Das Auslesesystem eines DEPFET–Detektorsystems und erste Messungen

Diplomarbeit

am Lehrstuhl für

Experimentelle Physik V

des Fachbereichs Physik

der Universität Dortmund

vorgelegt von

Ingo Schäfer

8. Dezember 1998

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

In der Biomedizin ist die Autoradiographie ein gebräuchliches Verfahren. Hierbei wird eine Gewebeprobe mit radioaktiven Elementen markiert und aus der Verteilung dieser sogenannten Marker in der Probe werden Aufschlüsse bezüglich des Gewebes selbst erwartet. Abbildung 1 zeigt links ein Autoradiogramm von zwei mit Schwefel markierten Haaren. Das rechte Bild zeigt mehrere Flächen mit dem radioaktiven Isotop ^{14}C. Die beiden Bilder sind mit einem Streifenzähler–Detektor aufgenommen worden und zeigen eine Ortsauflösung von weniger als 50 μm.

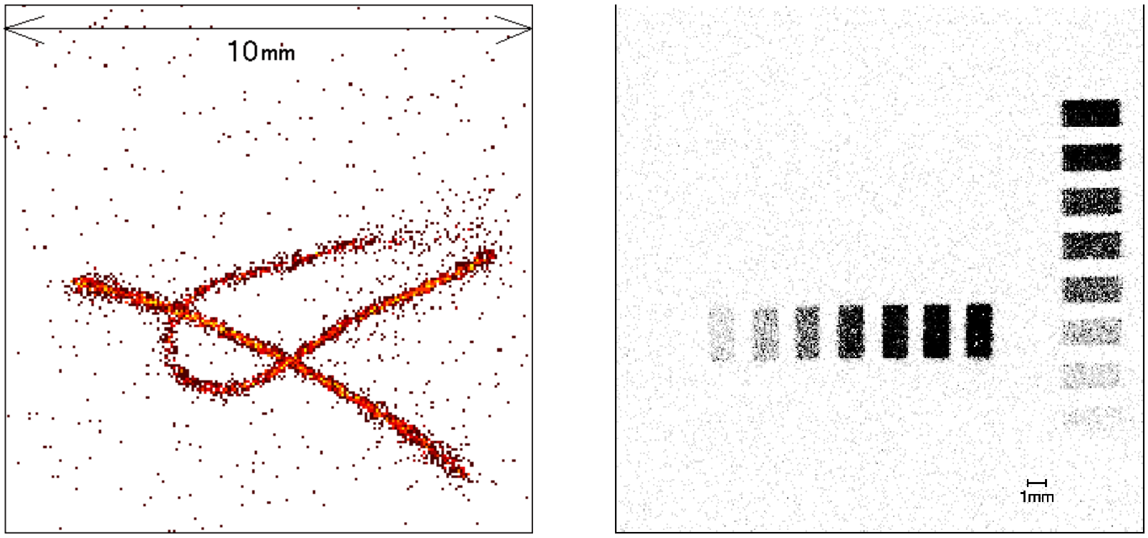


Abbildung 1: Mit einem Streifenzähler–Halbleiterdetektor aufgenommene Autoradiogramme. Links im Bild ist das Autoradiogramm von zwei mit Schwefel markierten Babyhaaren zu sehen [22]. Rechts im Bild ist eine Aufnahme von ^{14}C–Mikroskalen zu sehen [22].

Gegenüber der konventionellen, filmbasierten Autoradiographie bietet der Einsatz von Halbleiterdetektoren vor allem folgende Vorteile [22], [18]:

- Linearität der Bildgebung bezüglich der Dosis,
- hohe Nachweiseffizienz, was kürzere Belichtungszeiten ermöglicht,

- hohe Auslesegeschwindigkeit (ca. 1000 Bilder pro Sekunde), was eine zeitaufgelöste Autoradiographie ermöglicht,
- zusätzliche Energieauflösung, was eine gleichzeitige Verwendung mehrerer Marker ermöglicht (siehe Abbildung 2).

In der physikalischen Grundlagenforschung werden Halbleiterdetektoren schon seit den fünfziger Jahren eingesetzt, so daß bereits Erfahrungen im Umgang mit diesen vorhanden sind. Ein auf Halbleiterdetektoren basierendes Autoradiographiesystem konnte bereits erfolgreich in Betrieb genommen werden[1] [22]. Dieses System verwendet Streifenzähler und erzielt eine Energieauflösung von etwa 5 keV.

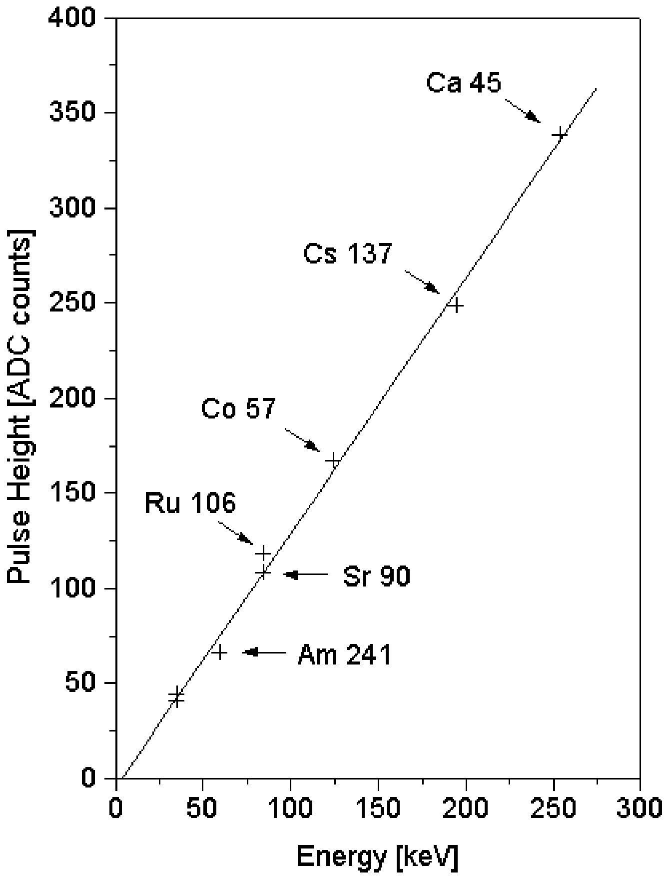


Abbildung 2: Energieauflösung des Streifendetektorsystems [22]. Diese Abbildung zeigt die Abhängigkeit des Ausleseergebnisses (ADC–Ergebnis) von der im Detektor deponierten Energie.

Durch den Übergang von Streifenzählern auf DEPFET[2]–Pixel-Detektoren läßt sich das für Streifenzähler typische Problem der Mehrfachtreffer eliminieren. Zusätzlich bieten

---

[1] Bioscope der Firma IDE AS, Norwegen.

[2] DEPFET = **dep**leted **f**ield **e**ffect **t**ransistor.

diese Detektoren eine höhere Energieauflösung. Damit wird es möglich, auch den in der Biomedizin wichtigen Marker Tritium nachzuweisen. Dieser ist für die Biomedizin besonders interessant, weil Tritium Wasserstoffatome im Wasser ersetzen kann. Die Verteilung dieses Wassers in Gewebeproben läßt sich dann nachweisen.

An einzelnen Pixeln konnte am Max–Planck–Institut für Physik in München bereits ein Rauschen von ENC (ENC = **e**quivalent **n**oise **c**harge) $\approx$ 20 e^- bei Zimmertemperatur nachgewiesen werden [12]. Im Rahmen des Forschungsverbundes „Mikrosensorik" des Landes NRW[3] wird an der Entwicklung eines solchen DEPFET–basierten Autoradiographiesystems gearbeitet. Das Ziel dieser Arbeit war es, ein System aufzubauen, das die Steuerung und Auslese von DEPFET–Matrizen erlaubt. Dazu standen vom Halbleiterlabor des Max–Planck–Institutes für Physik und extraterrestrische Physik produzierte Einzelpixel und Detektormatrizen zur Verfügung.

---

[3] Forschungsverbund Halbleiter–Mikrosensorik Nordrhein–Westfalen der Universitäten Bochum, Bonn, Dortmund, Siegen und Wuppertal.

Kapitel 1

Theorie eines DEPJFET–Detektors

Der DEPJFET[1] ist ein Halbleiterdetektor, bei dem die erste Verstärkerstufe gleich in den Detektor integriert worden ist. Dadurch erübrigt sich die sonst nötige Anpassung des Verstärkers an den Detektor und parasitäre Kapazitäten zwischen diesen beiden Elementen fallen weg. Somit wird er sehr rauscharm, was eine exzellente Energieauflösung ermöglicht. Die Grundlagen eines solchen Detektors sollen in diesem Kapitel erarbeitet werden.

1.1 Halbleitergrundlagen

Die elektrischen und optischen Eigenschaften eines Stoffes ergeben sich im wesentlichen aus den möglichen Energieniveaus, die die Elektronen dieser Stoffe einnehmen können. Bei Gasen sind die Atome bzw. Moleküle isoliert voneinander und die Eigenschaften des Stoffes sind bestimmt durch die Eigenschaften eines einzelnen Atoms bzw. Moleküls. Hier gibt es aber nur sehr wenige erlaubte Energieniveaus, was zu diskreten Linien führt. Bei Festkörpern hingegen sind die einzelnen Atome durch die elektromagnetische Wechselwirkung aneinander gebunden. Hier muß auch der Einfluß der anderen Atome berücksichtigt werden. Die möglichen Energien, die die Elektronen annehmen können, ergeben sich aus der Lösung der Schrödinger–Gleichung. Wegen der immensen Zahl von Atomen in einem Festkörper ergeben sich hieraus Energiebänder. Das höchste, zumindest teilweise mit Elektronen gefüllte Band wird als Valenzband, das nächsthöhere unbesetzte als Leitungsband bezeichnet. Als weitere Folge ergibt sich bei Halbleitern und Isolatoren ein Energiebereich, in dem keine erlaubten Energieniveaus liegen. Dieser wird häufig als Bandlücke oder verbotene Zone bezeichnet. Sie hat einen ganz wesentlichen Einfluß auf die Eigenschaften des Festkörpers.

Bei Halbleitern und Isolatoren trennt die verbotene Zone das bei der Temperatur $T = 0$ K vollbesetzte Valenzband vom leeren Leitungsband. Verläßt ein Elektron das Valenzband,

---

[1] DEPJFET = **dep**leted **j**unction **f**ield **e**ffect **t**ransistor. Zur genauen Unterscheidung zwischen DEPFET und DEPJFET siehe Kapitel 1.5.

hinterläßt es dort ein „Loch“. Dieses verhält sich weitgehend analog zum Elektron, allerdings mit positiver Ladung. Im thermischen Gleichgewicht wird die Besetzungswahrscheinlichkeit der Energiezustände E durch die Fermi–Dirac–Verteilung beschrieben [3]:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} \tag{1.1}$$

mit

k_B = Boltzmann–Konstante,
T = Temperatur,
E_F = Fermi–Energie.

Die mittlere thermische Energie $E_{therm} = k_B T$ beträgt bei Zimmertemperatur nur etwa 0,026 eV. Dies ist deutlich kleiner als die Bandlücke (1,12 eV für Silizium). Dementsprechend gibt es bei Zimmertemperatur nur sehr wenige besetzte Zustände im Leitungsband.

Tabelle 1.1: Ionisierungsenergien für Donatoren (E_D) und Akzeptoren (E_A) in Silizium [24].

Donatoren	$\frac{E_D}{eV}$	*Akzeptoren*	$\frac{E_A}{eV}$
Li	0,033	B	0,045
Sb	0,039	Al	0,067
P	0,045	Ga	0,072
As	0,054	In	0,160

Durch gezieltes Hinzufügen von „Verunreinigungen“ lassen sich allerdings zusätzliche Zustände innerhalb der verbotenen Zone schaffen, welche die zur Ionisierung benötigte Energie deutlich verkleinern (siehe Tabelle 1.1). Hierbei unterscheidet man zwischen sogenannten Donatoren und Akzeptoren. Donatoren, wie zum Beispiel Phosphor oder Arsen, besitzen ein Elektron mehr in der äußeren Schale als Silizium und liefern zusätzliche Energiezustände knapp unterhalb des Leitungsbandes. Dies erleichtert die Anregung eines Elektrons ins Leitungsband. Ähnlich führen Akzeptoren, zum Beispiel Bor, zu weiteren Energieniveaus knapp oberhalb des Valenzbandes und der verstärkten Produktion von Löchern dort. Die Dotierungskonzentrationen liegen typischerweise um einige Größenordnungen höher als die intrinsische Ladungsträgerkonzentration (zum Beispiel $1,5 \cdot 10^{10}$ cm^{-3} für Silizium). Darum wird die Leitfähigkeit vor allem durch die Dotanden bestimmt.

1.2 Einfache Halbleiterdetektoren

Eine wichtige Halbleiterstruktur ist der pn–Übergang. Dazu werden zwei entgegengesetzt dotierte Halbleiter miteinander verbunden, wobei die entstehende Struktur das Verhalten einer Diode zeigt. Häufig wird ein solcher Übergang durch eine Ionenimplantation realisiert. Ein n–dotiertes Substrat wird z.B. mit Bor–Ionen beschossen, welche Siliziumatome auf ihren Gitterplätzen ersetzen und so eine p–Dotierung erzeugen. Bei einer solchen Herstellungsmethode bietet das Modell des abrupten Übergangs eine gute Näherung. Abbildung 1.1 zeigt ein schematisches Bild eines solchen pn–Übergangs. In dem unteren Teil des Diagramms sind für diese Struktur wichtige physikalische Größen in Abhängigkeit des Ortes aufgetragen. Betrachtet man den Bereich um die Grenzschicht zwischen den beiden Dotierungen, so ist zu erkennen, daß sich auch ohne weitere äußere Einflüsse eine Raumladungszone aufbaut. Die Ursache hierfür ist ein Diffusionsstrom. Durch thermische Bewegung diffundieren einige Elektronen aus dem n–Gebiet in das p–Gebiet hinein und rekombinieren dort mit Löchern. Analog diffundieren auch Löcher aus dem p–Bereich in den n–Bereich, um dort mit Elektronen zu rekombinieren. Zurück bleiben in beiden Fällen fest in das Kristallgitter eingebundene geladene Atomrümpfe, negative im p–Gebiet und positive im n–Gebiet.

Das daraus resultierende elektrische Feld bewirkt zwei Dinge. Zum einen erzeugt es einen dem Diffusionsstrom entgegengesetzten Strom aus thermisch im n–Gebiet generierten Löchern bzw. im p–Gebiet erzeugten Elektronen. Zum zweiten hemmt es den Diffusionsstrom durch den Aufbau einer Potentialbarriere. Letzterer verringert sich so weit, bis er betragsmäßig gleich dem Generationsstrom ist und sich so ein dynamisches Gleichgewicht einstellt. Die so ohne äußere Einflüsse entstandene Potentialdifferenz wird als eingeprägte Spannung $\mathrm{V_{bi}}$[2] bezeichnet und berechnet sich entsprechend Gleichung 1.2 [24]:

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{q} ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \tag{1.2}$$

mit

$\mathrm{k_B}$ = Boltzmann–Konstante,
T = Temperatur,
q = Elementarladung,
$\mathrm{N_A}$ = Akzeptorenkonzentration,
$\mathrm{N_D}$ = Donatorenkonzentration,
$\mathrm{n_i}$ = intrinsische Ladungsträgerkonzentration.

Da in dem Bereich der Raumladungszone entstehende Ladungsträger sofort durch das elektrische Feld abgezogen werden, wird dieser Bereich häufig auch als Verarmungs– oder Depletionszone bezeichnet. Die Weite dieser Zone ergibt sich aus Gleichung (1.3) [24]:

---

[2] von: built in voltage.

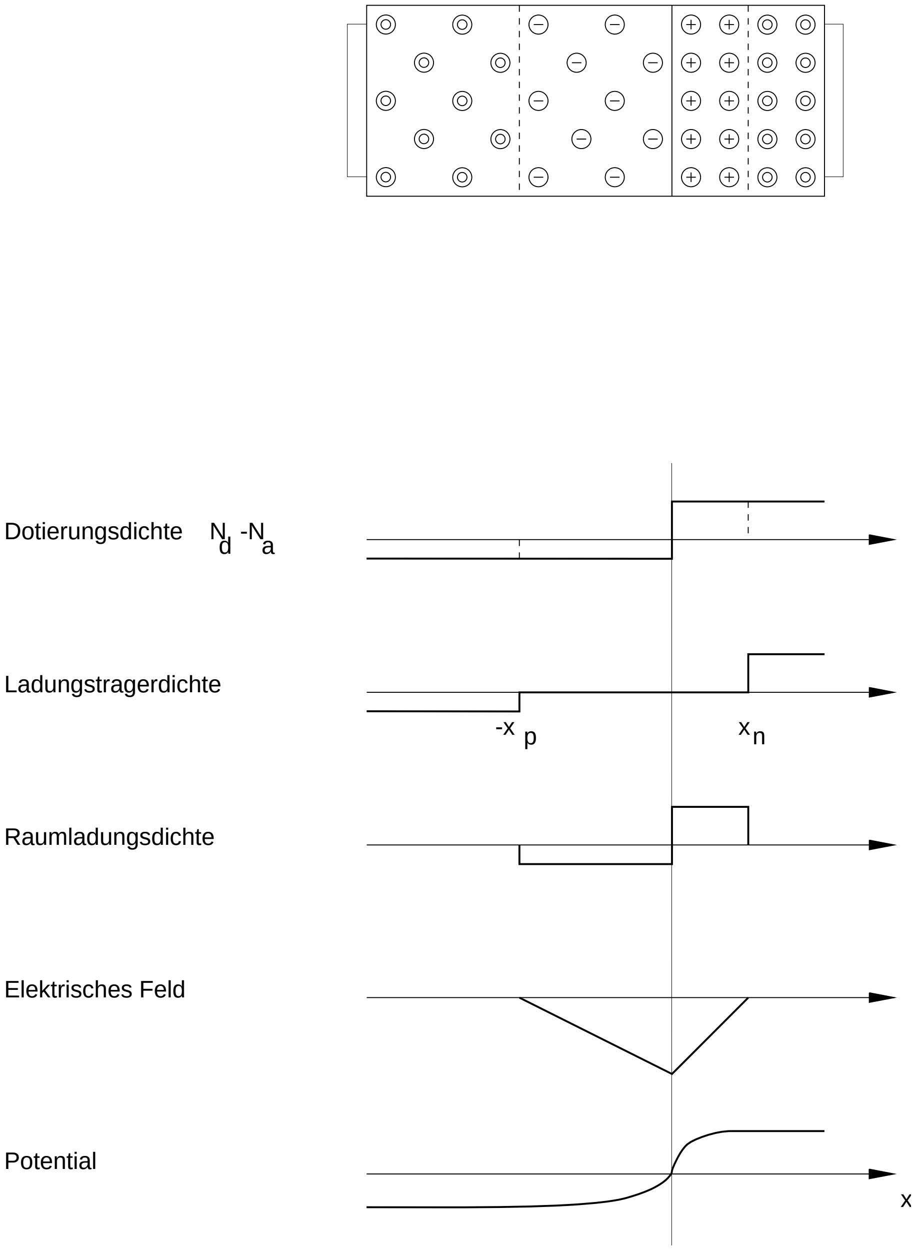


Abbildung 1.1: Verlauf wichtiger physikalischer Größen im Bereich eines pn–Übergangs [19].

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q}\left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right) V_{bi}} \tag{1.3}$$

mit

ϵ_0 = elektrische Feldkonstante,
ϵ_r = Dielektrizitätskonstante des Materials,
q = Elementarladung,
$\mathrm{N_A}$ = Akzeptorenkonzentration,
$\mathrm{N_D}$ = Donatorenkonzentration,
$\mathrm{V_{bi}}$ = eingeprägte Spannung.

Legt man nun an die externen Elektroden eine $\mathrm{V_{bi}}$ gleichgerichtete Spannung an, wird die Potentialbarriere weiter erhöht und der Diffusionsstrom verringert sich entsprechend. Der Generationsstrom bleibt hiervon unbeeinflußt, so daß nun ein Strom durch die Diode fließt, der sogenannte Sperrstrom. Die Weite der Verarmungszone vergrößert sich entsprechend [24].

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q}\left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right)(V_{bi} + V_{ext})} \tag{1.4}$$

mit

ϵ_0 = elektrische Feldkonstante,
ϵ_r = Dielektrizitätskonstante des Materials,
q = Elementarladung,
$\mathrm{N_A}$ = Akzeptorenkonzentration,
$\mathrm{N_D}$ = Donatorenkonzentration,
$\mathrm{V_{bi}}$ = eingeprägte Spannung,
$\mathrm{V_{ext}}$ = angelegte Spannung.

Kehrt man die Polarität der von außen angelegten Spannung um, erhöht sich der Diffusionsstrom exponentiell, und es fließt ein dem Sperrstrom entgegengesetzter Strom. Um eine Halbleiterdiode als Detektor einzusetzen, erzeugt man häufig eine hochdotierte Schicht (zum Beispiel p–Schicht auf n–Substrat) und legt eine hohe Spannung in Sperrichtung an. In diesem Fall ($\mathrm{N_A} \gg \mathrm{N_D}; \mathrm{V_{ext}} \gg \mathrm{V_{bi}}$) vereinfacht sich Gleichung 1.4 zu:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q}\left(\frac{1}{N_D}\right)V_{ext}}. \tag{1.5}$$

Die Verarmungszone breitet sich dann überwiegend in das niedriger dotierte n–Substrat aus. Werden nun in dieser Verarmungszone durch einen Teilchendurchgang Elektron–Loch–Paare erzeugt, werden diese zu den jeweiligen Elektroden gezogen und können dort als zusätzlicher Stromfluß nachgewiesen werden. Für die Erzeugung von Ladungsträgerpaaren müssen zwei unterschiedliche Arten von Strahlung unterschieden werden:

- Durchgang bzw. Absorption von geladenen Teilchen
- Durchgang bzw. Absorption von γ-Strahlung

Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron–Loch–Paares ist bei Silizium etwa 3,6 eV. Sie setzt sich zusammen aus der Anregungsenergie, der Energie zur Erzeugung eines oder mehrerer Phononen und der kinetischen Energie des Elektron–Loch–Paares. Beim Durchgang von γ-Strahlung durch den Detektor kann Energie über Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung abgegeben werden. Bei den für uns wichtigen Energien < 100 keV dominiert der Photoeffekt. Beim Durchgang von geladenen Teilchen können Ionisation, Bremsstrahlung, Čerenkov- und Übergangsstrahlung auftreten, wobei im Bereich E < 10 MeV die Ionisation überwiegt. Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [23].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{N_A e^4 z^2 Z}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2 A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left\{ \frac{1}{2} ln \left[\frac{2 m_e c^2 \beta^2 T_{max}}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \right\} \tag{1.6}$$

βc = Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens,
ze = Ladung des einfallenden Teilchens,
e = Elementarladung,
$\mathrm{m_e}$ = Ruhemasse des Elektrons,
c = Lichtgeschwindigkeit,
ϵ_0 = elektrische Feldkonstante,
Z = Ordnungszahl des Mediums,
A = Massenzahl des Mediums,
$\mathrm{N_A}$ = Avogadro–Zahl,
I = mittleres Ionisationspotential ($I \approx 172\ eV$ für Silizium),
$\mathrm{T_{max}}$ = maximale kinetische Energie, die auf ein freies Elektron übertragen werden kann,
δ = Dichteeffekt–Korrektur.

Der Energieverlust durch Ionisation ist eine Funktion der Geschwindigkeit v = βc des Teilchens und unabhängig von dessen Masse. Im nichtrelativistischen Bereich nimmt $\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}}$ etwa mit $\beta^{-\frac{5}{3}}$ ab. Der Energieverlust ist minimal bei p $\approx$ 4 $\mathrm{m_0}$c mit etwa 3,8 $\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{cm}}$. Im höherenergetischen Bereich steigt $\frac{dE}{dx}$ nur noch schwach an ($\approx$ 10% für Silizium), so daß man Teilchen in diesem Energiebereich in der Regel als minimal ionisierende Partikel (MIP) betrachtet. Ein solches MIP deponiert in einem 300 μm dicken Detektor im Mittel etwa 117 keV. Die Energieverlustverteilung ist wegen des Auftretens von sogenannten δ-Elektronen asymmetrisch [15]. Der wahrscheinlichste Energieverlust ist geringer als der mittlere Energieverlust, so daß ein MIP am wahrscheinlichsten etwa 23300 Elektronen in einem solchen Detektor erzeugt.

Bei kleineren Energien (< 10 keV) müssen auch Schalenkorrekturen berücksichtigt werden, die in Gleichung 1.6 noch nicht enthalten sind [23].

Nimmt man an, daß die Anzahl der bei einem solchen Durchgang entstehenden Ladungsträgerpaare normalverteilt ist, erwartet man einen statistischen Fehler von $\sigma\left(\mathrm{N}\right) = \sqrt{\mathrm{N}}$. Experimentell hat sich aber gezeigt, daß bei einigen Detektortypen ein deutlich geringerer Fehler auftritt. Dieser wird durch den Fano–Faktor beschrieben [15].

$$F = \left(\frac{beobachteteAuflösung}{erwarteteAuflösung}\right)^2 \tag{1.7}$$

Für Siliziumdetektoren liegt dieser Wert bei F = 0,115.

1.3 Das Prinzip der Seitwärtsdepletion

Die [6] 1984 eingeführte Methode der Seitwärtsdepletion ermöglicht im Gegensatz zur einfachen Diode die Einstellung einer Potentialminimumsebene an beliebiger Stelle im Detektor. Hierdurch werden Elektron–Loch–Paare nicht nur einfach getrennt, sondern die Elektronen können gezielt in dieser Ebene gesammelt werden. Die einzelnen Schritte verdeutlicht Abbildung 1.2. In dieser Abbildung ist in der linken Hälfte schematisch ein Schnitt durch einen Halbleiterdetektor dargestellt, welcher die verarmten und nicht verarmten Gebiete deutlich macht. $\mathrm{V_u}$[3] und $\mathrm{V_d}$[4] bezeichnen das Potential an der Ober– beziehungsweise an der Unterseite des Detektors. Bei der Seitwärtsdepletion wird ein Detektor von zwei Seiten gleichzeitig verarmt. Indem man ein n–dotiertes Substrat auf beiden Seiten mit einer p–Schicht versieht, kann man es durch Anlegen einer Sperrspannung von oben und unten gleichzeitig verarmen. Die Lage des Potentialminimums läßt sich aus der eindimensionalen Poisson–Gleichung bestimmen.

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\phi\left(x\right) = \frac{\rho\left(x\right)}{\epsilon_0\epsilon_r} \tag{1.8}$$

mit

ϕ = Potential,
x = Ort,
ρ = Ladungsdichte,
ϵ_0 = elektrische Feldkonstante,
ϵ_r = Dielektrizitätskonstante des Materials.

Als Annahmen fließen dabei ein:

---

[3] von: up = oben.

[4] von: down = unten.

1. $\rho\left(\mathrm{x}\right)=\rho_0=\mathrm{const.}$: konstante Ladungsdichte $q\cdot N_D$,
2. $\phi\left(0\right)=\mathrm{V_u}$: Potential an der Oberseite (up),
3. $\phi\left(\mathrm{d}\right)=\mathrm{V_d}$: Potential an der Unterseite (down).

Hieraus ergibt sich ein Potentialverlauf

$$\phi\left(x\right)=\frac{\rho}{2\epsilon_0\epsilon_r}\left(d-x\right)x+\frac{V_d-V_u}{d}x+V_u \tag{1.9}$$

mit dem Minimum bei

$$x_{min}=\frac{d}{2}+\frac{V_d-V_u}{d}\cdot\frac{\epsilon_0\epsilon_r}{\rho}. \tag{1.10}$$

1.4 Der JFET

Der JFET[5] ist ein unipolares Bauteil. In einem p–JFET fließt ein Löcherstrom zwischen den zwei Kontakten Source[6] und Drain[7] durch einen p–dotierten Kanal (siehe Abbildung 1.3). Gesteuert wird dieser Strom, neben der Drain-Source-Spannung, durch n–dotierte Gebiete an zwei Seiten des Kanals, die Gates[8]. Durch Anlegen einer Sperrspannung kann die Verarmungszone an dem pn–Übergang weiter in den Kanal ausgeweitet werden. Dadurch werden dem Kanal Ladungsträger entzogen und der Strom nimmt bei unveränderter Drain–Source–Spannung ab. Dies kann sogar so weit gehen, daß der Kanal ab einer Abschnürspannung $\mathrm{V_{po}}$[9] vollständig verarmt ist und überhaupt kein Strom mehr fließt. Da ohne Anlegen einer Steuerspannung Strom durch den Transistor fließen kann, werden solche JFETs auch als selbstleitend bezeichnet. Es gibt auch n–Kanal–JFETs sowie selbstsperrende JFETs, aber in dieser Diplomarbeit werden ausschließlich selbstleitende p–Kanal–JFETs verwendet.

Die zweite Steuermöglichkeit für einen JFET besteht in der Variation der Drain–Source–Spannung. Im linken Bereich ist jeweils ein Schnitt durch einen Feldeffekttransistor gemacht, der auch den Kanal und die Depletionszonen zeigt. Bei jetzt fester Gate–Source–Spannung zeigt der JFET bei kleinen Drain–Source–Spannungen ein lineares Verhalten

---

[5] JFET = **j**unction **f**ield **e**ffect **t**ransistor.

[6] von source = Quelle.

[7] von Drain = Abfluß.

[8] von gate = Tor.

[9] von: pinch off voltage.

Abbildung 1.2: Prinzip der Seitwärtsdepletion mit Potential– und Feldstärkeverlauf. Schraffierte Gebiete sind undepletiert [14].

(siehe Abbildung 1.4 (a)). Bei zunehmender Drain–Source–Spannung vergrößern sich die Depletionszonen in der Nähe der Drain, so daß sie den Kanal spürbar verengen. Dadurch wird der Stromanstieg geringer bis der Kanal nahezu vollständig abgeschnürt ist (siehe Abbildung 1.4 (b)). Ab dieser Sättigungsspannung bleibt der Stromfluß, unabhängig von einer weiteren Erhöhung der Drain–Source–Spannung, nahezu konstant. Ein leichter Anstieg ergibt sich aus der Tatsache, daß eine weitere Erhöhung der Spannung den Kanal zwar nicht weiter verengt, aber durch eine Verbreiterung der Verarmungszone jetzt auch weiter zur Source hin verkürzt, was durch die Kanallänge L' an Stelle von L kenntlich gemacht wird (siehe Abbildung 1.4 (c)). Bei einer Erhöhung der Drain–Source–Spannung über die Durchbruchspannung hinaus, ergibt sich eine rapide Zunahme des Stromflusses.

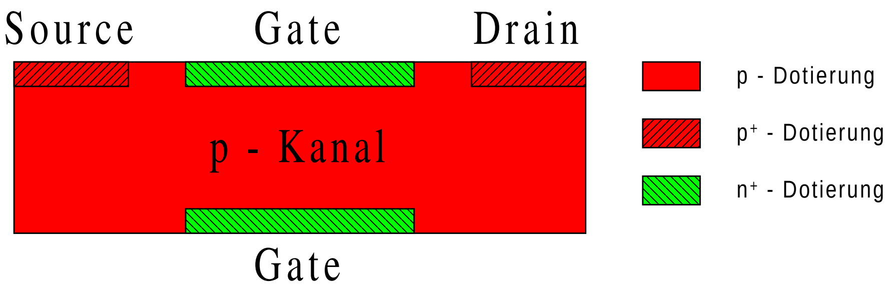


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung eines JFET.

Dies liegt daran, daß Löcher aus der Source unterhalb des Kanals zur Drain wandern.

1.5 Der DEPJFET

Die Signale, die ein einfacher Halbleiterdetektor liefert, sind so klein, daß sie noch nachträglich verstärkt werden müssen. Dazu werden häufig FETs als erste Verstärkerstufe verwendet. Da sich sowohl FETs als auch Halbleiterdetektoren aus Silizium herstellen lassen, lag es nahe, beide auf einem Substrat zusammenzubringen [10]. Die ersten realisierten Detektoren mit integriertem Verstärker waren auf Grund der einfacheren Herstellung DEPMOSFETs[10] [11], [16]. Mittlerweile konnten auch DEPJFET–Detektoren erfolgreich betrieben werden [5]. Diese haben neben einem verbesserten Rauschverhalten auch den Vorteil einer größeren Strahlenhärte gegenüber MOSFETs. In dieser Arbeit werden ausschließlich p–Kanal–DEPJFETs untersucht. Insofern wird im folgenden auf die genaue Unterscheidung zwischen DEPJFETs und DEPMOSFETs verzichtet und nur allgemein von DEPFETs die Rede sein. Die in dieser Arbeit verwendeten DEPFETs haben einen prinzipiell gleichen Aufbau (siehe Abbildung 1.6). Um die kreisförmige, p–dotierte Source herum befindet sich ein n–dotierter Gatering. Dieser wiederum wird von dem quadratischen, p–dotierten Draingebiet umschlossen, in dem sich vier Löschkontakte befinden. Der bisher beschriebene Bereich ist der eigentliche Detektorbereich. Um ihn herum ist noch ein p–dotierter Guardring angebracht sowie zwei n–dotierte Substrat–Kontakte, Inbulk und Outbulk. Die Bezeichnung In– beziehungsweise Outbulk ist immer auf einen betrachteten Detektor bezogen. Der Inbulk befindet sich dabei innerhalb des Guardringes, während der Outbulk außerhalb liegt. Die in dieser Arbeit untersuchten Detektoren verwenden p–Kanal–JFETs, bei denen unterhalb des Kanals noch eine Verstärkung der n–Dotierung vorgenommen worden ist[11], vor allem im Bereich des externen Gates (siehe Abbildung 1.6). Dies erhöht noch die Sammelwirkung und dieser zusätzlich verstärkte Bereich wird als internes Gate bezeichnet. Über eine Seitwärtsdepletionsstruktur wird eine Potentialminimumsebene in der Nähe dieser Verstärkungszone geschaffen. Durch die

---

[10] DEPMOSFET = **dep**leted **m**etal **o**xide **s**ilicon **f**ield **e**ffect **t**ransistor.

[11] Diese Verstärkungszone wird auch als deep–n bezeichnet.

Abbildung 1.4: Ausgangskennlinienfeld eines n–JFETs. Teil a): kleine Drain–Source–Spannungen V_D; Teil b): V_D entspricht der Sättigungsspannung V_{Dsat}; Teil c): V_D ist größer als V_{Dsat}; d): Hier wird auch die Gate–Spannung variiert. Bei einem p–Kanal–JFET sind sämtliche p– und n–Dotierungen vertauscht sowie alle Ströme und Spannungen entgegengerichtet [24].

Elektronensammlung im internen Gate baut sich dort ein Potential auf, das ähnlich einer Spannungsänderung am externen Gate den Stromfluß durch den Kanal ändert. Abbildung 1.5 verdeutlicht den Vorgang der Ladungssammlung. Elektronen und Löcher werden durch den im rechten Teil dargestellten Potentialverlauf auf Grund ihrer entgegengesetzten Ladung getrennt. Die Elektronen sammeln sich in der Substratverstärkung deep–n (hier als dn bezeichnet).

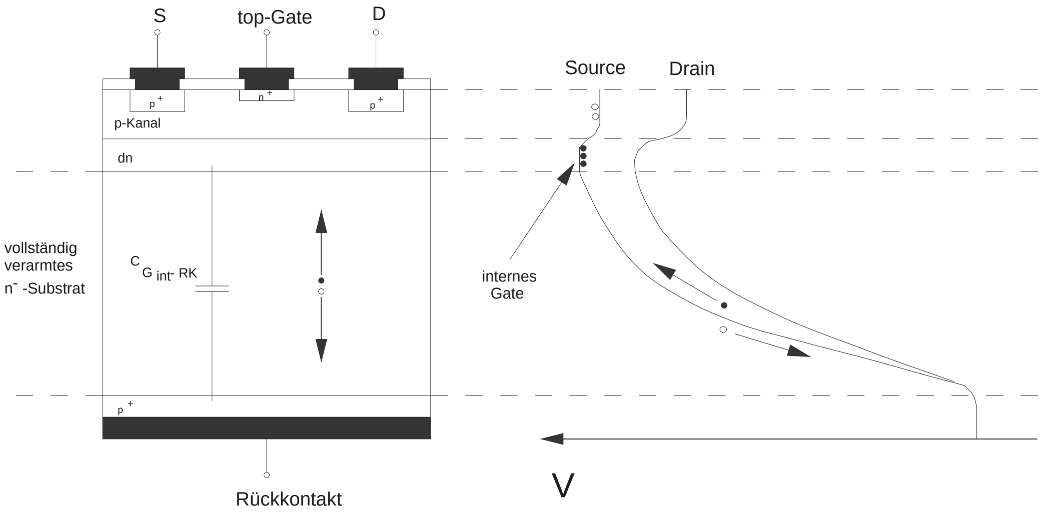


Abbildung 1.5: Detektor mit dem Potentialverlauf unter Drain und Source. $C_{G,int,RK}$ = Kapazität zwischen Rückkontakt und internem Gate [8].

1.6 Der Löschvorgang

Damit der Detektor nicht insensitiv für weitere erzeugte Ladungsträger wird, müssen die gesammelten Elektronen wieder aus dem internen Gate entfernt werden. Dafür gibt es zwei unterschiedliche Möglichkeiten. Bei einem continuous clear–DEPFET[12] werden die Elektronen ständig aus dem internen Gate abgezogen. Dies geschieht über einen hochdotierten n–Kontakt in der Nähe des Gates. Dieser ist durch den p–Kanal vom internen Gate getrennt. Durch Anlegen einer positiven Spannung an den Clear–Kontakt wird die durch zwei pn–Übergänge entstehende Potentialbarriere so weit verkleinert, daß sie von thermisch angeregten Elektronen überwunden werden kann. Diese Art des Löschens erfordert eine ständige Auslese, die sehr schnell abläuft und zu keinerlei Totzeiten führt. Continuous clear–DEPFETs eignen sich zum Beispiel für den Einsatz in Experimenten der Elementarteilchenphysik mit ihren hohen Ereignisraten.

Bei pulsed clear–DEPFETs[13] werden die Elektronen nur zu festgelegten Zeiten, dafür aber sehr schnell aus dem internen Gate entfernt. Hierfür liegt der Clear–Kontakt die meiste Zeit auf 0 V. Dann sind der Clear–Kontakt und das interne Gate durch eine Potentialbarriere voneinander getrennt und es werden keine Elektronen aus dem internen Gate abgezogen. Diese Potentialbarriere entsteht dadurch, daß das Potential unter der Drain negativer ist als unter dem Gate. Zum Löschen wird dann eine hohe Spannung (typischerweise 15 V für ca. 1 μs) an den Clear–Kontakt angelegt, was die Potentialbarriere zwischen internem Gate und Clear–Kontakt aufhebt. Dadurch können innerhalb kurzer Zeit sämtliche Elektronen aus dem internen Gate entfernt werden. Abbildung

---

[12] von: continuous = gleichbleibend und to clear = leeren.

[13] von: pulse = Puls und to clear = leeren.

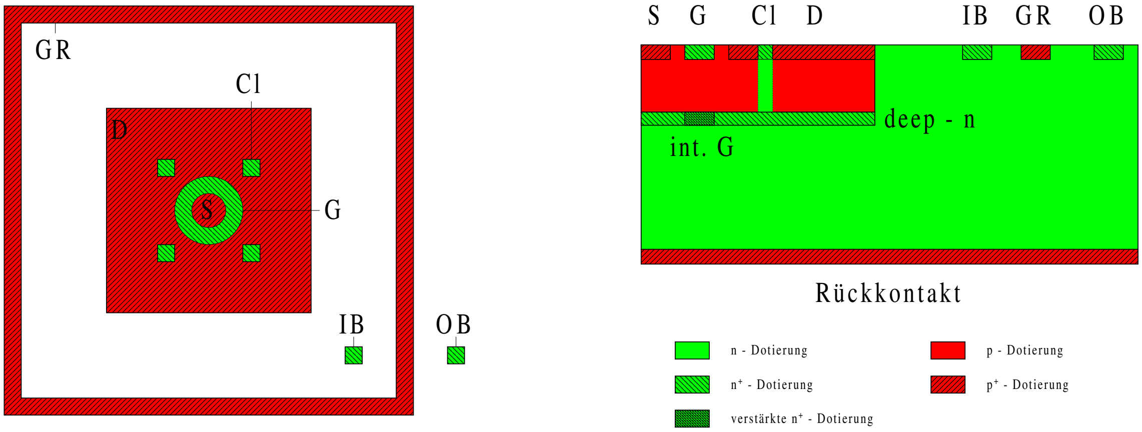


Abbildung 1.6: Prinzipieller Detektoraufbau von der Seite (rechts) und von oben (links) – nicht maßstäblich. S = Source, G = Gate, Cl = Clear, D = Drain, int. G = internes Gate, IB = Inbulk, GR = Guardring, OB = Outbulk.

1.7 zeigt das Ergebnis einer Simulation des Potentialverlaufs nach dem Anlegen eines solchen Clear–Pulses. Die Simulation beruht auf einer numerischen Lösung der zwei–dimensionalen Poisson–Gleichung. Das Bild zeigt einen monotonen Potentialverlauf vom internen Gate zum Clear–Kontakt, wie er zum Löschen des internen Gates erforderlich ist.

Diese Art des Löschens bedingt Totzeiten (zumindest die Zeit, in der der Clear–Puls anliegt). Außerdem ist die Auslese nicht so schnell, erlaubt aber eine echte Speicherung der Signale. Da kein kontinuierlicher Clear–Strom fließt, bleiben die Elektronen so lange im internen Gate, bis die hohe Clear–Spannung angelegt wird. Bis dahin kann die Information jederzeit, wenn gewünscht auch mehrmals, ausgelesen werden. Dies ist für das geplante Ausleseverfahren von entscheidender Bedeutung, da die einzelnen Pixel des Detektors in Zeilen und Spalten zusammengefaßt sind. Sämtliche Pixel einer Zeile sollen dabei gleichzeitig ausgelesen werden. Die einzelnen Zeilen des Detektors werden nacheinander ausgelesen. Die Ladungsträger eines Teilchendurchganges müssen so lange gespeichert werden, bis die Zeile, in der sich der betreffende Pixel befindet, wieder ausgelesen wird.

Begrenzt wird die zur Auslese zur Verfügung stehende Zeit durch zwei Bedingungen. Zum einen dürfen durch den Substratleckstrom nicht so viele Elektronen in das interne Gate gelangen, daß ein mögliches Signal dadurch überdeckt würde. Zum anderen sollte möglichst nur ein Ereignis pro Auslesevorgang registriert worden sein. Da nur die Gesamtzahl der im internen Gate befindlichen Ladungen gemessen werden kann, sind zwei Teilchendurchgänge von einem Teilchendurchgang mit der doppelten Energiedeposition nicht unterscheidbar. Pulsed clear–DEPFETs eignen sich zum Beispiel für die Autoradiographie. Hier sind die Ereignisraten moderat und der Vorteil der Speicherung der Signale entscheidend. Detektoren dieses Typs sind in dieser Arbeit ausschließlich verwendet worden.

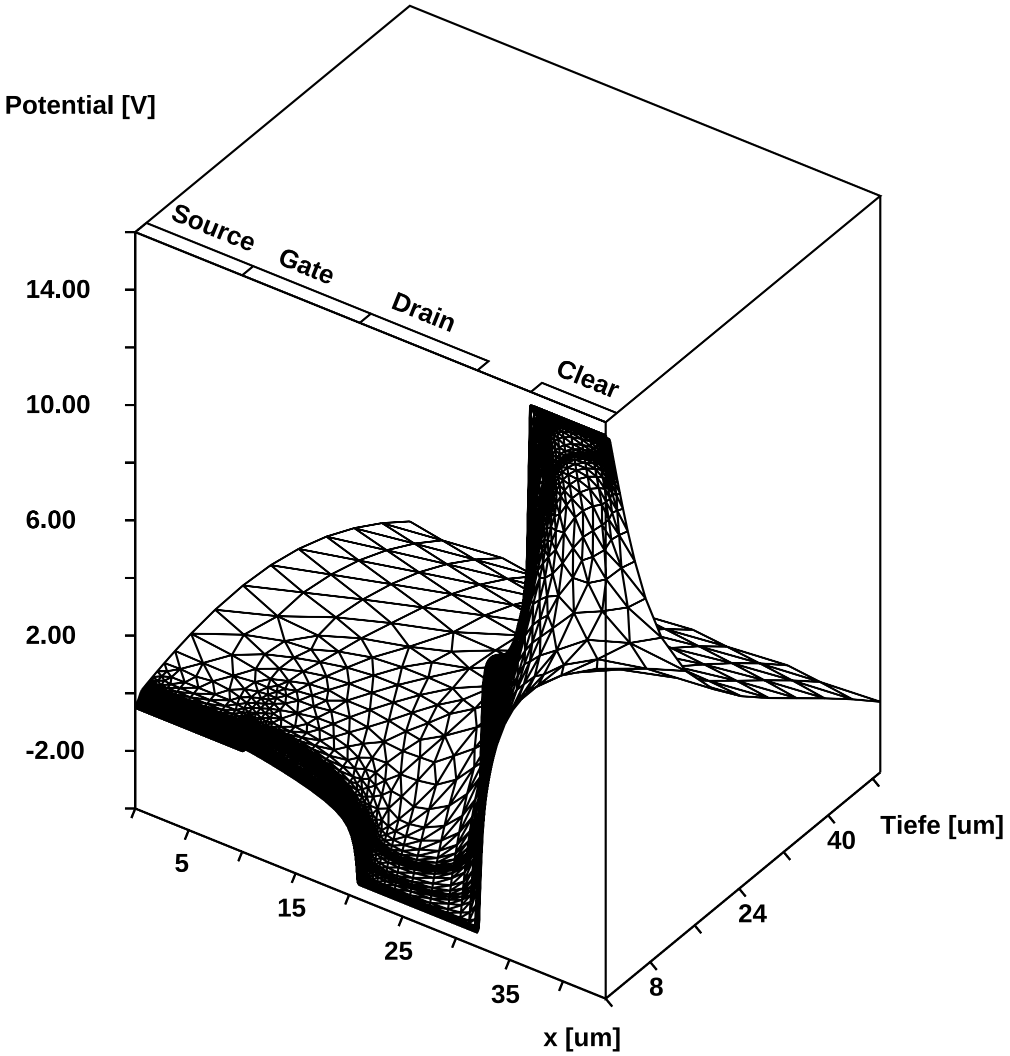


Abbildung 1.7: Simulation der Potentialverhältnisse nach Anlegen einer Clear–Spannung von 15 V [12].

Kapitel 2

Der Switcher

Bei dem geplanten Prototyp eines DEPFET–basierten Autoradiographiesystems soll eine Matrix aus 64 × 64 pulsed clear–DEPFET–Pixeln verwendet werden. Bei einem solchen System sind sowohl der Löschvorgang als auch die Auslese nicht kontinuierlich. Zur Steuerung dieser beiden Funktionen wurde ein ASIC[1] entwickelt [1], der im folgenden beschrieben wird.

2.1 Aufbau des Switchers

Dieser ASIC, Switcher[2] genannt, erlaubt eine Vielzahl von Betriebsmodi. Er ist in der Lage, auf die 64 Ausgangskanäle jeweils eine beliebige von vier Eingangsspannungen durchzuschalten. Der Einsatz des Switchers als Steuerchip für eine DEPFET–Matrix erfordert dabei Spannungen bis zu 25 V. So hohe Spannungen lassen sich mit einer Standard–CMOS–Technologie[3] nicht realisieren. Darum wurde ein Teil dieses Chips mit einer speziellen Technologie gefertigt. In einem Logikteil wurden Standardbauteile mit der Versorgungsspannung 5 V verwendet, während im Hochspannungsteil Transistoren durch eine zusätzliche Borwanne mit Spannungen bis zu 25 V beschaltet werden können. Ein Schaltschema eines Switcherkanals befindet sich in Anhang A.

Im Logikteil befinden sich als wesentlicher Bestandteil zwei 64 Bit tiefe Schieberegister, in die unabhängig voneinander beliebige Sequenzen geschrieben werden können. Darüber hinaus enthält jeder Kanal zwei Zwischenspeicher, jeweils einen für jede Schieberegisterstufe. Weiterhin sind für jeden Kanal zwei Multiplexer enthalten, wiederum für jede Schieberegisterstufe einer, mit denen entweder der aktuelle Wert des Schieberegisters oder aber der im Zwischenspeicher enthaltene Wert gewählt werden kann. Die Zwischenspeicher– und Multiplexerblöcke, die zu je einem Schieberegister gehören, sind

---

[1] ASIC = **a**pplication **s**pecific **i**ntegrated **c**ircuit.

[2] von switch = Schalter.

[3] CMOS = **c**omplementary **m**etal **o**xide **s**ilicon.

unabhängig voneinander steuerbar. An die Multiplexer schließt sich in jedem Kanal ein Dekoder an. Durch eine geeignete Kombination aus Invertern und NAND–Gattern erzeugt er auf jedem seiner vier Ausgänge ein Steuersignal entsprechend der Inhalte der beiden Schieberegister (siehe Abbildung 2.1).

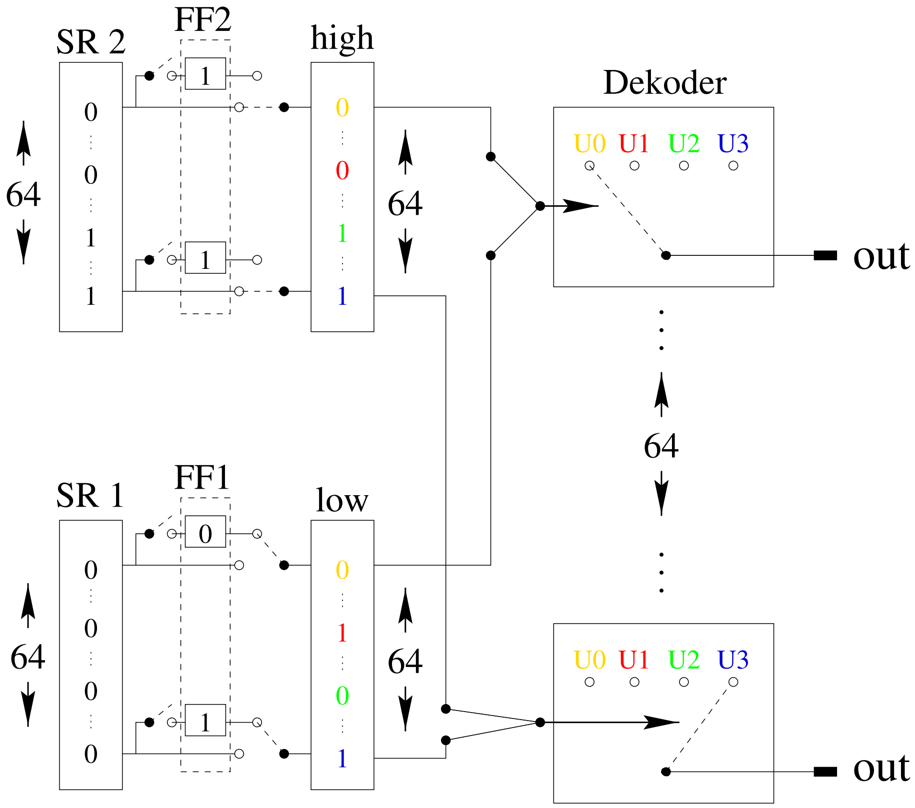


Abbildung 2.1: Erläuterung der Aufgabe des Switchers. SR 1 = Schieberegister 1; SR 2 = Schieberegister 2; FF 1 = Zwischenspeicher für das Schieberegister 1; FF 2 = Zwischenspeicher für das Schieberegister 2; high = Wert, der je nach Stellung der Schalter das höherwertige Bit darstellt; low = entsprechender Wert für das niedrigere Bit.

Im Hochspannungsteil werden zunächst die Logiksignale des ersten Teils (0 V bzw. V_{DD}[4]) in Signale mit 0 V bzw. V_{DDA}[5] umgewandelt. Dieses Signal wird durch eine Folge von Invertern verstärkt und steuert dann ein Transmissiongate[6]. Dieses Transmissiongate schaltet nun, je nach Steuersignal, die anliegende Eingangsspannung durch oder sperrt sie. Die genaue Funktion und Arbeitsweise eines Transmissiongates wird in Abschnitt 2.3 eingehend behandelt.

---

[4] V_{DD}: Versorgungsspannung des Logikteils; $V_{DD} = 5$ V.

[5] V_{DDA}: Versorgungsspannung des Analogteils; $0 \text{ V} < V_{DDA} < 25$ V.

[6] von: to transmit = durchlassen und gate = Tor.

2.2 Funktionstests

Für die Tests des Switchers wurde ein Testsystem[7] verwendet, mit dem mit Hilfe von Einsteckkarten und eines FPGA[8] computergesteuert Spannungen und Ströme sowie TTL–Signale generiert werden können. Die Steuerung erfolgt durch ein C/C++–Programm, welches für die Switchertests um entsprechende Steuerroutinen erweitert werden mußte. Die vom Testsystem erzeugten Spannungen und Signale werden dem Switcher über eine Adapterplatine zur zugeführt. Das Ausgangssignal des Switchers wurde mit einem Oszilloskop beobachtet.

Abbildung 2.2 zeigt die in die Schieberegister *SR 1* und *SR 2* eingetakteten Signale *Serial in 1* und *Serial in 2*. Weiterhin sind die Ausgangssignale des Switcherkanals #1 dargestellt, so daß die Reaktion des Switchers auf die eingetakteten Signale erkennbar ist. Eine gleichzeitige Darstellung aller vier Steuersignale sowie des Ausgangssignals war nicht möglich. Darum sind die Signale in mehreren Durchläufen aufgenommen worden. Die Eingangssignale waren bei jedem Durchgang identisch.

Der Abbildung 2.2 läßt sich entnehmen, daß die Schieberegister jeweils bei der fallenden Flanke des zugehörigen Clocksignals weitergetaktet werden. Auch kann man erkennen, daß die zwei Schieberegister unabhängig voneinander schalten. Der Vergleich von a) – c) und d) – f) der Abbildung 2.2 zeigt weiterhin, daß die Reihenfolge der steigenden Flanke des Clocksignals und des Eingangssignals des Schieberegisters beliebig ist. In den Abbildungen d) – f) wurden im Vergleich zu a) – c) die zeitliche Reihenfolge von *Serial in* und *Clock* vertauscht. Das Ausgangssignal des Switchers ändert sich dadurch nicht. Beide Signale können auch gleichzeitig geändert werden.

2.3 Untersuchungen zum Rauschen des Switchers

Damit das geringe Rauschen des DEPFET–Detektors zur Geltung kommt, muß die umgebende Elektronik ebenfalls rauscharm ausgelegt sein. Neben den Spannungsquellen ist der Switcher von entscheidender Bedeutung, weil Schwankungen bei den Betriebsspannungen des DEPFETs voll mitverstärkt werden.

Das Rauschen des Switchers ist durch den ohmschen Widerstand R_{on} des Schalters bestimmt, der die vier Eingangsspannungen sperrt oder durchläßt. Dieser wird durch ein Transmissiongate realisiert. Es besteht aus zwei parallel geschalteten Transistoren (ein n– und ein p–Transistor), die über dasselbe Signal gesteuert werden (siehe Abbildung 2.3). Abbildung 2.4 zeigt das Verhalten des Widerstandes R_{on} eines Transmissiongates bei eingeschaltetem Steuersignal in Abhängigkeit von der durchzuschaltenden Spannug

---

[7] Testboard der Firma Silicon Solutions, Bonn.

[8] FPGA = **f**ield **p**rogrammable **g**ate **a**rray.

Abbildung 2.2: Funktionstests des Switchers. Dargestellt sind vier Steuersignale sowie das Ausgangssignal des Kanals #1 des Switchers.

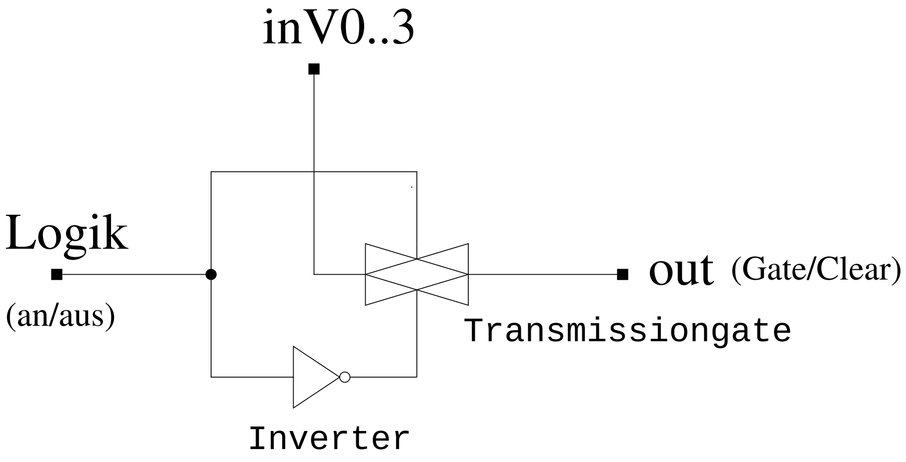


Abbildung 2.3: Prinzipieller Aufbau des Schaltbereiches des Switchers. Das Transmissiongate enthält einen n– und einen p–Transistor.

V$_{\text{in}}$. Dann ergibt sich bei dem n–Transistor ein Anstieg des Widerstandes mit steigenden durchzuschaltenden Spannungen (siehe Abbildung 2.4). Der p–Transistor zeigt eine entgegengesetzte Charakteristik des Widerstandes. Da sich der Gesamtwiderstand der Parallelschaltung aus den Kehrwerten der einzelnen Widerstände ergibt, ist dieser Gesamtwiderstand über den kompletten durchzuschaltenden Bereich nahezu konstant. Durch diese Kombination ergibt sich ein Schalter, der Schaltfrequenzen im Megahertzbereich erlaubt und einen nahezu konstanten Widerstand bezüglich der durchzuschaltenden Spannungen besitzt.

In diesem Transmissiongate treten drei voneinander unabhängige Rauscharten auf:

1. thermisches Rauschen,
2. Schrotrauschen,
3. $\frac{1}{f}$–Rauschen.

Das thermische Rauschen wird durch die Nyquist–Beziehung (2.1) beschrieben [7].

$$\overline{u^2} = 4k_BTR_{on}\Delta f \tag{2.1}$$

oder

$$\overline{i^2} = \frac{4k_BT}{R_{on}}\Delta f \tag{2.2}$$

mit

Abbildung 2.4: Abhängigkeit des Widerstandes $\mathrm{R_{on}}$ von der durchzuschaltenden Spannung [25].

$\overline{\mathrm{u}^2}$ = mittleres Rauschspannungsquadrat,
$\overline{\mathrm{i}^2}$ = mittleres Rauschstromquadrat,
$\mathrm{k_B}$ = Boltzmann–Konstante,
T = Temperatur,
$\mathrm{R_{on}}$ = ohmscher Widerstand des Transmissiongates,
$\Delta \mathrm{f}$ = infinitesimal kleiner Frequenzbereich.

Das Rauschen des Switchers ist auch vom jeweils nachgeschalteten System abhängig, da in Gleichung (2.1) durch eine Integration über die infinitesimal kleinen Frequenzbereiche $\Delta \mathrm{f}$ auch noch die Bandbreite des nachgeschalteten Systems eingeht.

Das Schrotrauschen wird beschrieben durch [7]:

$$\overline{i^2} = 2qI_D\Delta f \tag{2.3}$$

mit

$\overline{\mathrm{i}^2}$ = mittleres Rauschstromquadrat,
q = Elementarladung,
$\mathrm{I_D}$ = Stromfluß durch den Widerstand,
$\Delta \mathrm{f}$ = infinitesimal kleiner Frequenzbereich.

Das Schrotrauschen tritt im Gegensatz zum thermischen Rauschen nur bei Stromflüssen durch die Rauschquelle auf. In unserem System fließen aber nur Leckströme der nachgeschalteten DEPFETs durch die Transmissiongates. Diese sind deutlich kleiner als 1 μA, und daher ist das Schrotrauschen gegenüber dem thermischen Rauschen vernachlässigbar.

$$\frac{\overline{i^2_{thermisch}}}{\overline{i^2_{Schrot}}} = \frac{\frac{4k_BT}{R_{on}}\Delta f}{2qI_D\Delta f} \approx 250 \tag{2.4}$$

für

$\mathrm{R_{on}}$ = 2 kΩ,
$\mathrm{I_D}$ = 1 μA,
T = 300 K.

Das $\frac{1}{f}$–Rauschen wird beschrieben durch [7]:

$$\overline{i^2} = K\frac{I^a}{f^b}\Delta f \tag{2.5}$$

mit

$\overline{\mathrm{i}^2}$ = mittleres Rauschstromquadrat,
K = vom jeweiligen Bauelement abhängige Konstante,
I = Stromfluß durch den Widerstand,
a = Konstante im Bereich 0,5 bis 2 [7],
f = Frequenz,
b = Konstante: b $\approx$ 1,
Δf = infinitesimal kleiner Frequenzbereich.

Die Konstante K läßt sich nur experimentell bestimmen. Das $\frac{1}{f}$–Rauschen wird durch Verunreinigungen und Kristalldefekte hervorgerufen und variiert sogar zwischen identisch prozessierten Bauteilen eines Wafers. Dieser Rauschanteil kann bis zu Frequenzen im Megahertzbereich dominieren, bei sorgfältigem Design aber auch schon im Kilohertzbereich vernachlässigbar sein. Da aber das $\frac{1}{f}$–Rauschen abhängig von einem Stromfluß durch die Rauschquelle ist, sollte es bei den für das DEPFET–Detektorsystem geplanten Frequenzen von einigen 100 kHz nicht mehr dominieren, aber endgültigen Aufschluß kann nur eine Messung geben. Dafür sind aber spezielle Geräte erforderlich, so daß eine solche Messung nicht durchgeführt werden konnte.

Das thermische Rauschen wird auf der einen Seite durch die Bandbreite des Systems bestimmt, welche vor allem durch die Auslese eingeschränkt wird. Zum anderen wird das thermische Rauschen auch durch den Widerstand $\mathrm{R_{on}}$ des Switchers beeinflußt (siehe Gleichung 2.1). Zur Messung von $\mathrm{R_{on}}$ wurde am Switcher eine Eingangsspannung vorgegeben und der Ausgang über einen Widerstand $\mathrm{R_{ext}}$ geerdet. Dadurch ergibt sich ein Spannungsteiler, und die Spannung zwischen den beiden Widerständen wurde gemessen.

Der Widerstand $\mathrm{R_{on}}$ hängt demnach (siehe Abbildung 2.5) von folgenden Größen ab:

1. starke Abhängigkeit von $\mathrm{V_{DDA}}$,
2. kleine Abhängigkeit von der durchzuschaltenden Spannung inV0,
3. Abhängigkeit von $\mathrm{R_{ext}}$.

Die starke Abhängigkeit von $\mathrm{V_{DDA}}$ rührt daher, daß die Transistoren für durchzuschaltende Spannungen bis 25 V ausgelegt worden sind. Bei kleineren Betriebsspannungen verlassen sie ihren optimalen Betriebsbereich, $\mathrm{R_{on}}$ wird größer und demzufolge auch das thermische Rauschen.

Die Abhängigkeit von inV0 liegt im Aufbau des Transmissiongates begründet (siehe Abbildung 2.4). Wichtig sind hier vor allem die Werte von $\mathrm{R_{on}}$ bei inV0 = 10 V (Gate on/Clear off), 13 V (Gate off) und 25 V (Clear on). Diese Werte entsprechen den beim DEPFET–Betrieb im geplanten Detektorsystem benötigten Spannungen. Im Unterschied zu den in dieser Arbeit verwendeten Betriebsspannungen (siehe Tabelle 3.1) weisen die für das geplante System vorgesehenen Spannungen einen Offset von 10 V auf.

Die Abhängigkeit von $\mathrm{R_{ext}}$ beruht auf den viel größeren Strömen im Versuchsaufbau als im DEPFET–Betrieb (einige mA anstatt maximal einiger 100 nA). Dieser Stromfluß ließe sich nur durch höhere externe Widerstände verringern, was aber einen niedrigeren Spannungsabfall nach dem Transmissiongate nach sich zöge. Dadurch ließe sich also der systematische Fehler eines zu hohen Stromflusses nur auf Kosten eines höheren Meßfehlers verringern. Hier mußte also ein Kompromiß gefunden werden. Die Meßfehler sämtlicher Werte von $\mathrm{R_{on}}$ wurde nach der Methode der Fehlerfortpflanzung nach Gauß berechnet, wobei die Fehler in der Spannungsmessung sowie der Messung des externen Widerstandes berücksichtigt worden sind.

Eine Abhängigkeit von $\mathrm{I_{Bias}}$ wurde nicht beobachtet. Dieser Strom ist ein extern einstellbarer Betriebsparameter des Switchers. Er ist nur für die Schaltzeiten des Switchers von Bedeutung und hat offensichtlich keinen Einfluß auf den Widerstand $\mathrm{R_{on}}$.

Insgesamt wurden zehn verschiedene Transmissiongates eines Switchers untersucht. Durch Fertigungstoleranzen ergab sich eine Streuung von $\mathrm{R_{on}}$ bei den verschiedenen Transmissiongates von weniger als 5% für $\mathrm{V_{DDA}} > 10$ V.

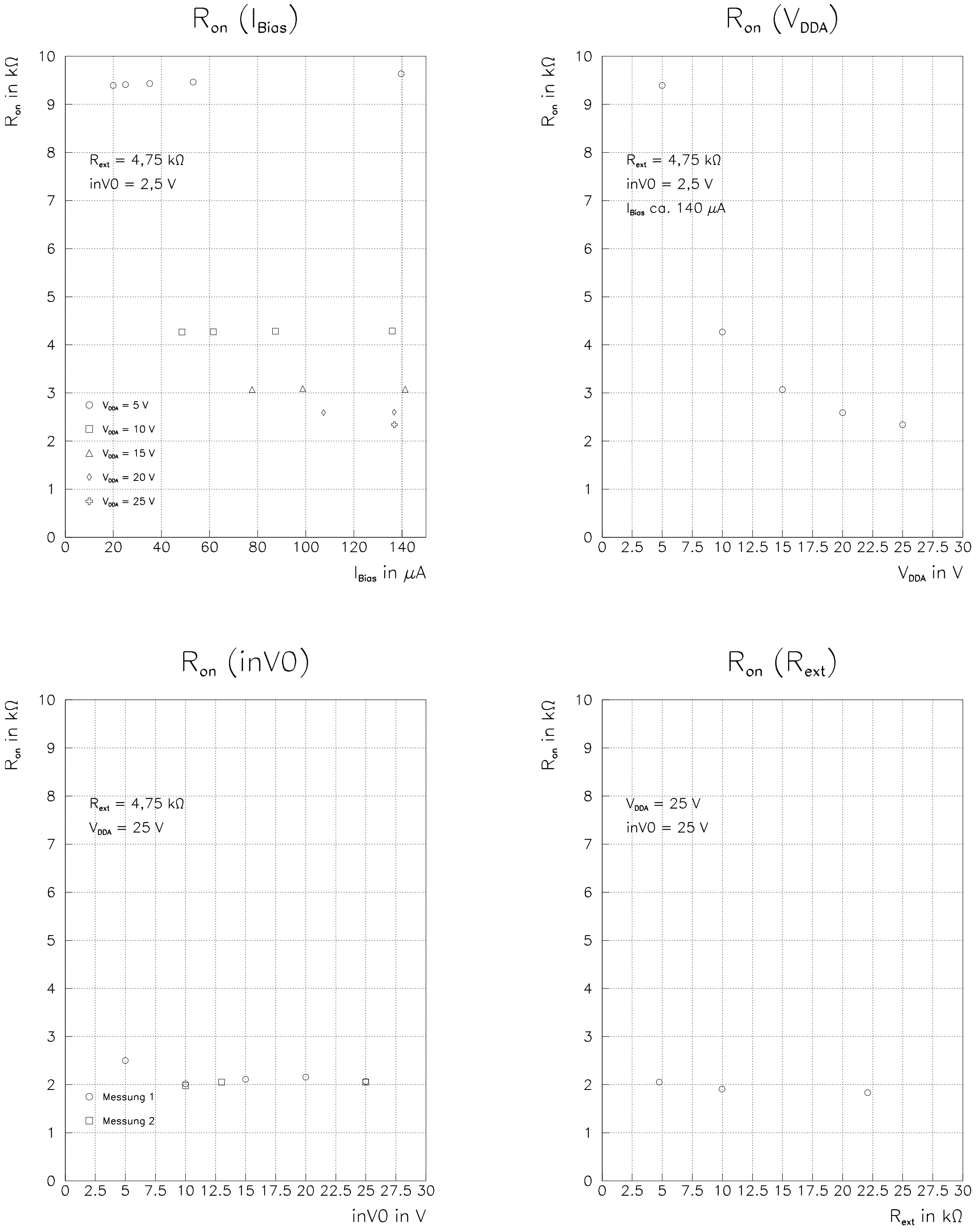


Abbildung 2.5: Meßergebnisse zu den Abhängigkeiten von R_{on}. Der Fehler der einzelnen Meßwerte war überall deutlich kleiner als das Markierungssymbol.

Kapitel 3

Das Steuer– und Auslesesystem

Im geplanten Autoradiographie–System soll eine Matrix aus DEPFETs als Detektor fungieren. Das Steuer– und Auslesesystem erfüllt dabei drei Funktionen:

1. Bereitstellung aller benötigten Betriebsspannungen,
2. Steuerung sämlicher Pixel der Matrix,
3. weitgehende Automatisierung der Auslese.

Während die Bereitstellung der Spannungen über externe Geräte erfolgt, wird zur Steuerung der DEPFETs zum ersten Mal der Steuerchip Switcher eingesetzt. Für die Auslese war der eigens dafür entwickelte ASIC allerdings noch nicht verfügbar, so daß hier eine eigene Lösung gefunden werden mußte.

3.1 Der Switcher als Steuerchip

Für diese Arbeit wurden ausschließlich DEPFETs der 93er Produktion verwendet, die sich von der97er–Produktion vor allem durch die Verbindung der Clear–Kontakte unterscheidet. Während in der 97er Produktion, die auch in den späteren Detektorsystemen Verwendung finden soll, die Clear–Kontakte der Pixel zeilenweise gesteuert werden können, ist bei den Matrizen der 93er Produktion nur ein globaler Clear–Kontakt vorhanden. Zusätzlich muß der Switcher auch die Steuerung der Gates übernehmen, welche in beiden Produktionen zeilenweise miteinander verschaltet sind. Der Switcher ist flexibel genug angelegt, um beide Aufgaben mit einem einzigen Chip erledigen zu können. Die Zuordnung der benötigten Spannungen auf die Eingänge des Switchers ist Tabelle 3.1 zu entnehmen.

Tabelle 3.1: Eingangsspannungen des Switchers.

Eingangsspannung	Funktion	Höhe
U0	Gate off	≈ 3 V
U1	Gate on	0 V
U2	Clear off	0 V
U3	Clear on	≈ 15 V

In einem Durchlauf sollen nun zu Beginn einmal die internen Gates aller Pixel geleert werden. Dies geschieht durch Anlegen einer Spannung von etwa +15 V an den Clear–Kontakt für mindestens 1 μs. Danach liegt der Clear–Kontakt während der gesamten Auslesezeit auf 0 V, und sämtliche Gates werden jeweils einmal eingeschaltet. Auf den Switcher übertragen, bedeutet das, daß zu Beginn eines Auslesezyklus ein Ausgang von U2 (Clear off) auf U3 (Clear on) und wieder zurück auf U2 (Clear off) geschaltet werden soll. Danach sollen alle weiteren Ausgänge nacheinander jeweils einmal von U0 (Gate off) auf U1 (Gate on) und wieder zurück auf U0 (Gate off) geschaltet werden. Realisiert wird ein solcher Zyklus durch Ausnutzen der Unabhängigkeit der Schieberegister. In das höherwertige Bit (SR 2) wird an die Stelle eine „1“ gesetzt, an dessen Ausgang der Clear–Kontakt angeschlossen wird. An alle anderen Stellen wird eine „0“ gesetzt. Ist ein solcher Zyklus in das Schieberegister geschrieben worden, wird es nicht mehr weitergetaktet. Das andere Schieberegister (SR 1) wird zu Beginn komplett mit Nullen gefüllt. Dann kann eine „1“ in das Schieberegister geschrieben werden. Anschließend wird diese „1“ durch das 64 Bit tiefe Schieberegister getaktet und nacheinander sämtliche Ausgänge einmal von Clear off oder Gate off (je nach Inhalt des Schieberegisters 2) auf Clear on beziehungsweise Gate on und wieder zurück auf Clear off oder Gate off geschaltet. Tabelle 3.2 verdeutlicht diesen Vorgang noch einmal.

Tabelle 3.2: Logikinhalt und Ausgangsspannungen des Switchers während eines Zyklus.

Funktion:	*Ausgang*	*SR 2*	*SR 1*						*Spannung*					
Takt:		fest	1	2	3	…	63	64	1	2	3	…	63	64
	1	1	1	0	0	…	0	0	U3	U2	U2	…	U2	U2
	2	0	0	1	0	…	0	0	U0	U1	U0	…	U0	U0
	3	0	0	0	1	…	0	0	U0	U0	U1	…	U0	U0
	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋱	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋱	⋮	⋮
	63	0	0	0	0	…	1	0	U0	U0	U0	…	U1	U0
	64	0	0	0	0	…	0	1	U0	U0	U0	…	U0	U1

Abbildung 3.1: Tests des Switchers als Steuerchip.

Der anfangs verwendete Switcher war in eine 40–Pin–DIL[1]–Keramik gebondet[2]. Von den 64 Ausgängen waren nur fünf (#1, #13, #28, #48 und #63) gebondet. #1 wurde als Clear-Ausgang konfiguriert und die anderen vier sollten jeweils ein Gate steuern. Zur besseren Unterscheidung von U1 (Gate on) und U2 (Clear off) wurde hier von den Standardwerten abgewichen. Die für diese Testzyklen verwendeten Werte finden sich in Tabelle 3.3.

Abbildung 3.1 zeigt, daß der Switcher in der Lage ist, die gewünschten Steuerzyklen zu realisieren. Deutlich zu sehen ist auch die Phase der Initialisierung. Diese Phase entspricht dem jeweils ersten Zyklus in den vier Abbildungen. Um das Schieberegister bei einem un-

---

[1] DIL = **d**ual **i**n **l**ine.

[2] von: to bond = zusammenfügen. Bei diesem Verfahren werden dafür vorgesehene Kontaktflächen über dünne Drähte miteinander verbunden. Die in dieser Diplomarbeit verwendeten Switcher sind dankenswerterweise bereits am physikalischen Institut der Universität Bonn gebondet worden.

Tabelle 3.3: Eingangsspannungen des Switchers bei den Testmessungen.

Eingangsspannung	Funktion	Höhe
U0	Gate off	≈ 3 V
U1	Gate on	0,5 V
U2	Clear off	0 V
U3	Clear on	≈ 12 V

bekannten Ausgangszustand in einen definierten Zustand zu bringen, sind 64 Taktzyklen notwendig. Dabei wird in diesem Fall das Schieberegister 1 komplett mit Nullen gefüllt und im Schieberegister 2 befindet sich nur an den als Clear fungierenden Ausgängen eine „1“. In dieser Phase können an den Ausgängen unerwünschte Spannungen anliegen, wie zum Beispiel U0 am Ausgang #1. Per Steuersignal ließe sich der Dekoder auch ausschalten, so daß alle Transmissiongates sperren. Damit lägen die Ausgänge auf undefiniertem Potential. Ist allerdings einmal diese Initialisierungsphase abgeschlossen, zeigen Abbildung 3.1 c) und d), daß der Switcher die gewünschten Steuerzyklen erzeugen kann.

3.2 Die Ausleseelektronik

Im Prinzip gibt es zwei Möglichkeiten der Auslese eines DEPFET–Detektors. Man kann bei festem Drain– und (externem) Gate–Potential einen festen Strom vorgeben, der durch den JFET fließen soll und dann eine dem internen Gate–Potential entsprechende Source–Spannung nachweisen. Dies läßt sich bei der derzeitigen Verschaltung der Transistoren innerhalb einer Matrix allerdings nicht anwenden. Alternativ kann man auch die Potentiale an Drain, Source und externem Gate vorgeben. Der Stromfluß durch den Transistor wird dann durch Elektronen im internen Gate in seiner Höhe verändert, so daß eine genaue Messung dieses Stromflusses Rückschlüsse auf die Anzahl der Elektronen im internen Gate erlaubt. Mit dieser Variante sind bereits erfolgreich pulsed clear–DEPFETs ausgelesen worden ([10], [12], [1]).

Die in dieser Diplomarbeit verwendete Schaltung ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Durch einen Operationsverstärker wird die Spannung des Drain–Potentials konstant gehalten. Fließt nun ein Strom durch den JFET, so fließt dieser über den Rückkopplungswiderstand R2 und bewirkt damit einen Spannungsabfall auf $\mathrm{V} = \mathrm{V_D} - \mathrm{I} \cdot \mathrm{R2}$ am Ausgang. Die Verstärkung ist unter anderem dadurch begrenzt, daß bei einem zu großen Widerstand der Spannungsabfall den Operationsverstärker in Sättigung bringt. Durch einen „Stromabzug“ [20] wird eine bessere Nutzung des Aussteuerbereichs des Operationsverstärkers erreicht. Zuvor war der Rückkopplungswiderstand eingeschränkt durch

$$R2 < \frac{V_D - V_{max}^-}{I_{D,sat}}, \tag{3.1}$$

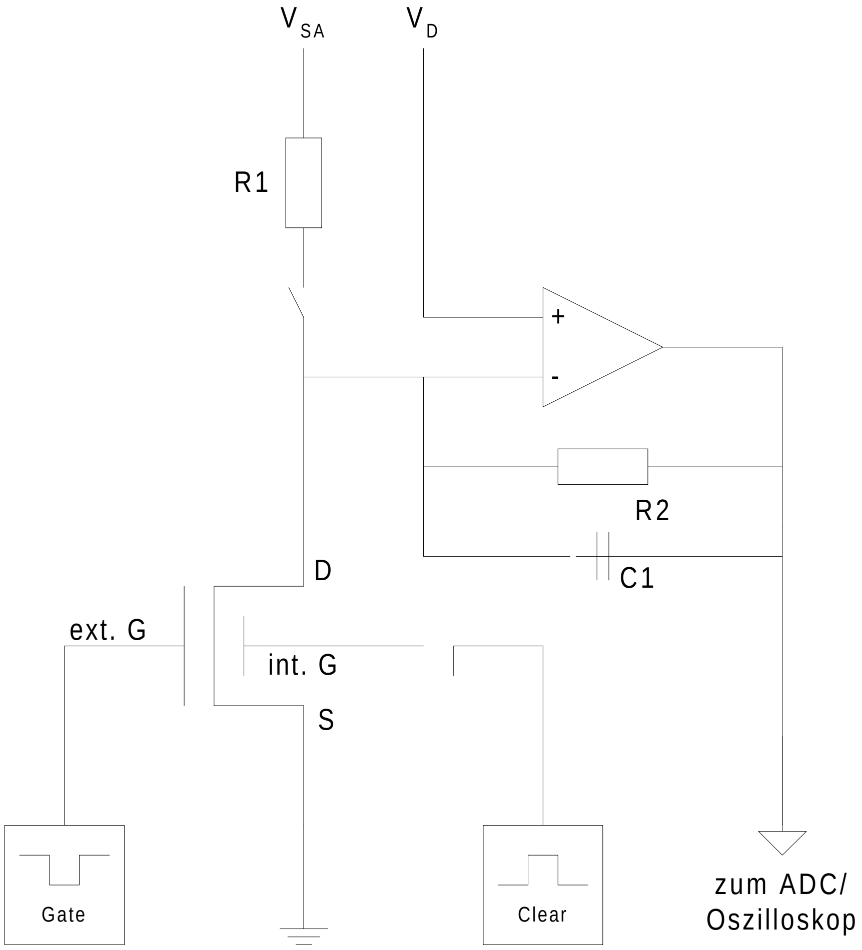


Abbildung 3.2: Schaltung zur Auslese eines pulsed clear–DEPFETs (nach [1] und [12]). S = Source, ext. G = externes Gate, int. G = internes Gate.

mit

$\mathrm{V_D}$ = Potential an der Drain,
$\mathrm{V^-_{max}}$ = negative Sättigungsspannung des Operationsverstärkers,
$\mathrm{I_{D,sat}}$ = Sättigungsstrom durch den DEPFET.

Der Stromabzug erlaubt eine Vergrößerung auf

$$R2 < \frac{V^+_{max} - V^-_{max}}{I_{D,sat}}. \tag{3.2}$$

mit

$\mathrm{V^+_{max}}$ = positive Sättigungsspannung des Operationsverstärkers,
$\mathrm{V^-_{max}}$ = negative Sättigungsspannung des Operationsverstärkers,
$\mathrm{I_{D,sat}}$ = Sättigungsstrom durch den DEPFET.

Gesteuert wird dieser Stromabzug durch die Stromabzugsspannung $\mathrm{V_{SA}}$. Durch die Potentialdifferenz zwischen $\mathrm{V_{SA}}$ und $\mathrm{V_D}$ fließt ein zusätzlicher Strom über den Widerstand R1 und ermöglicht damit eine erweiterte Einstellung des Potentials am Ausgang.

$$V(I_{D,sat}) = V_D + (V_D - V_{SA})\frac{R2}{R1} - R2 \cdot I_{D,sat} \tag{3.3}$$

mit

$\mathrm{V_D}$ = Spannung an der Drain,
$\mathrm{V_{SA}}$ = Stromabzugsspannung,
R1, R2 = siehe Abbildung 3.2,
$\mathrm{I_{D,sat}}$ = Sättigungsstrom durch den DEPFET.

Die Information über die Anzahl der Ladungen im internen Gate läßt sich daraus aber nur indirekt ermitteln. Eine Referenzmessung bei leerem internem Gate ergibt einen Sättigungsstrom $\mathrm{I_{D,sat}^{leer}}$. Befinden sich Elektronen im internen Gate, wird dadurch der Sättigungsstrom modifiziert zu $\mathrm{I_{D,sat}^{sig}}$. Die Anzahl der Ladungsträger im internen Gate läßt sich nun aus der Ladungssteilheit $\mathrm{g_q^{sat}}$ des internen Gates gemäß Gleichung (3.4) errechnen [12].

$$g_q^{sat} := \left.\frac{\delta I_{D,sat}}{\delta Q_{sig}}\right|_{V_{DS},V_{GS}} = \frac{\mu_h}{L^2} V_{DS}^{sat} \tag{3.4}$$

mit

$\delta \mathrm{I_{D,sat}}$ = Änderung des Sättigungsstromes,
$\delta \mathrm{Q_{sig}}$ = Ladungsänderung im internen Gate,
$\mathrm{V_{DS}}$ = Spannung zwischen Drain und Source,
$\mathrm{V_{GS}}$ = Spannung zwischen Gate und Source,
μ_h = Löchermobilität,
L = Gatelänge,
$\mathrm{V_{DS}^{sat}}$ = Sättigungsspannung des DEPFETs.

3.3 Das Steuer– und Auslesesystem im Überblick

Das Gesamtsystem führt den Steuerteil (Switcher), den Ausleseteil (Elektronik und Oszilloskop/ADC) und den Detektor zusammen. Weiterhin wird auch die Koordinierung der einzelnen Einheiten, wie zum Beispiel die Triggerung der ADCs, vorgenommen.

Die Abbildung 3.3 gibt einen schematischen Überblick über das Gesamtsystem. Die konkret verwendeten Geräte und deren Funktionen sind in Anhang B aufgeführt. Die Steuerung wird von einem PC übernommen. Ein eigens entwickeltes C–Programm sendet über

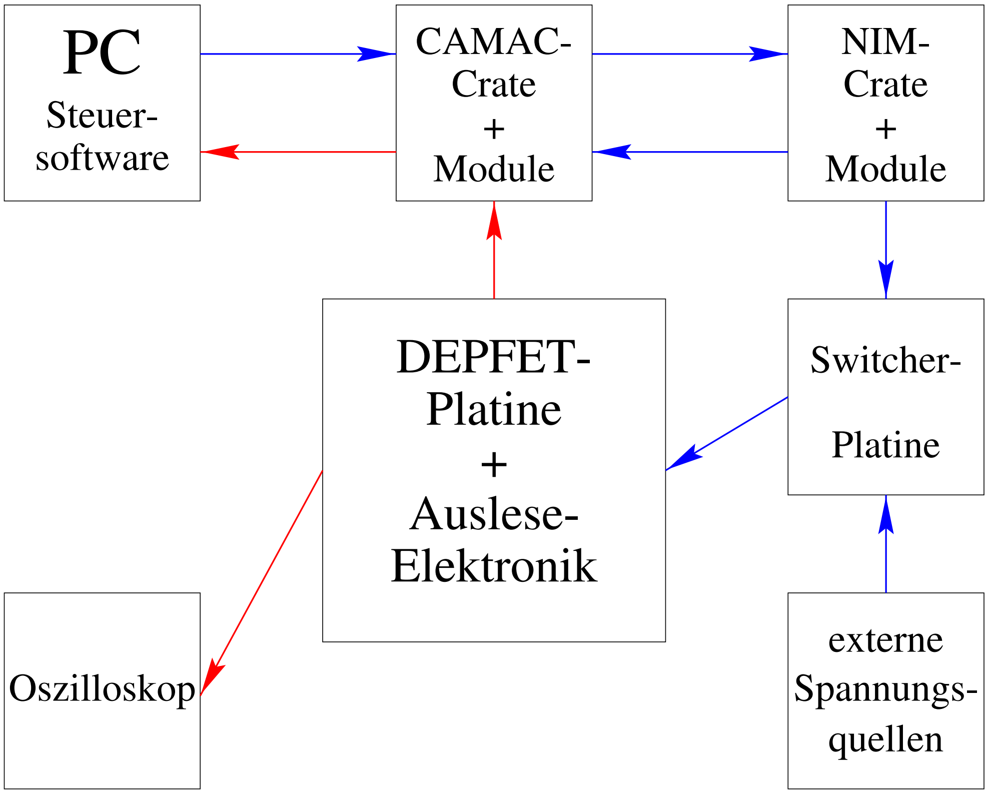


Abbildung 3.3: Überblick über das Gesamtsystem. Blaue Pfeile stellen den Steuerteil dar, während rote Pfeile die Auslese verdeutlichen. Die Richtung der Pfeile gibt stets die Richtung des Datenflusses an.

eine IEEE 488–Schnittstelle Befehle an einen CAMAC–Crate–Controller. Der wiederum steuert ein Output–Register, welches Logiksignale im NIM–Standard erzeugt. Diese werden von einem NIM–TTL–Wandler in TTL–Signale umgesetzt, mit denen dann der Switcher gesteuert wird. Er erlaubt die Steuerung eines Clear–Kontaktes sowie von maximal neun Gate–Kontakten. Der Switcher befindet sich in einer Keramikfassung und mehr als zehn Ausgänge des Switchers lassen sich nicht mit den Kontaktflächen des Keramiksockels verbinden, ohne Kurzschlüsse zwischen zwei Ausgängen zu riskieren.

Desweiteren steuert das Output–Register einen Gate–Generator. Dieser erzeugt Spannungspulse von einstellbarer Länge. Das verwendete Modul verfügt über zwei einstellbare Pulsgeneratoren.

Der erste Pulsgenerator wird dazu verwendet, eine Verzögerungszeit einzustellen. Diese ist erforderlich, damit die Anstiegszeit des Signals, die durch die Zeitkonstante $\tau = \mathrm{R2}\cdot\mathrm{C1}$ (siehe Abbildung 3.2) bestimmt ist, nicht das Ergebnis verfälscht. Eine Erläuterung des Einflusses der Anstiegszeit erfolgt später.

Der zweite Pulsgenerator stellt die Zeit ein, während der der angeschlossene ADC die Ausgangsspannung der Ausleseelektronik mißt (siehe Abbildung 3.2). Der verwendete ADC ist ein ladungssensitiver ADC, der das Signal über die Meßzeit integriert und das Ergebnis in digitaler Form ausgibt. Entsprechend der Ladungsmenge im internen Gate erzeugt der DEPFET einen zeitlich konstanten Sättigungsstrom, der von der Ausleseelektronik in eine zeitlich konstante Ausgangsspannung umgewandelt wird. Der Ausgabewert des ADCs hängt damit linear von der Höhe der Ausgangsspannung ab. Wird auch über die Anstiegsphase integriert, gilt dieser lineare Zusammenhang nicht mehr, und eine Auswertung wäre wesentlich aufwendiger. Die digitalen Ergebnisse werden dann vom Computer über den CAMAC–Crate–Controller und die IEEE 488–Schnittstelle ausgelesen und in eine Datei geschrieben.

Alternativ kann für die Auslese auch ein Oszilloskop verwendet werden. Die externe Triggerung ist hierbei nicht mehr nötig, und auch die Anstiegszeit läßt sich leicht berücksichtigen. Allerdings ist bei dieser Methode eine automatische Datennahme nicht möglich.

die Wahl der Auslesemethode erfordert eine Anpassung des Widerstandes R2 sowie der Kapazität C1 der Ausleseelektronik (siehe Abbildung 3.2). Bei der Auslese mit dem Oszilloskop kann der Aussteuerbereich des Operationsverstärkers voll genutzt werden, und die Meßdauer bleibt ohne Einfluß. Bei der ADC–Auslese ist die Ausgangsspannung eingeschränkt auf den Bereich zwischen 0 V und etwa 1 V. Die obere Grenze ist dabei abhängig von der Integrationszeit. Je länger diese ist, desto kleiner muß die maximale Ausgangsspannung sein, da sonst der ADC übersteuert wird.

Kapitel 4

Untersuchungen an einem Einzelpixel

Ein Einzel–DEPFET–Detektor[1] unterscheidet sich von einem einzelnen DEPFET–Matrix–Detektor. Durch die Unabhängigkeit von anderen DEPFETs sind sowohl die Steuerung als auch die Auslese eines Einzelpixels flexibler zu handhaben. Darum bieten sich Einzelpixel für die grundlegenden Untersuchungen zum Verständnis dieses Detektors an. Desweiteren besitzt der untersuchte Einzelpixel einen individuellen Guardring, während für die verwendete Matrix nur ein globaler Guardring existiert.

4.1 Beschreibung des Laserstands

Zur Untersuchung eines DEPFETs müssen im Detektor Elektron–Loch–Paare erzeugt werden. Diese Aufgabe wird hier von einem Laser übernommen. Voraussetzung dazu ist, daß die Wellenlänge hinreichend klein ist, damit ein Photon noch ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband anregen kann. Die Energiedifferenz der Bandlücke von 1,12 eV entspricht nach Gleichung (4.1) einer Wellenlänge von ≈ 1100 nm.

$$E = \frac{hc}{\lambda} \tag{4.1}$$

mit

E = Energie eines Photons,
h = Plancksches Wirkungsquantum,
c = Lichtgeschwindigkeit,
λ = Wellenlänge.

---

[1] Im folgenden wird dieser als Einzelpixel bezeichnet.

In diesem Aufbau wird eine Laserdiode mit einer Wellenlänge von 904 nm verwendet. Da nach Gleichung (4.1) die Energie eines Photons mit sinkender Wellenlänge zunimmt, sind Photonen mit einer Wellenlänge von $\lambda = 904$ nm in der Lage, Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband anzuregen. Die Intensität des Laserstrahls nimmt exponentiell mit der Eindringtiefe ab. Der Absorptionskoeffizient für Licht mit einer Wellenlänge von 904 nm in Silizium ist so groß, daß nach $\approx$ 100 μm nur noch etwa 1% der ursprünglichen Intensität vorhanden ist [2]. Die Elektron–Loch–Paare werden also vor allem nahe der Oberfläche produziert.

Der in dieser Arbeit verwendete Laser ist ein gepulster Gallium–Arsenid–Halbleiterlaser. Die genauen Spezifikationen des Lasers[2] sowie des verwendeten Lasertreibers[3] sind in Tabelle B.5 aufgeführt.

Der Laser war Teil eines Lasermeßstands[4] mit einem x–y–Tisch, der über einen Steuer–PC mit einer Positioniergenauigkeit von $\approx 5\ \mu m$ sowohl in x– als auch in y–Richtung verfahren werden kann [17]. Der Laserstrahl wird über einen Lichtleiter und durch ein optisches System auf den Detektor gelenkt. Der Aufbau ist in Abbildung 4.1 beschrieben, wobei die dort angegebene LED durch den zum Laser führenden Lichtleiter ersetzt worden ist. Mit der CCD–Kamera kann ein Bild vom Detektor auf einen Monitor übertragen werden. Auch der Laserspot ist auf dem Monitor sichtbar, so daß er exakt auf dem Detektor positioniert werden kann. Zur Fokussierung ist der gesamte Aufbau aus Abbildung 4.1 in z–Richtung verfahrbar.

Zur Abschirmung gegen Licht sowie gegen elektromagnetische Strahlung waren der x–y–Meßtisch und der optische Aufbau in einem Aluminiumgehäuse untergebracht. Die Steuereinheiten, der Laser sowie der PC waren außerhalb des Gehäuses aufgebaut.

4.2 Bestimmung des Arbeitspunktes eines Einzelpixels

Ein geeigneter Arbeitspunkt eines DEPFETs wird über die Messung einiger grundlegender Kennlinien bestimmt.

Eine geeignete Drain–Source–Spannung liegt im Sättigungsbereich des DEPFETs. Hier ist der durch den Transistorkanal fließende Strom weitgehend unabhängig von Schwankungen am Drain–Potential. In Abbildung 4.2 ist eine Ausgangskennlinie des näher untersuchten Einzelpixels abgebildet. Man erkennt deutlich den linearen Verlauf bei kleinen Drain–Source–Spannungen (vergleiche Kapitel 1.4). Der Transistor erreicht seinen Sättigungsbereich ab etwa –1 V.

---

[2] Hergestellt von der Firma Laser Diode, Inc.

[3] Hergestellt von der Firma Directed Energy, Inc.

[4] Für die Messungen dankenswerterweise vom Lehrstuhl für Experimentelle Physik IV zur Verfügung gestellt.

Abbildung 4.1: Beschreibung des Aufbaus des optischen Systems innerhalb des Lasermeßstandes. Anstelle der LED ist der zum Laser führende Lichtwellenleiter angebracht [17].

In depletiertem Zustand ist noch ein zusätzlicher Anstieg bei $\approx$ –2,5 V erkennbar. Dieser Anstieg ist durch eine Isolation des internen Gates vom Substrat–Kontakt Inbulk bedingt. Das ringförmige interne Gate ist nach außen hin vollständig von der Drain umgeben (siehe Abbildung 4.4). In undepletiertem Zustand ist das interne Gate über das Substrat mit dem Inbulk leitend verbunden. Dadurch wird das Potential des internen Gates vor allem durch das Potential am Inbulk (bei allen Messungen 0 V) bestimmt. Wird eine hohe negative Rückkontakt–Spannung angelegt, ist der Bereich zwischen dem internen Gate und dem Inbulk bei Drain–Spannungen von mehreren Volt von Ladungsträgern verarmt. Dadurch wird das interne Gate vom Inbulk isoliert und das Potential des internen Gates wird jetzt vor allem durch die gesammelten Elektronen bestimmt. Es wird dadurch negativer und erhöht somit den Kanalstrom. Für die Stromänderung bei

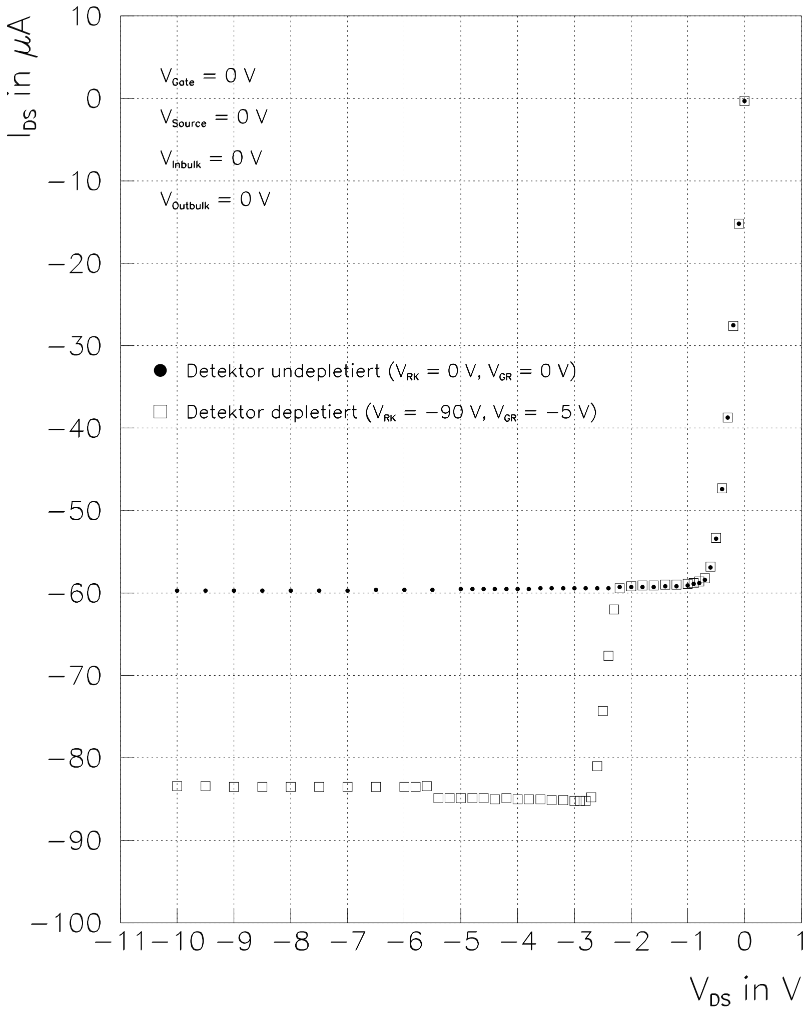


Abbildung 4.2: Ausgangskennlinie des untersuchten Einzelpixels in depletiertem und undepletiertem Zustand. Die Meßfehler waren kleiner als die Markierungssymbole.

$V_{DS} \approx -5{,}5$ V kann keine Erklärung angegeben werden.

Ohne Löschvorgänge befinden sich ständig so viele Elektronen im internen Gate, wie sich freie Zustände in der durch die Dotierung hervorgerufenen Potentialmulde befinden. Durch Leckströme, vor allem durch die Rückseitendiode, fließen ständig Elektronen in das interne Gate und erniedrigen damit sein Potential. Sind sämtliche Zustände der Potentialmulde besetzt, befindet sich das interne Gate auf dem gleichen Potential wie der

Inbulk, zumindest solange es mit ihm leitend verbunden ist. Fließen weitere Elektronen in das interne Gate, baut sich ein negativeres Potential auf als am Inbulk, und diese zusätzlichen Elektronen fließen durch das Substrat über den Inbulk ab.

Ist das interne Gate im depletierten Zustand vom Inbulk getrennt, können weitere Elektronen im internen Gate gesammelt werden. Das sich dadurch aufbauende negative Potential des internen Gates erniedrigt die eingeprägte Spannung $\mathrm{V_{bi}}$ zwischen Source (0 V) und internem Gate. Das erhöht den Diffusionsstrom zwischen dem internen Gate und der Source (siehe Kapitel 1.2). Es stellt sich somit ein neues Gleichgewicht ein, wodurch die in das interne Gate fließenden Leckströme über die Source abfließen. Aus der Höhe dieses Stromes bestimmt sich die Potentialdifferenz zwischen internem Gate und Source. Bei definiertem Source–Potential von 0 V entspricht diese Differenz auch dem Potential, auf das sich das interne Gate bei diesem Betriebszustand einstellt.

Für einen späteren Matrixbetrieb ist auch die Eingangskennlinie des Transistors wichtig, da sich hieraus die Abschnürspannung $\mathrm{V_{po}}$ bestimmen läßt. Im Matrixbetrieb muß der Stromfluß durch einzelne DEPFETs über diese Abschnürspannung gezielt ausgeschaltet werden können. Für eine Untersuchung des Einzelpixels ist dieses Abschalten des Stromflußes nicht erforderlich, so daß hier auf eine Messung verzichtet wurde.

Eine Einstellung der Depletionsspannung $\mathrm{V_{RK}}$ ist abhängig von der Einstellung der Guardringspannung $\mathrm{V_{GR}}$. In Abbildung 4.3 ist ein Stromfluß durch die Substrat–Kontakte in Abhängigkeit von $\mathrm{V_{RK}}$ und $\mathrm{V_{GR}}$ dargestellt. Die verschiedenen Meßkurven geben den Stromfluß bei unterschiedlichen Guardringspannungen an. Der Stromfluß kommt durch eine Potentialdifferenz zwischen dem Inbulk und dem Outbulk zustande. Im undepletierten Zustand bildet das Substrat eine leitende Verbindung zwischen In– und Outbulk. Im depletierten Zustand sind keine freien Ladungsträger zwischen den beiden Substratkontakten vorhanden, und ein Strom kann nicht mehr fließen. In Abbildung 4.3 sind sowohl der Strom durch den Inbulk als auch der Strom durch den Outbulk dargestellt. Da sich beide betragsmäßig gleich verhalten, ist sichergestellt, daß beide Stromflüsse denselben Strom beschreiben.

Wie Abbildung 4.3 zu entnehmen ist, läßt sich bei einer Guardring–Spannung $\mathrm{V_{GR}} > -3$ V der Stromfluß nicht vollständig abschnüren. Dies liegt an einer verstärkten n–Dotierung unterhalb des Guardringes, die bei den verwendeten Rückkontaktspannungen von der Rückseite allein nicht depletierbar ist. Erst durch Anlegen einer negativen Spannung am Guardring von $\mathrm{V_{GR}} \approx -3$ V wird diese leitfähige Verbindung zwischen In– und Outbulk unterbrochen.

Der Stromabzug wurde in der im folgenden Kapitel beschriebenen Untersuchung des Einzelpixels nicht benötigt. Da die Einstellung einer geeigneten Stromabzugsspannung $\mathrm{V_{SA}}$ stark von den verwendeten Betriebsparametern abhängt, ist sie nur gezielt für eine bestimmte Untersuchung sinnvoll und wurde hier nicht durchgeführt.

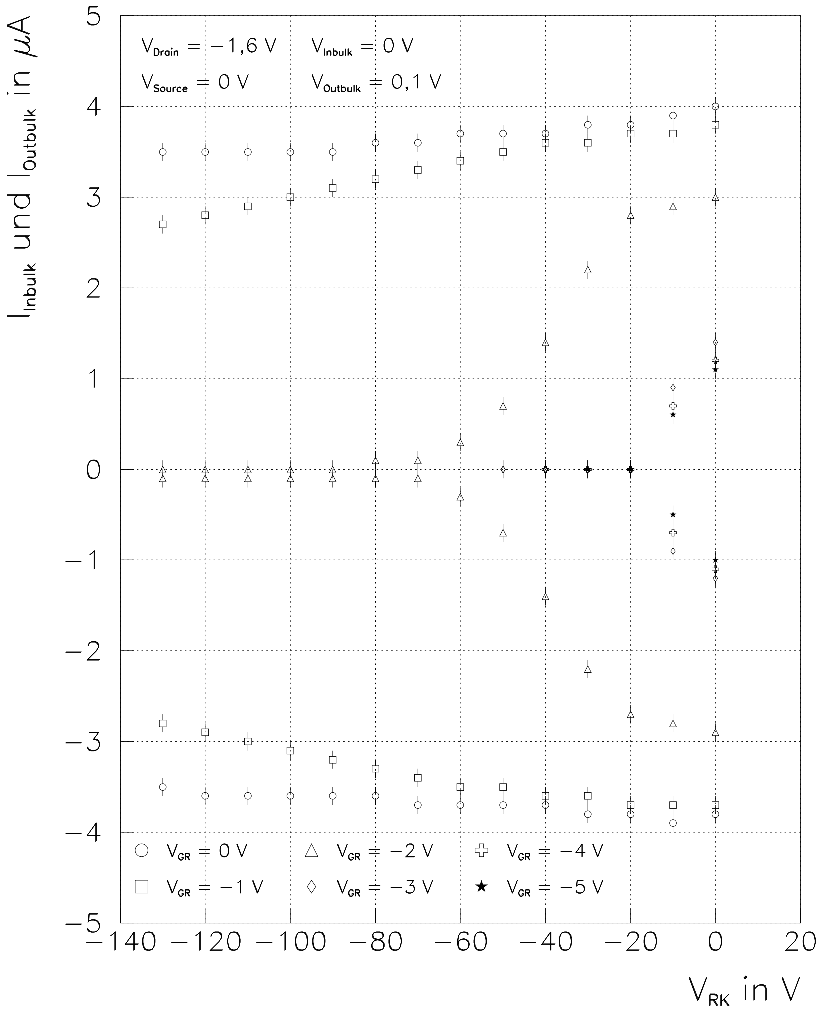


Abbildung 4.3: Dargestellt sind in diesem Diagramm die Ströme durch den Inbulk sowie den Outbulk in Abhängigkeit von V_{GR} und V_{RK}. Im oberen Teil sind die Ströme durch den Inbulk aufgetragen, im unteren Teil die Ströme durch den Outbulk.

4.3 Der Laserscan eines Einzelpixels

Der untersuchte Einzelpixel befindet sich auf einem Chip mit mehreren unterschiedlichen DEPFET–Strukturen. Dieser Chip befindet sich in einem Keramikgehäuse. Die einzelnen Kontakte sind jeweils durch Bonddrähte mit einem Kontaktfuß des Keramikgehäuses verbunden. Die Signale des Steuersystems werden dem DEPFET über eine Adapterplatine zugeführt. Neben den Verbindungen für die Steuersignale zweier Einzelpixel enthält diese Platine auch die Ausleseelektronik für zwei Kanäle entsprechend Abbildung 3.2.

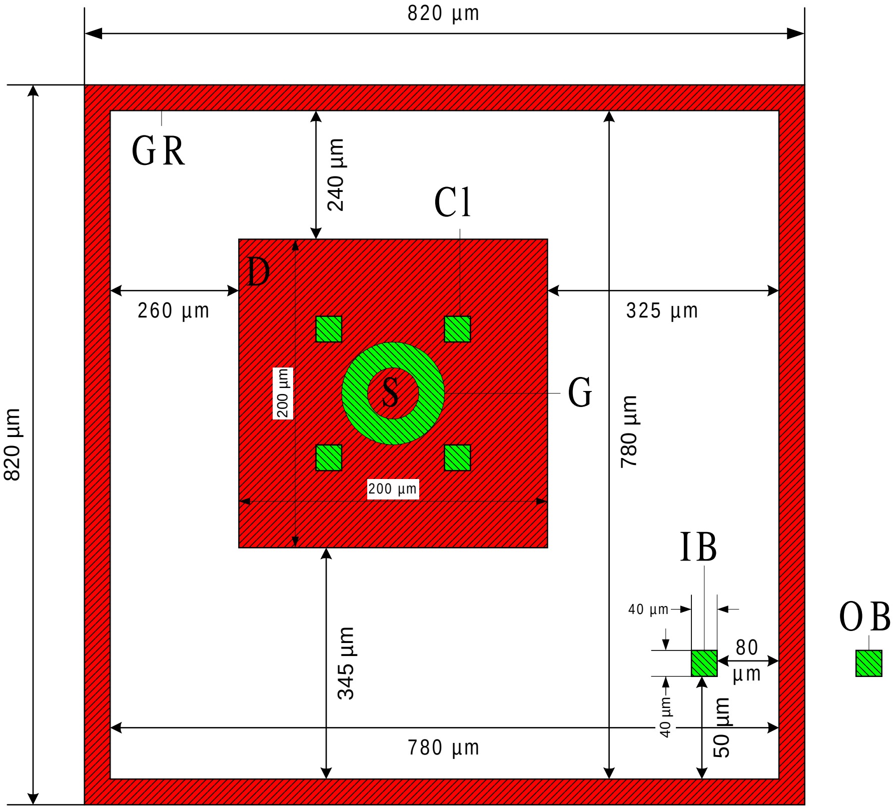


Abbildung 4.4: Schematisches Layout des untersuchten Einzelpixels (nicht maßstäblich). S = Source, G = Gate, Cl = Clear, D = Drain, int. G = internes Gate, IB = Inbulk, GR = Guardring, OB = Outbulk.

Mit Hilfe eines Lasers soll die Sensitivität des Detektors bestimmt werden. In diesem Scan[5] werden mit dem Laser Meßpunkte auf dem Pixel angefahren. Dort werden durch den Laser Elektron–Loch–Paare erzeugt. Durch die hohe Rückkontaktspannung werden die Elektronen sofort von den Löchern getrennt und zur Detektoroberseite gezogen, wo sie entsprechend der Sensitivität des jeweiligen Punktes nachgewiesen werden.

Die Triggerung des Lasers wurde vom Steuersystem übernommen und die Auslese wurde mit einem Oszilloskop[6] durchgeführt. Dieser Einzelpixel ist in Schrittweiten von 100 μm in x– und y–Richtung abgetastet worden. Dabei wurde eine Fläche überdeckt, die dem Inneren des Guardringes und einem kleinen Streifen außerhalb davon entspricht. An jedem Meßpunkt wurden dabei jeweils zehn Einzelmessungen vorgenommen. Wegen

---

[5] von: to scan = abtasten.

[6] LeCroy LC 534 M.

eines sehr starken Rauschens des Ausgangssignals wurde eine sehr große Zeitkonstante der Ausleseelektronik gewählt. Dadurch wird die Übertragungsbandbreite des Systems eingeschränkt und hochfrequente Schwingungen unterdrückt. Der Rückkoppelwiderstand R2 betrug 84,6 kΩ und die Kapazität C1 betrug 150 pF. Daraus ergibt sich eine Zeitkonstante für den Anstieg beziehungsweise Abfall eines Signals von $\tau = \mathrm{R2{\cdot}C1} \approx 12\ \mu$s.

Die Sensitivität sollte direkt unterhalb des DEPFET–Transistors sehr hoch sein. Elektronen, die direkt unterhalb des Transistorbereiches erzeugt werden, sammeln sich nahezu vollständig im internen Gate und tragen damit zum Ausgangssignal bei. Elektronen, die außerhalb des Draingebietes, aber noch innerhalb des Guardringes freigesetzt werden, werden durch die hohe Rückkontaktspannung in Richtung der Oberseite des Pixels gezogen und dort vom Inbulk angezogen. Durch das vom Guardring her entstehende horizontale Feld mit einer Feldrichtung vom internen Gate zum Guardring können allerdings einige außerhalb des Drainbereiches erzeugte Elektronen unter diesen Drainbereich und damit weiter in das interne Gate drängen. Das führt zu einer Vergrößerung des sensitiven Bereiches. Erst Ladungen, die außerhalb des Guardringes erzeugt werden, sollten nicht mehr nachgewiesen werden.

Der untersuchte Einzelpixel[7] hat eine Gatelänge von 11 μm. Der Gatering ist konzentrisch um die Source herum angeordnet und die Mitte dieses Rings hat einen Radius von 50 μm. Daraus ergibt sich durch die Kreisform des Gates eine Gateweite von $\approx 314\ \mu$m. Die anderen wichtigen Maßangaben sind der Abbildung 4.4 zu entnehmen. Anzumerken bleibt noch, daß der Drainbereich aus der Mitte des Guardringes heraus verschoben ist. Die Position des Pixels entspricht dabei nicht der Position im Layout (siehe Abbildung C.1). Die Layout–Darstellung entspricht einer Sicht Draufsicht auf den Pixel. Bei der Messung im Laserstand wurde aber die Rückseite des Pixels abgetastet. Darum muß die Darstellung des Layouts einmal vertikal gespiegelt werden. Hinzu kommt noch, daß die x–Achse im Steuerprogramm des Laserstandes nach rechts hin negativer wird. Dadurch ergibt sich eine weitere Spiegelung, diesmal horizontal. Der Laserpixel ist in der Abbildung 4.4 zur besseren Verständlichkeit so eingezeichnet, daß die Richtung der Verschiebung in den Abbildungen 4.4 und 4.6 gleich sind. Eine Verschiebung des Transistors nach links oben in der Abbildung entspricht dabei einer Verschiebung des Sensitivitätsschwerpunktes in dem Auswertungsdiagramm ebenfalls nach links oben.

Die Parameter der Messung sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Die Drain–Source–Spannung wurde dabei nach Abbildung 4.2 so gewählt, daß sich der Transistor bereits in Sättigung befindet. Die Guardring–Spannung wurde so gewählt, daß zum einen die Substratverstärkung unterhalb des Guardringes voll depletiert ist (siehe Abbildung 4.3), zum anderen aber auch kein zu hohes laterales Potentialgefälle entsteht. Der Rückkontakt wurde auf ein Potential von –110 V gelegt, damit sichergestellt ist, daß der Pixel bis unter die erhöhte n–Dotierung unterhalb der Drain verarmt ist. Der Clear–Kontakt wurde bei dieser Messung nicht kontaktiert, da er nicht als Löschkontakt verwendet worden ist. Ebenfalls wurde der für diese Messung nicht verwendete Stromabzug nicht

---

[7] Die Bezeichnung lautet SJ50_11_11_NP auf dem Chip LINS2_1 des Wafers PZ-41-2.

Tabelle 4.1: Auflistung der verwendeten Potentialeinstellungen beim Laserscan.

Potential	**Wert**
V_{Source}	0 V
V_{Drain}	–1,6 V
V_{Gate}	0 V
V_{Inbulk}	0 V
V_{Outbulk}	0 V
$V_{\text{Rückkontakt}}$	–110 V
$V_{\text{Guardring}}$	–5 *V*
V_{Clear}	nicht kontaktiert
$V_{\text{Stromabzug}}$	nicht kontaktiert

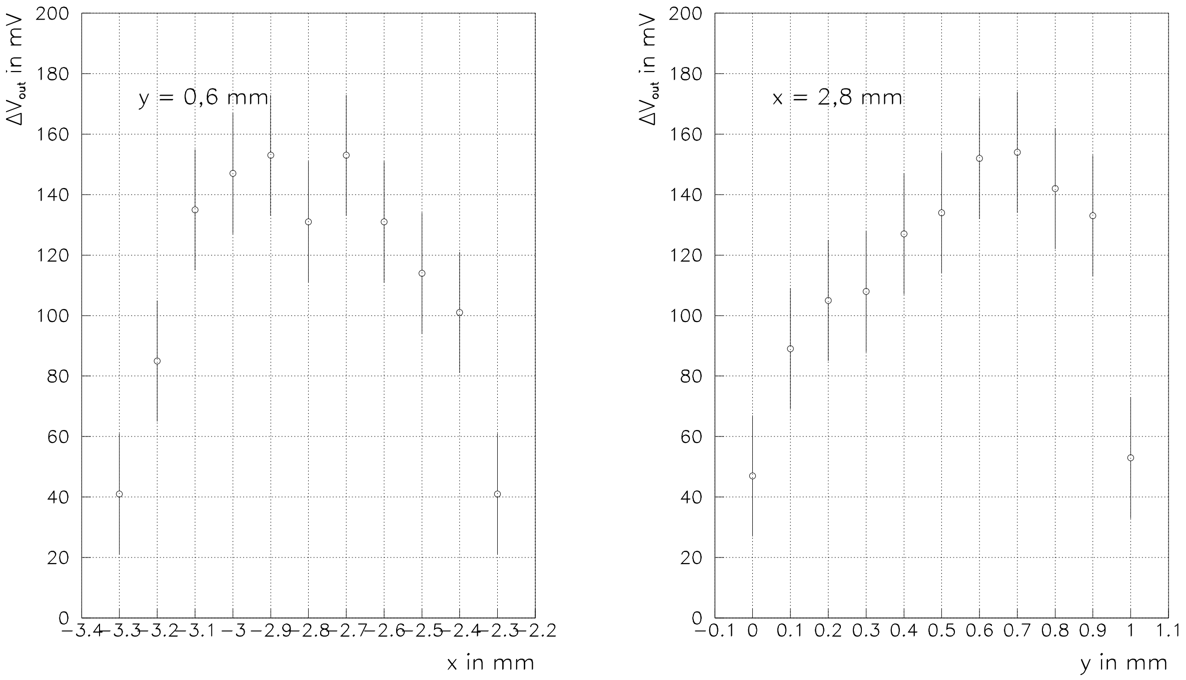


Abbildung 4.5: Vertikaler Schnitt durch den Pixel in der Breite x = –2,8 mm (rechts) und horizontaler Schnitt durch den Pixel in der Höhe y = 0,6 mm (links).

kontaktiert, um äußere Einflüsse weitgehend zu vermeiden. Bei dieser Messung wurde die Meßgenauigkeit nicht durch eine zu geringe Verstärkung eingeschränkt und auch die Operationsverstärker sind nicht in ihren Sättigungsbereich geraten. Darum war eine Nutzung des Stromabzuges nicht erforderlich.

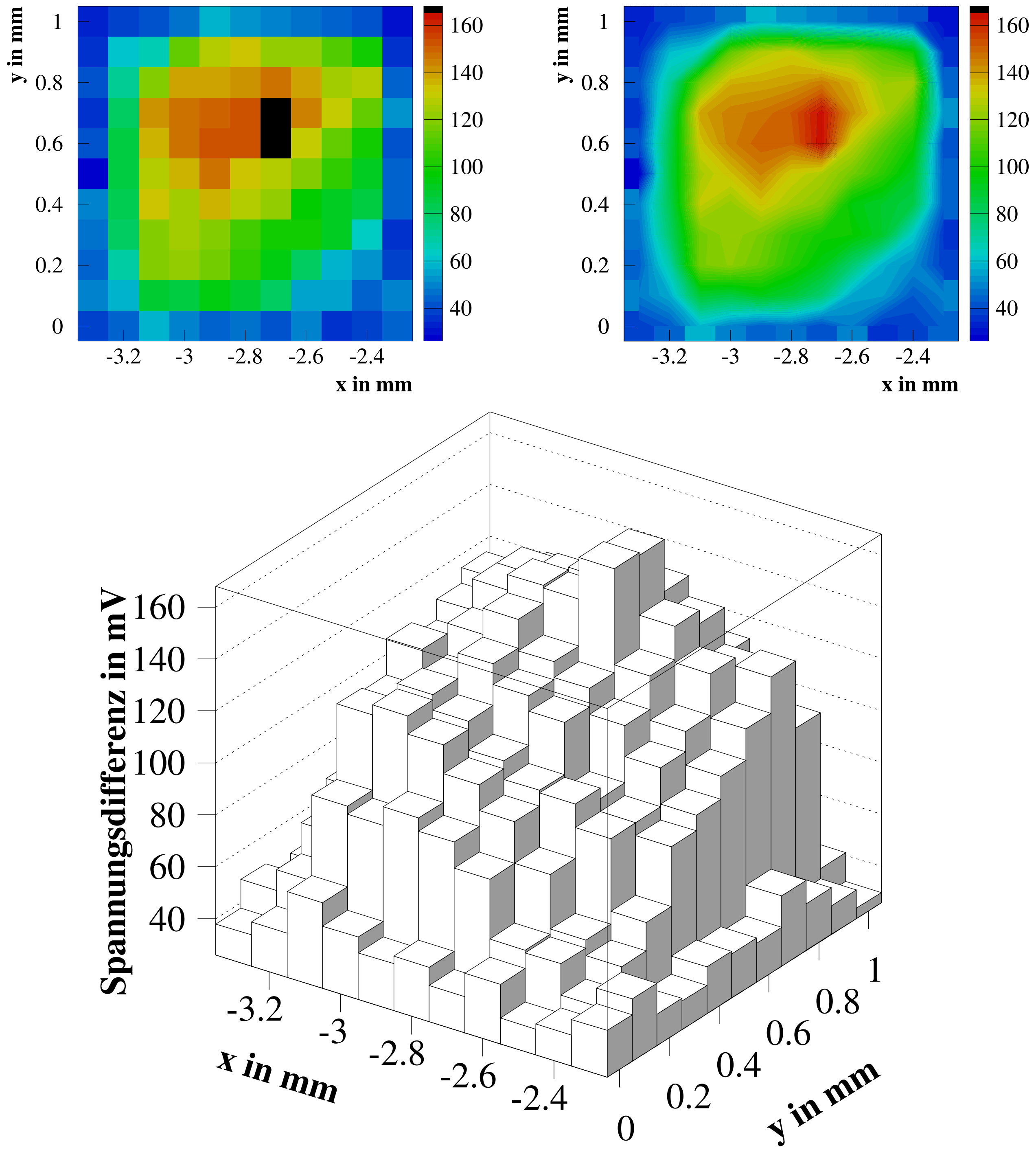


Abbildung 4.6: Meßdaten des Laserscans eines Einzelpixels. Dargestellt ist die Erhöhung der Ausgangsspannung durch den Laserbeschuß. Die z–Achse und die Farbskalen geben die Spannungsänderungen in mV an.

Bei dieser Messung ergab sich eine Sensitivität, die in Abbildung 4.6 veranschaulicht worden ist. Die z–Achse gibt wie die Farbskala die Spannungsdifferenz am Ausgang der Ausleseelektronik (siehe Abbildung 3.2) in der Einheit mV an. An jedem Meßpunkt wurden jeweils zehn Einzelmessungen durchgeführt, wobei in der Abbildung 4.6 jeweils der Mittelwert eingetragen ist. Man kann die Verschiebung des Transistor–Bereiches aus dem Mittelpunkt des Guardringes feststellen. Auch ist ein deutlicher Abfall der Spannungsdifferenz zwischen dem äußersten Ring und dem zweiten von außen zu erkennen.

In der Abbildung 4.5 sind die Meßwerte von zwei Schnitten durch den Pixel mit den Meßfehlern eingetragen. Sie beruhen vor allem auf zwei Ursachen. Zum einen erzeugte der Schaltvorgang des Lasertriggersignals ein hohes Rauschen des Ausgangssignals. Die Meßwerte konnten deswegen erst nach etwa 2,5 μs aufgenommen werden. Aber auch da betrug der Ablesefehler noch $\Delta \mathrm{U} = 10$ mV. Zusätzlich schwankte der Meßwert mit einer Abweichung von bis zu 40 mV um seinen Mittelwert. Eine vermutete Erklärung dafür ist ein Signal mit einer Frequenz in der Größenordnung von 10 kHz, das über Kabelverbindungen in das System einkoppelt. Eine solche Störung ist auf einer grösseren Zeitskala von etwa 100 μs auch beobachtet worden. Eine Ursache dafür könnten Signale des Steuersystems sein, das etwa bei einer solchen Frequenz arbeitet und sich nicht abschalten läßt. Ein solches Untergrundsignal ist in der zur Messung erforderlichen Zeitauflösung nicht zu erkennen, kann aber das Signal in der entsprechenden Größenordnung ändern. Aus den Abweichungen der zehn einzelnen Meßwerte an jedem Meßpunkt wurde der entsprechenden Signalhöhe ein Fehler aus dem Quadrat der Abweichung vom Mittelwert zugeordnet. Eine Abhängigkeit dieses Fehlers von der Signalhöhe, wie er sich für Intensitätsschwankungen des Lasers hätte ergeben müssen, war nicht festzustellen. Dies spricht zusätzlich für die Hypothese eines überlagerten Signals, da hier die Abweichung vom Mittelwert unabhängig von der Meßwerthöhe ist. Dann ist der Fehler aber unabhängig vom jeweiligen Meßpunkt, und der gemeinsame Fehler ergibt sich aus einer quadratischen Mittelung der Einzelfehler. Hieraus ergab sich ein mittlerer Fehler von $\Delta \mathrm{U} = 17$ mV. Aus diesen beiden voneinander unabhängigen Fehlern wurden nach der Methode der Gaußschen Fehlerfortpflanzung der Gesamtfehler berechnet, der in die Abbildung 4.5 eingeflossen ist.

Weitere Fehler wie etwa Meßungenauigkeiten des benutzten Oszilloskops, zeitliche sowie temperaturbedingte Schwankungen in der Laserintensität zwischen zwei Messungen oder Schwankungen der Intensität des Lasers sind typischerweise deutlich kleiner und damit gegenüber den berücksichtigten Fehlern vernachlässigbar. Wären Schwankungen in der Laserintensität zwischen zwei Messungen doch nicht vernachlässigbar gewesen, hätten sie sich durch eine Vergrößerung des Fehlers bei Punkten höherer Sensitivität bemerkbar machen müssen, was aber nicht der Fall war.

Systematische Fehler, die alle Meßwerte um einen gemeinsamen Betrag verschieben, sind bei dieser Messung von geringerer Bedeutung, da nur eine relative Messung durchgeführt wurde. Einer absoluten Sensitivitätsmessung hätte eine Kalibrierung des Auslesesystems mit Einstrahlung einer genau definierten Energie vorausgehen müssen. Eine solche Messung, zum Beispiel mit radioaktiven Quellen möglich, ist aber bislang nicht durchgeführt worden.

Für eine Diskussion der Sensitivitätsmessung bietet sich eine Unterteilung des Meßbereiches in drei Gebiete in Abhängigkeit von der Signalhöhe an. Wie sich zeigen wird, lassen sich diese Gebiete durch das Layout des Pixels erklären. Sie sind allerdings nicht scharf gegeneinander abgegrenzt, sondern gehen fließend ineinander über.

Der erste Bereich wird durch die Meßpunkte mit Spannungsdifferenz über etwa 130 mV beschrieben. Dies entspricht im Konturendiagramm (siehe Abbildung 4.6) in etwa dem roten Gebiet. In dem schematischen Layout (vergleiche Abbildung 4.4) befindet sich dort der Drain–Bereich. Hier werden die im Detektor erzeugten Elektronen in der Substratverstärkung deep–n und dem internen Gate gesammelt. Die Zeitdauer dieser Ladungssammlung beträgt $\approx$ 10 ns. Durch diese Ansammlung negativ geladener Teilchen ändert sich, wie zuvor beschrieben, das Potential des internen Gates. Die Elektronen beginnen dadurch, zum Inbulk abzufließen. Die leitende Verbindung ist durch eine seitliche Verlängerung der deep–n–Implantation über die p–Implantation des Draingebietes hinaus gegeben. Diese stärkere Dotierung von dem deep–n bis zur Oberseite des Detektors ist bei der verwendeten Drainspannung noch nicht vollständig depletiert. Dadurch können Elektronen vom internen Gate durch diese Schicht bis direkt unter die Detektoroberseite gelangen. Dort befindet sich eine ebenfalls leitfähige Elektronenanreicherungsschicht. Sie entsteht durch Fehlstellen im Siliziumdioxid und eine viel größere Beweglichkeit der Elektronen als der Löcher dort. Durch diese Schicht hindurch können die Elektronen zum Inbulk gelangen. Dieser Löschvorgang verläuft exponentiell mit einer Zeitkonstanten $\tau_1 = \mathrm{R}_1\mathrm{C}_1$. Der Widerstand R_1 ist dabei vor allem bestimmt durch den Widerstand des deep–n–Bereiches unterhalb der Drain. Durch das negative Potential am Rückkontakt und an der Drain wird das deep–n–Gebiet von beiden Seiten her verarmt. Dadurch ist der leitende Bereich des deep–n unterhalb der Drain sehr schmal, was eine geringe Leitfähigkeit und einen entsprechend hohen Widerstand zur Folge hat. Hinzu kommt noch der Widerstand der Elektronenanreicherungsschicht, die die Elektronen zwischen deep–n und Inbulk durchqueren müssen. Die Kapazität C_1 ist vor allem bestimmt durch die Kapazität aus internem Gate und dem p–Kanal. Hinzu kommen noch Streukapazitäten, die sich aus Kapazitäten zwischen Inbulk und Rückkontakt oder zwischen der Elektronenanreicherungsschicht und der Oxidladungsschicht zusammensetzen. Bis diese Signalladungen in den Inbulk abgeflossen sind, ändern sie aber den Stromfluß durch den Kanal, was am Ausgang der Ausleseelektronik nachgewiesen werden kann. Eine Erklärung für den Einfluß der Zeitkonstanten wird am Ende dieses Kapitels gegeben.

Der zweite Bereich entspricht Spannungsdifferenzen kleiner als 70 mV. Im Konturendiagramm (siehe Abbildung 4.6) ist dieser Bereich blau dargestellt. So kleine Spannungsdifferenzen treten bei Einstrahlungen des Laserlichts außerhalb des Guardrings auf. Dies wird an dem steilen Abfall der Meßwerte im Blockdiagramm (siehe Abbildung 4.6) von den Meßpunkten mit x = –2,4 mm im Vergleich zu den Meßpunkten mit x = –2,3 mm deutlich. Zwischen diesen Meßpunkten befindet sich der Guardring. Außerhalb des Guardrings erzeugte Elektronen fließen über den äußeren Substrat–Kontakt Outbulk ab. Dadurch ändern sie nicht das Potential des Inbulks und tragen somit auch nicht zur Änderung des Stromes durch den p–Kanal bei. Der Abbildung 4.6 entsprechend befindet sich der Guardring dieses Einzelpixels etwa auf einer Höhe von y = 0,1 mm und y = 0,9 mm sowie x = –3,2 mm und x = –2,4 mm. Die Größe des Guardrings stimmt dabei sehr gut mit den Layoutmaßen überein (siehe Abbildung 4.4).

Zusätzlich fällt in diesem zweiten Bereich noch die rechte untere Ecke im Konturendiagramm auf. Dies entspricht Koordinaten um x = –2,4 mm und y = 0,1 mm. In diesem Bereich innerhalb des Guardrings befindet sich der innere Substrat–Kontakt Inbulk. Elektronen, die in diesem Bereich freigesetzt werden, fließen mit der Zeitkonstante $\tau_2 = \mathrm{R}_2\mathrm{C}_2$ in den Inbulk ab. Der Widerstand R_2 wird hier bestimmt durch die Leitfähigkeit der undepletierten Elektronenanreicherungsschicht an der Detektoroberseite außerhalb der Drain (vergleiche Abbildung 1.2). Dieser ist kleiner als der oben genannte Widerstand R_1, da hier nur der Widerstand der Elektronenanreicherungsschicht berücksichtigt werden muß. Die Kapazität C_2 ist durch die leitende Verbindung zwischen Inbulk und internem Gate die gleiche wie die oben genannte Kapazität C_1. Dies führt insgesamt zu einer kleineren Zeitkonstante τ_2. In der Nähe des Inbulks erzeugte Ladungen fließen also schneller ab als Ladungen, die unterhalb der Drain erzeugt werden. Dadurch wird das Signal kleiner.

Der dritte Bereich ist der Übergangsbereich zwischen den beiden anderen. Die Höhe des Signals hier ist durch den Abstand des Meßpunktes von dem Drain–Gebiet sowie dem Inbulk bestimmt. Die Übergänge zu den beiden anderen Bereichen sind fließend. Dies liegt an zwei Dingen. Zum einen breitet sich die erzeugte Elektronenwolke vor allem durch die Abstoßung der Elektronen untereinander sowie Diffusion aus. Diese Verbreiterung ist abhängig von der Anzahl der erzeugten Elektronen. Da durch den Laserpuls sehr viele Elektron–Loch–Paare erzeugt werden, trägt auch dieses Auseinanderdriften der Elektronen zu einem gleichmäßigen Übergang bei. Zum anderen ist die Änderung der Zeitkonstanten von τ_1 auf τ_2 fließend, was ebenfalls einen gleichmäßigen Übergang bewirkt.

Die unterschiedlichen Abflußzeiten sind die Ursache dafür, daß eine unterschiedliche Sensitivität gemessen werden konnte. Eine längere Abflußzeit bewirkt eine länger andauernde Stromerhöhung durch den p–Kanal des DEPFETs. Dadurch werden mehr Ladungen in der Kapazität C1 der Ausleseelektronik (siehe Abbildung 3.2) gespeichert. Durch die große Zeitkonstante der Ausleseelektronik und eine dementsprechend lange Anstiegs– sowie Abfallzeit des Ausgangssignals kann dieser erhöhte Stromfluß auch nach 2,5 μs noch nachgewiesen werden.

Kapitel 5

Untersuchungen an einer 16×16–Matrix

Während man an Einzelpixeln die grundlegenden Eigenschaften eines DEPFET–Detektors untersuchen kann, ist doch erst eine Kombination vieler DEPFETs zur Autoradiographie geeignet. Für das Autoradiographiesystem ist eine Anordnung der Pixel in Form einer 64×64–Matrix geplant. Zur Untersuchung der Eigenschaften einer solchen Matrix ist eine kleinere Pixelzahl ausreichend.

5.1 Die 16×16–Matrix

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Matrix aus 256 DEPFET–Pixeln untersucht. Bei dieser Matrix sind die Gates aller 16 Transistoren einer Zeile durch eine Aluminiumbahn miteinander verbunden (siehe Abbildung 5.1). Die Drains der 16 Transistoren einer Spalte sind über die p^+–Implantationen der einzelnen DEPFET–Pixel sowie Aluminiumverbindungen zwischen jeweils benachbarten Pixeln miteinander verbunden. Die für die Bondverbindungen vorgesehenen Kontaktflächen (häufig als Pads[1] bezeichnet) für eine solche Spalte sind auf der rechten und linken Seite der Matrix angeordnet und über Aluminiumbahnen mit den p^+–Implantationen des jeweils obersten Pixel verbunden. Die Abbildung 5.1 zeigt auch die Verbindung der Clear–Kontakte. Diese sind für alle Pixel der Matrix miteinander verbunden. Die Verbindung zwischen den einzelnen Zeilen verläuft dabei um die an der Seite angeordneten Bondpads für die Gates beziehungsweise Drains herum. Analog sind auch die Source–Kontakte aller Pixel miteinander verbunden, wobei hier die Verbindung zwischen den Zeilen die Gate– und Drain–Bondpads auf der linken Seite umschließt.

Die Auslese der einzelnen Pixel der Matrix geschieht wie beim Einzelpixel durch eine Messung des Kanalstromes des DEPFETs. Da die einzelnen Draingebiete einer Spalte

---

[1] von: pad = Belag.

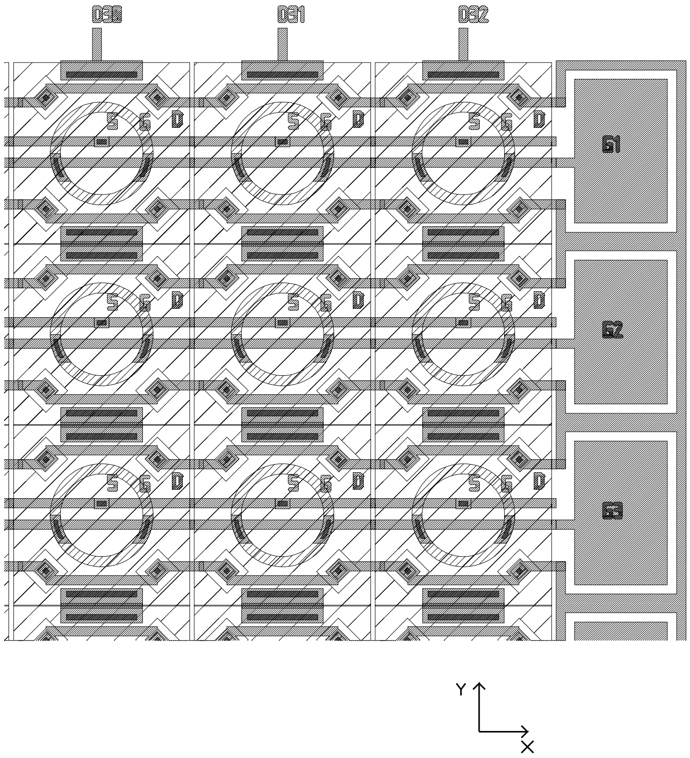


Abbildung 5.1: Ausschnitt aus einer Matrix zur Verdeutlichung der Verbindungen zwischen den einzelnen Pixeln [12]. Der mit S bezeichnete innere Bereich eines jeden Pixels ist die Source. Darum herum ist das ringförmige Gate (G) zu sehen. Außen befindet sich der Drain–Bereich (D) mit den vier Clear–Kontakten.

miteinander verbunden sind, ergibt sich eine Hintereinanderschaltung der einzelnen p–Kanäle. Der resultierende Strom am Drain–Bondpad ist die Summe der Ströme durch die p–Kanäle der einzelnen DEPFETs einer Spalte. Um aus dem in der Ausleseelektronik fließenden Gesamtstrom auf den Strom in einem bestimmten Pixel dieser Spalte schließen zu können, werden gezielt alle anderen Transistoren dieser Spalte ausgeschaltet. Der in der Ausleseelektronik nachgewiesene Strom kann dann diesem einen eingeschalteten Pixel zugeordnet werden.

Das gezielte Aus– beziehungsweise Einschalten der Transistoren wird durch Anlegen einer Spannung von $V_{\text{Gate off}} > V_{\text{po}}$ oder von $V_{\text{Gate on}} = 0$ V bewirkt. Bei der Spannung $V_{\text{Gate off}}$ ist der Kanal vollständig verarmt und es fließt kein Strom mehr. Bei der Spannung $V_{\text{Gate on}}$ fließt der Sättigungsstromfluß.

Bei dieser Art der Auslese werden jeweils die Transistoren einer gesamten Zeile gleichzeitig eingeschaltet. Nach einem Löschpuls, mit dem die internen Gates aller Pixel der Matrix geleert werden, werden die Zeilen nacheinander durchgeschaltet, wie im Kapitel 3.1 beschrieben. Sind die Transistoren einer Zeile eingeschaltet, können diese parallel ausgelesen werden. Die Auslese der Transistoren der anderen Zeilen geschieht durch sukzessives Einschalten der Gate–Spannungen der einzelnen Zeilen. Diese Auslesemethode vereinfacht die Ausleseelektronik, da nicht mehr für jeden Pixel, sondern nur noch für jede Spalte, ein eigener Auslesekanal nötig ist. Eine Ausleserate von etwa 1 kHz ist bei der Autoradiographie ausreichend.

5.2 Erste Messungen

Die verwendete 16×16–Matrix ist auf eine eigens dafür entwickelte Platine geklebt worden [4]. Diese Platine enthält neben den Zuführungen für die Steuer– und Versorgungsspannungen auch die Ausleseelektronik für vier Kanäle. weiterhin ist diese Platine für die Verwendung eines Auslesechips CARLOS[2] und eines Steuerchips Switcher direkt auf der Platine ausgelegt. Auf beides wurde bei dieser Messung aber verzichtet. Der Auslesechip befand sich noch in der Entwicklung und der Steuerchip wurde aufgrund besserer Kontrollmöglichkeiten auf einer separaten Platine betrieben.

Abbildung 5.2 zeigt die untersuchte 16×16–Matrix mit den Bondpads. Das Bondpad zur Kontaktierung der Gates einer Zeile ist für die Zeilen 1–8 (von oben gezählt) auf der rechten Seite der Matrix. Die Bondpads für die Zeilen 9–16 befinden sich an den linken Enden der jeweiligen Zeile. Die Bondpads für die Drains sind ebenfalls an den Seiten der Matrix angeordnet. Der Kontakt wird durch Leiterbahnen am Rand der Matrix hergestellt. Nummeriert man die Spalten der Matrix von links nach rechts mit 1–16 durch, so liegen die Bondpads für die Spalten 1–8 im linken oberen Bereich der Matrix und die Bondpads für die Spalten 9–16 im rechten unteren Bereich. Bei der untersuchten Matrix sind die Gates der Zeilen 3, 4, 5 und 6 mit den Ausgängen eines Switchers verbunden worden. Die Gates der Zeilen 1, 2, 7 und 8 sind mit einem gemeinsamen Bondpad verbunden worden, welches konstant auf $V_{\text{Gate off}} > V_{\text{po}}$ liegt und sich auf der rechten Seite der Matrix befindet. Im folgenden wird für ein solches Bondpad auch die Bezeichnung Totbondpad verwendet. Analog sind die auf der linken Seite liegenden Bondpads für die Gates der Zeilen 9–16 mit einem weiteren Totbondpad verbunden. Die Drains der Spalten 1–4 sind auch über ein gemeinsames Bondpad miteinander verbunden. Hier liegt konstant die Spannung V_{D} an, die der Drainspannung der anderen Spalten entspricht. Die Drains der Spalten 5–8 sind mit den Eingängen der Kanäle 1–4 der Ausleseelektronik verbunden. Am obersten Pixel jeder Spalte liegt damit die vom Operationsverstärker konstant gehaltene Spannung V_{D} an. Die Spalten 9–16 sind nicht durch Bonddrähte verbunden worden.

Bei den ersten Messungen ergaben sich unerwartet hohe Leckströme. Durch eine Untersuchung mit einem Multimeter stellten sich zwei Kurzschlüsse heraus:

1. Kurzschluß zwischen dem linken Totbondpad und der Source,

---

[2] CARLOS = **c**urrent **a**mplifying **r**eadout-chip for **l**ow n**o**ise **s**ensors.

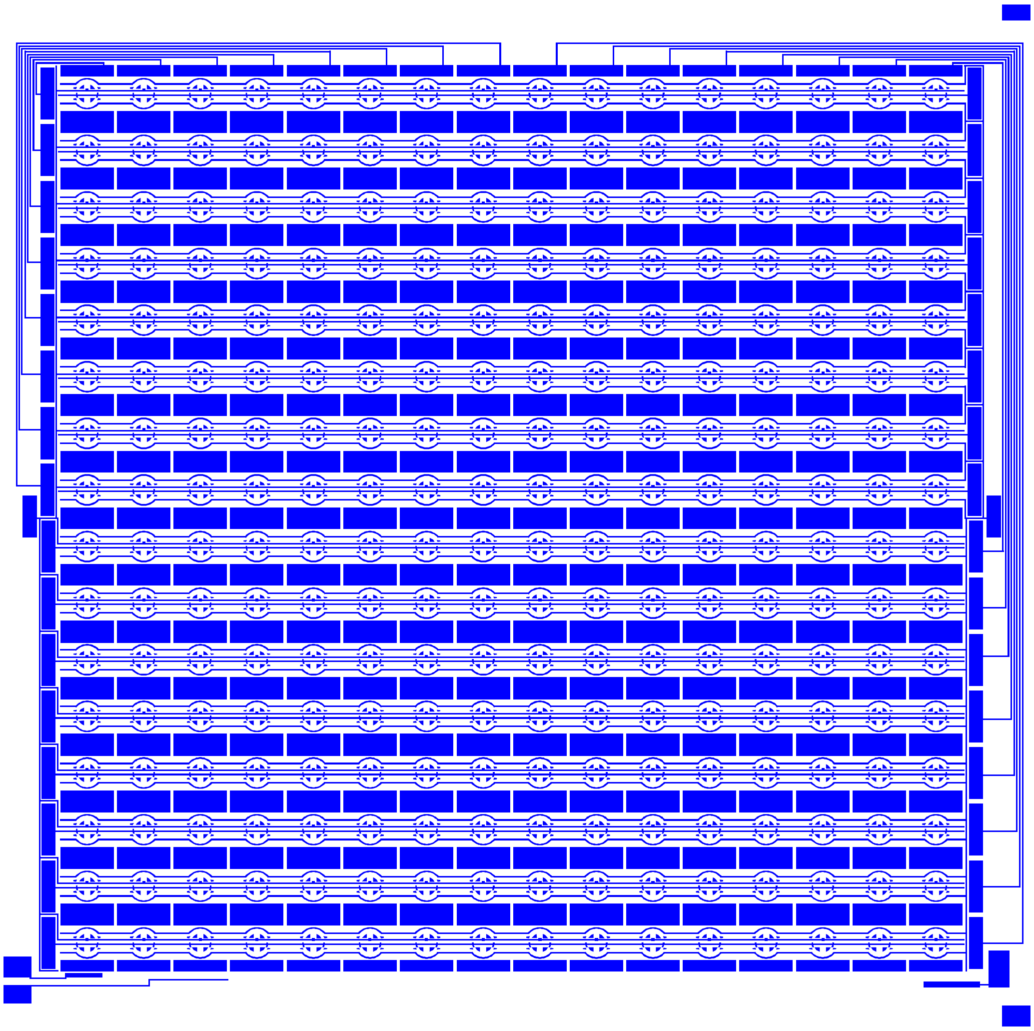


Abbildung 5.2: 16×16–Matrix. Die Abbildung verdeutlicht die Lage der Bondpads und die Verbindungen zu den Pixeln. Links ist in der Mitte das Bondpad für die Source zu sehen, während das Bondpad in der Mitte auf der rechten Seite den Anschluß an die Clear–Kontakte erlaubt [13].

2. Kurzschluß zwischen dem rechten Totbondpad und dem Clear.

Kurzschlüsse auf der Platine waren bereits durch die Prüfung einer unbestückten Platine ausgeschlossen worden, so daß als mögliche Ursachen noch in Betracht kamen:

1. leitende Staubpartikel,
2. Bondfehler,
3. defekte Pixel.

Die beiden ersten Punkte sind durch das Layout der Matrix naheliegend, da auf der linken Seite der Matrix die Leiterbahn für die Source–Kontakte um die Bondpads für die Gates herumläuft, während auf der rechten Seite die Leiterbahn für die Clear–Kontakte die Bondpads umschließt (vergleiche Abbildung 5.1).

Eine Sichtprüfung unter einem Mikroskop brachte aber keine weiteren Aufschlüsse, da die Auflösung und die Tiefenschärfe des verwendeten Mikroskops nicht ausreichend waren. Die Verwendung eines Mikroskops mit einer höheren Auflösung hätte aber vermutlich die Bondfüsse beschädigt, da die Brennweite dann so klein wird, daß man sehr nahe an das zu betrachtende Objekt muß. Eine nähere Untersuchung mit einem Rasterelektronenmikroskop schied wegen der zu befürchteneden Strahlenschäden in den Detektoren auch aus.

Zur Klärung des dritten Punktes ist eine Messung der Kennlinien der Gate–Drain–Dioden sowie des Kanals zwischen Source und Drain durchgeführt worden. Mit dieser Messung wurde versucht, einen Pixel zu finden, der für die Kurzschlüsse verantwortlich sein könnte. Wenn ein Pixel einen Kurzschluß zwischen Gate und Source aufweisen sollte, so sollte dies durch die p–Kanal–Verbindung zwischen Drain und Source auch einen Einfluß auf die Gate–Drain–Diode haben. Die Messung der Kennlinie der Diode zwischen Gate und Drain bietet sich auch deswegen an, da die Gates einer Zeile durch die sie umgebende p–Implantation von den anderen Gates isoliert sind. Damit sollte sich ein einzelner Matrix–Pixel von den anderen isoliert betrachten lassen. Bei der Auswertung war aber kein auffälliger Pixel zu identifizieren. Das liegt vermutlich daran, daß durch die festgestellten Kurzschlüsse die einzelnen Gates eben nicht mehr voneinander isoliert waren, sondern durch diese Kurzschlüsse miteinander verbunden. Damit bestimmt man aber nicht mehr die Kennlinie zwischen Drain und Gate eines einzelnen Pixels, sondern die anderen Pixel beeinflussen diese Kennlinie. Es ergibt sich ein System aus mehreren Pixeln (bis zu 256), die einen Einfluß auf diese Kennlinie haben können. Das erlaubt aber keinerlei Aussagen mehr über das Verhalten eines einzelnen Pixels. Zusammenfassend läßt sich nur sagen, daß die Messungen zwar die Kurzschlüsse bestätigten, aber keine weiteren Aufschlüsse bezüglich deren Ursache geben konnten.

Kritisch an den Kurzschlüssen ist die Tatsache, daß bei einer Matrixauslese normalerweise alle Transistoren einer Spalte ausgeschaltet sind und nur jeweils ein einziger DEPFET einen Strom liefert. Durch diese Kurzschlüsse liegen die Gates der Zeilen 9–16 auf Source–Potential. Dadurch werden diese Gates eingeschaltet und liefern ebenfalls einen Stromfluß. Am Ausgang der Drains fließt also ein Untergrundstrom, der dem Ruhestromfluß durch acht Transistoren entspricht.

Die Messung eines Signals bei solch einem Untergrundstrom ist nicht möglich, da die zu messenden Signale Stromänderungen von typischerweise weniger als 1% des Ruhestromes eines Transistors erzeugen. Bei dem vorliegenden Untergrundstromfluß ist die Meßgenauigkeit für den Nachweis von so kleinen Strömen nicht ausreichend.

Dennoch läßt sich an dieser Matrix die Funktionsweise des Steuersystems überprüfen. Da bei eingeschaltetem Transistor ein Ruhestrom durch den Transistor fließt, der in der

Abbildung 5.3: Darstellung der Auswirkung von Schaltvorgängen an den Gates auf den Drainstrom. Abgebildet sind zum einen das Ausgangssignal der Spalte 5 im Kanal #1 sowie die Spannungen an den Gates der Zeilen 4 und 5 und dem globalen Clear–Kontakt.

gleichen Grössenordnung ist wie der Untergrundstrom, kann man zumindest das gezielte Ein– und Ausschalten eines Transistors erkennen. Dies zeigt auch Abbildung 5.3. Dort ist in blau die Ausgangsspannung der Ausleseelektronik zu sehen (für Drain #5). In schwarz und magenta sind die Spannungen für die Gates der Zeilen 5 und 4 dargestellt, und in rot ist die Spannung des Clear–Kontaktes aufgetragen. An der Ausgangsspannung läßt sich bei jedem Einschalten eines zusätzlichen Gates ein Anstieg des Stromflusses in die Drain feststellen, was sich durch die Spannungsänderung am Ausgang der Ausleseelektronik bemerkbar macht. Die Spannungsänderung an dem markierten Punkt 1 entspricht dem Stromfluß durch den DEPFET–Pixel in Zeile 4, Spalte 5. Analog läßt sich die Spannungsänderung an den Punkten 2 und 3 durch das Einschalten des Transistors in Zeile 3, Spalte 5 beziehungsweise Zeile 4, Spalte 5 begründen. Die Spannung an den Gates der Zeile 3 ist in Abbildung 5.3 nicht dargestellt. Somit konnte zumindest die korrekte Funktion des Steuersystems an Hand dieser Matrix bestätigt werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Halbleiterdetektoren mit integrierter erster Verstärkerstufe untersucht. Durch die Integration sind diese DEPFET–Detektoren sehr rauscharm. Desweiteren bieten sie eine hohe Ortsauflösung und erlauben hohe Ausleseraten. Detektoren mit gepulstem Löschvorgang eignen sich dabei zur Autoradiographie und ein kompaktes Detektorsystem befindet sich in der Entwicklung.

In dieser Diplomarbeit wurde ein Auslesesystem für DEPFET–Detektoren aufgebaut. Es macht erstmals Gebrauch von einem speziell für dieses Detektorsystem entwickelten ASIC. Für die Integration dieses Switcher genannten ASICs in ein Auslesesystem wurden umfangreiche Tests durchgeführt, um die Funktion sowie die Arbeitsbedingungen zu untersuchen. Diese Tests zeigten, daß der Switcher die zum DEPFET–Betrieb erforderlichen Spannungen an seine Ausgangskanäle anlegen kann. Damit können die beim Betrieb von DEPFET–Detektoren mit gepulstem Löschvorgang erforderlichen Spannungsänderungen allein durch Logiksignale erreicht werden. Dies ist deutlich schneller und einfacher zu erreichen, als eine Änderung der Ausgangsspannung einer Spannungsquelle. Das Rauschverhalten des Switchers wurde untersucht. Der für das Rauschen wichtige Widerstand $\mathrm{R_{on}}$ beträgt $\approx 2\ \mathrm{k\Omega}$. Eine Eignung der Steuerung auch für eine Detektoren–Matrix konnte gezeigt werden. Eine Detektoren–Matrix wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ebenfalls untersucht. Eine gezielte Ansteuerung und Auslese einzelner DEPFET–Pixel innerhalb der Matrix konnte erfolgreich vorgenommen werden.

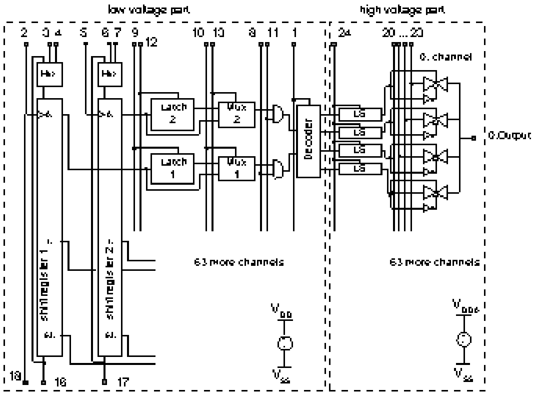
Außerdem wurde ein DEPFET–Einzelpixel näher untersucht. Um diesen DEPFET als Detektor betreiben zu können, sind Kennlinien der Betriebsparameter aufgenommen worden. Eine Messung der Sensitivität an mehreren Punkten innerhalb und außerhalb dieses Einzelpixel wurde durchgeführt.

Ein Schritt zum geplanten DEPFET–basierten Autoradiographiesystem konnte durch die Integration des Switchers zur Steuerung des Detektors gemacht werden. Als weitere Schritte stehen die Integration des Auslesechips CARLOS sowie die Entwicklung weiterer Systemkomponenten noch aus. Der Auslesechip CARLOS ist bereits getestet. An einer Platine, die den Detektor, zwei Steuerchips und einen Auslesechip aufnimmt sowie die entsprechenden Verbindungen zu weiteren Platinen herstellt, wird gearbeitet [4].

Ebenfalls noch in der Entwicklung befindet sich die Spannungsversorgung für die Betriebsspannungen des DEPFET–Detektors, an die sehr hohe Anforderungen bezüglich eines geringen Rauschens gestellt werden.

Anhang A

Schaltschema des Switchers



1.	enable_dec	13.	$\overline{\text{select\_latch2}}$
2.	clk1	14.	V_{DD}
3.	serial_in1	15.	V_{SS}
4.	select_serial_in1	16.	serial_out1
5.	clk2	17.	serial_out2
6.	serial_in2	18.	monitor_clk1
7.	select_serial_in2	19.	V_{DD6}
8.	enable_2	20.	in_voltage 0
9.	$\overline{\text{load\_latch1}}$	21.	in_voltage 1
10.	$\overline{\text{select\_latch1}}$	22.	in_voltage 2
11.	enable_1	23.	in_voltage 3
12.	$\overline{\text{load\_latch2}}$	24.	I_biasLS

Abbildung A.1: Schematische Darstellung eines Switcherkanals mit den erforderlichen Steuersignalen [1].

Anhang B

Geräte, Funktionen und technische Daten

Gerät	Ausgang	maximale Spannung	typische Spannung	Funktion
Thurlby PL 154	1 2	± 20 V ± 20 V	+ 5 V 0...15 V	V_{DD} inV3 (Clear on)
Isotech IPS 2303D	1 2 3	± 30 V ± 30 V ± 5 V	+ 15 V –15 V	V^{+} für Operationsverstärker V^{-} für Operationsverstärker
Isotech IPS 2303D	1 2 3	± 30 V ± 30 V ± 5 V	0...25 V –25...+10 V	V_{DDA} $V_{Stromabzug}$
Toellner TOE 8842	1 2	± 130 V ± 130 V	0...130 V 0...50 V	Rückseitenkontakt Guardring
Toellner TOE 8733	1 2 3	± 48 V ± 48 V ± 7 V	–1...–4 V 0...0,5 V 0...4 V	$V_{Drain-Source}$ inV1 (Gate on) inV0 (Gate off) + Totbondpad Gates rechts + Totbondpad Gates links
HP E 3610 A		± 15 V	0 V	inV2 (Clear off)

Tabelle B.1: Auflistung der verwendeten Spannungsversorgungen und deren Funktion.

NIM Crate	2 NIM – TTL / TTL – NIM – Wandler (LeCroy 688 AL) (*á* 8 Kanäle) Gate Generator (CERN N 2255): Steuerung des ADC
CAMAC Crate	12–Kanal–ADC (LeCroy 2249 A) Output Register (SEN OR 2088) Dataway Display (borer) IEEE–488–Schnittstelle (LeCroy 8901A)

Tabelle B.2: Auflistung der verwendeten Module im NIM–Crate sowie im CAMAC–Crate.

OR 2088			
15	—		select latch 2
14	—	NIM	select latch 1
13	—		
12	—	–	Gate Generator
11	—		serial in 2
10	—	TTL 1	serial in 1
9	—		clock 2
8	—		clock 1
7	—		Laser–Trigger
6	—	NIM	enable decoder
5	—		enable 2
4	—	–	enable 1
3	—		load latch 2
2	—	TTL 2	load latch 1
1	—		select serial in 2
0	—		select serial in 1

Tabelle B.3: Auflistung der vom Output–Register erzeugten Logiksignale. Die NIM–TTL–Wandler erzeugen aus den vom Output–Register gelieferten Signalen im NIM–Standard an ihren Ausgängen Signale im TTL–Standard.

ADC 2249 A		
Gate		
0		
1		
2		
3		
4	—	Ausgang der Ausleseelektronik (Kanal #1)
5	—	Ausgang der Ausleseelektronik (Kanal #2)
6	—	Ausgang der Ausleseelektronik (Kanal #3)
7	—	Ausgang der Ausleseelektronik (Kanal #4)
8		
9		
10		
11		
Clear		

Tabelle B.4: Auflistung der im C–Ausleseprogramm verwendeten Kanäle des ADCs.

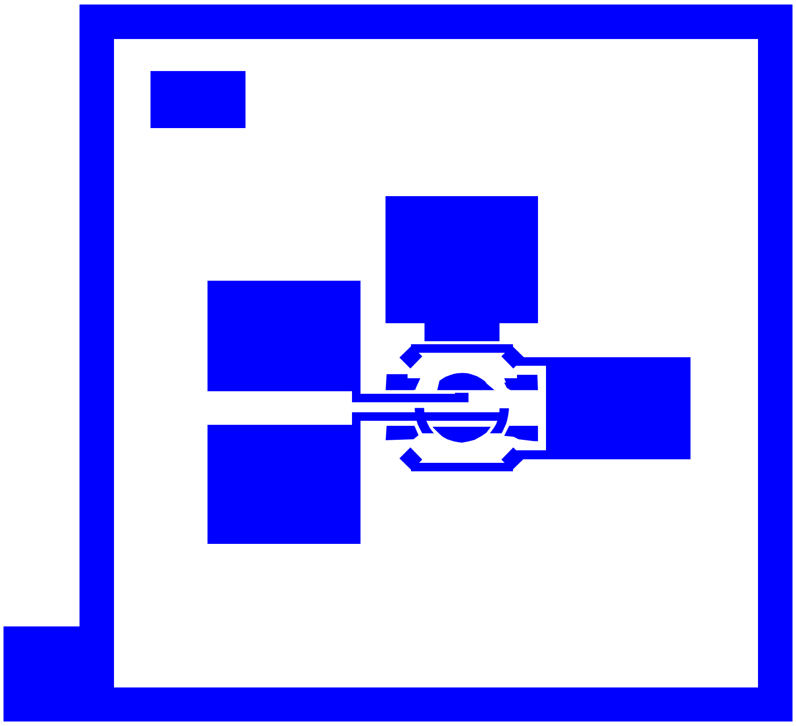
Tabelle B.5: Technische Spezifikationen des Lasers und des Lasertreibers [21].

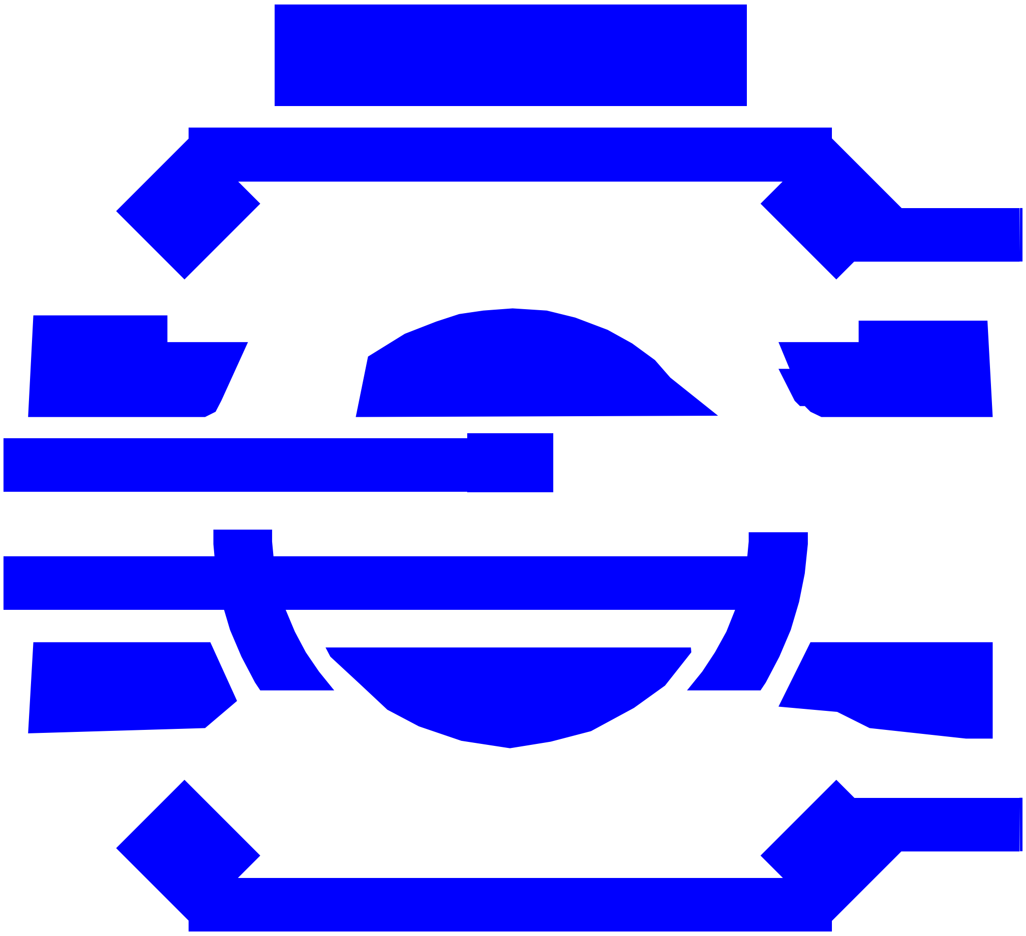
Laserdiode LD62	
Wellenlänge	904 nm
Spektrale Breite	3,5 bis 12 nm
Threshold Strom	6 A
Pulsbreite	$\approx$ 30 ns (200 ns max.)
Schutzklasse	IIIb

Lasertreibermodul LDM275-501N16	
Strom	40 A ($<$ 10 bis $\approx$ 50 A)
Anstiegszeit	4 ns ($\approx$ 6 ns max.)
Pulsbreite	14 ± 2 ns ($\approx$ 6 bis $\leq$ 50 ns)
Pulsfrequenz	10 kHz ($\approx$ 20 kHz max.)
Trigger Eingang	5 V bei 50 Ω
Anstiegszeit	$\leq$ 20 ns
Dauer	50 ns + Pulsdauer

Anhang C

Layout des Einzelpixels





Literaturverzeichnis

[1] **Thorsten Aurisch**
Untersuchungen an den DEPJFET–Matrizen mit gepulstem und kontinuierlichem Löschvorgang
Diplomarbeit an der Universität Bonn (1997)

[2] **Christian Becker**
Entwicklung und Aufbau eines Teststandes für Silizium Streifendetektoren
Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe (1994)

[3] **Bergmann, Schaefer**
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6
Walter de Gruyter, Berlin (1992)

[4] **Matthias Böcker**
Diplomarbeit an der Universität Dortmund (in Vorbereitung)

[5] **G. Cesura, N. Findeis et al.**
New pixel detector concepts based on junction field effect transistors on high resistivity silicon
NIM A 377 (1996) 521

[6] **Emilio Gatti, Pavel Rehak**
Semiconductor drift chamber – an application of a novel charge transport scheme
NIM A 225 (1984) 608

[7] **Paul R. Gray, Robert G. Meyer**
Analysis and design of analog integrated circuits
John Wiley & Sons, New York (1977)

[8] **Nicolas Hörnel**
Test, Inbetriebnahme und Weiterentwicklung von Silizium–Pixel–Detektoren
Diplomarbeit an der Ludwig–Maximilians–Universität München (1995)

[9] **Paul Horowitz, Winfield Hill**
The art of electronics
Cambridge University Press, Cambridge (1980)

[10] **J. Kemmer, G. Lutz**
New detector concepts
NIM A 253 (1987] 365

[11] **J. Kemmer, G. Lutz et al.**
Experimental confirmation of a new semiconductor principle
NIM A 288 (1990) 92

[12] **Peter Klein**
Entwicklung, Bau und Test eines Halbleiter–Bildzellendetektors für den Einsatz in der Teilchenphysik
Dissertation an der Ludwig–Maximilians–Universität München (1996)

[13] **Peter Klein**
Private Mitteilung

[14] **P. Klein, P. Lechner et al.**
Design and performance of semiconductor detectors with integrated amplification and charge storage capability
NIM A 305 (1991) 517

[15] **Konrad Kleinknecht**
Detektoren für Teilchenstrahlung
Teubner Studienbücher, Stuttgart (1992)

[16] **P. Lechner, L. Andricek et al.**
New DEPMOS applications
NIM A 326 (1993) 284

[17] **Lars Ulrich Lindemann**
Konzeption, Aufbau, Kalibrierung und Test eines 3–D–Meßgerätes zur optischen Vermessung von Halbleiter–Spurdetektor–Modulen
Diplomarbeit an der Universität Dortmund (1995)

[18] **J.H. MacDonald, K. Wells et al.**
A CCD–based tissue imaging system
NIM A 392 (1997) 220

[19] **Wolfgang Neeser**
Test und Inbetriebnahme von DEPJFET–Detektoren
Diplomarbeit an der Universität Bonn (1996)

[20] **Wolfgang Neeser**
Private Mitteilung

[21] **Ralf Otterbach, Jan Willemsen**
Betriebsanleitung zum Signalmeßstand zur Charakterisierung von Siliziumdetektoren
Universität Dortmund (1997)

[22] **M. Overdick, A. Czermak et al.**
A „Bioscope“ system using double–sided silicon strip detectors and self–triggering read–out chips
NIM A 392 (1997) 173

[23] **Particle Data Group**
Review of Particle Properties
Physical Review **D54**, 1 (1996)

[24] **S.M. Sze**
Semiconductor devices
John Wiley & Sons, New York (1985)

[25] **Neil H.E. Weste, Kamran Eshraghian**
Principles of CMOS VLSI design
Addison–Wesley Publishing Company; Reading, Massachusetts (1993)

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Diese Diplomarbeit hätte ohne die Hilfe vieler sicher anders ausgesehen. Allen, die mir in dieser Zeit mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben, möchte ich an dieser Stelle sehr herzlich danken. Mein ganz besonderer Dank gilt dabei:

- Prof. Buchholz, der mir die Möglichkeit gab, an diesem interessanten Projekt mitarbeiten zu können;
- Prof. Gößling für die großzügige Bereitstellung von Meßinstrumenten und seiner Bereitschaft, sich als Koreferent zur Verfügung zu stellen;
- Dr. Peter Klein, der meine Fragen stets umfassend und geduldig beantwortet hat und dem besonderer Dank für das kurzfristige Lesen meiner Arbeit, die Anmerkungen und Aufmunterungen gebührt;
- Wolfgang Neeser und Mario Löcker für die gute Zusammenarbeit und viele Infos über den Switcher;
- der Hera–B–Gruppe für das gute Arbeitsklima und jederzeit offene Ohren bei Fragen und Problemen;
- ganz besonders davon Markus Adams, der sehr viel Zeit für das Lesen meiner Arbeit aufgewendet hat und mit vielen Kommentaren zu dieser Arbeit beigetragen hat;
- den Mitgliedern des Lehrstuhls für Experimentelle Physik IV, die mir immer freundlich und hilfsbereit zur Seite standen, auch wenn ich wieder deren Labore mit meinen Versuchsaufbauten zugestellt habe;
- Walter Ockenfels für das gute Bonden;
- Harald Hutter für das Logbuch;
- Marcel Trimpl für die C–Routine und die gute Laune;
- Matthias Böcker für die stets aktuellen Aktienkurse;
- Claudia Koch, die mir durch ihre stete Aufmunterung und viel Verständnis trotz der wenigen Zeit sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat und

- last, but definitely not least meinen Eltern, die mir dieses Studium überhaupt erst ermöglicht haben und in der letzten Zeit viel Geduld aufbringen mußten.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Ministeriums für Schule und Weiterbildung, Wissenschaft und Forschung (MSWWF) des Landes Nordrhein–Westfalen im Rahmen des Innovationsprogramms Forschung (Forschungsverbund Halbleiter–Mikrosensorik NRW) und mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft für das Projekt „Strahlungssensorik mit DEPFET Pixelmatrizen“ gefördert.