Anlehnung an die Strom- und N_{eff} -Schädigungsraten mit γ bezeichnet:

$$\gamma = \frac{d[\Delta Q/Q_0, \text{MIP}(200 \text{ V})]}{d\phi} \quad (4.11)$$

γ hat bei 5.0 MeV-Neutronen einen Wert von $2.8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$.

Auch die Verringerung der Trappingzeitkonstanten unterliegt einer gewissen Selbstausheilung. Deshalb wurden sie bei einem Detektor (88-13B1) 152 d nach der Bestrahlung noch einmal gemessen. Die in Tabelle 4.5. mit den vorherigen Ergebnissen verglichenen Werte zeigen deutlich, daß hauptsächlich die Elektronen-Komponente des Trappings ausheilt.

Tab. 4.5. Langzeitverhalten der Trappingzeitkonstanten (Det.: 88-13B1)

Zeit nach Bestrahlung [d]	$\tau_{t,e}$ [μs]	$\tau_{t,h}$ [μs]
1		0.58
4	0.44	
152	0.87	0.61

4.4 Tempern und Wiederbestrahlen

Um die Möglichkeiten einer Reduzierung der Schädigung durch Temperung zu untersuchen, die durch den hohen Preis der Detektoren motiviert sind, wurden einige geschädigte Detektoren in einem Heißluftofen getempert. Dabei interessierten die Wirkungen auf den Sperrstrom, die effektive Donator-Konzentration und die Ladungssammlung. Es ist bekannt [HER89], daß die Reduzierung des Sperrstromanstieg $\Delta I/\Delta I_0$ bei einer Temperatur von 200°C und einer Temperungsdauer von 1 h am größten ist (siehe auch Abbildung 4.14.). Andererseits läßt der in Abbildung 4.15. dargestellte Verlauf von N_{eff} beim isochronalen Tempern erkennen, daß die Temperaturen

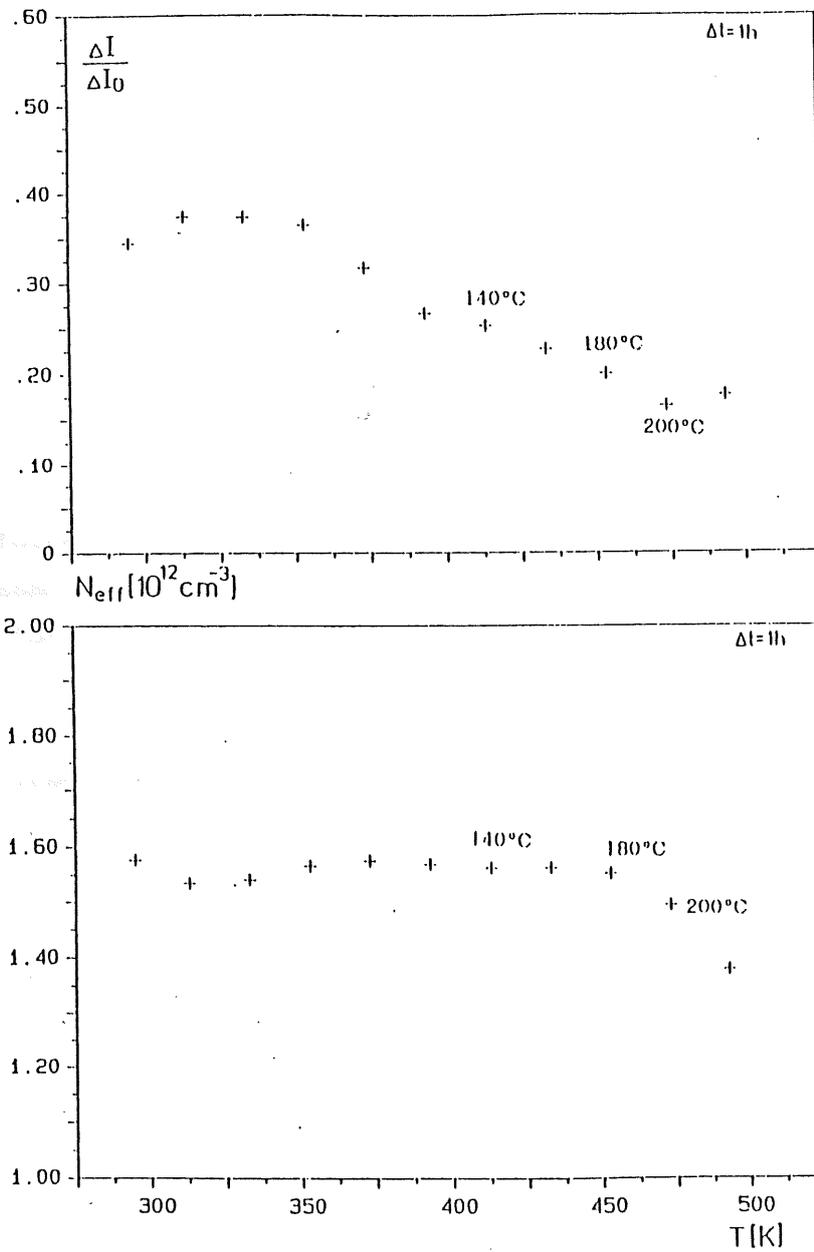


Abb. 4.14. und 4.15. Isochronales Tempern [HER89], $E_n = 14.1 \text{ MeV}$,
 $\Phi = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, Det.: 88-02B3, 2 kOhm·cm. Siehe auch Text.

140°C und 180°C für die Donator-Konzentration günstiger sind. Bei diesen Temperaturen ändert sich nämlich N_{eff} kaum, während durchaus eine Stromausheilung zu erkennen ist. In Tabelle 4.6. sind die untersuchten Verfahren aufgeführt.

Tab. 4.6. Temperung

Detektor	Temperatur [°C] / [K]		Dauer [min]
88-11B3	200	473	60
88-13B4	200	473	60
88-13B5	180	453	60
88-13B2	140	413	60

In der folgenden Tabelle 4.7. sind die Ergebnisse aus dieser Versuchsreihe zusammengestellt. Bemerkenswert sind besonders die Werte für $\tau_{t,e}$, aber auch für N_{eff} .

Tab. 4.7. Tempern (1 h)

T [°C]		$\Delta I/\Delta I_0$ [%]	N_{eff} [10^{12} cm ⁻³]	$\tau_{t,e}$ [μ s]	$\tau_{t,h}$ [μ s]
140	vorher	31	0.32	0.7	0.7
	nachher	14	0.19	1.5	0.6
180	vorher	31	0.35	0.9	0.9
	nachher	8	0.09	3.0	0.5
200	vorher	32	0.44	1.6	1.1
	nachher	9	0.15	4.1	0.4

Die teilweise drastische Erniedrigung der Löcher-Trappingzeitkonstanten führt dazu, daß nur bei 140°C der "MIP-Ladungssammlungsverlust" nicht schlechter wird. Bei 180°C steigt er von 0.5 % auf 0.7 %, bei 200°C von 0.4 % auf 0.8 %. Dabei ist zu bedenken, daß auch bei Raumtemperatur nur die Elektronen-Komponente ausheilt (siehe Tabelle 4.5.).

Dies sollte zu einem Überdenken der Qualitäts-Maßstäbe Anlaß geben. Unter Rücksichtnahme auf eine stabile Energie-Kalibrierung sollte der Auswirkung des Temperns auf die Ladungssammlung größere Aufmerksamkeit gewidmet werden.

Um den Einfluß der Temperungsdauer auf die Ladungssammlung genauer zu untersuchen, wurde ein Detektor in 15 min-Schritten bei 140°C behandelt. Einige Ergebnisse sind in Tabelle 4.8. enthalten, Abbildung 4.16. zeigt die Auswirkungen auf die Trappingzeitkonstanten.

Die sich in der Verringerung von τ_+ ausdrückende Erhöhung der Trappingzentrendichte geht wahrscheinlich auf ein Abspalten von Punktdefekten aus Clustern zurück. Da diese als Generationszentren wirken, nimmt der Sperrstrom dabei ab.

Tab. 4.8. Isothermales Tempern, 140°C, Schritte à 15 min

t [min]	$\Delta I/\Delta I_0$ [%]	N_{err} [10^{11} cm $^{-3}$]	$\Delta Q/Q_{0, MIP}(200 V)$ [%]
0	31	5.6	0.4
15	21	5.5	-
30	16	5.5	0.3
45	15	5.4	0.4
60	14	5.3	0.4

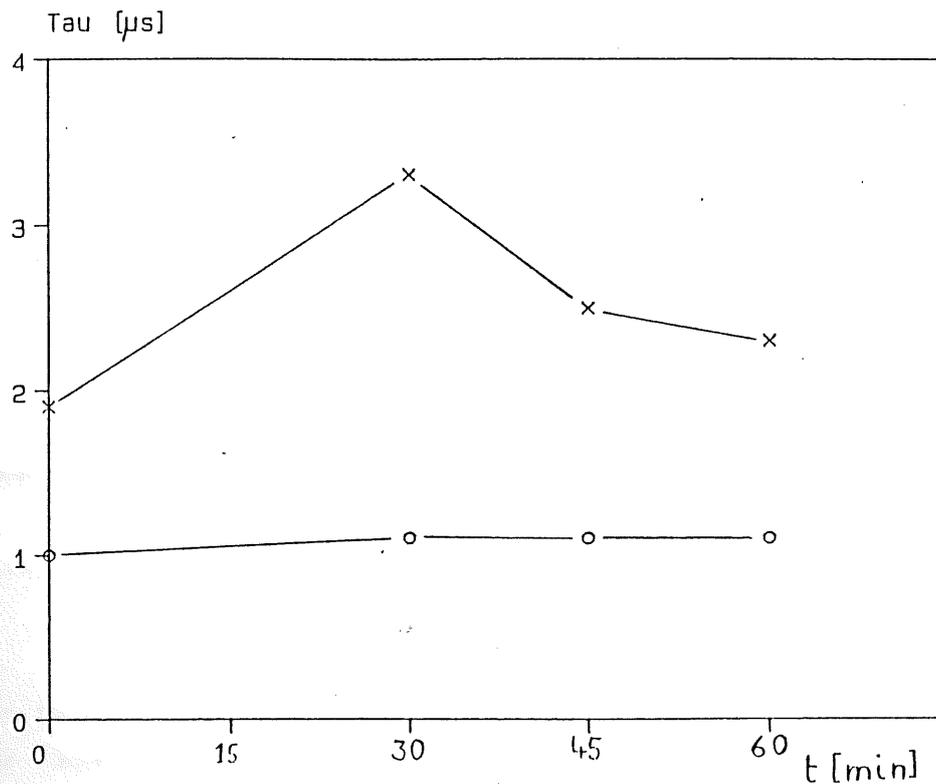


Abb. 4.14. Trappingzeitkonstanten gegen Temperungsdauer bei 140°C,
Det.: 88-10B5, $E_n = 5.0$ MeV, $\Phi_n = 1 \cdot 10^{12}$ cm⁻², x: Elektronen, o: Löcher

Weiterhin stellt sich die Frage, inwieweit sich durch Tempern das Verhalten der Detektoren bezüglich Schädigung und Temperung ändert. Deshalb wurden einige Detektoren zweimal bestrahlt (siehe auch Tabelle 3.3.) und danach jeweils einer Wärmebehandlung unterzogen. Der Tabelle 4.9. ist das Protokoll dieses Verfahrens zu entnehmen.

Tab. 4.9. Zyklisches Schädigen und Tempern

Detektor →		88-11B3	88-13B4
1. Bestr., 14.1 MeV	Fluenz [cm^{-2}]	$10.0 \cdot 10^{11}$	$4.4 \cdot 10^{11}$
1. Temperung	T [$^{\circ}\text{C}$]	200	200
	Dauer [min]	60	60
2. Bestr., 14.1 MeV	Fluenz [cm^{-2}]	$30.0 \cdot 10^{11}$	$16.1 \cdot 10^{11}$
2. Temperung	T [$^{\circ}\text{C}$]	200	200
	Dauer [min]	60	60

Wie den in Tabelle 4.10. zusammengestellten Werten der Schädigungsrate α und der Schädigungskonstante k zu entnehmen ist, ändert sich das Verhalten im Rahmen der Fehler nicht.

Für β wurden bei der 2. Bestrahlung wesentlich niedrigere Werte als zuvor gemessen: 0.02 cm^{-1} beim 88-11B3 ($\Phi = 30.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) bzw. 0.08 cm^{-1} beim 88-13B4 ($\Phi = 16.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Diese Werte sind allerdings mit einem sehr großen Fehler behaftet, da U_{dep} nur schlecht aus den Kapazitätskurven bestimmt werden kann.

Tab. 4.10. Schädigung nach Temperung (1 h, 200°C), $E_n = 14.1 \text{ MeV}$

Detektor	α [10^{-10} A/cm]		k [$10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$]	
	vorher	nachher	vorher	nachher
88-11B3	1.399	1.544	2.26	2.49
88-13B4	1.511	1.412	2.44	2.28

Die beiden Detektoren (88-11B3 und 88-13B4) wurden nach der 2. Bestrahlung auch einer 2. Temperungsprozedur von 1 h, 200°C unterzogen. Dabei ging es um die Frage, ob sich die Lebensdauer eines Detektors vervielfachen läßt.

In den Abbildungen 4.17. und 4.18. sind die Sperrstrom-Charakteristiken der beiden Detektoren vor der 1. Temperung (1), direkt nach der 1. Temperung (2), vor der 2. Temperung (nach der 2. Bestrahlung) (3), direkt nach der 2. Temperung (4) und 1 d nach der 2. Temperung (5) dargestellt. (Der weitere Anstieg des Sperrstroms oberhalb von U_{dep1} beim 88-13B4, Kurve 1 und 2, ist auf Ladungsträger-Injektion vom Rückkontakt zurückzuführen). In den Abbildungen 4.19. und 4.20. sind die Kapazitäts-Charakteristiken der beiden Detektoren vor der 1. Temperung (1), nach der 1. Temperung (2), vor der 2. Temperung (nach der 2. Bestrahlung) (3) und 1 d nach der 2. Temperung (4) dargestellt (die Kapazitäts-Charakteristiken direkt nach der 2. Temperung unterscheiden sich kaum von denen 1 d später). Dabei wurde jeweils die doppelt-logarithmische Auftragung gewählt, um Abweichungen der Kurven von der normalerweise erwarteten Wurzelabhängigkeit deutlich zu machen.

Zunächst zum 88-11B3 (Abbildungen 4.17. und 4.19.):

Die Kurven 1 und 2 zeigen, daß mit der Ausheilung des Sperrstrom-Anstieges bei der 1. Temperung eine starke Verminderung der Donatoren-Konzentration einhergeht. Soweit verhält sich das Material allerdings den Erwartungen entsprechend: sowohl Strom- als auch Kapazitätskurven zeigen deutlich die normale Wurzelabhängigkeit, was auf Volumeneffekte schließen läßt. Nach der 2. Bestrahlung (Kurve 3) ändert sich das Bild. Die Strom- und auch die Kapazitätskurve zeigt keine erkennbare Wurzelabhängigkeit mehr, und die MOS-Kapazität fehlt. Aus der Stromkurve würde man auf sehr niedrige Werte für U_{dep1} schließen (um 5 - 10 V), während die Kapazitätskurve einen Wert von 18 V liefert. Nach der 2. Temperung (Kurven 4 und 5) verschlechtert sich die Situation weiter: es findet keine Stromausheilung mehr statt, sondern der Strom steigt stark an. Die Kapazitätskurve ließe (abgesehen von der fehlenden Wurzelabhängigkeit) auf eine starke Erhöhung von N_{eff} schließen.

Dieses Verhalten läßt sich dadurch erklären, daß durch die hohe Schädigung bei der 2. Bestrahlung eine Konvertierung des Materials von der n- zur p-Leitung stattgefunden hat. Dies wurde später durch einen

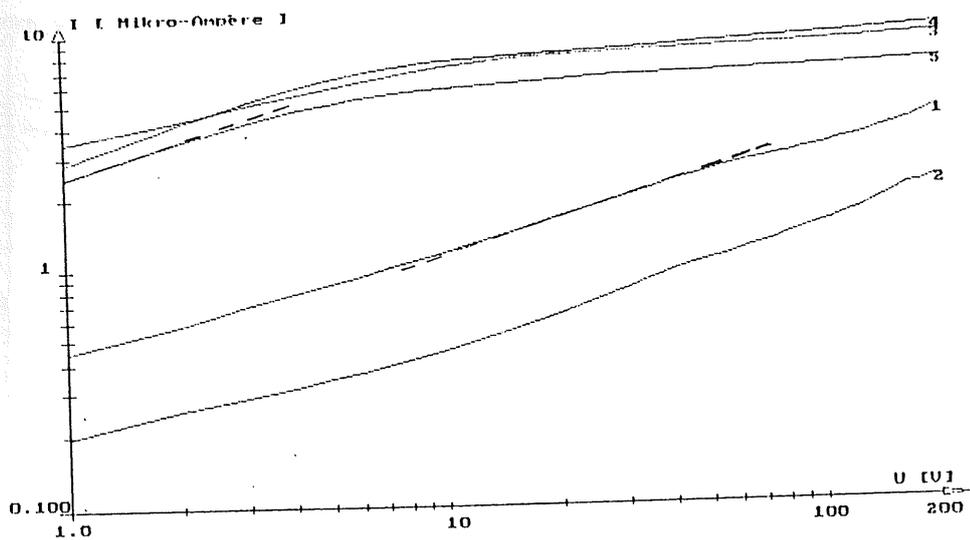
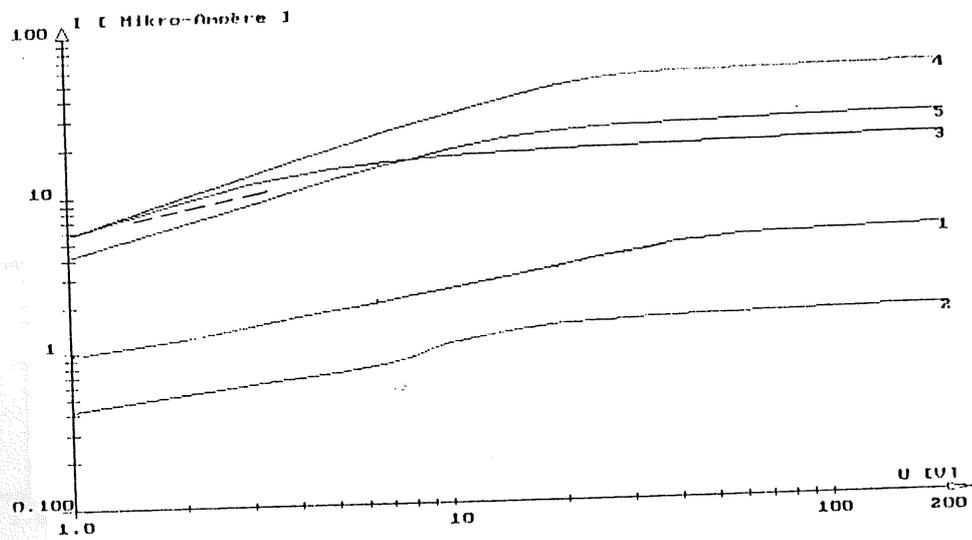


Abb. 4.15. und 4.16. Sperrstrom vor 1. Tempern (1), nach 1. Tempern (2), nach 2. Bestrahlung (3), direkt nach 2. Tempern (4), 1 d nach 2. Tempern (5), oben: 88-11B3, unten: 88-13B4, $E_n = 14.1$ MeV, Fluenzen: siehe Tab. 3.3, gestrichelt: Steigung $\frac{1}{2}$

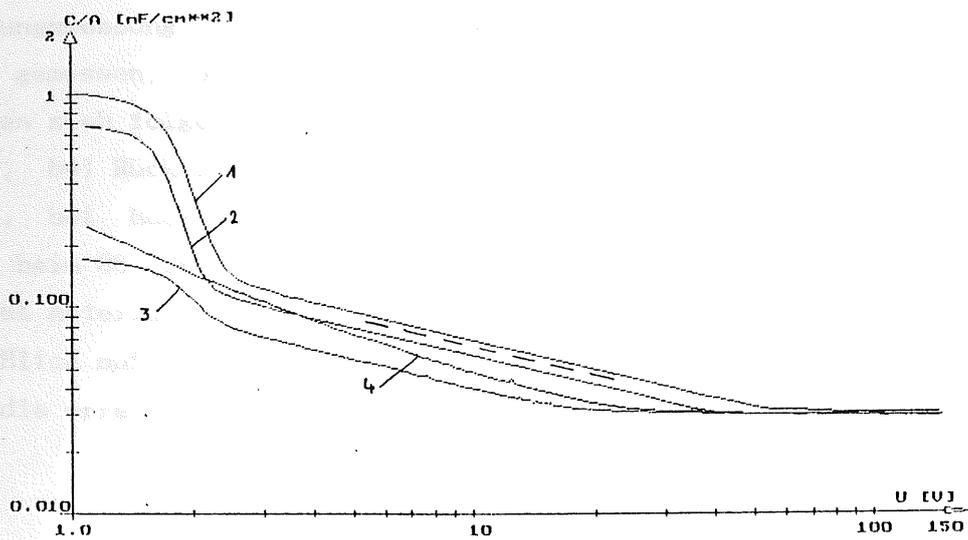
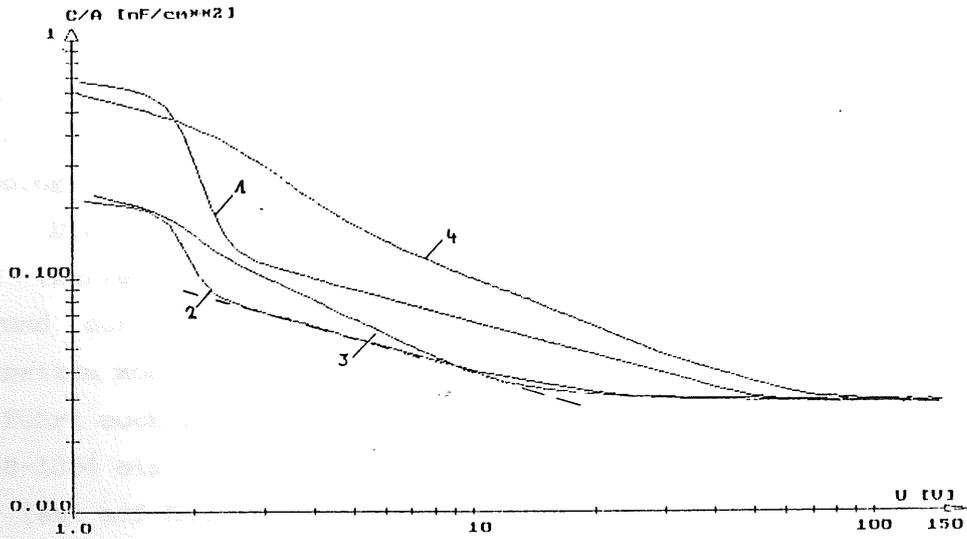


Abb. 4.17. und 4.18. Kapazitäts-Charakteristiken vor 1. Tempern (1), nach 1. Tempern (2), nach 2. Bestrahlung (3), 1 d nach 2. Tempern (4), Freq.: 10 kHz, oben: 88-11B3, unten: 88-13B4, $E_n = 14.1$ MeV, Fluenzen: siehe Tab. 3.3., gestrichelt: Steigung $-\frac{1}{2}$

Test bestätigt (siehe unten). Diese Konvertierung wurde beim 2. Tempern verstärkt. Die Verarmungszone wächst also nicht mehr von der Frontelektrode, sondern wahrscheinlich von der Rückelektrode aus. Dies erklärt das Fehlen der MOS-Kapazität nach dem 2. Bestrahlen. Auch lassen die geometrischen Verhältnisse an der Rückelektrode (Ausdehnung wesentlich größer als Frontelektrode) eine strenge Wurzelabhängigkeit des verarmten Volumens von der Sperrspannung nicht mehr erwarten.

Ähnlich beim 88-13B4 (Abbildungen 4.18. und 4.20.):

Durch die geringere Schädigung blieb hier das normale Verhalten bis nach der 2. Bestrahlung erhalten (Kurven 1,2,3) (Kurve 3 beim Strom zeigt allerdings, daß die Build-In-Spannung nicht mehr vernachlässigt werden kann). Die Konvertierung zur p-Leitung findet erst bei der 2. Temperung statt (Kurven 4 und 5). In Kurve 5 ist jedoch zu sehen, daß sich hier aufgrund der niedrigeren Schädigung doch noch Ausheilungsvorgänge durchsetzen können. Diese Ausheilung der Donator-Konzentrationsverminderung führt auch dazu, daß aus dem später erfolgten Test auf Konvertierung der 88-13B4 als n-leitend hervorging.

Der Test auf Konvertierung des Materials von der n- zur p-Leitung wurde folgendermaßen vorgenommen: Die Detektoren wurden wie bei der Ladungssammlungsmessung mit Alpha-Teilchen beschossen. Es wurde die Spannung U_{max} gemessen, oberhalb derer das Signal nur noch gering anstieg. Es ergaben sich folgende Ergebnisse: Beim 88-13B4 war U_{max} bei Fronteinschuß 30 V, bei Rückeinschuß 104 V. Beim 88-11B3 war U_{max} bei Fronteinschuß 193 V, bei Rückeinschuß 13 V. Daraus folgt: Die Verarmungszone breitet sich beim 88-11B3 von der Rückelektrode aus. Dies läßt darauf schließen, daß das Material von n- zur p-Leitung konvertiert ist.

Ein Blick auf die Trappingzeitkonstanten (Tabelle 4.11.) zeigt, daß auch hier die erreichten Verbesserungen gering sind.

Tab. 4.11. Trappingzeitkonstanten nach 2. Tempern (1 h, 200°C)

Detektor	$\tau_{t,e} [\mu\text{s}]$		$\tau_{t,h} [\mu\text{s}]$	
	vorher	nachher	vorher	nachher
88-11B3	0.30	0.29	0.30	0.46
88-13B4	0.65	0.86	0.51	0.52

Aus all dem folgt, daß das bisher favorisierte Temperungsverfahren 1 h / 200°C bei zweimaliger Anwendung nicht den gewünschten Erfolg bringt. Dies zeichnete sich auch schon bei den Ergebnissen für den Ladungssammlungsverlust nach dem 1. Tempern ab. Durch das Tempern bei dieser Temperatur werden in einem solchen Maße Defekte durch Aufspaltung neu erzeugt, daß die Vorteile verloren gehen.

Die Entwicklung einer besseren Temperungsprozedur, die mit den hier gewonnenen Ergebnissen bei 140°C begonnen wurde, stellt sich also als wichtige Frage für die Zukunft.

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren mit Neutronen bestrahlt und die dabei auftretenden Schädigungseffekte detailliert untersucht. Ein Teil der Detektoren wurde an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig mit 1.2 und 5.0 MeV-Neutronen, ein anderer Teil in der Radiologie des Universitätskrankenhauses Eppendorf in Hamburg mit 14.1 MeV-Neutronen bestrahlt. Es wurden Fluenzen bis zu $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ erreicht.

Untersucht wurden folgende Bestrahlungsauswirkungen: Sperrstromanstieg, Reduzierung der effektiven Donator-Konzentration und Ladungssammlungsverlust aufgrund von Trapping. Dabei wurden der Fluenz- und Energieabhängigkeit der Schädigung besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Weiterhin wurde die Reduzierung der Schädigung durch Temperungsprozeduren untersucht, um eine Verlängerung der Lebensdauer der Detektoren zu erreichen.

Die Ergebnisse der Untersuchungen sind wie folgt:

Um vergleichbare Ergebnisse zu erzielen, wurde der beobachtete Sperrstromanstieg, der auf der Erzeugung von Generationszentren im Volumen beruht, mit einer Selbstausheilungsfunktion [FRE89, HER89] korrigiert. Damit wurden erstaunlich gute Resultate erzielt, obwohl diese Korrekturfunktion an Material anderen spezifischen Widerstandes gewonnen wurde. Der Sperrstromanstieg ist im betrachteten Fluenzbereich proportional zur Fluenz, sodaß er durch eine konstante Schädigungsrate ausgedrückt werden kann. Diese ist von der Neutronen-Energie abhängig.

Als volumenbezogene Schädigungsraten des Sperrstroms wurden die Werte $0.8 \cdot 10^{-10} \text{ A/cm}$ bei 1.2 MeV, $1.4 \cdot 10^{-10} \text{ A/cm}$ bei 5.0 MeV und $1.5 \cdot 10^{-10} \text{ A/cm}$ bei 14.1 MeV gemessen.

Diese Werte wurden mit Literaturwerten verglichen, die die Anzahl von Versetzungsdefekten pro Neutron in Abhängigkeit von dessen Energie beschreiben (Versetzungs-Kerma-Faktor $K_D(E)$). Man erhält als Normierungs-

faktoren für die Schädigung relativ zu einer Neutronen-Energie von 1 MeV: 1.2 für 1.2 MeV, 2.1 für 5.0 MeV und 2.3 für 14.1 MeV. Mit diesen Werten wäre die Fluenz zu multiplizieren, um eine äquivalente 1 MeV-Fluenz zu erhalten, die denselben Sperrstromanstieg verursacht. Der Wert für 1.2 MeV wird übrigens durch die "Messenger-Funktion" [MES65] besser wiedergegeben als durch die neueren Literaturwerte [AST85]. Ein Problem ist dabei der sehr sprunghafte Verlauf von K_D im Bereich um 1 MeV. Um die Werte besser vergleichen zu können, sollte eine Normierung auf z.B. 14.1 MeV erfolgen, da die Funktion hier hinreichend glatt ist.

Wendet man die gefundenen Normierungsfaktoren auf die Schädigungsrate an, so erhält man eine Schädigungsrate für 1 MeV von $0.66 \cdot 10^{-10}$ A/cm. Das bedeutet z.B., daß ein Detektor von 23 cm^2 Fläche und $400 \text{ }\mu\text{m}$ Dicke, wie er im H1-PLUG-Kalorimeter eingesetzt wird, bei einer Bestrahlung mit 10^{11} cm^{-2} 1 MeV-Neutronen ohne Selbstausheilung einen Sperrstromanstieg von über $60 \text{ }\mu\text{A}$ erleiden würde. Wird diese Fluenz allerdings während eines Zeitraumes von 1 Jahr erreicht, so führt die Selbstausheilung dazu, daß der tatsächliche Anstieg nur ca. $20 \text{ }\mu\text{A}$ beträgt.

Nach Selbstausheilungskorrektur und Normierung [LIN89] findet man in der Literatur als Schädigungsrate: $0.64 \cdot 10^{-10}$ A/cm [OHS89], $1.04 \cdot 10^{-10}$ A/cm [VIS89] und $0.61 - 0.67 \cdot 10^{-10}$ A/cm [KRA89]. Bis auf den Wert von Vismara et al [VIS89] findet man also eine gute Übereinstimmung.

Durch die Bestrahlung mit Neutronen wird die effektive Donator-Konzentration verringert. Die β genannte Verringerungsrate ist zur Donator-Konzentration proportional, da ihr kein Erzeugungs-, sondern ein Wegfangmechanismus zugrunde liegt. Damit ergibt sich eine exponentielle Fluenzabhängigkeit für β . Es wurde eine ausgeprägte Selbstausheilung festgestellt, die derjenigen des Sperrstromanstieges ähnelt und eine Auswertung der Meßwerte erschwerte. Es ist für die Zukunft von großer Bedeutung, eine Selbstausheilungsfunktion wie beim Sperrstromanstieg zu gewinnen. Erst dann sind Aussagen über die Energieabhängigkeit von β möglich. Bei vorher unbestrahlten Detektoren ($5 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$) und einer Neutronen-Energie von 5.0 MeV wurde ein β von 0.4 cm^{-1} gemessen.

Der Ladungssammlungsverlust nimmt proportional zur Fluenz zu. Die Trappingzeitkonstanten für Elektronen und Löcher sanken von vorher $8-160 \text{ }\mu\text{s}$

auf 0.5-2 μ s. Hier sind keine signifikanten Unterschiede zwischen der Elektronen- und der Löcherkomponente festzustellen. Jedoch zeigt die Elektronenkomponente im Gegensatz zur Löcherkomponente eine Selbstausheilung, hier fehlen allerdings noch weitere Daten, die eine Quantifizierung ermöglichen würden. Die Steigerungsrate des Ladungssammlungsverlustes für minimal ionisierende Teilchen bei 200 V hat bei 5.0 MeV einen Wert von $\gamma = 2.8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Daraus folgt, daß die geforderte Stabilität der Energie-Kalibrierung von 1 % bis zu Fluenzen über $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ eingehalten werden kann.

Weiterhin wurden die Möglichkeiten einer Verlängerung der Lebensdauer der Detektoren durch Wärmebehandlung (Temperung) untersucht. Das bisher favorisierte Verfahren (200 °C über einen Zeitraum von 1 Stunde) scheidet dabei wegen der deutlichen Verschlechterung der Ladungssammlung und der starken Neuerzeugung von Defekten bei wiederholter Anwendung aus. Insbesondere ist zu bemerken, daß auch hier nur die Elektronenkomponente des Trappings ausheilt. Die Neuerzeugung bzw. Aufspaltung von Defekten geht bis zur Konversion des Materials von der n- zur p-Leitung.

Deshalb wird als vorläufiger Kompromiß zwischen Stromausheilung (84 %) und nicht verschlechterter Ladungssammlung der Prozeß 140°C / 30 min vorgeschlagen.

Da sich die Schädigungsrate nach dem Tempern (soweit untersucht) nicht ändert, sollte sich so die Lebensdauer der Detektoren zumindest verdoppeln lassen.

A. Anhang

A.1 Literaturverzeichnis

- [AST85] Standard Practice for Characterizing Neutron Energy Fluence Spectra in Terms of an Equivalent Monoenergetic Neutron Fluence for Radiation-Hardness Testing of Electronics; ASTM E 722-85 (1985).
- [BRA89] Bräunig, D. : Wirkung hochenergetischer Strahlung auf Halbleiterbauelemente; Springer Verlag Berlin Heidelberg New York (1989).
- [BRE80] Brede, H.J. et al : The Braunschweig Accelerator Facility for fast Neutron Research. I. Building Design and Accelerators; Nucl. Instr. Meth. 169 (1980) 349.
- [CAN71] Canalli, C. et al : Drift Velocities of Electrons and Holes and associated Anisotropic Effects in Silicon; J. Phys. Chem. Solids 32 (1971) 1707.
- [FRE87] Fretwurst, E. et al : Development of Large Area Silicon Detectors; Nucl. Instr. Meth. A253 (1987) 467.
- [FRE89] Fretwurst, E. et al : Silicon Detector Development for Calorimetry - Technology and Radiation Damage, Contr. 5th European Symposium on Semiconductor Detectors, Munich (1989); Nucl. Instr. Meth. A288 (1990) 1.

-
- [GRA88] Graf, M. : Untersuchungen zum intrinsischen Energieauflösungsvermögen und Ladungssammlungs-Defizit in Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren; Diplomarbeit, 1. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1988).
- [GOS59] Gossick, B.R. : Disordered Regions in Semiconductors Bombarded by Fast Neutrons; J. Appl. Phys. 30 (1959) 1214.
- [GRE70] Gregory, B.L. et al : Transient Annealing of Defects in Irradiated Silicon Devices; Proc. IEEE 56 (1970) 1328.
- [GRO88] Groom, D.E. : Radiation Levels for SSC Calorimetry; SSC-SR-1033 (1988);
- [H1-87] H1 Technical Proposal, Hamburg 1987 Technical Progress Report H1-TR 110, Hamburg (1987).
- [HER89] Herdan, H. : Untersuchungen von Strahlenschädigungen an Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren durch 14.1 MeV Neutronen; Diplomarbeit, 1. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1989).
- [KEM84] Kemmer, J. : Improvement of Detector Fabrication by the Planar Process; Nucl. Instr. Meth. A226 (1984) 89.
- [KRA89] Kraner, H.W. et al ; Nucl. Instr. Meth. A279 (1989) 266.
- [LIN89] Lindström, G. et al : Radiation Damage Effects in Silicon Detectors, Contr. Workshop on Calorimetry for the SSC, Tuscaloosa/Alabama (1989).
- [MES65] Messenger, G.A. ; IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12, 53 (1965).
- [MIL77] Miller, L. et al : Capacitance Transient Spectroscopy; Rev. Matter Sci. 377 (1977), nach [BRA89].
-

- [MOR54] Morin, F.J. et al : Electrical Properties of Silicon Containing Arsenic and Boron; Phys. Rev. Vol. 96. No. 1 (1954) 28.
- [NEU66] Neuert, H. : Kernphysikalische Meßverfahren; G. Braun, Karlsruhe (1966).
- [OHS89] Ohsugi, T. et al ; HUPD-8903 (1989).
- [SIF65] Siffert, P. et al ; IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12, 284 (1965).
- [SRO70] Srour, J.R. : Short Term Annealing in Electron-Irradiated p-Type Silicon; IEEE-Trans. Nucl. Sci. 17 (1970) 118.
- [STR86] Strzelczyk, H. : Experimentelle Einrichtungen für Kalibrierungen am Dosimetriemeßplatz der Gruppe 6.5 "Neutronendosimetrie" der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt; PTB-ND-27 (1986).
- [STE67] Stein, H.J. : Energy Dependence of Neutron Damage in Silicon; J. Appl. Phys. 38 No.1 (1967) 204, nach [HER89].
- [SZE69] Sze, S.M. : Physics of Semiconductor Devices; John Wiley, New York (1969).
- [VIS89] Vismara, L. et al ; Workshop on Calorimetry for the SSC (1989).
- [VLI80] Van Lint, V.A.J. et al : Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials; Vol. 1, John Wiley, New York (1980).
- [WAT65] Watkins, G.D. : Radiation Damage in Semiconductors; Academic Press, New York (1965), nach [BRA89].

[WUN86] Wunstorf; R. : Untersuchungen zur Diodencharakteristik von
Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren;
Staatsexamensarbeit, 1. Institut für Experimentalphysik,
Universität Hamburg (1986).

A.2 Bestrahlungstabellen 1.2 und 5.0 MeV

Tab. A.1. Bestrahlung mit 1.2 MeV-Neutronen, Zeitplan

Bestrahlungsintervall	Beginn [min]	Dauer [min]
1	0	155
2	816	330
3	1231	336
4	2243	283
5	2590	445
6	3713	300
7	4063	415
8	5113	180

Tab. A.2. Bestrahlung mit 5.0 MeV-Neutronen, Zeitplan

Bestrahlungsintervall	Beginn [min]	Dauer [min]
1	0	420
2	1162	295
3	1523	354
4	2525	357
5	2947	360
6	3972	360
7	4392	345
8	5457	132

Tab. A.3. Bestrahlung mit 1.2 MeV-Neutronen, Fluenzen und Detektoren

Bestrahlungsintervall	88-12B5	88-12B4	88-11B1	88-12B2
1	0.630	0.448	0.335	0.260
2	1.868	1.329	0.993	0.771
3	1.936	1.377	1.029	
4	1.532	1.090	0.814	
5	2.290	1.629	1.217	
6	1.655	1.177	0.880	
7	2.333	1.660	1.240	
8	1.001	0.712	0.532	

alle Fluenzen in 10^{11} cm^{-2}

Tab. A.4. Bestrahlung mit 5.0 MeV-Neutronen, Fluenzen und Detektoren

Bestrahlungsintervall	88-13B1	88-13B2	88-13B5	88-10B5	88-08B3
1	3.931	3.007	2.360		1.895
2	2.668	2.040	1.601	1.286	
3	3.380	2.585	2.029	1.629	
4	3.184	2.435	1.911	1.535	
5	3.198	2.446	1.920	1.542	
6	3.151	2.410	1.891	1.519	
7	3.372	2.579	2.024	1.625	
8	1.181	0.903	0.709	0.569	

alle Fluenzen in 10^{11} cm^{-2}

A.3 Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Lindström für die sehr interessante Aufgabenstellung, bei Herrn Dr. Fretwurst und Frau Wunstorf für die exzellente Betreuung, bei den Herren Pein und Schatz für die gute Unterstützung, bei Herrn Dipl. Physiker Herdan für die Vorarbeit, bei Herrn Dipl. Physiker Rollwagen für den Tee, bei den Herren Andersen, Schleyer, Schulz, Thomsen und Wahlen für die netten Tischgespräche.

Besondere Beachtung verdient der selbstlose Einsatz der Mitarbeiter der Gruppe "Neutronendosimetrie" der PTB-Braunschweig und der Abteilung Strahlentherapie des UKE-Hamburg.

Hiermit versichere ich, diese Arbeit ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel selbst erstellt zu haben.

Hamburg, den 23.4.1990
