Strahlenschäden in dem CMOS Verstärker– und Auslesechip VIKING 2

Diplomarbeit von Wolfgang Fallot-Burghardt

Universität Heidelberg Fakultät für Physik und Astronomie

Durchgeführt am Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg 1993



Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung 3										
1	Einleitung									
2	Der	Viking 2-Chip								
	2.1	Beschreibung der Anschlüsse des Viking 2-Chips	9							
	2.2	Treiberelektronik für den Viking 2-Chip	2							
		2.2.1 Strom- und Spannungsversorgung	2							
		2.2.2 Digitale Ansteuerung	13							
		2.2.3 Analogverstärker	13							
3	Stra	hlenschäden in MOS-Bauteilen 1	6							
	3.1	Physik des n-Kanal-MOSFETs	17							
	3.2	Die C-V _G -Kurve	9							
	3.3	Oxidladung und Grenzflächenzustände	23							
	3.4	Strahlungsbedingte Veränderungen im elektrischen Verhalten von MOS- FETs								
		3.4.1 Schwellenspannung V_{Th}	24							
		3.4.2 C-Vc-Kurve	28							
		3.4.3 Subschwellenstrom	20							
		3.4.4 Reweglichkeit	20							
	35	Bestrahlungstosts von MOS Vorstörkorshing	20							
	0.0	Destrainingstests von mod-verstarkerennps	0							
4	Auslese mit dem VIKING 2-Chip 3									
	4.1	Nähere Beschreibung des VIKING 2-Chips	33							
	4.2	Meßaufbau	36							
	4.3	Meßmethode	38							
	4.4	"Steigungsproblem"								
	4.5	Bestrahlungsapparatur und Dosimetrie	43							

INHALTSVERZEICHNIS

5	Meßergebnisse vor der Bestrahlung						
	5.1	Variation der Parameter	46				
		5.1.1 Variation von Vfp	46				
		5.1.2 Variation von Vfs	47				
		5.1.3 Variation von Pa 9	47				
		5.1.4 Variation von Sh 13	47				
		5.1.5 Variation von I_{Buf}	48				
	5.2	Signal bei verzögerter Auslese	48				
6	Mef	Meßergebnisse nach der Bestrahlung 57					
	6.1	Rauschen	58				
	6.2	Verstärkung	61				
	6.3	Spannungen für Sollströme	61				
	6.4	6.4 Sockelspannungen von Analog+ und Analog					
	6.5	6.5 Übergangsspannung des Shift-Inb-Eingangsinverters					
	6.6 Signal bei verzögerter Auslese						
	6.7	Nullpunktslagen der Kanäle	63				
	6.8	Strahlungsunabhängige Chipeigenschaften	64				
7	Aus	swertung und PSPICE-Simulation	83				
	7.1	Schwellenspannung und Beweglichkeit	83				
	7.2	PSPICE	85				

Zusammenfassung

1992 wurde zur Auslese des Siliziumvertexdetektors des ARGUS-Experimentes am DORIS III-Speicherring (DESY) erstmals der VIKING 2-Chip verwendet. Wegen des Strahlungsuntergrundes bei ARGUS wurden umfangreiche Untersuchungen unternommen, um die Strahlungsempfindlichkeit des VIKING 2-Chips zu bestimmen. Die Testbestrahlungen wurden an einer Cs¹³⁷-Quelle ($E_{\gamma} = 662$ keV) des DKFZ (Deutsches Krebsforschungszentrum) in Heidelberg durchgeführt.

Insgesamt vier VIKING 2-Chips wurden in zwei Bestrahlungsdurchläufen schrittweise bis zu 943 Gy(Si) bzw. 2021 Gy(Si) bestrahlt, wobei immer jeweils einer der Chips unter Spannung stand und die Anschlüsse eines zweiten mit Masse verbunden waren. Alle Chips waren am Ende der Bestrahlung noch voll funktionsfähig; die schwerwiegendste Veränderung bei Bestrahlung bestand in einer Zunahme des Rauschens.

Mit einem speziell für ultrarauscharme Messungen ausgelegten Aufbau bestimmten wir die Zunahme der äquivalenten Rauschladung (ENC) in Abhängigkeit von der Lastkapazität C und der Dosis D bei einer Scheitelpunktszeit von 0,9 μ s. Das Ergebnis wird durch folgende Formel sehr gut wiedergegeben:

$$ENC = (\alpha + \alpha_1 D[Gy]) + (\beta + \beta_1 D[Gy])C[pF]$$

- D Dosis in Silizium
- C Lastkapazität

Koeffizienten bei Standardeinstellungen

 α = 169,06 ± 0,89, α_1 = 0,2315 ± 0,0022, β = 20,50 ± 0,08, β_1 = (1,225 ± 0,016) 10⁻² Koeffizienten bei optimierte Einstellungen

 $\alpha = 166,42 \pm 1,44, \alpha_1 = (8,90 \pm 0,16)10^{-2}, \beta = 20,60 \pm 0,13, \beta_1 = (1,0120 \pm 0,0001)10^{-2}$ Der Zunahme des Rauschens entspricht eine Abnahme der Verstärkung v mit steigender Dosis, die durch folgenden Ausdruck parametrisiert werden kann:

$$v = \frac{v_0}{1 + \alpha D^k}$$

Koeffizienten bei Standardeinstellungen

 $v_0 = 1,0571 \pm 1.10^{-6}, \alpha = (0,85 \pm 45)10^{-2}, k = 0,66892 \pm 1.10^{-6}$

Koeffizienten bei optimierte Einstellungen

 $v_0 = 1,0205 \pm 0,0003 \alpha = (0,5291 \pm 0,0001)10^{-2} k = 2/3$ (festgehalten)

Durch "Nachregeln" der einstellenden Spannungen war eine Kompensierung von Strahlenschäden möglich; hierfür wird eine genaue Vorschrift angegeben.

Obige Effekte sind die Folge von Schwellenspannungsänderungen und einer Abnahme der Beweglichkeit der Ladungsträger in den CMOS-Feldeffekttransistoren. Die Abhängigkeit der Schwellenspannung und der Beweglichkeit von der Dosis wurde durch Untersuchungen der Kurvenschar der Spannungen von Konstantstromquellen abgeleitet, die die verschiedenen Steuerströme für den Chip bereitstellen. Für die Beweglichkeit bei n- und p-MOSFETs ergibt sich der funktionale Zusammenhang

$$\overline{\mu}=rac{\overline{\mu_0}}{1+D^{2/3}}.$$

 μ Beweglichkeit

 μ_0 Beweglichkeit vor der Bestrahlung

D Dosis

Der Wert des Exponenten von 2/3 favorisiert ein in der Literatur beschriebenes Modell, wonach die Zunahme der Grenzflächenzustände gerade proportional zu der $(Dosis)^{2/3}$ ist.

Die Spannung am *Sh 13*-Eingang zeigt für alle 4 untersuchten Chips eine äußerst gut reproduzierbare Variation mit der Bestrahlungsdosis, so daß sie sehr gut zur Dosisbestimmung herangezogen werden könnte, wobei die Eichkurve für unter Spannung bestrahlte Chips wie folgt lautet.

$$V = V_0(1 + \alpha D^k)$$

D Dosis [Gy(Si)]

 $V_0 = -1,9254 \pm 0,0002$ V, $\alpha = (0,4276 \pm 0,0001)$ (Gy)^{1/k}, $k = 0,66651 \pm 0,0001$

Bei verzögerter Auslese stellten wir einen starken Abfall der Entladezeit des Speicherkondensators fest (auf $\simeq 20$ ms), der durch den anwachsenden Leckstrom des *Holdb*-Transistors bedingt ist.

Kapitel 1

Einleitung

Die subnukleare Struktur von Materie ist Untersuchungsgegenstand der Hochenergiephysik. Ein wichtiges Hilfsmittel dieser Untersuchung sind Speicherringe, wie sie z. B. in den beiden Großforschungsanstalten CERN (Genf) und DESY (Hamburg) eingesetzt werden. In Speicherringen bringt man Elementarteilchen bei nahezu Lichtgeschwindigkeit (= Energien) zur Kollision. Im DORIS III-Speicherring in DESY kreisen Elektronen und Positronen auf entgegengesetzten Bahnen und werden in einem Punkt, der vom ARGUS-Detektor [Arg] umschlossen wird, zur Kollision gebracht. Mit einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV befindet sich DORIS im Maximum der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, die aus einem b-Quark und einem \bar{b} -Antiquark besteht. Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zerfällt in zwei B-Mesonen [Be],

$$\Upsilon(4S) \rightarrow B^- B^+ = b\overline{u} \ \overline{b}u$$

 $\Upsilon(4S) \rightarrow \overline{B^0} B^0 = b\overline{d} \ \overline{b}d$

die nach einer Weglänge von typisch 25 μ m wieder zerfallen. Abb. 1.1 zeigt den schwachen Zerfall eines *B*-Mesons im Spektatormodell; Das *b*-Quark des *B*-Mesons wandelt sich unter Aussendung eines *W*⁻-Bosons in das leichtere *c*-Quark um, das zusammen mit dem unverändert gebliebenen \overline{u} bzw. \overline{d} ein *D*-Meson bildet. *D*-Mesonen zerfallen nach



Abbildung 1.1: Spektatorzerfall eines B-Meson in ein D-Meson unter Aussendung eines W^+

einer Wegstrecke von 100-200 μ m. In Abb. 1.2 zerfällt das c-Quark eines *D*-Mesons unter Aussendung eines W^+ in das s-Quark, das zusammen mit dem leichten \overline{u} - bzw. \overline{d} -Antiquark ein Kaon bildet. Für eine Rekonstruktion der Zerfallsorte (Vertizes) der Mesonen ist es von Bedeutung, die Zerfallsprodukte möglichst nahe und präzise an der Kollisionsstelle zu detektieren. Mit dem Einbau eines Siliziumstreifenvertexdetektors (SSVD) [Knö] (1991 erstmals im Betrieb) in einem radialen Abstand von 12,5 mm konnte



Abbildung 1.2: Zerfall eines D-Mesons in ein Kaon unter Aussendung eines W^+



Abbildung 1.3: Abstand zwischem tatsächlichem und rekonstruierten Vertex für den Zerfall $D^0 \to K^-\pi^+$. Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis mit SSVD, die durchgezogene Linie ohne SSVD

die Auflösung von Sekundärvertizes verbessert werden. Abb. 1.3 zeigt das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation des Zerfalles $D^0 \to K^- \pi^+$ [Eh].

Der SSVD wurde zwischen dem Strahlrohr (eine evakuierte Röhre, in der der Teilchenstrahl umläuft) und der Mikrovertexkammer (μ VDC) eingebaut [Eh]. Der komplette Detektor (vgl. Abb. 1.4) besteht aus sieben einzelnen Zählermodulen, die etwas überlappend zylindrisch in geringem Abstand (minimaler Abstand 12,5 mm) um das Strahlrohr aufgebaut sind. Die Siliziumzähler sind 280 μ m dick und haben eine aktive Fläche von 60,4 mm x 12,8 mm. Ein Zähler besteht aus 513 Diodenstreifen mit einer Länge von 60 mm und einem Abstand von 25 μ m, die parallel zur Strahlachse verlaufen, und von denen jeder zweite Streifen ausgelesen wird. Die einzelnen Dioden werden in Sperrichtung gepolt. Ein minimal ionisierenden Teilchens erzeugt bei senkrechtem Einfall eine Ladung von typisch 3,7 fC (23000 e⁻), die in dem hohen Feld der Sperrschicht abgesaugt werden. In den Zählern sind Polysiliziumvorwiderstände für die Sperrspannung und Kapazitäten integriert, über die die Ladungspulse zu den Verstärkereingängen gelangen. Ein 4 cm langer Mikroadapter verbindet jeden Streifenzähler mit zwei Auslesechips zu je 128 Kanälen. Im Jahre 1991 wurde der MX3-Chip [Sta] verwendet, der 1992 durch den strahlungshärteren VIKING 2-Chip [Ny] abgelöst wurde. Die VIKING 2-Verstärkerchips sind die strahlungsempfindlichsten Bestandteile des SSVD; mit dem Mikroadapter werden die Chips von der Wechselwirkungszone weg in einen Bereich geringerer Strahlungsbelastung gerückt. Der Strahlungsuntergrund entsteht durch zwei Prozesse [Eh]:



Abbildung 1.4: Mechanischer Aufbau des Siliziumstreifenvertexdetektors [Knö]; 1. Siliziumzähler; 2. Halterung linke Seite; 3. Mikroadapter mit Halterung für rechte Seite; 4. und 5. linker und rechter Haltering; 6. Auslesechips auf mehrlagigem Keramikhybrid (7.) 8. Strahlrohr aus Aluminium und 9. Kohlefaserinnenrohr der Mikrovertexkammer; die Strahlachse ist mit z bezeichnet.

• Hochenergetische Strahlteilchen streuen am Restgas innerhalb des Strahlrohres. Bei großer Ablenkung oder bei großem Energieverlust verlassen sie den stabilen Bereich des Speicherringes und gehen dem Strahl verloren. Der Strahlrohrdurchmesser ist im Bereich der Wechselwirkungszone sehr klein, so daß die gestreuten Teilchen bevorzugt hier den Ring verlassen.

• Synchrotronstahlung entsteht in den Quadrupolmagneten, die den Strahl vor dem Wechselwirkungspunkt fokussieren. Synchrotronstrahlung (in anderem Zusammenhang auch Bremsstrahlung genannt) entsteht bei der Beschleunigung geladener Teilchen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Wirkung von ionisierender Strahlung auf die VIKING 2-Chips zu untersuchen. Die Arbeit gliedert sich in sieben Kapitel. Im nächsten Kapitel wird der VIKING 2-Chip und die für dessen Betrieb von uns verwendete Ansteuerelektronik vorgestellt. Im dritten Kapitel wird die Wirkung von ionisierender Strahlung auf MOS-Transistoren und Verstärkerchips, die wie der VIKING 2-Chip aus MOS-Transistoren aufgebaut sind, beschrieben. Im darauffolgenden Kapitel wird neben einer eingehenderen Diskussion des VIKING 2-Chips der für die Stahlungstests verwandte Testaufbau vorgestellt. Die Meßergebnisse sind in zwei Kapitel eingeteilt: In Kapitel 5 sind Ergebnisse notiert, die mit unbestrahlten Chips gewonnen wurden. In Kapitel 6 sind die Ergebnisse dargestellt, die nach den verschiedenen Bestrahlungsschritten gewonnen wurden. Insbesondere wird gezeigt, wie durch Anpassung der Steuerspannungen und -ströme, die Wirkung ionisierender Strahlung vermindert werden kann. Im letzten Kapitel wird aus den Meßdaten auf die Transistorschwellenspannung und die Ladungsträgerbeweglichkeit im MOSFET-Kanal geschlossen sowie der aktuelle Stand einer SPICE-Simulation besprochen.

8

Kapitel 2

Der Viking 2-Chip

Der VIKING 2-Chip ist ein VLSI-CMOS-Verstärkerchip (Very Large Scale Integration: hohe Packungsdichte von Transistoren auf dem Chip, für eine Erklärung von CMOS siehe Kap. 3), der von Einar Nygård für die Auslese des DELPHI-Mikrovertexdetektors bei CERN entworfen wurde [Ny]. Im ARGUS-Experiment erfüllt er bei der Auslese des Vertexdetektors denselben Zweck: Zum einen werden die schwachen Signale des Siliziumstreifendetektors schon in dessen unmittelbarer Nähe vorverstärkt, zum anderen werden 128 Kanäle frühzeitig in der Auslesekette zusammengefaßt und auf einen analogen Bus (mit zwei Leitungen Analog+/Analog- für das Signal und eine um 180° invertierte Kopie) gemultiplext, so daß Leitungen eingespart werden, was angesichts einer Gesamtzahl von 1792 Kanälen wegen des geringen Raumes notwendig wird. Jeder der 128 Kanäle des VIKING 2-Chip besteht aus einem Ladungsvorverstärker, einem Pulsformerverstärker, einer Speicherschaltung, in der die Signale der einzelnen Kanäle zwischengespeichert werden, und einem Treiberverstärker für den internen analogen Bus (siehe Abb. 2.1). Der VIKING 2-Chip verstärkt in erster Linie Ladung, nicht Spannung; dies ist sinnvoll, da durch ionisierende Strahlung in Detektoren primär Ladung (charakteristisch für die Art der Strahlung) freigesetzt wird, die in Abhängigkeit von der Detektorkapazität zu Spannungspulsen verschiedener Höhe führt. Ein Schieberegister kontrolliert den analogen Bus, auf den bei der Auslese die 128 Signale zeitlich hintereinander multiplext werden. Ein Differenzverstärker vergleicht die Signale auf dem internen Bus mit einem Vergleichskanal ("Dummy"-Pulsformer), um so den allen Kanälen gemeinsamen Offset zu subtrahieren. Die maximale Auslesefrequenz beträgt 10 MHz. Eine genauere Beschreibung der Auslese des VIKING 2-Chips wird in Kap. 4 gegeben.

Die kleinsten Strukturen auf dem VIKING 2-Chip sind 1,5 μ m groß. Der VIKING 2-Chip selbst besitzt eine Größe von 6150,00 μ m x 5669,75 μ m [Bre] (siehe Abb. 2.2). Die Anschlußflächen für die Verbindung des Detektor sind 45 μ m x 105 μ m groß, die sich auf der gegenüberliegenden Seite befindenden Anschlußflächen für die Kontrollsignale sind 100 μ m x 100 μ m groß. Verbindungen werden mit Hilfe des Ultraschallkontaktierverfahrens hergestellt.

2.1 Beschreibung der Anschlüsse des Viking 2-Chips

Der Viking 2-Chip benötigt verschiedene analoge und digitale Steuerspannungen.



Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau der Verstärkerkette im VIKING 2-Chip [Ny 2]; es ist einer von 128 Kanälen eingerahmt.



Abbildung 2.2: Geometrische Skizze des VIKING 2-Chip [Bre]

• Digitale Spannungen

- Holdb Das Holdb-Signal friert den momentanen Spannungswert an den Kondensatoren der Speicherschaltung ein.
- Delay On schaltet die interne Verzögerungseinheit ein ; Delay On ist ein optionaler Eingang, der in unserem Aufbau nicht verwendet wird.

- Areset Mit Areset kann der Analogteil des Chips zurückgesetzt werden; Areset wird in unserem Aufbau nicht verwendet.
- Dreset Mit Dreset wird das Schieberegister des Chips zurückgesetzt, d.h. darin vorhandene Shift Inb-Pulse werden gelöscht.
- Clockb Der Eingang für Zeittaktpulse, mit denen alle Vorgänge im Chip synchronisiert werden.
- Test On Test On startet den Testmodus des Chips, siehe Cal.
- Shift Inb Der Shift Inb-Puls muß synchronisiert zu Clockb anliegen und bezeichnet den Beginn der Datenauslese.

Clock, Hold, Aresetb, Dresetb "Dummy"-Signale zur Reduzierung von Übersprechen.

Signale mit "b" am Ende sind in negativer Logik, solche ohne "b" in positiver Logik; eine logische Eins wird durch +2 V, eine logische Null durch -4 V angelegt.

• Analoge Spannungen und Ströme

- Eingänge
 - Vfp Spannungseingang, der zum Gate des Rückkopplungswiderstandes des Vorverstärkers führt; Vfp bestimmt somit die Stärke der Gegenkopplung und damit die Verstärkung des Vorverstärkers. An Vfp sollte typisch 100 mV anliegen.
 - Vfs Spannungseingang, der zum Gate des Rückkopplungswiderstandes des Pulsformers führt; Vfs bestimmt somit die Verstärkung der Pulsformerstufe und die Scheitelpunktszeit des Signales. An Vfs sollte je nach gewünschter Scheitelspunktzeit eine Spannung zwischen 0,5 V und 2 V anliegen.
 - Pa9 Stromeingang, der den Versorgungsstrom für das Stromspiegelsystem des Vorverstärkers liefert. Der Stromfluß in Pa9 sollte etwa 210 $\mu {\rm A}$ betragen.
 - Sh 13 Stromeingang, der den Versorgungsstrom für das Stromspiegelsystem des Pulsformerverstärkers liefert. Der Stromfluß in Sh 13 sollte etwa -50 μ A betragen.
 - I_{Buf} Stromeingang, der die Stromverhältnisse des Differenzverstärkers am Ausgang regelt. Der Stromfluß in Sh 13 sollte etwa 100 μ A betragen.
 - Cal Ladungseingang für Testpulse, die über einen externen Kondensator eingekoppelt werden; Cal funktioniert nur, wenn der Test On-Pegel auf 2V gehalten wird.
 - Delay Adjust Stromeingang, mit dem eine chipinterne Verzögerung des Hold-Signales eingestellt werden kann; Delay Adjust ist ein optionaler Eingang, der in unserem Aufbau nicht verwendet wird.

Gnd Masse

AVSS/DVSS Eingänge für -4V-Versorgungsspannungen, die separat für Analog- und Digitalteil konzipiert wurden, die aber intern kurzgeschlossen sind

AVDD/DVDD Eingänge für +2V-Versorgungsspannungen.

Vref Gatespannung des MOSFET auf der Referenzseite des differentiellen Ausgangsverstärkers; Vref wird im Normalbetrieb intern von einem "Dummy"-Kanal mit Vor- und Hauptverstärker erzeugt, kann jedoch auch extern mit einer niederohmigen Spannungsquelle angelegt werden.

Ausgänge

Analog+/Analog- sind die beiden Leitungen des analogen Busses; Hier kann das verstärkte Signal abgegriffen werden, wobei an Analog- eine um 180° invertierte Kopie des Signales von Analog+ anliegt. Dieses Prinzip eines Differenzausganges ermöglicht eine störungsfreiere Übertragung analoger Signale, da Störsignale, die auf die nebeneinanderliegenden Leitungen in gleicher Weise einstreuen, bei Subtraktion der Signale unterdrückt werden. Die Ausgänge sollten mit einem differentiellen Abschlußwiderstand von ca. 300 Ω bei einer Gleichspannung von -2V abgeschlossen sein.

2.2 Treiberelektronik für den Viking 2-Chip

Die Treiberelektronik für den Viking 2-Chip wurde am Institut in Zusammenarbeit mit N. Bulian und M. Hornung entwickelt und gebaut.

2.2.1 Strom- und Spannungsversorgung

Die Stromquellen

Der Viking 2-Chip besitzt die drei Stromeingänge Pa 9,Sh 13 und I_{Buf} . Abbildung 2.3 zeigt die Konstantstromschaltungen; bei den verschiedenen Stromquellen ändert sich nur der Spannungsteiler mit dem Stromreglerpotentiometer. Der IC CA 3820 liefert



Abbildung 2.3: Pa 9-, Sh 13- und IBuf- Stromquelle [Ho 1]

einen konstanten Strom beliebigen Vorzeichens, dessen Größe von einem invertierenden und einem nichtinvertierenden Eingang bestimmt wird. An Eingang 10 wird eine Referenzspannung über das Nullabgleichpoti eingestellt, an Eingang 9 wird der Strom geregelt. Mit dem Proportionalabgleichpotentiometer kann die Monitorspannung "glatt" proportional zum Strom eingestellt werden (bei uns 1V/100 μ A). Die Brücke über dem 100 Ω -Widerstand wird für den Nullabgleich geschlossen. Die ±5V-Referenzspannungen werden mit Hilfe der Bausteine 78L05 und 79L05 erzeugt. Die Ausgangsspannung des CA 3280 kann fast ± 12 V erreichen, was den Chip, der ja eine asymmetrische Versorgung von nur +2/-4V hat, zerstören könnte. Daher sind am Ausgang hochsperrende Schutzdioden (d.h. solche mit geringem Leckstrom) gegen die Chipversorgungsspannungen geschaltet.

Die Spannungsquellen

Im ersten Bestrahlungsdurchlauf (siehe Kap. 4 und 5) wurden die Chipversorgungsspannungen AVDD/DVDD und DVDD/AVDD mit Hilfe der Bausteine LM 317 und LM 337 erzeugt. Die Beschaltung erfolgte nach dem Datenblatt. Leider erwiesen sich diese Bausteine als verantwortlich für eine große Gleichtaktauslenkung (mehr dazu in Kapitel 4) und für einen gigantischen Rauschanstieg mit wachsender Lastkapazität am Eingang, so daß später ein Netzgerät (Oltronix B703DPM) verwendet wurde.

Vfs und Vfp werden mit dem Operationsverstärker AD 842 erzeugt, der als Pufferverstärker mit geringem Ausgangswiderstand beschaltet ist. Der AD 842 treibt bei gutem Rauschen und großer Bandbreite bis 100mA Ausgangsstrom und ist daher ideal zum Betreiben von Leitungen (Kapazitäten) geeignet. Die +5V-Referenzspannung wird wieder mit Hilfe des Bausteines 78L05 erzeugt. Abb. 2.4 zeigt die einfache Schaltung für



Abbildung 2.4: Spannungen Vfs und Vfp

Vfp (für Vfs sind die Widerstände 47k Ω bzw. 2k Ω durch 30k Ω und 20k Ω zu ersetzen):

2.2.2 Digitale Ansteuerung

Normale TTL-Signale haben Spannungswerte von +5V für Logisch "1" und 0V für Logisch "0". Man muß sie daher an die asymmetrische Versorgung des Chips anpassen. Dies leistet die Schaltung in Abb. 2.5. Die $\pm 5V$ -Referenzspannungen werden wieder mit Hilfe der Bausteine 78L05 und 79L05 erzeugt.

2.2.3 Analogverstärker

Der analoge Verstärker (Abb. 2.6) empfängt die vom Differenzausgang des Chips kommenden Signale, verstärkt sie und treibt die anschließende Leitung zum A/D-Wandler. Er besteht aus 2 Stufen: Der AD 848 am Eingang erzeugt die eigentliche Verstärkung



Abbildung 2.5: Anpassung der TTL-Signale [Bu]



Abbildung 2.6: Verstärkung des Analogsignales [Ho 2]

(Faktor 5). Es handelt sich bei dem AD 848 um einen schnellen Verstärker (Bandbreite 125 MHz) mit geringem Rauschen (am Eingang $5nV/\sqrt{Hz}$, $1,5pA/\sqrt{Hz}$). Man erkennt an jedem Eingang einen Spannungsteiler aus 600Ω und $666\Omega \parallel (1k\Omega+5k\Omega)$, der den nötigen -2V-Offset und den differentiellen Eingangswiderstand von 300Ω erzeugt. Das in der ersten Stufe verstärkte Signal gelangt zu den beiden Operationsverstärkern der 2. Stufe. Der obere Operationsverstärker invertiert das ankommende Signal, so daß

die Ausgänge wieder um 180° phasenverschoben zueinander sind. Die AD 842 sind als Treiber mit Verstärkung 1 geschaltet.

Kapitel 3

Strahlenschäden in MOS-Bauteilen

MOSFETs werden heute wegen ihrer hervorragenden Integrierbarkeit in großem Maße bei integrierten Analog- und Digitalschaltungen eingesetzt. Ionisierende Strahlung ruft Veränderungen in MOS-Bauteilen hervor, die in der Vergangenheit im Hinblick auf Anwendungen im militärischen Sektor, in der Raumfahrt, in der Reaktortechnik, in der Medizin, in der Festkörperphysik und in der Hochenergiephysik intensiv untersucht wurden (siehe [Ma]). Der analoge Teil des VIKING 2-Chips ist aus MOSFET-Transistoren aufgebaut, der Digitalteil des VIKING 2 ist in CMOS-Technologie ausgeführt. CMOS-FET ist die Abkürzung für Complementary Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transsistor und bezeichnet eine digitale Logikfamilie, also eine Menge miteinander kompatibler NOT-, AND- und OR-Gatter. Der Inverter in Abb. 3.1 ist das einfachste CMOS-Gatter: Zwei "übereinanderliegende" p-MOS und n-MOS-Transistoren schließen und öffnen wechselseitig gegen +5V bzw. Masse. Bei beiden Ruhezuständen des Inverters fließt kein Strom (im Unterschied z. B. zur NMOS-Technologie). Der MOS-Transistor ist also der fundamentale Baustein des VIKING 2-Chips und soll daher im folgenden diskutiert werden, bevor die strahlungsbedingten Veränderungen in MOS-Bauteilen besprochen werden. Der Inhalt dieses Kapitels ist im wesentlichen [Ma] entnommen.



Abbildung 3.1: CMOS-Inverter; wenn der Eingang auf +5V ist, leitet der untere n-MOS-Transistor, und der obere p-MOS-Transistor sperrt; der Ausgangspegel liegt auf Masse.

3.1 Physik des n-Kanal-MOSFETs

Abbildung 3.2 zeigt einen vereinfachten n-(Enhancement)-MOSFET. Auf ein p-dotiertes Halbleitermaterial werden zwei stark n-dotierte Inseln aufgebracht, die kontaktiert werden. Sie werden als Source und Drain bezeichnet. Die Oberfläche zwischen Source und Drain wird oxidiert; auf das Oxid wird in der Mitte zwischen Source und Drain ein Metallkontakt (das Gate) aufgebracht. MOS bezeichnet die Schichtenfolge am Gate (<u>M</u>etal <u>Oxide Semiconductor</u>). Wird an der Drain eine positive Spannung angelegt (Source auf Masse), so sperrt der MOSFET, da die np-Schichtfolge an der Drain in Sperrichtung gepolt ist. Wenn am Gate eine positive Spannung anliegt, sammeln sich im Kanalbereich darunter Elektronen an, bis aus dem p-dotierten Halbleitermaterial ein n-leitender Bereich wird, so daß nun ein durchgehender n-leitender Kanal zwischen Source und Drain entsteht. Es fließt ein Drainstrom. Genauer unterscheidet man drei Betriebszustände:



Abbildung 3.2: n-MOS Transistor [Ma, S. 4]

- Akkumulation Wird eine negative Spannung an das Gate angelegt, so werden Löcher zur SiO₂/Si Grenzfläche gezogen und gesammelt. Im Banddiagramm erkennt man die Überbesetzung an Löchern daran, daß das Valenzband durch die Gatespannung "hochgezogen" wird und bei fester Fermispannung somit die Elektronenbesetzung an der Oberkante dieses Bandes ausgedünnt ist.
- Depletion Wird eine kleine positive Spannung an das Gate gelegt, so werden Löcher abgedrängt. Es entsteht eine ladungsträgerarme Zone, die wegen der geladenen Akzeptoratome negativ geladen ist. Im Banddiagramm werden jetzt die Bänder nach unten gezogen, die Anzahl von Elektronen im Leitungsband und von Löchern im Valenzband ist gering und etwa gleich groß.
- Inversion Wird die Gatespannung weiter erhöht, so kehrt sich das ursprüngliche Verhältnis von Elektronen und Löchern um. Es ist dies der Punkt, an dem das Ferminiveau die intrinsische Fermienergie (= Fermienergie bei Eigenleitung) überschreitet. Die entsprechende Gatespannung wird als Inversionsspannung oder als Schwellenspannung (engl. Threshold Voltage) V_{Th} bezeichnet.

Zwischen Akkumulation und Depletion kann man den Flachbandzustand als den Fall definieren, wo die Gatespannung genau so gewählt ist, daß alle Bänder gerade verlaufen.

Für $V_G < V_{Th}$ (Schwellenspannung) ist der Drainstrom – wie bereits angedeutet – praktisch Null.



Abbildung 3.3: Die Zustände Akkumulation, Flachband, Depletion und Inversion im Bändermodell

- E_L untere Kante des Leitungsbandes
- E_I "intrinsische" Fermienergie, d. h. die Lage des Ferminiveaus bei undotiertem Halbleiter
- E_F Fermienergie
- E_V obere Kante des Leitungsbandes
- V Gatespannung; die Lage des Ferminiveaus im Metall verändert sich um |eV|, wobei
- e Elektronenladung
- Für $V_G > V_{Th}$ bildet sich im p-dotierten Substrat ein n-Kanal aus, und ein Drainstrom kann fließen. Die Größe dieses Stromes hängt von der Drain-Source-Spannung V_{DS} ab: Quantitativ gelten folgende Beziehungen:
 - für $V_{Sat} = V_G V_{Th} > V_{DS} > 0$ zeigt der MOSFET ein widerstandsartiges Verhalten:

$$I_D = \frac{W}{L} \overline{\mu}_n C_{Ox} [(V_G - V_{Th}) V_D - \frac{V_D^2}{2}]$$
(3.1)

W, L Breite und Länge des n-Kanales

 $\overline{\mu}_n$ mittlere n-Beweglichkeit im n-Kanal

 C_{Ox} Kapazität der Oxidschicht pro Flächeneinheit

Der quadratische Term bedingt eine geringe Abweichung vom Widerstandsverhalten.

für $V_{DS} > V_{Sat}$ wird der n-Kanal an der Drain abgeschnürt, und der Drainstrom I_D steigt in erster Näherung nicht mehr weiter an. Vor allem bei MOSFETs

mit sehr kurzem Kanal steigt der Drainstrom dennoch weiter mit wachsender Drain-Source-Spannung an (EARLY-Effekt). Ideal gilt:

$$I_{D_{Sat}} = \frac{W}{L} \overline{\mu}_n C_{Ox} (V_G - V_{Th})^2$$
(3.2)

Das Kennlinienfeld in Abb. 3.4 verdeutlicht die Zusammenhänge: Die Ableitung $\delta I_{D_{Sat}}/\delta V_G$



Abbildung 3.4: Kennlinienfeld eines n-(Enhancement)-MOSFET

wird als Steilheit g_m (engl. transconductance) bezeichnet und es gilt:

$$g_m(V_G) = 2\frac{W}{L}\overline{\mu}_n C_{Ox}(V_G - V_{Th}) = 2\sqrt{\frac{W}{L}\overline{\mu}_n C_{Ox}I_{D_{Sat}}}$$
(3.3)

Die Steilheit ist also nicht unabhängig von V_G , jedoch ist die Abhängigkeit wesentlich moderater als beim bipolaren Transistor, wo ein exponentieller Zusammenhang besteht. Im weiteren wird auch im Sättigungsbereich von I_D die Rede sein, wenn aus dem Zusammenhang hervorgeht, in welchem Arbeitsbereich sich ein Transistor befindet.

Für Gatespannungen unter V_{Th} fließt entgegen dem bisher gesagten doch ein geringer Strom, der von der von Null verschiedenen Dichte der Minoritätsladungsträger herrührt. Der geringe Drainstrom kommt durch Diffusion zustande und ist praktisch unabhängig von der angelegten Drainspannung V_D .

3.2 Die C-V_G-Kurve

Schon ab Werk gibt es im SiO_2 eine statische positive Ladung (Immobile Oxide Charge). Zusätzlich gelangen bewegliche Alkaliionen als Verunreinigung bei der Herstellung in das Oxid (Mobile Oxide Charge). Löcher, die durch ionisierende Strahlung im Oxid entstehen, werden zum Teil eingefangen und erzeugen ebenfalls eine positive Raumladung (Trapped Oxide Charge).

An der Grenzfläche zwischen SiO_2 und Silizium befinden sich in der Lücke zwischen den Bändern zusätzliche Energiezustände (Interface Traps). Sie entstehen durch die verschiedenen Gitterkonstanten in den beiden Materialien, durch aufgebrochene chemische Bindungen oder durch Verunreinigungen. Auch ionisierende Strahlung erzeugt Grenzflächenzustände. Durch Einfang von Elektronen entsteht an der SiO₂-Si-Grenzfläche eine Flächenladung (Interface Trapped Charge).

Ladungen im Oxid und an der Oxidgrenze beeinflussen die Größe der Schwellenspannung V_{Th} ; nachträglich durch ionisierende Strahlung entstehende Ladung verändert so die Arbeitspunkte in komplexen Schaltkreisen und kann sie im schlimmsten Falle sogar zerstören. Die C-V_G-Kurve liefert wesentliche Daten über die Größe der Oxidladung und die Konzentration der Grenzflächenzustände. C bezeichnet die Kleinsignalkapazität $U_{\sim} = \frac{1}{i\omega C}I_{\sim}$ des MOS-Kondensators (mit den Anschlüssen Gate und Substrat) bei variabler Gateoffsetspannung. Die solchermaßen bestimmte Kapazität hängt von der Frequenz der bei der Messung verwandten Wechselspannung ab. In Abb. 3.5 sind die C-V_G-Kurven für hohe (>1MHz) und niedrige Frequenzen gegeben. Eine Berechnung



Abbildung 3.5: Idealisierte $C-V_G$ -Kurve eines MOSFET

dieser Kurven wird in [Ma, S. 9] gegeben, hier soll eine qualitative Erklärung genügen. Wesentlich ist, daß die Minoritätsladungsträger eine geringere Beweglichkeit als die Majoritätsladungsträger besitzen. Bei hohen Frequenzen können die Elektronen bei dem n-MOSFET dem angelegten Wechselfeld nicht mehr folgen, nach C = dQ/dV(dQ = 0)tragen sie nicht zur Gesamtkapazität bei. Zunächst soll die Hochfrequenzkurve diskutiert werden: In Akkumulation, d.h. bei negativer Gatespannung, sammeln sich die Löcher an der Si/SiO2-Grenzfläche und schirmen das Innere des Siliziums ab, d.h. die Feldlinien enden schon an der Grenzfläche. Die Gesamtkapazität ist also gleich der Kapazität des Oxides C_{Ox} . Mit zunehmender Gatespannung wird diese Abschirmung-die Löcheranzahl verringert sich- schwächer, und es muß eine Kapazität C_{Sc} in Serie zu C_{Ox} berücksichtigt werden, die Gesamtkapazität $C = \frac{C_{Ox}C_{Sc}}{C_{Ox}+C_{Sc}}$ geht zurück. In Depletion befinden sich in erster Näherung keine Ladungsträger mehr in der Schicht unterhalb des Oxides, die Feldlinien enden am Rand der Verarmungszone. Mit wachsender Gatespannung dehnt sich diese Zone weiter in den Halbleiter aus, die Gesamtkapazität C sinkt weiter mit kleinerem C_{Sc} . In Inversion schließlich erreicht die Verarmungszone ein Maximum aufgrund des gleichspannungsabschirmenden Effektes der Elektronen, und die Gesamtkapazität erreicht ein konstantes Minimum. Bei niedrigen Frequenzen gilt für Akkumulation und Depletion die gleiche Argumentation, da hier Minoritätsladungsträger keine Rolle spielen. Bei Inversion jedoch können die Elektronen in der Inversionsschicht der Niederfrequenzmodulation von V_G folgen und das Wechselfeld wird teilweise abgeschirmt, so daß die effektive Dicke von C_{Sc} wieder abnimmt und die Gesamtkapazität C steigt, bis auch das Wechselfeld wieder an der Si/SiO₂-Grenzfläche zusammenbricht und $C = C_{Ox}$ erreicht wird. In der Praxis treten jedoch Abweichungen von der idealen Kurve in Abb. 3.5

- auf, die durch folgende Effekte verursacht werden:
- Die Differenz der Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter bewirkt eine Bandverbiegung. Um den Flachbandzustand herzustellen, muß eine Gatespannung ΔV_G angelegt werden, die gleich dieser Differenz ist $\Delta V_G = \phi_{MS}$. In der C-V_G-Charakteristik bewirkt die Differenz der Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter ϕ_{MS} daher gerade eine Parallelverschiebung entlang der Spannungsachse (siehe Abb. 3.6)



Abbildung 3.6: Verschiebung der C-V_G-Kurve aufgrund der Differenz der Austrittsarbeiten ϕ_{MS} und der Oxidladung Q_{Ox}

Statische positive Ladungen im Oxid bewirken eine zusätzliche Bandverschiebung. Es gilt:

$$\Delta V_G = -\frac{1}{C_{Ox}} \int_{\text{Metall/SiO}_2-\text{Grenzfläche}}^{\text{SiO}_2/\text{Si-Grenzfläche}} \frac{x}{d_{Ox}} \rho(x) \, dx \tag{3.4}$$

 C_{Ox} Kapazität der Oxidschicht pro Flächeneinheit

 d_{Ox} Dicke der Oxidschicht

 $\rho(x)$ Ladungsverteilung im Oxid

x Abstand von Metall/SiO₂-Grenzfläche

Man erkennt, daß Ladungen in der Nähe der SiO₂-Grenzfläche einen größeren Beitrag liefern. Bei Annahme einer Ladungsschicht Q_{Ox} in Abstand x von der Metall/SiO₂-Grenze gilt:

$$\Delta V_G = -\frac{1}{C_{Ox}} \frac{x}{d_{Ox}} Q_{Ox} \tag{3.5}$$

Experimentell zeigt sich, daß sich die statische Oxidladung meist an der SiO₂/Si-Grenzfläche sammelt, so daß

$$\Delta V_G = -\frac{Q_{O_x}}{C_{O_x}}.$$
(3.6)

Die statischen Oxidladungen bewirken daher eine weitere Verschiebung der C-V_G-Kurve in negativer V-Richtung.

Bewegliche positive Ladungen im Oxid verhalten sich für einen festen Zeitpunkt ebenso wie statische, also

$$\Delta V_G(t) = -\frac{1}{C_{Ox}} \int_{\text{Metall/SiO}_2-\text{Grenzfläche}}^{\text{SiO}_2/\text{Si-Grenzfläche}} \frac{x}{d_{Ox}} \rho_{Mob}(x) \, dx \tag{3.7}$$

Man kann die beweglichen Ladungen durch Anlegen einer genügend großen Spannung (Feld im Oxid $E_{Ox} \geq 2 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$) bei erhöhten Temperaturen ($T \geq 100^{\circ}$ C) kontrolliert bewegen. Die bewegliche Ladung im Oxid läßt sich bestimmen, wenn man zuerst durch Anlegen einer negative Gatespannung alle Ionen zur Metall/SiO₂-Grenze zieht, wo sie keinen Einfluß ausüben, und anschließend die Ladungen zur SiO₂/Si-Seite treibt, wo sie maximale Bandverschiebung bewirken. Abb. 3.7 illustriert dieses Verfahren. Man erhält:

$$\Delta V_G(+) - \Delta V_G(-) = -\frac{Q_{Mob}}{C_{Ox}}$$
(3.8)



Abbildung 3.7: Verschiebung der C-V_G-Kurve aufgrund der beweglichen Oxidladung Q_{Mob}

Grenzflächenzustände sind Fallen zwischen den Bändern an der Grenzfläche zwischen Oxid und Silizium, die Elektronen einfangen können. Zustände unterhalb der Fermikante sind von Elektronen besetzt, oberhalb sind sie leer (die temperaturbedingte Aufweichung der Fermikante sei außer Acht gelassen). Bei Betrachtung von Abb. 3.3 wird deutlich, daß die effektive Ladung an der Grenzfläche von der Bandverbiegung abhängt. Es gilt:

$$\Delta V_G = -\frac{1}{C_{Ox}} Q_{IT} = -\frac{q}{C_{Ox}} \int_{E_F}^{E_{LB} + Q\phi_S} D_{IT}(E) \, dE \tag{3.9}$$

für donatorartige Fallen (d.h. positiv, wenn leer) und

$$\Delta V_G = + \frac{1}{C_{Ox}} Q_{IT} = -\frac{q}{C_{Ox}} \int_{E_{VB}+Q\phi_S}^{E_F} D_{IT}(E) dE$$
(3.10)

für akzeptorartige Fallen (d.h. neutral, wenn leer).

 Q_{IT} Ladung in den Grenzflächenzuständen pro Flächeneinheit E_F Fermienergie E_{LB} untere Leitungsbandkante E_{VB} obere Valenzbandkante ϕ_S Potential an der SiO₂/Si-Grenzfläche

$D_{IT}(E)$ Dichte der Grenzflächenzustände pro Flächen- und Energieeinheit

Abb. 3.8 zeigt die Veränderung im C-V_G-Diagramm. Tatsächlich scheint es, als ob die Zustände in der unteren Hälfte der Bandlücke donatorartig und die in der oberen akzeptorartig seien, doch kann dies nicht durch C-V_G-Messungen festgestellt werden, da die Ladungsänderung an der Grenzfläche bei Bandverbiegung in beiden Fällen dieselbe ist (und da man die absolute Lage der idealen C-V_G-Kurve nicht kennt).



Abbildung 3.8: Verschiebung der C-V_G-Kurve aufgrund der Ladung in den Grenzflächenzuständen

3.3 Oxidladung und Grenzflächenzustände

Wenn ionisierende Strahlung auf MOS-Strukturen fällt, werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Im Substrat und im Gatematerial werden diese zusätzlichen Ladungsträger schnell abgesaugt. Im nichtleitenden Oxid sind vor allem die Löcher relativ langsamdie Elektronen fließen sehr schnell ab, zum Teil rekombinieren sie noch mit den Löchern (Abhängigkeit von der Strahlungsart)- und sie verbleiben in der Nähe des Ortes ihrer Erzeugung. Über eine verhältnismäßig lange Zeitspanne hinweg (~ 1 s) können die Löcher in Abhängigkeit von Feld und Temperatur zur negativen Elektrode (meist das Si-Substrat) wandern, bis sie knapp vor der SiO₂/Si-Grenzfläche in tiefen "Fallen" eingefangen werden und eine bleibende negative Verschiebung der Schwellenspannung V_{Th} bewirken. Daneben werden durch ionisierende Strahlung auch Grenzflächenzustände erzeugt. Lenahan und Dressendorfer [Ma, S. 198] identifizierten das sogenannte Pb-Zentrum (Siliziumatom, das nur 3 Bindungen mit beachbarten Si-Atomen eingegangen ist) als Ursache für die zusätzlichen Energiezustände in der Bandlücke. Man geht heute davon aus, daß die "Fallen" in der unteren Bandhälfte donatorartig und in der oberen akzeptorartig sind. Bei positiver Gatespannung an einem n-MOSFET liegen Akzeptorfallen unterhalb der Fermienergie und sind somit negativ geladen. Diese Grenzflächenladung kompensiert die positive Oxidladung und die Verschiebung der Schwellenspannung wird verringert. Bei p-MOSFETs mit negativer Gatespannung ist die Grenzflächenladung positiv und addiert sich zur Oxidladung hinzu. Daneben verringern Grenzflächenzustände die Beweglichkeit im Kanal, indem sie als Streuzentren wirken [Ma, S. 241].

Wie Grenzflächenzustände durch ionisierende Strahlung erzeugt werden, ist noch nicht völlig geklärt. Es gibt drei Modelle [Ma, S. 234]:

- Im Wasserstoffmodell brechen Löcher Si-H-Bindungen auf, wobei direkt das P_b-Zentrum und ein freies H⁺-Ion entstehen. In einem modifizierten Modell wandern die freigesetzten H⁺-Ionen im Feld zur SiO₂/Si-Grenzfläche, wo sie durch Reaktion ein P_b-Zentrum erzeugen [Ma, S. 235].
- Im Injektionsmodell wandeln sich gefangene Löcher in der Nähe der SiO₂/Si-Grenzfläche durch Einfang von Elektronen aus dem Silizium zu P_b-Zentren um [Ma, S. 236]. Man nimmt dabei an, daß es bei der Rekombination zu Veränderungen in der Umgebung des gefangenen Loches kommt, die zur Entstehung des P_b-Zentrums führen.
- Im Überdehnungsmodell (Stress Model) werden bei Einfang der Löcher im Oxid überdehnte Si-O-Bindungen in Nähe zum SiO₂/Si-Übergang aufgebrochen. Die freigewordenen Sauerstoffatome wandern zur SiO₂/Si-Grenze, wo sie Grenzflächenzustände erzeugen.

3.4 Strahlungsbedingte Veränderungen im elektrischen Verhalten von MOSFETs

3.4.1 Schwellenspannung V_{Th}

Ladungen im Oxid und an der Grenzfläche bewirken eine inhärente Gatevorspannung, die bewirkt, daß die Schwellenspannung V_{Th} sich um denselben Betrag in entgegengesetzter Richtung verschiebt. Eine positive Ladung in der Nähe der SiO₂/Si-Grenzschicht bewirkt eine negative Verschiebung der Schwellenspannung, eine negative Ladung eine positive Verschiebung. Die Oxidladung ist grundsätzlich immer positiv; die Ladung in den Grenzflächenzuständen ist bei n-MOSFETs negativ, so daß sie die positive Oxidladung zum Teil kompensiert (mit Konsequenzen beim "Ausheilen" nach einer intensiven Bestrahlung), bei p-MOSFETs ist die Grenzflächenzustandsladung positiv, so daß sich die resultierende Verschiebung der Schwellenspannung erhöht. Abb. 3.9 zeigt die Verschiebungen der Schwellenspannung bei relativ strahlungsharten p- und n-MOS-Transistoren. Man erkennt, daß die Gatespannung bei Bestrahlung eine wesentliche Rolle spielt, denn sie beeinflußt sowohl die Bildung von Oxidladungen [Ma, S. 263] als auch von Grenzflächenzuständen [Ma, S. 264]. Bei einem starken Feld im Oxid werden die bei n-MOSFETs im SiO₂ erzeugten Elektronen sofort im Feld zwischen Gate und Source bzw. Substrat abgesaugt und stehen nicht mehr für eine Rekombination mit den ebenfalls erzeugten Löchern zur Verfügung. Bei Gatespannung gleich Null ist das interne Feld sehr klein (nicht Null wegen der unterschiedlichen Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter), und die erzeugten Elektron-Loch-Paare rekombinieren [Ma, S. 263 ff]. Wenn eine Gatespannung angelegt ist, so gilt für n- und p-MOSFETs gleichermaßen, daß beide Ladungsarten bei negativer Gatespannung in geringerem Maße erzeugt werden als bei positiver Gatespannung. Im Falle der Oxidladung ist dies leicht einzusehen: Durch die positive Gatevorspannung wird die ebenfalls positive Oxidladung zum Kanal getrieben, wo sie diesen stärker beeinflußt



Abbildung 3.9: Änderung der Schwellenspannung V_{Th} mit Bestrahlung bei relativ strahlungsharten n- (oben) und p-MOSFETs (unten); die Kurven wurden mit ("ON") und ohne ("OFF") anliegende Gatespannung bzw. mit einer Rechteckspannung von 100 kHz am Gate gemessen. [Ma, S. 268]

Bei den n-MOSFETs sinken alle Kurven zuerst aufgrund der überwiegenden Erzeugung

von Oxidladung nach unten ab. Bei ca. 1000 Gy (100 krad) biegt die Kurve wieder nach oben ein, hier überwiegt die Produktion von Grenzflächenzuständen. Bei dem Transistor mit positiver Gatespannung sind die Änderungen größer, wie man es nach dem oben gesagten erwartet. Bei dem p-MOSFET sinkt die Schwellenspannung monoton ab, der "ON"-Transistor zeigt wieder wegen der negativeren Gatespannung eine geringere Veränderung. Überraschenderweise liegt die Schwellenspannung der Transistoren, deren Gatespannung mit 100kHz zwischen "ON" und "OFF" wechselt, nicht zwischen den beiden anderen- ein Effekt, der noch nicht verstanden ist.

Abb. 3.10 zeigt die Schwellenspannungsveränderung von strahlungsweicheren MOSFETs, die wir selbst gemessen haben. Wir bestrahlten dabei einen n-MOSFET (PHILIPS ECG



Abbildung 3.10: Änderung der Schwellenspannung V_{Th} mit Bestrahlung bei relativ strahlungsweichen n- und p-MOSFETs; die Kurven wurden mit ("ON") und ohne ("OFF") anliegende Gatespannung (5 V) gemessen; die Sourcespannung ist immer 0 V.

465) und einen p-MOSFET (PHILIPS ECG 464) mit und ohne anliegender Gatespannung (5 V). Der für ASIC-Ingenieure ungewöhnlich hohe Schwellenspannungswert von 2,3 V vor der Bestrahlung ist bei diskreten Kleinsignaltransistoren nicht untypisch (zwischen 0,5 V und 5 V [TS, S. 80]). Man definiert die Schwellenspannung in der Regel als den Wert von V_{GS} für einen Drainstrom im μ A-Gebiet [TS, S. 79]. Bei den Schwellenspannungswerten in der Abb. 3.10 fließt ein Drainstrom von 10μ A. Hierbei wurden die Ladungsträgerbeweglichkeiten $\overline{\mu_n}$ bzw. $\overline{\mu_p}$ im Substrat als konstant. In Kapitel 7 wird diese Annahme bei der Bestimmung der Schwellenspannung der Transistoren auf dem VIKING 2-Chip fallengelassen.

Abb. 3.9 und 3.10 zeigen die Verschiebung der Schwellenspannung in Abhängigkeit der totalen (integralen) Dosis. Doch auch der Zeitpunkt der Messung nach der Bestrahlung und die Dosisrate bestimmen die Veränderung der Schwellenspannung V_{Th} . Abb. 3.11



Abbildung 3.11: Schwellenspannung V_{Th} bei einem n-MOSFET nach der Bestrahlung; das Ausglühen findet bei verschiedenen Temperaturen statt [Schw]



Abbildung 3.12: Schwellenspannung V_{Th} bei einem n-MOSFET nach Bestrahlung bei verschiedenen Gatespannungen [Schw]

und Abb. 3.12 zeigen den zeitlichen Verlauf der Schwellenspannung von n-MOSFETs nach der Bestrahlung. Man erkennt, daß die Schwellenspannung wieder ansteigt, nachdem sie bei der Bestrahlung abgenommen hat. Für dieses Verhalten gibt es verschiedene Gründe: Zum einen wird die positive Oxidladung von Elektronen kompensiert, die aus dem Silizium ins Oxid tunneln. Die Zeitkonstante für dieses Tunneln hängt von der Temperatur und der angelegten Gatespannung ab. Zum anderen nimmt die Konzentration der Grenzflächenzustände, die bei n-MOSFETs negativ geladen sind, nach der Bestrahlung noch weiter zu. In der Literatur werden diese Vorgänge als "Ausglühen" (Annealing) bezeichnet. Die Temperatur während des "Ausglühens" beeinflußt nur die Geschwindigkeit des Tunnelns, während die Gatespannung, die in dieser Zeit anliegt, auch den Endzustand bestimmt. Die Kompensation mit Elektronen bedeutet keine echte Annihilation der Oxidladung, denn bei Anlegen einer anderen Gatespannung nach einer Weile strebt die Schwellenspannung wieder einem anderen Wert zu. Wenn bei n-MOSFETs, wie z. B. in Abb. 3.11, nach dem "Ausglühen" eine höhere Schwellenspannung als vor der Bestrahlung erreicht wird, so spricht man von Überkompensation (engl. superrecovery). Überkompensation kann ein Grund für den Ausfall einer Schaltung lange nach der Bestrahlung sein. Auch bei p-MOSFETs steigt die Schwellenspannung V_{Th} wegen des Elektronentunnelns nach der Bestrahlung wieder an, doch ist hier eine Überkompensation nicht möglich, da die Grenzflächenzustände positiv geladen sind. Bei niedrigen Dosisraten findet das "Ausglühen" schon während der Bestrahlung statt.



Abbildung 3.13: Änderung der Schwellenspannung V_{Th} bei einem n-MOSFET bei Bestrahlung mit verschiedenen Dosisraten [Ma, S. 288].

Abb. 3.13 zeigt die Schwellenspannung eines n-MOSFETs während der Bestrahlung mit verschiedenen Dosisraten. Die Konzentration der Grenzflächenzustände hängt nicht allein von der totalen Dosis, sondern ebenso von der Dosisrate [Ma, S. 289] ab.

3.4.2 C-V_G-Kurve



Abbildung 3.14: normierte C-V_G-Kurve eines MOS-Kondensators auf einem p-Substrat [Ma, S. 259].

In Kapitel 3.2 wurde bereits der Einfluß von Oxidladung und Grenzflächenzuständen auf die C-V_G-Kurve diskutiert. Abb. 3.14 zeigt eine gemessene Kurve.

3.4.3 Subschwellenstrom



Abbildung 3.15: Subschwellenstrom eines n-MOSFET nach Bestrahlung mit verschiedenen Dosen [Ma, S. 260].

Ähnlich der $C-V_G$ -Kurve verläuft die Kurve des Subschwellenstroms in Abb. 3.15 nach Bestrahlung flacher. Die Oxidladung ist auch hier verantwortlich für die generelle Verschiebung zu kleineren Spannungen, und die Grenzflächenzustände bewirken wieder das Abflachen des Kurvenverlaufes [Ma, S. 259].

3.4.4 Beweglichkeit

Es wurde gezeigt [Sex], daß die Beweglichkeitsabnahme von Ladungsträgern im MOSFET-Kanal sehr gut mit der Erzeugung von Grenzflächenzuständen korreliert und in erster Näherung nicht mit Oxidladungen zusammenhängt. Abb. 3.16 zeigt die Verringerung der Beweglichkeit bei n- und p-MOSFETs bei Bestrahlung unter verschiedenen Spannungsbedingungen gegen die Zunahme der Konzentration von Grenzflächenzuständen.



Abbildung 3.16: normierte Beweglichkeit μ_n der Ladungsträger gegen die Konzentrationszunahme der Grenzflächenzustände ΔD_{IT} [Ma, S. 213]; ΔD_{IT} skaliert mit der $(\text{Dosis})^{2/3}$. [Ma, Sex]

Die Konzentration der Grenzflächenzustände wächst nach den Beobachtungen vieler Experimentatoren sublinear mit der Dosis an [Ma, S. 218]; ein Exponent von 2/3 wurde bei naß und trocken gewachsenen Oxiden sowie bei Oxiden verschiedener Strahlungshärte gefunden [Win]. Der Aufbau von Grenzflächenzuständen hängt stark vom angelegten elektrischen Feld während und nach der Bestrahlung ab. Bei negativer Gatespannung ist die Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte wesentlich geringer als bei positiver Gatespannung.

3.5 Bestrahlungstests von MOS-Verstärkerchips

Tabelle 3.1 gibt eine systematische Übersicht über Untersuchungen zur Strahlungshärte von verschiedenen MOS-Auslese- und Verstärkerchips, die im Hinblick auf die Auslese von Si-Streifendetektoren entwickelt wurden.

P. Seller et al. [Se] führten nur einen kurzen Strahlungstest mit dem MX1-Chip (5 μ m-NMOS-Technologie, Hersteller PLESSY) durch. Sie verwendeten eine Co⁶⁰-Quelle, mit der sie die Chips in wöchentlichen Abständen unter Spannungsversorgung bestrahlten. Bis 30 Gy gab es keine Probleme, der Sprung auf eine Gesamtdosis von 100 Gy führte zur totalen Unbrauchbarkeit der Chips. MX1-Chips ohne Spannungsversorgung funktionierten bis 200 Gy bei Verschlechterung einiger Eigenschaften.

Breakstone et al. [Br, Dau]testeten den MX2-Chip (5 μ m-NMOS-Technologie, Hersteller Stanford Integrated Circuits Laboratory, Stanford University)) mit einer $(4,89\pm0,24)$ Gy/h Co⁶⁰-Quelle ohne Betriebsspannung und mit einer gepulsten Analogversorgungsspannung (Spannung lag in 25 % der Periode an). Sie fanden, daß die Verschiebung der Schwellenspannung der Inverter und Gatter im digitalen Teil durch eine negative Substratspannung ausgeglichen werden konnte, und maßen das Betragsminimum dieser Größe gegen die Bestrahlungsdauer. Sie fanden nur eine minimale Verringerung der Signalhöhe mit wachsender Gesamtdosis. Der ohne Spannungsversorgung bestrahlte MX2 zeigte bei Bestrahlung ein Rauschen von 500 e^- + 0,1 e^-/Gy , der mit der gepulsten Analogspannungsversorgung bestrahlte Chip zeigte ein Rauschen von 500 e $^-$ + 1,3 e⁻/Gy. Chips ohne Spannungsversorgung überlebten Dosen von mehr als 10^4 Gy, spannungsversorgte Chips zeigten zwischen 100 und 1300 Gy einen Abfall des Signal-Rausch-Verhältnis unter 70% des Anfangswertes und wurden damit für die Autoren unbrauchbar. Chips, die aufgrund ihres Rauschens schon ausgefallen waren, konnten mit einem 100°-"Ausheizen" wieder funktionstüchtig gemacht werden, zeigten dann aber erhöhte Anfälligkeit bei weiterer Bestrahlung. Die Autoren rechnen bei kontinuierlich anliegender Spannung mit früherem Versagen der Chips.

Dauncey et al. [Dau] bestrahlten in Fortsetzung der Untersuchungen von Breakstone et. al. [Br] den MX3-Chip (5 μ m-NMOS Technologie, Hersteller Gould-AMI, Santa Clara) mit einer (derselben ?) Co⁶⁰-Quelle mit ca. (4,6±0,5) Gy/h bis insgesamt 1000 Gy. Bei 100 Gy stellten sie einen starken Verstärkungabfall fest, der aufgrund einer Drift aus dem linearen Bereich entstand. Durch korrelierte Pulse auf das Substrat erzeugten sie eine Signaladdition, die den Verstärker wieder in den linearen Bereich zurückbrachte und als Gleichtaktauslenkung vom differentiellen Ausgangsverstärker unterdrückt wurde. Der MX3, ohne Spannungsversorgung bestrahlt, zeigte ein Rauschen von 300 e⁻ + 1,2 e⁻/Gy , bei Anlegen der gepulsten Analogspannungsversorgung 300 e⁻ + 1,4 e⁻/Gy Durch obige Strategien konnten Dauncey et al. die Funktion der Chips bis ca. 1000 Gy aufrechterhalten. Den starken Unterschied in der Empfindlichkeit gegenüber ionisierender Strahlung bei weitgehend gleicher Schaltungsstruktur der Chips MX2 und MX3 erklären die Autoren durch die verschiedenen Herstellungsprozesse.

Yarema et al. [Ya] bestrahlten den SVX-Chip (3 μ m-CMOS Technologie, Hersteller Hewlett Packard) mit einer Co⁶⁰-Quelle bei ca. 50 Gy/h bis maximal 500 Gy. Daneben bestrahlten sie auch verschiedene Teststrukturen wie n- und p-MOSFETs und eine "Radtest"-Version des SVX aus der Produktion von VTI. Sie fanden ein Rauschen von 260 e⁻ + 1,1 e⁻/Gy bei Bestrahlung und Messung in dem rauschärmeren Betriebsmodus.

Cattaneo et al. [Cat] bestrahlten den CAMEX 64-Chip (3,5 μ m-CMOS Technologie, Hersteller nicht genannt) mit Röntgenstrahlung (ca. 80 keV) und γ -Strahlung aus einer Co⁶⁰-Quelle (Intensitäten nicht genannt). Für das Rauschen des Chips, der ohne Spannung bestrahlt wurde, fanden sie 350 e⁻ + 0,25(0,2) e⁻/Gy, wobei der Chip bis 4400 Gy funktionierte. Bei Bestrahlung unter Spannungsversorgung fiel der CAMEX 64-Chip schon bei 100 Gy bei einem Rauschen von ca. 350 e⁻ + 0,7 e⁻/Gy aus; ein Chip, der während der Bestrahlung ausgelesen wurde, fiel zwischen 300 und 400 Gy bei Rauschwerten von ca. 350 e⁻ + 0,1 e⁻/Gy aus.

Chip	Technologie	Quelle	max. Dosis D	Rauschen		
			[Gy]	$[e^{-}]+ [e^{-}/Gy]$		
			Referenz			
MX1	$5 \ \mu m$ -NMOS	Co ⁶⁰	\leq 200 o. B.	-		
			< 100 m. B.	-		
	Seller e	t al. , IEEE Trans. on I	Nucl. Science, 35(1988), 1	No. 1, 176–180		
MX2	$5 \ \mu m$ -NMOS	Co^{60}	> 10000 o. B.	500 + 0,1 o. B.		
		4,9 Gy/h	$100 \leq D \leq 1300$ m. B.	500 + 1,3 m. B.		
	Breakstone et al., IEEE Trans. on Nucl. Science, NS-34(1987), No. 1, 491					
MX3	$5 \ \mu m$ -NMOS	Co ⁶⁰	$100 \leq D \leq 1000$ o. B.	300 + 1,2 o. B.		
		4,6 Gy/h	$100 \leq D \leq 1000$ m. B.	300 + 1,4 m. B.		
	Seller et al., IEEE Trans. on Nucl. Science, 35(1988), No. 1, 176–180					
SVX	$3 \ \mu m$ -CMOS	Co ⁶⁰	\geq 500 o. B.	-		
		50 Gy/h	\geq 500 m. A.	260 + 1,1 m. A.		
	Yarema et al., IEEE Trans. on Nucl. Science, NS-37(1990), No. 2, 434-438					
CAMEX 64	$3,5 \ \mu \text{m-CMOS}$	Co ⁶⁰	\geq 4400 o. B.	350 + 0,25(0,2) o. B.		
		Röntgen(ca. 80 keV)	\sim 100 m. B.	350 + 0.7 m. B.		
			$300 \leq \! D \! \leq 400$ m. A.	350 + 0,1 m. A.		
	Cattaneo et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 23A(1991) 313-318					

Tabelle 3.1: Bestrahlungstests von verschiedenen NMOS- und CMOS-Verstärkerchips; max. Dosis bezieht sich auf Funktionalität des Chips, m. B. = mit Betriebsspannung bestrahlt, o. B. = ohne Betriebsspannung bestrahlt, m. A. = Auslese bei Bestrahlung

Kapitel 4

Auslese mit dem VIKING 2-Chip

4.1 Nähere Beschreibung des VIKING 2-Chips

Nygård konzipierte den VIKING 2-Chip als kontinuierlich laufenden Verstärker, wobei er das im AMPLEX-Chip [Beu] realisierte Prinzip übernahm. Verstärker nach dem AMPLEX-Prinzip wurden schon lange vorher mit diskreten Bausteinen aufgebaut, doch stieß die direkte Übertragung wegen der benötigten Rückkoppelwiderstände auf Schwierigkeiten. Bei der Herstellung monolithischer CMOS-Chips ist es schwierig, große Widerstände mit geringem Rauschen zu implementieren. Zwar könnten im Prinzip schwach dotierte Polysiliziumschichten verwendet werden, doch bei direkter Ankopplung der Siliziumstreifen bestünde bei diesen fest gewählten Widerständen die Gefahr, daß der Vorverstärker bei großen Leckströmen in die Sättigung getrieben würde. Davon abgesehen erforderten Polysiliziumschichten zusätzliche Anstrengungen bei der Herstellung. In den MX-Chips [MX3] wurde daher über der Rückkoppelkapazität ein MOS-Schalter angebracht, um den Vorverstärker nach einer bestimmten Zeit wieder zurückzusetzen. Diese Betriebsart hat den Nachteil, daß man das Zurücksetzen zur Umlauffrequenz des Strahles synchronisieren muß und daß eine Mindestzeit für dieses Zurücksetzen zur Verfügung stehen muß. Mit dem AMPLEX verfolgte man eine andere Idee. Ein MOSFET, der als Widerstand betrieben wird, stellt den Rückkoppelwiderstand dar. Bei verschiedenen Leckströmen nimmt dieser Rückkoppelwiderstand verschiedene Werte an [Beu], so daß der Arbeitspunkt des Verstärkers stabilisiert wird. Einar Nygård optimierte dieses Prinzip mit dem VIKING 2-Chip. Abb. 2.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau. Ein ladungsempfindlicher Vorverstärker erzeugt die hauptsächliche Verstärkung. Man erkennt den n-Kanal-MOSFET über der Gegenkoppelkapazität, an dessen Gatespannung der Pegel Vfp anliegt. Der Vorverstärker invertiert das ankommende Signal. C_c bildet mit R_s , C_s und C_h einen CR-RC-Bandpaß, dessen Zentrumsfrequenz mit R_s extern geregelt werden kann. Bei einer Scheitelpunktszeit – das ist die Zeit bis zum Maximum des Pulses – von 1,5 μ s beträgt die Zentrumsfrequenz 106 kHz. Im Auslesemodus öffnet man nach der Scheitelpunktszeit den Hold-Schalter, so daß die Ladung auf dem Speicherkondensator C_h gespeichert bleibt. Der Vorverstärker soll näher besprochen werden, da das Rauschen hier und insbesondere im Eingangs-FET das Gesamtrauschen bestimmt (denn das Rauschen in der ersten Stufe wird in jeder weiteren Stufe weiter verstärkt). Abb. 4.1 zeigt die Kaskodenschaltung des Vorverstärkers. Am Eingang befindet sich ein



Abbildung 4.1: Aufbau des VIKING 2-Vorverstärkers [Ny 2]

p-Kanal-MOSFET, der um einen Faktor 30 rauschärmer als ein n-Kanal-MOSFET ist [Beu]. JFETs (Junction FET) wären nach [Bu] wegen des niedrigen 1/f-Rauschens die beste Wahl (darüber hinaus sind sie wegen des fehlenden Oxides auch strahlungshärter als MOSFETs), und Anstrengungen, CMOS- und JFET-Strukturen auf einem Chip zu vereinen, sind im Gange [Bu]. Der Bulk des Eingangs-FET ist auf +2V gelegt, was das Rauschen weiter verringert [Beu]. Um die Source des Eingangstransistors möglichst ruhig zu halten (Schwankungen würden sofort verstärkt), ist sie direkt auf Masse gelegt (damit werden eine positive und eine negative Betriebsspannung erforderlich). Die Kaskodenschaltung, eigentlich eine "gefaltete" Kaskode (folded cascode), hat den Vorteil einer großen Bandbreite, da die Millerkapazität am Eingang ausgeschaltet ist. Der n-MOS-Transistor T5 wirkt als Konstantstromquelle und ist durch die Stromspiegel so eingestellt, daß im Nominalbetrieb ein Strom von 210 μ A nach -4V fließt. Dieser Strom wird vom Eingangstransistor T1 (170 μ A) und dem Lastzweig mit T2,T3 und T4 (40 μ A) geliefert. Eine Spannungsänderung am Eingang bewirkt eine Anderung des Drainstromes des Eingangstransistors T1, und im Lastzweig findet ebenfalls eine entgegengesetzte Änderung des Stromes statt, da der Gesamtstrom nach –4V konstant bleibt. Eine Änderung des Stromes im Lastzweig bewirkt jedoch eine Änderung der Spannung über T2 und T3, so daß das Signal verstärkt am Ausgang erscheint. T4 ist der Kaskodentransistor, der Schwankungen der Drain des Eingangstransistors verhindert, so daß die Millerkapazität nicht wirken kann [San].

Das Rauschen des Systems wird, wie oben erwähnt, nur vom Eingangstransistor bestimmt. Eine komplette Behandlung dieses Themas würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, doch soll im folgenden kurz auf die wichtigsten Punkte eingegangen werden. Drei Mechanismen verursachen Rauschen [Ny]:

1/f-Rauschen, das u. a. durch Defekte im Kanal verursacht wird [San]:

$$S_{1/f}(\omega) = rac{2\pi F_k}{W L_{eff}\omega}$$
Kanalrauschen, das von der Steilheit g_m (siehe Kapitel 3) abhängt:

$$S_c(\omega)=rac{4\Gamma(\eta+1)kT}{3g_m\pi}$$

und Bulkwiderstandsrauschen

$$S_b(\omega) = rac{2R_{bulk}\eta^2 kT}{\pi}$$

 $S_{1/f,c,b}$ spektrale Rauschleistungsdichte [V²/Hz]

 W, L_{eff} Breite und eff. Länge des n-Kanales; $W = 3332, 5 \ \mu m, L_{eff} = 0.8 \ \mu m$

 F_k prozeßabhängige Konstante; $F_k \simeq 7, 6 \cdot 10^{-22}$

- Γ zusätzlicher Rauschfaktor, der von der Kanallänge und der Drain-Source-Spannung abhängt; $\Gamma\simeq 2$
- g_m Steilheit (engl. transconductance); $g_m \simeq 2,85 \text{ mA/V}(\text{aus der PSPICE-Simulation in Kap. 7})$
- η Verhältnis von Bulk-Kanal zu Gate-Kanal-Steilheit (also ein Maß für die unerwünschte Beeinflußung des Drainstromes durch die Bulkspannung); $\eta \simeq 0, 15$

 R_{bulk} Bulkwiderstand; $R_{bulk} \simeq 2k\Omega$

- k Boltzmannkonstante
- T absolute Temperatur
- ω Frequenz

Zur Minimierung der Beiträge müssen folgende Punkte beachtet werden:

• Optimierung der Eingangskapazität (d.h. der Transistordimensionen) im Hinblick auf die Detektorkapazität; für weißes Rauschen wie das Kanalrauschen gilt: $C_{in_{opt}} = (C_d + C_f)/3$ [Ny].

Cinopt optimale Transistoreingangskapazität

- C_d Detektorkapazität
- C_f Rückkoppelkapazität
- größtmögliche Steilheit g_m ; wegen $g_m \propto W/L$ ist W/L (siehe Kapitel 3) im VI-KING 2-Chip sehr groß gewählt ($W = 3332,5 \ \mu m$, $L = 1,5 \ \mu m$) [Ny 2], wobei die obere Grenze durch die optimale Anpassung der Transistoreingangskapazität an die Detektorkapazität gegeben ist.
- kleinstmögliches Verhältnis von Bulk/Kanal-Steilheit zu Gate/Kanal-Steilheit; man erreicht dies durch Anlegen einer positiven Bulk-Source-Spannung (siehe Abb. 4.1).

Das Rauschspektrum hinter dem Pulsformer beträgt [Ny]

$$S_{ges} = \frac{\omega}{4\pi} S_{1/f} + \frac{\pi}{4T_p} (S_c + S_b)$$

 T_p Scheitelpunktszeit (Zeit bis zum Maximum des Pulses)

1/f-Rauschen	Kanalrauschen	Bulkwiderstandsrauschen	Gesamtrauschen
$\mathrm{ENC}_{1/\mathrm{f}}/C_t = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{\omega}{4\pi} S_{1/f}}$	$\text{ENC}_{\text{C}}/C_t = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{\pi}{4T_p} S_c}$	$\mathrm{ENC}_{\mathrm{B}}/C_t = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{\pi}{4T_p} S_b}$	$\mathrm{ENC}/C_t = \frac{e}{q}\sqrt{S_{ges}}$
$6,4 e^{-}/pF$	$18,7 e^{-}/pF$	$5,4 e^-/pF$	$20,5~e^-/pF$

Tabelle 4.1: Rauschmodell nach Nygård [Ny]; berechnete Werte für den Rauschanstieg des VIKING 2-Chip bei 0,9 μ s-Scheitelpunktszeit.

Man beachte, daß an dieser Stelle nicht quadratisch addiert wird. Als äquivalente Rauschladung (engl. ENC = <u>E</u>qivalent <u>N</u>oise <u>C</u>harge) bezeichnet man das auf den Eingang des Verstärkers bezogene Ladungsrauschen.

$$ext{ENC} = rac{C_t}{q} e \sqrt{S_{ges}} ext{ in } [e^-]$$

 C_t totale Eingangskapazität

q Elektronenladung

e Eulersche Zahl

Nach Einsetzen der oben aufgeführten Zahlenwerte ergeben sich für die einzelnen Rauschbeiträge die in der Tabelle 4.1 gezeigten Werte $\text{ENC}_{1/f}/C_t$, ENC_C/C_t , ENC_B/C_t , die quadratisch aufaddiert das Gesamtrauschen ENC/C_t ergeben.

Nach der Bedienungsanleitung [Bre] besitzt der VIKING 2 ein ENC=158,00 e⁻ + 17,62 e⁻/pF bei einer Scheitelpunktszeit von 1 μ s und ein ENC=134,47 e⁻ + 17,00 e⁻/pF bei einer Scheitelpunktszeit von 1,5 μ s.

4.2 Meßaufbau

Insgesamt testeten wir 4 VIKING 2-Chips. Abbildung 4.2 zeigt den Aufbau für die Viking 2-Chips 3 und 4, der sich von dem früher verwendeten durch eine verbesserte analoge Ansteuerung und die Eingangsplatine mit 9 Signaleinkoppelmöglichkeiten unterscheidet. Der Chip wird mit Hilfe von Analog- und Digitalsignalen betrieben, die von der Elektronik auf dem sog. Repeaterboard erzeugt bzw. angepaßt werden. Eine Treiberbox liefert die Digitalsignale (in TTL) in der richtigen zeitlichen Abfolge (siehe Abb. 4.5). Der Viking 2-Chip sowie der Verstärker befinden sich in einem kompakten Aluspritzgußgehäuse (Wandstärke 2,5 mm) um störende HF-Einstreungen zu minimieren (siehe Abb. 4.4). Der Verstärker ist herausnehmbar. Alle Verbindungen zwischen Chip und Hybrid bzw. Signalplatine werden mit Bonddrähten hergestellt. An der hinteren Seite ist der Eingang für die Testpulse sichtbar, die von dem Pulser MODEL PB-4 (Berkeley Nucleonics Corp.) erzeugt werden. Die Testpulse werden innerhalb des Gehäuses von einem Spannungsteiler 1:100 abgeschwächt werden, um das abgeschwächte Signal gegen Einstreuungen abzuschirmen. Die ungeschwächten Testpulse dürfen andererseits nicht zu nahe zum Chip gelangen, da dann das Übersprechen zu den gebondeten Kanälen zu groß würde. Es werden 9 Eingänge (im ersten Aufbau 3 Eingänge) des Viking 2-Chips benutzt, um über Kondensatoren von 1,5 pF (1,4 pF im ersten Aufbau) Signale einzukoppeln. Die Koppelkondensatoren sind möglichst nahe zum Chip gerückt, da die Leitung von diesen zum Chip äußerst empfindlich für Übersprechen ist (der Rückkoppelwiderstand des Vorverstärkers beträgt etwa 50 M Ω). Bei den Chips 3 und 4 befindet sich



Abbildung 4.2: Auslesekette des Vikingchips

am Eingang eine kleine Platine mit neun Kanälen (nur acht sind gebondet), wovon vier mit Lastkapazitäten versehen sind, um eine simultane Messung des Rauschanstieges mit der Eingangskapazität zu ermöglichen. Jeden Kanal kann man mit einer kleinen Steckbrücke abkoppeln. Zur gegenseitigen Entkoppelung der Kanale befinden sich zwischen den Signalleitungen Massestreifen; die Kapazität gegen Masse erhöht sich dadurch um 4,5 pF bei jedem gebondeten Kanal. Tatsächlich gelingt es nicht, die acht Kanäle völlig



Abbildung 4.3: Ersatzschaltbild der Streukapazitäten auf der Eingangsplatine; die Schalter sind normalerweise geschlossen.

zu entkoppeln. In Abb. 4.2 wird das durch das Experiment gewonnene Ersatzschaltbild gezeigt, wie es auch durch die geometrische Anordnung nahegelegt wird. Wenn man auf alle Kanäle gleichzeitig einen Puls gibt, sind die Zwischenkanalkapazitäten ohne Bedeutung, da auf beiden Seiten derselbe Spannungssprung auftritt, d. h. ein Übersprechen nicht stattfindet, so daß das mit dem Chip gemessene Ladungsignal wirklich Spannungssprung mal Koppelkapazität ist. Ein Übersprechen passiert aber wohl, wenn man die Anordnung asymmetrisch gestaltet, etwa, wenn man Kanäle mit den Schaltern auftrennt. Beim Übersprechen über C_{1i} bleibt die Gesamtladung konstant, d. h. ein signalführender Kanal verliert auf diesem Weg Ladung an nichtsignalführende. Beim Übersprechen über die C_{2i} gilt dies nicht, da auf der signalführenden Seite eine leitende Verbindung zur Spannungsquelle besteht, so daß hier die Spannung konstant bleibt. Trotzdem wird Ladung über C_{2i} auf nichtsignalführende Signale übertragen.

Man erhält also das wahre Signal als Differenz einer Messung mit Einkoppelung eines Pulses auf alle Kanäle und einer Messung ohne Puls. Die Auslese der Chipsignale erfolgt



Abbildung 4.4: Photographie des Boxeninneren; 1 auf Hybrid montierter Chip; 2 Verstärkerplatine; 3 Platine mit Koppel- und Lastkapazitäten

durch einen Analog/Digitalwandler (SIROCCO III [Si]), der durch einen Bus (CAMAC [Cam]), d. h. eine Anzahl paralleler Leitungen, mit einer DEC-Mikrovax (Verbundname EPLUS) verbunden ist. Von dieser werden die Daten auf Platten geschrieben.

4.3 Meßmethode

Der VIKING-Chip kann prinzipiell auf zwei verschiedenen Weisen betrieben werden. Im Auslesemodus, der der normale Betriebszustand ist, wird nach einem Triggersignal je nach der gewählten Scheitelpunktszeit das *Holdb*-Signal gegeben, so daß die Ladung aller Kanäle gespeichert bleibt (siehe Abb. 4.5). Die Auslese beginnt mit dem *Shift-Inb*-Puls, der mit den *Clockbs* durch das Schieberegister läuft und bestimmt, welcher Kanal Zugang zum gemeinsamen Analogbus hat. Ein Dreset kann entweder vor oder nach der Ausle-



Abbildung 4.5: Digitale Pulse zur Ansteuerung des VIKING 2-Chips [Bre]

se gegeben werden, um sicherzustellen, daß kein Flipflop des Schieberegisters gesetzt ist. Synchron zu *Clockb* sieht man am Ausgang die 128 Kanäle zeitlich hintereinander (siehe Abb. 4.6). Im Einzelkanalmodus schaltet man einen einzelnen Kanal dauerhaft



Abbildung 4.6: Typisches Auslesebild nach Subtraktion der Ausgänge Analog+ und Analog-; die Auslesefrequenz beträgt ca. 0,8 MHz; 8 der 128 Verstärkersignale zeigen Pulsersignale, die in etwa einem minimal ionisierenden Teilchen entsprechen.

auf den Ausgang. Dies geschieht einfach, indem *Clockb* während der Auslese gestoppt wird. Wenn das *Holdb*-Signal nicht gegeben wird, liegt am Ausgang direkt der geformte Puls. Die vorgestellten Resultate von Rauschen und Verstärkung wurden alle, wenn nicht ausdrücklich anders vermerkt, im Auslesemodus gewonnen. Dies hat verschiedene Vorteile:

- Der Auslesemodus ist der eigentliche Betriebszustand; dies ist interessant, da verschiedene kleine Abweichungen zwischen den beiden Modi festgestellt wurden.
- Die gleichtaktige Auslenkung aller Kanäle war immer wieder ein Problem; bei Rauschmessungen im Einzelkanalmodus kann dieser Beitrag natürlich nicht abgezogen werden.
- Mit der in Kapitel 4.2 gezeigten Auslesekette können Daten direkt auf Platte geschrieben werden bzw. mit FORTRAN-Programmen behandelt werden.
- Man betrachtet immer den gesamten Chip; bei der Bestrahlung eventuell auftretende lokale Schädigungen werden als solche erkannt.

Das Ausleseprogramm in FORTRAN stützt sich auf Routinen des "System X1" [X1], das von der EPLUS Zugriff zum CAMAC-Bus gewährt. Der Analog/Digitalwandler SIROCCO III wird vor der Auslese mit einem Programm geladen. Für die Messungen von Verstärkung und Rauschen wurde ein Signal von 3 mV über Koppelkapazitäten von 1,5 pF (im ersten Aufbau 1,6 pF) (entsprechend 28125 (bzw. 30000) Elektronen, 1 MIP (Minimum Ionizing Particle) in 300 μ m Silizium= 24000 Elektronen) mit einer Frequenz von 50 Hz eingekoppelt. Die Ungenauigkeit bei der Kapazitätsbestimmung ist die größte Fehlerquelle bei der Bestimmung von Verstärkung und Rauschen; Streukapazitäten sind normalerweise in der Größenordnung von 0,1 Picofarad. Im Prinzip könnte natürlich eine größere Kapazität gewählt werden, doch müßte dann der Spannungspuls geringer als die verwendeten 3mV sein, was den Fehler an dieser Stelle erhöhen würde. Bei dem ersten Aufbau wurde eine Eichung der Kapazität versucht, indem nacheinander verschiedene größere Koppelkapazitäten eingesetzt wurden und die Signalhöhe bestimmt wurde; aus der Steigung dieser Kurve konnte die gesamte Kapazität errechnet werden, die 1,6 pF statt der nominellen 1,4 pF betrug. Beim zweiten Aufbau wurde auf diese Eichung verzichtet, da sie mit Gefahren für den CMOS-Chip verbunden ist (statische Ladung beim Löten direkt am Eingang !), und es wurde der Nominalwert 1,5 pF verwandt.

Das Signal am Chipausgang darf nicht wesentlich größer als das verwandte sein, da es sonst außerhalb des dynamischen Bereichs des Analog/Digitalwandler läge. Der im Analog/Digitalwandler integrierte Verstärker muß wiederum maximal verstärken, um das Rauschen noch genügend aufzulösen.

Eine Messung besteht aus 2 Teilen:

- 1. In einem ersten Durchlauf wird kein Signal eingegeben, um die Nullpunktslagen der Kanäle und das Rauschen zu bestimmen.
- 2. Im zweiten Durchlauf wird ein Signal eingekoppelt, das gleichzeitig auf alle gebondeten Kanäle gelangt. Die Verzögerungszeit des Holdb-Signals wird dabei schrittweise durchgefahren, um die maximale Signalhöhe zur Scheitelpunktszeit zu erhalten; diese variiert mit der Kapazitätsbelastung (bei Standardeinstellung (siehe Kapitel 5.1) 0,9 μ s bei 0 pF bis 1,3 μ s bei 58pF). Mit Hilfe dieser Eichung kann das Rauschen, das im ersten Durchlauf nur in willkürlichen Einheiten bestimmt wird, in ein auf den Eingang des Verstärkerchip bezogenes Ladungsrauschen (ENC) umgerechnet werden.

Jeder Durchlauf besteht aus 1000 Auslesen bzw. Signalpulsen; dies bedeutet eine Meßzeit von etwas mehr als 20 s bei einer Triggerrate von 50 Hz. Für jede Auslese wird der Mittelwert aus den digitalisierten Spannungswerten aller 128 Kanäle gebildet (ausgenommen tote und gebondete Kanäle),

$$\overline{x_j} = \frac{1}{128 - \#A} \sum_{\substack{i=1\\i \notin A}}^{128} x_{ij}$$
(4.1)

 x_{ij} digitalisierte Spannung des Kanales i bei der Auslese j

A "Ausnahmemenge" der toten und Signalkanäle

#A Mächtigkeit (=Anzahl der Elemente) der Ausnahmemenge

und von den Werten der einzelnen Kanäle (auch der gebondeten Kanäle) abgezogen. Damit wird die Gleichtaktauslenkung aller Kanäle unterdrückt.

$$\boldsymbol{x_{ij}^0 = x_{ij} - \overline{x_j}} \tag{4.2}$$

Mit den um Null variierenden Werten (Ausnahme: Kanäle mit Signal) erfolgt eine Mittelung über die 1000 Auslesen

$$\overline{x_i^0} = \frac{1}{1000} \sum_{j=1}^{1000} x_{ij}^0 \tag{4.3}$$

und gleichzeitige Berechnung der Standardabweichung (= Rauschen) für alle Kanäle.

$$\sigma_{i} = \sqrt{\frac{1}{1000 - 1} \sum_{j=1}^{1000} (x_{ij}^{0} - \overline{x_{i}^{0}})^{2}}$$
(4.4)

Abb. 4.7 zeigt die Verteilung der x_{ij}^0 für einen einzelnen, offenen Kanal von Chip 1 nach 90 Gy. Abb. 4.8 zeigt die Rauschwerte aller Kanäle, die für den Chip 4 gewonnen wurden. Man erkennt deutlich die gebondeten Kanäle an ihrem erhöhten Rauschen. Für die Kanäle mit unverbundenen Eingängen wird ein Mittelwert des Rauschens gebildet:

$$\sigma = \frac{1}{128 - \#A} \sum_{\substack{i=1\\i \notin A}}^{128} \sigma_i$$
(4.5)

Die $\overline{x_i^0}$ der beiden Durchläufe werden voneinander abgezogen, um die Signalhöhe in den Signalkanälen zu bestimmen. Damit und mit dem σ -Wert aus dem ersten Durchlauf wird die äquivalente Rauschladung bei 0 pF bestimmt. Die ENC-Werte bei höheren Kapazitätsbelastungen werden ebenso bestimmt, wobei natürlich die Rauschmittelung entfallen muß. Zwischen den x_{ij}^0 verschiedener Signalkanäle wird des weiteren ein Korrelationskoeffizient berechnet, um eine etwaige zweite Gleichtaktauslenkung zu erkennen; ein Koeffizient von $\simeq 0, 1$ läßt noch eine geringe Korrelation erkennen.

4.4 "Steigungsproblem"

Lange Zeit bereitete uns das "Steigungsproblem" Sorgen. Bei Chip 1 und Chip 2 maßen wir zwar 160 Elektronen bei einer Scheitelpunktszeit von ~ 1 μ s, doch der Anstieg des Rauschens mit der Lastkapazität lag bei ca. 70 Elektronen/pF, also wesentlich höher als die 17,6 Elektronen/pF nach Herstellerangabe [Bre]. Auf die Fährte des Problemes



Abbildung 4.7: Verteilung der x_{ij}^0 für einen einzelnen, unverbundenen Kanal von Chip 1 nach 90 Gy; für dieses Bild wurden 3000 Messungen unternommen; der Scheitelpunkt der Verteilung liegt bei ca. 10 A/D-Kanälen, weil die Nullpunktslage des gewählten Chipkanales über der gemittelten Nullpunktslage aller Kanäle liegt



Abbildung 4.8: Rauschen σ_i der 128 Kanäle von Chip 4; 8 Kanäle sind mit unterschiedlichen Lastkapazitäten verbunden.

kamen wir, als wir feststellten, daß, wenn mehrere Kanäle mit Lastkapazitäten nebeneinander lagen (in unserem ersten Aufbau war immer nur ein Kanal mit einer Lastkapazität versehen), alle eine größere Gleichtaktauslenkung als die offenen Verstärkerkanäle aufwiesen. In Zusammenarbeit mit der CERN-Detektorgruppe von P. Weilhammer gelang es, die störende Rauschquelle zu identifizieren. Abb. 4.9 zeigt noch einmal den Eingangs-



Abbildung 4.9: Eingangs-p-MOSFET des Vorverstärkers

MOSFET. Insgesamt gibt es 3 steuernde Eingänge: die Source (auf Masse), das Gate als Eingang und den Bulk (auf +2V). Eine Einstreuung über die Source kann man ausschließen, da großen Wert auf eine niederohmige Masse gelegt wurde. Die +2V, die von einem LM 317-Baustein erzeugt wurden, waren schließlich die Ursache. Bei den nicht verbundenen Kanälen konnte die Störung als Gleichtaktauslenkung subtrahiert werden, bei dem mit einer Lastkapazität versehenen Kanal skalierte die Einstreung jedoch mit C und erzeugte so den viel größeren Rauschanstieg.

4.5 Bestrahlungsapparatur und Dosimetrie

Die Bestrahlungen wurden mit einer Cs¹³⁷-Quelle ($E_{\gamma} = 662$ keV, $E_{\beta} = 514$ keV und 1,176 Mev, $T_{1/2} = 30$ a)) am Deutschen Krebsforschungszentrum (DKFZ) in Heidelberg durchgeführt, die normalerweise zur Tierbestrahlung eingesetzt wird [So]. Man verändert auf diese Weise das Immunsystem der Tiere.

Das Cäsium befindet sich als Pulver in zwei Kugeln (jeweils 72 TBq), die oberhalb und unterhalb des zylindrischen Bestrahlungsvolumen angebracht sind. Abb. 4.10 zeigt die Bestrahlungsapparatur. Der Zylinder hat einen Durchmesser von 30 cm und eine Höhe von 26 cm, der Quellenabstand von der Mitte des Bestrahlungsraumes beträgt 38 cm. Zwischen Quellen und Bestrahlungsraum befinden sich Absorberplatten aus Stahl, die durch Comptonstreung eine homogene Ausleuchtung des Volumen bewirken (die maximale Abweichung im gesamten Raum beträgt 5%) und die Betastrahlung abschirmen. Die Bestrahlungsdauer wird durch eine digital einstellbare Zeitvorwahl vorgegeben.

Zur Messung der Dosen wurden Dosimeter neben den Chips innerhalb der Aluminiumgehäuse angebracht. Das Gehäuse absorbiert 1,9 % der Photonen (für $E_{\gamma} = 600$ keV, ausgerechnet nach [Hu]). Die anfänglich eingesetzten Thermolumineszensdosimeter (TLD Merck Quartz 7536), die uns freundlicherweise von der Gruppe Wagner (Kosmophysik) zur Verfügung gestellt wurden, bewährten sich wegen der unzureichenden Ungenauigkeit nicht. Die mit den Alanin-Dosimetern [Wi] der Firma Wieser in München gemessenen Dosen waren dagegen in hervorragender Weise proportional zur Bestrahlungsdauer. Der Fehler bei der Alanin/ESR-Dosimetrie wird von der Firma Wieser mit 2,2 % angegeben.



Abbildung 4.10: Cs¹³⁷-Bestrahlungsapparatur im DKFZ (schematisch) [So]

Die Alanin/ESR-Dosimetrie basiert auf der Erzeugung von spezifischen Radikalen mit hoher Stabilität in kristallinem Alanin durch ionisierende Strahlung. Die Konzentration der Alaninradikale wird mit Elektronenspinresonanz bestimmt.

Bei Betrachtung der Abbildung 4.10 fällt auf, daß das gesamte Bestrahlungsvolumen von Blei umgeben ist, wo einfallende Photonen entweder durch Photoeffekt absorbiert werden oder eine Comptonstreuung erfahren [Ge, p. 415]. Die Winkelverteilung der gestreuten Photonen hat ihr Maximum in Vorwärtsrichtung (Klein-Nishina-Formel, z. B. in [Kl]), so daß nur wenige Quanten ins Bestrahlungsvolumen zurückgestreut werden. Photonen, die in dem Stahlabsorber durch Comptoneffekt gestreut werden, und an dem Chip bzw. dem Dosimeter ankommen, verlieren nur wenig Energie wegen der geringen Winkelablenkung. Man kann daher für die Dosisumrechnungen mit gutem Gewissen von Photonen der Energie E_{γ} =660 keV ausgehen. In [Hu] sind die Massenenergieabsorptionskoeffizienten der meisten Elemente für Photonen von 1 keV bis 20 MeV gegeben. Bei Berücksichtigung des Energieunterschiedes zwischen Cs¹³⁷ und Co⁶⁰ ergibt sich zwischen der Dosis von Wieser bzgl. Wasser und der Dosis in Silizium ein Faktor 0,898. Zudem ist das Verhältnis der Massenergiekoeffizienten von Silizium und Wasser bis ca. E_{γ} =300 keV praktisch konstant (siehe Abb. 4.11). Die in der ersten Spalte der Tabelle 4.2 angegebenen Dosen in Gy[H₂O] sind die Werte, die uns von der Fa. Wieser mitgeteilt wurden. In der zweiten Spalte sind diese Werte auf Silizium umgerechnet. Die Werte in der dritten Spalte sind mit einem Koeffizienten von 0,806 Gy/min (Fehler 0,003 Gy/min, Korrelationskoeffizient

	Datum	Zeit	gemessene	gemessene	berechnete	berechnete
		in min	Dosis	Dosis	Dosis	Dosis
			in $Gy[H_2O]$	in Gy[Si]	in $Gy[H_2O]$	in Gy[Si]
1. Durchl.	30.10.92	62	-	-	50	45
	06.11.92	62	51,1	46,2	50	45
	11.11.92	124	_	-	104	90
	23.11.92	248	198	178	200	180
	27.11.92	343,4	-	-	277	249
	07.12.92	462,6	377	339	373	335
2. Durchl.	17.03.93	62	49,9	44,8	50	45
	19.03.93	62	50,0	44,9	50	45
	22.03.93	124	102	91,6	100	90
	24.03.93	248	-	-	200	180
	03.04.93	434	346	310	350	314
	06.04.93	744	595	534	600	539
	07.04.93	1116	902	810	900	808

Tabelle 4.2: Gemessene und aus einer Ausgleichsrechnung berechnete Dosen für verschiedene Bestrahlungsdauern

0,99995) für Wasser, die in der letzten Spalte mit 0,724 Gy/min für Silizium berechnet.



Abbildung 4.11: Verhältnis der Massenenergiekoeffizienten von Silizium zu Wasser gegen die Photonenenergie [Hu]

Kapitel 5

Meßergebnisse vor der Bestrahlung

5.1 Variation der Parameter

Es standen insgesamt 4 Chips zur Verfügung, davon wurden vor der Bestrahlung Chip 1, Chip 2 und Chip 4 einer intensiveren Untersuchung unterzogen. Mit Ausnahme der gemessenen Versorgungsströme (siehe Tab. 5.1) waren die Ergebnisse konsistent. Die erhöhte Stromaufnahme bei Chip 3 ist durch die toten Kanäle erklärbar, die einen großen Offset besitzen. Nach Herstellerangaben beträgt die Leistungsaufnahme beim VIKING 2-Chip 1,5 mW pro Kanal. Die folgenden Messungen wurden an Chip 4 gemacht.

Die Parametervariationen gehen von der Standardeinstellung (siehe Tabelle 5.2) aus, die wir auch beim ARGUS-Experiment benutzten. Jeweils einer der Parameter wird bei gleichzeitigem Festhalten der anderen variiert. Die Abbildungen zu diesem und den nächsten Kapiteln sind der besseren Übersichtlichkeit halber jeweils ans Ende der Kapitel gestellt.

5.1.1 Variation von Vfp

siehe Abb. 5.1

Vfp kontrolliert den Rückkoppelwiderstandstand des Vorverstärkers. Der Rückkoppeltransistor sorgt für die Entladung der Rückkoppelkapazität und für die Gleichspannungseinstellung des Eingangstransistors. Die Verstärkung ist über einer Schwelle von

Name	Strom auf	Strom [mA] auf	Leistung pro
	+2 V-Leitung	-4 V-Leitung	Kanal
	[mA]	[mA]	[mW]
Chip 1	13	-35	1,3
Chip 2	13	-35	1,3
Chip 3	40	-123	4,5
Chip 4	15	-94	3,2

Tabelle 5.1: Ströme auf den Versorgungsspannungsleitungen

Parameter	Wert
Vfp	100 mV
Vfs	1,25 V
Pa 9	$210 \ \mu A$
Sh 13	$-50 \ \mu A$
I_{Buf}	$100 \ \mu A$

Tabelle 5.2: Standardeinstellungen der Parameter

ca. 50-100 mV nahezu konstant. Für Werte unter dieser Schwelle, die übrigens von der Betriebsdauer (-temperatur ?) abhängt, sperrt der Eingangs-MOSFET, weil die Gateeinstellung nicht mehr gewährleistet ist. Dies drückt sich natürlich auch in einem steilen Anstieg des Rauschens aus. Der Rückkoppel-MOSFET bildet einen Parallelwiderstand am Eingang, d. h. vom Gesichtspunkt des Rauschens sollte er möglichst hoch sein. Mit fallendem Widerstand bei höherem *Vfp* nimmt daher das Rauschen zu. Es wird deutlich, daß die gewählten 100 mV einen guten Kompromiß zwischen Betriebssicherheit und Rauschen bilden.

5.1.2 Variation von Vfs

siehe Abb. 5.2

Vfs kontrolliert den Rückkoppelwiderstandstand des Pulsformers. Wie bei Vfp erkennt man wieder eine Schwelle, unterhalb der der Rückkoppelwiderstand sperrt. Mit steigendem Vfs sinkt der Rückkopppelwiderstand und daher die Scheitelpunktszeit [Ny, Gleichung (13)], so daß das Rauschen oberhalb der Schwelle wieder ansteigt. Die Verstärkung nimmt in diesem Bereich ab, wie aus [Ny, Gleichung (14a)] hervorgeht. Bei Vfs=1,25 V ist die Scheitelpunktszeit ~ 0,9 μ s bei einem Rauschen von (164,8 ± 1,6) e⁻ + (20,61 ± 0,15) e⁻/pF, bei Vfs=0,5 V ist die Scheitelpunktszeit ~ 1,4 μ s bei einem Rauschen von 149 e⁻. Diese Werte sind ein wenig höher als die in CERN gemessenen (vgl. Seite 36), was durch eine geringfügig schlechtere Elektronik oder Exemplarstreuung erklärt werden kann.

5.1.3 Variation von Pa 9

siehe Abb. 5.3

 $Pa \ 9$ kontrolliert die Stromverhältnisse im Vorverstärker, insbesondere bestimmt $Pa \ 9$ den Drainstrom des Eingangstransistors (nominell 170 μ A). Bei Verringerung von $Pa \ 9$ sinkt die Steilheit S~ $\sqrt{I_D}$ und damit die Verstärkung. Gleichzeitig vergrößert sich Kanal- und Bulkwiderstandsrauschen (siehe Seite 34).

5.1.4 Variation von Sh 13

siehe Abb. 5.4

Bei absolut fallendem Strom Sh 13 verringert sich wie beim Vorverstärker der Drainstrom durch den Eingangstransistor des Pulsformerverstärkers. Dadurch sinkt die Steilheit (Verstärkung) und die Scheitelpunktszeit wächst [Ny, Gleichung 13]. Beide Effekte zusammen bewirken, daß das Rauschen in etwa konstant bleibt, d. h. eine Vergrößerung der Scheitelpunktszeit durch Veränderung von *Sh 13* bewirkt keine Rauschverbesserung.

5.1.5 Variation von I_{Buf}

siehe Abb. 5.5 und 5.6

 I_{Buf} kontrolliert den Strom des Ausgangsdifferenzverstärkers. Im Auslesemodus wird für den untersuchten Bereich keine Abhängigkeit von Verstärkung oder Rauschen festgestellt. Dieses Ergebnis überrascht, da im Einzelkanalmodus ein abweichendes Verhalten beobachtet wird. Mit größerwerdendem I_{Buf} wächst die Steilheit und damit die Verstärkung $v = S(R_D \parallel R_{ext})$. R_D bezeichnet den Widerstand des MOSFET-Arbeitswiderstandes und ist vernachlässigbar gegenüber dem festen $R_{ext} = 300\Omega$. Die unterschiedlichen Ergebnisse bei Auslesemodus und Einzelkanalmodus sind nicht verstanden.

5.2 Signal bei verzögerter Auslese

Bei Verzögerung der Auslese beginnt sich das Muster der Kanalnullagen nach ca. einer Sekunde zu verzerren, siehe dazu die Abb. 5.7, wobei das Signal zunächst erhalten bleibt. Die Verzerrung nimmt beim unbestrahlten Chip kontinuierlich zu und die Nullagen der Kanäle, wie in Abb. 5.7 sichtbar, laufen schließlich aus dem dynamischen Bereich des AD-Wandlers. Offensichtlich verändern sich die Kondensatorspannungen der Speicherkondensatoren in willkürlicher (aber reproduzierbarer) Weise. Abb. 5.8 zeigt einen Schaltplan der Speicherschaltung. Eine Erklärung als Leckstrom durch den Speichertransistor zum Pulsformer scheidet aus, weil bei der Verzerrung der Kanalnullagen Ströme unterschiedlichen Vorzeichens auf die verschiedenen Speicherkondensatoren fließen, obwohl bei allen nichtsignalführenden Kanälen die Spannung am Pulsformerausgang dieselbe wie die am Kondensator ist. Auf der anderen Seite des Speicherkondensators befindet sich das hochohmige Gate eines MOSFET. Die Signale tauchen nach einigen 100 s im Rauschen der Nullagen unter. Bei der Erklärung der Leckströme unterschiedlichen Vorzeichens hilft wahrscheinlich nur das physikalische Aufbau weiter; in der Schaltskizze ist jedenfalls kein möglicher Gleichstromweg ersichtlich.



Abbildung 5.1: Rauschen und Verstärkung in Abhängigkeit von Vfp









2011年7月







Abbildung 5.5: Rauschen und Verstärkung in Abhängigkeit von I_{Buf} im Auslesemodus



Abbildung 5.6: Verstärkung in Abhängigkeit von I_{Buf} im Einzelkanalmodus



Abbildung 5.7: Chipauslese nach verschiedenen Verzögerungszeiten vor der Bestrahlung; von oben nach unten 0 s, 0,1 s, 1 s, 10 s, 50 s und 280 s Verzögerungszeit; in 8 Kanälen erkennt man Testsignale



Abbildung 5.8: Speicherschaltung des VIKING 2

Kapitel 6

Meßergebnisse nach der Bestrahlung

Wie man Kapitel 3 entnehmen kann, sind Bestrahlungsergebnisse, die in einer bestimmten Situation gewonnen wurden, nur mit Vorbehalt auf andere übertragbar. Wenn man nur die Schwellenspannung betrachtet, so hängt deren Größe nicht nur von der totalen Dosis, sondern auch von der Dosisleistung, von der Temperatur während und nach der Bestrahlung, von der angelegten Gatespannung vor und nach der Bestrahlung, von der verstrichenen Zeit nach der Bestrahlung, von der Geometrie, vom Herstellungsprozeß etc., ab. Vor allem Herstellungsprozeß, Dosisleistung und Temperatur bestimmen die Größe der Schwellenspannungsverschiebung. Ein Bestrahlungstest mit Dosisleistungen wie bei ARGUS (ca. 0,01-0,5 Gy/h [Eh]) verbietet sich natürlich aufgrund der endlichen Lebensdauer eines Diplomanden; die hohen Temperaturen, denen der Vertexdetektor bei ARGUS ausgesetzt war, waren nicht vorhersehbar. Trotz alledem hat sich der "Radiation Hardness Test" in der Literatur etabliert; man wird einen Verstärkerchip, der nach 100 Gy Bestrahlung mit hoher Dosisleistung ausfällt, wohl kaum für ein Experiment wie ARGUS einsetzen wollen, auch wenn dort z. B. andere Temperaturen herrschen. Für die Raumfahrt, in der noch niedrigere Dosisraten auftreten, wurden Standardtests [Fl, Ba] entwickelt, um das Verhalten integrierter Schaltungen vorherzusagen. Diese Tests verlaufen im Prinzip so, daß die Bauteile direkt nach einer Bestrahlung mit hoher Dosisrate getestet werden, um möglichst nahe dem schlimmsten Fall aufgrund der Entstehung von positiver Oxidladung zu kommen. Danach wird ein Ausglühen bei erhöhter Temperatur (z. B. 100°C) durchgeführt, wobei die in Kapitel 3 beschriebenen Effekte beschleunigt auftreten, d. h. die Schwellenspannung erhöht sich durch Kompensation der Oxidladung und durch die Zunahme der Grenzflächenzustände. Man hofft, auf diese Weise die maximale positive Schwellenspannungsänderung zu erreichen, und testet die Bauteile erneut. In [Ba] werden die mit dieser Methode verbundenen Probleme genannt: Es gelingt nicht, eine einheitliche Temperatur zu finden, bei der das thermisch unterstützte Elektronentunneln in Gang kommt, 100°C erweist sich in einigen Fällen als zu niedrig. Die nachträgliche Zunahme der Grenzflächenzustände beschleunigt sich sogar erst bei noch höheren Temperaturen. Bei der vorliegenden Arbeit wurde aufgrund des größeren Aufwandes und wegen der Gefahr, den Chip oder andere Teile des Aufbaus zu zerstören, auf ein Ausglühen verzichtet.

4 Chips wurden in zwei Durchläufen bestrahlt. Die Chips wurden numeriert (siehe Tab. 5.1 und Tab. 6.1). In jedem Durchlauf wurde jeweils ein Chip mit und einer ohne Be-

Name	Bestrahlungs-	Betriebs-	Besonderheiten
	durchlauf	spannung	
Chip 1	1	nein	
Chip 2	1	ja	
Chip 3	2	nein	erhöhtes Rauschen
Chip 4	2	ja	

Tabelle 6.1: Übersicht über die verwendeten Chips

triebsspannung bestrahlt. Betriebsspannung bedeutet, daß alle analogen und digitalen (Ruhe)signale anlagen, wobei der Chip aber nicht ausgelesen wurde. Bei dem Chip ohne Betriebsspannung waren alle Anschlüsse mit Masse verbunden. Im ersten Durchlauf wurden darüber hinaus noch 4 MOSFETs bestrahlt (p-MOSFET und n-MOSFET mit und ohne Betriebsspannung), um ein besseres Verständnis der Schwellenspannungsverschiebung zu bekommen. Die Ergebnisse dieser Messungen wurden in dem Kapitel 3 vorweggenommen. Wie aus den vorhergehenden Arbeiten hervorgeht, ist Bestrahlung bei Betriebsspannung der ungünstigere Fall; leider kommt er den tatsächlichen Verhältnissen im ARGUS-Detektor am nächsten. Bei fehlender Versorgungsspannung ist das interne Feld wesentlich kleiner (nicht Null wegen der unterschiedlichen Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter), und die erzeugten Elektron-Loch-Paare rekombinieren, siehe Kapitel 16 und [Ma, S. 263 ff]. Die Dosisleistung 50 Gy(H₂O)/62 min war durch die Quelle vorgegeben. Da die Dosis, die zum Versagen der Chips unter Spannung führte, bei verschiedenen Vorgängerexperimenten schon um 100 Gy lag (mit großen Abweichungen nach oben und unten), wurden exponentiell ansteigende Dosisschritte gewählt. Im ersten Durchlauf wurden größere Pausen zwischen den einzelnen Bestrahlungsschritten gewählt, um Ausheileffekte zu beobachten, doch konnten die gemessenen Differenzen nicht eindeutig von normalen Fluktuationen unterschieden werden. Im ersten Durchlauf wurde eine totale Dosis von 943 Gy(Si) in 6 Schritten, beim zweiten Durchlauf eine Dosis von 2021 Gy(Si) nach 7 Schritten erreicht. In beiden Fällen funktionierten die Digitalteile der Chips unverändert, während die analogen Teile die im nächsten Kapitel beschriebenen Änderungen aufwiesen. Eine Bestrahlung zu höheren Dosen wäre wünschenswert gewesen, doch war uns leider nur beschränkter Zugang zur Quelle gegeben.

6.1 Rauschen

Die schwerwiegendste Veränderung in der Charakteristik von Verstärkerschips bei Bestrahlung ist die Zunahme des Rauschens.

Die Abb. 6.1 und 6.2 zeigen das Rauschen gegen die Lastkapazität mit verschiedenen Bestrahlungsdosen als Parametern. In Tab. 6.2 und Tab. 6.3 sind die zugehörigen Ausgleichsgeradenparameter für eine Gerade ENC = a + bC für Standard- und optimierte Einstellungen (siehe unten) gegeben. Die sehr guten Korrelationskoeffizienten in beiden Tabellen bestätigen die lineare Zunahme der gemessenen Rauschwerte mit der Lastkapazität bei allen Dosen. Durch Minimierung des χ^2 der Ausgleichsgeraden bei Variierung der Streukapazität wurde die Streukapazität mit 4,5 pF bestimmt (siehe Tab. 6.8); bei den Fits, die in den Tab. 6.2 und 6.3 angegeben sind, sind diese Streukapazitäten bereits berücksichtigt. Abb. 6.3 zeigt das Rauschen des während der Bestrahlung unter Spannung stehenden Chip 4 gegen die Bestrahlungsdosis für verschiedene Lastkapazitäten. Die durchgezogene Linie zeigt das Rauschen bei Standardeinstellungen Vfp, Vfs, Pa 9,Sh 13 und I_{Buf} (siehe Tab. 6.4). Die gestrichelte Linie zeigt des Rauschen des Chips bei Optimierung der Einstellungen. Die dabei verwendete Strategie sei im folgenden in der Form von Merksätzen formuliert:

- Halte die Ströme konstant ! Dies wird in unserem Aufbau automatisch durch die Verwendung von elektronischen Konstantstromquellen erreicht und wird auch bei der nichtoptimierten, durchgezogenen Linie durchgeführt. Die Ströme bestimmen die Arbeitspunkte der Transistoren, d. h. sie kontrollieren Verstärkung und Rauschen. Mit den gewählten Strömen erreicht man ein Optimum bzgl. Rauschen, Verstärkung und Leistungsverbrauch (siehe hierzu auch Kapitel 5.1).
- 2. Korrigiere Vfp nach unten ! Die Vfp-Kante (siehe Abb.5.1) wandert im Laufe der Bestrahlung massiv nach unten (von Vfp=0,1 V vor der Bestrahlung bis Vfp=-2,4 V nach 2021 Gy, siehe Abb. 6.4). Man sollte natürlich noch einen gewissen Sicherheitsabstand von der Kante bewahren, da diese in Abhängigkeit von der Betriebszeit schwanken kann.
- 3. Korrigiere Vfs nach unten, so daß die Scheitelpunktszeit konstant bleibt ! Siehe hierzu Abb. 6.5 und Tab. 6.7 ! Die Korrektur sollte auf jeden Fall erst nach Punkt 2 erfolgen, da im umgekehrten Fall das Rauschniveau so hoch sein kann, daß man keine Rauschverbesserung bei Veränderung von Vfs beobachtet. Nach Kapitel 5.1 ist klar, daß eine Nachregelung der Scheitelpunktszeit durch Veränderung von Sh 13 keine Verbesserung bringt. Bei Chip 4 wurde Vfs von 1,25 V auf -0,25 V bei 2021 Gy nachgeregelt.

Der Tabelle 6.5, die die eingezeichneten Werte enthält, entnimmt man, daß man bei konsequenter Anwendung der Punkte 1-3 nach ca. 2000 Gy das Rauschen (ENC) bei 0 pF um 40 % bzw. bei 12,7 pF um 28 % senken kann.

Formel 6.1 schließlich faßt die Abhängigkeit des Rauschens von der Lastkapazität und der Dosis in einer Formel zusammen (siehe auch Tab. 6.8)

$$ENC = (\alpha + \alpha_1 D[Gy]) + (\beta + \beta_1 D[Gy])C[pF]$$
(6.1)

D Dosis in Silizium

C Lastkapazität

Koeffizienten bei Standardeinstellungen

 α = 169,06 ± 0,89, α_1 = 0,2315 ± 0,0022, β = 20,50 ± 0,08, β_1 = (1,225 ± 0,016) 10⁻² Koeffizienten bei optimierte Einstellungen

 $\alpha = 166,42 \pm 1,44$, $\alpha_1 = (8,90 \pm 0,16)10^{-2}$, $\beta = 20,60 \pm 0,13$, $\beta_1 = (1,0120 \pm 0,0001)10^{-2}$ Bei optimierten Einstellungen bleibt die Scheitelpunktszeit bei allen Dosen konstant 0,9 μ s. Abb. 6.6 zeigt die Rauschzunahme von Chip 3, der ohne Betriebsspannung bestrahlt wurde. Ein Vergleich fällt schwer, da Chip 3 eine höheres Grundrauschen besitzt. Deutlicher erkennt man den Unterschied in Abb. 6.7, wo das Rauschen bei 0 pF für alle Chips eingetragen ist. Der Rauschanstieg der spannungslos bestrahlten Chips 1 und 3 ist deutlich geringer als bei den unter Spannung bestrahlten. Man kann daher zur Optimierung des Rauschens die oben formulierten Merksätze um einen weiteren Punkt ergänzen: 4. Schalte den Chip bei Bestrahlung ab ! Dies läßt sich natürlich selten bewerkstelligen, doch sollte man diese Grundregel im Hinterkopf bewahren (z. B. beim Füllen von Ringen). Denkbar wäre auch, bei konstantem Strahlungsuntergrund die Spannungsversorgung nur zu Strahlkreuzungszeiten anzulegen.

Man erkennt außerdem, daß der Rauschanstieg bei dem ersten Bestrahlungsdurchlauf höher als bei dem zweiten ist. Der zweite Aufbau wurde durch das Auswechseln der Spannungsregulatoren LM 317 und LM 337 und eine bessere Abblockung der Signale verbessert. Die Gleichtaktauslenkung beim zweiten Bestrahlungdurchlauf war daher deutlich niedriger als beim ersten; möglicherweise stellten sich beim ersten Aufbau im Laufe der Bestrahlung auch höherfrequente Überlagerungen ein, die nicht von der Gleichtaktkorrektur abgefangen wurden.

Warum erhöht sich überhaupt das Rauschen in bestrahlten MOSFETs ? Die Literatur interessiert sich in erster Linie für die digitale Verwendung von MOSFETs und konzentriert sich so vor allem auf Schwellenspannung, Anstiegszeit usw. . Eine systematische Untersuchung zum Rauschanstieg in MOSFETs bei Bestrahlung wurde nicht gefunden.

Das Gesamtrauschen berechnet sich nach Seite 34, Gl. 4.1 zu

ENC =
$$\frac{C_t e}{q} \sqrt{S_{ges}}$$

= $\frac{C_t e}{q} \sqrt{\frac{\omega}{4\pi} S_{1/f} + \frac{\pi}{4T_p} (S_c + S_b)}$
= $\frac{C_t e}{q} \sqrt{\frac{F_k}{2WL_{eff}} + (\frac{\Gamma(\eta + 1)}{3g_m} + \frac{R_b \eta^2}{2}) \frac{kT}{T_p}}$ (6.2)

In 3.4.4 wird der Rückgang der Minoritätsladungsträgermobilität als Folge entstehender Grenzflächenzustände beschrieben (mehr dazu auch im Kap. 7). Wegen [Ma, S. 29]

$$g_m = 2\frac{W}{L}\overline{\mu}_n C_{Ox}(V_G - V_{Th}) = 2\sqrt{\frac{W}{L}\overline{\mu}_n C_{Ox}I_D}$$
(6.3)

nimmt natürlich auch die Steilheit g_m ab; somit nimmt in Gleichung 6.2 das Kanalrauschen, also der mittlere Term, zu.

Eine weitere Folge der Entstehung von Grenzflächenzuständen ist die Zunahme des 1/f-Rauschens, das wegen der Verteilung der Tunnelwahrscheinlichkeiten für unterschiedlich tief im Oxid liegende Zustände entsteht [Mü, S. 178]. Man kann diesen Prozeß durch eine Zunahme der Konstante F_k beschreiben. Durch Variierung der Scheitelpunktszeit T_p läßt sich das 1/f-Rauschen identifizieren.

Nach der Berechnung der Rauschkomponenten in Tab. 4.1 ist das Kanalrauschen der weitaus größte Rauschanteil beim VIKING 2-Chip, so daß wir hauptsächlich die Abnahme von g_m infolge verminderter Beweglichkeit für den Rauschanstieg verantwortlich machen; die Abnahme der Beweglichkeit $\overline{\mu}$ hängt mit der Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte ΔD_{IT} zusammen (siehe Kap. 7). Für das Rauschen gilt somit

$$\text{ENC} = \frac{C_t e}{q} \sqrt{S_{ges}} \simeq \frac{C_t e}{q} \sqrt{\frac{\pi}{4T_p} S_C} \simeq \frac{C_t e}{q} \sqrt{\frac{\Gamma(\eta+1)kT}{3g_m T_p}} \propto \frac{1}{\sqrt{g_m}}$$
(6.4)

Der letzte Übergang ist zulässig, weil

$$\eta + 1 = \frac{g_{Bulk/Kanal}}{g_m} + 1 \tag{6.5}$$

wegen $\eta \simeq 0, 15$ [Ny] etwa konstant bleibt.

6.2 Verstärkung

Abb. 6.8 und Abb. 6.9 zeigen die Verstärkung der beiden Chips. Es wurden dabei die Daten von 4 bzw. 3 Kanälen geplottet. Man erkennt, daß bei Chip 3 ein geringerer Rückgang als bei Chip 4 auftritt, was nach dem vorigen Absatz zu erwarten ist. Bei Optimierung der Parameter (gestrichelte Kurve) fällt der Abfall geringer aus. Der Verstärkungsrückgang ist das Produkt des Rückgangs der Transistorsteilheit aller Verstärkerstufen (Vorverstärker, Shaperverstärker, Treiberverstärker, Differenzverstärker). Wir fitteten die normierten Verstärkungkurve mit einer Funktion

$$v = v_0 / (1 + \alpha D^k)$$

an. In Tabelle 6.8 werden die Parameter im einzelnen aufgeführt. Interessanterweise ergibt sich ein k=2/3, vgl. hierzu den Fit an die Beweglichkeit $\overline{\mu}$ im nächsten Kapitel, wo eine analoge Beziehung gefunden wird.

6.3 Spannungen für Sollströme

Mit zunehmender Bestrahlungsdosis verändern die Konstantstromquellen ihre Ausgangsspannung (siehe Abb. 6.10 und Abb. 6.11). Beim ersten Bestrahlungsdurchlauf war bei $Pa \ 9$ irrtümlicherweise ein höherer Strom eingestellt; daher liegt die Spannung bei den Kurven Chip 1 und Chip 2 über den Werten von Chip 3 und Chip 4. Das Rauschen wird dadurch auf Kosten der Leistung eher noch verbessert (Kap. 5.1.3). Die Spannung am Sh 13-Eingang ändert sich in reproduzierbaren Weise mit der Dosis, daß wir diese Kurve mit einer Beziehung

$$V = V_0(1 + \alpha D^k)$$

parametrisierten (siehe Tab. 6.9); hierdurch kann man bei bestrahlten Chips die Bestrahlungsdosis bzw. den Grad der Schädigung ermitteln. Die I_{Buf} -Kurve wurde nur beim zweiten Durchlauf im Einzelkanalmodus aufgenommen.

Zusätzlich wurden nach jedem Bestrahlungsschritt die Ströme variiert (siehe Abb. 6.12 und Abb. 6.13). Im Kapitel 7 wird aus den dabei gemessenen Ausgangsspannungen die Schwellenspannungs- und die Beweglichkeitsveränderung der Transistoren auf dem Chip berechnet. Aus der *Pa 9*-Kurvenschar erhält man die Schwellenspannung der n-MOSFETs, aus der *Sh 13*-Schar die der p-MOSFETs.

6.4 Sockelspannungen von Analog+ und Analog-

Wir maßen die Sockelspannungen (engl. offset voltages) der Chipausgänge bei nicht vorhandener Ausgangsbeschaltung, um weitere Erkenntnisse über die interne Arbeitspunktverschiebung im VIKING 2-Chip zu erlangen. Die Sockelspannungen wurden mit Hilfe eines LECROY-Digitaloszilloskops im Auslesemodus gemessen (Mittelung über 1000 Auslesen). Hierzu wurden die Daten vom Digitaloszilloskops in den Rechnerverbund transferiert. Mit Hilfe eines Kantendetektionsprogrammes wurden Beginn und Ende der Auslese sowie tote Kanäle mit stark abweichenden Nullpunktswerten erkannt und eine Mittelung über die Sockelspannung aller arbeitenden Kanäle gemacht. Die Sockelspannungen nehmen stetig ab, wobei bei Chip 3 der Punkt vor der Bestrahlung aus der Reihe fällt. Dies kann durch die vergessene LECROY- Mittelung erklärt werden. Nichtsdestoweniger erstaunt die kontinuierliche Abnahme der Spannung: Die beiden Transistoren T4 und T5 in Abb. 6.14 arbeiten bei fehlender Ausgangsbeschaltung als Widerstände, denn die Gatespannung beträgt etwa $-2 V (\simeq U(I_{Buf}))$ und die Drainspannung -3,5 V; im normalen Betriebsmodus zieht ein Spannungsteiler mit Wechselstromwiderstand 300 Ω die Drainspannung auf -2 V, so daß T4 und T5 in den Sättigungsbereich gezwungen werden. Im linearen Transistorbereich gilt [Ma]

$$I_D = \frac{W}{L} \overline{\mu_n} C_{Ox} [(V_G - V_{Th}) V_D - \frac{V_D^2}{2}]$$
(6.6)

I_D Drainstrom, der durch T4 bzw. T5 fließt

 V_D Sockelspannung

oder

$$V_D = (V_G - V_{Th}) - \sqrt{(V_G - V_{Th})^2 - \frac{2I_D}{\frac{W}{L}\overline{\mu}_n C_{Ox}}}$$
(6.7)

Die Lösung $+\sqrt{f}$ fällt aus physikalischen Gründen weg. V_G wird von dem Stromspiegel eingestellt; bei Annahme einer gleichförmigen Schwellenspannungsverschiebung (z. B. nach [Ma, S. 28]) gilt unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Kanalbreiten

$$I_{Buf} = \frac{1}{5} \frac{W}{L} \overline{\mu_n} C_{Ox} (V_G - V_{Th})^2$$
(6.8)

oder

$$(V_G - V_{Th}) = \sqrt{\frac{5I_{buf}}{\frac{W}{L}\overline{\mu_n}C_{Ox}}}$$
(6.9)

Eingesetzt erhält man

$$V_D = \frac{1}{\sqrt{\frac{W}{L}\overline{\mu_n}C_{Ox}}} (\sqrt{5I_{Buf}} - \sqrt{5I_{Buf} - 2I_D})$$
(6.10)

Die Ströme I_D und I_{Buf} bleiben konstant, es verringert sich allein $\overline{\mu}_n$, d.h. V_D müßte sich erhöhen. Das abweichende Resultat läßt sich möglicherweise mit unterschiedlichen Schwellenspannungsverschiebungen von Transistoren verschiedener Breite W erklären. In [Ma, S. 274] wird von Beobachtungen berichtet, wo die negative Schwellenspannungsverschiebung mit abnehmender Kanalbreite ebenfalls abnahm. Wenn die Schwellenspannung in T1 und T4/T5 durch Bestrahlung höher wird als in den einstellenden Transistoren, ist ein Abfall der Sockelspannung zu erklären, da dann ein geringerer Strom durch geringere Widerstände von T4 und T5 fließt.

6.5 Übergangsspannung des Shift-Inb-Eingangsinverters

Die Messung der Übergangsspannung des Eingangsinverters wurde nur im ersten Durchlauf durchgeführt. Hierfür wurden die 2 V bzw. -4 V-Level des *Shift-Inb*-Pulses verringert bzw. vergrößert, bis entweder mehrere Shift-Out-Pulse oder gar keine mehr kamen. Diese Messung war schwierig durchzuführen, da in Wirklichkeit der Übergang keinesfalls so digital wie oben beschrieben vor sich geht . In der Abb. 6.15 erkennt man dennoch deutlich den Abfall der Übergangsspannung, der wegen der Schwellenspannungsverschiebung von p-MOSFET und n-MOSFET zu erwarten ist. Die Änderung fällt bei dem während der Bestrahlung kurzgeschlossenen Chip geringer aus. Es mag erstaunen, daß der maximale -4 V-Level über dem minimalen 2 V-Level liegt; dies ist dadurch zu erklären, daß der +2 V-Level als Ruhestellung nur einmal in 20 ms für 1 μ s durch den *Shift-Inb*-Puls unterbrochen wird und daher gut zu messen ist, während in dem u-förmigen *Shift-Inb*-Puls eine Mittelung gemacht werden mußte.

6.6 Signal bei verzögerter Auslese

Bei fortschreitender Bestrahlung (ab 178 Gy) nimmt die Verzerrung zuerst in vermindertem Maße mit der Zeit zu, bildet sich dann aber nach einiger Zeit sogar wieder zurück, wobei das Signal ebenfalls verschwindet (siehe Abb. 6.16). In Abb. 6.17 ist die Zeit, nach der die Hälfte des Signales abgeflossen ist, gegen die Bestrahlungsdosis aufgetragen. Das Signal und die Verzerrung verschwinden mit gleicher Zeitkonstante: hier dürfte der Leckstrom des Speicherkondensators eine Rolle spielen, d. h. die Ladung fließt in den Pulsformer ab. Eine Zunahme des Leckstromes (=Subschwellenstromes) von MOSFETs bei Bestrahlung wird in Kap. 3 beschrieben. Bei 2021 Gy wurde die Gatespannung des Speichertransistors zwischen -4.3V und -1.3V (bis knapp vor dem Leiten) verändert, um den Leckstrom zu verändern. Der Leckstrom vergrößerte sich um ca. 80 % bei Annäherung an die Schwellenspannung, was sehr wenig gegen die in [Ma, S. 30] beschriebene Zunahme ist. Die absolute Abschätzung des Entladestromes ist leider nicht möglich, da die Größe der Ladung auf dem Speicherkondensator nicht bekannt ist. Eine innere Entladung des Speicherkondensators wird nicht für wahrscheinlich erachtet, da sie eine generelle Abwärtsbewegung der Pedestals bewirken würde, die -besonders deutlich nach einigen Bestrahlungsschritten, wo die Verzerrung zurückgegangen ist nicht beobachtet wird. In jedem Fall muß beim Zwischenspeichern von Ereignissen auf dem Chip, z. B. bei nicht genügender Buffertiefe in den SIROCCO-AD-Wandlern oder bei serieller Auslese von vielen zusammengeschalteten Chips, auf die Veränderung der Nullpunktslagen und die Verkürzung der Entladekonstante des Speicherkondensators geachtet werden.

6.7 Nullpunktslagen der Kanäle

Die Veränderung der Nullpunktslagen (engl. Pedestals) bei verzögerter Auslese wurde oben beschrieben. Ändert sich das Muster der Kanalnullpunktslagen auch bei instantaner Auslese mit der Bestrahlungsdosis ? Man erkennt eine gemeinsame Abweichung der Werte, die zu einer Dosis gehören, was durch den zeitlichen Abstand und die immer notwendigen Umbauten vor den Bestrahlungen bedingt ist; ein Zusammenhang mit der Dosis existiert nicht. Außerdem erkennt man, daß die interne Struktur des Musters sich verändert. Es ist daher im Betrieb ratsam, die Nullpunktswerte in regelmäßigen Abständen neu zu bestimmen.

6.8 Strahlungsunabhängige Chipeigenschaften

- Anstiegszeit des Ausgangsverstärkers Eine Änderung der Anstiegszeit des Ausgangsverstärkers wurde nicht beobachtet. Für das eingekoppelte Signal von ca. 28000 Elektronen betrug die Anstiegszeit beim Übergang von einem nichtsignalführenden Kanal zu einem Signalkanal ~40 ns, wobei allerdings die Signalhöhe mit zunehmender Bestrahlungsdosis abnahm.
- Maximale Betriebsfrequenz Die maximale Betriebsfrequenz des VIKING 2 beträgt 10 MHz. Unsere Treiberbox ließ nur eine maximale Taktrate von 3,7 MHz zu, so daß eine Überprüfung nicht möglich war. Alle Chips ließen sich auch nach 2021 Gy noch mit dieser Frequenz betreiben.
- Versorgungsströme Es wurde keine Änderung der Versorgungsströme auf den +2 Vund -4 V-Leitungen beobachtet; die Ströme Pa 9, Sh 13 und I_{Buf} , die konstant gehalten wurden, kontrollieren alle Ströme im Chipanalogteil (wenn von gleichen Schwellenspannungsänderungen in allen Transistoren ausgegangen wird).



Abbildung 6.1: Rauschen (ENC [Elektronen]) des spannungsversorgten Chip 4 gegen die Lastkapazität bei verschiedenen Dosen und bei unveränderten Standardeinstellungen



Abbildung 6.2: Rauschen (ENC [Elektronen]) des spannungsversorgten Chip 4 gegen die Lastkapazität bei verschiedenen Dosen und bei Kompensation von Strahlenschäden



Abbildung 6.3: Zunahme des Rauschens (ENC [Elektronen]) des spannungsversorgten Chip 4 mit zunehmender Bestrahlungsdosis bei verschiedenen Lastkapazitaten; die durchgezogene Linie bezeichnet das Rauschen ohne Kompensation, die gestrichelte Linie wurde bei Kompensation von Strahlenschäden gewonnen.



Abbildung 6.4: Nachregelung von Vfp bei fortdauernder Bestrahlung; der eingestellte Wert liegt knapp (≤ 100 mV) über der Vfp-Kante.



Abbildung 6.5: Nachregelung von Vfs bei fortdauernder Bestrahlung; Vfs wird so eingestellt, daß die Scheitelpunktszeit in etwa konstant ($\simeq 0, 9 \ \mu s$) bleibt.



Abbildung 6.6: Zunahme des Rauschens (ENC [Elektronen]) von Chip 3 (ohne Spannungsversorgung bestrahlt) mit zunehmender Bestrahlungsdosis; die durchgezogene Linie bezeichnet das Rauschen ohne Kompensation.



Abbildung 6.7: Zunahme des Rauschens (ENC [Elektronen]) aller Chips bei 0 pF und ohne Kompensation



Abbildung 6.8: Verstärkung von Chip 4 gegen Bestrahlungsdosis; durchgezogene Kurve ohne Parameteroptimierung, gestrichelte Kurve mit Parameteroptimierung






Abbildung 6.10: Spannung der Konstantstromquellen $Pa \ 9$ und $Sh \ 13$ bei den festgehaltenen Strömen der Standardeinstellung; die Kurven von Chip 3 und Chip 4 für $Pa \ 9$ sind unterschiedlich, weil beim ersten Bestrahlungsdurchlauf bei den Messungen (aber nicht bei den Bestrahlungen) fälschlicherweise ein höherer Sromwert für $Pa \ 9$ eingestellt war.



Abbildung 6.11: Spannung der Konstantstromquelle I_{Buf} bei $I_{Buf} = 100 \ \mu A$



Abbildung 6.12: Spannung der Konstantstromquelle Pa 9 bei Variierung des eingestellten Stromes; die Dosis nimmt in der Kurvenschar von rechts nach links zu. Oben sind die Ergebnisse von Chip 3, darunter die von Chip 4 geplottet.



Abbildung 6.13: Spannung der Konstantstromquelle Sh 13 bei Variierung des eingestellten Stromes; die Dosis nimmt in der Kurvenschar von rechts nach links zu. Oben sind die Ergebnisse von Chip 3, darunter die von Chip 4 geplottet.



Abbildung 6.14: Aufbau des Differenzverstärkers [Ny 2]



Abbildung 6.15: Übergangsspannung des Shift-Inb-Eingangsinverters



Abbildung 6.16: Chipauslese nach verschiedenen Verzögerungszeiten nach einer Dosis von 2021 Gy; von oben nach unten 0s, 1ms, 10ms, 20ms, 50 ms, 100 ms Verzögerungszeit; man beachte die gegenüber Abb. 5.7 veränderte y-Achse



Abbildung 6.17: Zeit, nach der die Hälfte des Signales abgeflossen ist, gegen Bestrahlungsdosis

Dosis D	Rauschsockel a	Rauschanstieg mit	Korrelations-
[Gy]	[e ⁻]	Lastkapazität $b \; [e^-/pF]$	koeffizient
0	164,8	20,61	0,99964
45	170,6	21,21	0,99989
90	185,2	22,05	0,99978
180	214,8	22,66	0,99940
359	276,7	24,12	0,99937
674	355,7	28,09	0,99966
1123	462,4	33,85	0,99917
2021	567,3	46,65	0,99943

Tabelle 6.2: Geradenfits ENC = a + bC für den Rauschanstieg mit der Kapazität bei Chip 4 bei nichtoptimierten Standardeinstellungen (Bestrahlung mit Betriebsspannung)

Dosis D	Rauschsockel a	Rauschanstieg mit	Korrelations-
[Gy]	[e ⁻]	Lastkapazität $b [e^-/pF]$	koeffizient
0	164,8	20,61	0,99964
674	226,9	26,92	0,99947
1123	275,5	33,26	0,99944
2021	338,2	40,62	0,99963

Tabelle 6.3: Geradenfits ENC = a + bC für den Rauschanstieg mit der Kapazität (s. Tab. 6.8) bei Chip 4 (Bestrahlung mit Betriebsspannung) und optimierten Einstellungen

Streukapazität	χ^2
0,00	92,146
1,00	54,210
2,00	28,487
3,00	12,985
4,00	5,977
4,20	5,460
4,30	5,303
4,40	5,212
4,50	5,186
4,60	5,224
4,70	5,323
4,80	5,484
5,00	5,983
6,00	11,746
7,00	22,202
8,00	36,451
9,00	53,742

Tabelle 6.4: χ^2 der Ausgleichsgeraden für das Rauschen gegen Lastkapazität bei Variierung der Streukapazität; es werden die Werte aller Dosen verwendet; eine Streukapazität von 4,5 pF minimiert χ^2 und wird daher zu den Nominalwerten addiert; in den Fits der folgenden Tabellen werden die korrigierten Lastkapazitäten verwendet

Dosis [Gy(Si)]	0 p	F	12,7	pF	19,5	pF	37,5	pF	60,5	pF
	Stand.	Opt.								
0	164	164	427	427	577	577	953	953	1372	1372
45	170		441		591		971		1432	
90	184		473		618		1019		1488	
180	214		505		655		1102		1539	
359	279		567		747		1219		1720	
674	359	227	701	557	890	781	1435	1220	2067	1854
1123	468	276	865	680	1116	960	1788	1511	2501	2281
2021	566	338	1163	840	1468	1168	2393	1856	3308	2768

Tabelle 6.5: Rauschen (ENC [Elektronen]) von Chip 4 bei Standard- und optimierten Einstellungen für verschiedene Dosen und Lastkapazitäten

Standardeinstellungen					
Rauschsockel $a = \alpha + \alpha_1 D$ [e ⁻]					
$\alpha [e^{-}]$	$lpha_1 \; [{ m e^-/Gy}]$	Korrkoeff.			
$169,06 \pm 0,89$	$0,2315\pm0,0022$	0,981			
Rausch	anstieg $b = \beta + \beta_1 D [e^-/$	'pF]			
$\alpha [e^-/Gy]$	$\alpha_1 \; [e^-/(Gy \; pF)]$	Korrkoeff.			
$20{,}50\pm0{,}08$	$(1,\!225\pm0,\!016)\ 10^{-2}$	0,9959			
optimierte Einstellungen					
Rauschsockel $a = \alpha + \alpha_1 D \ [e^-]$					
α [e ⁻]	$\alpha_1 \; [e^-/Gy]$	Korrkoeff.			
$166,\!42\pm1,\!44$	$(8,90\pm0,16)10^{-2}$	0,997			
Rauschanstieg $b = \beta + \beta_1 D [e^-/pF]$					
$\alpha \; [e^-/Gy]$	$\alpha_1 \; [e^-/(Gy \; pF)]$	Korrkoeff.			
$20,60 \pm 0,13$	$(1,0120 \pm 0,0001)10^{-2}$	0,996			

Tabelle 6.6: Geradenfit $ENC = (\alpha + \alpha_1 D) + (\beta + \beta_1 D)C$ für den Anstieg des Rauschsockels und des Rauschanstieges mit der Lastkapazität gegen die Dosis bei Chip 4 und bei Standard- und optimierten Einstellungen; in dieser Formel sind die Ergebnisse aus den vorigen Tabellen zusammengefaßt.

Dosis [Gy(Si)]	Scheitelpunktszeit bei 0 pF	
	μs	
45	0,9	
90	0,8	
180	0,8	
359	0,7	
674	0,7	
1123	0,6	
2021	0,55	

Tabelle 6.7: Verringerung der Scheitelpunktszeit bei konstanten Standardeinstellungen

	v_0	α	k
Chip 3	$1,0290 \pm 8 \cdot 10^{-9}$	$(0,5946 \pm 0,0003) \ 10^{-2}$	$0,66784 \pm 8 \cdot 10^{-9}$
Chip 4 (n. opt.)	$1,0571 \pm 1.10^{-6}$	$(0,85\pm45)~10^{-2}$	$0,66892 \pm 1.10^{-6}$
Chip 4 (opt.)	$1,\!0205\pm0,\!0003$	$(0,\!5291\pm0,\!0001)~10^{-2}$	2/3

Tabelle 6.8: Parametrisierung der Verstärkungskurve v gegen die Dosis D für die Chips 3 und 4; es wurde ein Ansatz $v = v_0/(1 + \alpha D^k)$ gewählt; bei dem letzten Fit wurde k=2/3 festgehalten.

	V_0	α	\boldsymbol{k}
	[V]	$[\operatorname{Gy}^{-k}]$	[1]
Chip 1, 3	$-2,009 \pm 0,004$	$(0,4283\pm0,0009)\ 10^{-2}$	$0,\!66661\pm0,\!00029$
Chip 2, 4	$-1,9254 \pm 0,0002$	$(0,\!4276\pm0,\!0001)~10^{-2}$	$0,66651 \pm 8 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 6.9: Parametrisierung der Spannungskurve von *Sh 13* gegen die Dosis *D* für alle untersuchten Chips; es wurde ein phänomenologischer Ansatz $V = V_0(1+\alpha D^k)$ gewählt; der *Sh 13*-Strom beträgt 50 μ A.

Kapitel 7

Auswertung und PSPICE-Simulation

7.1 Schwellenspannung und Beweglichkeit

Aufgrund des Fehlens geeigneter Teststrukturen (einzelne MOSFETs verschiedenen Typs) desselben Herstellungsprozesses ist die unmittelbare Bestimmung fundamentaler Transistorparameter (Schwellenspannung V_{Th} , Beweglichkeit $\overline{\mu}_n$, $\overline{\mu}_p$ der Ladungsträger im Kanal) nicht möglich. Es gelingt jedoch, die Schwellenspannungsverschiebung von n-MOSFETs und p-MOSFETs auf dem Chip sowie die Beweglichkeitsänderung mit Hilfe der gemessenen Stromquellenspannungsänderungen von Pa 9 und Sh 13 zu berechnen. Damit wird es möglich, den verwendeten Herstellungsprozeß mit anderen bezüglich seiner Strahlenhärte zu vergleichen. Für die folgenden Rechnungen gehen wir von einem leicht veränderten MOSFET-Modell [Gr, S. 3] aus, das den Unterschied der effektiven Schwellenspannungen der beiden Transistoren aufgrund des Substrateffektes [Gre, S. 77] berücksichtigt, der auftritt, wenn die Spannung zwischen dem Substrat und der Source $\neq 0$ ist. Nach diesem Modell gilt

$$I_D = \frac{\beta}{2n} (V_G - V_{Th})^2$$
 (7.1)

mit der effektiven Schwellenspannung

$$V_{Th}(V_{BS}) = V_{Th_0} + (1-n)V_{BS}$$
(7.2)

und der Abkürzung

$$\beta = \frac{W}{L} \overline{\mu}_n C_{Ox}$$

W,L Kanalbreite und -länge

 $\overline{\mu}$ Beweglichkeit der Ladungsträger im Kanal

 C_{Ox} Oxidkapazität pro Flächeneinheit

 V_{SB} Substrat-Source-Spannung

 V_{Th_0} Schwellenspannung bei einer Substrat-Source-Spannung von 0 V *n* Faktor, der den Effekt ortsgebundener Ladung im Kanal beschreibt Man beachte in Gl. 7.1 den gegenüber Gl. 3.2 zusätzlichen Faktor 1/2n Die Abb. 7.1 zeigt die interne Schaltung der Stromeingänge *Pa 9* und *Sh 13*. Für *Pa 9* gilt:

$$I = \frac{\beta}{2n} (U_1 - U_2 - V_{Th_0} - (1 - n)(V_{SS} - U_2))^2$$
(7.3)

$$I = \frac{\beta}{2n} \kappa (U_2 - V_{SS} - V_{Th_0})^2$$
(7.4)

und

$$\kappa = rac{W_2}{L_2}rac{L_1}{W_1}$$

Durch Wurzelziehen und geeignete Addition der Gleichungen 7.4 und 7.4 läßt sich U_2 eliminieren und man erhält

$$I = \frac{\beta \kappa}{2n(\sqrt{\kappa}+n)^2} (U_1 - V_{SS} - (n+1)V_{Th_0})^2$$
(7.5)

Es wurden für eine feste Dosis verschiedene Paare $(I^{\alpha}, U_1^{\alpha}), (I^{\beta}, U_1^{\beta}) \dots$ gemessen (siehe Abb. 6.12), die in Gleichung 7.5 eingesetzt einen Fit zur Bestimmung von

$$-(V_{SS}+(n+1)V_{Th_0})$$

und von

$$rac{W_1}{L_1}\overline{\mu}C_{Ox}rac{\kappa}{2n(\sqrt{\kappa}+n)^2}$$

ermöglichen. Es ist uns so möglich, V_{Th_0} sowie $\overline{\mu}$ relativ (d. h. normiert auf die Werte vor der Bestrahlung) zu bestimmen.

Empirisch fanden Sexton und Schwank [Sex] eine Beziehung zwischen der Ladungsträgerbeweglichkeit $\overline{\mu}$ und der Zunahme der Konzentration der Grenzflächenzustände ΔD_{It} der Form $\overline{\mu} = \overline{\mu_0}/(1 + \alpha \Delta D_{It})$. Da verschiedene Quellen (z. B. [Win]) von einer Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte ΔD_{It} mit der (Dosis)^{2/3} berichten, zeigt Abb. 7.2 die normierte Beweglichkeit $\overline{\mu}_n$ der nMOSFETs von Chips 3 und 4 gegen die (Dosis)^{2/3}; damit wird Abb. 7.2 vergleichbar mit Abb. 3.16. In Tabelle 7.2 sind die Parameter eines Fits der Meßwerte an die Formel

$$\overline{\mu} = rac{\overline{\mu_0}}{1+lpha D^k}$$

angegeben; der Exponent von 2/3 kann glänzend bestätigt werden. Die Abnahme der Beweglichkeit ist bei Chip 4 wegen der feldbedingten größeren Zunahme der Grenzflächenzustandskonzentration größer; dadurch nimmt auch die Steilheit g_m bei Chip 4 stärker als bei Chip 3 ab, und der größere Rauschanstieg wird bei dem bei der Bestrahlung unter Spannung stehenden Chip erklärbar (siehe Kap. 6, S. 60).

Analog zu oben kann aus den Stromquellenspannungen am Eingang Sh 13 die normierte Schwellenspannung V_{Th} und die Beweglichkeit $\overline{\mu}_p$ für die p-MOSFETs bestimmt werden. Wegen $\kappa=1$ und $V_{SS} \cong V_{DD}$ lautet die Endformel

$$I = \frac{\beta}{2n(1+n)^2} (U_1 - V_{DD} - (n+1)V_{Th_0})^2$$
(7.6)

Abb. 7.3 zeigt die normierte Beweglichkeit $\overline{\mu}_p$ der pMOSFETs von Chips 3 und 4 gegen die (Dosis)^{2/3}. Die großen Abweichungen einzelner Punkte von der Kurve sind durch

die mangelnde Genauigkeit beim Fit an die Punkte in Abb. 6.13 erklärbar, wo die Krümmung (die Beweglichkeit ist ja gerade ein Maß für die Krümmung der Kurve) wegen der gegenüber Abb. 6.12 geringeren Variation des Stromes nur ungenau erfaßt werden kann. Trotz der Abweichungen kann auch hier der Exponent 2/3 sehr gut identifiziert werden.

Außer n sind uns alle Konstanten bekannt; mit Hilfe des Programmes PSPICE (mehr dazu im nächsten Absatz), das den MOS-Transistor nach einem empirischen Modell [V1] beschreibt, konnten wir nach Erhalt der Transistormodellparameter [Y0] des verwendeten Prozesses n in einem kleinen Modellversuch bestimmen. Für T1, den oberen n-MOSFET in Abb. 7.1, ergibt sich n=1,190, für T2 n=1,244. Für die p-MOSFETs ergibt sich n=1,244. Diese Werte sind relativ niedrig, n liegt nach [Gr] zwischen 1,3 und 2,0. Mit einem einheitlichen n=1,244 für beide Transistorsorten ergibt sich vor der Bestrahlung für die n-MOSFETs

 $\begin{array}{rcl} V_{Th_0} & = & 0,77 \ \mathrm{V} \\ \overline{\mu_n} & = & 200 \ \mathrm{cm}^2/\mathrm{V}\cdot\mathrm{s} \end{array}$

und für die p-MOSFETs.

$$V_{Th_0} = -0,90 \text{ V}$$

 $\overline{\mu_p} = 120 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$

Bedingt durch das kleine n liegen die Werte für die Beweglichkeit relativ niedrig.

In Abb. 7.4 ist die Schwellenspannung V_{Th_0} der nMOSFETs von Chip 3 und Chip 4 gegen die Dosis aufgetragen. Man erkennt in Übereinstimmung mit Abb. 3.9, daß die Schwellenspannung des bei der Bestrahlung unter Spannung stehenden Chip 4 einen stärkeren Abfall als die des spannungslos bestrahlten Chip 3 aufweist. Ebenfalls erkennbar ist das Einschwenken der Schwellenspannungskurve aufgrund der Bildung von Grenzflächenzuständen (vgl. mit Abb. 3.9).

In Abb. 7.5 ist die Schwellenspannung V_{Th_0} der pMOSFETs von Chips 3 und 4 gegen die Dosis aufgetragen. Die Schwellenspannung beider Kurven verläuft bei kleinen Dosen ähnlich, bei dem letzten gemessenen Punkt biegt die Schwellenspannung der pMOSFETs auf Chip 4 in Übereinstimmung mit Abb. 3.9 nach oben ein.

7.2 PSPICE

PSpice [PSP 1] ist ein Simulationsprogramm für elektrische Schaltungen aus der Familie der SPICE-Programme, das von der Firma MicroSim speziell für den Einsatz auf Personal Computer konzipiert wurde. SPICE 2, von dem alle Programme dieser Familie abstammen, wurde an der University of California at Berkeley in den frühen 70iger Jahren entwickelt [PSP 2, S. 1]. Die Algorithmen von SPICE 2 waren beträchtlich schneller als die von Vorgängerprogrammen; sie finden auch in PSpice unverändert Verwendung.

Mit Hilfe von PSPICE erhofften wir uns ein besseres Verständnis der internen Veränderungen, die im VIKING 2-Chip aufgrund der Bestrahlung stattfanden. Wir simulierten unter Verwendung des VIKING-Schaltplans [Ny 2] und der Transistorparameter [Yo] einen Verstärkerkanal, bestehend aus Vorverstärker und Pulsformer. Die Untersuchungen sind zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht abgeschlossen; Probleme bereitet noch die Simulation des Vorverstärkers, dessen Bandbreite zu gering ist (bei 25 MHz ist die Verstärkung schon auf 1/3 des Plateauwertes abgefallen). Die Simulation des Pulsformers läuft hingegen ausgezeichnet.

Aufgrund der Ergebnisse im vorigen Abschnitt können zur Simulierung von Strahlenschäden zwei Parameter der MOSFET-Modelle verändert werden (siehe auch [PSP 2, S. 208]):

- 1. Schwellenspannung V_{Th}
- 2. Beweglichkeit $\overline{\mu}$

Wesentliches Ziel der Simulation ist, ein besseres Verständnis der starken Verstärkungsabnahme zu erreichen.

Mit PSPICE konnte dank der bekannten MOSFET-Parameter [Yo] die Konstante n, die neben einer Skalierung der Kennlinie den Substrateffekt (d. h. die Veränderung der Schwellenspannung von MOSFETs mit einer Substrat-Source-Spannung $\neq 0$) beschreibt, in einem Modellversuch gefunden werde.



Abbildung 7.1: Pa 9- und Sh 13-Stromeingang des VIKING 2-Chip



Abbildung 7.2: normierte Beweglichkeit $\overline{\mu}$ der Elektronen im Kanal von n-MOSFETs auf Chip 3 und Chip 4 gegen (Dosis)^{2/3}



Abbildung 7.3: normierte Beweglichkeit $\overline{\mu}_n$ der Löcher im Kanal von p-MOSFETs auf Chip 3 und Chip 4 gegen $(Dosis)^{(2/3)}$



Abbildung 7.4: Schwellenspannung V_{Th} von n-MOSFETs auf Chip 3 und Chip 4 gegen Dosis



Abbildung 7.5: Schwellenspannung V_{Th} von p-MOSFETs auf Chip 3 und Chip 4 gegen Dosis

	$\overline{\mu_{n_0}}$	α	k
	(normiert)	$[\mathrm{G}\mathrm{y}^{-k}]$	[1]
Chip 3	$0,\!9595\pm0,\!0001$	$(0,22778\pm0,0003)~10^{-2}$	$0,6661 \pm 0,0001$
Chip 4	$1,\!0178\pm0,\!0003$	$(0,30684\pm0,0009)\ 10^{-2}$	$0,\!66657\pm0,\!0009$

Tabelle 7.1: Anpassung der Formel $\overline{\mu_n} = \overline{\mu_{n_0}}/(1 + \alpha D^k)$ an die Kurve der Beweglichkeit $\overline{\mu_n}$ gegen Dosis; der Exponent k=2/3 der Literatur (siehe S. 30) wird durch die Messungen hervorragend bestätigt.

	$\overline{\mu_{p_0}}$	$\begin{bmatrix} \alpha \\ [Gv^{-k}] \end{bmatrix}$	<i>k</i> [1]
Chip 3	$0,830 \pm 0,015$	$(0,476 \pm 0,009) \ 10^{-3}$	$0,659 \pm 0,066$
Chip 4	$0,931 \pm 0,003$	$(0,976 \pm 0,010) \ 10^{-2}$	$0,666 \pm 0,211$

Tabelle 7.2: Anpassung der Formel $\overline{\mu_p} = \overline{\mu_{p_0}}/(1 + \alpha D^k)$ an die Kurve der Beweglichkeit $\overline{\mu_p}$ gegen Dosis; der Exponent k=2/3 der Literatur (siehe S. 30) wird auch bei den p-MOSFETs bestätigt.

Literaturverzeichnis

- [Be] Berkelman and Stone, Decays of B Mesons, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 41 (1991) 1
- [Ma] Ma, Dressendorfer, Ionizing Radiation in MOS Devices and Circuits, John Wiley and Sons (1989)
- [Beu] Beuville et al., Nucl. Instr. Meth. A288(1990) 157-167
- [MX3] R. A. L. Analogue Microelectronics MX3 Datenblatt
- [Dau] Dauncey et al. IEEE Trans. Nucl. Science, 35(1988), No. 1, 166-175
- [Se] Seller et al., IEEE Trans. Nucl. Science, 35(1988), No. 1, 176–180
- [Br] Breakstone et al., IEEE Trans. Nucl. Science, NS-34(1987), No. 1, 491-494
- [Wa] Walker et al., Nucl. Instr. Meth., 226(1984) 200-203
- [Ny] Nygård et al., Nucl. Instr. Meth., A301(1991) 506-516
- [Bu] Buttler et al., Nucl. Instr. Meth., A288(1990) 140-149
- [Schw] Schwank et al., IEEE Trans. Nucl. Science, NS-34(1984), No. 6, 1434-1438
- [Sex] Sexton et al. IEEE Trans. Nucl. Science, NS-32(1985), No. 6, 3975-3981
- [Win] P. S. Winokur et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-27(1980), No. 6, 1647-1650
- [San] Sansen, Nucl. Instr. Meth., A253(1987), 427-433
- [Ny 2] Nygård, VIKING 2-Schaltplan
- [Yo] K. Yoshioka, Telefax der Mietec 1,5µm-Prozeßparameter, 16. 06. 93
- [Bre] Brenner et al., VIKING Users guide
- [Ho 1] M. Hornung, Schaltplan für Stromquellen
- [Ho 2] M. Hornung, Schaltplan für analogen Verstärker
- [Bu] N. Bulian, Schaltplan für die Anpassung der digitalen Signale
- [So] A. Sold, Dosimetrische Messungen für die Inbetriebnahme des neuen Tierbestrahlungsgerätes im DKFZ

LITERATURVERZEICHNIS

- [Kl] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner, Stuttgart 1987
- [F1] D. M. Fleetwood et al. IEEE Trans. Nucl. Science, NS-36(1989), No. 6, 1963-1970
- [Ba] M. P. Baze et al. IEEE Trans. Nucl. Science, NS-37(1990), No. 6, 1818-1823
- [Wi] Fa. A. Wieser, Alanin/ESR-Dosimetrie-System
- [Hu] J. H. Hubbell, Int. J. Appl. Radiat. Isot. Vol. 33(1982), 1269-1290
- [Ge] C. Gerthsen, Physik, Springer Verlag 1964
- [Mü] R. Müller, Rauschen, Springer Verlag 1990
- [Gre] R. Gregorian, G. C. Temes, Analog MOS Integrated Circuits For Signal Processing, John Wiley and Sons (1986)
- [Cam] Introduction to IEEE 583-1975; The CAMAC Dataway
- [X1] Th. Kihm, User's Guide System-X1, Aug. 1988
- [Si] N. Bingefors, SIROCCO III, The Manual
- [Arg] The ARGUS Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A275(1989), 1-48
- [Eh] K. Ehret, Dissertation, Jun. 1993
- [Knö] K. T. Knöpfle, W. Fallot-B. et al., Radiation Effects on a CMOS Preamplifier/Readout Chip, Vortrag auf dem International Gallium-Arsenide Workshop, Freiburg (1993)
- [Sta] J. C. Stanton, IEEE Trans. Nucl. Science, 36(1989)522
- [Cat] P. W. Cattaneo et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 23A(1991) 313-318
- [Ya] R. J. Yarema et al., IEEE Trans. Nucl. Science, NS-37(1990), No. 2, 434-438
- [TS] Halbleiter-Schaltungstechnik, U. Tietze, Ch. Schenk, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 4. Auflage 1978
- [Gr] P. R. Gray et al., Analog MOS Integrated Circuits II, IEEE Press, Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., New York
- [V1] A. Vladimmrescu et. al., The Simulation of MOS Integrated Circuits Using SPI-CE2, Memorandum No. M80/7, Feb. 1980
- [PSP 1] PSPICE 4.05 ©1991 Microsim Corp.
- [PSP 2] PSPICE MicroSim Corp. Handbuch