

**Ladungsträgertransportdynamik in CVD
Diamantschichten und mikroelektronischen Bauelementen
untersucht mit einem fein fokussierten Ionenstrahl**

**Anwendungsmöglichkeiten einer Schwerionenmikrosonde
in der Materialforschung**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften



vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe - Universität
in Frankfurt am Main

von
Michael Schlögl
aus Berlin

Frankfurt am Main 2001

Vom Fachbereich Physik der

Johann Wolfgang Goethe - Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Werner Mäntele

Gutachter: Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking, Prof. Dr. Wolfgang Heinrich

Datum der Disputation: 21.12.2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	3
2	Die Mikrosonde - Wirkungsweise und Auflösungsvermögen	5
2.1	Bestrahlungen mit einzelnen Ionen - Der Strahlschalter	7
3	Die Wirkung hochenergetischer Ionenstrahlung auf Festkörper	8
3.1	Prozesse im elektronischen System des Projektils	8
3.2	Energiedeposition des Ions im Festkörper und Erzeugung freier Ladungsträger.....	8
4	Messungen zur Fähigkeit von CVD Diamant durch schnelle Ionen erzeugte Ladungsträger zu sammeln.....	12
4.1	Einleitung	12
4.2	Materialeigenschaften von CVD Diamanten	12
4.2.1	Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares	15
4.2.2	Ladungsträgerfallen und resultierende Pulshöhenspektren	16
4.2.3	Spannungs-Strom-Charakteristik des untersuchten CVD Diamanten.....	19
4.3	CVD Diamantdetektoren-Detektoren mit hoher Zeitauflösung	20
4.4	Untersuchung der Ladungssammlungseigenschaften von CVD Diamant mit der Mikrosonde	23
4.4.1	Bestrahlung der Wachstumsseite des CVD Diamanten	24
4.4.2	Bestrahlung einer Bruchkante des CVD Diamanten	29
4.4.3	Gepumpte CVD Diamanten	32
4.4.4	Zerstörung der Detektoreigenschaften	35
4.4.5	Bereiche höchster und geringster Ladungssammlung.....	37
4.4.6	Unterschiedliche Polarität bei der Detektorvorspannung	39
4.4.7	Eichung der Ladungssammlungsspektren mit einer α -Quelle	40
4.5	Zusammenfassung und Ausblick	42
5	Messungen zur Strahlenempfindlichkeit von Mikroelektroniken	43
5.1	Einleitung	43
5.2	Single Event Effects in mikroelektronischen Bauelementen	46
5.2.1	Fehler die durch ionisierende Strahlung in Halbleiterbauelementen hervorgerufen werden.....	46
5.2.2	Konventionelle SEE Testmethode	48
5.2.3	Simultane Messungen von Single Event Upsets und Latchups in einem statischen RAM	50
5.2.4	SEUs, SELs und Kombinationen aus SEUs und SELs	55
5.2.5	Schlussfolgerungen.....	58
5.3	Messungen der Empfindlichkeit von schnell getakteten Schaltkreisen im Ionenstrahl.....	59
5.3.1	Einleitung	59
5.3.2	Vor- und Nachteile von Messungen mit der Mikrosonde.....	59
5.3.3	Für dieses Experiment wichtige Eigenschaften des UNILACs.....	60
5.3.4	Der Schaltkreis	61
5.3.5	Die Targetplatte	62
5.3.6	Der Sekundärelektronendetektor und die schnelle Trefferidentifikation.....	63
5.3.7	Signalverarbeitung und Datenaufnahme.....	66
5.3.8	Messergebnisse.....	68
5.3.9	Zusammenfassung und Ausblick	69
5.4	Messung des elektronischen Ionenspurprofils in Silizium	70
5.4.1	Einleitung	70
5.4.2	Die Teststruktur	71
5.4.3	Das Experiment	72
5.4.4	Analyse des parasitären Netzwerks aus Kondensatoren und Widerständen in der Teststruktur	73
5.4.5	Messergebnisse.....	74
5.4.6	Zusammenfassung und Ausblick	76
6	Die Mikrosonde als Werkzeug zur Strukturierung.....	77
6.1	Einleitung	77
6.2	Strukturierung eines $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Supraleiters mit der Mikrosonde	78
6.3	Ergebnisse der Strukturierung	79
6.4	Diskussion	80
7	Zusammenfassung	82

8 Anhang.....	86
8.1 CNAF Listen zur Steuerung der CAMAC Module	86
8.2 Prozeduren zur Reinigung des Diamant-Detektors und zur Entfernung der Gold-Chrom-Elektroden.....	89
9 Literaturverzeichnis.....	91

1 Einleitung

Hochenergetische Ionen erzeugen beim Durchgang durch Materie eine sehr dichte Spur aus freien elektrischen Ladungsträgern. Diese Ladungsträger entstehen in einer sehr kurzen Zeit und die Dynamik dieser Ladungsträger im Festkörper führt zu physikalisch und technisch interessanten Effekten. In polykristallinen Festkörpern und in mikroelektronischen Bauelementen sind die von den Ionen hervorgerufenen Effekte stark ortsabhängig. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen des Transportverhaltens von schwerionen-induzierten Ladungsträgern in CVD (Chemical Vapour Deposition) Diamant und in mikroelektronischen Bauelementen mit Hilfe einer Schwerionen-Mikrosonde durchgeführt. Die Mikrosonde erlaubt die Beobachtung der Wirkung der erzeugten freien Ladungsträger mit einer hohen örtlichen Auflösung .

CVD Diamant ist ein polykristallines, künstlich hergestelltes Material, das für eine Reihe von Anwendungen, zum Beispiel als Detektor für hochenergetische, geladene Teilchen, sehr interessante Eigenschaften hat. Dieses Material zeigt aber leider auch ungünstige Eigenschaften, die oftmals auf die polykristalline Struktur des CVD Diamant zurückgeführt werden. Vor allem die für einige Anwendungen wichtigen Transporteigenschaften von Ladungsträgern sind im CVD Diamant teilweise unzureichend. Als Ursache hierfür werden die Korngrenzen zwischen den Einkristallen in Betracht gezogen. Da die Einkristalle in den derzeit erhältlichen CVD Diamantschichten auf der Wachstumsseite einen Durchmesser von mehr als 50 μm erreichen, erschien es sinnvoll, die polykristallinen CVD Diamantschichten mit einem fein fokussierten Ionenstrahl zu untersuchen. Die für diese Untersuchungen verwendete Ionen-Mikrosonde ermöglicht es einen Ionenstrahl auf einen Durchmesser von etwa 0,5 μm zu fokussieren. Damit konnten die örtlich stark variierenden Sammlungs-eigenschaften der polykristallinen Diamantschicht für schwerioneninduzierte Ladungsträger Punkt für Punkt gemessen werden.

Die vom Schwerion im Festkörper erzeugten freien Ladungsträger können die Ursache für Fehlfunktionen in mikroelektronischen Bauelementen sein. Untersuchungen der Wirkung ioneninduzierter Ladungsträger in mikroelektronischen Bauteilen sind ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit. Auf Grund der Komplexität dieser Bauelementen, ist der Ort des Ionentreffers im Schaltkreis von entscheidender Bedeutung für das Zustandekommen einer Fehlfunktion. Auch hier kann mit der Mikrosonde im Rahmen ihres örtlichen Auflösungsvermögens die Systemantwort auf die Störung durch das Schwerion beobachtet werden. Die genaue Kenntnis der Orte an denen der Schwerionentreffer in einer untersuchten Schaltung eine Fehlfunktion erzeugt, ist die Grundlage für die Verbesserung der Bauteile gegen die Einflüsse der Schwerionenstrahlung. Bei getakteten Bauelementen ist über den Ort des Treffers hinaus auch der Trefferzeitpunkt wichtig bei der Entstehung von Schaltfehlern. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit der Versuch unternommen, die Ionentreffer mit der Schaltflanke eines Testschaltkreises zu synchronisieren. Von diesem Experiment wurden Aussagen über das zeitliche Verhalten der Schaltkreisempfindlichkeit erwartet.

Hochenergie-Ionen-Mikrosonden werden seit etwa drei Jahrzehnten eingesetzt, um mit den fokussierten Ionenstrahlen örtlich hochaufgelöste Analysen an verschiedenen Objekten durchzuführen. Neben der Analyse mit dem fein fokussierten Ionenstrahl ist auch die

schwerioneninduzierte Strukturierungen von Festkörpern im Bereich einiger Mikrometer mit einer Ionen-Mikrosonde möglich. Als Beispiel wurde innerhalb dieser Promotion ein Dünnsupraleiter nach den Vorgaben von Kollegen der Universität Mainz mit der Mikrosonde strukturiert. Hiermit sollte gezeigt werden, dass mit der Mikrosonde auch gezielt Proben bearbeitet werden können und ihre Eigenschaften mit dem Mikrostrahl in gewünschter Weise verändert werden können. Sowohl die Analyseeigenschaften als auch die Strukturierungsmöglichkeiten von Mikrosonden machen dieses Instrument zu einem interessanten Werkzeug der modernen Physik.

Ionen-Mikrosonden können mit allen von Beschleunigern mit genügender Intensität und geringer Energieunschärfe zur Verfügung gestellten Ionen betrieben werden. Die Energie der Ionenstrahlen, die in Mikrosonden derzeit verwendet werden, reicht von einigen 100 keV bis zu einigen 100 MeV. Auch diese Werte verdeutlichen das Potenzial von Mikrosonden. Als Projektil stehen praktisch alle Elemente zur Verfügung und die verfügbaren Energien erlauben Untersuchungen, die sowohl den Oberflächenbereich der Probe als auch Tiefen bis zu vielen hundert μm betreffen.

Wichtige ionenstrahlgestützte Analyseverfahren sind die teilcheninduzierte Röntgenemission (PIXE) [7], die Rutherford Rückstreuung (RBS) [8], die Transmissionsionenmikroskopie (STIM) [9] und die nukleare Reaktionsanalyse (NRA) [10]. Alle diese Analyseverfahren können mit hoher Ortsauflösung unter Nutzung einer Mikrosonde angewendet werden.

2 Die Mikrosonde - Wirkungsweise und Auflösungsvermögen

Mit Hilfe der Ionen-Mikrosonde wird aus einem ausgedehnten Ionenstrahl ein möglichst fein fokussierter Mikrostrahl präpariert. Dazu verwendet man ein Schlitzsystem, um den primären Ionenstrahl zu beschneiden und ein Linsensystem, das den so präparierten Strahl in einer Targetebene fokussiert. Die etwa 3 m vor der magnetischen Quadrupollinse lokalisierten Objektschlitze werden in der Regel so weit geschlossen, dass sie einen Strahl von etwa $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ erzeugen. Da der vom UNILAC erzeugte Ionenstrahl eine hohe Leistung mitführt, müssen die Objektschlitze durch gekühlte Vorschlitz geschützt werden. Direkt vor der Linse befindet sich die Aperturblende, die den Strahl auf ca. $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ begrenzt, um die sphärischen Linsenfehler zu unterdrücken. An den Objektschlitzen kommt es zwangsläufig zur Streuung von Ionen, die auf Grund der geänderten Energie und des geänderten Impulses den Fokus des Ionenstrahls erheblich aufweiten würden. Diese Streuteilchen werden von Anti-Streu-Schlitzen, die zwischen der Objektblende und der Aperturblende lokalisiert sind, weitgehend entfernt.

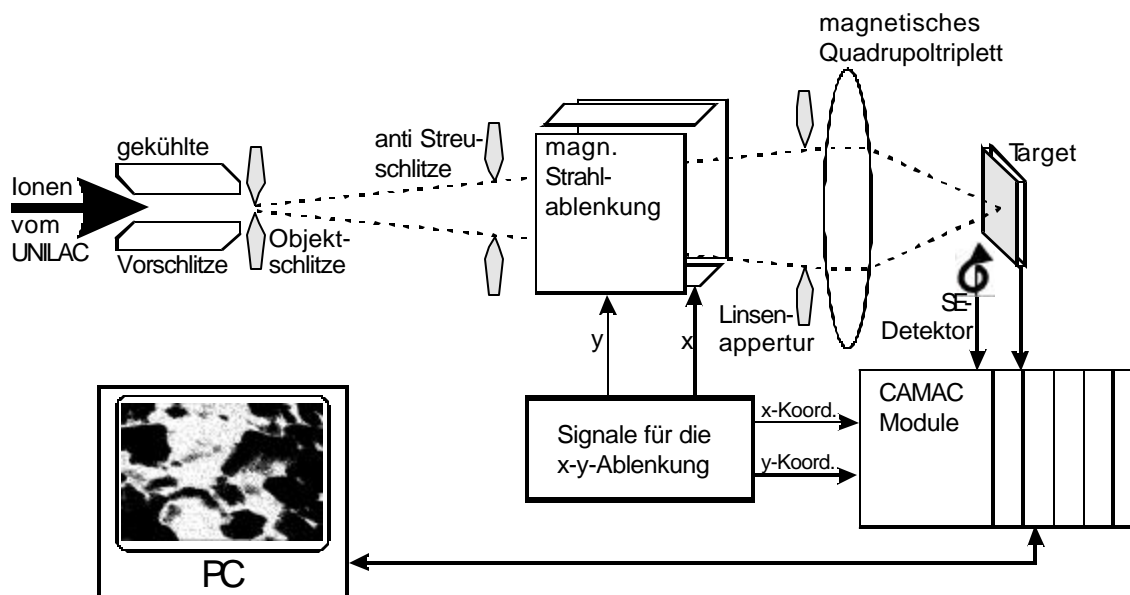


Abbildung 2.1: Prinzipskizze der Ionen-Mikrosonde der GSI Darmstadt

Betrachtet man ausschließlich die extrem kurze DeBroglie-Wellenlänge der Schwerionen mit ihrem hohen Impuls, ließen sich mit der Mikrosonde sehr hohe örtliche Auflösungen erzielen. Leider zeigen sich in der Realität viele störende Faktoren, die das derzeit erreichbare Auflösungsvermögen von Ionen-Mikrosonden bei ca. 40 nm [54] nach unten beschränken. Die an der GSI verwendete Mikrosonde erreicht eine örtliche Auflösung von ca. 300 bis 400 nm. Dieser etwas schlechtere Wert wird vor allem durch die chromatische Aberration der magnetischen Fokussierelemente und die geringe Energieschärfe des verwendeten Linearbeschleunigers hervorgerufen. Der UNILAC (Universal Linear Accelerator) ist ein Hochfrequenzbeschleuniger, der auf Grund seiner Wirkungsweise einen Strahlstrom mit einer relativ hohen Energieschärfe liefert. Die Energieschärfe $\Delta E/E$ liegt bei einer

Gesamtenergien von weniger als 5 MeV/u im Bereich von 2×10^{-3} und verbessert sich etwas bei höheren Energien. Da die ablenkende Kraft in den magnetischen Fokussierelementen energieabhängig ist, wird die örtliche Auflösung der GSI Mikrosonde durch die beschleunigertypische Energieunschärfe maßgeblich begrenzt.

Weitere wichtige begrenzende Faktoren für die erreichbare Auflösung von Schwerionen-Mikrosonden sind die sphärischen Aberrationen (siehe [2]) der fokussierenden Linsenelemente und die Streuung sowie die elektrische Umladung von Projektilen an dem verwendeten Schlitzsystem.

Zur Fokussierung des Ionenstrahls wird ein magnetisches Quadrupoltriplett verwendet. Es hat eine Gesamtlänge von 300 mm und eine zentrale Öffnung von 5,4 mm. Die Polschuhe des Tripletts sind hyperbolisch geformt. Es wird eine Sättigungsfeldstärke von 2,35 T bei einem elektrischen Strom von maximal 5 Ampere erreicht. Damit lassen sich alle am UNILAC verfügbaren Ionen bis hin zum Uran in der Targetebene der Mikrosonde fokussieren. Die Öffnung zwischen den Objektschlitzen wird durch die Tripletlinse horizontal im Verhältnis 8:1 und vertikal im Verhältnis 12:1 verkleinert in der Targetebene abgebildet. Die Targetebene befindet sich 10 cm hinter der Quadrupollinse.

Zur Untersuchung von ausgedehnten Flächen muß das Target mit dem fokussierten Ionenstrahl abgetastet werden. Hierfür stehen zwei Wege zur Verfügung. Entweder hält man den Ionenstrahl fest und bewegt die Probe mechanisch oder man bewegt den Ionenstrahl mit Hilfe eines elektrischen oder magnetischen Ablensystems über die Probe. Die Mikrosonde der GSI verwendet sowohl ein magnetisches Strahlablenksystem als auch ein mechanisches Positionierungssystem. Magnetisch kann eine Fläche von maximal $1 \times 1 \text{ mm}^2$ verzerrungsfrei abgetastet werden. Im mechanischen Rasterscann ist eine Fläche von $25 \times 25 \text{ mm}^2$ abtastbar.

Wenn der fokussierte Ionenstrahl über die Probe gerastert wird, kann man die resultierenden Effekte im Rahmen der örtlichen Auflösung der Mikrosonde Punkt für Punkt detektieren und so das Verhalten der Probe im Sub-Mikrometerbereich analysieren. Da fast immer die Zuordnung der erfaßten Effekte zur topologischen Struktur der Probe gefragt ist, wird bei allen Experimenten ein Sekundärelektronendetektor vor der Probe montiert. Dieser Detektor ist zumeist ein Channeltron, das die von der Oberfläche beim Ionentreffer emittierten Sekundärelektronen Punkt für Punkt nachweist. Zeigt man diese Messwerte in Abhängigkeit von den korrespondierenden x- und y-Koordinaten in einer Matrix an, erhält man eine topologische Darstellung der Oberfläche der untersuchten Probe. Dieses Bild erlaubt bei einer nachfolgenden Auswertung aller Messdaten, die Zuordnung spezieller Effekte zu den örtlichen Bereichen an denen sie aufgetreten sind. Der Vergleich dieser Sekundärelektronenbilder mit den x-y-Matrixdarstellungen interessanter Effekte, ist eine zentrale Methode bei der Arbeit mit einer Mikrosonde.

2.1 Bestrahlungen mit einzelnen Ionen - Der Strahlschalter

Bei Experimenten mit sehr empfindlichen Targets, zum Beispiel bei der Bestrahlung von Halbleiterbauelementen, ist es notwendig, die akkumulierte Ionendosis und damit den gesamten Strahlenschaden so klein wie möglich zu halten. Es ist wichtig, dass nur dann Ionen das Target erreichen, wenn das gesamte Messsystem bereit ist, die von dem Ionentreffer erzeugten Daten zu verarbeiten. Hierfür wird an der Mikrosonde der GSI ein schneller Strahlschalter verwendet, der einige Zentimeter vor der Objektblende lokalisiert ist. Dieser Schalter ist als elektrostatischer Deflektor aufgebaut. Zwei 10 cm lange Metallplatten sind im Abstand von 2 mm um die Ionensollbahn montiert. Wird ein Ionentreffer auf dem Target mittels Sekundärelektronendetektor festgestellt, werden die Deflektorplatten innerhalb von 200 nsec mit einer Spannung von ± 200 Volt versorgt. Alle nachfolgenden Ionen werden dann vom Deflektor so weit ausgelenkt, dass sie nicht in den Akzeptanzkegel der Linsenapertur fallen. Solange die Daten eines Ionentreffers verarbeitet werden, trifft kein weiteres Ion auf das Target. Erst nach dem Abschluss der Datenaufnahme wird der Strahlschalter zurückgesetzt und der nächste Ionentreffer wird zugelassen.

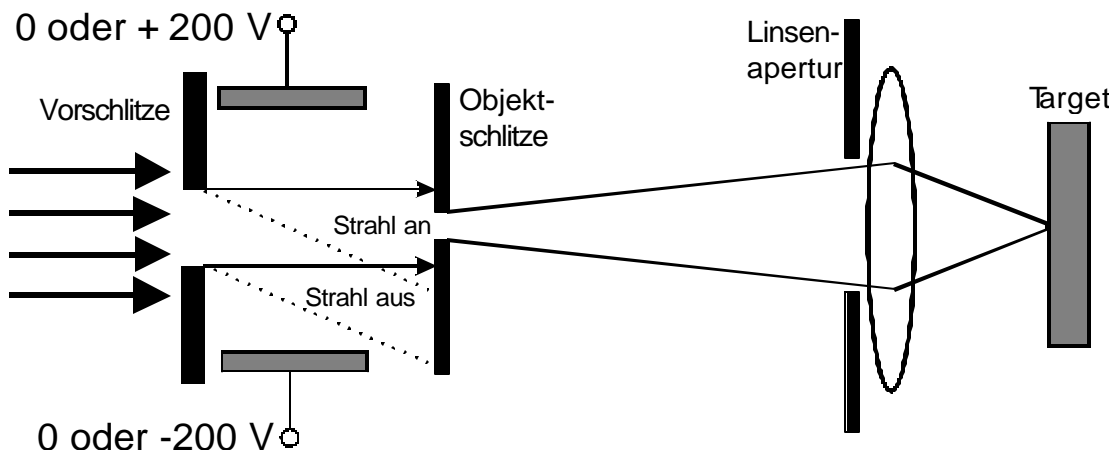


Abbildung 2.2: Prinzip des schnellen Strahlschalters der Mikrosonde

Für die üblichen Einstellungen der Objektschlitze mit $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ und einem Ionenstrom von 10^3 Ionen/sec, sowie einer Ansprechzeit des Strahlschalters von 200 nsec lässt sich die Wahrscheinlichkeit für einen ungewollten Ionendoppeltreffer auf ca. $0,2 \times 10^{-3}$ abschätzen. Ungewollte Treffer von drei oder mehr Ionen sind auf Grund ihrer geringen Wahrscheinlichkeit für unsere Messungen bedeutungslos.

3 Die Wirkung hochenergetischer Ionenstrahlung auf Festkörper

Bei allen, in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Experimenten treffen hochenergetische Schwerionen auf Festkörper. Die grundlegenden Wechselwirkungen sind also in allen Experimenten dieser Arbeit gleich, obwohl die erzeugten Effekte völlig verschieden sein können. In diesem Kapitel sollen zunächst die Wechselwirkungen der Ionen mit dem Festkörper erläutert werden, die dann zu den Effekten führen, die in den nachfolgenden Kapiteln einzeln genau beschrieben werden.

3.1 Prozesse im elektronischen System des Projektils

Die typischen Energien der in der GSI-Mikrosonde verwendeten Ionen liegen im Bereich von 3,6 MeV/u bis 11,4 MeV/u. Die Ionen, die die Mikrosonde erreichen, sind im Allgemeinen nicht vollständig ionisiert. Ein relativ niedrig geladenes Ion, wie das von uns verwendete C^{2+} , wird im Target zunächst weitere Elektronen verlieren, solange die Geschwindigkeit des Ions höher ist als die Geschwindigkeit seiner Elektronen in den äußeren Energieniveaus. Ist die Projektilgeschwindigkeit wesentlich größer als die Geschwindigkeit seiner Elektronen auf der K-Schale, kann das Projektil im Target sogar vollständig ionisiert werden. Auf seiner Bahn durch den Festkörper verliert das Projektil aber Energie und somit Geschwindigkeit. Bei geringerer Geschwindigkeit beginnt das Ion Elektronen aus den Festkörper zu sammeln und in seine Schalen einzufangen. Der Ladungszustand des Ions verringert sich also wieder, bis sich das Projektil am Ende seiner Bahn elektrisch neutralisiert hat. Der geschwindigkeitsabhängige, effektive Ladungszustand lässt sich mit der folgenden empirischen Gleichung berechnen [3]:

$$Z_{eff} = Z \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{125 \times b}{Z^{2/3}} \right) \right\} \quad \text{Gleichung 1}$$

3.2 Energiedeposition des Ions im Festkörper und Erzeugung freier Ladungsträger

Beim Abbremsen des Ions im Festkörper treten fünf verschiedenen Wechselwirkungen auf:

- ♦ Der elektronische Energieverlust
- ♦ Der nukleare Energieverlust
- ♦ Kern-Kern Wechselwirkungen
- ♦ Die Erzeugung von Bremsstrahlung
- ♦ Die Erzeugung von Cerenkov-Strahlung

Der wesentliche Beitrag zur Abbremsung der Ionen im Festkörper wird vom **elektronischen Energieverlust** geliefert. Ionen mit einer Energie über 100 keV/u wechselwirken mit der Elektronenhülle der Targetatome. Hierbei handelt es sich um eine unelastische Wechselwirkung. Es werden die Targetatome angeregt oder ionisiert. Um die Spur der Ionen entsteht ein Zone aus ionisierten Targetatomen und Elektronen. Der Energieübertrag bei einem einzelnen Stoß ist verglichen mit der Gesamtenergie des Ions sehr gering. Die Anzahl der Stöße ist hingegen sehr groß, was den Energieverlust der Ions quasi kontinuierlich erscheinen läßt. Eine mathematische Beschreibung des Energieverlustes von schnellen Ionen pro Längeneinheit in Materie liefert die Bethe-Bloch-Formel [1]:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{elektr}} = \frac{n Z_{\text{eff}}^2 e^4}{4 p e_0^2 m n^2} \left(\ln \frac{2 m n^2 W_{\text{max}}}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2 \beta^2 - d - U \right) \quad \text{Gleichung 2}$$

Hierin ist n die Anzahldichte der Targetatome, m die Elektronenmasse, I die mittlere Ionisationsenergie der Targetatome, $\beta=v/c$ die Projektilgeschwindigkeit in Bezug auf die Lichtgeschwindigkeit, W_{max} der maximale Energieübertrag auf ein Elektron und Z_{eff} die effektive Ladung des Projektils bei seiner Geschwindigkeit v. Für hohe Projektilenergien bleibt noch der Korrekturterm δ zu berücksichtigen, der die Polarisation im Medium beschreibt. Ein weiterer Korrekturterm ist U, der die stark gebundenen inneren Targetelektronen berücksichtigt. Aus der Bethe-Bloch-Formel entnimmt man die folgende Proportionalität:

Für hochenergetische Projektilen nimmt der LET (Linear Energy Transfer) mit abnehmender Projektilgeschwindigkeit zu. Aus dem vorangegangenen Kapitel wissen wir jedoch, dass bei abnehmender Projektilgeschwindigkeit die effektive Ladung des Projektils abnimmt. Aus diesen beiden Prozessen ergibt sich ein maximaler LET im Bereich von ca. 5 MeV/u.

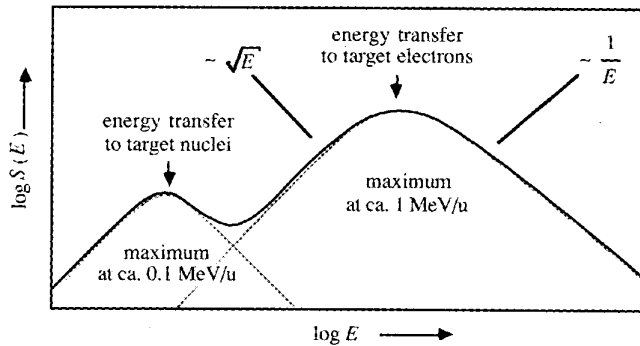


Abbildung 3.1: LET als Funktion der Energie

Bei Projektilenergien oberhalb dieses Maximums folgt der Energieverlust der Bethe-Bloch-Formel. Im Bereich unterhalb des Maximums ist der LET proportional zur Projektilgeschwindigkeit v. Dieser Bereich des elektronischen Energieverlustes wird als Lindhard-Scharf-Schiott-Region (LSS) bezeichnet.

Der **nukleare Energieverlust** dominiert bei Projektilenergien unter 50 keV/u. Dieser Wert ist stark von der Masse des Projektils abhängig. Er ist nur als grober Richtwert zu betrachten. In jeden Fall dominiert der nukleare Energieverlust die Bremsphase des Ions kurz vor dem Stillstand. Die positiven Zentralpotentiale von Projektil- und Targetkern stoßen sich bei dieser Form des Energieverlustes ab. Auf Grund der ähnlichen Massen erfolgen teilweise hohe Energieüberträge sowie starke Richtungs- und Impulsänderungen des Projektils. Geht man von einem Ion der Ladung Z_i , der Energie E und der Masse M_i aus, welches auf ein Target mit N Streuzentren pro Volumeneinheit trifft und sei $d\sigma(E,W)$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen Energieübertrag W pro Streuzentrum, dann wechselwirkt das Ion mit:

$$Nd\mathbf{s}(E,W)dx$$

Streuzentren. E ist hier die Energie des Ions. Hierbei überträgt das Ion die Energie:

$$dE(W) = NWd\mathbf{s}(E,W)dx \quad \text{Gleichung 3}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für diese Wechselwirkung hat die Form:

$$d\mathbf{s}(E,W) = \frac{p Z_i^2 Z_t^2 e^4 M_i dW}{(4p e_0^2)^2 E M_i W^2} \quad \text{Gleichung 4}$$

Hierbei sind M_i und M_t die Ionen- und die Targetmasse, und Z_i und Z_m sind die Kernladungszahlen.

Eine Integration der Gleichung 3 über alle möglichen Energieüberträge ergibt einen Ausdruck für den nuklearen LET:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{nuklear}} = \int_{W_{\min}}^{W_{\max}} W d\mathbf{s}(E,W) \quad \text{Gleichung 5}$$

Kern-Kern-Wechselwirkungen wie Spaltung oder Fragmentation, sind bei den Energien, die an der GSI-Mikrosonde zur Verfügung stehen, von sehr untergeordneter Bedeutung. Bei vielen Experimenten liegt die Einschussenergie der Ionen unterhalb der Coulombschwelle, so dass keine Kernreaktionen auftreten können. Selbst wenn die Energie der Projektils über der Coulombschwelle liegt, sind die Wirkungsquerschnitte für Kernreaktionen vernachlässigbar klein. Bei sehr leichten Ionen wie Protonen oder Helium Ionen sind die Kern-Kern Wechselwirkungen jedoch von größerer Bedeutung und nicht einfach zu vernachlässigen.

Die Intensität I_{Brems} der **Bremsstrahlung** ist wiederum stark projektilmasseabhängig. Sie folgt der Gleichung:

$$I_{\text{Brems}} = a \left(\frac{Z_i Z_t}{M_i} \right)^2 \quad \text{Gleichung 6}$$

Hierin ist Z_i die Kernladungszahl der Projektile, Z_t die Kernladungszahl des Targetatoms M_i die Masse des Projektils und α eine Proportionalitätskonstante. Da wir in den Experimenten nur Schwerionen, also Projektile mit sehr hoher Masse, verwenden, ist die Bremsstrahlung bei den Energieverlustprozessen völlig zu vernachlässigen.

Zur Erzeugung von **Cerenkov-Strahlung** benötigt man hoch relativistische Projektile. Diese Strahlung entsteht nur, wenn Projektile mit einer Geschwindigkeit über c/n in ein Targetmaterial eindringen. Hier ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n der Brechungsindex des Targetmaterials. Bei unseren Experimenten wurde keine Cerenkov-Strahlung erzeugt.

Der elektronische und der nukleare Energieverlust sind demnach die relevanten Wechselwirkungsprozesse, für die Experimente dieser Arbeit. Der totale Energieübertrag bei der Abbremsung von Ionen im Festkörper setzt sich somit als Summe der beiden Einzelprozesse zusammen:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{elektron} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nuklear} \quad \text{Gleichung 7}$$

4 Messungen zur Fähigkeit von CVD Diamant durch schnelle Ionen erzeugte Ladungsträger zu sammeln

4.1 Einleitung

Dieser Abschnitt beschreibt die Untersuchung der Eigenschaften von CVD Diamant im Schwerionenstrahl mit den besonderen Mitteln einer Mikrosonde. Eine einleitende Beschreibung der Eigenschaften von CVD Diamanten wird dem experimentellen Teil vorangestellt. Die Bewertung der Strahlungshärte von CVD Diamant und seiner Eigenschaften bei der Sammlung von Ladungsträgern, die von schweren Ionen erzeugt wurden, sind die wichtigsten Bestandteile des Abschnitts.

4.2 Materialeigenschaften von CVD Diamanten

Diamant ist ein Kristall der in der Natur vorkommt und der auch synthetisch in Labors oder industriell hergestellt werden kann. Der Diamantkristall besteht aus zwei flächenzentrierten, kubischen Gittern (fcc), die gegeneinander um ein viertel der Länge der Diagonalen entlang der Diagonalen versetzt sind [4]. Im Periodensystem der Elemente liegt Kohlenstoff zwischen den Nachbarn Bor und Stickstoff. Diese Elemente findet man häufig als Verunreinigungen in natürlich vorkommenden Diamanten. Kohlenstoff ist das leichteste Element der IV. Hauptgruppe, zu der auch Silizium und Germanium gehören. Silizium und Germanium sind übliche Elemente in der Halbleiterindustrie, die sowohl zur Herstellung elektronischer Schaltkreise als auch zur Herstellung von Teilchendetektoren verwendet werden.

Eine besondere Eigenschaft der Diamantmatrix ist die hohe Bindungsenergie zwischen den einzelnen Kohlenstoffatomen. Die Bindungsenergie zwischen den Atomen im Diamant ist 3,62 eV/Bindung [2]. Vor allem bei der Verwendung von Diamanten zur mechanischen Bearbeitung anderer Werkstoffe wird diese enorme Bindungsenergie ausgenutzt. Bei einer so hohen Bindungsenergie ist auch eine hohe auf das Kohlenstoffatom übertragene Energie im Bestrahlungsfall nötig, um ein Diamantatom zu deplacieren.

Die in dieser Arbeit benutzten Diamanten wurden synthetisch unter geringem Druck und geringer Temperatur im Chemical Vapour Deposition (CVD) Verfahren hergestellt. Bei diesem Verfahren wird die Diamantstruktur aus einem Gasgemisch erzeugt, das Kohlenstoff und Wasserstoff enthält. In einem Reaktor wird das Gas (z. B. Methan) über einem heißen Filament bei ca. 600 bis 1000 °C in seine chemischen Elemente zerlegt und auf einem Substrat wird der Kohlenstoff abgeschieden. Die Abscheidung des Kohlenstoffs kann in Form von Graphit oder Diamant erfolgen. Der sp^2 hybridisiert abgeschiedene Kohlenstoff (Graphit) wird von dem in der Reaktoratmosphäre enthaltenen Wasserstoff sofort angegriffen und abgetragen, während der im Diamantgitter (sp^3 hybrid) abgeschiedene Kohlenstoff inert gegen diese Reaktion ist. Da wesentlich mehr Kohlenstoff in Form von Graphit abgeschieden wird, ist der Wachstumsprozess von CVD Diamant relativ langsam. Bei ungünstiger Wahl der Parameter im Wachstumsprozess können im CVD Diamanten Graphiteinschlüsse entstehen, die die physikalischen Eigenschaften des Materials erheblich verändern. Ein hoher

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

Wasserstoffanteil in der Reaktoratmosphäre begünstigt das Wachstum des graphitfreien Diamantgitters.

Das CVD Verfahren kann in zwei Stufen unterteilt werden. Am Anfang steht die Bildung von Wachstumskeimen auf einer Substratoberfläche und dann erfolgt das Wachstum des Diamanten. Die besten Voraussetzungen für ein regelmäßiges Wachstum erhält man bei der Keimbildung auf einem Diamantsubstrat, weil hier die Gitterkonstante des Substrats mit der des wachsenden Kristalls übereinstimmt. Da Diamantsubstrate in der Regel zu teuer sind, scheidet man häufig auf Silizium ab. Die Keimzentren bilden sich bevorzugt an Defekten in der Oberfläche des Substrats. Diese Defekte können vor der Abscheidung durch mechanische Manipulation gezielt auf das Substrat aufgebracht werden.

Das Wachstum der Kristalle erfolgt dann säulenförmig, wobei jede dieser Diamantsäulen nach oben an Umfang gewinnt und idealerweise einen Einkristall bildet. Die Summe aller einkristallinen Säulen bildet den polykristallinen CVD Diamant. Da der Umfang der Einkristalle mit ihrem Wachstum zunimmt und auch die Wachstumsrichtungen nicht von vornherein einheitlich sind, behindern sich die Einkristalle in ihrem individuellen Wachstum. Hierbei wird sich die Kristallorientierung mit der größten Wachstumsgeschwindigkeit durchsetzen, während langsamer wachsende Orientierungen unterdrückt werden. Dies führt zu mechanischen Spannungen zwischen den einzelnen Einkristallen.

Die im CVD Verfahren erzeugten Einkristalle sind von sehr hoher chemischer Reinheit, verglichen mit natürlichen Diamanten. Im CVD Verfahren werden generell vergleichsweise geringe Mengen fremder Atome in das Material eingetragen, was ein Ergebnis der kontrollierbar hohen Reinheit der verwendeten Prozessgase ist. Man vermutet, dass die dennoch im CVD Prozess eingetragenen Verunreinigungen während des Wachstums des Diamanten in die Korngrenzen zwischen den Einkristallen gedrängt werden.

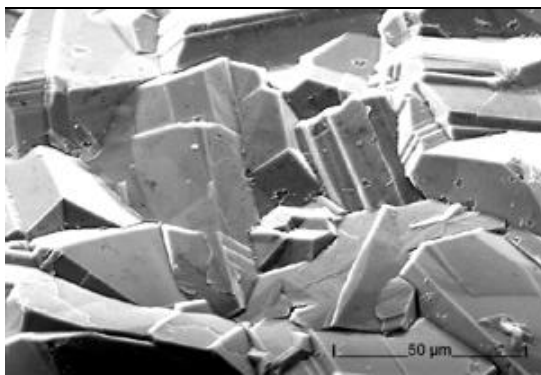


Abbildung 4.1 a: Elektronenmikroskopische Aufnahme der Oberfläche der Diamantenprobe S6. Gezeigt wird die Wachstumsseite. Deutlich erkennbar ist die polykristalline Struktur des CVD Diamanten.

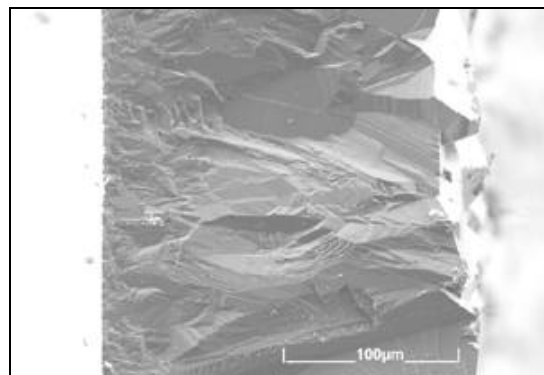


Abbildung 4.1 b: Elektronenmikroskopische Aufnahme einer Seitenfläche eines CVD Diamanten. Die Fläche entstand durch Brechen einer Diamantprobe. Deutlich erkennbar ist die säulenartige Struktur des CVD Diamanten.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

Neben der sprichwörtlichen mechanischen Härte von Diamant zeigt dieses Material eine Reihe anderer Eigenschaften, die es für vielfältige Anwendungen interessant machen. Da im CVD Verfahren vergleichsweise kostengünstig Diamanten erzeugt werden, steht auch der finanzielle Aspekt derartigen Anwendungen nicht mehr im Wege.

In der folgenden Tabelle werden einige Eigenschaften von Diamant mit denen von Silizium verglichen, die Grundlage von Anwendungen dieses Materials sein könnten:

	Silizium	Natürlicher Diamant
Kernladungszahl []	14	6
Kernmasse [u]	28,0855	12,011
Gitterkonstante [Å]	5,43	3,57
Massendichte [g cm ⁻³]	2,329	3,515
Bandlücke [eV]	1,124	5,48
Spezifischer Widerstand [Ωcm]	10 ⁵	> 10 ¹³
Durchbruchfeldstärke [V/μm]	30	1000
Elektronenbeweglichkeit [cm ² V ⁻¹ s ⁻¹]	1450	1500 - 2400
Löcherbeweglichkeit [cm ² V ⁻¹ s ⁻¹]	440	1000 - 2100
Notwendige Energie um ein e ⁻ -Loch-Paar zu erzeugen [eV]	3,6	13
Bindungsenergie [eV/Atom]	4,63	7,24

Einige wichtige Eigenschaften aus der Tabelle sollten an dieser Stelle kommentiert werden. Aus der enorm hohen Bindungsenergie zwischen den einzelnen Diamantatomen resultiert die extreme mechanische Härte des Diamanten. Auch die extreme Widerstandsfähigkeit gegen ionisierende Strahlung hat ihre Ursache in der hohen Bindungsenergie. Strahlenschäden in Kristallen und anderen geordneten atomaren Strukturen (z. B. Polymeren) werden durch Deplacierung von Gitteratomen im Targetmaterial hervorgerufen. Da das Kohlenstoffatom im Diamant derartig fest gebunden ist, ist die Wahrscheinlichkeit für eine Deplacierung geringer als zum Beispiel in Silizium. Verwendet man Silizium als Detektor, kann man an Hand der Veränderung der Pulshöhenspektren eine Information über den akkumulierten Strahlenschaden gewinnen. Bestrahlt man Siliziumdetektoren mit einer hohen Dosis monoenergetischer, schwerer Ionen, verschiebt sich das Pulshöhenspektrum zu kleineren Werten und die Halbwertsbreite des Peaks wächst mit der akkumulierten Dosis. Das Verhalten des Diamanten unter Bestrahlung mit einer hohen Ionendosis wird in den Kapiteln 4.4.3 und 4.4.4 behandelt. Hier zeigt sich erstaunlicherweise, dass die ionisierende Strahlung bis zu relativ hohen Dosen eine Verbesserung der Detektoreigenschaften des CVD Diamanten hervorruft. Bei einem Experiment am CERN wurden CVD Diamantdetektoren mit einigen 10¹⁵ Protonen/cm² bestrahlt. Erst bei einer derart hohen Protonendosis zeigten sich erste Verschlechterungen der Detektoreigenschaften des CVD Diamanten [6].

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist der extrem hohe elektrische Widerstand des Diamanten. Bei der Verwendung von Silizium als Teilchendetektor wird üblicherweise aus einem p-dotierten und einem n-dotierten Silizium eine Diode hergestellt. Im Bereich des p-n Übergangs wird eine Verarmungszone geschaffen, indem mit Hilfe von aufgebrachten Elektroden eine äußere Spannung in Sperrrichtung angelegt wird. Diese Verarmungszone

bildet den strahlungsempfindlichen Bereich des Silizium Detektors. Innerhalb der so vorgespannten Verarmungszone existiert ein Widerstand von ca. $1 \times 10^{11} \Omega\text{cm}$ [6] in Sperrichtung. Der Diamant hat von vornherein einen hohen Widerstand von mehr als $10^{13} \Omega\text{cm}$ [6], so dass auf die Diamantschicht nur Elektroden aufgebracht werden müssen und eine äußere Spannung angelegt werden muss, um einen einsatzbereiten Detektor zu erhalten. Einen p-n-Übergang mit Verarmungszone gibt es beim Diamantdetektor nicht. Das gesamte Diamantmaterial zwischen den Elektroden steht als aktiver Bereich zur Detektierung ionisierender Strahlung zur Verfügung. Der hohe Widerstand ermöglicht elektrische Feldstärken von mehr als 1000 V/mm beim Detektoreinsatz des CVD Diamant.

Die dritte für uns wichtige Eigenschaft des Diamanten ist die hohe Ladungsträgermobilität. Zunächst ist die Elektronenbeweglichkeit im Diamant höher als im Silizium. Wichtig ist aber, dass auch die Löcherbeweglichkeit sehr groß ist. Sie ist im Diamant fast so groß wie seine ohnehin hohe Elektronenbeweglichkeit. Die hohen Ladungsträgerbeweglichkeiten und die schon erwähnte hohe Feldstärke, die dieser Detektor zulässt, sind die Ursachen für eine extrem schnelle Ladungsträgersammlung. Die vom Diamantdetektor unter Teilchenbeschuss erzeugten Signale besitzen also eine sehr steile Anstiegsflanke. Daher ist der Diamantdetektor in Verbindung mit einer schnellen nachfolgenden Verstärkerelektronik exzellent zum Zählen einzelner Teilchen geeignet. Die zeitliche Struktur der von dem von uns verwendeten Diamantdetektor erzeugten Signale wird im Kapitel 4.3 beschrieben. Dieses Kapitel wird zeigen, dass mit diesem Detektor bis 10^9 Ionen/s einzeln gezählt werden können.

4.2.1 Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares

Die notwendige Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in einem Halbleiter ist immer höher als die Energie der Bandlücke des Materials. Die erhöhte Energie wird benötigt, weil neben der Erzeugung des Elektron-Loch-Paares auch Phononen und Plasmonen angeregt werden. Die Phononenanregung transferiert Energie in das Kristallgitter und die Plasmonenanregung erzeugt kollektive Elektronenschwingungen im Halbleiter. Die notwendigen Energien zur Anregung von Elektron-Loch-Paaren ($E_{e,h}$) in Halbleitern wurden eingehend vermessen. Der bekannteste Wert ist wohl der für Silizium mit $E_{e,h-Si} = 3,6 \text{ eV}$. Für weitere Materialien finden sich experimentelle Werte in [5].

Als grobe Abschätzung kann man für die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigte Energie das 2,4-fache der Bandlücke berücksichtigen. Da die von uns verwendeten Ionen bei UNILAC Energien Eindringtiefen von weniger als $100 \mu\text{m}$ besitzen und das untersuchte Diamantmaterial mehr als $300 \mu\text{m}$ dick ist, wird das Ion in unseren Proben immer gestoppt und gibt dem zufolge seine gesamte kinetische Energie an die Probe ab. Mit der Information über die notwendige Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares und der Information über die kinetische Energie der schweren Ionen, ist die Anzahl der von einem Ion im Detektor generierten Ladungsträgerpaare leicht zu errechnen.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

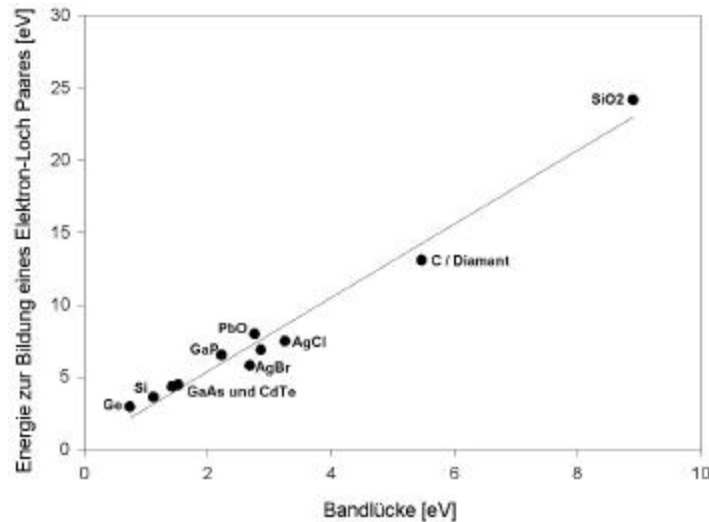


Abbildung 4.2: Gemessene Energien zur Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paares als Funktion der Bandlücke für verschiedene Elemente und Verbindungen bei Raumtemperatur. Die Werte für die Bandlücke und die Energien zur Elektronen-Loch-Paar-Bildung wurden aus [5] entnommen.

Wenn alle primär erzeugten Ladungsträger vom äußeren Feld bis zu den Elektroden des Detektors bewegt werden, ergibt sich ein Signal mit einer bestimmten Pulshöhe. Für den Fall, dass nicht alle erzeugten Ladungsträger bis zu den Elektroden gelangen, wird eine kleinere Pulshöhe erreicht. Bei den üblicherweise verwendeten Siliziumdetektoren, mit der sehr geringen Defektdichte in diesem Material, wird eine der erzeugten Ladungsträgerzahl entsprechende, vollständige Pulshöhe erreicht. Nur wenn der Siliziumkristall durch die hochenergetische Strahlung geschädigt wurde, geht auf Grund der erhöhten Defektdichte ein Teil der erzeugten Ladungsträger verloren.

Wird der CVD Diamant als Detektor eingesetzt, muss man leider feststellen, dass bei den meisten Ionentreffern die erzeugte Signalhöhe weit hinter der erwarteten Größe zurückbleibt. Ein großer Teil der erzeugten Ladungsträger gelangt im Diamantdetektor nicht bis an die Elektroden. Diese Ladungsträger werden auf dem Weg zu den Elektroden von sogenannten Ladungsträgerfallen geschluckt und tragen nicht mehr zum Signal des Detektors bei. Nur bei sehr wenigen Ionentreffern im CVD Diamant gelangen alle primär erzeugten Ladungsträger auch zu den Elektroden, wobei dann auch die volle Signalhöhe erreicht wird. Die Lokalisierung dieser Ladungsträgerfallen war ein wichtiges Ziel unserer Untersuchungen am CVD Diamantdetektor.

4.2.2 Ladungsträgerfallen und resultierende Pulshöhenspektren

Wie schon erwähnt, werden die beim Ionentreffer primär generierten Ladungsträger nicht vollständig durch den Diamantdetektor zu den Elektroden transportiert. Hierfür sind Ladungsfallen im CVD Diamant verantwortlich. Diese Defekte können sowohl im Diamant-Einkristall als auch in den Korngrenzen zwischen den Einkristallen lokalisiert sein. Denkbare

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

Fallen sind Fremdatome im Kristallzwischenraster, die Substitution von Kohlenstoffatomen durch Fremdatome innerhalb des Diamantgitters oder Fremdatome in den Korngrenzen sowie Fehler in der Diamantgitterstruktur etwa durch fehlende Kohlenstoffatome. Die Korngrenzen sind die Übergänge von einem Diamanteinkristall zum andern beziehungsweise von einer Gruppe von Einkristallen zu einer anderen und somit massive Störungen der Diamantgitterstruktur. Vermutlich werden die beim Kristallwachstum im CVD Prozess eingebrachten Verunreinigungen vorzugsweise in den Korngrenzen abgelagert. Aus dieser hohen Defektkonzentration in den Korngrenzen begründet sich die Vermutung, dass der wesentliche Teil der verlorenen Ladung in den Korngrenzen eingefangen wird. Eine Überprüfung dieser Vermutung sollte durch die weiter unten beschriebenen Bestrahlungen mit dem Ionenmikrostrahl erfolgen.

Zur Verdeutlichung der Situation bezüglich des Ladungsträgerverlustes im Diamantdetektor sind in den Bildern 4.3 a und b die von monoenergetischen Teilchen hervorgerufenen Pulshöhenspektren in einem Silizium- und einem Diamantdetektor dargestellt.

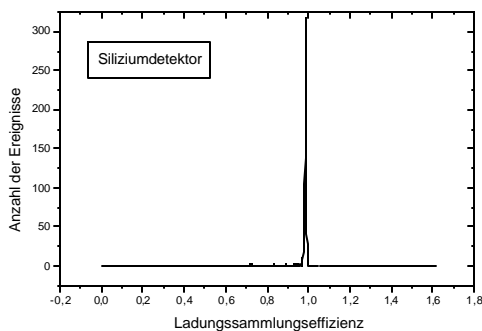


Abbildung 4.3 a: Ladungssammlungsspektrum eines Silizium Detektors. Bestrahlt wurde mit einer ^{241}Am α -Quelle mit einer Energie 5,157 MeV.

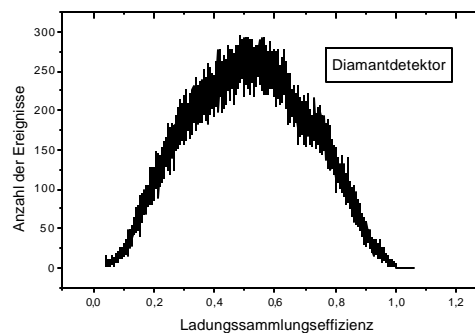


Abbildung 4.3 b: Ladungssammlungsspektrum eines CVD Diamanten. Bestrahlt wurde der Diamantdetektor mit einem C^{2+} Strahl mit einer Energie von 5,9 MeV/u

Beim Silizium Detektor (Bild 4.3 a) werden alle vom Projektil generierten Ladungsträger an den Elektroden gesammelt. Die resultierenden Pulshöhen sind immer dieselben, so dass das Spektrum eines monoenergetischen Strahls als scharfe Linie im Vielkanalanalysator erscheint. Der Siliziumdetektor ist zur Unterscheidung von Teilchen verschiedener Energien, also zur Spektroskopie, geeignet.

Beim Diamantdetektor gehen in Abhängigkeit vom Trefferort verschiedene Anteile der primär erzeugten Ladungsträger verloren. Die Erzeugung eines Signals im Diamantdetektor kann man als Einbruch des von außen angelegten elektrischen Potentials verstehen, der durch die vom Ion erzeugten Ladungsträger verursacht wird. Die im aktiven Detektorbereich erzeugten Ladungsträger werden vom elektrischen Feld erfasst und zu den Elektroden bewegt. Die dazu nötige Energie wird dem elektrischen Potential entnommen. Die volle Signalthöhe generiert ein Ladungsträger nur dann, wenn er vom Ort seiner Erzeugung durch den gesamten aktiven Detektorbereich zu den Elektroden wandert. Beim Diamantdetektor werden die Ladungsträger jedoch häufig auf diesem Weg von Fallen verschluckt. Sie legen also nur einen Teil des Weges zurück und generieren demzufolge auch nur einen Teil der möglichen

Signalhöhe. Um diesem Bild gerecht zu werden, wird in vielen Publikationen von Ladungssammlungslängen gesprochen, wenn das Verhalten der Ladungsträger im Diamant beschrieben wird. In dieser Arbeit wird dem Begriff der Ladungssammlungseffizienz der Vorzug gegeben. Mit Ladungssammlungseffizienz wird der tatsächlich generierte Teil der Signalhöhe bezogen auf die maximal mögliche Signalhöhe für den speziellen Ionentreffer bezeichnet. Der auf den Elektroden erfasste Teil Q_C der primär vom Ion erzeugten Ladung kann durch die folgende Gleichung beschrieben werden [6]:

$$Q_C = Q_G \cdot CCE = Q_G \cdot (\mu\tau) \cdot \frac{E_D}{d_D} \quad \text{Gleichung 8}$$

Hierin ist Q_G die vom Ion erzeugte Ladung und CCE die Ladungssammlungseffizienz (engl. Charge Collection Efficiency) des Detektors. Diese Effizienz setzt sich aus der Ladungsträgermobilität μ , der Lebensdauer der Ladungsträger τ , dem effektiven elektrischen Feld E_D im Detektor und der Dicke d_D des Detektors zusammen.

In unserem Beispiel in Bild 4.3 b erreichen wir im Maximum der Verteilung eine Ladungssammlungseffizienz von 50 %. Um ein solches Ereignis zu erhalten, können entweder 50 % der ursprünglich vom Ion erzeugten Ladungsträger direkt am Ort ihrer Entstehung eingefangen werden und die restlichen Ladungsträger gelangen bis zu den Elektroden oder alle entstandenen Ladungsträger laufen genau den halben Weg vom Entstehungsort bis zur Elektrode, um dann eingefangen zu werden. Dies sind die beiden extremen Szenarien, die zur Effizienz von 50 % führen. Der reale Vorgang bei der Erzeugung des in unserem Beispiel 50 % effizienten Signals liegt natürlich zwischen diesen beiden extremen Bildern. Da der Begriff der Ladungssammlungseffizienz nur auf den elektrischen Effekt des Ladungsträgerverlustes bezogen ist, wird er in dieser Arbeit bevorzugt verwendet.

Es gibt Diamantdetektoren bei denen weniger als 10 % Ladungssammlungseffizienz im Maximum des Ladungssammlungsspektrums beobachtet werden. Das Spektrum in Bild 4.3 b zeigt aber auch, dass in einigen wenigen Fällen eine fast 100%ige Ladungssammlung möglich ist. Zur Unterscheidung von Teilchen verschiedener Energien ist der Diamant in dieser Form nicht geeignet. Wenn die Ladungssammlungseffizienz wie vermutet ortsabhängig ist, ist die Mikrosonde das geeignete Instrument, um diese Vermutung zu überprüfen. Dass es möglich ist, Zentren hoher Ladungssammlungseffizienz zu finden, wird im Kapitel 4.4.5 gezeigt.

Da nicht ohne weiteres davon auszugehen ist, dass der rechte Fußpunkt der Verteilung des Ladungssammlungsspektrums des Diamantdetektors (Bild 4.3 b) einer 100%igen Effizienz entspricht, müssen die Spektren geeicht werden. Hierzu wurde ein Siliziumdetektor und eine α -Quelle verwendet. Die Eichung der Spektren wird im Kapitel 4.4.7 genauer beschrieben.

4.2.3 Spannungs-Strom-Charakteristik des untersuchten CVD Diamanten

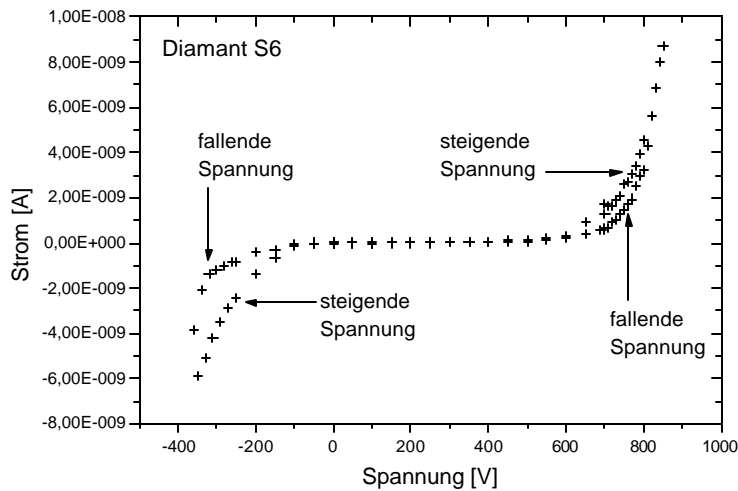


Abbildung 4.4: Spannungs-Strom-Kurve des von uns verwendeten Diamanten S6. Messung bei Raumtemperatur.

Der von uns benutzte CVD Diamant S6 hat eine unsymmetrische Spannungs-Strom-Kennlinie. Bei der Messung der U-I-Kennlinie wurde die Keimseite des Diamanten auf Massepotential gehalten und eine positive Hochspannung wurde auf der Wachstumsseite angelegt. Bis ca. 700 V blieben die Leckströme unter einem nA. Im Betrieb des Diamanten als Detektor erwies sich diese Spannung als bester Kompromiss zwischen der erzeugten Signalhöhe und dem Rauschen des Detektors. Die resultierende maximal verwendete Feldstärke im Detektor war 1,8 kV/mm. Bei den Messungen mit der Mikrosonde wurde der Wachstumsseite das Massepotential zugeordnet und die Hochspannung an der Keimseite angelegt, um die von der Wachstumsseite beim Ionentreffer emittierten Sekundärelektronen ungestört detektieren zu können. Daher sind die im Kapitel zum Experiment an der Mikrosonde angegebenen Spannungen negativ. Sie entsprechen jedoch dem positiven Zweig der gezeigten Spannungs-Strom-Kennlinie.

Im negativen Zweig der Kennlinie fließt schon bei 200 bzw. 300 V ein Leckstrom über 1 nA. Der Wert hängt hier von der Richtung ab in der man sich ihm nähert. Besonders im negativen Ast der U-I-Kurve ist eine starke Hysterese erkennbar. Wenn man vom Wert Null die negative Spannung erhöht, fließt erst bei ca. 300 V ein Leckstrom von 1 nA. Auf dem Rückweg bleibt ein Leckstrom von mehr als 1nA bis ca. 200 V erhalten. Damit ist dieser Diamant bei negativer Spannung an der Wachstumsseite gegenüber einem Massepotential auf der Keimseite als Detektor nicht verwendbar. Unter 200 V ist die Feldstärke zu gering, um effektiv die erzeugten Ladungsträger zu sammeln und über 200 V wird das Rauschen des Detektors zu groß.

Diese stark unsymmetrische Spannungs-Strom-Kurve ist eine Besonderheit des verwendeten Detektors S6. Andere, aus der Literatur [6] bekannte, an CVD Diamanten aufgenommene Spannungs-Strom-Kurven weisen nicht diese starke Asymmetrie auf.

4.3 CVD Diamantdetektoren-Detektoren mit hoher Zeitauflösung

Die hohe Beweglichkeit der Ladungsträger in Diamant, in Verbindung mit der hohen Spannungsfestigkeit des Materials, ermöglicht eine Ladungssammlung in einer Zeit von etwa 100 ps. Derartig zeitscharfe Signale eignen sich hervorragend zur exakten Bestimmung des Zeitpunktes des Durchgangs ionisierender Teilchen durch den Detektor. Diese Eigenschaft ermöglicht sowohl das genaue Zählen der eintreffenden Teilchen (Strahlintensitäts-Monitor) als auch die Bestimmung des Zeit-Nullpunktes einer Reaktion (Start-Detektoren).

Nach einem Ionendurchgang entwickeln sich Signale mit einer sehr steilen Anstiegsflanke und einer abfallenden Flanke, die durch die Lebensdauer der Ladungsträger und die Zeitkonstante RC_D des elektrischen Kreises bestimmt wird. In guter Näherung ist die 1/e-Gesamtabfallsbreite des Signals durch die quadratische Addition beider Beiträge gegeben. Abhängig von der jeweiligen Diamantschichtqualität liegt die Lebensdauer der Ladungsträger zwischen 80 ps und 1 ns. Für schnelles Timing mit CVD Diamantdetektoren benutzt man rauscharme, 50 Ω Breitbandverstärker und sorgt für kleinflächig strukturierte Elektroden.

Mit solchen Anordnungen lassen sich mehr als 10^9 Teilchen pro sec einzeln zählen. Diese Eigenschaft wird für die Strahldiagnostik an Beschleunigeranlagen mit hohen Strahlintensitäten ausgenutzt. Insbesondere für die Tumorthherapie mit Kohlenstoffionen bei GSI ist die genaue Bestimmung der im Patienten applizierten Dosis von hoher Bedeutung. Im Rahmen des HADES-Projekts werden CVD Diamant-Detektoren als strahlungsresistente schnelle Start- und Veto- Detektoren verwendet.

Abbildung 4.5 zeigt ein Signal, das beim Durchgang eines ^{84}Kr Ions durch einen Diamantdetektor einer Dicke von 93 μm erzeugt wurde. Das Signal wurde mit einem Breitbandverstärker verstärkt und mit einem breitbandigen ($\Delta f=1.5$ GHz) Digital-Speicher-Oszilloskop mit einer Samplingrate von 10 GS/s aufgenommen

Die intrinsische zeitliche Auflösung von Diamantdetektoren liegt unter 50 ps. Zur Bestimmung dieser Auflösung werden mit Hilfe eines TDCs (Time to Digital Converter) Flugzeitdifferenzmessungen durchgeführt. Zwei möglichst gleiche Diamantdetektoren werden knapp hintereinander platziert und mit relativistischen Ionen bestrahlt (Abbildung 4.6.). Detektor 1 wird zuerst getroffen und gibt das Startsignal für den TDC. Das schnelle Ion legt den Weg zum Detektor 2 in vernachlässigbar kurzer Zeit zurück. Wenn Detektor 2 getroffen wird, erhält der TDC das Stoppsignal. Die so gemessene Zeitdifferenz zwischen Start und Stopp entspricht der Flugzeit des Teilchens von Detektor 1 zu Detektor 2 verbreitert durch die intrinsischen Auflösungen beider Detektoren und der verwendeten Elektronik. Die wiederholte Messung der Flugzeit vieler Teilchen gleicher Geschwindigkeit ergibt ein Flugzeitdifferenzspektrum wie es in Abbildung 4.7 gezeigt wird Dieses Zeitspektrum wurde

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

mit ^{52}Cr Ionen mit 650 MeV/u erzeugt. Zwei Diamantdetektoren mit einer Dicke von 100 μm wurden für die Messung verwendet.

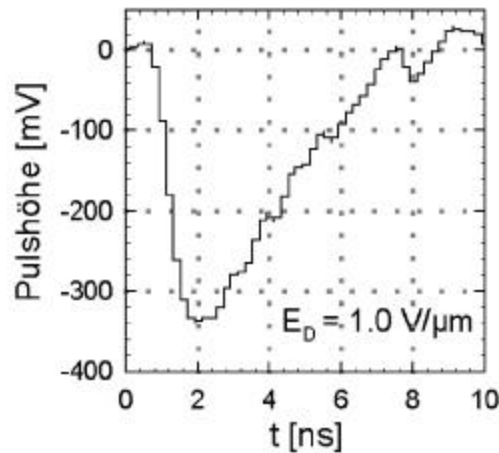


Abbildung 4.5: Signal vom Diamantdetektor aufgenommen mit einem schnellen Verstärker und einem Digitaloszilloskop [Quelle: Eleni Berdermann, Detektorlabor, GSI].

Da der TDC die Start- und Stoppsignale nur verarbeiten kann, wenn zwischen ihnen eine gewisse minimale Zeitdifferenz liegt, muss in die Leitung die das Stoppsignal überträgt eine Zeitverzögerung eingebaut werden. Diese Verzögerung ändert nichts an der Form des Zeitspektrums, es wird nur um diese konstante Zeit verschoben. Das erhaltene Zeitspektrum repräsentiert die Zeitauflösung des gesamten Messsystems. Unter der Annahme, dass die Systemauflösung von den beiden Diamantdetektoren bestimmt wird, zeigt das Zeitspektrum die Summe der Quadrate der Zeitauflösungen von Detektor 1 und 2. Da zwei möglichst gleiche Detektoren gewählt wurden, ist die Halbwertsbreite des gemessenen Zeitspektrums beider Detektoren nur mit dem Faktor $2^{-1/2}$ zu multiplizieren, um die intrinsische Zeitauflösung eines Detektors zu erhalten.

Die Abbildung 4.6 verdeutlicht dieses Messverfahren und Abbildung 4.7 zeigt ein Ergebnis der Zeitmessung nach der Multiplikation mit dem Faktor $2^{-1/2}$. Das gemessene zeitliche Auflösungsvermögen des Diamantdetektors lag somit bei mindestens 29,2 ps. Dieser Wert entspräche der intrinsischen Zeitauflösung des Diamanten, wenn weitere aus dem Messsystem resultierende Zeitstreuungen ausgeschlossen werden können. Falls es durch das verwendete Messsystem zu zusätzlichen Zeitstreuungen gekommen ist, ist die intrinsische Zeitauflösung des Detektors besser als 29.2 ps.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

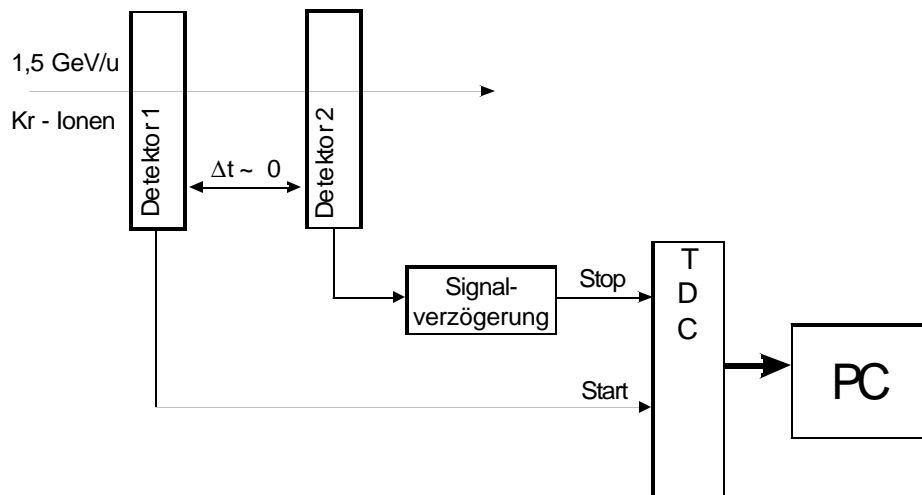


Abbildung 4.6: Prinzip der Messung intrinsischer Zeitaufösungen von Diamantdetektoren.

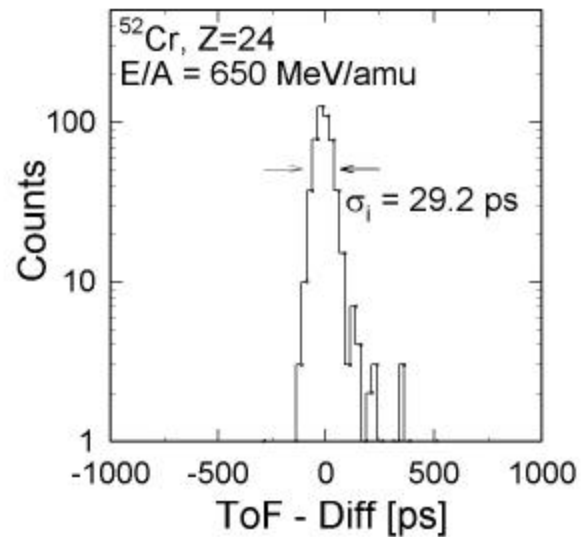


Abbildung 4.7: Zeitspektrum für die Messung der intrinsischen Zeitauflösung eines Diamantdetektors. Der Faktor $2^{1/2}$ wurde bei der Skalierung der Zeitachse berücksichtigt. [Quelle: Eleni Berdermann, Detektorlabor, GSI].

4.4 Untersuchung der Ladungssammlungseigenschaften von CVD Diamant mit der Mikrosonde

Die Vermutung, dass die Ladungssammlungseffizienz im CVD Diamanten sehr stark vom Ort des Iontreffers abhängig ist und insbesondere durch die Korngrenzen stark gestört wird, war der Anlass, dieses Material mit der Mikrosonde zu untersuchen. In diesem Experiment wurde ein Teil eines 10 x 10 mm großen, 0,38 mm dicken DVC Diamanten mit einem C^{2+} Mikrostrahl im Rasterverfahren bestrahlt. Die gerasterte Fläche war 300 x 350 μm groß.

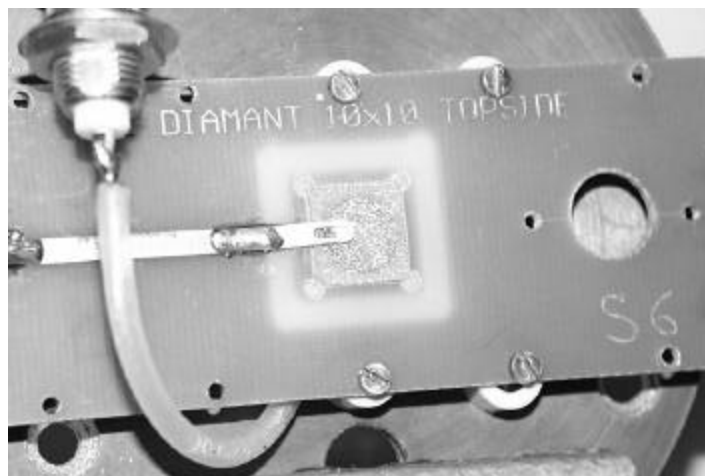


Abbildung 4.8: Foto vom untersuchten Diamant-Detektor S6

Die Energie der Kohlenstoffionen betrug 5,9 MeV/u. Die Diamantschicht wurde über aufgedampfte Chrom-Gold-Elektroden mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verbunden. Die Abbildung 4.8 enthält ein Foto des verwendeten Detektors mit der Targetplatte. Bei jedem Iontreffer wurden die im Diamanten erzeugten Ladungsträger nachgewiesen, sofern sie nicht durch Verlustprozesse verloren gegangen sind. Zur Darstellung der Oberfläche des Zielgebietes wurden die bei den Iontreffern von der Oberfläche emittierten Sekundärelektronen mit einem Channeltrondetektor erfasst. Für jeden Iontreffer wurde somit ein Datensatz aus den vier Messwerten: x-Koordinate, y-Koordinate, Sekundärelektronensignal und Ladungssammlungssignal gemessen und gespeichert.

Da mit der Mikrosonde Ladungssammlungseffizienzen in Abhängigkeit vom Ort mit einer Auflösung von ca. 1 μm gemessen werden können und große Diamantkörner einen Durchmesser von etwa 30 bis 40 μm auf der Wachstumsseite besitzen, sollte sie ein geeignetes Instrument für diese Untersuchungen sein. Die Verwendung des CVD Diamanten als Detektor wird in Bild 4.9 veranschaulicht.

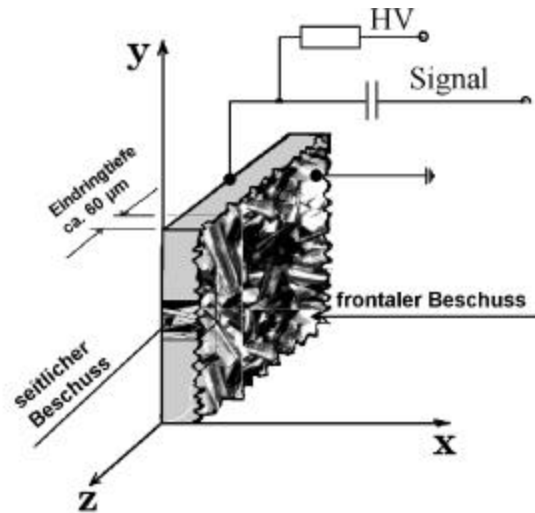


Abbildung 4.9: Skizze des Aufbaus zur frontalen und seitlichen Bestrahlung von CVD Diamantdetektoren

4.4.1 Bestrahlung der Wachstumsseite des CVD Diamanten

Bei allen Bestrahlungen war die Lokalisation von Ladungsträgerfallen von besonderem Interesse. Im vorherigen Kapitel wurde die Möglichkeit der Konzentration solcher Fallen in den Korngrenzen zwischen den Einkristallen erwähnt. In diesem Kapitel soll dieser Vermutung nachgegangen werden.

Eine $350 \times 300 \mu\text{m}$ große Fläche auf dem Diamanten wurde mit einem C^{2+} -Strahl abgerastert. Die Energie der Ionen betrug $5,9 \text{ MeV/u}$. Der untersuchte Diamant (S6) hat eine Gesamtfläche von $1 \times 1 \text{ cm}$ und ist ca. $0,38 \text{ mm}$ dick. Die aufgedampften Elektroden bestehen aus einer 200 nm Goldschicht auf einer 40 bis 50 nm dicken Chromschicht. Die zwischen den Elektroden angelegte Spannung betrug -700 V . Die Wachstumsseite des Diamanten war, wie im Bild 4.9 angedeutet, geerdet und die Hochspannung wurde über einen GSI-Standard-Vorverstärker (ladungsempfindlich) an die Keimseite geführt.

Bei dieser Messung wurden die x - und y -Koordinaten der Ionentreffer, die von der Targetoberfläche emittierten Sekundärelektronen und die Anzahl der auf den Elektroden des Diamanten erfassten Ladungsträger gemessen. Die Datenaufnahmen erfolgten mit CAMAC.

Die gleichzeitige Messung der Sekundärelektronensignale und der Ladungssammlungssignale sowie deren Darstellung in zwei x - y -Matrizen gibt uns die Möglichkeit des Vergleichs der topologischen Darstellung des Zielgebietes mit dem Ladungssammlungsbild. Die Sekundärelektronenemission wird mit einem Channeltrondetektor gemessen, der in unmittelbarer Nähe zur Diamantoberfläche positioniert ist und mit einer für Elektronen attraktiven Spannung von 180 V vorgespannt war. Ein Blockschaltbild der Datenaufnahme mit dem CVD Diamantdetektor findet sich in Abbildung 4.10.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

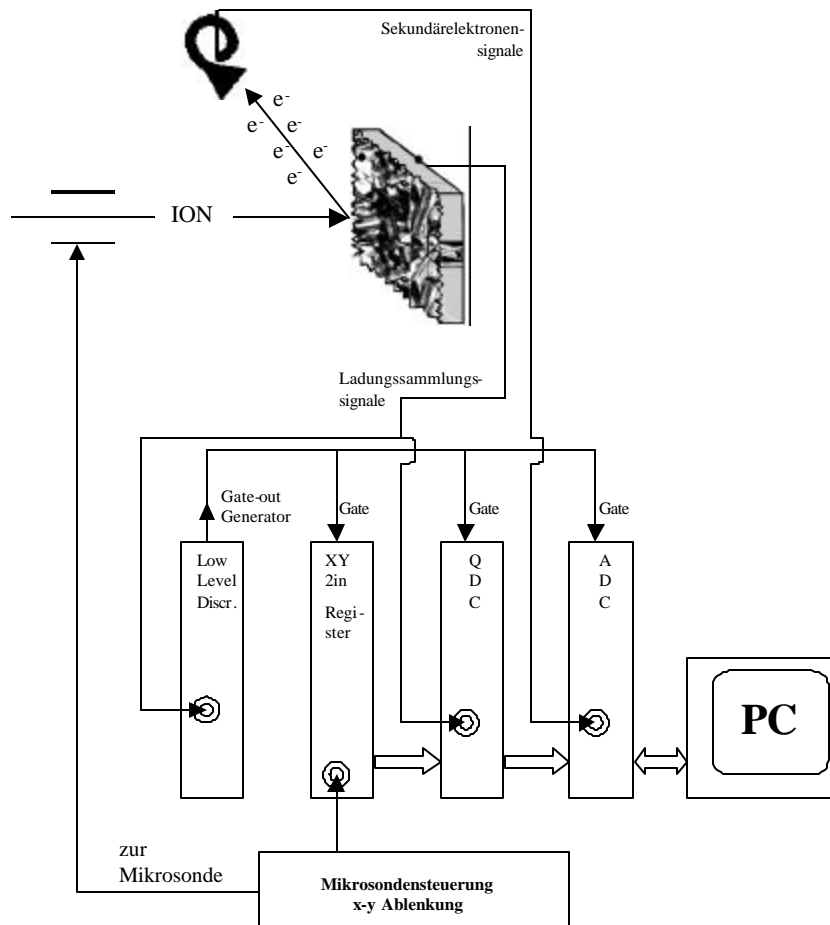


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Datenaufnahme am Diamantdetektor

Um ein Ladungssammlungsbild zu erhalten, müssen aus der Gesamtheit aller Ladungssignale die für die jeweilige Betrachtung wichtigen Signale ausgewählt werden. Das Scanfeld auf dem Target wird bei der Bestrahlung homogen mit Ionen beschossen. Da jeder getroffene Punkt auf dem Detektor ein Ladungssammlungssignal erzeugt, erscheint bei der Darstellung aller Signale das gesamte Scanfeld schwarz und ohne jede Struktur. Das Ladungssammlungsspektrum für den bestrahlten Diamantdetektor in Bild 4.11 zeigt die bereits in Kapitel 4.2.2 angesprochen breite Verteilung von Pulshöhen.

Um nun in einer x-y-Matrix ein Ladungssammlungsbild erzeugen zu können, wählt man aus diesem Spektrum, durch die Einführung geeigneter Filter, einen Teil der Ladungssignale aus. In diesen Fall wurden Signale mit einer Effizienz von mehr als 40 % ausgewählt und damit wurde ein Ladungssammlungsbild erzeugt. Die gewählte Schwelle ist im Bild 4.11 eingezeichnet. Das entstandene Bild von Bereichen mit der gewählten, relativ hohen Ladungssammlung ist in Abbildung 4.12 b zu sehen. Daneben erscheint das Bild (4.12a) desselben Scanfeldes in einer Sekundärelektronendarstellung. Dazu wird die Emission von Sekundärelektronen von der Diamantdetektoroberfläche nach einem Iontreffer zusammen mit den korrespondierenden Ortskoordinaten dargestellt. In diesem Bild ist die polykristalline Struktur des CVD Diamanten gut erkennbar.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

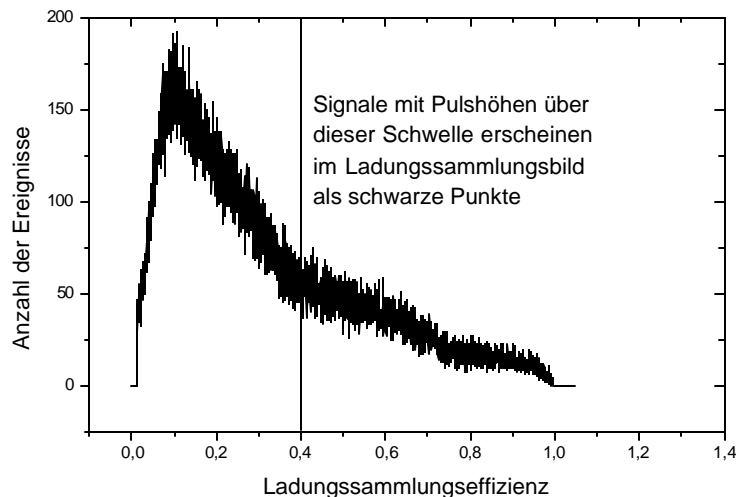


Abbildung 4.11: Pulshöhenspektrum des Detektors S6 bei einer Spannung von -700 V, die zur Matrixdarstellung verwendete Schwelle bei 40 % Ladungssammlungseffizienz ist eingezeichnet

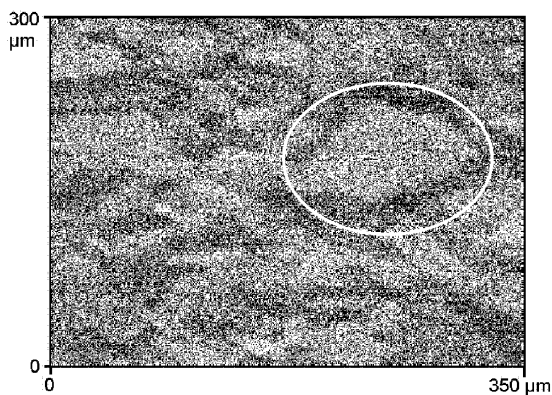


Abbildung 4.12 a: Sekundärelektronenbild der Diamantdetektoroberfläche.

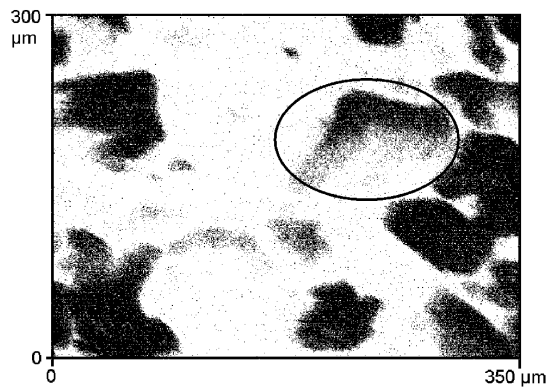


Abbildung 4.12 b: Ladungssammlungsbild des Diamantdetektors.

Durch die Ellipse im Bild 4.12 a wird ein Bereich gekennzeichnet, der sich durch dunkle Grenzen von der Umgebung abhebt und als einkristalliner Diamant erscheint. Derselbe Bereich ist auch im Ladungssammlungsbild (4.12 b) durch eine Ellipse markiert.

Der durch die Ellipse markierte Einkristall ist sowohl im Sekundärelektronenbild als auch im Ladungssammlungsbild gut erkennbar. Überraschenderweise zeigt das Ladungssammlungsbild verschiedene Ladungssammlungseffizienzen für diesen Einkristall. Der obere Teil des Kristalls ist schwarz und gehört somit zum Bereich hoher Ladungssammlungseffizienz. Der untere Teil hingegen ist weiß. Die Effizienzen dieses Teils des Einkristalls bleiben damit durchweg unter dem durch die Schwelle bestimmten Grenzwert von 40 % Ladungs-

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

sammlungseffizienz. In diesem Beispiel zeigt sich also ein großer Diamanteinkristall mit unterschiedlichem Vermögen primär generierte Ladung zu den Elektroden zu leiten. Dies ist ein erster Hinweis darauf, dass es auch effektive Ladungsträgerfallen im Einkristall, weit entfernt von den Korngrenzen, geben muss.

Der mögliche Einfluss der Korngrenzen auf das Ladungssammlungsverhalten der CVD Diamanten wurde gezielt durch systematische Variation der Schwelle im Pulshöhenspektrum der Ladungssignale untersucht. Die folgende Überlegung bildet die Grundlage für dieses Vorgehen:

Unter der Voraussetzung, der Konzentration von Ladungsträgerfallen in den Korngrenzen, würde bei einem Ionentreffer in der Mitte eines Einkristalls der größte Anteil der primär generierten Ladungsträger zu den Elektroden gelangen. Erzeugt man also aus den Messdaten der Ladungssammlung eine Matrix, in der, auf Grund einer sehr hoch gewählten Schwelle im Pulshöhenspektrum, nur Ereignisse angezeigt werden, die zu einer sehr hohen Ladungssammlungseffizienz geführt haben, so sollte sich ein Bild ergeben, das nur die Zentren der Einkristalle zeigt. Eine solche Matrix findet sich im Bild 4.14 a, die korrespondierende Schwelle findet sich im Bild 4.13. Senkt man nun schrittweise die Schwelle im Pulshöhenspektrum ab, so sollten sich diese Bereiche ausdehnen, da nun immer mehr Signale auch aus Ereignissen mit geringerer Effizienz angezeigt werden. Die Bereiche der Korngrenzen sollten jedoch bis zu niedrigsten Schwellwerten als freie, weiße Linien sichtbar sein, da jeder Treffer im Bereich einer Korngrenze zu höchsten Ladungsträgerverlusten führen müsste.

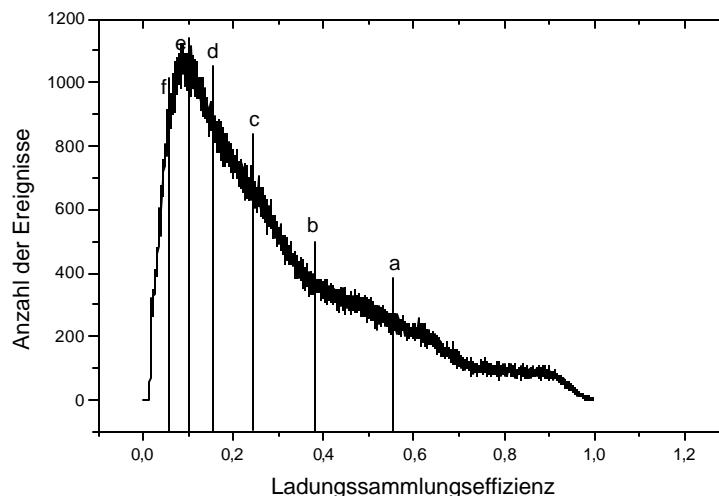


Abbildung 4.13: Pulshöhenspektrum des Diamanten S6 bei frontalem Ionenbeschuss. Die Buchstaben a. bis f bezeichnen die Schwellen, die zur Bilderzeugung (Bild 4.14 a bis f) gewählt wurden.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

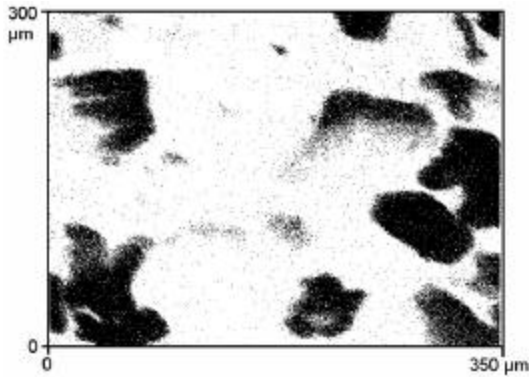


Abbildung 4.14 a: Bereiche in denen mehr als 56 % der primär erzeugten Ladungsträger gesammelt werden.

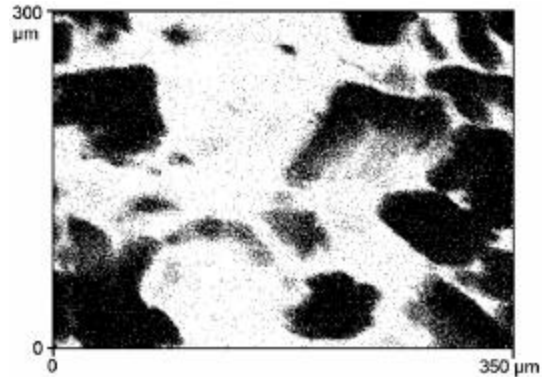


Abbildung 4.14 b: Bereiche in denen mehr als 38 % der primär erzeugten Ladungsträger gesammelt werden.

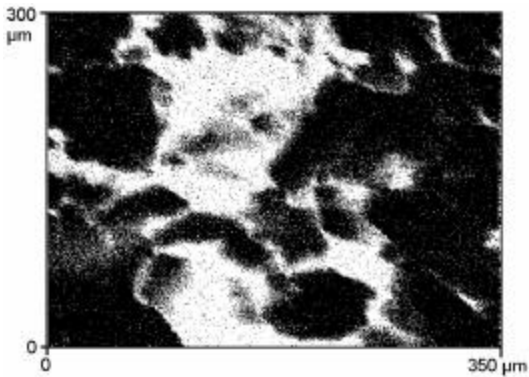


Abbildung 4.14 c: Bereiche in denen mehr als 24 % der primär erzeugten Ladungsträger gesammelt werden.

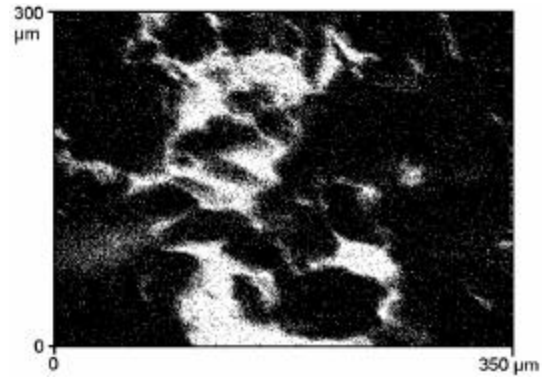


Abbildung 4.14 d: Bereiche in denen mehr als 16 % der primär erzeugten Ladungsträger gesammelt werden.

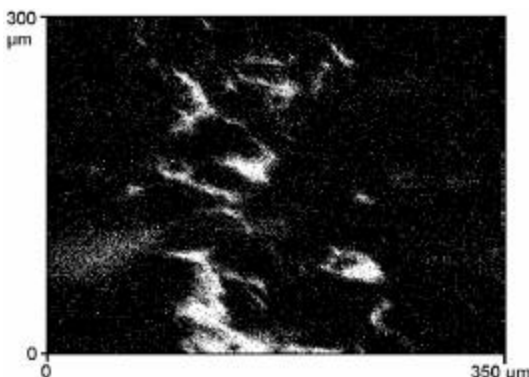


Abbildung 4.14 e: Bereiche in denen mehr als 10 % der primär erzeugten Ladungsträger gesammelt werden.



Abbildung 4.14 f: Bereiche in denen mehr als 6 % der primär erzeugten Ladungsträger gesammelt werden.

Betrachtet man die Sequenz der erzeugten Ladungssammlungsbilder 4.14 a bis f, so ergibt sich nicht der oben besprochene Ablauf. Bild 4.14 a zeigt schwarze Bereiche, die Zentren von Einkristallen darstellen könnten. Die folgenden Bilder verhalten sich jedoch nur teilweise wie erwartet. In den Bildern 4.14 c und d dehnen sich die zentralen Bereiche schnell aus. Betrachtet man dann die Bilder 4.14 e und f, so gibt es Bereiche die als Korngrenzen

identifiziert werden könnten und die auch nur zu geringsten Ladungssammlungseffizienzen führen. Es gibt aber auch ausgedehnte Gebiete geringster Ladungssammlungseffizienz, die keinesfalls als Korngrenzen identifiziert werden können. Die erwartete klare Abzeichnung der Korngrenzen bleibt völlig aus.

Damit liegt die Vermutung nahe, dass im CVD Diamant nicht nur die Korngrenzen zu den Bereichen hoher Ladungsträgerfallendichte zählen, sondern auch im Diamanteinkristall Fallen existieren, die zu hohen Verlusten der primär durch das Ion erzeugten Ladung führen.

4.4.2 Bestrahlung einer Bruchkante des CVD Diamanten

Zur seitlichen Bestrahlung stand uns nur ein relativ dünner CVD Diamant mit einem bekannt schlechtem Ladungssammlungsverhalten zur Verfügung. Will man in einen Diamantdetektor von der Seite Ionen einschließen und das Ladungssammlungsverhalten beobachten, so müssen die Elektroden auf der Keim- und Wachstumsseite des Diamanten bis zur bestrahlten Seitenfläche reichen, ohne dass Metallreste auf der Seitenfläche vorhanden sein dürfen. Dies erreicht man am einfachsten, indem man einen auf der Ober- und Unterseite metallisierten Diamantfilm in der Mitte zerbricht. Für eine derartige Prozedur stand nur ein für andere Zwecke ausgemusterter Diamant bereit.

Da die Sekundärelektronenemission von der nicht metallisierten Spaltfläche sehr gering war, konnten bei diesen Untersuchungen keine Sekundärelektronenbilder erzeugt werden. Es war jedoch gut möglich, Ladungssammlungsbilder zu erzeugen.

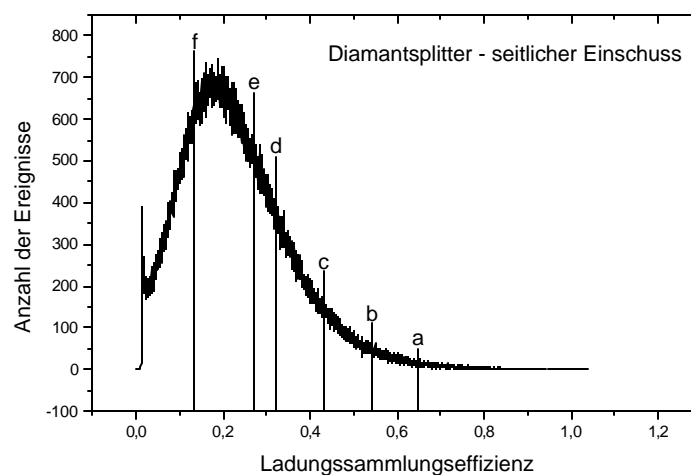


Abbildung 4.15: Pulshöhenspektrum des Diamantsplitters unter seitlichem Einschuss. Die Buchstaben a - f bezeichnen die Schwellen, die zur Bilderzeugung gesetzt wurden. Im Matrix-Bild erscheinen Ereignisse mit: a mehr als 65 % Effizienz, b mehr als 54 % Effizienz, c mehr als 43 % Effizienz, d mehr als 32 % Effizienz, e mehr als 27 % Effizienz, f weniger als 13 % Effizienz.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

Auch hier wurde durch eine Variation der Grenzwerte im Pulshöhenspektrum der Ladungssammlung der Versuch unternommen, die Korngrenzen als dominierende Bereiche beim Ladungsträgerverlust zu identifizieren. Im Bild 4.15 sind die Schwellen eingezeichnet. Die Buchstaben a - e beziehen sich auf Matrizen, die aus Ereignissen mit Pulshöhen über der eingezeichneten Grenze erzeugt wurden. Bei der mit f bezeichneten Schwelle wurden nur Ereignisse mit Pulshöhen unter diesem Wert berücksichtigt. Die durch die Schwellen selektierten Ereignisse werden in den folgenden x-y-Matrizen dargestellt.

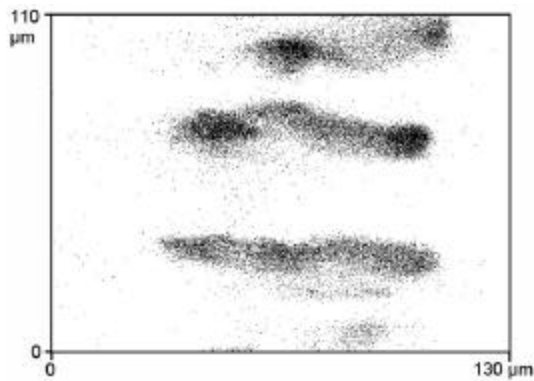


Abbildung 4.16 a: Ladungssammlungsbild, seitlicher Einschuss, Ereignisse mit Pulshöhen über 65 % Effizienz werden schwarz dargestellt.

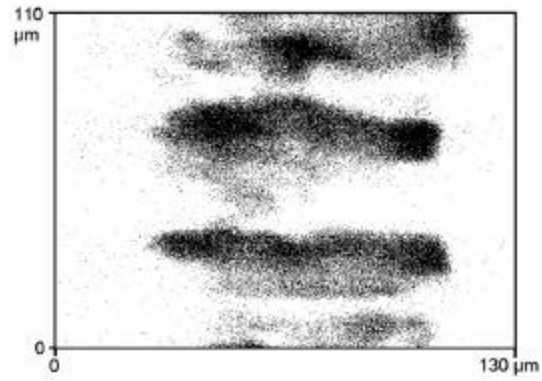


Abbildung 4.13 b: Ladungssammlungsbild, seitlicher Einschuss, Ereignisse mit Pulshöhen über 54 % Effizienz werden schwarz dargestellt.



Abbildung 4.16 c: Ladungssammlungsbild, seitlicher Einschuss, Ereignisse mit Pulshöhen über 43 % Effizienz werden schwarz dargestellt.

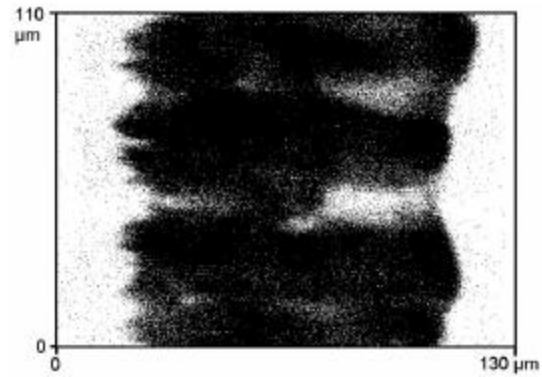


Abbildung 4.16 d: Ladungssammlungsbild, seitlicher Einschuss, Ereignisse mit Pulshöhen über 32 % Effizienz werden schwarz dargestellt.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN



Abbildung 4.16 e: Ladungssammlungsbild, seitlicher Einschuss, Ereignisse mit Pulshöhen über 27 % Effizienz werden schwarz dargestellt.

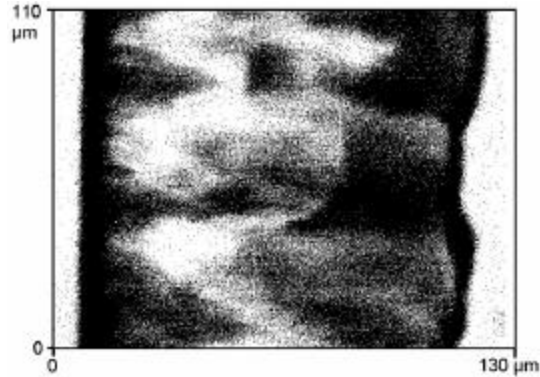


Abbildung 4.16 f: Ladungssammlungsbild, seitlicher Einschuss, Ereignisse mit Pulshöhen unter 13 % Effizienz werden schwarz dargestellt.

Zunächst ist in den Ladungssammlungsbildern 4.16 a bis 4.16 c die säulenartige Struktur des CVD Diamanten gut erkennbar. Auf Grund derselben Überlegung wie im Kapitel über die frontale Bestrahlung wird nun das Verhalten der Korngrenzen beobachtet. Bis zum Bild 4.16 b bleiben die Korngrenzen als ereignisfreie, weiße Bereiche erhalten. Jedoch schon im Bild 4.16 c, in dem alle Ereignisse mit einer Pulshöhe von mehr als 43 % als schwarze Punkte dargestellt sind, wachsen die Signale aus den Korngrenzen in Teilbereichen zusammen. Im Bild 4.16 e sind die Korngrenzen schon nicht mehr zu erkennen. Dabei ist zu beachten, dass hier mit einer Schwelle von 27 % Ladungssammlungseffizienz noch nicht das Maximum der Verteilung im Ladungssammlungsspektrum erreicht wurde. Das Spektrum im Bild 4.15 zeigt die größte Anzahl von Ereignissen bei etwa 20 % Ladungssammlungseffizienz. Da die Ionentreffer von der Mikrosonde zufällig platziert werden, können wir bei einer Anzahl von mehr als 1,5 Millionen Ereignissen von einer homogenen Verteilung der Ionentreffer im Bestrahlungsfeld ausgehen. Wenn die Korngrenzen tatsächlich die dominierenden Ladungsträgerfallen beinhalten würden, bzw. die räumliche Dichte der Fallen in den Korngrenzen wesentlich höher wäre als im einkristallinen Diamant, dann sollte man die Schwelle im Spektrum 4.15 zumindest unter das Maximum der Verteilung (d. h. unter 20 % Ladungssammlungseffizienz) verschieben können, ohne in der Matrixdarstellung die Signatur der Korngrenzen zu verlieren.

Im Bild 4.16 f wurde der Versuch unternommen, die Korngrenzen in einer Negativdarstellung der Bilder 4.16 a bis e sichtbar zu machen. Bei der Matrixdarstellung 4.16 f wurden nur Ereignisse, die zu kleinen Pulshöhen unter 13 % Ladungssammlungseffizienz geführt haben dargestellt. Die Korngrenzen sollten nun als schwarze Linien erscheinen, wobei die Bereiche der Einkristalle frei von diesen Ereignissen sein sollten. Auch dies ist hier nicht zu beobachten. Sowohl in den Bereichen der Korngrenzen, als auch in den Bereichen ausgedehnter Einkristalle finden sich Ereignisse geringer Ladungssammlungseffizienz. Darüber hinaus ist im Bild 4.16 f ein kleiner Bereich einer Korngrenze zu beobachten, der völlig frei von Ereignissen mit einer Effizienz unter 13 % ist.

Alle diese Beobachtungen führen zu der Annahme, dass die Ladungsträgerfallen im CVD Diamant nicht hauptsächlich in den Korngrenzen lokalisiert sind.

4.4.3 Gepumpte CVD Diamanten

Von Halbleiterdetektoren ist bekannt, dass schon eine relativ geringe Dosis schwerer, hochenergetischer Ionen zu schweren Schäden im Kristallgitter des Halbleiters führt. Diese Gitterschäden führen zu einer verschlechterten Energieauflösung des Halbleiterdetektors und die Ladungssammlungseffizienz des Detektors nimmt ab. Das Signal eines Halbleiterdetektors für einen monoenergetischen Ionenstrahl würde im Vielkanalanalysator eine verbreiterte, zu kleineren Energien verschobene Verteilung ergeben, nachdem eine ausreichende Dosis zur Schädigung des Detektors geführt hat. Derart geschädigte Halbleiterdetektoren müssen regelmäßig durch neue, ungeschädigte Halbleiterdetektoren ersetzt werden.

In der modernen Hochenergiephysik, z. B. am CERN und auch in der Industrie, z.B. in geplanten nuklearen Endlagern können die eingesetzten Detektoren hohen Strahlendosen ausgesetzt werden, wobei die von herkömmlichen Halbleiterdetektoren bekannten Alterungsprozesse nicht toleriert werden können. Meist ist ein Austausch der Detektoren in den oben genannten Einsatzbereichen nur mit hohem technischen Aufwand möglich und dementsprechend teuer. Strahlungsresistente Diamantdetektoren wären hier eine vielversprechende Alternative.

Das Verhalten des CVD Diamanten nach der Akkumulation einer mittleren Ionendosis soll im Folgenden untersucht werden. Aus dem Kap. 4.2 ist bekannt, dass die Kohlenstoffatome im Diamantgitter mit 7,24 eV/Atom sehr fest gebunden sind. Daher ist die Wahrscheinlichkeit einer Deplacierung eines Kohlenstoffatoms im Diamantgitter geringer als in herkömmlichem Detektormaterial wie zum Beispiel Silizium. Um Aussagen über das Verhalten des CVD Diamantdetektors nach der Akkumulation einer hohen Ionendosis zu erhalten, werden Pulshöhenspektren und Ladungssammlungsbilder aus demselben Zielgebiet verglichen. Die angelegte Detektorspannung betrug bei den folgenden Darstellungen immer -1000 V. Lediglich die akkumulierte Dosis unterscheidet die Aufnahmen. Zunächst wurden Daten vom unbestrahlten Diamanten genommen. Daraufhin wurde im selben Zielgebiet eine Dosis von 10^{10} Ionen/cm² appliziert, wonach nochmals ein Ladungssammlungsspektrum gemessen wurde. Die Resultate sind in den Bildern 4.17 a und b sowie 4.18 a und b dargestellt.

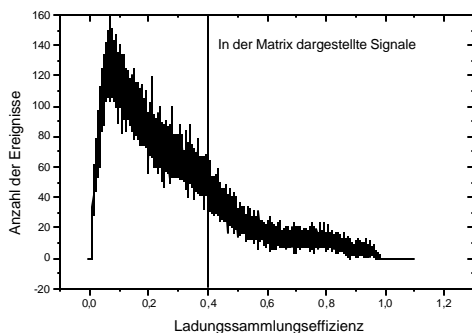


Abbildung 4.17 a: Pulshöhenspektrum des unbestrahlten Detektors.

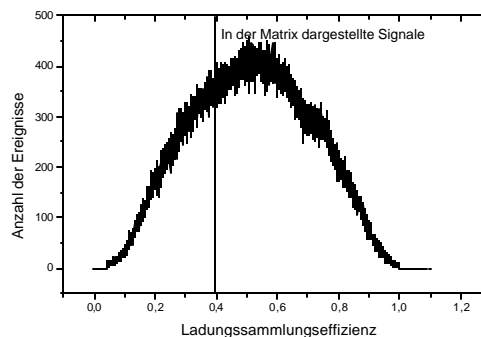


Abbildung 4.17 b: Pulshöhenspektrum nach einer Dosis von 10^{10} Ionen/cm².

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

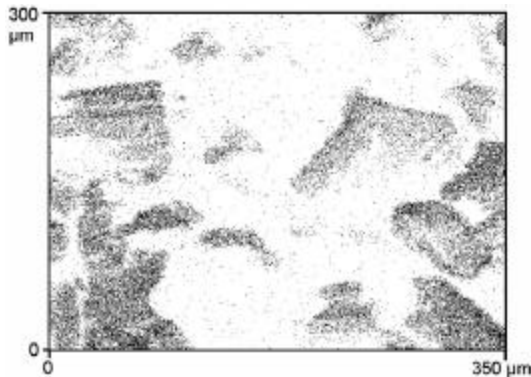


Abbildung 4.18 a: Bereiche in denen mehr als 40 % der primär erzeugten Ladungsträger zum Signal beitragen, beim unbestrahlten Detektor.



Abbildung 4.18 b: Bereiche in denen mehr als 40 % der primär erzeugten Ladungsträger zum Signal beitragen, nach einer Dosis von 10^{10} Ionen/cm².

Deutliche Unterschiede sind in den Ladungssammlungsspektren erkennbar. Das Maximum des Ladungssammlungsspektrums wurde durch die applizierte Dosis nach rechts verschoben. Das heißt der Diamantdetektor gewinnt während der Bestrahlung an Effizienz. Die meisten Ereignisse der Verteilung findet man beim unbestrahlten Detektor (Bild 4.17 a) bei etwa 10% Ladungssammlungseffizienz. Nach einer Dosis 10^{10} von Ionen/cm² (Bild 4.17 b) liegt das Maximum der Verteilung der Ladungssammlungseffizienz deutlich über 50%. Im Gegensatz zu den bekannten Halbleiterdetektoren, die nach Akkumulation einer solchen Ionendosis ein deutlich verschlechtertes Spektrum zeigen, ist das Spektrum des bestrahlten Diamanten deutlich besser geworden, verglichen mit dem eines unbestrahlten Diamantdetektors.

Dies lässt sich auch in den Matrixbildern erkennen, in denen die schwarzen Bereiche eine Ladungssammlungseffizienz von mehr als 40 % indizieren. Im Bild 4.18 a ist nicht mehr als 30 % der Gesamtfläche geschwärzt. Die weißen Bereiche erzeugen Effizienzen von weniger als 40 %. Im Bild 4.18 b hingegen ist mehr als 70 % der Gesamtfläche in der Lage, die Effizienzschwelle von 40 % zu überbieten. Beim bestrahlten CVD Diamanten trägt also eine wesentlich größere Gesamtfläche zur effizienten Ladungssammlung bei.

Als Grund für diese Beobachtung kommt die energetische Tiefe der Ladungsträgerfallen im CVD Diamant in Betracht. Eine gefüllte Falle im CVD Diamanten ist nur schwer zu entleeren und so lange die Falle gefüllt ist, ist sie für neu generierten Ladungsträger als Falle unwirksam. Je nach eingestrahlem Ionenstrom wird sich ein Gleichgewicht zwischen dem Entleeren und dem Auffüllen von Fallen einstellen, das deutlich weniger Fallen im bestrahlten Detektor zur Folge hat als im unbestrahlten. Ein Detektor in diesem Zustand wird als "gepumpter Detektor" bezeichnet. Da die Ladungsträger im Detektormaterial über eine relativ lange Zeit festgehalten werden, entwickelt sich im Innern des gepumpten Detektors eine starke Polarisation, die die effektive Feldstärke im Detektor verringert.

Versucht man bei einem gepumpten CVD Diamanten den Einfluss der Korngrenzen durch Selektion kleiner Ladungssammlungssignale sichtbar zu machen, ändern sich die Beobachtungen gegenüber denen im Kap. 4.4.1, indem der Einfluss der Korngrenzen im ungepumpten CVD Diamanten untersucht wurde.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

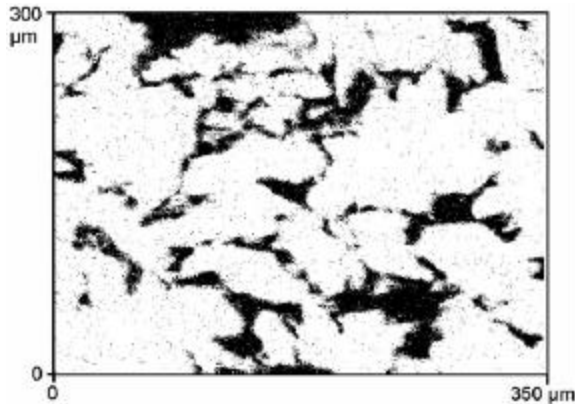


Abbildung 4.19 a: Ladungssammlungsbild nach Bestrahlung mit 10^{10} Ionen/cm². Ereignisse unter 30 % Ladungssammlungseffizienz erscheinen schwarz.

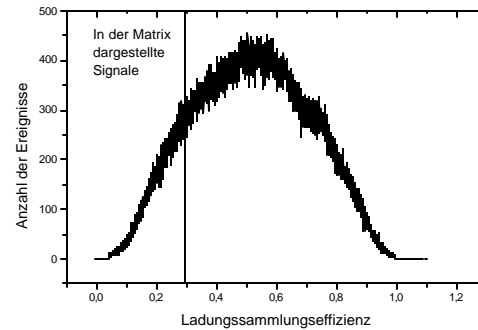


Abbildung 4.19 b: zur Matrix in Bild 4.16 a korrespondierendes Pulshöhenspektrum

Die Matrixdarstellung Bild 4.19 a enthält Ereignisse mit einer Ladungssammlungseffizienz von weniger als 30 % als schwarze Bereiche. Diese Matrix zeigt nun neben ausgedehnten schwarzen Flächen auch erkennbare Grenzstrukturen. Der Einfluss der Korngrenzen auf den Ladungsträgerverlust scheint beim gepumpten CVD Diamanten größer zu sein, als beim ungepumpten.

Diese Beobachtung legt die Vermutung nach verschiedenartig wirkenden Ladungsträgerfallen im Diamanteinkristall und in den Korngrenzen nahe. Während die Fallen in den Einkristallen beim Pumpen gefüllt werden, um dann die Ladungssammlung nur noch wenig zu behindern, bleiben die Fallen in den Korngrenzen aktiv. Das heißt, die in den Korngrenzen eingefangenen Ladungsträger können den Fallen relativ schnell entkommen, wodurch die Fallen erneut Ladungsträger einfangen können. Der Ladungsträgereinfang im Diamanteinkristall hingegen scheint langlebiger zu sein, was die energetisch tiefere Fallen voraussetzen würde.

Eine weitere mögliche Erklärung der beobachteten Effekte könnte sich durch die Annahme unterschiedlicher Defektdichten in den Korngrenzen und den Einkristallen finden lassen. Nach einer gewissen eingestrahlten Ionendosis wären die Ladungsträgerfallen mit geringer Dichte im Einkristall gefüllt, hingegen würden in den Korngrenzen auf Grund einer hohen Fallendichte noch freie Fallen zur Verfügung stehen, was den stärker werdenden Einfluss der Korngrenzen im gepumpten Diamant erklären könnte.

Eine Unterscheidung zwischen diesen beiden Erklärungsansätzen ist durch unsere Experimente nicht zu erhalten. Es wäre jedoch von hohem Interesse, in diesem Zusammenhang Experimente zu planen, die diese Fragen klären könnten.

4.4.4 Zerstörung der Detektoreigenschaften

Im letzten Kapitel wurde gezeigt, dass durch eine eingestrahlte Ionendosis von 10^{10} Ionen/cm² die Eigenschaften des Detektors bezüglich der Ladungssammlung wesentlich verbessert wurden, im Vergleich zum unbestrahlten Detektor. Da aber auch der CVD Diamant vom Ionenstrahl geschädigt wird, muss es eine Ionendosis geben bei der die Verwendbarkeit des Materials als Detektor an eine Grenze stößt. Dass es sich hier um eine relativ hohe Dosis handeln muss, wurde schon durch ähnliche Experimente mit Protonen am CERN [6] gezeigt.

Die Mikrosonde eignet sich als Instrument zur Hochdosisbestrahlung besonders gut, weil durch die Fokussierung des Strahls eine hohe Dosis in relativ kurzer Zeit in ein allerdings kleines Zielgebiet gestrahlt werden kann. Die hierbei hervorgerufene Entwicklung des Ladungssammlungsspektrums konnte dabei Ereignis für Ereignis beobachtet werden. Für dieses Experiment wurde ein 8,3 MeV/u ¹²C-Strahl benutzt. Der Ionenstrahl wurde mit der Mikrosonde auf einen Durchmesser von ca. 0,5 μ m fokussiert. Um einen möglichst hohen Ionenstrom im Zielgebiet zu erhalten, wurde die Objektblende der Mikrosonde etwas geöffnet. Dadurch weitete sich der Fokus des Strahls auf einen Durchmesser von etwa 2 μ m auf. Dieser Fokus wurde über eine Detektorfläche von 8 x 8 μ m² gerastert, um das Zielgebiet möglichst homogen zu bestrahlen. Jeder Ionentreffer wurde mit Hilfe des Sekundärelektronensignals gezählt. Nach ca. 12-stündiger Bestrahlung wurden im Zielgebiet $2,5 \times 10^8$ Ionen gezählt, was einer Dosis von $3,9 \times 10^{14}$ Ionen/cm² entspricht. Die folgenden Spektren (Bilder 4.20 a-e) zeigen die Entwicklung der Ladungssammlungseigenschaften des CVD Detektors in Abhängigkeit von der akkumulierten Dosis.

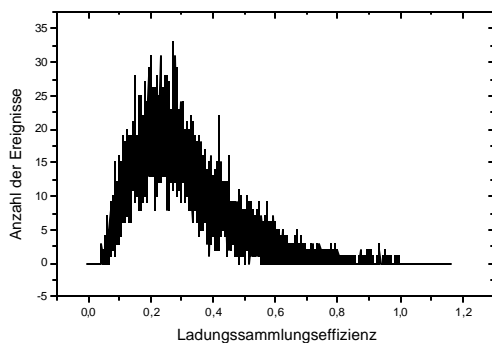


Abbildung 4.20 a: Pulshöhenspektrum des unbestrahlten Diamantdetektors.

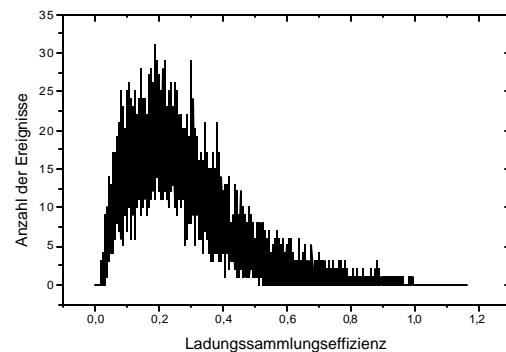


Abbildung 4.20 b: Pulshöhenspektrum des Diamantdetektors nach einer eingestrahlten Dosis von $6,5 \cdot 10^{13}$ Ionen/cm².

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

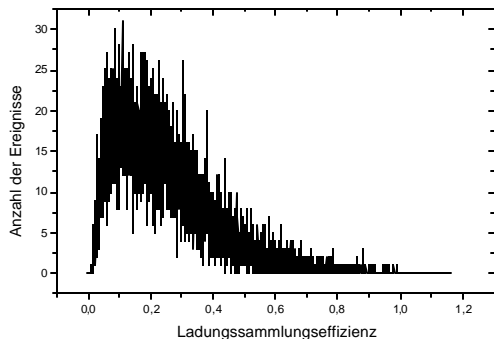


Abbildung 4.20 c: Pulshöhenspektrum des Diamantdetektors nach einer eingestrahlten Dosis von $8,0 \cdot 10^{13}$ Ionen/cm².

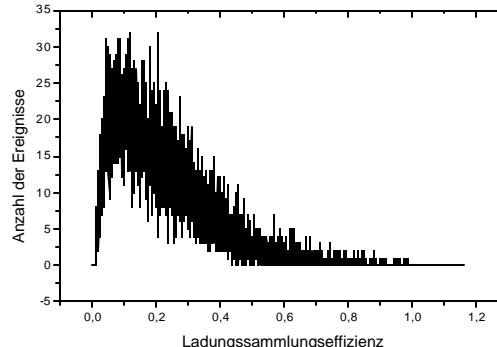


Abbildung 4.20 d: Pulshöhenspektrum des Diamantdetektors nach einer eingestrahlten Dosis von $1,0 \cdot 10^{14}$ Ionen/cm².

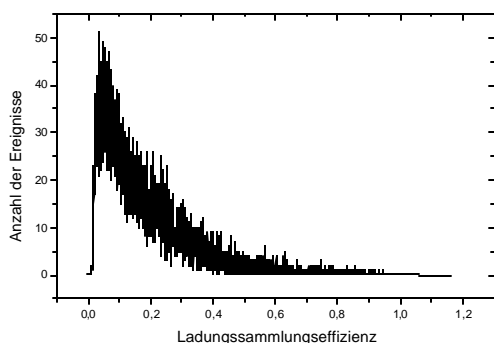


Abbildung 4.20 e: Pulshöhenspektrum des Diamantdetektors nach einer eingestrahlten Dosis von $1,3 \cdot 10^{14}$ Ionen/cm².

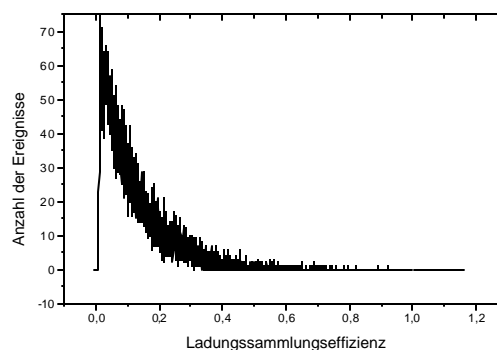


Abbildung 4.20 f: Pulshöhenspektrum des Diamantdetektors nach einer eingestrahlten Dosis von $2,3 \cdot 10^{14}$ Ionen/cm².

Bei der Messung wurden die elektronischen Rauschsignale durch einen Low Level Discriminator unterdrückt. In den Spektren erscheinen somit nur die vom Diamantdetektor erzeugten Signale. In jedem Spektrum wurden, zur besseren Vergleichbarkeit, genau 20.000 Ionentreffer dargestellt, beginnend bei der angegebenen akkumulierten Dosis. Beim unbestrahlten Detektor in Bild 4.20 a ist das für CVD Diamant typische breite Pulshöhenspektrum erkennbar, das jedoch eine saubere Trennung zum elektronischen Rauschen zeigt. Eine eindeutige Trennung von Detektor- und Rauschsignalen ist hier möglich, was Voraussetzung für die Einsetzbarkeit von CVD Diamanten als Zähler für einzelne Teilchen ist. Nach einer akkumulierten Dosis von $6,5 \cdot 10^{13}$ Ionen/cm² zeigt das Maximum des Spektrums eine leichte Verschiebung zu kleineren Pulshöhen, die Trennung zwischen den Rauschsignalen und den Detektorsignalen ist zwar etwas schmaler geworden, aber noch deutlich vorhanden. Ab einer eingestrahlten Dosis von $8,0 \cdot 10^{13}$ Ionen/cm² in Bild 4.20 c überlappen erste Detektorsignale mit den Rauschsignalen, was eine klare Trennung dieser Signale nicht mehr möglich macht. Bei dieser Dosis beginnt dieser spezielle CVD Diamantdetektor bei der Bestrahlung mit $8,3 \text{ MeV/u } ^{12}\text{C}$ -Ionen seine Verwendbarkeit als Teilchenzähler zu verlieren. Die nachfolgenden Spektren (Bild 4.20 d-f) zeigen eine schnelle

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

Wanderung des Maximums der Pulshöhenverteilung des Diamantdetektors in das elektronische Rauschen.

Die angegebene Dosis von $8,0 \times 10^{13}$ Ionen/cm² ist nur ein Wert für einen speziellen CVD Diamantdetektor und ein spezielles Ion bei einer bestimmten Energie. Es handelt sich hierbei jedoch um den ersten uns bekannten Wert für den Verlust der Detektoreigenschaften eines CVD Diamanten im Schwerionenstrahl. Bei der Beurteilung dieser Angabe ist zu berücksichtigen, dass Kohlenstoff ein relativ leichtes Schwerion ist. Ein Uranion gleicher Energie würde den Diamantdetektor sicherlich früher zerstören. Andererseits ist die Schädigung durch das Kohlenstoffion durchaus hoch, da der 8,3 MeV/u Kohlenstoffstrahl im Diamant in etwa 60 μm Tiefe gestoppt wird und somit der maximal mögliche LET erreicht wird. Die gesamte Energie des Strahls wird im Target deponiert. Jedes Projektil, das im Target gestoppt wird, bildet selber eine Störstelle im Diamantgitter. Weiterhin wird das lokale elektrische Feld durch die implantierten Ladungsträger stark verändert, was zu einer massiven Störung der Ladungssammlung führen kann. Würde man den CVD Diamanten zum Beispiel als Startdetektor für Experimente mit relativistischen Schwerionen einsetzen, die den Detektor passieren und die nur auf elektronischem Wege, weit abseits vom maximalen LET, wechselwirken, könnte man mit einer höheren Lebensdauer rechnen.

4.4.5 Bereiche höchster und geringster Ladungssammlung

Von großem Interesse bei der Bestrahlung des CVD Diamantdetektors mit der Mikrosonde war die Suche nach Bereichen, welche eine geringe Ladungsträgerfallendichte besitzen. Solche Bereiche sollten ein Spektrum erzeugen, welches zumindest ansatzweise eine schmale Verteilung bei näherungsweise 100 % Ladungssammlungseffizienz zeigt. Der Nachweis solcher Zentren hoher Ladungssammlungseffizienz wäre eine wichtige Information für die weitere Entwicklung von CVD Diamantdetektoren. Hiermit wäre gezeigt, dass sich die Detektoreigenschaften dieses Materials prinzipiell wesentlich verbessern lassen.



Abbildung 4.21 a: Ladungssammlungsbild, der selektierte Bereich aus dem das Spektrum in Bild 4.21 b erzeugt wurde, ist durch eine Ellipse gekennzeichnet.

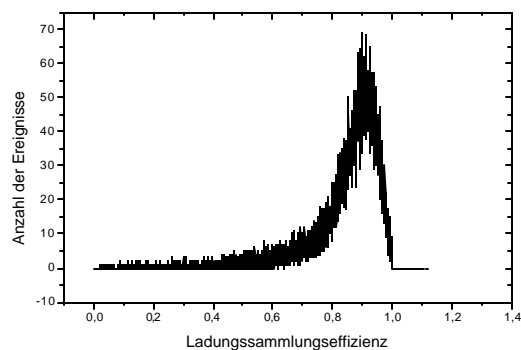


Abbildung 4.21 b: Pulshöhenspektrum generiert aus Ereignissen aus dem im Bild 4.21 a markierten Bereich.

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

Bei der Auswertung der Daten in den Ladungssammlungsbildern ist immer wieder ein Bereich am rechten Rand der Bilder aufgefallen, der auch bei hoch angesetzter Schwelle im Ladungssammlungsspektrum viele Ereignisse zeigte. Dieser Bereich ist im Bild 4.21 a durch eine Ellipse gekennzeichnet. Selektiert man diesen Bereich durch geeignete Grenzen und erzeugt ein Spektrum, das nur Ereignisse aus dem selektierten Bereich enthält, dann bekommt man das im Bild 4.21 b dargestellte Pulshöhenspektrum. Dieses Spektrum zeigt sein Maximum bei etwa 90 % Ladungssammlungseffizienz. Dies ist eine für einen CVD Diamanten bemerkenswert hohe Effizienz. Damit ist gezeigt, dass im CVD Diamant Bereiche mit sehr hoher Ladungssammlungseffizienz existieren und die Detektoreigenschaften dieses Materials wesentlich verbessert werden könnten, wenn es gelingen würde, die besonderen Eigenschaften des selektierten Bereichs aufzuklären.



Abbildung 4.22 a: Ladungssammlungsbild, der selektierte Bereich aus dem das Spektrum in Bild 4.22 b erzeugt wurde ist durch eine Ellipse gekennzeichnet.

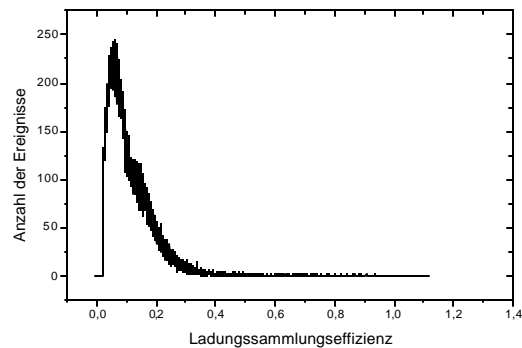


Abbildung 4.22 b: Pulshöhenspektrum generiert aus Ereignissen aus dem im Bild 4.22 a markierten Bereich

Neben Bereichen höchster Ladungssammlungseffizienz lassen sich in unmittelbarer örtlicher Nähe auch Zonen geringster Effizienzen finden.

Das aus dem durch die Ellipse gekennzeichneten Bereich im Bild 4.22 a generierte Pulshöhenspektrum ist im Bild 4.22 b dargestellt. Dieser vom Zentrum höchster Effizienz weniger als 100 µm entfernte Bereich erzeugt ein Pulshöhenspektrum, dessen Maximum der Verteilung bei nur ca. 8 % Ladungssammlungseffizienz liegt.

Anhand des gleichzeitig aufgenommenen Sekundärelektronenbildes (Bild 4.23) lassen sich keine Aussagen über diese Bereiche herleiten. Sowohl der Bereich hoher Effizienz als auch der Bereich geringer Effizienz erscheinen im Sekundärelektronenbild unauffällig.

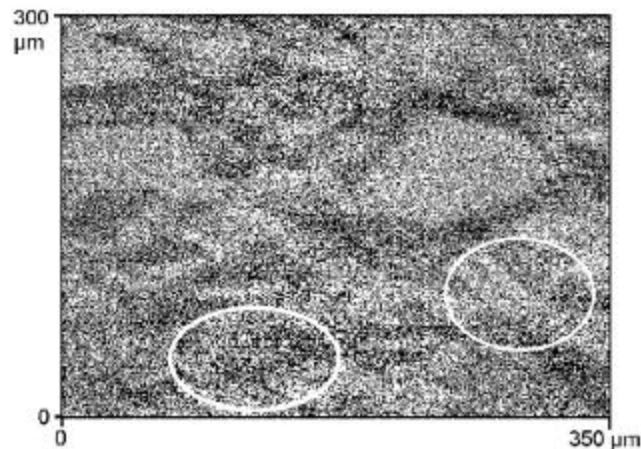


Abbildung 4.23: Zu den Bildern 4.21 a und 4.22 a korrespondierendes Sekundärelektronenbild, die beobachteten Bereiche sind durch Ellipsen gekennzeichnet.

4.4.6 Unterschiedliche Polarität bei der Detektorvorspannung

Da es sich beim reinen CVD Diamant um einen Isolator handelt, ist es zunächst prinzipiell möglich, den Detektor sowohl mit der einen als auch mit der entgegengesetzten Polarität zu betreiben. Bei unseren Experimenten wurde die Wachstumsseite des Diamanten aus bereits erläuterten Gründen mit der Masse verbunden. Die Keimseite wurde mit negativer Hochspannung versorgt. Damit wanderten die erzeugten Elektronen immer zur Wachstumsseite und die erzeugten Löcher wurden von der Keimseite angezogen. Da nun der Ladungsträgereinfang für Löcher und Elektronen durchaus verschieden sein kann, wäre es sehr interessant gewesen, die Experimente auch mit umgekehrter Polarität durchzuführen. Betrachtet man jedoch die Spannungs-Strom-Kurve (Bild 4.4) des verwendeten Detektors, so erkennt man, dass schon bei ca. +200 V an der Keimseite ein nennenswerter Strom fließt, der jede Messung mit schweren Ionen verhindert hat. Die Ursache für die Asymmetrie dieses Detektors ist nicht geklärt.

4.4.7 Eichung der Ladungssammlungsspektren mit einer α -Quelle

Um Aussagen über die Ladungssammlungseffizienz treffen zu können, muss anhand des Kanals im Pulshöhenanalysator in dem ein Ereignis aus dem Diamantdetektor registriert wird, ein eindeutiger Rückschluss auf die Anzahl der an den Elektroden gesammelten Ladungsträger möglich sein. Dies erfordert eine Eichung der verwendeten Messkette mit Hilfe eines Detektors, der keine nennenswerten Ladungsträgerfallen besitzt. Hierzu haben wir einen handelsüblichen, neuwertigen Siliziumdetektor verwendet. Zur Eichung wurde eine α -Quelle mit bekannten α -Energien der folgenden Isotope benutzt: ^{239}Pu ($E_{\alpha}=5,157$ MeV), ^{241}Am ($E_{\alpha}=5,496$ MeV), ^{244}Cm ($E_{\alpha}=5,805$ MeV). Weitere Voraussetzung für die Eichung ist die Kenntnis der notwendigen Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares (eh-Paar) im Silizium und im Diamant. Die folgenden Werte wurden der angegebenen Literatur entnommen. Für Silizium wurde mit 3,6 MeV pro eh-Paar [16, 17] gerechnet und bei Diamant wurden 13 eV pro eh-Paar [18, 19] zugrunde gelegt.

Die Eichung mit der 5,496 MeV α -Linie soll hier kurz vorgestellt werden:

Im ersten Schritt wird die Messkette aus dem Siliziumdetektor, dem Vorverstärker, dem Hauptverstärker und dem ADC mit der α -Quelle betrieben. Der 5,496 MeV α -Energie entspricht ein Kanal K_1 im Vielkanalanalysator.

Der ^{12}C -Strahl mit der Energie von $5,9$ MeV/u = $70,8$ MeV, bei einer Verwendung derselben Messkette, würde dem Kanal K_2 im Vielkanalanalysator entsprechen:

$$K_2 = \frac{70,8}{5,496} K_1 \quad \text{Gleichung 9}$$

Tauscht man nun, unter Beibehaltung der verwendeten Messkette, den Siliziumdetektor gegen den Diamantdetektor, müssen die unterschiedlichen Energien zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren berücksichtigt werden. Die Linie des $5,9$ MeV/u ^{12}C -Strahls würde dann im Kanal K_3 erscheinen:

$$K_3 = \frac{3,6}{13} K_2 \quad \text{Gleichung 10}$$

Da der ADC nur Spannungen zwischen 0 und 1 V konvertieren kann, muss bei der Umstellung von der α -Quelle mit dem Siliziumdetektor auf den ^{12}C -Strahl mit dem Diamantdetektor die Verstärkung am Hauptverstärker geändert werden. Das Verhältnis der Verstärkung des Hauptverstärkers bei der Nutzung des Diamantdetektors V_{Diam} zur Verstärkung des Siliziumdetektors V_{Sil} ergibt den Kanal K_4 , in den die Ereignisse der Anordnung bei der Messung mit dem Diamantdetektor fallen:

$$K_4 = \frac{V_{\text{Diam}}}{V_{\text{Sil}}} K_3 \quad \text{Gleichung 11}$$

4 MESSUNG ZUR FÄHIGKEIT VON CVD DIAMANT DURCH SCHNELLE IONEN ERZEUGTE LADUNGSTRÄGER ZU SAMMELN

Fügt man die drei vorstehenden Gleichungen zusammen, erhält man die Umrechnung vom Kanal K_1 in dem ein mit dem Siliziumdetektor gemessenes α -Teilchen registriert wird in den Kanal K_4 in dem ein mit dem Diamantdetektor gemessenes C-Ion registriert wird:

$$K_1 = b \frac{V_{\text{Sil}}}{V_{\text{Diam}}} K_4$$

Gleichung 12

Hierin ist β eine Konstante aus den Energien der C-Ionen, der α -Teilchen und der notwendigen Energien zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren in Silizium und Diamant. Da der Kanal K_1 proportional zur Energie der α -Teilchen im Silizium ist und der Kanal K_4 proportional zur Energie der C-Ionen im Diamant ist, ist die obige Gleichung auch zur Eichung der Energien geeignet.

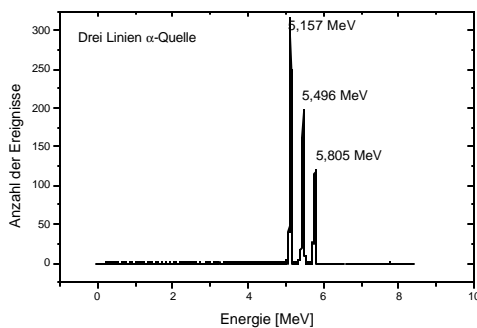


Abbildung 4.24 a: Pulshöhenspektrum der Eichquelle mit einem neuwertigen Siliziumdetektor gemessen.

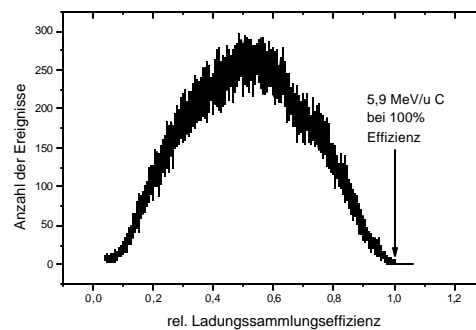


Abbildung 4.24 b: Ladungssammlungsspektrum des CVD Diamant Detektors mit einer α -Quelle und einem Siliziumdetektor geeicht.

Mit Hilfe dieser Umrechnung konnten die Ereignisse in den Kanälen am rechten Fußpunkt der Pulshöhensverteilung des Diamantdetektors als Signale mit 100%iger Ladungssammlung identifiziert werden. Unabhängig von der Form des Pulshöhenspektrums fiel der rechte Fußpunkt der Verteilung immer in den selben Kanal des Analysators, so lange die Einstellungen der Verstärker nicht geändert wurden, was notwendig ist, um diesem Kanal eine 100%ige Ladungssammlungseffizienz zuordnen zu können. Alle im Kapitel 4 gezeigten Ladungssammlungsspektren wurden auf diese Weise geeicht. Dadurch wurde die Angabe von Ladungssammlungseffizienzen erst möglich. Das Spektrum der α -Quelle im Siliziumdetektor zeigt Bild 4.24 a und ein mit diesem Spektrum geeichtes Spektrum des Ionens trahls im CVD Diamantdetektor wird in Bild 4.24 b gezeigt.

4.5 Zusammenfassung und Ausblick

Es ist uns gelungen, mit der Mikrosonde die Ortsabhängigkeit der Ladungssammlung im CVD Diamant darzustellen. Es hat sich gezeigt, dass bei ungepumpten CVD Diamanten sowohl in den Korngrenzen als auch in den Diamanteinkristallen Ladungsträgerfallen existieren. Nach der Akkumulation einer gewissen Ionendosis wird der Einfluss der Ladungsträgerfallen in den Einkristallen geringer und der Einfluss der Fallen in den Korngrenzen zeigt sich deutlicher. Die verbreitete Annahme, der massiven Dominanz der Fallen in den Korngrenzen, kann hier nicht bestätigt werden. Das offensichtlich unterschiedliche Verhalten dieser beiden Fallentypen sollte Ziel weiterer Untersuchungen sein. Auch ein Erklärungsansatz der beobachteten Phänomene über die unterschiedlichen Fallendichten in den Einkristallen und den Korngrenzen könnte zu einem weiteren Verständnis der Vorgänge führen. Das Verständnis der Pumpmechanismen im CVD Diamant könnte zur wesentlichen Verbesserung des Materials in Bezug auf seine Detektoreigenschaften beitragen.

Auf der von uns untersuchten Probe lassen sich Zentren höchster Ladungssammlungseffizienz finden, es sind aber auch Bereiche mit sehr geringer Effizienz vorhanden. Durch eine weitere Unterscheidung dieser Bereiche könnten Aussagen über die besondere Qualität der Bereiche höchster Ladungssammlung gewonnen werden, was ein wichtiger Beitrag zur weiteren Detektorentwicklung auf der Basis von CVD Diamanten wäre.

Für die Bestrahlung mit Kohlenstoffionen wurde eine Dosis ermittelt, bei der die Strahlenschäden so hoch wurden, dass die Verwendbarkeit des Diamantdetektors als Teilchenzähler verloren ging. Diese Dosis ist, im Vergleich zu der für Siliziumdetektoren schädlichen Dosen, extrem hoch, was mit der aus anderen Experimenten bekannten hohen Strahlenhärte dieses Materials gut zu vereinbaren ist.

Aufgrund der sehr schnellen Ladungssammlung und der daraus resultierenden schnellen Signale ist dieses Material vor allem als Teilchenzähler und als schneller Start- und Stoppdetektor einsetzbar. Die Strahlenhärte lässt weiterhin Anwendungen in Umgebungen mit sehr hoher Strahlenbelastung zu. Diese beiden Eigenschaften eröffnen eine Reihe möglicher Anwendungen für den CVD Diamanten.

Zur weiteren Aufklärung der Materialeigenschaften sollten an der Mikrosonde weitere systematische Messungen mit möglicherweise erhöhter Auflösung vorgenommen werden. Die ortsabhängige Detektierung anderer Effekte, z. B. der ioneninduzierten Lumineszenz, wäre eine Möglichkeit zur Gewinnung von weiteren interessanten Informationen.

5 Messungen zur Strahlenempfindlichkeit von Mikroelektroniken

5.1 Einleitung

Zu Beginn der sechziger Jahre wurde erkannt, dass bei zunehmender Miniaturisierung der Schaltkreise in der Halbleiterelektronik ionisierende Strahlung immer häufiger Ursache für Fehlfunktionen sein kann [45]. Als Quelle dieser Strahlung wurden zunächst α -Emitter in den Gehäusematerialien der Schaltkreise in Betracht gezogen. Erst ungefähr zehn Jahre später wurde klar, dass bis dahin unerklärliche Fehler in den elektronischen Systemen von Raumfahrzeugen durch kosmische Strahlung verursacht werden können.

Die kosmische Strahlung umfasst eine Vielzahl von Teilchen, sowie die elektromagnetische Wellen mit einem weiten Spektrum an Frequenzen. Hochenergetische Schwerionen stellen einen relativ geringen Anteil der kosmischen Strahlung dar. Durch die hohe Reichweite dieser Teilchen, auch in dichter Materie und ihre Fähigkeit, eine große Anzahl von freien Ladungsträgern in Materie zu erzeugen, ist ihre fehlerverursachende Wirkung auf integrierte elektronische Systeme jedoch von hoher Bedeutung bei der Nutzung von elektronischen Bauelementen in Raumflugkörpern. Innerhalb dieses Kapitels werden drei Experimente zum Verhalten von mikroelektronischen Systemen im Ionenstrahl vorgestellt:

- ♦ Im ersten Experiment wird ein kommerziell erhältlicher, statischer CMOS SRAM Baustein bestrahlt und es werden zwei verschiedene ioneninduzierte Fehlfunktionen gleichzeitig unter hoher örtlicher Auflösung beobachtet.
- ♦ Das Ziel des zweiten Experimentes war die Beobachtung der Ionenwirkung in einem eigens für solche Experimente gefertigten, schnell getakteten CMOS Baustein mit hoher örtlicher und zeitlicher Auflösung. Hierzu war es notwendig, das verwendete Messsystem um ein schnelles Detektorsystem zu erweitern, um den Zeitpunkt des Auftreffens eines ionisierenden Teilchens genau festlegen zu können und somit Messungen mit hoher zeitlicher Auflösung zu ermöglichen.

Dieses Experiment hat auf Grund einer Vielzahl technischer Probleme nicht zu verwendbaren Ergebnissen geführt. Da es aber von hohem wissenschaftlichen Interesse ist, wird dieses Experiment hier vorgestellt und es wird auf die besondere Problematik solcher Messungen eingegangen. Eine erneute und hoffentlich erfolgreiche Realisierung des Experiments nach dem Abschluss dieser Arbeit ist geplant.

- ♦ Das dritte Experiment befasst sich mit der Ausdehnung und der räumlichen Verteilung der vom Ion erzeugten elektronischen Spur. Hierbei handelt es sich um ein grundlegendes Experiment, dessen Ergebnisse für die theoretische Vorhersage von Fehlfunktionen mikroelektronischer Bauelemente unter Schwerionenbestrahlung von Bedeutung ist.

Durch die Atmosphäre wird die Erde weitgehend von der Strahlung hochenergetischer, geladener Teilchen und kurzwelliger elektromagnetischer Strahlung geschützt. Das Magnetfeld der Erde stellt einen weiteren wirkungsvollen Schutz gegen geladene Teilchen dar. Ein großer Teil der geladenen Teilchen hat seinen Ursprung auf der Sonne bzw. im Sonneninneren. Aus der Korona der Sonne werden vor allem hochenergetische Protonen (einige hundert MeV) emittiert. Bei sogenannten Solar flares werden auch hochenergetische Ionen mit Energien bis in den GeV Bereich erzeugt. Diese hochenergetischen Ionen stellen eine Gefährdung für elektronische Bauteile in Raumflugkörpern dar, da die Energien dieser Teilchen ausreichen, um eine fehlerhafte Signalverarbeitung in mikroelektronischen Prozessoren oder den Verlust von elektronischer Information in Speicherbauelementen zu verursachen. Die durch einzelne Teilchen hervorgerufenen Effekte nennt man Single Event Effects (SEEs) in Unterscheidung zu Effekten die durch die Ansammlung von Strahlenschäden durch die Akkumulation einer hohen Dosis ionisierender Teilchen hervorgerufen werden.

Das Auftreten von Solar flares ist nicht präzise vorhersagbar, man weiß aber, dass Solar flares bei hoher Sonnenaktivität wahrscheinlicher sind als bei geringer. Nicht bei allen Solar flares wird eine starke Emission schwerer Ionen beobachtet. Wenn ein Solar flare ausbricht, dauert es ca. 20 min bis die ersten geladenen Teilchen die erdnahen Satellitenbahnen erreichen. Diese Zeit kann genutzt werden, um in den gefährdeten Raumflugkörpern Sicherheitsmaßnahmen einzuleiten. Das Bild 5.1 zeigt den Protonenfluss bei erhöhter Sonnenaktivität, der innerhalb weniger Stunden um 4 Zehnerpotenzen zunimmt.

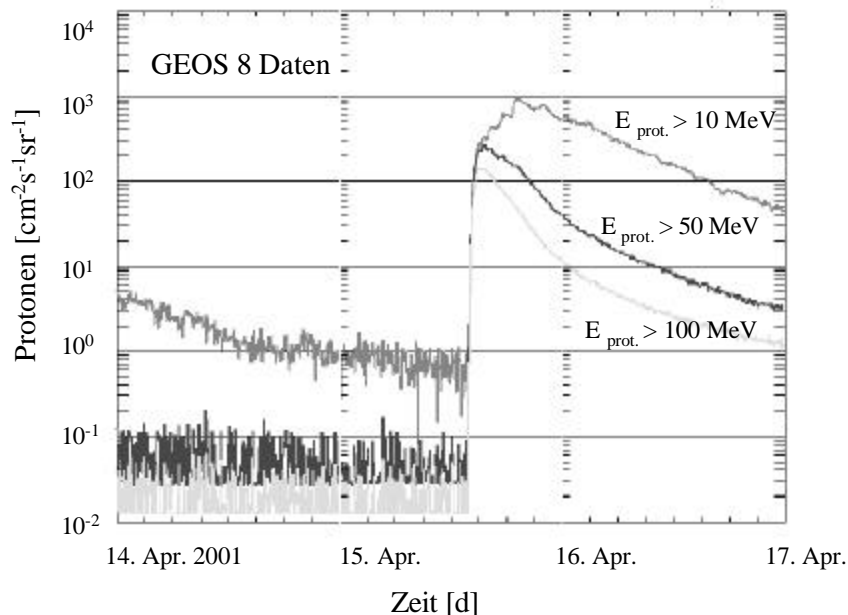


Abbildung 5.1: Protonenfluss gemessen durch GEO Sat. 8. Innerhalb weniger Stunden nimmt der Fluss hochenergetischer Protonen um 4 Zehnerpotenzen zu. [Quelle: Space Environment Center R/SE, 325 Broadway, Boulder CO 80305, USA]

Ein anderer Teil der Strahlung gelangt aus dem Kosmos zur Erde. Diese Strahlung hat ihren Ursprung sowohl innerhalb der Milchstraße, als auch in fernen Galaxien. Bei der kosmischen Teilchenstrahlung handelt es sich zu 83 % um hochenergetische Protonen, zu 13 % um Helium Ionen, zu 3 % um Elektronen und nur ca. 1 % der Strahlung besteht aus schweren Ionen mit zum Teil extrem hohen Energien. Die höchste gemessene Energie eines Teilchens aus der kosmischen Strahlung betrug 3×10^{20} eV [14].

Eine Kapselung der Elektronik zum Schutz vor solchen Teilchen wäre, auf Grund der enormen Reichweiten dieser Teilchen auch in dichter Materie, unmöglich. Im für viele kommerzielle Projekte wichtigen Bereich der erdnahen Satellitenbahnen stellen schwere hochenergetische Ionen jedoch nur einen sehr geringen Anteil am Spektrum der Strahlung dar. Ein wesentlich größerer Teil wird von hochenergetischen Protonen gebildet. Bei einer verstärkten Nutzung hochintegrierter und schnell getakteter Bauteile ist davon auszugehen, dass auch hier die Häufigkeit der Fehlfunktionen zunimmt, da diese Bauelemente auch schon von Protonen beeinflusst werden können.

Neben den Effekten einzelner Teilchen in elektronischen Bauelementen gibt es auch Effekte die durch einen akkumulierten Strahlenschaden hervorgerufen werden. Diese Effekte werden in dieser Arbeit im Zusammenhang mit der Beobachtung von mikroelektronischen Bauelementen nicht untersucht. Es soll aber nicht unerwähnt bleiben, dass diese "Total Dose Effekte" zum Beispiel auch von Protonentreffern, die nicht unmittelbar zu einer Fehlfunktionen führen, hervorgerufen werden können. Eine hohe im Schaltkreis akkumulierte Strahlendosis kann ebenfalls zu Fehlfunktionen oder zum Totalausfall der Schaltung führen. Als mögliche Fehlfunktionen infolge einer hohen akkumulierten Strahlendosis kommen erhöhte Leckströme in den Bauelementen und reduzierte Stromverstärkungsfaktoren der Transistoren in Betracht. Vor allem die durch die Strahlung erzeugten und im isolierenden Siliziumdioxid gefangenen Ladungsträger verändern das Verhalten der mikroelektronischen Schaltung, da die ursprünglich vorhandenen elektrischen Felder durch diese zusätzlichen Ladungsträger wesentlich verändert werden können.

Auch auf der Erde gibt es eine Reihe von Umgebungen die sehr strahlenbelastet sind und in denen elektronische Bauteile betrieben werden. Beispiele hierfür sind Kernkraftwerke und große Beschleunigeranlagen, wie die des CERN mit den angeschlossenen modernen Hochenergieexperimenten, sowie geplante Endlager für hoch radioaktive Abfälle.

Für die Elektronik hoch fliegender Flugzeuge wird seit der Mitte der achtziger Jahre das Problem von neutroneninduzierten Effekten diskutiert. Bei der Wechselwirkung eines hochenergetischen Neutrons mit einem Siliziumkern kann es zur Emission von Rückstoß- oder Spallationskernen kommen. Die im Stoßprozess produzierten Kerne verhalten sich dann wie Schwerionen im Silizium und können die gleichen Effekte hervorrufen wie direkte Schwerionentreffer von Quellen außerhalb des Bauelements.

5.2 Single Event Effects in mikroelektronischen Bauelementen

5.2.1 Fehler die durch ionisierende Strahlung in Halbleiterbauelementen hervorgerufen werden

Die in der Ionenspur in sehr kurzer Zeit erzeugten Ladungsträger sind die Ursache für kurze (Größenordnung 100 psec) aber relativ hohe (bis zu einigen mA) Ströme. Diese Ströme können in mikroelektronischen Bauteilen zu Störungen führen. Diese Störungen nennt man Single Event Effects (SEEs). Im Gegensatz zu Störungen, die durch eine hohe akkumulierte Strahlendosis hervorgerufen werden, initiiert beim Single Event Effect ein einzelnes Ion einen fehlerhaften Prozess im elektronischen Schaltkreis. Die Art der Störung hängt vom Aufbau der vom Ion getroffenen Einheit des Schaltkreises ab und vom genauen Ort des Treffers in der Baugruppe sowie vom Zeitpunkt des Ionentreffers bei getakteten Schaltkreisen. Die wichtigsten Single Event Effects in Halbleiterbauelementen sind der Single Event Upset und der Single Event Latchup.

5.2.1.1 Single Event Upset (SEU)

Wenn durch einen Ionentreffer die logische Information in einem Schaltkreis geändert wird, spricht man von einem Single Event Upset. Diese Fehler können in allen mikroelektronischen Bauelementen auftreten die binäre Signale speichern oder verarbeiten. Bei dieser Art von Fehlern wird das elektronische Bauelement nicht zerstört, die gespeicherte oder verarbeitete digitale Information wird jedoch durch ein SEU verfälscht.

Um ein SEU auszulösen, ist der Ort des Ionentreffers von entscheidender Bedeutung. Mikroelektronische Bauelemente bestehen immer aus einem komplexen Netzwerk von Transistoren. Diese Transistoren bilden auch immer parasitäre Kapazitäten (zum Beispiel die Drain-Substrat-Kapazität in einem MOS-FET). Durch die vom Ion erzeugten Ströme wird an diesen Kapazitäten eine Spannungsänderung erzeugt. Wenn die Spannungsänderung so groß ist, dass eine Schaltschwelle eines Transistors überschritten wird, kann es zu einem SEU kommen. Andernfalls hat der Ionentreffer keine direkten destruktiven Auswirkungen auf das elektronische System.

Bei dynamischen RAM Bausteinen und signalverarbeitenden mikroelektronischen Elementen ist neben dem Ort des Ionentreffers auch noch der Zeitpunkt des Treffers in Bezug auf die Schaltflanke von Bedeutung bei der Erzeugung von SEUs. Während des Umschaltens von einem logischen Zustand in den anderen ist eine wesentlich geringere Anzahl von Ladungsträgern notwendig, um ein SEU hervorzurufen.

Über den Ort und die Zeit des Ionentreffers hinaus, ist die RC Konstante des Netzes aus dem parasitären Kondensator und dem Widerstand über den die Ladungsträger abfließen von

Bedeutung für die Erzeugung von SEUs. Diese Zeitkonstante konkurriert mit der Dauer der durch das Ion hervorgerufenen Störung.

Allerdings können durch den Einsatz von Fehlererkennungs- und Korrekturcodes innerhalb der Software die Folgen von SEUs bereinigt werden. Auch durch einen redundanten Aufbau der gefährdeten Bauteile in der Gesamtschaltung und durch einen Vergleich der mehrfach gespeicherten Informationen und die notwendige Korrektur der verfälschten Daten kann ein SEU ausgeglichen werden.

Neben der Verkleinerung der Abmessungen von mikroelektronischen Strukturen und der immer schnelleren Taktung dieser Systeme ist auch das Absenken der Betriebsspannung der Schaltkreise ein Teil der Entwicklung von modernen Halbleiterbauelementen. Diese geringere Betriebsspannung bewirkt aber gleichzeitig eine erhöhte SEU - Sensibilität der Bauelemente, da schon eine kleinere Ladungsträgermenge ausreicht, um die Schaltschwellen einzelner Transistoren zu erreichen und somit Fehler zu induzieren. Hier jedoch muss man berücksichtigen, dass Schaltkreise die mit kleineren Betriebsspannungen versorgt werden sollen auch mit dünneren Sperrschichten in den Kondensatoren konstruiert werden, wodurch weniger vom Ion erzeugte Ladungsträger gesammelt werden können. Die Entwicklung von elektronischen Bauelementen mit geringen Betriebsspannungen kann also eine höhere SEU - Empfindlichkeit hervorrufen, es muss jedoch geprüft werden, ob die kleineren Sperrschichten die durch die gesenkte Betriebsspannung erhöhte Empfindlichkeit kompensieren können.

Bei hochintegrierten, schnellen und mit geringer Betriebsspannung versorgten Halbleiterbauelementen ist jedoch davon auszugehen, dass schon ein einzelnes Ion multiple SEUs hervorrufen kann. D. h. das einzelne Ion kann in solchen Bauelementen in einer Vielzahl von Transistoren fehlerhafte Schaltvorgänge verursachen, deren Korrektur mit konventionellen Fehlererkennungsverfahren immer problematischer wird.

5.2.1.2 Single Event Latchup (SEL)

Ein Single Event Latchup (SEL) ist ein Kurzschluss zwischen zwei entgegengesetzt polaren Versorgungsspannungen des Schaltkreises oder zwischen einer Versorgungsspannung und der Masse des Schaltkreises. Obwohl in CMOS FET Bausteinen keine bipolaren Transistoren zu Schaltzwecken verwendet werden, existieren diese Strukturen in CMOS Schaltungen auf Grund ihrer Bauweise. Unter normalen Umständen haben diese pnp- bzw. npn- Übergänge keinen Einfluss auf die Arbeitsweise des CMOS Schaltkreises. Solch eine Sequenz von npnp- oder pnpn- Schichten stellt jedoch einen Thyristor dar, der durch einen entsprechenden Schaltstrom leitend werden kann. Thyristoren werden als steuerbare Gleichrichter vor allem in der Leistungselektronik verwendet und sind aus bipolaren Siliziumschichten aufgebaut. Im Zusammenhang mit CMOS Baugruppen bezeichnet man sie als parasitäre Strukturen. Am Beispiel eines CMOS Inverters in Abbildung 5.2 wird solch eine parasitäre Thyristorstruktur verdeutlicht.

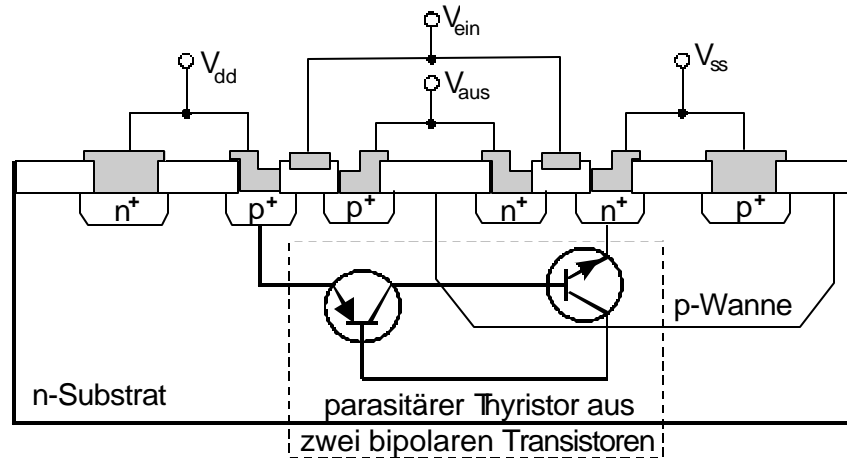


Abbildung 5.2: Möglicher Aufbau eines parasitären Thyristors aus zwei bipolaren Transistoren in einer CMOS Inverterstruktur [12]

Im normalen Betriebszustand des CMOS Inverters sind die beiden parasitären bipolaren Transistoren gesperrt, so dass kein Strom über diese Transistoren fließen kann. Die bei einem Ionentreffer erzeugte Ladung kann jedoch ausreichen, um die Basis des getroffenen Transistors so weit mit Strom zu versorgen, dass dieser Transistor einen Strom vom Kollektor zum Emitter führen kann. Dieser Kollektor-Emitter-Strom erreicht dann die Basis des nicht getroffenen Transistors und ruft hier einen Kollektor - Emitter - Strom hervor, der wiederum die Basis des getroffenen Transistors versorgt. Diese Rückkopplung führt zum Durchschalten des Thyristors, was eine niederohmige Verbindung zwischen den beiden entgegengesetzten Versorgungsspannungen in unserem Beispiel zur Folge hat. Der über diesen Kurzschluss fließende Strom kann zur lokalen Überhitzung des Schaltkreises führen, was eine Zerstörung der Struktur zur Folge haben kann. Damit ein bipolarer Transistor einen Strom verstärken kann, muss zwischen Kollektor und Emitter mindestens eine Spannung von etwa 0,7 V anliegen. Der Thyristor besteht aus zwei seriell verschalteten bipolaren Transistoren, daher muss dieses System mit mindestens 1,4 V versorgt werden, wenn die Thyristorfunktion erhalten bleiben soll. Unterhalb der Spannung von 1,4 V bricht die Thyristorfunktion der bipolaren Schichten zusammen.

SELs müssen sofort erkannt werden und durch eine schnelle Reduktion der Versorgungsspannung beendet werden, um den Totalausfall des Bauelements zu vermeiden. Allerdings sollte die Versorgungsspannung nach Möglichkeit nur soweit reduziert werden, dass die im Schaltkreis gespeicherte elektronische Information nicht verloren geht. SELs sind destruktive Effekte bei denen sowohl die mikroelektronische Schaltung als auch die enthaltene binäre Information gefährdet ist.

5.2.2 Konventionelle SEE Testmethode

Vor allem für Produzenten und Anwender von elektronischen Bauelementen in Satelliten ist es wichtig eine Vorstellung von der Belastbarkeit der Bauteile unter der strahlenbelasteten Umgebung des Weltraums zu erhalten. Aus diesem Grund wurden einfache, im Labor

anwendbare, Testmethoden entwickelt. Als Strahlenquellen werden Beschleuniger oder Spaltfragmentquellen benutzt. Der zu testende Schaltkreis oder ein durch eine Blende bestimmter Bereich des Schaltkreises wird der Strahlung ausgesetzt und der Teilchenfluss wird möglichst genau bestimmt. Da diese Strahlenquellen zumeist relativ niederenergetische Teilchen liefern, kann der Teilchenfluss in diesen Fällen nur mit einem Detektor ermittelt werden, der neben dem Testschaltkreis positioniert wird. Auf Grund von Strahl-inhomogenitäten ergeben sich hier große Fehler für die Messung der SEE - Anfälligkeit des getesteten Schaltkreises. Nur bei hochenergetischen Teilchenquellen (Ionen mit GeV - Energien) ist es möglich, eine Kernspurfolie (CR-39) zusätzlich vor dem IC zu montieren, sie zu durchstrahlen und durch Auszählen der durch Ätzung sichtbar gemachten Spuren, den Teilchenfluss sehr genau zu bestimmen [48]. Zur Bestimmung der von den Ionen erzeugten SEUs im Schaltkreis wird dem Baustein ein bestimmtes Bitmuster (im einfachsten Fall z. B. nur Einsen) eingeschrieben und die Bits werden ständig überprüft. Ändert sich ein Bit wird dies extern gespeichert und das fehlerhafte Bit wird korrigiert. SELs werden durch einen starken Spannungsabfall in der Versorgungsleitung des ICs erkannt (siehe Kapitel 5.2.4). Durch diese Messung kann nun der Wirkungsquerschnitt für SEEs bestimmt werden:

$$S_{SEE} = \frac{\sum SEE}{\text{Fluß} \cdot \text{Messzeit}} \quad \text{Gleichung 13}$$

Mit dieser sehr einfachen Methode kann keine Bestimmung der Ursachen für SEEs erfolgen, es kann lediglich eine Abschätzung über die Verwendbarkeit des Bauelements unter einer bestimmten Strahlenbelastung vorgenommen werden. Um Informationen über die Ursachen für das Auftreten von SEEs zu erhalten, muss das ionisierende Teilchen mit hoher örtlicher Auflösung in den Schaltkreis geschossen werden. Dies ist zur Zeit nur mit zwei Verfahren möglich. Bei der ersten Methode wird ein Laserstrahl mit einem optischen Mikroskop auf den Targetchip fokussiert [46, 47]. Damit dieses Verfahren eine geeignete Methode zur Simulation der Effekte schwerer Ionen in Halbleiterbauelementen ist, muss die Form der mit dem Laser erzeugten Spur freier Ladungsträger sowie die Dichte der Ladungsträger in dieser Spur einer durch Schwerionen erzeugten Ladungsträgerspur vergleichbar sein. Dies ist nur sehr schwer zu realisieren. Das Schwerion durchquert die aktive Schicht des Schaltkreises in ca. einer Pikosekunde. Dementsprechend setzt man heute Pikosekundenlaser für diese Messungen ein [47]. Die Oberflächenbeschaffenheit des Targets, die Ladungsträgerdichte in der erzeugten Spur und die Wellenlänge des verwendeten Lichts bestimmen die Reichweite des Laserstrahls im integrierten Schaltkreis. Erreicht man eine Ladungsträgerdichte von mehr als 10^{18} cm^{-3} absorbieren die Ladungsträger die nachfolgenden Photonen [49]. Um im Silizium Elektron-Loch-Paare mit dem Laserstrahl generieren zu können, muss die Wellenlänge für den Photoeffekt in Silizium ausreichen (Energie größer als 1,09 eV). Ein auf der Oberfläche des Siliziumtargets auf etwa einen Mikrometer fokussierter Laserstrahl wird durch Beugung im Target auf bis zu 30 μm aufgeweitet [49]. Diese Nachteile machen die genauen Vorhersagen der Ursachen von SEEs mit Lasermessungen sehr schwer.

Als Alternative bleibt, die Vorgänge im IC, die zu SEEs führen mit Schwerionen aus einem Beschleuniger, die mit Hilfe der Mikrosonde mit hoher Ortsauflösung eingestrahlt werden können, zu simulieren. Ergebnisse dieser SEE-Analysemethode finden sich in den folgenden Kapiteln.

5.2.3 Simultane Messungen von Single Event Upsets und Latchups in einem statischen RAM

Bei diesem Experiment wurde ein statischer CMOS RAM Baustein der Firma Harris (HM 65162) untersucht. Der Speicherbaustein ist in einer $2k \times 8$ bit Architektur aufgebaut. Jedes der 8 Bitfelder (D_0 bis D_7) besteht aus 16×128 Einzelspeicherzellen.

Der Baustein wurde mit einem Neon und einem Argonstrahl mit einer Energie von jeweils $3,6$ MeV/u in der Mikrosonde bestrahlt. Die Auflösung des fokussierten Ionenstrahls betrug ca. $0,5 \mu\text{m}$. Ein Sekundärelektronendetektor wird hier benutzt, um eine topologische Darstellung der bestrahlten Oberfläche des Schaltkreises zu ermöglichen und um das Auftreffen eines einzelnen Ions auf der Targetoberfläche zu signalisieren. Nach dem Auftreffen des Ions auf dem Target wird der Strahl mit dem Strahlschalter (siehe Kapitel 2.1) unterbrochen und die Suche nach Bitflips im Speicherbaustein wird begonnen. Für die Zeit der Datenauslese sind keine weiteren Ionentreffer möglich, was den Strahlenschaden im Schaltkreis niedrig hält und falsche Messergebnisse durch Mehrfachtreffer verhindert.

SEUs wurden durch eine Überprüfung des gesamten Speicherinhalts nach einem Ionentreffer und den Vergleich mit der ursprünglichen Information (z. B. alle Bits = 1) erkannt. Hierzu war auf der Testplatine eine Ausleseelektronik integriert (siehe Bild 5.3). Die Ausleseelektronik ist in der Lage zu überprüfen, ob Bitfehler in einem Bitfeld durch den Ionentreffer hervorgerufen wurden. Diese Information wird dann in einen Kanal eines 8Bit CAMAC Registers geschrieben. Zeigen sich Bitfehler in zwei oder mehr Bitfeldern, werden zwei oder mehr Kanäle des Registers beschrieben.

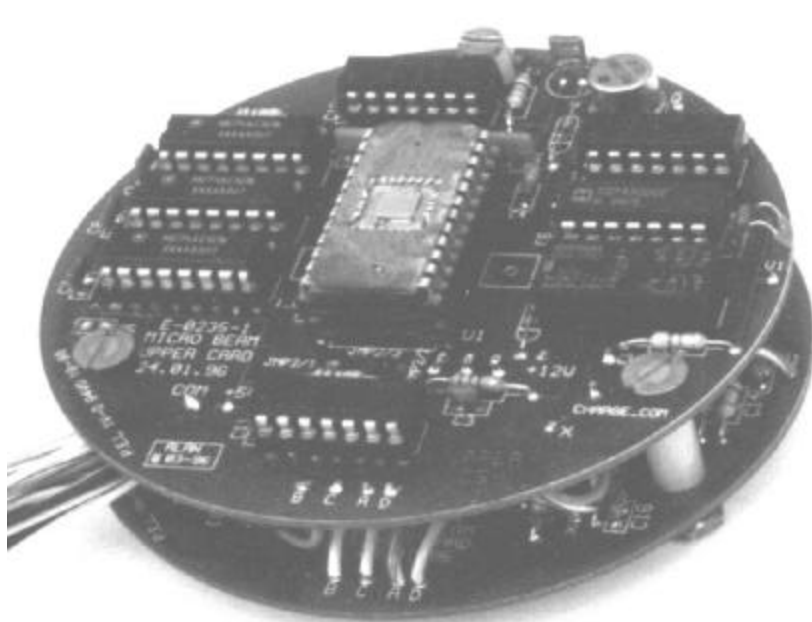


Abbildung 5.3: CMOS SRAM von Harris auf der Testplatine, mit Baugruppen zur Fehleranalyse

Gleichzeitig wurden SELs durch einen Spannungsabfall über einen vorher definierten Wert an einem Widerstand in der Betriebsspannungsversorgungsleitung erkannt. Der Widerstand muss so gewählt werden, dass er einen Spannungsabfall erzeugt, der groß genug ist, um den vom Ion aktivierten parasitären Thyristor zu deaktivieren. Beim HM 65162 ist die Restspannung im Speicherbaustein glücklicherweise noch ausreichend groß, um die vorliegende logische Information sicher zu halten, auch wenn die Betriebsspannung zur Thyristordeaktivierung reduziert wird. Dies ist nicht bei allen Speichertypen der Fall. Die sichere Speicherung der Information, auch bei einer Betriebsspannung etwas unter 2V, ermöglichte erst die simultane Messung von SEUs und SELs.

Für jeden Ionentreffer wurden die Trefferkoordinaten, die Pulshöhe des Sekundärelektronensignals und die Information über das Zustandekommen eines SEUs, eines SELs oder eines SEUs zusammen mit einem SEL gespeichert. Erst nach der Auslese aller Daten wurde der Strahl über den Strahlschalter zugeschaltet und damit ein neuer Ionentreffer ermöglicht. Die Datenerfassung und -verarbeitung erfolgte wie üblich mit CAMAC/CAMDA.

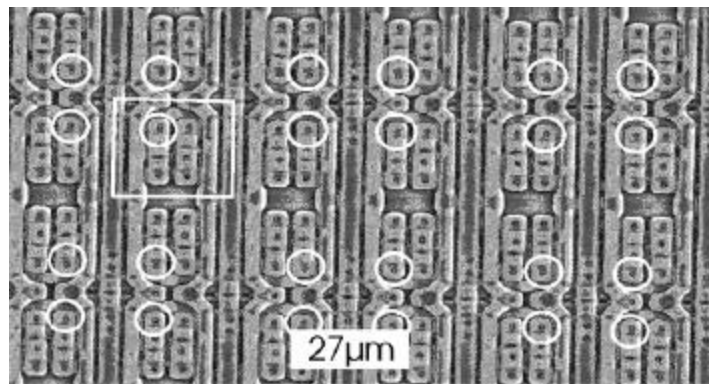


Abbildung 5.4: Elektronenmikroskopische Aufnahme vom Speicherbaustein HM 65162. Eine einzelne Speicherzelle wird durch das Rechteck gekennzeichnet. Die weißen Kreise markieren die N-Kanal FETs.

Um die folgenden SEU/SEL Bilder besser zu verstehen, zeigt Bild 5.4 eine elektronenmikroskopische Aufnahme eines Bereiches des Bauelements, in dem Speicherzellen lokalisiert sind. Ein solcher Speicher entsteht durch vielfache Spiegelungen einer einzelnen Speicherzelle in der horizontalen und vertikalen Richtung. Eine einzelne Speicherzelle wird durch das Rechteck im Bild 5.4 gekennzeichnet. Durch die weißen Kreise werden die N-Kanal FETs gekennzeichnet. Bei der Bestrahlung mit den leichten Neon-Ionen und dem damit verbundenen kleineren LET zeigen sich im Bild 5.5 zunächst die empfindlichsten Bereiche der Speicherstruktur. Jeder schwarze Punkt im Bild 5.5 steht für ein SEU, das von einem Ionentreffer an dieser Position erzeugt wurde. In den Bereichen, in denen sich die Punkte häufen, befinden sich die im Bild 5.4 markierten N-Kanal FETs.

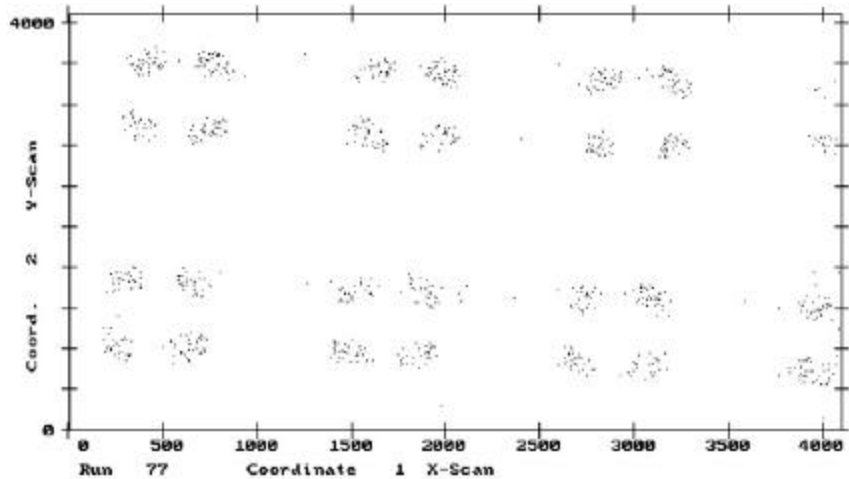


Abbildung 5.5: Upsets im Neonstrahl bei einer Betriebsspannung von 3V. Die Bereiche in denen Upsets erzeugt werden entsprechen den N-Kanal FETs. Treffer in P-Kanal FETs erzeugen beim LET des verwendeten Neonstrahls keine Upsets.

Die Entstehung eines SEUs in einer statischen CMOS Speicherzelle soll im Folgenden kurz beschrieben werden. Die Speicherzellen des von uns untersuchten statischen Bausteins sind aus vier Transistoren aufgebaut. Diese vier Transistoren bilden ein Flip-Flop. Zwei weitere Transistoren adressieren das Speicher Flip-Flop. Das Speicher Flip-Flop kann man wiederum als Verbindung zweier rückgekoppelter Inverter verstehen. Der große Vorteil der CMOS - Technik ist die Tatsache, dass in jedem statischen Betriebszustand des Speicher Flip-Flops ein Transistor dieser Inverter gesperrt ist und somit kein Strom zwischen den entgegengesetzten Betriebsspannungen geführt wird. Ein Blockschaltbild einer solchen Speicherzelle wird in Bild 5.6 gezeigt.

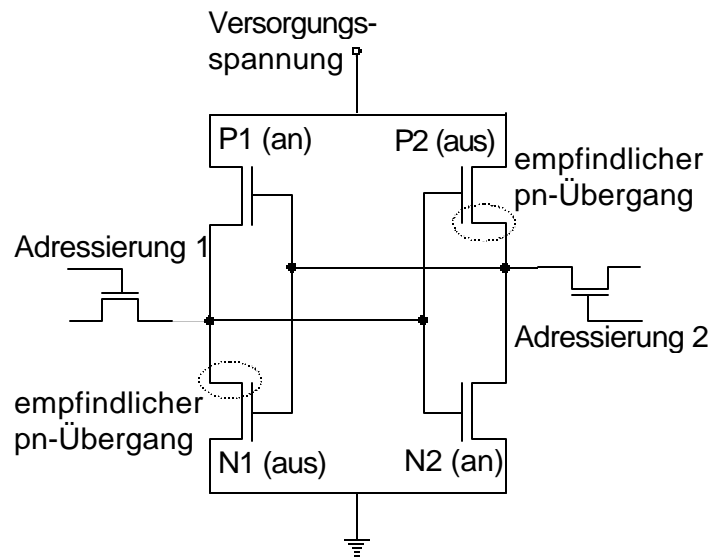


Abbildung 5.6: prinzipieller Aufbau einer CMOS SRAM Zelle. Die Strahlungsempfindlichen Drain - Substrat - Übergänge sind markiert.

Ein Ionentreffer in einem Drain eines gesperrten FETs erzeugt über die Rückkopplungsleitung eine Spannungsänderung am Eingang des nicht getroffenen Inverters. Dieser gibt die angelegte Störung verstärkt und invertiert an den Eingang des getroffenen Inverters weiter. Wenn dieser Zustand lange genug besteht, und die Gesamtschleifenverstärkung des rückgekoppelten Systems größer als eins ist, kippt das gesamte Flip-Flop in den komplementären Zustand. Damit ist ein SEU zustande gekommen.

Als besonders empfindlich für SEUs erweisen sich im Experiment die gesperrten N-Kanal FETs. Erhöht man jedoch den LET indem man zum Beispiel mit den schwereren Argonionen bestrahlt, zeigen sich neben den N-Kanal FETs noch weitere empfindliche Bereiche. In den im Bild 5.7 zusätzlich erscheinenden schwarzen Bereichen befinden sich die P-Kanal FETs, in denen unter dem Einfluss der Argonionen auch SEUs ausgelöst werden können.

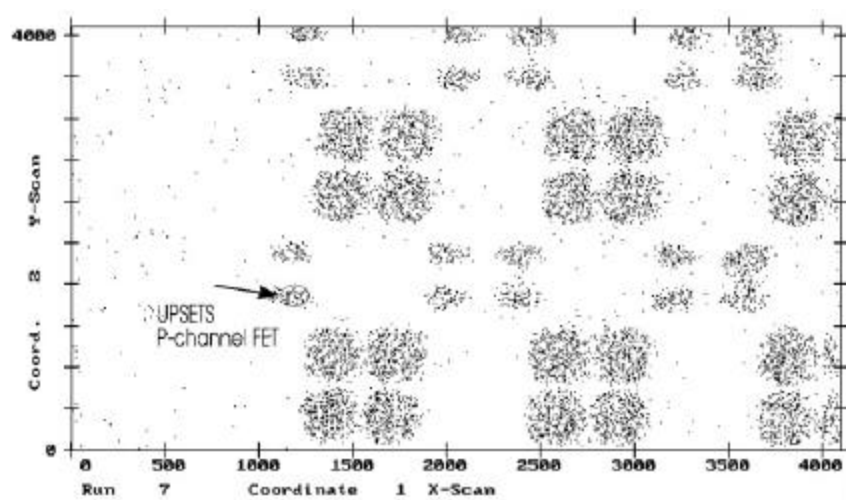


Abbildung 5.7: SEUs im HS 65162, in den N-Kanal und den P-Kanal FETs unter Argonbeschuss bei eine Betriebsspannung von 3 V.

Nach längerer Bestrahlung eines Abschnitts des Schaltkreises wachsen die Strahlenschäden im Halbleitermaterial so weit, dass auch an zunächst unempfindlichen Stellen des Speichers Ionentreffer zu SEUs führen. Dies zeigt Bild 5.8, in dem von der rechten Seite zwei zungenartige Bereiche entstehen, die keinem einzelnen Transistor zuzuordnen sind. Ionentreffer in diesen Bereichen erzeugen durch den akkumulierten Strahlenschaden SEUs, obwohl keine empfindlichen Zonen von Transistoren getroffen wurden.

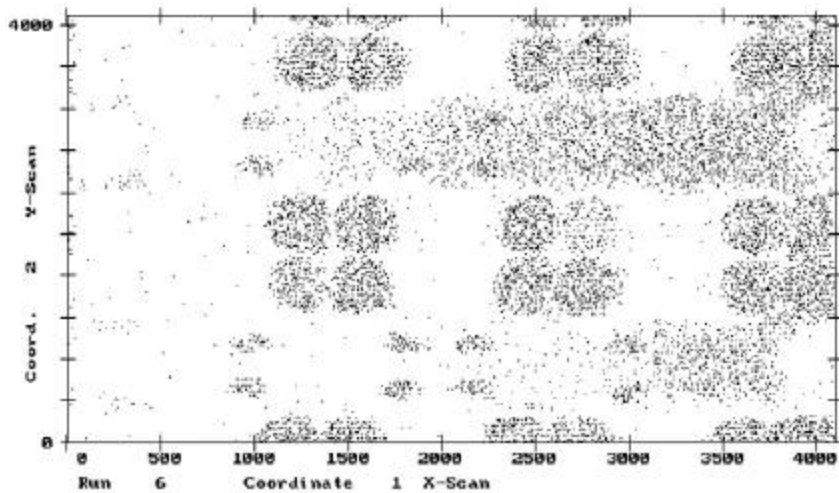


Abbildung 5.8: SEUs im HS 65162, in den N-Kanal FETs , den P-Kanal FETs und in Bereichen zwischen den FETs nach akkumuliertem Strahlenschaden.

Da die vom Ion freigesetzten Ladungsträger für die SEEs im Schaltkreis verantwortlich sind, wurden auch die erzeugten Ladungsträgermengen in Abhängigkeit vom Ort des Ionentreffers aufgezeichnet. Dazu wurde der Schaltkreis wie ein Oberflächensperrschichtdetektor betrieben, indem ein ladungsempfindlicher Vorverstärker in die Versorgungsleitung des Speicherbausteins eingebaut wurde. Die Ergebnisse der Ladungssammlungsmessungen zeigt das Bild 5.9. Ereignisse mit kleinen Pulshöhen aus dem Ladungssammlungsvorgang erscheinen hier als schwarze Punkte und die weißen Bereiche sind Gebiete hoher Ladungssammlung. Die schwarzen Bereiche kleiner Pulshöhen entsprechen den Gebieten des p-Substrats, in dem auch die N-Kanal FETs lokalisiert sind. Die weißen Bereiche finden sich in Gebieten der N-dotierten Wannen. Beim Vergleich der Bilder 5.9 und 5.5 fällt auf, dass die für SEUs empfindlichsten Stellen in Bereichen kleiner Ladungssammlungseffizienz lokalisiert sind.

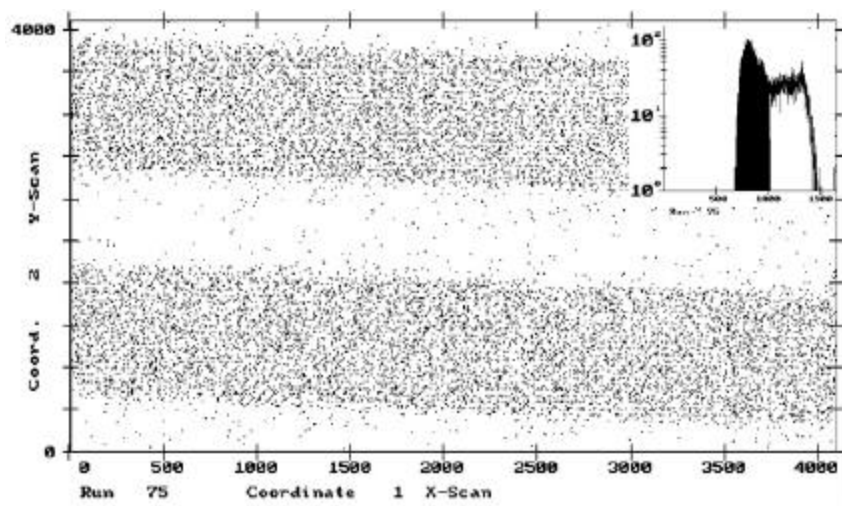


Abbildung 5.9: Ladungssammlungsbild des HS 65162. Ereignisse mit kleinen Pulshöhen aus dem Ladungssammlungsvorgang erscheinen hier als schwarze Punkte und die weißen Bereiche sind Gebiete hoher Ladungssammlung.

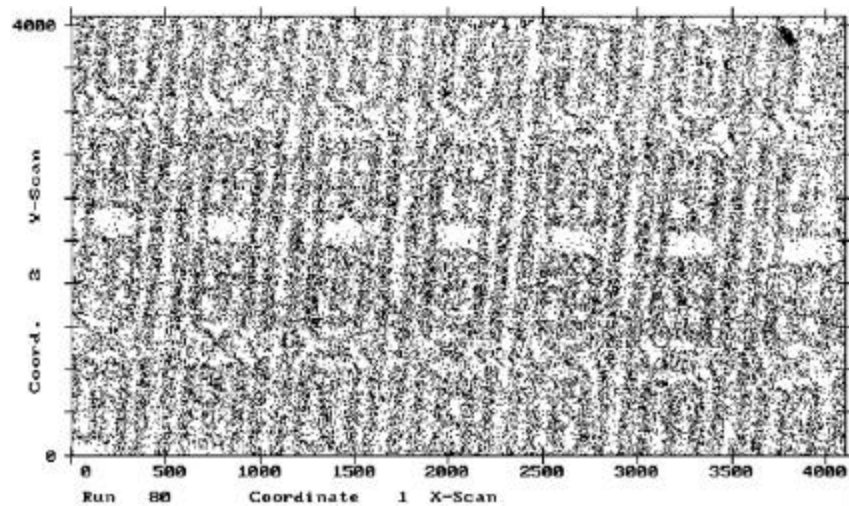


Abbildung 5.10: Sekundärelektronenbild des HS 65162

Das Bild 5.10 zeigt die Topologie des bestrahlten Bereichs des SRAMs. Hierbei handelt es sich um das Sekundärelektronenbild des bestrahlten Bereichs. Durch Überlagerung dieses Bildes mit einem SEU- oder SEL- Bild lassen sich die für diese Effekte empfindlichen Bereiche genau identifizieren.

5.2.4 SEUs, SELs und Kombinationen aus SEUs und SELs

Upsets werden nach dem Ionentreffer durch das Auslesen der Bitfelder und die Suche nach Bitflips erkannt. Nachdem alle Memoryzellen auf Bitflips untersucht wurden, wurde der gesamte IC wieder mit "1" beschrieben und eine erneute Messung wurde eingeleitet.

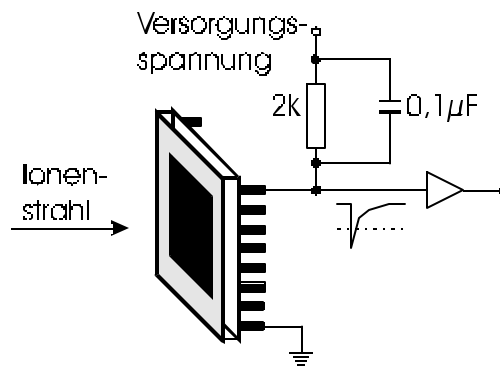


Abbildung 5.11: Prinzip der Latchup-Erkennung

Latchups wurden durch einen Spannungsabfall in der Versorgungsleitung der ICs detektiert. Das Bild 5.11 zeigt die Prinzipschaltung hierzu. Der Widerstand muss klein gegen den Innenwiderstand des ICs gewählt werden. In unserem Fall beträgt der Widerstand 2 kOhm. Damit wird der Spannungsabfall an diesem Widerstand während des latchupfreien Normalbetriebs vernachlässigbar klein. Bei einem Kurzschluss im IC durch einen SEL erfolgt ein sehr hoher Stromfluss und am 2 kOhm Widerstand fällt die Spannung ab. Neben der Möglichkeit, den Latchup an dem Widerstand zu detektieren, bietet der Widerstand dem Schaltkreis einen Schutz vor der Zerstörung durch den SEL, weil der parasitäre Thyristor rechtzeitig vor der thermischen Zerstörung des Halbleiters deaktiviert wird. Allerdings darf die Spannung in der Versorgungsleitung auch nicht zu tief fallen, weil die gespeicherte Information in den Memoryzellen unter ca. 1,0 V Versorgungsspannung verloren gehen kann. Wir haben alle Ereignisse, bei denen die Versorgungsspannung unter 2/3 der Spannung im Normalbetrieb (5V) gefallen ist, als SELs gewertet.

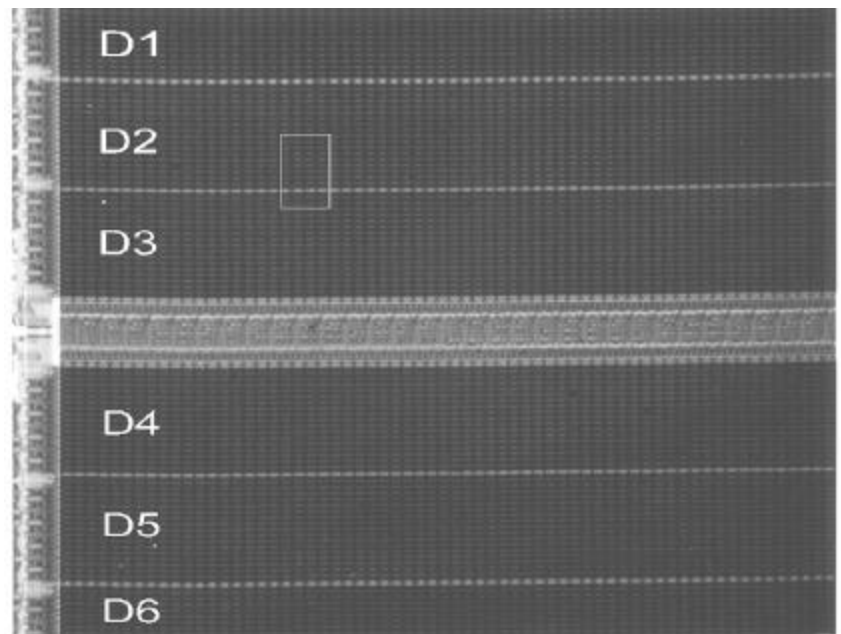


Abbildung 5.12: Übersicht über das statische CMOS RAM (HM 65162), das im Experiment bestrahlt wurde. Sechs der acht Bitfelder sind mit D1 bis D6 markiert. Jedes Bitfeld enthält einen 2k Bit Speicher. Der bestrahlte Bereich ist durch das Rechteck gekennzeichnet.

Für jeden Iontreffer haben wir die x und y Koordinaten in einem 2 x 12 bit CAMAC Register gespeichert. Weiterhin wurden das Auftreten von Upsets in sieben von acht Bitfeldern in einem 8 Bit CAMAC Register gespeichert. Die 7 Bitfelder wurden mit D0, D1, ..., D6 bezeichnet. Das Bild 5.12 zeigt sechs der acht Bitfelder, sowie den bestrahlten Bereich, der durch ein Rechteck gekennzeichnet wurde. Als 8. Bit im CAMAC Register wurden die auftretenden Latchups festgehalten. Einem Ereignis mit einem oder mehreren Upsets im Bereich D1 und einem Latchup würde das Datenwort (10000010) zugeordnet werden. Diese Datenwörter bilden das sogenannte SEU/SEL Spektrum.

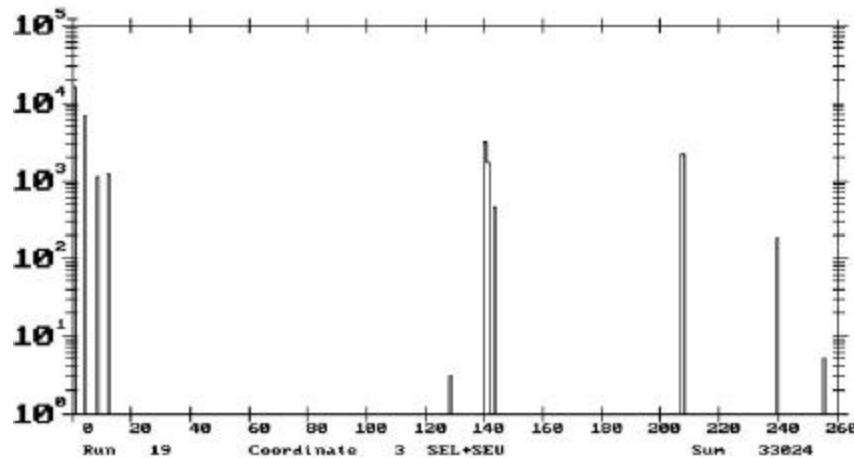


Abbildung 5.13: SEU/SEL Spektrum bei Beschuss der Bitfelder D2 und D3. SEUs im Bitfeld D2 und D3 führen zu Ereignissen in Kanal 4 und 8. Reine SELs zeigen sich im Kanal 128. In Kanälen oberhalb Kanal 128 zeigen sich kombinierte Ereignisse aus SELs und SEUs.

Das Bild 5.13 zeigt so ein SEU/SEL Spektrum. Bei diesem Experiment wurden nur die Bereiche D2 und D3 bestrahlt. Man würde deshalb nur SEUs mit den Datenworten (00000100) oder (00001000) erwarten, also Ereignisse in Kanal 4 und 8 des Spektrums sowie einige SELs mit dem Wort (10000000) in Kanal 128. Tatsächlich finden sich reine Upset-Ereignisse in den Kanälen 4 und 8 sowie drei reine SELs im Kanal 128. Darüber hinaus ergeben sich bei der Bestrahlung der Regionen D2 und D3 eine Vielzahl von Ereignissen in den Kanälen über 128. Das heißt, hier wurden Latchups von einzelnen oder vielfachen SEUs in verschiedenen Bitfeldern begleitet. Wir finden kombinierte Ereignisse in den folgenden Kanälen:

- 140 = SEL und SEUs in D2 und D3
- 141 = SEL und SEUs in D0, D2 und D3
- 143 = SEL und SEUs in D0, D1, D2 und D3
- 207 = SEL und SEUs in D0, D1, D2; D3 und D7
- 239 = SEL und SEUs in D0, D1, D2; D3,D5 und D7
- 255 = SEL und SEUs in allen Bitfeldern.

Aber auch im Kanal 12 finden sich Ereignisse, was bedeutet, dass es in den Bereichen D2 und D3 simultan zu Upsets gekommen ist, die von keinem detektierten Latchup begleitet wurden. Wenn man die Orte der Treffer analysiert, die zu diesen kombinierten SEUs geführt haben, zeigt sich, dass es sich um Bereiche auf dem Chip handelt, an denen Ionentreffer üblicherweise zu SELs führen. Anhand der Kenntnis über die Spannungsabhängigkeit von SEUs und SELs lässt sich die Vermutung überprüfen, dass die in D2 und D3 erzeugten SEUs durch SELs stimuliert wurden. Es ist bekannt, dass bei einer Betriebsspannungserhöhung am IC die SEL Empfindlichkeit steigt, wobei die Empfindlichkeit für direkt vom Ion erzeugte SEUs sinkt. Wenn jetzt bei Ionentreffern an bekannt SEL empfindlichen Stellen SEUs erzeugt werden, können diese nur durch die von SELs verursachten hohen Ströme hervorgerufen werden. Das heißt, auch wenn wir am äußeren Widerstand keinen Spannungsabfall detektieren, der einem SEL zugeordnet werden kann, erfassen wir den SEL über die multiplen

begleitenden SEUs. Die Bildinformation der Ionenmikrosonde im Zusammenhang mit der Kenntnis über die Spannungsabhängigkeit von SEUs und SELs ermöglicht hier den Nachweis von konventionell nicht messbaren SELs

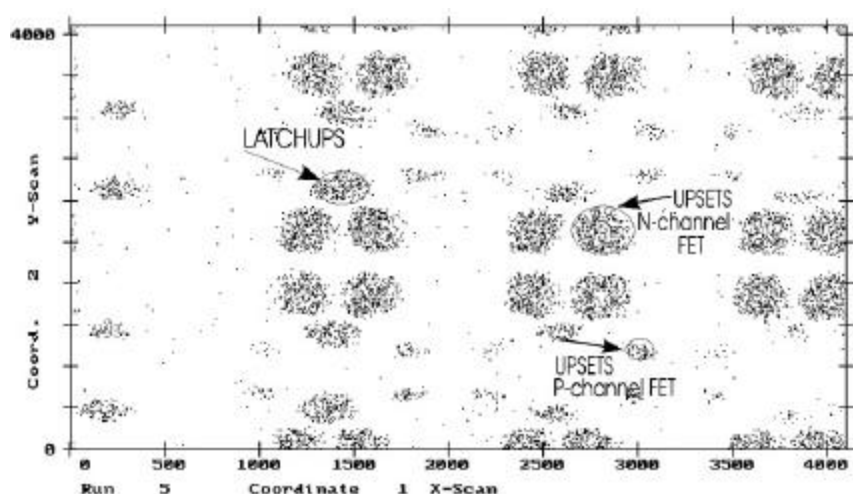


Abbildung 5.14: Upsets und Latchups bei Argonbestrahlung und einer Betriebsspannung von 5V am Speicherbaustein. Die latchupsensiblen Bereiche werden von links nach rechts kleiner.

Der Grund für den geringen Spannungsabfall am äußeren Widerstand ist die integrierte Spannungsversorgungsleitung auf dem IC. Diese Versorgungsleitungen im Schaltkreis besitzen selber einen hohen Widerstand, der, wenn die Leitung lang genug ist, dazu führen kann, dass ein Latchup am äußeren Widerstand nicht mehr erkannt wird. Der durch den hohen Strom hervorgerufene Spannungsabfall erfolgt dann hauptsächlich am Leitungswiderstand und weniger am externen Vorwiderstand.

5.2.5 Schlussfolgerungen

Die wichtigste Schlussfolgerung aus diesem Experiment ist, dass das Verhalten identischer Speicherzellen, die an verschiedenen Stellen des Gesamtschaltkreises angeordnet sind, in Bezug auf das Auftreten von SEUs und SELs nicht zwangsläufig identisch sein muss. Auch wenn ein SEL am äußeren Widerstand nicht durch einen Spannungsabfall erkannt wird, ist nicht auszuschließen, dass es ein solches Ereignis nach einem Iontreffer gegeben hat. Diese SELs konnten durch die begleitenden SEUs nachgewiesen werden, die wiederum in ihrer örtlichen Abhängigkeit vom Iontreffer nur mit der Mikrosonde dargestellt werden können. Die beschränkte Aussagekraft von SEE Tests mit konventionellen ausgedehnten Ionenstrahlen wurde mit diesem Experiment deutlich dargestellt.

5.3 Messungen der Empfindlichkeit von schnell getakteten Schaltkreisen im Ionenstrahl

5.3.1 Einleitung

Heutzutage werden alle kommerziell verwendeten mikroelektronischen Bauelemente getaktet betrieben. Dies dient der Synchronisation verschiedener Baugruppen, die Daten untereinander austauschen sollen. Daten werden hierbei nur dann von einer Zelle an die andere weitergegeben, wenn eine entsprechende Taktflanke dies zulässt. Außerhalb dieser Zeitfenster ist keine Übergabe von logischen Informationen möglich. Ein Iontreffer stellt, wie schon in den vorhergehenden Kapiteln beschrieben, eine elektronische Störung des Schaltkreises dar. Mit dem hier vorgestellten Experiment soll der Einfluss des Ions auf den Schaltkreis in Abhängigkeit vom Zeitpunkt des Auftreffens in Bezug auf die am Bauelement anliegende Schaltflanke erfasst werden. Hierzu sollen Ionen in der zeitlichen Umgebung der Schaltflanke in den Schaltkreis in statistischer Verteilung eingestrahlt werden und die Zeitpunkte der Iontreffer in Bezug auf die Schaltflanke des Schaltkreises gemessen werden. Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines SEUs als Funktion des Trefferzeitpunktes soll bestimmt werden.

5.3.2 Vor- und Nachteile von Messungen mit der Mikrosonde

Neben der Möglichkeit der Energiedeposition mit schweren Ionen ist es auch möglich, mit gepulsten Lasern die nötige Energie in einem Schaltkreis zu deponieren, um mit den so erzeugten Ladungsträgern ein SEU auszulösen. Entsprechende Laser sind leicht verfügbar und es ist relativ einfach, den Lichtpuls des Lasers in dem Moment in den Schaltkreis einzustrahlen, wenn eine Schaltflanke den Schaltkreis erreicht. Dieses Verfahren wird bereits zum Test von getakteten Schaltkreisen eingesetzt, es ist aber nur bedingt aussagekräftig, da die Lichtquanten aus dem Laser in Materie ein grundsätzlich unterschiedliches Verhalten zu dem von schweren Ionen im Materie zeigen. Bei allen Experimenten mit Lichtquanten findet man prinzipiell einen exponentiellen Abfall der Intensität der eingestrahlt Welle im Halbleiter. Von einem Energieübertrag, wie er durch den Ionenstrahl erzeugt wird, kann keine Rede sein. Des Weiteren werden Lichtquanten an der Oberfläche des Halbleiters mehr oder weniger stark reflektiert und es können sich stehende Wellen ausbilden. Auf Bauelementen übliche Metallisierungen können sogar das Eindringen des Laserstrahls völlig verhindern. An den im Halbleiterbauelement prinzipiell vorhandenen Grenzflächen werden Laserstrahlen gebrochen und reflektiert, so dass es keine, wie vom Ion bekannte, geradlinige Ausbreitung der Strahlung gibt.

SEEs werden unter Weltraumbedingungen in erster Linie von hochenergetischen, schweren Ionen hervorgerufen. Diese hochenergetischen Ionen durchdringen problemlos die vorhandenen Abdeckungen über den Schaltkreisen. Unter ungünstigen Umständen wird das Ion auf diesem Weg so weit gebremst, dass es den Schaltkreis im Maximum des LETs erreicht und daher die maximale Anzahl von freien Ladungsträgern erzeugen kann. Bei der Bestrahlung im Experiment liegen die Schaltkreise offen, so dass die Energie der Ionen vom Beschleuniger so gewählt werden kann, dass im Bereich der aktiven Elemente ein maximaler

Energieübertrag stattfindet. Die Ionenmikrosonde ist als Instrument der ersten Wahl einzustufen, weil sie exakt die ungünstigsten Bedingungen im Weltraum simulieren kann. Diese Realitätsnähe ist der entscheidende Vorteil der Mikrosondenmessung gegenüber der Lasermethode.

Ein deutlicher Nachteil der Arbeit mit der Mikrosonde ist der hohe technische Aufwand, der nötig ist, um dieses Experiment mit einem Schwerionenbeschleuniger durchzuführen. Das hier vorgestellte Experiment ist, nach unserem Wissen, das erste Experiment bei dem der Versuch unternommen wurde, die zeitliche Charakterisierung der relevanten Effekte mit einer Schwerionenmikrosonde zu ermöglichen.

5.3.3 Für dieses Experiment wichtige Eigenschaften des UNILACs

Der Linearbeschleuniger der GSI liefert einen gepulsten Ionenstrahl, dessen zeitliche Mikrostruktur mit Hilfe eines HF-Choppers so gestaltet werden kann, dass nur alle 111 nsec ein Mikropuls mit einer Breite von ca. 1-2 ns in die Mikrosonde gelangt. Dies entspricht einer Taktung des Testschaltkreises von 9 MHz. Beim Passieren der Mikrosonde wird der Ionenstrom auf 10^3 Teilchen pro Sekunde eingeschränkt. Der schnelle Strahlschalter (siehe Kapitel 2.1) stellt sicher, dass eine getroffene Koordinate nicht oder nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit durch ein zweites Ion getroffen werden kann. Da integrierte Schaltkreise sehr empfindlich auf eine erhöhte totale Dosis hochenergetischer Ionen reagieren, ist es für die Messung sehr wichtig, dass Ionen nur in dem für uns interessanten Zeitintervall im Bereich der Schaltflanken auf den Schaltkreis auftreffen. Würde der Schaltkreis über den gesamten Zeitraum statistisch bestrahlt werden, hätten wir mit Sicherheit auch Treffer im interessanten Zeitintervall um die Schaltflanke. Der größte Teil der Ionentreffer würde jedoch im statischen Zustand des Schaltkreises erfolgen. Diese Treffer wären für diese Messung ohne Bedeutung, würden aber den akkumulierten Strahlenschaden wesentlich erhöhen und so zur Zerstörung des Bauteils führen, bevor eine ausreichende Menge von Messdaten gesammelt werden könnte.

Mit Hilfe des HF Choppers wird die Zeitstruktur des Ionenstrahls an eine mögliche Schaltgeschwindigkeit des Testschaltkreises angepasst. Der verwendete Chopper wird mit einem 4,5 MHz Sinus-Signal betrieben und bei jedem Nulldurchgang kann ein Teilchenpaket passieren. Das 4,5 MHz Signal für den Chopper wird aus dem 108 MHz Referenzsignal des UNILACs abgeleitet und es ist somit mit angepasster Phase an das HF Signal des UNILACs gekoppelt. Der 108 MHz Frequenzstandard für den UNILAC wird von einem extrem stabilen Quarzoszillator erzeugt und mit der Hilfe weiterer synchr onisierter Quarzoszillatoren auf die für den Chopper benötigten 4,5 MHz geteilt.

Um den Testschaltkreis zu takten, wird ebenfalls das 108 MHz Referenzsignal vom UNILAC benutzt. Es steht mit ausreichender Amplitude am Mikrosondenmessplatz zur Verfügung und wird dort digital auf eine Frequenz von 18 MHz reduziert. Der Testschaltkreis arbeitet fehlerfrei bei Taktfrequenzen von maximal 16 MHz, so dass wir bei einer 9 MHz Taktung ein fehlerfreies Arbeiten voraussetzen können. Ein Phasenschieber ermöglicht es, dass die Ionen genau zum Schaltzeitpunkt auf den IC treffen. Die Abbildung 5.15 zeigt den schematischen Aufbau der Synchronisation des gepulsten Ionenstrahls mit den Schaltflanken des integrierten

Schaltkreises. Auf der Testplatine wird das 18 MHz Signal vom UNILAC noch einmal im Verhältnis 2:1 untersetzt, um die Schaltfrequenz von 9 MHz für den Schaltkreis zu erhalten.

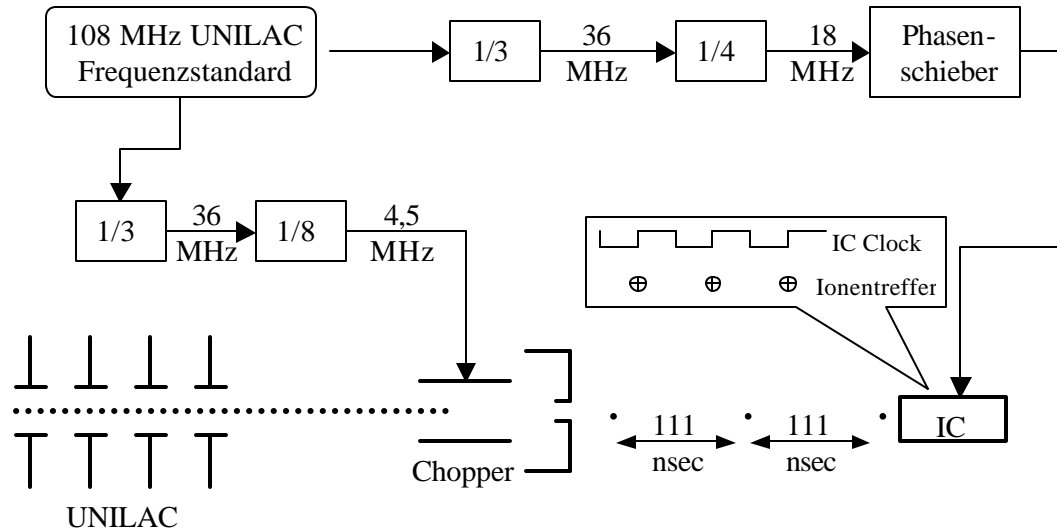


Abbildung 5.15: Übersicht über das Synchronisationsverfahren. Ein Schaltvorgang im Test IC soll zum Auftreffzeitpunkt des Ions erfolgen.

5.3.4 Der Schaltkreis

Als Target wurde ein einfaches mikroelektronisches Bauelement verwendet, das von der Firma Boeing entworfen und gefertigt wurde. Dieses Bauelement wurde schon bei vergleichbaren, Messungen am Naval Research Laboratory (NRL) in Washington untersucht. Für die Messungen am NRL wurde ein gepulster Laser verwendet. Die Wellenlänge des Laserstrahls betrug 590 nm und die Pulse hatten eine Länge von 1 ps. Der Fokus des Laserstrahls hatte auf der Targetoberfläche einen Durchmesser von 1,2 μm . Vor- und Nachteile der Bestrahlung von elektronischen Bauelementen mit Lasern wurden bereits in den Kapiteln 5.2.2 und 5.3.2 diskutiert.

Das verwendete Bauteil besteht aus einer Kette von 16 CMOS Invertern und einem getakteten Flip-Flop. Die Kombination eines p-Kanal-FETs mit einem n-Kanal-FET bildet jeweils einen Inverter. Die gesamte Struktur ist 141 μm lang und 33 μm breit. Das Flip-Flop wird mit der vom Beschleunigersignal abgeleiteten Clock getaktet. Zustandsänderungen in der Inverterkette können nur bei steigender bzw. fallender Clockflanke in das Flip-Flop übernommen werden. Ein einzelner Inverter hat eine Breite von ca. 6 μm . Diese Strukturen sind gut mit dem von der Mikrosonde erzeugten Ionenstrahl aufzulösen. Die Abbildung 5.16 zeigt eine Skizze der verwendeten Struktur.

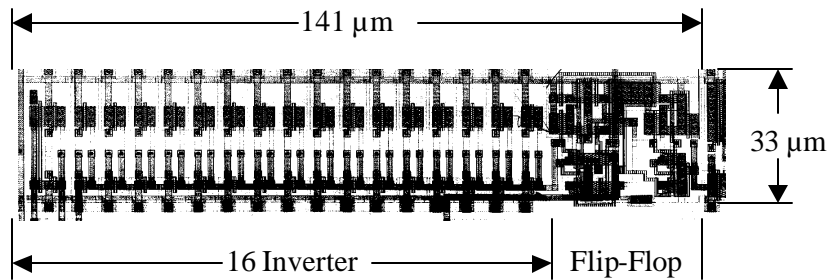


Abbildung 5.16: Untersucher CMOS Schaltkreis aus 16 Invertern und einem Flip-Flop

5.3.5 Die Targetplatte

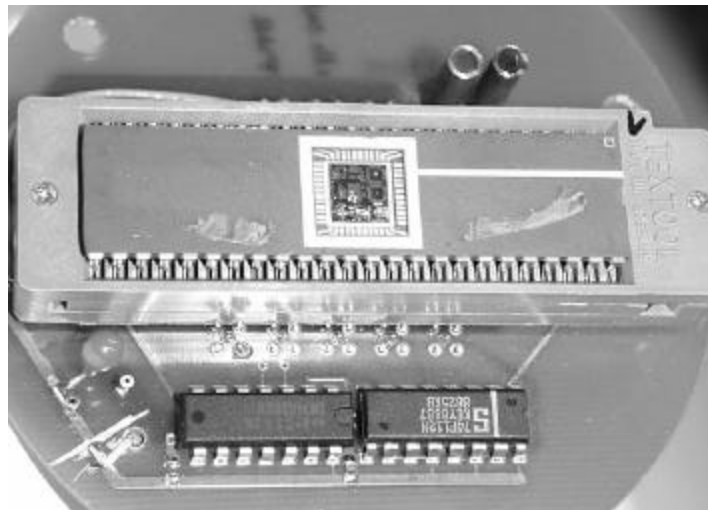


Abbildung 5.17: Foto von der Targetplatte mit dem offenen Testschaltkreis und der zur Auslese von SEUs und zur Erzeugung der Clocksignale erforderlichen Elektronik

Mit dem 18 MHz Signal vom Beschleuniger wird auf der Targetplatte ein 9 MHz Rechtecksignal erzeugt, welches als Clocksignal dem Flip-Flop am Ende der Kette aus 16 Invertern zugeführt wird. Gleichzeitig werden aus dem 18 MHz Signal vom Beschleuniger kurze, negative NIM Pulse erzeugt, die koinzident mit der ansteigenden beziehungsweise der abfallenden Clockflanke sind. Jeweils eines dieser Signale wird bei der Messung der Zeitpunkte der Ionentreffer genutzt, um den vom auftreffenden Ion gestarteten TDC zu stoppen. Welches dieser Stoppsignale genutzt wird, hängt davon ab, ob die Effekte an der ansteigenden oder der abfallenden Clockflanke untersucht werden sollen.

Die Targetplatte wird in der Targetkammer der Mikrosonde auf einem in alle Richtungen beweglichen Tisch montiert. Mit diesem Tisch kann der IC exakt im Fokus des Ionenstrahls justiert werden. Die Platine kann zudem um die zentrale z-Achse gedreht werden, um den IC unter verschiedenen Winkeln ausrichten zu können. Ein optisches Mikroskop, das in den

Strahlengang eingefahren werden kann, ermöglicht es, den für die Bestrahlung interessanten Bereich des Targets zu finden und ihn im Fokus des Ionenstrahls zu platzieren.

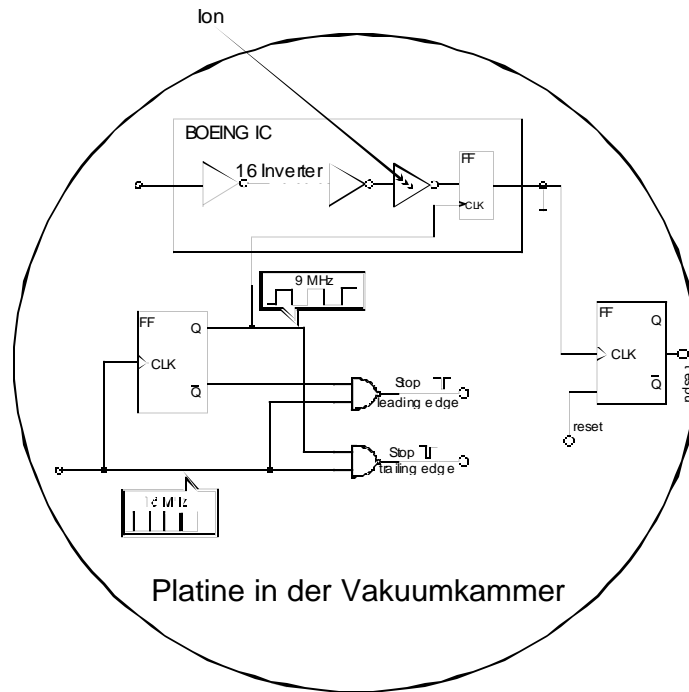


Abbildung 5.18: Übersicht über die Schaltung auf der Testplatine.

Weiterhin befindet sich auf der Targetplatine ein Flip-Flop, welches das im Testschaltkreis erzeugte SEU Bit übernimmt und speichert, bis es vom Datenerfassungssystem CAMAC/CAMDA gelesen wird. Abbildung 5.18 zeigt die wichtigsten auf der Targetplatine zur Datenaufnahme integrierten Funktionen.

5.3.6 Der Sekundärelektronendetektor und die schnelle Trefferidentifikation

Die Synchronisation des Ionenpulses mit dem Zeitintervall in dem der Schaltkreis seinen Zustand ändert, wird durch die in Kap. 5.3.3 beschriebene Kopplung der IC-Clock an die UNILAC Zeitstruktur sichergestellt. Allerdings reicht diese Korrelation zwischen dem Ionenpuls und der Clockflanke nicht aus, da der Mikropuls selber eine Länge von 1-2 nsec hat. Das heißt, durch das oben erläuterte Verfahren wird nur sichergestellt, dass das einzelne Ion den Schaltkreis im Zeitintervall von ca. 2 ns um die Schaltflanke trifft. Innerhalb dieser zwei Nanosekunden ist der Zeitpunkt des Ionentreffers jedoch rein zufällig. Das Bild 5.19 soll diese Situation verdeutlichen. Um nun eine genaue Aussage über den Zusammenhang von Trefferzeitpunkt, Schaltflanke und Fehlerverhalten des Schaltkreises zu erhalten, muss nach dem Ionentrefler die Zeitdifferenz zur Schaltflanke ausgemessen werden. Hierzu nutzen wir die schnellen, negativen NIM Signale, die in Koinzidenz mit dem Clocksignal erzeugt werden.

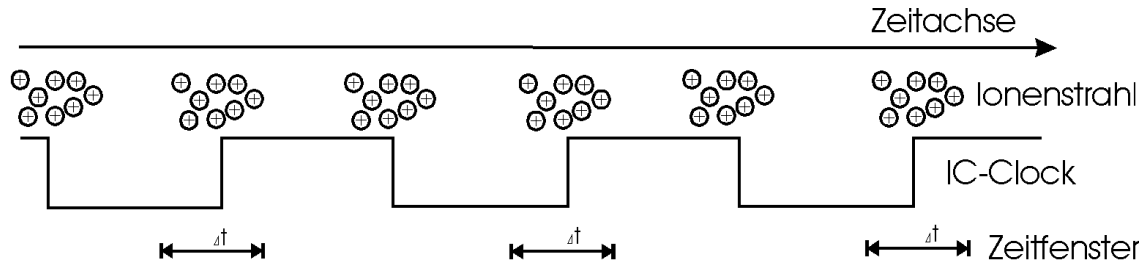


Abbildung 5.19: Zeitverhalten zwischen Ionenstrahl und IC-Clock. Über den Clockflanken sind die möglichen Lagen einzelner Ionen in Ionenpaketen dargestellt. Im Experiment liegt über einer von 10^4 Flanke ein einzelnes Ion, alle anderen Schaltflanken werden nicht mit Ionen versorgt.

Sie dienen als Stoppsignale für einen schnellen TDC vom Typ Silena 4418 T. Das Startsignal für den TDC wird vom Ion selber geliefert, das beim Auftreffen auf die Oberfläche des Schaltkreises Sekundärelektronen erzeugt, welche von einem in unmittelbarer Nähe montierten Sekundärelektronendetektor gemessen werden. Als Sekundärelektronendetektor wird in der Mikrosonde in der Regel ein Channeltrondetektor verwendet. Channeltrondetektoren verstärken die auf der Targetoberfläche erzeugten Sekundärelektronen durch vielfache Stöße im Detektor. Bei jedem Stoß eines Elektrons mit der Wand des Detektors wird eine Vielzahl von weiteren Elektronen erzeugt. Auf diese Weise kann auch eine kleine Anzahl von Sekundärelektronen von der Targetoberfläche zu einem ausreichend großen Signal verstärkt werden. Der Weg der einzelnen Sekundärelektronen im Channeltron ist allerdings völlig unterschiedlich. Da die Elektronen im Channeltron einen langen Weg bis zur Elektrode haben, fallen die Unterschiede in der Laufzeit, vom Zeitpunkt des Eintreffens am Channeltroneingang bis zur Elektrode am Ende des Channeltrons, sehr groß aus. Wir haben diese Laufzeitstreuung im Channeltron gemessen, indem wir Ionen auf die vergoldete Oberfläche des Diamantdetektors geschossen haben und die Sekundärelektronen von der Oberfläche des Diamantdetektors mit dem Channeltron gemessen haben. Das vom Ion im Diamant erzeugte Signal diente bei dieser Laufzeitmessung als Startsignal für den TDC. Aus Kapitel 4.3 ist bekannt, dass die vom Diamant erzeugten Signale wesentlich schneller sind, als Signale von anderen Detektoren. Damit war der Diamant sehr gut als Startdetektor verwendbar. Das Ergebnis dieser Messung zeigt das Zeitspektrum in Bild 5.21 a. Die gemessene Zeitauflösung von 7 ns beim Channeltron konnte für die von uns geplanten Experimente zur Messung der Wirkung von schnellen Ionen in integrierten Schaltkreisen in Bezug auf die Schaltflanke nicht ausreichen, weil wir hier eine Zeitauflösung unter 1 ns benötigen.

Die Alternative war der Einsatz eines Channelplatedetektors. Die Channelplates verstärken die auftreffenden Elektronen mit einem wesentlich geringeren Verstärkungsfaktor. Um eine höhere Verstärkung zu erhalten, wurden drei Channelplates hintereinander zu einem Detektor zusammengefügt. Direkt am Channelplate wurde der Vorverstärker montiert, um Störungen durch lange Leitungen zu verhindern. Das Bild 5.20 zeigt ein Foto des verwendeten Channelplatedetektors. In der Mitte des Channelplates ist eine Bohrung zu erkennen, durch die die Ionen auf das Target gelangten. Der Detektor konnte dadurch frontal zum Target angeordnet werden.

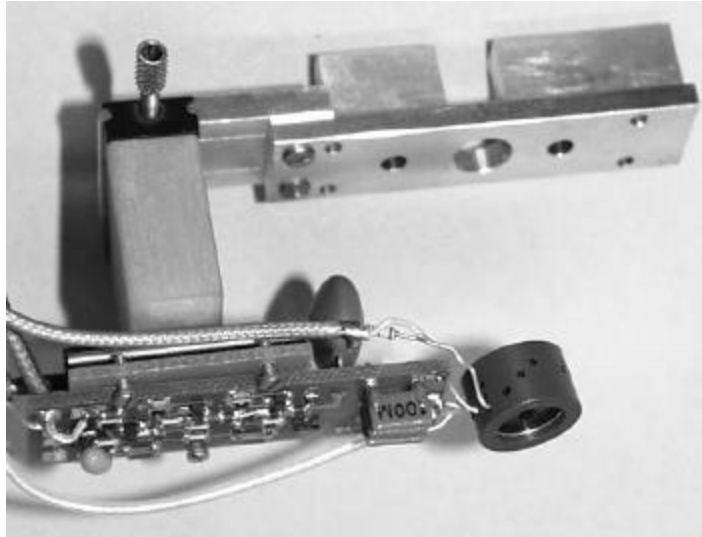


Abbildung 5.20: Foto vom Channelplatedetektor mit Vorverstärker und Mechanik zur Justage in der Mikrosonde. In der Mitte des Channelplates ist eine Bohrung zu erkennen, durch die die Ionen auf das Target gelangen.

Die geringere Verstärkung der Channelplates resultiert aus den wenigen Stößen der Elektronen in den kurzen Verstärkerkanälen der Plates. Diese kurzen Kanäle sind aber auch Ursache für eine sehr geringe Laufzeitstreuung der Elektronen im Plate. Wie zuvor der Channeltrondetektor, wurde das Channelplate auf seine Laufzeitstreuung untersucht. Der Aufbau war derselbe wie beim Channeltron. Der Diamantdetektor wurde erneut als Startsignalgeber verwendet und das Channelplate lieferte das Stoppsignal für den TDC. Die von der vergoldeten Diamantdetektoroberfläche emittierte Ladung war ausreichend groß, um das Channelplatesignal deutlich vom Untergrundrauschen trennen zu können. Das gemessene Zeitspektrum zeigt das Bild 5.21 b. Mit 0,77 ns erreicht der Channelplatedetektor eine fast 10-fach bessere Zeitauflösung als der Channeltrondetektor. Mit dieser Zeitauflösung hofften wir erste Messungen an den getakteten Schaltkreisen erfolgreich durchführen zu können.

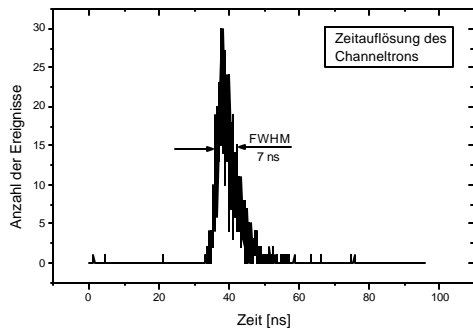


Abbildung 5.21 a: Zeitauflösung Channeltrons, gemessen mit dem schnellen Diamantdetektor zur Erzeugung der Startsignale.

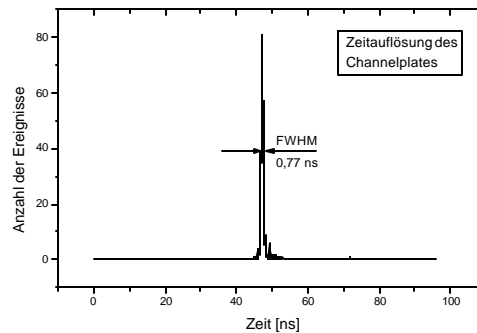


Abbildung 5.21 b: Zeitauflösung Channelplates, gemessen mit dem schnellen Diamantdetektor zur Erzeugung der Startsignale.

Für alle hier beschriebenen Zeitmessungen wurde ein Silena 4418 T Time to Digital Converter (TDC) verwendet. Der TDC wurde mit einem Timecalibrator geeicht, der nach Erzeugung eines Startsignals in zuvor einstellbaren zeitlichen Abständen ein Stoppsignal liefert. Im Bild 5.22 ist das Beispiel der Kalibration mit dem 20 ns Signal gezeigt. Teilt man die 20 ns durch die Anzahl der Kanäle im Zeitspektrum, die zwischen zwei Peaks liegen, erhält man die zeitliche Auflösung des TDCs. Unser TDC hat eine Auflösung von 48 ps/Kanal.

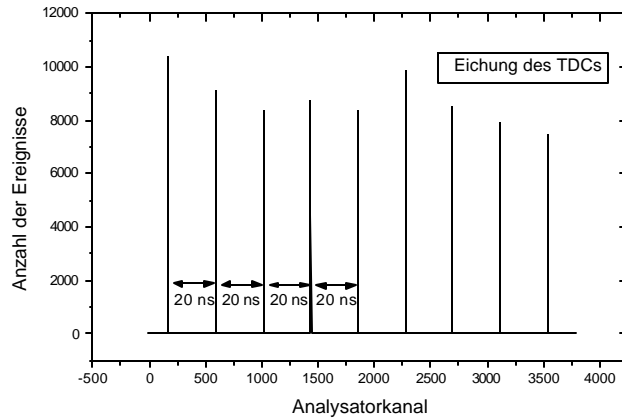


Abbildung 5.22: Eichspektrum für den 4418 T Silena TDC. Beispiel der 20 ns Kalibration.

5.3.7 Signalverarbeitung und Datenaufnahme

Alle im Experiment gewonnenen Daten wurden mit dem Datenaufnahmesystem CAMAC/CAMDA erfasst und weiterverarbeitet. Die folgenden Signale sollten aufgenommen werden:

1. Die Zeitdifferenz vom Auftreffen des Ions auf der Oberfläche des integrierten Schaltkreises bis zur nächsten Clock-Flanke.
2. Die Stärke des Signals der auf der Oberfläche des integrierten Schaltkreises erzeugten Sekundärelektronen (SE), d. h. Aufnahme des SE-Pulshöhensignals.
3. Der Einfluss des Ionentreffers auf das fehlerfreie Schaltverhalten des Testschaltkreises. Es sollte überprüft werden, ob ein SEU erzeugt wurde.
4. Die Ortskoordinaten des Ionentreffers auf dem Schaltkreis.
5. Die Anzahl der im Schaltkreis durch den Ionentreffer erzeugten Ladungsträger.

Alle genannten Signale müssen für jeden Ionentreffer erfasst, verarbeitet und gespeichert werden. Da der gesamte Datenaufnahmeprozess ca. 200µsec in Anspruch nimmt, muss für diesen Zeitraum der Ionenstrahl schnell und sicher weggeschaltet werden, um Doppeltreffer zu vermeiden. Dies ermöglicht der schnelle Strahlschalter (siehe Kapitel 2.1). Die Wahrscheinlichkeit für einen Ionendoppeltreffer reduziert sich durch diese Technik auf $0,2 \times 10^{-3}$ (siehe Kap 2.1).

Ein Ionentreffer kann im integrierten Schaltkreis einen Schaltfehler (SEU) auslösen. SELs sollten bei dieser Messung nicht untersucht werden. Dieses aus dem SEU hervorgegangen Bit wird zunächst in das im Testschaltkreis integrierte Flip-Flop übernommen und dann in einem externen auf der Testplatine (siehe Kapitel 5.3.5) untergebrachten Flip-Flop zwischengespeichert, bis es in ein CAMAC Register übertragen werden kann..

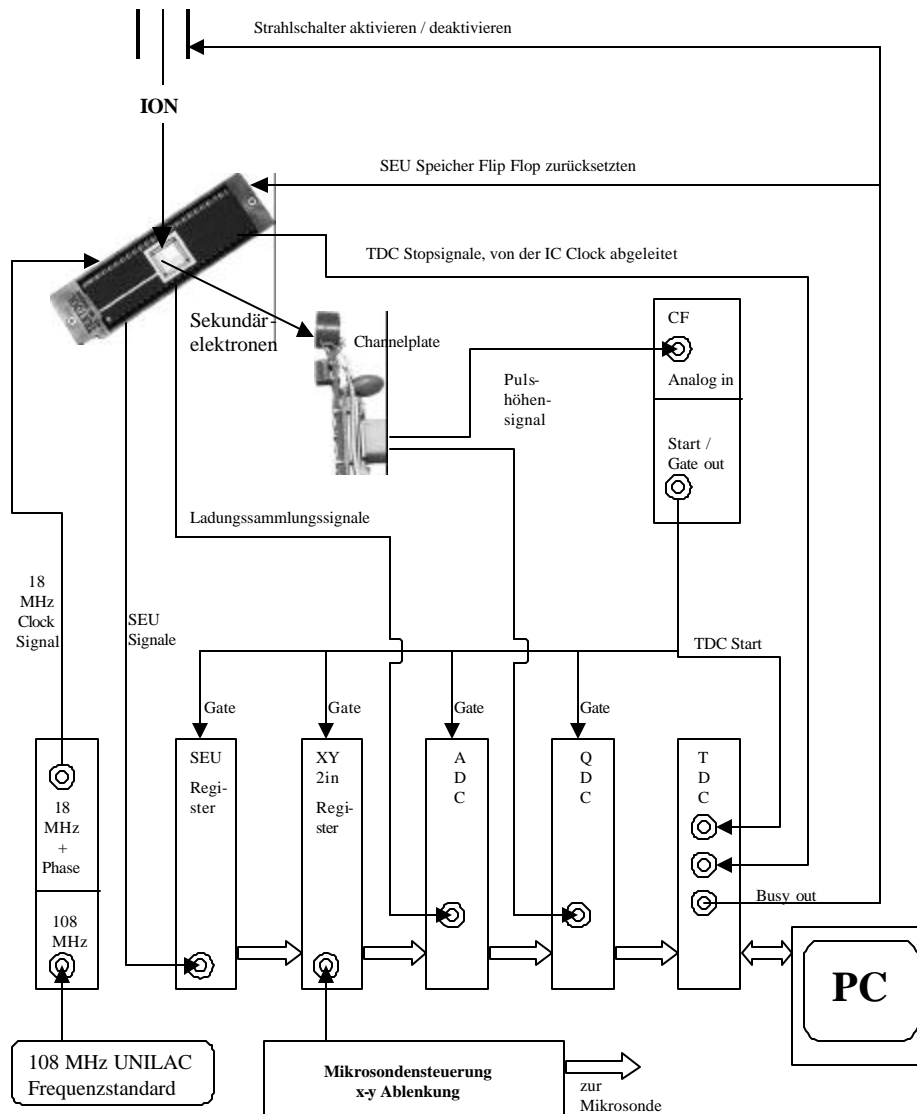


Abbildung 5.23: Blockschartplan für die Datenaufnahme bei der Messung an der Inverterkette.

Die Ortskoordinaten für die Ionentreffer werden von der Mikrosondensteuerung generiert und sie stehen als digitale Signale zur Verfügung. Daher müssen diese Signale nur in eine

CAMAC Register eingelesen werden und solange zwischengespeichert werden, bis sie von CAMDA ausgelesen werden.

Die Abbildung 5.23 zeigt einen Blockschaltplan für die Datenaufnahme bei der Messung an der Inverterkette.

5.3.8 Messergebnisse

Der von Boeing gefertigte Schaltkreis wurde mit einem 3,6 MeV/u Xe Strahl im Bereich der Inverter abgerastert. Das Zielgebiet t auf dem Schaltkreis ist im Bild 5.24 zu sehen.

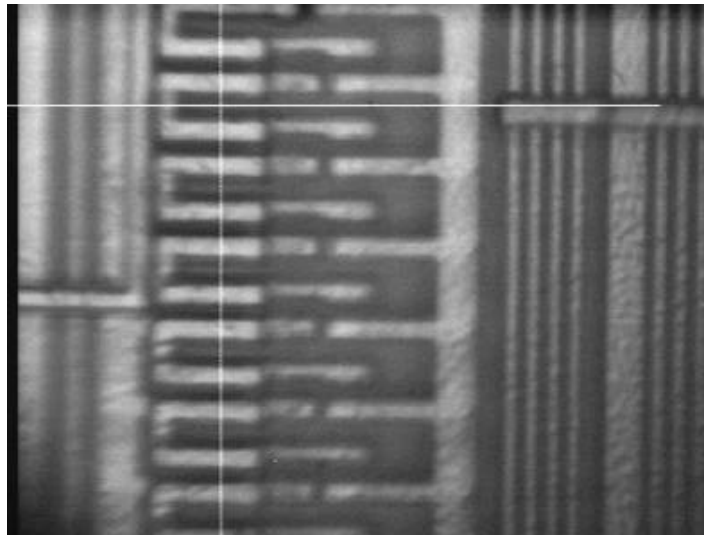


Abbildung 5.24: Zielgebiet auf dem getakteten IC der Firma Boeing. Im Fadenkreuz befindet sich ein p-Kanal Transistor eines Inverters.

Der Zeitpunkt des Auftreffens eines Ions auf der Oberfläche des IC's sollte, wegen der geringen Laufzeitstreuung, mit einem Channelplatedetektor festgelegt werden. Die Oberfläche des Targets erwies sich jedoch als sehr schlechte Quelle für Sekundärelektronen, so dass ein Nachweis dieser Teilchen mit dem Channelplate nicht möglich war. Die Anzahl der emittierten Sekundärelektronen war nicht ausreichend groß, um das Sekundärelektronensignal mit der vorhandenen Verstärkung des Channelplats sauber vom elektronischen Rauschen zu trennen. Der Channelplatedetektor lieferte sehr gute Startsignale, solange man mit den Ionen auf eine gute Sekundärelektronenquelle, wie zum Beispiel eine Metalloberfläche, getroffen hat. Die isolierende Passivierung der IC-Oberfläche reichte jedoch nicht als Sekundärelektronenquelle für das Channelplate aus.

Um dennoch erste Ergebnisse bei diesem Experiment zu erhalten, wurde der mit wesentlich größerer Laufzeitstreuung arbeitende Channeltrondetektor eingebaut. Das Channeltron wurde mit 2,5 KV betrieben und die Sekundärelektronen wurden durch eine attraktive Vorspannung von 185 V zum Channeltron beschleunigt. Wie schon in Kapitel 5.3.6 dargestellt, konnte dieser Detektor nicht die gewünschte zeitliche Auflösung zur Messung des Fehlerverhaltens an der Clockflanke des getakteten IC's liefern. Es konnte aber gezeigt werden, dass die gewünschte Kopplung der Zeitpunkte der Ionentreffer an die IC-Clockflanke möglich ist und dass mit dem verwendeten Xe-Ionenstrahl Upsets innerhalb des Zielgebiets ausgelöst werden können. Das Bild 5.25 zeigt das mit dem Channeltron aufgenommene Zeitspektrum und das Bild 5.26 zeigt die Anzahl der im Upsetregister gespeicherten Bits.

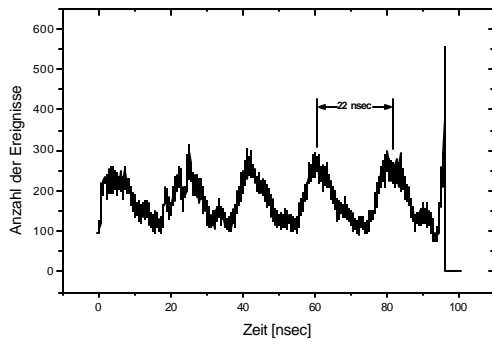


Abbildung 5.25: Mit dem Channeltron am IC aufgenommenes Zeitspektrum

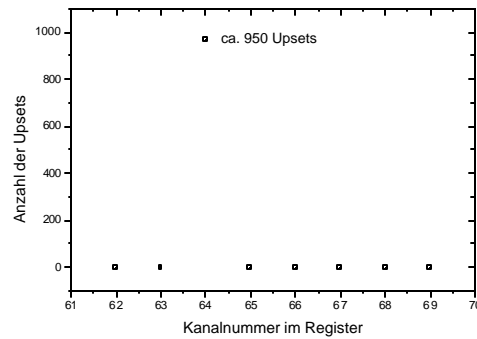


Abbildung 5.26: Einträge in das Upsetregister. Upsets wurden in den Kanal 64 des Registers geschrieben.

5.3.9 Zusammenfassung und Ausblick

Messungen zur Empfindlichkeit gegen Ionenstrahlung mit hoher örtlicher und zeitlicher Auflösung an getakteten, mikroelektronischen Bauelementen stellen eine hohe experimentelle Herausforderung dar. Die Technik der Messung von SEE's mit hoher örtlicher Auflösung wird seit einigen Jahren an der Mikrosonde der GSI beherrscht. Die Kopplung der Zeitstruktur des Beschleunigers mit der des verwendeten Testschaltkreises wurde erfolgreich eingeführt. Lediglich die Vermessung der Trefferzeitpunkte im Zeitfenster der Mikropulsung des Linearbeschleunigers stellt derzeit noch ein Problem dar, wenn eine Oberfläche mit geringer Sekundärelektronenemission bestrahlt wird.

Neben einer Reihe von Beschleunigerproblemen, hat der Misserfolg beim Nachweis der Ionentreffer durch einen schnellen Sekundärelektronendetektor dazu geführt, dass an dieser Stelle keine Ergebnisse zur Strahlenempfindlichkeit des Testschaltkreises im Bereich der Schaltflanken geliefert werden können.

Da jedoch gerade diese Form der Empfindlichkeitsbestimmung der realen Situation von mikroelektronischen Bauelementen innerhalb von laufenden und für die Zukunft geplanten

Raumfahrtprojekten am nächsten kommt, ist eine weitere Verbesserung der experimentellen Anordnung bis zum Erfolg dieser Messung dringend wünschenswert.

Hierzu kann zunächst die zentrale Bohrung auf den Channelplates, durch die im ersten Versuch der Ionenstrahl das Target erreichte, weggelassen werden. Dadurch würde die Channelplate höhere Betriebsspannungen tolerieren, was eine wesentlich höhere Sekundärelektronenverstärkung des Plates ermöglichen würde. Dazu müsste die Plate seitlich vom Target positioniert werden. Diese recht einfache Maßnahme wurde bereits umgesetzt, konnte aber wegen des geringen Strahlzeitangebotes noch nicht erprobt werden.

Weiterhin besteht die Möglichkeit Schaltkreise zu bestrahlen, deren Oberfläche auf Grund einer nicht vorhandenen Passivierung, eine höhere Sekundärelektronenausbeute aufzeigt. Dies ist jedoch insofern problematisch, da wir nur wenig Einfluss auf den Herstellungsprozess der zur Verfügung gestellten Halbleiterbauelemente haben.

Die Kombination der beiden Vorgehensweisen zur besseren Erfassung der Treffersignale mit Sekundärelektronen würde jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit zu ersten verwertbaren Ergebnissen bei diesem Experiment führen.

5.4 Messung des elektronischen Ionenspursprofils in Silizium

5.4.1 Einleitung

Für Vorhersagen der Effekte von schweren Ionen in mikroelektronischen und optoelektronischen Bauelementen ist eine möglichst genaue Kenntnis über die Ausdehnung und Form der erzeugten Spur aus freien Ladungsträgern von großer Bedeutung. Spätestens, wenn die unter ungünstigen Strahlungsbedingungen eingesetzten elektronischen Schaltkreise aus Baugruppen aufgebaut sind, die in ihren kleinsten Abmessungen den Durchmesser der Spur aus freien Ladungsträgern des Ions unterschreiten, wird ohne die Information über das Spurprofil keine verlässliche Aussage über das Schaltverhalten der getroffenen Baugruppe mehr möglich sein.

Bekannt ist, dass im Kern der Ionenspur in sehr kurzer Zeit eine extrem hohe Ladungsträgerdichte erzeugt wird. Die erzeugten Ladungsträger besitzen ihrerseits genügend hohe Energien, um über sekundäre Stoßprozesse weitere Ladungsträger generieren zu können. Die Erzeugung von weiteren Sekundärteilchen erfolgt so lange, bis die kinetische Energie der bereits erzeugten Ladungsträger nicht mehr ausreicht, um neue Ladungsträger zu generieren. Die restliche kinetische Energie wird dann an das Kristallgitter des Festkörpers abgegeben. Die so entstehende elektronische Spur des Schwerions soll mit dem hier beschriebenen Experiment bestimmt werden. Die Ausdehnung der Spur und die Ladungsträgerdichte als Funktion des Ortes innerhalb der Spur sind von besonderem Interesse.

5.4.2 Die Teststruktur

Für dieses Experiment wurde eine Teststruktur von Kollegen vom französischen Unternehmen Commissariat a l'Energie Atomique zur Verfügung gestellt, die aus zwei Gruppen von Mikrostreifen besteht. Jede der Gruppen ist kammartig geformt und die Zinken des einen Kamms greifen in die Zinken des anderen Kamms. Die Aufsicht auf die Teststruktur ist in Abbildung 5.27 skizziert. Die im jeweiligen Mikrostreifen gesammelte Ladung kann über die eingezeichneten Elektroden gemessen werden. Werden Ladungsträger in zwei Streifen gleichzeitig gesammelt, ist dies mittels einer Koinzidenzmessung an den Ausgängen C1 und C2 erkennbar. Elektronische Rauschsignale werden mit Hilfe eines Single Channel Analysators abgeschnitten.

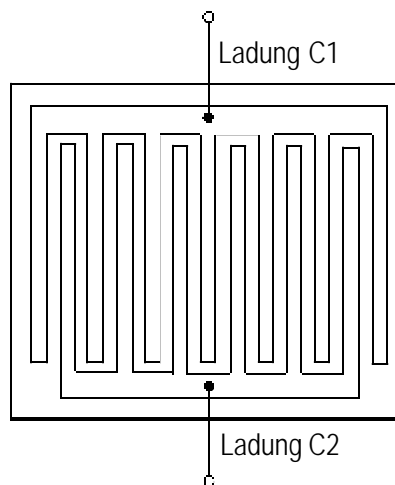


Abbildung 5.27: Schematische Ansicht der Teststruktur von oben

Die Teststruktur wurde auf einem p-dotierten Siliziumsubstrat gefertigt. In einer Tiefe von 1,2 μm wurde eine 0,4 μm dicke Siliziumdioxidschicht vergraben. Diese Schicht ist als Isolator zum Substrat notwendig, um langreichweitige Ladungssammelprozesse zu verhindern. Die hoch p-dotierten Mikrostreifen liegen über der Isolatorschicht und sie sind durch mit Poly-Silizium gefüllte Gräben voneinander getrennt. Die Isolation der gefüllten Gräben von den Mikrostreifen erfolgt durch 0,1 μm dicke Siliziumdioxidwände. Die Mikrostreifen haben eine Breite von 5,2 μm .

Um möglichst homogene Verhältnisse auf der Teststruktur zu schaffen, wurden diese so gefertigt, dass sowohl in den mit Polysilizium gefüllten Gräben als auch in den p-dotierten Mikrostreifen annähernd die gleiche Anzahl von Elektronen und Löchern durch die eingestrahlt Ionen generiert werden. Nur in den isolierenden SiO_2 -Grenzen zwischen den Gräben und den Mikrostreifen sind andere Energien zur Erzeugung von freien Ladungsträgern notwendig. Durch diese Anordnung der Materialien wird sichergestellt, dass fast jeder Ionentreffer auf der Teststruktur zur gleichen Anzahl von freien, primären Ladungsträgern führt.

Die Breite der siliziumgefüllten Gräben beträgt 0,6 μm . Die Mikrostreifen liegen daher jeweils 0,8 μm voneinander entfernt. Diese Entfernung ist kleiner als der von uns erwartete

Durchmesser der elektronischen Ionenspur. Das Bild 5.28 zeigt einen Schnitt durch die verwendete Teststruktur.

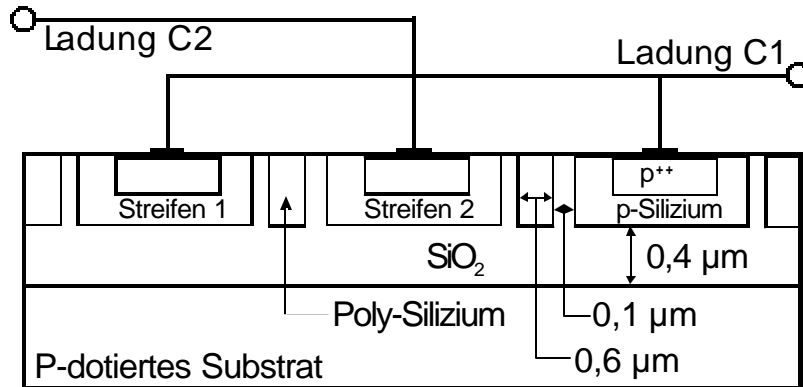


Abbildung 5.28: Schematische Zeichnung des Querschnitts der Teststruktur

5.4.3 Das Experiment

Die Teststruktur wurde mit einem 5,9 MeV/u Nickel-Strahl abgetastet. Die Auflösung der Mikrosonde bei diesem Experiment betrug 1,5 µm in der x-Richtung und 0,5 µm in der y Richtung, bezogen auf ein an der Mikrosonde orientiertes Koordinatensystem. Um von der höheren Auflösung in der y-Richtung zu profitieren, wurden die Mikrostreifen längs der x Achse ausgerichtet. Bei der Messung wurden die Koordinaten der Ionentreffer und die in den beiden Streifengruppen erzeugten Ladungen gemessen und gespeichert. Für die Spurprofilmessungen sind vor allem die Ionentreffer in den Gräben zwischen den Mikrostreifen von Bedeutung, da durch die Ausdehnung der elektronischen Spur des Ions sowohl ein Anteil der Ladung in dem einen als auch dem anderen Mikrostreifen deponiert wird. Der gesamte Betrag der erzeugten Ladungsträger verteilt sich bei solchen Treffern auf die beiden Mikrostreifen und den isolierten Siliziumgräben zwischen den Streifen.

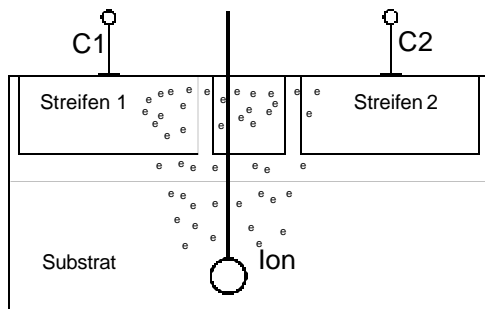


Abbildung 5.29 a: Skizze der Idee zur Vermessung der elektronischen Spur von schweren, schnellen Ionen in Silizium. Querschnitt durch die Teststruktur.

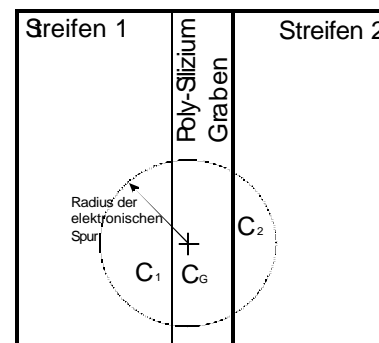


Abbildung 5.29 b: Skizzierte Ladungsverteilung in der Teststruktur (Draufsicht).

Die Verteilung der erzeugten Ladung in den Mikrostreifen in Abhängigkeit von dem Ort des Ionentreffers sollte ein direktes Maß für den Durchmesser der elektronischen Ionenspur

darstellen. Die Abbildungen 5.29 a und b sollen die Situation der Ladungsverteilung in den beiden Mikrostreifen nach dem Ionentreffer verdeutlichen.

5.4.4 Analyse des parasitären Netzwerks aus Kondensatoren und Widerständen in der Teststruktur

Die sehr spezielle Struktur dieser Testanordnung bedarf einiger Kommentare zu ihrer Arbeitsweise. Da die Mikrostreifen sehr nah beieinander liegen und sie auch vom Substrat durch eine nur $0,4\mu\text{m}$ dicke Siliziumdioxidschicht getrennt sind, gibt es eine kapazitive Kopplung zwischen den Streifen und dem Substrat, sowie zwischen den Streifen untereinander. Daher können die in einem Streifen erzeugten Ladungsträger direkt oder auf dem Umweg über das Substrat in den benachbarten Streifen einkoppeln. Um die Größenordnung dieser Kopplungseffekte abschätzen zu können, wurde eine Simulation des Äquivalentschaltkreises mit SPICE durchgeführt. Der äquivalente Widerstand und die äquivalente Kapazität wurde aus den einfachen geometrischen Verhältnissen unter Berücksichtigung geeigneter Dotierungswerte abgeschätzt. Diese Simulation ergab tatsächlich eine hohe kapazitive Kopplung zwischen den einzelnen Elementen der Teststruktur. In Abbildung 5.30 ist das parasitäre Netzwerk aus Kondensatoren und Widerständen in die Teststruktur eingezeichnet.

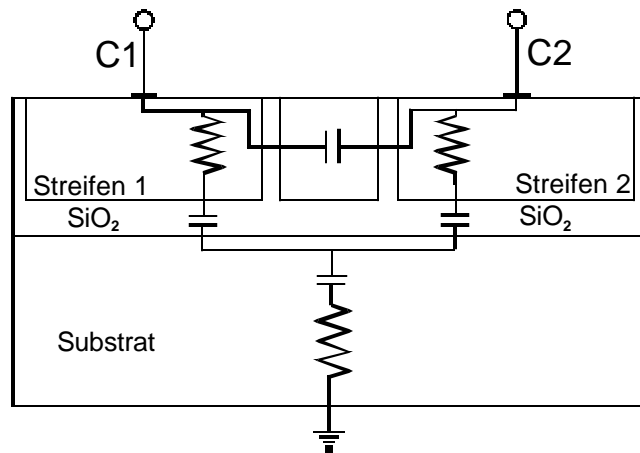


Abbildung 5.30: Teststruktur mit eingezeichneten parasitären Kapazitäten und Widerständen.

Erste Messungen mit der Mikrosonde haben gezeigt, dass es bei einer positiven Versorgungsspannung an den Mikrostreifen kaum zu direkter Ladungssammlung in den Streifen kommt. Bei dieser Vorspannung wird die Ladung im Substrat gesammelt und das korrespondierende Signal in den Mikrostreifen wird durch kapazitive Kopplung der langreichweitigen Ladungssammlung (die Ionenspur ist ca. $50\mu\text{m}$ lang [24]) im Substrat in beiden Gruppen der Mikrostreifen erzeugt. Bei dieser Versorgungsspannung wird das Signal aus den Mikrostreifen vom Signal aus dem Substrat vollständig überdeckt. Somit erzeugt jeder Ionentreffer ein koinzidentes Signal in beiden Gruppen von Mikrostreifen.

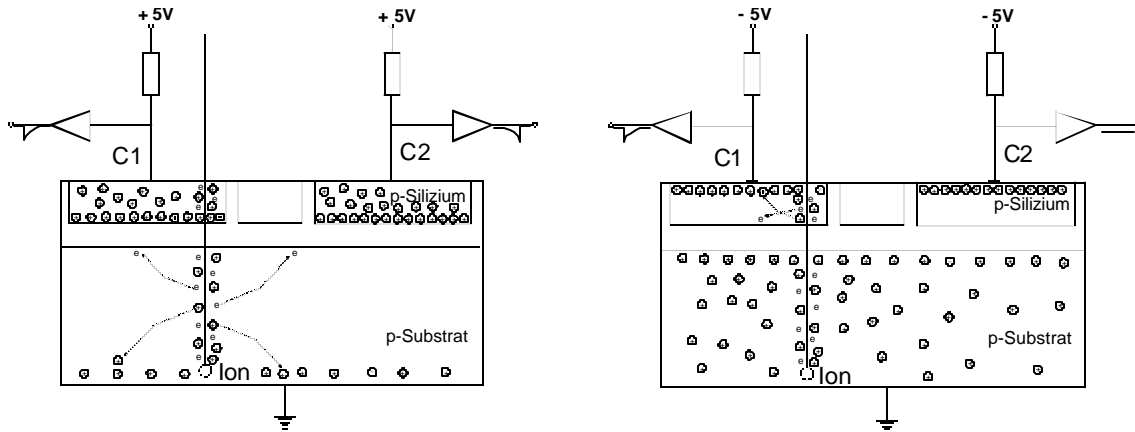


Abbildung 5.31 a: Positive Spannung an den Streifen verursacht eine starke Ladungssammlung im Substrat. In beide Streifen werden Signale eingekoppelt.

Abbildung 5.31 b: Negative Spannung an den Streifen unterdrückt die Ladungssammlung im Substrat. Das Signal entsteht im getroffenen Streifen.

Diese Situation wird im Bild 5.31 a verdeutlicht. Im p-dotierten Silizium werden die Majoritätsträger durch die positive Spannung an den Streifen innerhalb der Streifen hin zur SiO_2 Schicht gedrängt und demzufolge werden die Majoritätsträger im Substrat von der SiO_2 Schicht weggedrängt. Die durch das Ion erzeugten Elektron-Loch-Paare können in dieser Schicht über lange Strecken gesammelt werden und dabei ein Signal in beide Streifen kapazitiv einkoppeln. Bei dieser Vorspannung werden sich die Elektronen unter der SiO_2 Schicht sammeln und das lokale elektrische Feld verändern.

Bei einer negativen Vorspannung ist die Verteilung der Majoritätsträger im p-dotierten Silizium genau umgekehrt. Die Situation wird im Bild 5.31 b dargestellt. Die Löcher im Substrat werden zur SiO_2 Schicht hingezogen und im Streifen werden die Löcher von der SiO_2 Schicht weggezogen. Nun liegt der Bereich, in dem die Ladung gesammelt wird, innerhalb des Mikrostreifens. Da der Mikrostreifen sehr dünn ist, können in diesem Bereich nicht sehr viele Ladungsträger vom Ion erzeugt werden. Die resultierenden Signale sind wesentlich kleiner. Die im Substrat vom Ion erzeugten Elektronen-Loch-Paare tragen nun nicht mehr zum Signal bei. Sie werden durch die unter der SiO_2 Schicht angereicherten Majoritätsträger abgeschirmt.

5.4.5 Messergebnisse

Zunächst ist es möglich, aus den Ladungssignalen beider Gruppen von Mikrostreifen und den assoziierten Trefferkoordinaten, Ladungssammlungsbilder für die Signale C1 und C2 zu erzeugen. Diese Bilder sind komplementär und sie zeigen die Streifenstruktur des Targets. Die Abbildungen 5.32 a und b zeigen solche Ladungssammlungsbilder bei einer Spannung von -2V an den Mikrostreifen und geerdetem Substrat.

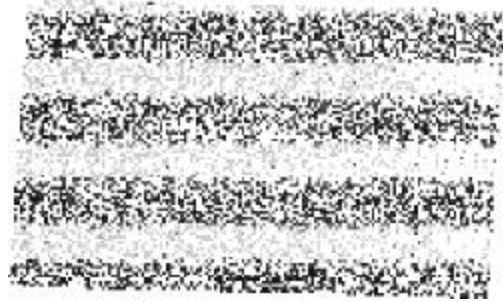
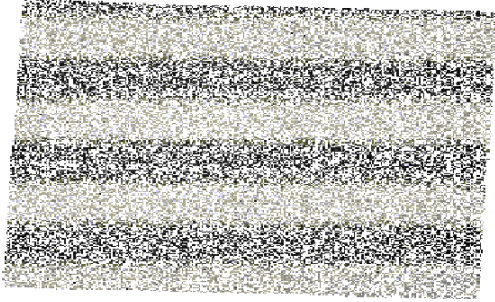


Bild 5.32 a. Ladungssammlungsbild des Signals C1.

Bild 5.32 b. Ladungssammlungsbild des Signals C2.

Das Bild 5.33 zeigt das Signal C1 aus dem Mikrostreifen aufgetragen gegen den Ort des Ionentreffers entlang der Y-Richtung. Die Kurve in Bild 5.33 entspricht einem Schnitt durch das Ladungssammlungsbild in der Abbildung 5.32 a. In der Abbildung 5.33 sind die Mikrostreifen und das Tal dazwischen eingezeichnet. Die Ausdehnung der elektronischen Spur bei einer Ladungssammlung von 10 %-90 % lässt sich mit etwa $1,2 \mu\text{m}$ abschätzen. Der Mikrofokus in dieser Richtung zeigt eine Auflösung von ca. $0,5 \mu\text{m}$ (Sekundärelektronensignal von einem Mikrogitter).

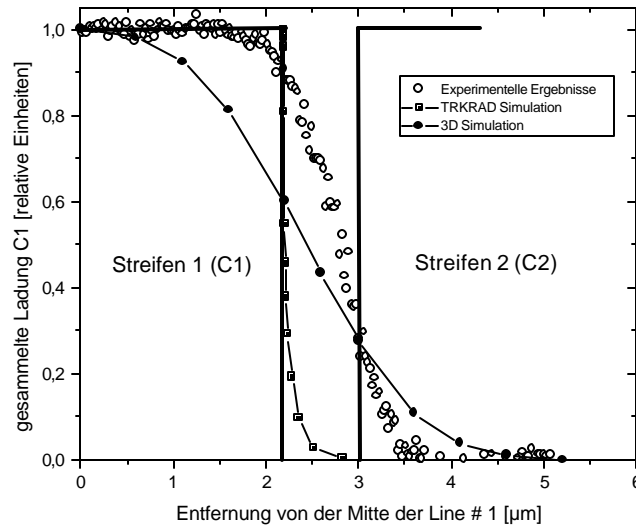


Abbildung 5.33: Ladungssammlungssignalhöhe aus C1 aufgetragen gegen die Y-Position des Ionentreffers, gemessen von der Mitte des Streifens # 1. Die Einheiten der Signalhöhe C1 ist willkürlich.

Zum Vergleich wurden zwei numerische Verfahren angewendet, um den elektronischen Ionenspurdurchmesser mit Hilfe von Simulationen zu bestimmen. Die Resultate sind in Abbildung 5.33 neben den experimentellen Daten eingezeichnet. Die TRKRAD Simulation basiert auf der Theorie von Katz [33] zur Energiedeposition schneller Ionen im Festkörper. Die 3D Simulation basiert auf der Poisson-Gleichung und dem sich entwickelnden

Driftverhalten der erzeugten Ladungsträger. Diese Simulation berücksichtigt die elektrische Kopplung der verschiedenen Bereiche innerhalb der Teststruktur. Weder die eine noch die andere Simulation zeigen hinreichende Übereinstimmungen mit den Messdaten, was die Notwendigkeit der direkten Messung der Spurdurchmesser mit der Mikrosonde, als wichtigen Zugang zu diesen Informationen, verdeutlicht.

5.4.6 Zusammenfassung und Ausblick

Wir haben demonstriert, dass es mit dieser Technik trotz einiger Schwierigkeiten möglich ist, die für viele Voraussagen wichtige Größe des elektronischen Spurdurchmessers von hochenergetischen schweren Ionen in Halbleitermaterialien zu bestimmen. Diese ersten Ergebnisse sollten mit weiteren Messungen geprüft werden und es sollten Versuche zur Bestimmung des Dichteprofils der elektronischen Spur des Ions unternommen werden. Hierzu sollten die Teststrukturen kleiner gewählt werden und die kapazitive Kopplung aus dem Substrat unterdrückt werden, indem zum Beispiel eine sehr dicke Siliziumdioxidschicht unter der Struktur vergraben wird oder die Substratschicht durch eine weitere tiefer vergrabene Siliziumdioxidschicht abgekoppelt wird. Eine verbesserte Auflösung der Mikrosonde wird notwendig, wenn neben dem Spurdurchmesser auch das Spurprofil vermessen werden soll.

Die durch numerische Simulationen gewonnenen Daten zum elektronischen Ionenspurdurchmesser (siehe Abbildung 5.33) geben die experimentellen Ergebnisse nur ungenügend wieder. Dies liegt an der Vielzahl der möglichen Parameter, die nicht alle bei solchen Simulationen berücksichtigt werden können. Experimentelle Daten stellen derzeit den einzigen möglichen Zugang zur Abmessung der elektronischen Ionenspur und der in ihr erzeugten Elektronendichteverteilung dar. Die Messungen mit der Mikrosonde sind im experimentellen Zugang zur Zeit der einzige uns bekannte Weg, um derartige Informationen zu gewinnen.

6 Die Mikrosonde als Werkzeug zur Strukturierung

6.1 Einleitung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente beschrieben, bei denen Effekte schwerer, hochenergetischer Ionen in Abhängigkeit von dem Ort des Treffers mit der Mikrosonde beobachtet wurden. Mit der Mikrosonde ist es jedoch auch möglich, den gewünschten Ort des Ionentreffers, in den Grenzen des Auflösungsvermögens der Mikrosonde, festzulegen und dann die Effekte der schnellen Ionen an diesem vorher bestimmten Ort zu nutzen. Es besteht also Möglichkeit, mit der Mikrosonde eine gewünschte Schädigung im Mikrometerbereich in einem Festkörper gezielt zu erzeugen. Als Beispiel zeigt Bild 6.1 eine von der Mikrosonde erzeugte geometrische Figur in Glas. Die von den schweren Ionen erzeugten Schädigungen des Materials wurden durch spätere Ätzungen sichtbar gemacht. Die Strukturierung mit dem schreibenden Ionenstrahl ist im Vergleich zu den in der Halbleiterindustrie üblichen Strukturierungsmethoden sehr langsam und auch in Bezug auf das Auflösungsvermögen derzeit nicht vergleichbar. Dennoch können die fein fokussierten Ionenstrahlen in besonderen Fällen nicht durch andere Verfahren ersetzt werden, weil auf die speziellen Eigenschaften der hochenergetischen Ionen nicht verzichtet werden kann. Als Beispiel soll hier die gezielte Veränderung einer dünnen Schicht des Hochtemperatur-Supraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ mit der Mikrosonde beschrieben werden.

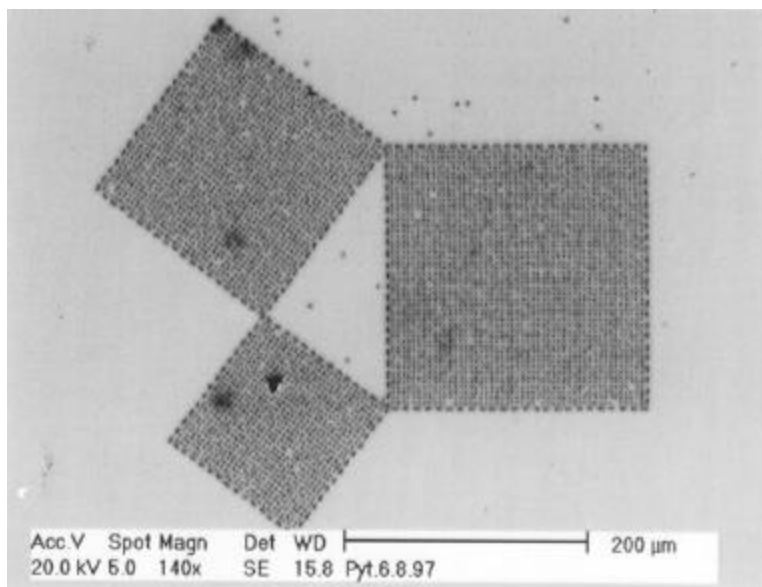


Abbildung 6.1: Mit der Mikrosonde erzeugte Struktur in Glas. Die Orte der Ionentreffer wurden durch Ätzung sichtbar gemacht.

6.2 Strukturierung eines $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Supraleiters mit der Mikrosonde

Von Kollegen der Universität Mainz [30] [50] [51] [52] [53] wurde der Wunsch geäußert, die Eigenschaften eines $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Films durch Ionenbeschuss gezielt zu verändern. Es handelt sich bei diesem Material um einen Typ-II Supraleiter. Bei diesen Supraleitern existiert im H - T Phasendiagramm zwischen dem oberen (B_{c2}) und unteren kritischen Feld (B_{c1}) die sogenannte Shubnikov-Phase¹, in der ein äußeres Magnetfeld in Form von Flussquanten eindringt. Die supraleitenden Eigenschaften bleiben in dieser Phase weitgehend erhalten. Auf die magnetischen Flussquanten wirkt unter dem Einfluss eines externen Transportstromes eine Lorentzkraft, die zu einer dissipativen Bewegung der Flusslinien führt. Defekte im supraleitenden Material wirken dieser Flusslinienbewegung in Form einer Pinningkraft entgegen. Durch den Einfluss schwerer, hochenergetischer Ionen werden im Supraleiter säulenartige, korrelierte Defekte erzeugt, die die Flussquanten fest an den Ort der Ionenspur binden können. Mit den so verbesserten Pinningeigenschaften wird die Dynamik der Flusslinien sehr stark verändert, was sich beispielsweise in einer Erhöhung der kritischen Transportstromdichte j_c zeigt.

Auf Wunsch der Mainzer Kollegen wurden auf einer 1000 μm langen und 100 μm breiten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Messstruktur periodisch angeordnete Kanäle mit kolumnaren Defekten mit Hilfe der Mikrosonde erzeugt. Die Kanäle sollten bei einer Periodenlänge von 20 μm etwa 150 μm lang und 10 μm breit sein und in einem Winkel von 45° zu den Kanten der Messstruktur angeordnet sein. Dieser Winkel wurde gewählt, da die durch die strukturierte Bestrahlung erwarteten Effekte im dynamischen Verhalten der Flusslinien in dieser Geometrie am größten sein sollten. Eine Ionendosis von 5×10^{10} Ionen/ cm^2 wurde innerhalb der Kanäle gewünscht. Unter der Annahme, dass jeder kolumnare Defekt genau ein Flussquant an sich bindet, entspricht diese Dosis einem Magnetfeld von genau einem Tesla. Eine Abbildung der Struktur, auf der die elektrischen Transportmessungen erfolgen sollten, sowie ein vergrößerter Ausschnitt finden sich in den Bildern 6.2 a und b.

Wegen der hohen erforderlichen Dosis auf dem Supraleiter war eine Strukturierung mit einem fokussierten und schreibenden Ionenstrahl nicht zu realisieren, weil dieses Vorgehen zu viel Strahlzeit in Anspruch genommen hätte. Statt dessen wurde ein Schlitz mit dem Ionenstrahl beleuchtet und mit Hilfe der Mikrosonde verkleinert und auf das Target im gewünschten Winkel abgebildet. Wenn auf einem Kanal die erforderliche Ionendosis erreicht war, wurde der Strahl abgeschaltet und das Target soweit mechanisch verschoben, bis die Position für den nächsten Kanal erreicht war. Diese Prozedur wurde so lange wiederholt, bis die gesamte Messstruktur in gewünschter Weise strukturiert bestrahlt war. Die Ionendosis wurde durch die Identifikation eines jeden Ionentreffers über die Sekundärelektronenemission und mit Hilfe des Channeltrondetektors bestimmt.

¹ Eine detaillierte Beschreibung des H - T Phasendiagramms und eine umfassende Beschreibung der Supraleitung findet sich u.a. in: [44]

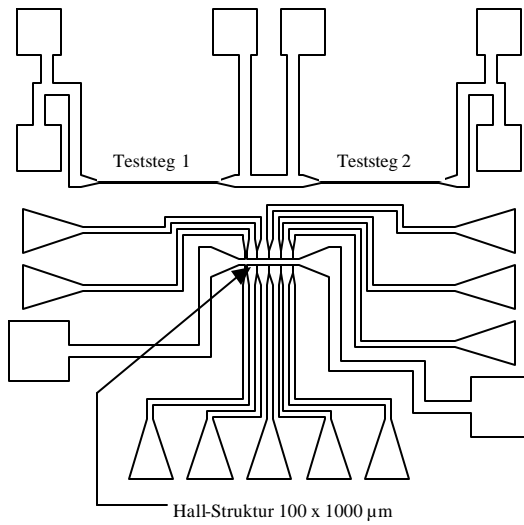


Abbildung 6.2 a: Zeichnung der Teststruktur.

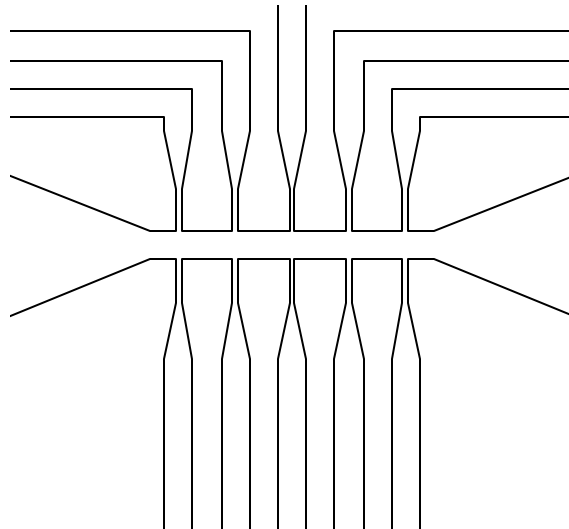


Abbildung 6.2 b: Vergrößerung der supraleitenden Hall-Struktur.

6.3 Ergebnisse der Strukturierung

Zunächst wurden die gewünschten Strukturen in Glaträgern erzeugt, die Schädigung durch Ätzung sichtbar gemacht und die Ergebnisse unter dem Mikroskop beurteilt. Die Bilder 6.3 a und b zeigen die Ergebnisse der Bestrahlung von Glaträgern.

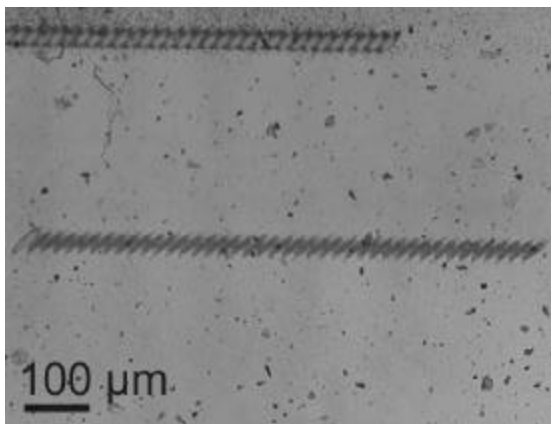


Abbildung 6.3 a: Bestrahlte und geätzte Glasplatte.

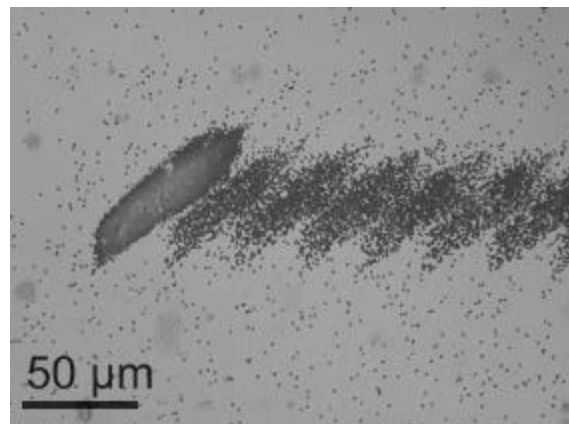


Abbildung 6.3 b: Ausschnittsvergrößerung von Bild 6.3 a.

Bei den in den Bildern 6.3 a und b gezeigten Beispielen handelt es sich um Teststrukturen. Die volle Dosis wurde nur im ersten Kanal von links appliziert. Im Bild 6.3 b ist dieser erste Kanal mit einer deutlichen Abgrenzung zu erkennen. Bei der Bestrahlung des Supraleiters

wurden alle Kanäle so erzeugt, wie der erste Kanal von links in der Testbestrahlung. Im Bild 6.3 b sind leider auch sehr viele Streuteilchen erkennbar. Die Ursache für diesen unerwünschten Effekt könnte eine starke Streuung am abgebildeten Schlitz sein.

Die im Supraleiter erzeugte Struktur kann leider nicht sichtbar gemacht werden, da eine Ätzung den Supraleiter zerstören würde. Um dennoch ein Bild von der auf dem Supraleiter erzeugten Struktur zu erhalten, wurde in einer Bildmontage ein Ausschnitt aus dem Bild 6.3 a über die Abbildung der supraleitenden Messstruktur gelegt. Im Bild 6.4 a ist diese Struktur mit dem Störungsmuster dargestellt. Im Bild 6.4 b findet sich eine schematische Zeichnung des periodisch bestrahlten Messsteiges. In beiden Bildern sind die 10 Kontakte zur Spannungsmessung zu erkennen. Der elektrische Transportstrom wird in Längsrichtung aufgeprägt. In Bild 6.4 a sind die Stromzuführungen der Messstruktur links und rechts zu erkennen.

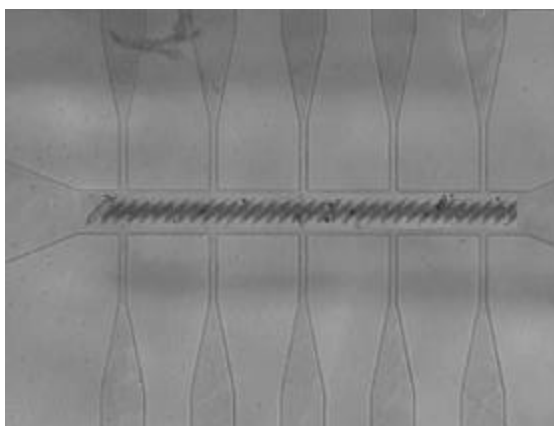


Abbildung 6.4 a: Bildmontage der supraleitenden Teststruktur mit dem erzeugten Störungsmuster.

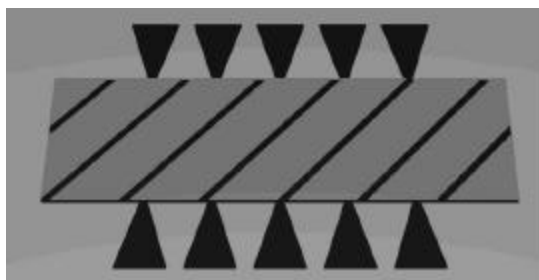


Abbildung 6.4 b: Zeichnung der supraleitenden Teststruktur mit dem erzeugten Störungsmuster. Die schwarzen Kanäle zwischen den grauen Bereichen sind unbestrahlt.

6.4 Diskussion

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass mit der Ionen-Mikrosonde sowohl im schreibenden Einzelschussverfahren, als auch mit Hilfe der Abbildung von Bestrahlungsmasken eine Strukturierung von Festkörpern erreicht werden kann. Beim schreibenden Verfahren sind die Abmessungen der erzeugten Struktur von der Auflösung der Mikrosonde abhängig. Streuteilchen werden durch die vorhandenen Schlitzsysteme weitgehend unterdrückt. Der schreibende Prozess kann nur angewendet werden, wenn die Dosis im strukturierten Bereich klein sein soll und der Bereich selbst nicht sehr groß ist, da im Einzelschussverfahren nur ungefähr 1000 Ionen/s platziert werden können.

Das Abbilden einer Bestrahlungsmaske wurde am Beispiel der Erzeugung von periodisch angeordneten Kanälen auf einem Hochtemperatur-Supraleiter demonstriert. Hier wird eine höhere Ionendosis in vertretbarer Zeit applizierbar. Die Streuung von Ionen an der Maske

verursacht jedoch eine hohe Anzahl von fehlerhaft platzierten Teilchen. Die kleinste Abmessung der im Maskenverfahren erzeugten Struktur ist deutlich größer als beim schreibenden Verfahren. Durch eine gezielte Unterdrückung der Streuteilchen wären bessere Ergebnisse möglich. Bei der Abbildung eines Schlitzes ist diese Streuteilchenunterdrückung relativ einfach möglich, indem weitere Blenden in den Strahlengang eingefügt werden. Sobald die Maske jedoch komplexer wird, ist diese einfache Streuteilchenunterdrückung nicht mehr möglich.

Die Bestrahlung von Hochtemperatur-Supraleiter Dünnschichten mit der Mikrosonde eröffnet neue Möglichkeiten auf dem Gebiet der Flussliniendynamik, die mit konventionellen Bestrahlungstechniken nicht realisierbar sind. Erste Ergebnisse der Untersuchungen an periodisch bestrahlten Hochtemperatur-Supraleitern finden sich in [30].

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Promotionsarbeit wurden fünf verschiedene Experimente mit der Schwerionen-Mikrosonde der GSI durchgeführt. Vier dieser Experimente waren erfolgreich, bei einem Experiment wurden nicht die erhofften Ergebnisse erzielt. Alle Experimente haben Ziele und Fragestellungen verfolgt, die vornehmlich mit einer Ionen-Mikrosonde bearbeitet werden können. Es wurde gezeigt, dass durch die Anwendung fein fokussierter Ionenstrahlen physikalische und technische Probleme im Mikrometerbereich sehr effizient und erfolgreich aufgeklärt werden können. Die hohe örtliche Auflösung der Mikrosonde in Verbindung mit den bekannten auf Ionenstrahlen basierenden Analysemethoden ermöglicht den Zugriff auf Informationen, die auf anderem Wege gar nicht oder nur schwer zugänglich sind.

Das erste der fünf Experimente an der Mikrosonde untersuchte die Eigenschaften von polykristallinem CVD Diamant, bei der Verwendung dieses Materials als Detektor für Schwerionen. Der große Nachteil dieses Detektormaterials ist die geringe Fähigkeit, im Detektor erzeugte Ladungsträger verlustfrei zu den Elektroden zu transportieren, um sie dort zu sammeln. Häufig werden bei diesem Transportprozess vom Entstehungsort der Ladungsträger zu den Elektroden über 90 % der ursprünglich vorhandenen Ladungsträger von Ladungsträgerfallen im Diamantmaterial eingefangen. Es bestand der starke Verdacht, dass diese Fallen vorwiegend in den Korngrenzen zwischen den Diamanteinkristallen lokalisiert sind. Aus diesem Verdacht begründete sich die Hoffnung, dass die Einkristalle im CVD Diamant ein wesentlich besseres Ladungssammlungsverhalten zeigen würden. Da die Ionenmikrosonde einen Ionenmikrostrahl mit einem lateralen Fokusbereich von ca. 0,5 μm über eine Targetfläche von 1 x 1 mm² rastern kann und dabei Punkt für Punkt die Reaktion des Targetmaterials nachweisen kann, ist sie das geeignete Werkzeug zur Untersuchung von Ladungssammlungsprozessen im Bereich der Einkristalle und der Korngrenzen.

Bei der Auswertung der Ergebnisse des Experiments ist aufgefallen, dass man für das CVD Diamantmaterial innerhalb der Ionenbestrahlung zwei verschiedene Zustände unterscheiden muss. Ein unbestrahlter CVD Diamant verhält sich in Bezug auf die Ladungssammlungseigenschaften wesentlich anders als ein bestrahlter CVD Diamant, der schon eine gewisse Ionendosis akkumuliert hat.

Beim unbestrahlten Diamant ist zu beobachten, dass sowohl in den Einkristallen als auch in den Korngrenzen sehr effektive Ladungsträgerfallen existieren. Die generelle Aussage, dass Diamanteinkristalle eine bessere Ladungssammlung zeigen, kann hier nicht bestätigt werden. Es konnte aber gezeigt werden, dass es, im etwa 300 x 350 μm großen Scannfeld, Bereiche mit sehr guten Ladungssammlungseigenschaften (Effizienz über 90 % im Maximum der Verteilung) gibt und in unmittelbarer Nähe Bereiche mit geringster Ladungssammlungseffizienz (etwa 8 % im Maximum der Verteilung) existieren. Es konnte nicht geklärt werden, ob diese Bereiche aus Einkristallen bestehen oder sich über Korngrenzen ausdehnen. Die beobachtete 90%ige Ladungssammlungseffizienz ist jedoch ein eindeutiger Nachweis der Möglichkeit, die Detektoreigenschaften dieses Materials wesentlich verbessern zu können, wenn es gelingt, die Besonderheiten dieses hocheffizienten Bereichs aufzuklären.

CVD Diamantdetektoren, die schon eine gewisse Ionendosis akkumuliert haben, werden auch als gepumpte Detektoren bezeichnet. Das Pumpen des Detektors kann dabei auch durch andere Formen der Energiezufuhr, beispielsweise mit Hilfe eines Lasers erfolgen, wichtig ist nur, dass eine große Zahl der Ladungsträgerfallen mit Ladungsträgern gefüllt sind. Da diese Fallen im CDV Diamant relativ tief sind, werden gefüllte Fallen nicht schnell entleert und sie stören, so lange sie gefüllt sind, die Ladungssammlung nicht mehr. Die Ladungssammlungseffizienz gepumpter Diamantdetektoren verbessert sich sehr stark im Vergleich zum ungepumpten Material. Das Maximum der Verteilung des Ladungssammlungsspektrums verschob sich von etwa 15 % Effizienz beim ungepumpten Detektor zu mehr als 50 % Effizienz beim gepumpten Detektor gemittelt über das gesamte Scannfeld. Bei der Betrachtung des Einflusses der Korngrenzen im gepumpten Material konnte festgestellt werden, dass die Einkristalle nun tatsächlich wesentlich weniger zum Verlust der Ladungsträger beitragen als die Korngrenzen. Die Korngrenzen zeichneten sich beim gepumpten CVD Diamant deutlich als dominante Bereiche des Ladungsträgerverlustes ab.

Somit haben wir die bestehende Vermutung über den dominierenden Ladungsträgereinfang in den Korngrenzen für den gepumpten CVD Diamanten bestätigen können, beim ungepumpten Material hingegen verwerfen müssen. Eine weitere Aufklärung der Unterschiede zwischen den beiden Zuständen würde hier zu einem besseren Verständnis der Vorgänge führen.

Zudem wurde am CVD Diamant eine Hochdosisbestrahlung vorgenommen, bei der bestimmt werden sollte ab, welcher Ionendosis das Material soweit geschädigt ist, dass eine Trennung der Detektorsignale von den Rauschsignalen nicht mehr möglich ist. Für einen 8,3 MeV/u ^{12}C -Strahl war diese Trennung ab einer Dosis von $8,0 \times 10^{13}$ Ionen/cm² nicht mehr möglich, was bedeutet, dass der Detektor hier seine Verwendbarkeit verliert.

Eine weitere Gruppe von drei Experimenten befasste sich mit der Wirkung von schnellen, schweren Ionen auf Halbleiterbauelemente. Diese anwendungsorientierten Experimente sollten Ursachen für das Fehlverhalten mikroelektronischer Bauelemente bei Ionentreffern an bestimmten Orten und zu bestimmten Zeitpunkten untersuchen, beziehungsweise Grundlagen für die theoretische Betrachtung der Vorgänge liefern.

Beim ersten der drei Experimente wurde das Auftreten von Single Event Upsets in Verbindung mit Single Event Latchups in SRAM Bausteinen untersucht. Die Latchups werden bei den üblichen Testverfahren durch einen Spannungsabfall an einem externen Widerstand in der Versorgungsleitung erkannt. Mit Hilfe der Mikrosonde wurde nachgewiesen, dass diese Methode der Latchupdetektion unzureichend sein kann. Da die internen Versorgungsleitungen in der Halbleiterstruktur selber Widerstände bilden, kann der Latchup am äußeren Widerstand unter bestimmten Bedingungen nicht erkannt werden. Hier spielt die Länge der integrierten Versorgungsleitung eine wesentliche Rolle. Die bildgebenden Verfahren der Mikrosonde bei der simultanen Messung von Latchups und Upsets können hier Latchups entdecken, die im üblichen Testverfahren nicht erkennbar waren.

Das zweite dieser drei Experimente hatte das Ziel, die Upsetempfindlichkeit einer getakteten CMOS- Struktur im Bereich der Schaltflanken zu bestimmen. Hierzu wurden die Schaltzeitpunkte des ICs mit dem vom UNILAC gelieferten Ionenstrahl synchronisiert. Einzelne Ionen trafen den Schaltkreis nur innerhalb eines Zeitfensters von 2 nsec um die Schaltflanke. Da der getaktete integrierte Schaltkreis im Bereich der Schaltflanken besonders empfindlich auf die vom Ion erzeugten zusätzlichen Ladungsträger reagiert, sollten die Upsetwahrscheinlichkeiten

innerhalb des Schaltprozesses mit möglichst hoher zeitlicher Auflösung vermessen werden. Die Bestimmung der Trefferzeitpunkte mit einer zeitlichen Genauigkeit von 1 ns oder besser brachte jedoch eine Vielzahl von Problemen mit sich, die letztlich dazu führten, dass dieses Experiment nicht erfolgreich abgeschlossen werden konnte. Auf Grund seiner hohen technischen Bedeutung wurde es in dieser Arbeit aber beschrieben und sollte nach der Verbesserung der Treffererkennung erneut durchgeführt werden. Es wäre das erste Experiment, in dem die Empfindlichkeit einer CMOS-Struktur gegen Ionenstrahlen mit hoher örtlicher und zeitlicher Auflösung gemessen wird.

Das dritte Experiment dieser Serie befasste sich mit der für theoretische Vorhersagen wichtigen Größe des elektronischen Durchmessers der Ionenspur. Aus der vom Schwerion erzeugten Spur breitet sich eine elektronische Stoßkaskade aus. Diese freien Ladungsträger können ungewollte Schaltvorgänge in integrierten Schaltkreisen auslösen. Da die Integrationsdichte in modernen Baugruppen immer höher wird, kann die vom Ion erzeugte Spur aus freien Ladungsträgern mehrere Transistoren beeinflussen. Die Ausdehnung dieser Spur kann nicht mehr als vernachlässigbare Größe eingestuft werden. Um den Durchmesser der Spur zu bestimmen, wurde ein fein fokussierter 5,9 MeV/u Nickel-Strahl über eine Probe aus Mikrostreifen gerastert, und die in den Streifen gesammelten Ladungssignale wurden gemessen. Trotz einiger Probleme mit der kapazitiven Kopplung von Signalen zwischen den Streifen und dem Substrat und den Streifen untereinander konnte der Durchmesser der elektronischen Spur bei diesem Test zu etwa 1,2 μm bestimmt werden. Es sollte der Versuch unternommen werden, diesen ersten experimentellen Wert durch weitere verfeinerte Messungen zu bestätigen und vor allem sollte versucht werden, das Dichteprofil der Elektronen in der Ionenspur mit dieser Technik zu bestimmen. Diese Informationen wären von großem Wert für theoretische Modelle zur Empfindlichkeit von integrierten Elektroniken gegen die Effekte einzelner Ionen.

Im fünften und letzten Experiment dieser Arbeit wurde die Ionen-Mikrosonde als Werkzeug zur Strukturierung eines Hochtemperatur Dünnschicht Supraleiters eingesetzt. In der sogenannten Shubnikov-Phase können magnetische Flussquanten in den Supraleiter eindringen, obwohl der Zustand der Supraleitung noch vorhanden ist. Diese Flussquanten können durch säulenartige korrelierte Defekte im Supraleiter gebunden werden. Die Spuren schwerer Ionen bilden solche kolumnaren Defekte, die mit Hilfe der Mikrosonde aufgeprägt werden können. Da bei dieser Strukturierung eine hohe Defektdichte erforderlich war, konnte aus Zeitgründen eine Strukturierung mit dem schreibenden Ionenstrahl nicht realisiert werden. Stattdessen wurde eine Schlitzmaske verwendet, die mit Hilfe der Mikrosonde verkleinert auf der Oberfläche des Supraleiters abgebildet wurde. Auf diese Weise wurde dem Supraleiter eine Defektstruktur aus Stegen, die in einem bestimmten Winkel orientiert waren, aufgeprägt. An dem so erzeugten Supraleiter wurden dann an der Universität Mainz die elektrischen Transporteigenschaften des Materials unter dem Einfluss eines gepinnten magnetischen Feldes gemessen. Da die erwarteten Effekte aus dem Pinning der magnetischen Flussquanten erst dann eine messbare Größe annehmen, wenn dem Supraleiter Defektstrukturen in der Größenordnung von einigen μm aufgeprägt werden, ist auch hier die Ionen-Mikrosonde das einzige verfügbare Instrument für diese Aufgabe.

Mit dieser Arbeit wurde deutlich gemacht, dass eine Ionen-Mikrosonde ein vielseitig einsetzbares Instrument ist, das vor allem aufgrund der hohen Bedeutung von miniaturisierten Systemen in der modernen Forschung und Technik ein hohes Verwendungspotential besitzt. Alle hier vorgestellten Experimente wären ohne den Einsatz der Mikrosonde nicht

durchführbar gewesen. Neben diesen Experimenten werden an der GSI noch eine Reihe weiterer Experimenten zum Beispiel im Bereich der Biophysik bearbeitet, die ihrerseits von der einzigartigen Möglichkeit der μm -genauen Platzierung schwerer Ionen profitieren.

8 Anhang

8.1 CNAF Listen zur Steuerung der CAMAC Module

CNAF Liste zur Steuerung der CAMAC Module bei der Datenaufnahme am CVD Diamant:

Initialisations Commands						
	N	A	F	rep	Value	Comment
0	12	0	9	1	0	Clear module
1	12	0	26	1	0	Enable LAM
2	12	14	20	1	18944	Sil. StatusW
3	12	8	17	1	20	lld
4	12	9	17	1	64	lld
5	12	10	17	1	20	lld
6	12	11	17	1	20	lld
7	12	12	17	1	20	lld
8	12	13	17	1	20	lld
9	12	14	17	1	20	lld
10	12	15	17	1	20	lld
11	12	0	17	1	255	uld
12	12	1	17	1	255	uld
13	12	2	17	1	255	uld
14	12	3	17	1	255	uld
15	12	4	17	1	255	uld
16	12	5	17	1	255	uld
17	12	6	17	1	255	uld
18	12	7	17	1	255	uld
19	12	0	20	1	130	offset
20	12	1	20	1	130	offset
21	12	2	20	1	130	offset
22	12	3	20	1	130	offset
23	12	4	20	1	130	offset
24	12	5	20	1	130	offset
25	12	6	20	1	130	offset
26	12	7	20	1	130	offset
27						

CNAF Commands and Spectra						
	N	A	F	low	high	channels Name
0	3	0	0	1	4096	4096 x-coordinate
1	3	1	0	1	4096	4096 y-coordinate
2	12	0	0	2	3840	3840 SE-amplitude
3	12	1	0	2	3840	3840 diamant-amplitude
4	12	0	9	0	10	10 clear
5						
CNAF Ende						

CNAF Liste zur Steuerung der CAMAC Module bei der Datenaufnahme an der Inverterkette:

Initialisations Commands						
	N	A	F	rep	Value	Comment
0	16	0	9	1	0	Clear TDC
1	16	14	20	1	18944	Sil. StatusW
2	16	8	17	1	0	lld
3	16	9	17	1	0	lld
4	16	10	17	1	0	lld
5	16	11	17	1	0	lld
6	16	12	17	1	0	lld
7	16	13	17	1	0	lld
8	16	14	17	1	0	lld
9	16	15	17	1	0	lld
10	16	0	17	1	255	uld
11	16	1	17	1	255	uld
12	16	2	17	1	255	uld
13	16	3	17	1	255	uld
14	16	4	17	1	255	uld
15	16	5	17	1	255	uld
16	16	6	17	1	255	uld
17	16	7	17	1	255	uld
18	16	0	20	1	128	offset
19	16	1	20	1	128	offset
20	16	2	20	1	128	offset
21	16	3	20	1	128	offset
22	16	4	20	1	128	offset
23	16	5	20	1	128	offset
24	16	6	20	1	128	offset
25	16	7	20	1	128	offset
26	14	0	9	1	0	Clear QDC
27	14	0	26	1	0	QDC Enable LAM
28						

CNAF Commands and Spectra						
	N	A	F	low	high	channels Name
0	3	0	0	1	4096	4095 x-coordinate
1	3	1	0	1	4096	4095 y-coordinate
2	5	0	0	1	4096	4095 upset-Reg.
3	14	11	2	1	1024	1023 QDC CH 12
4	16	6	2	1	3840	3839 TDC CH 6
5	16	7	2	1	3840	3839 TDC 7
6						
CNAF Ende						

CNAF Liste zur Steuerung der CAMAC Module bei der Datenaufnahme zur Messung des elektronischen Spurdurchmessers:

Initialisations Commands						
	N	A	F	rep	Value	Comment
0	12	0	9	1	0	Clear module
1	12	0	26	1	0	Enable LAM
2	12	14	20	1	18944	Sil. StatusW
3	12	8	17	1	20	lld
4	12	9	17	1	64	lld
5	12	10	17	1	20	lld
6	12	11	17	1	20	lld
7	12	12	17	1	20	lld
8	12	13	17	1	20	lld
9	12	14	17	1	20	lld
10	12	15	17	1	20	lld
11	12	0	17	1	255	uld
12	12	1	17	1	255	uld
13	12	2	17	1	255	uld
14	12	3	17	1	255	uld
15	12	4	17	1	255	uld
16	12	5	17	1	255	uld
17	12	6	17	1	255	uld
18	12	7	17	1	255	uld
19	12	0	20	1	130	offset
20	12	1	20	1	130	offset
21	12	2	20	1	130	offset
22	12	3	20	1	130	offset
23	12	4	20	1	130	offset
24	12	5	20	1	130	offset
25	12	6	20	1	130	offset
26	12	7	20	1	130	offset
27						

CNAF Commands and Spectra							
	N	A	F	low	high	channels	Name
0	3	0	0	1	4096	4096	x-coordinate
1	3	1	0	1	4096	4096	y-coordinate
2	12	0	0	1	3840	3839	SE-amplitude
3	12	2	0	1	3840	3839	charge2
4	12	1	0	1	3840	3839	charge1
5	12	0	9	0	10	10	clear
6							

CNAF Ende

CNAF Liste zur Steuerung der CAMAC Module bei der Datenaufnahme von SEUs und SELs am statischen RAM Schaltkreis:

```

Initialisations Commands
| N | A | F | rep | Value | Comment
0| 9| 2| 26| 1 | 0 | Enable LAM
1|
-----
CNAF Commands and Spectra
| N | A | F | low | high | channels| Name
0| 3| 0| 0| 1| 4096| 4096 | X-scan
1| 3| 1| 0| 1| 4096| 4096 | Y-scan
2| 5| 0| 0| 1| 255| 256 | SEU/SEL
3| 9| 0| 2| 1| 1024| 1024 | SE-amplitude
4|
CNAF Ende

```

8.2 Prozeduren zur Reinigung des Diamant-Detektors und zur Entfernung der Gold-Chrom-Elektroden

Es ist bei der Arbeit mit dem Diamantdetektor von Zeit zu Zeit nötig, die Oberflächen des Detektors zu reinigen. Es hat sich gezeigt, dass die Reinigung von Fetten und anderen organischen Ablagerungen am besten im mit Aceton gefüllten Ultraschallbad gelingt. Die Reinigungsprozedur wurde in der Regel etwa 10 bis 15 Minuten durchgeführt. Da auch die Ablagerungen von Wasser aus der Raumluft zu Problemen bei der Spannungsfestigkeit des Detektors führen kann, wird eine Lagerung des Detektors im guten Vakuum oder zumindest im Exsikkator empfohlen.

Wenn es nötig wird, die auf dem Detektor vorhandene Elektrodenstruktur zu erneuern oder zu verändern, muss die existierende Struktur zunächst vom Detektor entfernt werden. Hierfür hat sich eine Ätzprozedur als erfolgreich erwiesen, die im Folgenden beschrieben werden soll.

Die Goldschicht kann sehr gut mit Königswasser geätzt werden. Königswasser wird wie folgt zusammengesetzt:

3 Volumenteile Salzsäure HCl (36 %)
1 Volumenteil Salpetersäure HNO₃ (65 %)

In dieser Lösung wurde die auf dem verwendeten Detektor S6 vorhandene Goldschicht in etwa 10 Minuten sauber abgelöst. Eine Erwärmung des Königswassers war nicht notwendig, sie kann aber den Ablöseprozess beschleunigen.

Nach der Entnahme des Detektors aus dem Königswasser mit einer Teflonpinzette erfolgte eine gründliche Reinigung in destilliertem Wasser.

Die Chromschicht wurde erfolgreich in der folgenden Lösung entfernt:

in 100 mL Schwefelsäure H_2SO_4 (5 %) wurden 10g Cer(IV)sulfat $\text{Ce}(\text{SO}_4)_2$ gelöst.

Cer(IV)sulfat ist ein sehr starkes Oxidationsmittel, was das Ablösen der Chromschicht stark unterstützt. In dieser Lösung wird der Diamant etwa 10 Minuten geschwenkt. Die Lösung muss nicht erwärmt werden. Nach der Entnahme und der Säuberung des Diamanten im destillierten Wasser wird der Diamant noch weiter 10 Minuten in 5%iger Schwefelsäure getaucht. Nach einer erneuten Neutralisation in destilliertem Wasser kann der Diamant im Acetonbad von einem großen Teil der Wasserablagerungen befreit werden. Eine weitere Wasserentfernung kann durch Ausheizen bei etwa 200 ° C erfolgen. Wir haben im Allgemeinen 30 Minuten ausgeheizt.

9 Literaturverzeichnis

- [1] F. Bloch: *Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie*, Annalen der Physik, 5.Folge Bd. 16, 285 - 321 (1933)
- [2] M. Schlögl: *Entwicklung einer Galliumfeldemissionsquelle für eine Schwerionenmikrosonde*, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, (1997)
- [3] G. Kraft, M. Krämer: *Linear Energy Transfer and Track Structure*, Advances in Radiation Biology, 17 (1993)
- [4] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College Publishing, (1976)
- [5] R.C. Alig, S. Bloom, and C.W. Struck *Scattering by Ionisation and Phonon Emission in Semiconductors*, Physical Rev. B, 22, (1980), 5565 - 5582
- [6] D. Meier, *CVD Diamond Sensors for Particle Detection and Tracking*, Dissertation, Universität Heidelberg, (1999)
- [7] T.A. Cahill, *Proton Microprobes and Particle Induced X-ray Analytic Systems*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 30, (1980), 211 - 252
- [8] W.K. Chun, J.W. Mayer and M.A. Nicolet, *Back Scattering Spectrometry*, Academic Press, New York, (1978)
- [9] R.M. Sealock, D.N. Jamison and G.J.F. Legge, *Scanning Transmission Microscopy with a 2 MeV Alpha Particle Microprobe*, Nucl. Instr. and Methods B, 29, (1987), 557 - 566
- [10] G. Demortier, *Analysis of Light Elements with a Nuclear Microprobe - a Review*, Nucl. Instr. and Methods B, 104, (1995), 244 - 254
- [11] S. Metzger, *Single-Event-Upset-Imaging, Eine Methode zur Untersuchung der Strahleneffekte einzelner Schwerionen in CMOS SRAMs*, Dissertation, Universität Siegen, (1994)
- [12] D. Bräuning, *Wirkung hochenergetischer Strahlung auf Halbleiterbauelemente*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg, (1989)

-
- [13] T.C. Wallmark and S.M. Marcus. *Minimum size and maximum packing density of non redundant semiconductor devices*
- [14] J.C. Boudenot, *Radiation Environments and their Impact at the Dawn of the 21st Century*, RADECS Short Course, (1999)
- [15] G. Kraft, M. Krämer, M. Scholz, *LET, Track Structure and Models*, GSI Preprint (1992)
- [16] H. Bichsel, *Straggling in Thin Silicon Detektors*, Rev. of Modern Physics, 60, 3 (1988)
- [17] R.C. Alig, *Scattering by Ionization and Phonon Emission in Semiconductors*, Phys. Rev., B22 (1980)
- [18] C. Canali, *Electrical Properties and Performances of Natural Diamond Nuclear Radiation Detectors*, Nucl. Instr. and Meth., 160 (1978)
- [19] S.F. Kozlov, *Preparation and Characteristics of Natural Diamond Nuclear Radiation Detectors*, IEEE Trans. Nuc. Sci., 22 (1975)
- [20] L.S. Pan and D.R. Kanie, editors, *Diamond: Electronic Properties and Applications*, Kluwer, (1995)
- [21] M.W. Geis and M-A. Tamor, *Diamond and Diamondlike Carbon*, Encyclopedia of Applied Physics, VCH Publishers, Inc., 5 (1993)
- [22] B.V. Spityn et al., *Vapour Groth of Diamond on Diamond and Other Surfaces*, J. Crystal Growth, 52 (1981)
- [23] M.Kamo et al., *Diamond Synthesis from Gas Phase Microwave Plasma*, J. Crystal Growth, 52 (1983)
- [24] J.B. Biersack and J.F. Ziegler; *TRIM - Programm zur Berechnung von Ionenreichweiten in Materie*, (1999)
- [25] M. Schloegl and B.E. Fischer, *Investigation of the Detection Efficiency of Polycrystalline Diamond Detectors with a Heavy Ion Microprobe*, Fifth Conference on Radiation and Its Effects an Components and Systems, Proceedings, IEEE Catalog 99TH8471 (1999)
- [26] O. Musseau, V. Ferlet-Cavrois, A.B. Campbell, A.R. Knudson, S. Buchner, B. Fischer, M. Schloegl ., *Technique to Measure an Ion Track Profile*, IEEE Trans. Nuc. Sci., Vol 45, No. 6 (1998)
- [27] B.E. Fischer , M. Schloegl, J. Barak, E. Adler, S. Metzger, *An Example of what you can miss in Single-Event-Effect Testing, when you do not have a Microprobe*, Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res., B158 (1999)
- [28] L. Douillard, F. Jollet and J.P. Duraud, *Radiation Damage Produced in Quartz by Energetic Ions*, Radiation Effects and Defects in Solids, Vol. 124 (1992)

-
- [29] K. Bethge (Editor), *Experimental Methods in Heavy Ion Physics*, Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag (1978)
- [30] M. Basset, G. Jakob, G. Wirth, B.E. Fischer, P. Voss-de Haan, E. Jäger and H. Adrian, *Influence of Heavy Ion Induced Columnar Defects on the Vortex Dynamics of High-Temperature Superconductors*, GSI-Jahresbericht (2000)
- [31] B.E. Fischer, M. Schlögl, J. Barak, E. Adler, S. Metzger, *Simultaneous Imaging of Upset- and Latchup-Sensitive Regions in a Static RAM*, Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res., B 130 (1997)
- [32] J. Levinson, A. Akkerman, M. Victoria, M. Haas, D. Ilberg, M. Alluralde, R. Henneck, Y. Lifshitz, *New Insight into Proton-Induced Latchup: Experiment and Modelling* Appl. Phys. Lett. 63 (1993)
- [33] E.J. Kobetich, R. Katz, *Energy deposition by electron beams and d rays*, Physical Review, vol 170, no2, (1968).
- [34] W.J. Stapor, P.T. McDonald, *Practical approach to ion energy distribution*, Journal of Applied Physics, vol 64, no 9, pp. 4430 - 4434, (1988)
- [35] B.E. Fischer and M. Schlögl, *Microscopic Investigation of the Detection Efficiency of a Polycrystalline Diamond Detector*, GSI Scientific Report (1998)
- [36] T. Colladant, V. Ferlet-Cavrois, O. Musseau, A. L'Hoir, A.B. Campbell, B. Fischer, M. Schlögl, *Characterization of SOI diodes for charge collection studies*, zur Veröffentlichung eingereicht bei: 8th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems
- [37] O. Musseau, V. Ferlet-Cavrois, A.B. Campbell, A.R. Knudson, S. Buchner, B. Fischer, M. Schlögl, *Application of an Ion Microbeam to Determine the Radial Carrier Density in an Ion Track*, Fourth International Symposium on Swift Heavy Ions in Matter, Berlin (1998)
- [38] J. Barak, E. Adler, B.E. Fischer, M. Schlögl, *Microbeam Mapping of Single Event Latchups and Single Event Upsets in CMOS SRAMs*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 45, No. 3 (1998)
- [39] O. Musseau, A. Torres, A.B. Campbell, A.R. Knudson, S. Buchner, B. Fischer, M. Schlögl, P. Briand, *Medium-Energy Heavy-Ion Single-Event-Burnout Imaging of Power MOSFETs*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 46, No. 6 (1999)
- [40] E. Berdermann, B.E. Fischer, M. Schlögl, H. Stelzer, B. Voss, *Recent Results from CVD-Diamond Heavy-Ion Detectors*, XXXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, GSI Preprint 2000 - 09
- [41] J. Barak, J. Levinson, A. Ackerman, E. Adler, A. Zentner, D. David, Y. Lifshitz, M. Haas, B. Fischer, M. Schlögl, M. Victoria, W. Hajdas, *Scaling of SEU Mapping and Cross Section, and Proton Induced SEU at Reduced Supply Voltage*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 46, No. 6 (1999)

- [42] E. Berdermann, B.E. Fischer, M. Schlögl, H. Stelzer, B. Voss, *Collected Charge Distribution of CVD-Diamond Detectors*, GSI Scientific Report (1999)
- [43] T. Colladant, O. Musseau, V. Ferlet-Cavrois, A.B. Campbell, B. Fischer, M. Schlögl, *Charge Collection with a Microbeam: Prospect for Determination of Ion Track Profile*, GSI Scientific Report (2000)
- [44] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, 2. Auflage (1996)
- [45] T.C. Wallmark and S.M. Marcus, *Minimum Size and Maximum Packing Density of nonredundant Semiconductor Devices*, Proceedings of the IRE, 50 (1962)
- [46] S.P. Buchner, D. Wilson, K. Kang, D. Gill, J.A. Mazer, W.D. Radburn, A.B. Campbell, A.R. Knudson, *Laser Simulation of single Event Upsets*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-34, No. 6 (1987)
- [47] A.K. Richter, I. Arimura, *Simulation of Heavy Charged Particle Tracks using Focused Laser Beams*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-34, No. 6 (1987)
- [48] J. Dreute, W. Heinrich, H. Röcher, R. Harboe-Sörenson, L. Adams, D. Schardt, *Study of SEUs generated by High Energy Ions*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-41, No. 3 (1994)
- [49] A.H. Johnston, *Charge Generation and Collection in p-n Junctions Excited with Pulsed Infrared Lasers*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-40, No. 6 (1993)
- [50] U. Frey, M. Blumers, M. Basset, J.C. Martinez, and H. Adrian; *Transport properties and lower critical field of $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+d}$ Josephson junctions*, Proceedings of Applied Superconductivity 1997; Inst. Phys. Conf. Ser.No 158; 563 (1997).
- [51] S. Ingebrandt, J.C. Martinez, M. Basset, M. Mauer, M. Maier, H. Adrian, S. Linzen, P. Seidel, *$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+d}$ epitaxial thin films on silicon substrates*, Proceedings of Applied Superconductivity 1999; Inst. Phys. Conf. Ser.No 167; 21 (1999).
- [52] M. Basset, G.Jakob, G. Wirth, E. Jäger, E. Schimpf, and H. Adrian, *Heavy Ion Induced Anisotropic Pinning Force in High-Temperature Superconducting Thin Films*, GSI-Report, (1999).
- [53] M. Basset, G.Jakob, G. Wirth and H. Adrian, *Patterned Irradiation of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Thin Films*, Angenommen bei Phys. Rev. B, (2000).
- [54] J. Tanner, D. Spemann, T. Reinert, J. Vogt, T. Butz, *The Leipzig High-Energy Ion-Nanoprobe LIPSION: design of single ion bombardment of living cells*, Abstracts of the 5th International Workshop on Microbeam Probes of Cellular Radiation Response, Stresa, Italy (2001)

-
- [55] S. Metzger, H. Henschel, O. Köhn, W. Lennartz; H.U. Schmidt, *Radiation Hardness of a Low-Cost Point-to-Point Fibre Optic Data Communication System*, Fourth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, (1997)
- [56] J.P. Brasile, N. Samama, *Electrical Components Breakdown and Disturbance Models*, Fourth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, (1997)
- [57] D.V. Gromov, P.P. Maltcev, A.Y. Nikiforov, S.A. Polevich, S.A. Startcev, *Radiation Hard GaAs Microwave Integrated Circuits Design*, Fourth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, (1997)
- [58] J.L. Cantin, H.J. von Bardeleben, J.L. Autran, *Irradiation Effects in Ultrathin Si/SiO₂ Structures*, Fourth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, (1997)
- [59] M.R. Shaneyfelt, J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, *Effects of Irradiation Temperature on MOS Radiation Response*, Fourth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, (1997)
- [60] R. Koga, S.H. Penzin, K.B. Crawford, W.R. Crain, *Single Event Functional Interrupt Sensitivity in Microcircuits*, Fourth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, (1997)
- [61] S. Zhao, *Characterisation of the Electrical Properties of Polycrystalline Diamond Films*, PhD thesis, Ohio State University, (1994)
- [62] R. Wunstorf, *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik Experimenten*, PhD thesis, Universität Hamburg, (1992)
- [63] T.L. Criswell, P.R. Measel, K.L. Wahlin, *Single Event Upset Testing with Relativistic Heavy Ions*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-31(6), (1984)
- [64] T.R. Oldham, F.B. McLean, *Charge Collection Measurements for Heavy Ions Incident on N- and P-type Silicon*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-30(6), (1983)
- [65] T.R. Oldham, F.B. McLean, J.M. Hartman, *Revised Funnel Calculations for Heavy Particles with high dE/dx*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-33(6), (1986)
- [66] W.G. Abdel-Kader, P.J. McNulty, S. ElTeaty, J.E. Lynch, A.N. Khondker, *Estimating the Dimensions of the SEU-sensitive Volume*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-34(6), (1987)

Dank

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Dr. B.E. Fischer gilt mein besonderer Dank für die intensive Betreuung über die Jahre bei der GSI.

Bei den Herren Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking und Prof. Dr. W. Heinrich bedanke ich mich für die Betreuung und die Anregungen beim Verfassen der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. R. Neumann danke ich für die Unterstützung meiner Arbeit auf der Ebene der GSI Geschäftsführung.

Ich bedanke mich herzlich bei all denen, die an den hier gezeigten Experimenten mitgewirkt und zu deren Gelingen beigetragen haben. Stellvertretend seien hier Dr. O. Musseau, Dr. V. Ferlet-Cavrois, Dr. A.B. Campbell, Dr. A.R. Knudson, Dr. J. Barak, Dr. E. Adler und Dr. T. Colladant genannt.

Bei Dr. Steve Buchner bedanke ich mich besonders für die geduldigen Erklärungen zu den Vorgängen in den untersuchten elektronischen Bauelementen während der langen Strahlzeitnächte.

Frau Dr. Eleni Berdermann gilt mein Dank für die interessanten Diskussionen über die Vorgänge im polykristallinen CVD Diamant.

Bei Eugenia Toimil, Dr. Ingrid Schuchert, Dagmar Baur, Christian Müller, Markus Heis und Mike Lang bedanke ich mich für die kollegiale Zusammenarbeit und die lustigen Stunden im Gruppenraum der Materialforschung.

Den Seniors der Materialforschung danke ich für die Hilfe bei den mehr oder weniger großen Problemen im Forschungsalltag.

Bei meiner Familie bedanke ich mich für die Unterstützung und die Geduld in all den Jahren.

Frau Hartmann danke ich für die schnelle Durchsicht der Arbeit kurz vor der Abgabe.

Ich widme diese Arbeit meiner Tochter Carola-Victoria.

LEBENS LAUF**Persönliche Daten**

Name: Michael Schlögl
Geburtsdatum: 04.03.1966
Adresse: Ostendstr. 38, 60314 Frankfurt am Main
Telefon: 069-498675
E-mail: Michael.Schloegl@web.de
Familienstand: verheiratet, ein Kind

Schule und Studium

Sep. 1972 - Juli 1982 13. allgemeinbildende Oberschule in Berlin-Mitte, Realschulabschluß.

Sep. 1982 - Juli 1984 Ausbildung zum Vollmatrosen der Handelsschiffahrt im Bereich der technischen Flotte beim VEB Bagger-, Bugsier- und Bergungsreederei Rostock.

Juli 1984 - Dez. 1984 Tätigkeit als Facharbeiter im Ausbildungsbetrieb.

Feb. 1986 - Dez. 1988 Hessenkolleg Frankfurt am Main, Einrichtung zur Erlangung der Hochschulreife im zweiten Bildungsweg; Abschluß: Abitur.

April 1989 - Dez. 1997 Studium der Physik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main; Abschluß als Diplom-Physiker. Meine akademischen Lehrer waren: Prof. Dr. Klein, Prof. Dr. Mohler, Prof. Dr. Jelitto, Prof. Dr. Kulze und Prof. Dr. Elze.

März 1992 - März 1997 Studienbezogene Arbeit in der Gruppe Materialforschung bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt mit abschließender Diplomarbeit unter Anleitung von Dr. B.E. Fischer, PD Dr. Spohr und Prof. Dr. Klein.

Jan. 1998 - Dez. 2000 Promotionsarbeit in der Gruppe Materialforschung bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt unter der Betreuung von Dr. B.E. Fischer sowie der Professoren Dr. Schmidt-Böcking von der Universität Frankfurt am Main und Dr. Heinrich von der Universität Siegen.

Jan. 2001 - Juni 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Gruppe Materialforschung bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt.

Ehrenwörtliche Erklärung:

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die in dem Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main zur Promotionsprüfung eingereichte Arbeit mit dem Titel:

**Ladungsträgertransportdynamik in CVD Diamantschichten und
mikroelektronischen Bauelementen untersucht mit einem fein fokussierten
Ionenstrahl**

**Anwendungsmöglichkeiten einer Schwerionenmikrosonde in der
Materialforschung**

bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt, Abteilung Materialforschung mit der Unterstützung von Herrn Dr. B.E. Fischer ohne sonstige Hilfe selbst durchgeführt und bei der Abfassung der Arbeit keine anderen als die in der Dissertation angeführten Hilfsmittel benutzt habe.

Ich habe bisher an keiner in- oder ausländischen Fakultät für Physik ein Gesuch um Zulassung zur Promotion eingereicht, noch diese Arbeit als Dissertation vorgelegt.

Die vorliegende Arbeit wurde zum Teil veröffentlicht in:

M. Schlögl: *Entwicklung einer Galliumfeldemissionsquelle für eine Schwerionen -mikrosonde*, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, (1997)

M. Schloegl and B.E. Fischer, *Investigation of the Detection Efficiency of Polycrystalline Diamond Detectors with a Heavy Ion Microprobe*, Fifth Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems, Proceedings, IEEE Catalog 99TH8471 (1999)

O. Musseau, V. Ferlet-Cavrois, A.B. Campbell, A.R. Knudson, S. Buchner, B. Fischer, M. Schloegl, *Technique to Measure an Ion Track Profile*, IEEE Trans. Nuc. Sci., Vol 45, No. 6 (1998)

B.E. Fischer , M. Schloegl, J. Barak, E. Adler, S. Metzger, *An Example of what you can miss in Single -Event-Effect Testing, when you do not have a Microprobe*, Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res., B158 (1999)

B.E. Fischer, M. Schlögl, J. Barak, E. Adler, S. Metzger, *Simultaneous Imaging of Upset- and Latchup-Sensitive Regions in a Static RAM*, Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res., B 130 (1997)

B.E. Fischer and M. Schlögl, *Microscopic Investigation of the Detection Efficiency of a Polycrystalline Diamond Detector*, GSI Scientific Report (1998)

T. Colladant, V. Ferlet-Cavrois, O. Musseau, A. L'Hoir, A.B. Campbell, B. Fischer, M. Schlögl, *Characterization of SOI diodes for charge collection studies*, zur Veröffentlichung eingereicht bei: 6th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems

O. Musseau, V. Ferlet-Cavrois, A.B. Campbell, A.R. Knudson, S. Buchner, B. Fischer, M. Schlögl, *Application of an Ion Microbeam to Determine the Radial Carrier Density in an Ion Track*, Fourth International Symposium on Swift Heavy Ions in Matter, Berlin (1998)

J. Barak, E. Adler, B.E. Fischer, M.Schlögl, *Microbeam Mapping of Single Event Latchups and Single Event Upsets in CMOS SRAMs*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 45, No. 3 (1998)

O. Musseau, A. Torres, A.B. Campbell, A.R. Knudson, S. Buchner, B. Fischer, M. Schlögl, P. Briand, *Medium-Energy Heavy-Ion Single-Event-Burnout Imaging of Power MOSFETs*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vd. 46, No. 6 (1999)

E. Berdermann, B.E. Fischer, M. Schlögl, H. Stelzer, B. Voss, *Recent Results from CVD-Diamond Heavy-Ion Detectors*, XXXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, GSI Preprint 2000 - 09

J. Barak, J. Levinson, A. Ackerman, E. Adler, A. Zentner, D. David, Y. Lifshitz, M. Haas, B. Fischer, M. Schlögl, M. Victoria, W. Hajdas, *Scaling of SEU Mapping and Cross Section, and Proton Induced SEU at Reduced Supply Voltage*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 46, No. 6 (1999)

E. Berdermann, B.E. Fischer, M. Schlögl, H. Stelzer, B. Voss, *Collected Charge Distribution of CVD-Diamond Detectors*, GSI Scientific Report (1999)

T. Colladant, O. Musseau, V. Ferlet-Cavrois, A.B. Campbell, B. Fischer, M. Schlögl, *Charge Collection with a Microbeam: Prospect for Determination of Ion Track Profile*, GSI Scientific Report (2000)

Frankfurt am Main, den 12.07.2001

Michael Schlögl