

Bildgebung mit DEPFET– Pixelmatrizen für
autoradiographische Anwendungen

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn

vorgelegt von

Johannes Ulrici

aus

Bonn

Bonn 2003

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. N. Wermes
2. Referent: Prof. Dr. P. David

Tag der Promotion: 24.03.03

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4
1 Physikalische Grundlagen des DEPFET-Detektors	7
1.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	7
1.1.1 Geladene Teilchen	7
1.1.2 Photonen	10
1.1.3 Ionisationsstatistik	12
1.2 Halbleiterdetektoren	13
1.2.1 Halbleiter	13
1.2.2 Der pn-Übergang	14
1.2.3 Drift der Signalladungen in Halbleiterdetektoren	17
1.3 Prinzip der Seitwärtsdepletion	18
1.4 Der JFET	20
2 Der DEPFET-Detektor	24
2.1 Funktionsweise des DEPFET-Detektors	24
2.2 Löschmechanismen	26
2.3 Rauschen von DEPFET-Sensoren	29
2.4 Messungen an DEPFET-Einzelpixeln	32
2.4.1 Statische Kennlinien von DEPFET-Einzelpixeln	32
2.4.2 Rauschen von DEPFET-Einzelpixeln	34
2.4.3 Abschätzung der Breite der Ladungswolke	38

3	Das DEPFET Pixel Bioscope	40
3.1	Layout von DEPFET-Matrizen	40
3.2	Prinzip der Auslese von DEPFET-Matrizen	42
3.3	Aufbau des DEPFET Pixel Bioscopes	44
3.4	Die integrierte Datennahmeelektronik	47
3.4.1	CARLOS 2.0	48
3.4.1.1	Gesamtkonzept	49
3.4.1.2	Analogteil	50
3.4.1.3	Digitalteil	55
3.4.2	SWITCHER 2.0	57
3.5	Zusammenfassung	58
4	Messungen mit dem DEPFET Pixel Bioscope	60
4.1	Eichung des DEPFET Pixel Bioscopes	60
4.2	Ruhestromvariation der Pixel in einer DEPFET Matrix	61
4.3	Energieauflösung und Rauschen	63
4.3.1	Energieeichung	64
4.3.2	Erwartetes Rauschen in der DEPFET-Matrix	66
4.3.3	Rauschen eines Pixels in der 64x64-Matrix	67
4.3.4	Energieauflösung des Bioscope-Systems	69
4.4	Untersuchung des zeilenweisen Löschmechanismus	70
4.4.1	Löschen über den Löschkontakt	70
4.4.2	Löschen über das Gate	71
4.5	Verhalten bei Einschalten einer Matrixzeile	75
4.6	Zusammenfassung	77
5	Ortsauflösung von Halbleitersensoren	78
5.1	Definitionen der Ortsauflösung	78
5.2	Ortsauflösung von Pixeldetektoren	81
5.2.1	Digitale Auslese	81
5.2.2	Analoge Auslese	82
5.3	Theoretische Untersuchungen der Ortsauflösung	82
5.3.1	Durchführung der Simulation	83

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	3
5.3.2 Untersuchung verschiedener Rekonstruktionsalgorithmen	85
5.3.2.1 Wahl der Schwelle	85
5.3.2.2 Lineare Rekonstruktion	86
5.3.2.3 eta-Funktion	90
5.3.2.4 Rekonstruktion mittels Lookup-Tabelle	94
5.3.3 Diskussion der Ergebnisse	98
5.3.3.1 Vergleich der Rekonstruktionsalgorithmen	98
5.3.3.2 Vergleich verschiedener Pixelgeometrien	100
5.4 Messungen zur Ortsauflösung des DEPFET Pixel Bioscopes	102
5.4.1 Messung der Ortsauflösung mit einem Laser	103
5.4.2 Messung der Ortsauflösung mit einer Teststruktur	108
5.5 Zusammenfassung	112
6 Autoradiographie mit dem DEPFET Pixel Bioscope	116
6.1 Autoradiographie	117
6.2 Messungen mit biologischen Proben	120
6.2.1 Messungen an einem tritiummarkierten Rattenhirnschnitt	120
6.2.2 Messungen an einem tritiummarkierten Blatt	122
6.3 Trennung verschiedener Radiomarker	122
6.3.1 Energiespektren von β -Zerfällen	123
6.3.2 Trennung von Kohlenstoff und Tritium	124
6.4 Zusammenfassung	127
Zusammenfassung und Ausblick	128
A Rauschen bei einer korrelierten Doppelmessung	132
B Untersuchung der Ortsauflösung mit Moirestrukturen	141
Literaturverzeichnis	144
Abbildungsverzeichnis	149
Tabellenverzeichnis	150
Danksagung	151

Einleitung

Halbleiterdetektoren für ionisierende Strahlung werden sowohl in der Grundlagenforschung als auch in vielen praktischen Anwendungen eingesetzt. Die Anwendungsgebiete reichen von Experimenten in der Hochenergiephysik, der Astronomie und der Festkörperphysik über die Sicherheitstechnik und Materialanalytik bis hin zur medizinischen Diagnostik und der Unterhaltungselektronik. Die Fortschritte in der Entwicklung und die zunehmende Verbreitung von Halbleiterdetektoren seit ihrer Einführung 1949 geht einher mit den Fortschritten, welche in den letzten Jahrzehnten in den Bereichen der Halbleitertechnologie und der Mikroelektronik gemacht wurden.

Gegenüber anderen Detektorkonzepten wie z.B. Gas- und Szintillationszählern haben Halbleiterdetektoren beim Nachweis von ionisierender Strahlung eine bessere Energieauflösung und somit ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis, was daran liegt, dass die zur Erzeugung von Signalladungen erforderliche Energie um mindestens eine Größenordnung kleiner ist. Weitere Vorteile sind die hohe Massendichte des Detektorvolumens, welches zu einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für elektromagnetische Strahlung und zu einem großen Energieverlust geladener Teilchen führt, bei einer geeigneten Strukturierung des Detektors eine sehr gute Ortsauflösung in der Größenordnung von wenigen μm , sowie die Möglichkeit, aufgrund der kurzen Ladungssammlungszeiten große Zählraten bewältigen zu können. Bei Halbleiterdetektoren können zudem durch die Verwendung von Verfahren aus der Mikroelektronik Komponenten der Ausleseelektronik direkt auf dem Detektorchip integriert werden.

Um eine gute Ortsauflösung zu erreichen, werden Halbleiterdetektoren i.A. in Streifen oder kleine Segmente (Pixel) unterteilt, wodurch sich der Entstehungsort der Signalladungen genauer bestimmen läßt. Der DEPFET¹-Detektor ist ein Pixeldetektor, bei welchem die erste Verstärkungsstufe in Form eines Feldeffekt-Transistors in jeden Pixel integriert ist. Dies führt zu einer sehr kleinen Eingangskapazität und somit zu einem sehr guten Rauschverhalten des Detektors.

Das DEPFET-Prinzip wurde 1987 von Kemmer und Lutz vorgeschlagen [Lut87]. 1990 wurden die ersten DEP(MOS)FET-Sensoren erfolgreich getestet und wiesen ein Rauschen² von $ENC \approx 30 e^-$ bei Raumtemperatur auf [Kle91, Kem90]. 1994 wurden die ersten DEP(J)FET-Sensoren hergestellt; einzelne Pixel zeigten zwar ein Rauschen von nur

¹Depleted Field Effect Transistor

²Equivalent Noise Charge

$ENC \approx 20 e^-$ [Ces96], eine Matrix von 2×2 kontinuierlich löschenden DEPFET Detektoren hatte jedoch erhebliche Mängel in der Ladungssammlungseffizienz [Nee96, Kle97]. Im Rahmen der Dissertation von Peter Klein wurden 1994 erstmalig 32×32 DEP(J)FET-Matrizen mit $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ großen Pixeln hergestellt [Kle96], welche 1997 mit einer diskreten Ausleseelektronik in Betrieb genommen werden konnten und ebenfalls Mängel in der Ladungssammlungseffizienz aufwiesen [Löc99, Fis00]. Die dort gewonnenen Erkenntnisse wurden 1997 in einer neuen Produktion von DEP(J)FET-Sensoren mit $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ Pixeln umgesetzt, welche von Peter Klein und Wolfgang Neeser entwickelt wurden [Nee00a] und auch im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Mit einzelnen DEPFET-Detektoren dieser Produktion konnte ein Rauschen von weniger als $ENC = 5 e^-$ bei Raumtemperatur erreicht werden [Ulr01], welches um mindestens eine Größenordnung niedriger als bei herkömmlichen Pixeldetektoren und um zwei Größenordnungen niedriger als bei typischen Streifenzählern ist.

Im Rahmen der Dissertation von Wolfgang Neeser und der hier vorgestellten Arbeit wurde ein DEPFET Bioscope System entwickelt, mit welchem 64×64 -DEPFET Matrizen betrieben werden und welches ein Prototypsystem für den Einsatz von DEPFET-Detektoren in der digitalen Autoradiographie darstellt.

Außer mit der Entwicklung des DEPFET Bioscope Systems befaßt sich diese Arbeit mit der Charakterisierung von DEPFET-Detektoren im Matrixbetrieb und mit autoradiographischen Messungen mit biologischen Proben. Die Betriebseigenschaften von DEPFET-Sensoren konnten im Rahmen dieser Arbeit sehr gut verstanden werden. Die hier gewonnenen Erkenntnisse fließen z.Zt. bereits in die Produktion von Detektoren für zukünftige Projekte ein. So stellen DEPFET-Sensoren eine Option für den TESLA³-Vertexdetektor dar und sollen in der Röntgenastronomie im XMM⁴-Nachfolgeprojekt XEUS⁵ zum Einsatz kommen. Eine weitere mögliche Anwendung von DEPFET-Sensoren stellt das Neutrinomassenexperiment KATRIN⁶ dar.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Im ersten Kapitel wird auf einige physikalische Grundlagen eingegangen, welche für das Verständnis von DEPFET-Detektoren notwendig sind. Hierzu gehört ein Überblick über die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse von Strahlung mit Materie und über Halbleiterdetektoren. Die Eigenschaften von JFET-Transistoren und das Prinzip der Seitwärtsdepletion werden ebenfalls kurz zusammengefaßt.

Das zweite Kapitel befaßt sich mit dem Aufbau und der Funktionsweise von DEPFET-Sensoren. Hierbei wird auf verschiedene Löschmechanismen und die Rauscheigenschaften der Detektoren eingegangen. Am Ende des Kapitels werden einige charakterisierende Messungen an einzelnen isolierten Pixeln vorgestellt.

³TeV Energy Superconducting Linear Accelerator

⁴X-Ray Multi Mirror

⁵X-Ray Evolving Universe Spectroscopy

⁶Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment

Im dritten Kapitel wird der Aufbau des DEPFET Pixel Bioscopes beschrieben. Ein Schwerpunkt dieses Kapitels ist die integrierte Datennahmeelektronik mit dem Steuerchip SWITCHER 2.0 und dem Verstärkerchip CARLOS 2.0, welcher im Rahmen dieser Dissertation entwickelt wurde.

Die Betriebseigenschaften von DEPFET-Pixeln im Matrixbetrieb werden im vierten Kapitel beschrieben. Hierzu gehören Energieauflösung und Rauschen einer 64×64 -DEPFET Matrix sowie die Untersuchung verschiedener Löschmechanismen. Es wird auf die Ruhestromvariation von DEPFET Pixeln in der Matrix, die Eichung des DEPFET Bioscope Systems und auf das Verhalten des Ruhestromes der Pixel beim Einschaltvorgang eingegangen.

Das fünfte Kapitel beschäftigt sich mit der Ortsauflösung von Pixeldetektoren. Hierbei wurden verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen und Pixelgeometrien theoretisch untersucht. Die Ortsauflösung des DEPFET Pixel Bioscopes wurde mit Hilfe eines Lasermessaufbaus und mit Schattenbildern von Teststrukturen experimentell bestimmt und mit den theoretischen Erwartungen verglichen.

Im sechsten Kapitel werden die ersten autoradiographischen Messungen mit biologischem Probenmaterial vorgestellt. Aufgrund der sehr guten Rauscheigenschaften und des dünnen Eintrittsfensters von DEPFET-Dektoren können Konzentrationsverläufe von Tritium autoradiographisch nachgewiesen werden. Die Energieauflösung der Sensoren ermöglicht eine Trennung verschiedener Radiomarker wie ^{14}C und ^3H .

Zum Schluß werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt und ein Ausblick auf zukünftige Entwicklungen und Projekte mit DEPFET-Dektoren gegeben.

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen des DEPFET-Detektors

Im folgenden Kapitel wird auf einige Grundlagen eingegangen, die für das Verständnis von DEPFET-Detektoren notwendig sind. Der erste Teil des Kapitels beschäftigt sich mit den Wechselwirkungen von Teilchen- und elektromagnetischer Strahlung mit Materie. Anschließend werden einige Grundlagen von Halbleitern und die Verwendung des pn -Übergangs als Teilchendetektor behandelt. Die letzten Kapitel befassen sich mit dem Prinzip der Seitwärtsdepletion, welches in DEPFET-Sensoren verwendet wird, und mit der Funktionsweise von JFET-Transistoren, welche im DEPFET-Detektor als erste Verstärkungsstufe in den Sensor integriert sind.

1.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Strahlung kann aufgrund von Wechselwirkungen mit Materie in Detektoren nachgewiesen werden. Da die Wechselwirkungsprozesse sich grundlegend unterscheiden, werden im Folgenden Teilchen- und elektromagnetische Strahlung getrennt behandelt. Im letzten Teil des Kapitels wird auf die Ionisationsstatistik in Halbleiterdetektoren eingegangen.

1.1.1 Geladene Teilchen

Geladene Teilchen können beim Durchgang durch Materie in unterschiedlichen Prozessen Energie abgeben. Zu diesen Prozessen gehören inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen des Materials, elastische Streuung an den Kernen, Bremsstrahlung, Čerenkov-Strahlung und Kernreaktionen. Für schwere geladene Teilchen wird der Energieverlust durch die inelastische Streuung dominiert, welche zu einer Anregung bzw. Ionisation der Atome des Materials führt. Leichte Teilchen wie Elektronen und Positronen verlieren zudem einen großen Teil ihrer Energie durch Bremsstrahlung. Der mittlere Energieverlust geladener Teilchen in Materie durch Ionisation und Anregung wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [PDB02]:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.1)$$

K	$= 4 \pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$
N_a	: Avogadrokonstante
r_e	: klassischer Elektronenradius
m_e	: Elektronenmasse
c	: Lichtgeschwindigkeit
Z	: Ordnungszahl des Mediums
A	: Massenzahl des Mediums
z	: Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung
ρ	: Dichte des Mediums
β	: Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens in Einheiten von c
γ	$= 1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$
I	: mittleres Anregungspotenzial (für Si: $I = 172 \text{ eV}$)
T_{max}	: maximale in einem Stoßprozess an ein Hüllenelektron übertragbare Energie
δ	: Dichtekorrektur

Durch Gleichung 1.1 wird der Energieverlust von schweren Elementarteilchen und Kernen bis zum α -Teilchen für mittlere bis hohe Teilchenenergien beschrieben. Für niedrigere Teilchenenergien ($\beta \leq 0.1$) stimmen die bei der Herleitung der Bethe-Bloch-Formel gemachten Annahmen teilweise nicht mehr und die Formel verliert ihre Gültigkeit [Leo94]. Für leichte Teilchen wie Elektronen und Positronen muß auch der Energieverlust durch Bremsstrahlung berücksichtigt werden. Für eine genauere Behandlung des Energieverlustes von Elektronen und Positronen sei z.B. auf [Leo94] verwiesen.

In Abbildung 1.1 ist der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke für α -Teilchen nach Gleichung 1.1 in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass der Kurvenverlauf für kleine Energien durch den $1/\beta^2$ -Term dominiert wird. Bei einer Energie, welche etwa der 3- bis 4-fachen Ruheenergie des Teilchens entspricht, durchläuft die Kurve ein Minimum und steigt zu höheren Energien hin logarithmisch an. Aufgrund dieses nur langsamen Anstieges des Energieverlustes bei hohen Energien werden Teilchen oberhalb dieses Minimums auch als minimal ionisierende Teilchen oder "MIPs"¹ bezeichnet.

Der Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens in einem $300 \mu\text{m}$ dicken Siliziumdetektor beträgt im Mittel 117 keV , was einer Erzeugung von 32500 Elektron-Loch-Paaren entspricht. Allerdings ist der Energieverlust von minimal ionisierenden Teilchen hierbei nicht gaußförmig um den Mittelwert verteilt, was bei der normalerweise geringen Dicke von Halbleiterdetektoren auf die nur kleine Anzahl von Wechselwirkungen

¹engl.: Minimum Ionizing Particle

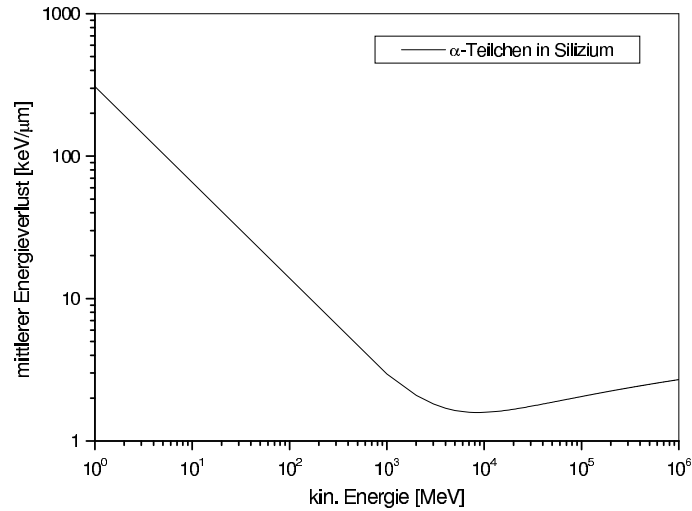


Abbildung 1.1: Mittlerer Energieverlust von α -Teilchen in Si nach der Bethe-Bloch-Formel.

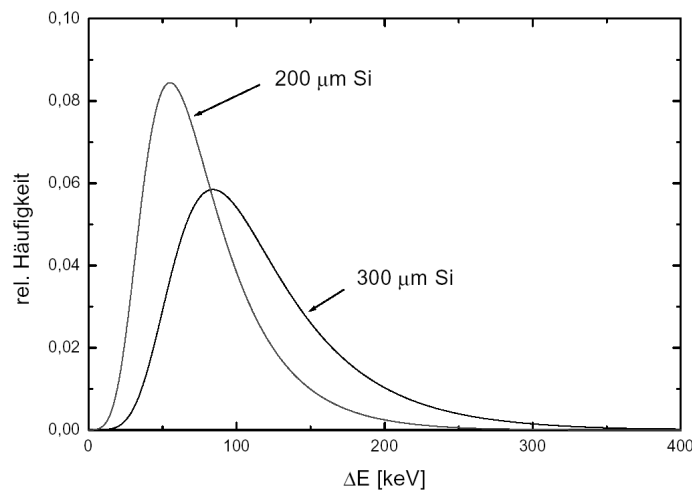


Abbildung 1.2: Landauverteilung des Energieverlustes hochenergetischer geladener Teilchen in Silizium für Detektordicken von 200 μm bzw. 300 μm .

zurückzuführen ist. So gibt es insbesondere eine kleine Wahrscheinlichkeit für Stöße mit sehr hohem Energieübertrag. Die entstehenden Sekundärelektronen, welche auch als δ -Elektronen bezeichnet werden, sind selbst stark ionisierend und finden sich in der Verteilung des Energieverlustes als Einträge bei hohen Energien wieder. In Abbildung 1.2 ist die nach Landau benannte Verteilung des Energieverlustes von hochenergetischen geladenen Teilchen in Siliziumdetektoren verschiedener Dicke gezeigt. Der wahrschein-

lichste Wert des Energieverlustes eines MIPs weicht aufgrund der Form der Verteilung vom Mittelwert ab und beträgt für einen $300\ \mu\text{m}$ dicken Halbleiterdetektor $84\ \text{keV}$, was etwa 23300 erzeugten Elektron-Loch-Paaren entspricht. Für dünnere Detektoren ist das erzeugte Signal entsprechend geringer.

1.1.2 Photonen

Bei Photonen handelt es sich um neutrale Teilchen, so dass sie mit Materie auf andere Art wechselwirken als die im vorigen Kapitel beschriebenen geladenen Teilchen. Die dominierenden Prozesse sind hierbei:

- **Photoeffekt:** Das einfallende Photon wird von einem gebundenen Elektron absorbiert. Das Elektron kann anschließend als freier Ladungsträger seine kinetische Energie über Stoßionisation an das Absorbermaterial abgeben, wobei die kinetische Energie der Differenz zwischen der Energie des einfallenden Photons und der Bindungsenergie des Elektrons entspricht. Der frei gewordene Platz in der Elektronenhülle kann durch freie Elektronen wieder aufgefüllt werden, wobei der hierdurch gewonnene Energiebetrag entweder in Form eines Fluoreszenzphotons oder eines Augerelektrons wieder abgegeben wird. Diese können ihrerseits mit dem Detektormaterial wechselwirken². Da für die Impulsbilanz der Atomkern benötigt wird, tritt der Photoeffekt nur bei gebundenen Elektronen auf. Der Wirkungsquerschnitt hängt im Bereich der K-Kante des Detektormaterials von der Kernladungszahl Z je nach Energie in der 4-ten bis 5-ten Potenz ab. In Anwendungen, bei denen eine hohe Absorption von Photonen erwünscht ist, werden aus diesem Grund Detektormaterialien mit einer hohen Kernladungszahl bevorzugt. Bei Halbleiterdetektoren werden daher Materialien wie z.B. CdTe untersucht [Lin01].
- **Comptoneffekt:** Als Comptonstreuung wird die elastische Streuung eines Photons an einem Hüllenelektron des Detektormaterials bezeichnet. Wenn die Energie des einfallenden Photons groß gegenüber der Bindungsenergie des Elektrons ist, können diese als quasifrei betrachtet werden. Die übertragene Energie bei diesem Streuprozess hängt von der Energie des Photons und vom Streuwinkel ab und wird bei Rückstreuung des Photons maximal. Dieser maximale Energieübertrag findet sich im Energiespektrum des Elektrons als sog. "Comptonkante" wieder. Der differentielle Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses wird durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben (s. z.B. [Leo94]), aus welcher sich auch die allgemeine Energieverteilung der Comptonelektronen berechnen lässt.
- **Paarbildung:** Bei der Paarbildung wird das Photon in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt. Hierzu ist aus Gründen der Impulserhaltung ein weiterer Stoßpartner (z.B. ein Atomkern des Detektormaterials) erforderlich. Aus energetischen

²Für den Fall, dass das Fluoreszenzphoton das Detektorvolumen verlässt, wird nicht die gesamte Energie des einfallenden Photons im Detektor nachgewiesen. Diese Ereignisse führen zu einer zusätzlichen Linie im Spektrum, dem sog. "Photo-Escape-Peak".

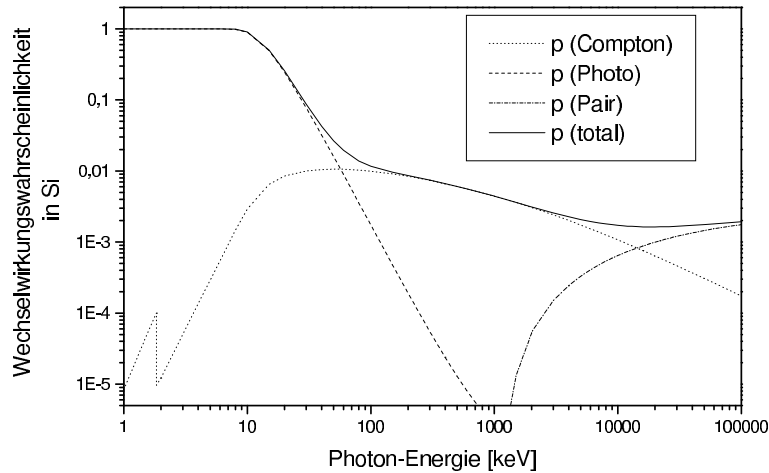


Abbildung 1.3: Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten für Photonen mit $300 \mu\text{m}$ -dickem Silizium für Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung⁴.

Gründen kann Paarbildung erst ab einer Schwellenenergie der Photonen von $2 m_e = 1.022 \text{ MeV}$ stattfinden.

In Abbildung 1.3 ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der verschiedenen Prozesse für $300 \mu\text{m}$ -dickes Silizium aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass für Energien $E_\gamma < 60 \text{ keV}$ der Photoeffekt dominant ist. Für höhere Energien bestimmt der Comptoneffekt den totalen Wirkungsquerschnitt. Der Paarbildungsprozess ist für niederenergetische Photonen aufgrund der benötigten Schwellenenergie nicht relevant, wird aber bei Energien ab $E_\gamma > 10 \text{ MeV}$ zum dominanten Prozess.

Die eben beschriebenen Prozesse führen dazu, dass die Photonen entweder um einen großen Winkel gestreut oder absorbiert und somit aus dem durch den Detektor tretenden Photonenstrahl entfernt werden. Die Photonen, die den Strahl nicht verlassen, sind daher diejenigen, welche nicht mit dem Detektormaterial in Wechselwirkung getreten sind. Aus diesem Grund verringert sich beim Durchtritt durch Materie nicht die Energie sondern die Intensität des Photonenstrahls, wobei die Abnahme der Intensität I in Abhängigkeit von der Dicke des Absorbers z einem exponentiellen Gesetz folgt:

$$I(z) = I_0 e^{-\mu z} \quad (1.2)$$

Hierbei ist μ der Massenabsorptionskoeffizient, welcher vom Absorbermaterial und seiner Dichte sowie von der Energie der einfallenden Strahlung abhängt und sich aus den

⁴Der Knick der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für den Comptoneffekt bei einer Energie von $E = 1.74 \text{ keV}$ lässt sich auf die K-Kante des Photoeffektes zurückführen, welche aufgrund der logarithmischen Auftragung hier nicht zu sehen ist.

Absorptionskoeffizienten der oben beschriebenen Prozesse zusammensetzt. Der Reziprokwert des Massenabsorptionskoeffizienten $\lambda = \rho^{-1}$ wird auch als mittlere Eindringtiefe oder mittlere freie Weglänge bezeichnet.

1.1.3 Ionisationsstatistik

Die Elementarprozesse bei der Absorption ionisierender Strahlung wurden für Gase von Fano erstmalig beschrieben [Fan46, Fan47] und von W. Shockley auf Halbleiter übertragen [Sho61]. Durch ein ionisierendes Teilchen werden in einem Halbleiterdetektor Elektron-Loch-Paare erzeugt, welche als Ladungssignal nachgewiesen werden können (s. Kapitel 1.2). Die Energie w , welche im Mittel für ein erzeugtes Elektron-Loch-Paar aufgebracht werden muss, ist höher als die Bandlückenenergie E_{gap} des Halbleitermaterials, da zum einen die kinetische Energie $\langle E_{kin} \rangle$ der erzeugten Ladungsträger mitberücksichtigt werden muss (auch Thermalisierungsenergie genannt), zum anderen ein Teil der Energie $\langle E_{Pho} \rangle$ bei nichtionisierenden Stoßprozessen mit Phononen verbraucht wird. Es gilt [Lec98]:

$$w = E_{gap} + \langle E_{kin} \rangle + \langle E_{Pho} \rangle \quad (1.3)$$

Für Silizium beträgt die mittlere zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigte Energie bei Raumtemperatur $w = 3.63$ eV [Ali80]. Die erwartete Anzahl n von erzeugten Elektron-Loch-Paaren bei einer bestimmten im Detektor deponierten Energie E ist:

$$n = \frac{E}{w} \quad (1.4)$$

Die tatsächliche Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare schwankt allerdings, da das Verhältnis der in ionisierenden und nicht-ionisierenden Prozessen verbrauchten Energie variieren kann. Die Streuung σ der Ladungsträgerzahl wird mit Hilfe des Fanofaktors F beschrieben:

$$\sigma = \sqrt{F \cdot n} = \sqrt{F \frac{E}{w}} \quad (1.5)$$

Diese statistische Unsicherheit in der Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare ist die untere Grenze für die mögliche Energieauflösung eines Halbleiterdetektors und wird auch als "Fanorauschen" bezeichnet⁵. Aus Gleichung 1.5 geht hervor, dass die statistische Unsicherheit bei einer höheren Energie der einfallenden Strahlung größer wird. Der Fanofaktor hängt vom Detektormaterial, der Temperatur und der Energie der Strahlung ab und wird experimentell bestimmt (z.B. [Lec98, Per99]). Bei einer Energie von $E = 5.9$ keV und bei Raumtemperatur beträgt der Fanofaktor für Silizium $F = 0.123 \pm 0.002$ [Per99].

⁵Der Begriff "Rauschen" ist irreführend, da es sich hier um einen rein statistischen Prozess handelt.

1.2 Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren werden aus verschiedenen Gründen zunehmend für den Nachweis ionisierender Strahlung verwendet. So ist beispielsweise die mittlere Energie, welche zur Erzeugung einer Signalladung erforderlich ist (3.63 eV in Si) klein gegenüber der Energie, welche z.B. für die Ionisation eines Gases nötig ist (~ 30 eV). Dies ist für das vergleichsweise gute Signal-zu-Rausch-Verhältnis verantwortlich. Zudem haben Halbleiter eine im Vergleich zu konventionellen Gasdetektoren sehr hohe Dichte, so dass eine vergleichsweise geringe Dicke des Detektormaterials ausreicht, um ein ionisierendes Teilchen nachzuweisen. Weitere Vorteile von Halbleiterdetektoren sind eine kurze Ladungssammlungszeit, so dass hohe Raten nachgewiesen werden können, kleine Strukturgrößen und die Möglichkeit, Sensor und Ausleseelektronik auf dem gleichen Chip zu integrieren.

Im folgenden wird zunächst auf einige grundlegende Eigenschaften von Halbleitern eingegangen. Im zweiten Teil des Kapitels wird der pn -Übergang und seine Verwendung als Halbleiterdetektor beschrieben. Zuletzt wird auf die Drift der Signalladungen in Halbleiterdetektoren eingegangen.

1.2.1 Halbleiter

Halbleiter unterscheiden sich von Leitern und Isolatoren durch ihre elektrische Leitfähigkeit. Halbleiter können auch als amorphe Festkörper auftreten, im Folgenden werden sie aber nur in ihrer kristallinen Form betrachtet.

Die diskreten Energieniveaus einzelner Atome spalten sich im Festkörper in dicht beieinander liegende Energieniveaus auf, so dass sich kontinuierliche Bereiche von Energiezuständen ausbilden, welche Bänder genannt werden. Im Rahmen dieses Bändermodells lässt sich die elektrische Leitfähigkeit von Festkörpern verstehen. Bei Halbleitern sind bspw. das Valenzband, in dem sich die gebundenen Valenzelektronen des Festkörpers befinden, und das Leitungsband, in dem sich die aus den Bindungen gelösten "freien" Elektronen bewegen können, durch eine Energielücke E_{gap} von der Größenordnung $E_{gap} \approx 1$ eV getrennt.

Wird Elektronen im Valenzband eine genügend hohe Energie zugeführt, so können sie ins Leitungsband übergehen und stehen dort zum Ladungstransport zur Verfügung. Hierbei hinterlassen sie einen freien Zustand im Valenzband, welcher als Quasiteilchen mit einem dem Elektron entgegengesetzten Ladungsvorzeichen und einer eigenen Mobilität μ_h behandelt werden kann und als "Loch" bezeichnet wird. In einem idealen Halbleiter ist die Anzahl von Elektronen und Löchern immer gleich groß. Die mittlere Anzahl von Ladungsträgern, die durch thermische Anregung ins Leitungsband übergehen, wird als intrinsische Ladungsträgerdichte n_i bezeichnet. Am absoluten Nullpunkt befinden sich keine Ladungsträger im Valenzband und der Halbleiter verhält sich wie ein perfekter Isolator.

Die Leitungseigenschaften von intrinsischen (d.h. nicht verunreinigten) Halbleitern können durch gezielte Verunreinigung mit Fremdatomen (das sog. "Dotieren") verändert werden.

Wird ein Atom im Gitter eines Siliziumkristalls durch ein Atom der III. Hauptgruppe ersetzt, so entsteht eine Fehlstelle, welche durch die Valenzelektronen des Halbleiters besetzt werden kann und daher ein zusätzliches Loch im Valenzband erzeugt. Die Dotierungsatome werden in diesem Fall Akzeptoren genannt und der Halbleiter wird als p -dotiert bezeichnet. Wird der Halbleiter hingegen mit Atomen der V. Hauptgruppe (sog. "Donatoren") dotiert, so kann das zusätzliche Elektron leicht ins Leitungsband übergehen und stellt ein weiteres freies Elektron dar. In diesem Fall wird von einer n -Dotierung gesprochen. Typische Dotierungskonzentrationen liegen zwischen 10^{15} und 10^{19} Atomen pro cm^3 , wodurch sich die elektrische Leitfähigkeit um mehrere Größenordnungen ändern lässt.

In Tabelle 1.1 ist eine Übersicht über einige physikalische Eigenschaften von wichtigen Halbleitern gegeben. Außer den Elementen der IV. Hauptgruppe werden auch Verbindungsmaterialien der III. und der V. Hauptgruppe (z.B. GaAs) oder der II. und der VI. Hauptgruppe (z.B. CdTe) zu den Halbleitern gezählt.

Materialkonstante	Si	Ge	GaAs	CVD ⁶ -Diamant
Kristallstruktur	Diamant	Diamant	Zinkblende	Diamant
Kernladungszahl	14	32	31/33	6
Atomgewicht	28.09	72.59	72.32	12.01
Dichte ρ [g/cm^3]	2.33	5.32	5.32	3.52
Dielektrizitätszahl ϵ_r	11.9	16.2	12.9	5.7
Bandlücke [eV]	1.12	0.66	1.42	5.47
int. Ladungsträgerdichte n_i [cm^{-3}]	$1.45 \cdot 10^{10}$	$2.40 \cdot 10^{13}$	$2.1 \cdot 10^6$	$< 10^3$
Elektronenmobilität μ_e [cm^2/Vs]	1500	3900	8500	1800
Löchermobilität μ_h [cm^2/Vs]	450	1900	400	1200
mitt. Energie w pro e-h Paar [eV]	3.63	2.96	4.35	13.10

Tabelle 1.1: *Physikalische Eigenschaften einiger Halbleitermaterialien bei Raumtemperatur [Ali80, Sze85, Lut99].*

1.2.2 Der pn-Übergang

Wenn in einem Halbleiterkristall eine n - und eine p -dotierte Zone in Kontakt gebracht werden, so besitzt der entstehende pn -Übergang eine gleichrichtende Funktion. Je nach Polarität der von außen angelegten Spannung kann ein Stromfluß stattfinden oder wird verhindert, weshalb der Übergang auch pn -Diode genannt wird.

⁶Chemical Vapour Deposition

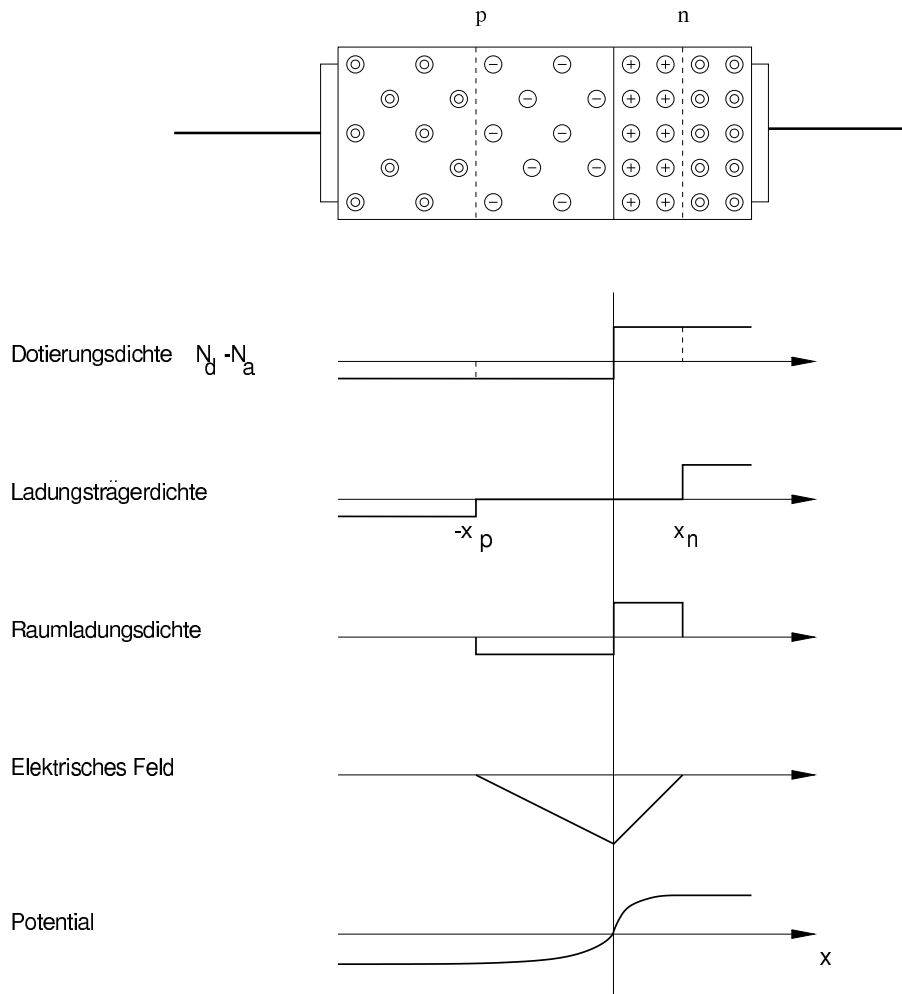
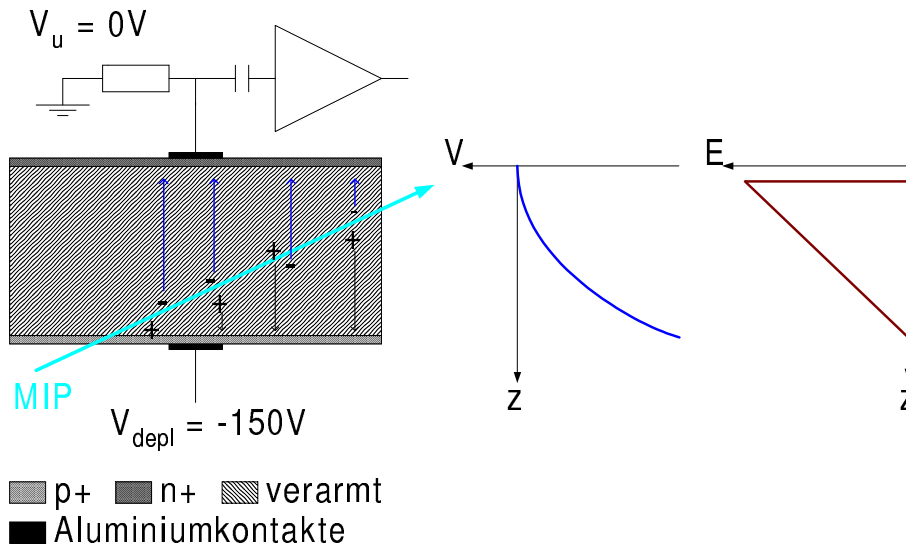


Abbildung 1.4: Dotierungs-, Ladungsträger- und Raumladungsdichte sowie elektrisches Feld und Potenzial beim pn-Übergang.

Wird keine Spannung an den beiden Seiten der Diode angelegt, so diffundieren aufgrund des Konzentrationsgradienten Elektronen in das p -dotierte Gebiet und Löcher in das n -dotierte Gebiet (s. Abbildung 1.4). Dadurch verarmt die n -Zone an Elektronen und es bleibt eine positive Raumladung zurück, während die p -Zone an Löchern verarmt und eine negative Raumladung entsteht. Das hierdurch entstehende elektrische Feld wirkt dem Diffusionsstrom entgegen, so dass sich ein Gleichgewichtszustand einstellt. Das in diesem Gleichgewichtszustand bestehende Potenzialgefälle zwischen n - und p -Seite wird "built-in"-Potenzial V_{BI} genannt und hängt von der n -Dotierung N_D , der p -Dotierung N_A , der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i und der Temperatur T ab [Sze85]:

$$V_{BI} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (1.6)$$

Abbildung 1.5: Die pn -Diode als Strahlungsdetektor.

Die ladungsträgerfreie Zone, welche durch das Abwandern der Elektronen und Löcher entsteht, wird auch als Depletions-, Verarmungs- oder Raumladungszone bezeichnet.

Wird eine äußere Spannung in der V_{BI} entgegengesetzten Richtung angelegt, so wird das rücktreibende elektrische Feld abgebaut. Die Elektronen und Löcher können in verstärktem Maße über den Übergang diffundieren, so dass ein Stromfluß über den pn -Übergang stattfindet, welcher eine exponentielle Abhängigkeit von der angelegten Spannung aufweist. Die Diode ist in diesem Falle in Durchlaßrichtung gepolt. Wird eine Spannung in gleicher Richtung wie V_{BI} angelegt, so verstärkt sich die rücktreibende Wirkung des elektrischen Feldes und es kann kein nennenswerter Strom über den pn -Übergang fließen, d.h. die Diode ist in Sperrichtung gepolt. Ein Effekt, welcher für Halbleiterdetektoren ausgenutzt wird, ist die Verbreiterung der Verarmungszone bei einer Polung in Sperrichtung, wobei zwischen der Breite W der Depletionszone und der angelegten Sperrspannung V folgender Zusammenhang besteht:

$$W = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_r}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V + V_{BI})} \quad (1.7)$$

Durch geeignete Wahl der Dotierungskonzentrationen kann daher die Breite der Raumladungszone verändert werden. Hierbei wächst die Verarmungszone stärker in den schwächer dotierten Bereich hinein, so dass sich bei gleicher Sperrspannung durch eine sehr schwache Dotierung ein sehr großes von Ladungsträgern befreites Volumen erzeugen lässt.

Bei der Verwendung von Dioden als Halbleiterdetektoren (s. Abbildung 1.5) wird in ein schwach n -dotiertes Substrat (typischerweise $N_D \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) auf der einen Seite eine dünne hochdotierte p^+ -Implantation eingebracht ($N_A \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Durch Anlegen einer

ausreichend großen Sperrspannung kann das Substrat aufgrund seiner schwachen Dotierung vollständig verarmt werden. Um einen $300\ \mu\text{m}$ dicken Halbleiterdetektor mit einer homogenen n -Dotierung von $N_A = 2 \cdot 10^{12}$ vollständig zu verarmen, wird nach Gleichung 1.7 eine Sperrspannung von $V \approx 140\ \text{V}$ benötigt (für $N_D \gg N_A$ hängt Gleichung 1.7 nicht mehr von N_D ab).

Durch ein ionisierendes Teilchen werden in der Raumladungszone Elektron-Loch-Paare erzeugt. Da der Detektor vollständig verarmt ist, rekombinieren die Ladungsträger nicht und können im elektrischen Feld ungehindert zu den jeweiligen Elektroden wandern, wo sie in Abhängigkeit von ihrer Ladung ein negatives oder positives Signal erzeugen.

1.2.3 Drift der Signalladungen in Halbleiterdetektoren

Wie im vorigen Kapitel beschrieben, werden in einem Halbleiterdetektor durch ein ionisierendes Teilchen Elektron-Loch-Paare erzeugt, welche an den jeweiligen Elektroden als Ladungssignal nachgewiesen werden können. Die mittlere Geschwindigkeit v , mit der sich die Ladungsträger in diesem elektrischen Feld bewegen, ist gegeben durch⁷:

$$v_{Drift} = -\mu E \quad (1.8)$$

Hierbei entspricht μ für Elektronen der Elektronenbeweglichkeit μ_e und für Löcher der Löcherbeweglichkeit μ_h , wobei die Beweglichkeit der Ladungsträger von Dotierkonzentration und Temperatur abhängt. Das elektrische Feld E lässt sich bei einem vollständig verarmten Detektor als Funktion der Tiefe z berechnen [Lut99]:

$$E(z) = - \left[\frac{V + V_{dep}}{d} - 2(d - z) \frac{V_{dep}}{d^2} \right] \quad (1.9)$$

Hierbei ist d die Dicke des Detektors, V die an die Detektordiode angelegte Sperrspannung und V_{dep} die minimale Spannung, die für eine vollständige Verarmung des Detektors notwendig ist. Ist der Ladungsträger um die Strecke z von der Elektrode entfernt, so benötigt er die Driftzeit t_{Drift} , um die Elektrode zu erreichen [Lut99]:

$$t_{Drift} = -\frac{d^2}{2\mu V_{dep}} \ln \left[\frac{V + V_{dep}}{V - V_{dep}} \left(1 - \frac{(d - z)}{d} \frac{2V_{dep}}{V + V_{dep}} \right) \right] \quad (1.10)$$

Im Fall des DEPFET-Detektors ist $d = 300\ \mu\text{m}$. V_{dep} und V liegen typischerweise bei $V_{dep} \approx 70\ \text{V}$ und $V \approx 90\ \text{V}$, so dass ein Elektron im Mittel die Zeit $t_{Drift} \approx 9\ \text{ns}$ benötigt, um den gesamten Detektor zu durchqueren.

⁷Hierbei wird angenommen, dass die Geschwindigkeitsänderungen durch das elektrische Feld klein gegenüber der thermischen Geschwindigkeit ist, und dass die freie Weglänge für Ladungsträger unabhängig vom angelegten elektrischen Feld ist.

Werden durch ein ionisierendes Teilchen mehrere Ladungsträger erzeugt, so verbreitert sich die Ladungswolke während der Drift durch Diffusion⁸. Die Breite σ der Ladungswolke ergibt sich nach der Driftzeit t_{Drift} zu [Lut99]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2kT}{q} \mu t_{Drift}} \quad (1.11)$$

Im obigen Beispiel ergibt sich so eine Breite der Ladungswolke von $\sigma \approx 8.3 \mu\text{m}$.

1.3 Prinzip der Seitwärtsdepletion

Bei dem von Gatti und Rehak vorgeschlagenen Prinzip der Seitwärtsdepletion [Gat84] werden in die Ober- und Unterseite eines n -dotierten Substrates p -Implantationen eingebracht, so dass zwei gegenüberliegende Dioden entstehen, die sich die n -Seite teilen (s. Abbildung 1.6).

An die p -Kontakte wird nun eine negative Spannung angelegt, während das Substrat von der Seite her über einen n^+ -Kontakt auf Masse-Potenzial festgehalten wird. Durch die in Sperrichtung gepolten Dioden wird das Substrat von beiden Seiten her verarmt. Um das Substrat vollständig zu depletieren, ist bei einer Verarmung von zwei Seiten im Gegensatz zum einfachen pn -Übergang nur ein Viertel der Spannung nötig.

Das Potenzial $\phi(z)$ senkrecht zur Substratoberfläche kann durch die eindimensionale Poissongleichung beschrieben werden:

$$\frac{\partial^2 \phi(z)}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (1.12)$$

Hierbei wird eine über das gesamte Substrat konstante Dotierungsdichte N_D angenommen, d.h. für die Ladungsträgerdichte ρ gilt $\rho = \rho(z) = q \cdot N_D$.

Für verschiedene negative Potenziale auf der Unterseite V_d bzw. der Oberseite V_u des Substrats der Tiefe d wird die Poissongleichung durch folgende Gleichung gelöst:

$$\phi(z) = \frac{\rho}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} z (d - z) + \frac{z}{d} (V_d - V_u) + V_u \quad (1.13)$$

Die Lage des Potenzialminimums z_{min} für Elektronen wird beschrieben durch:

$$z_{min} = \frac{d}{2} + \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\rho d} (V_d - V_u) \quad (1.14)$$

⁸Durch elektrostratische Abstoßung der Ladungsträger verbreitert sich die Ladungswolke zusätzlich, der Effekt ist jedoch im Vergleich zur Diffusion meist vernachlässigbar [Mei90].

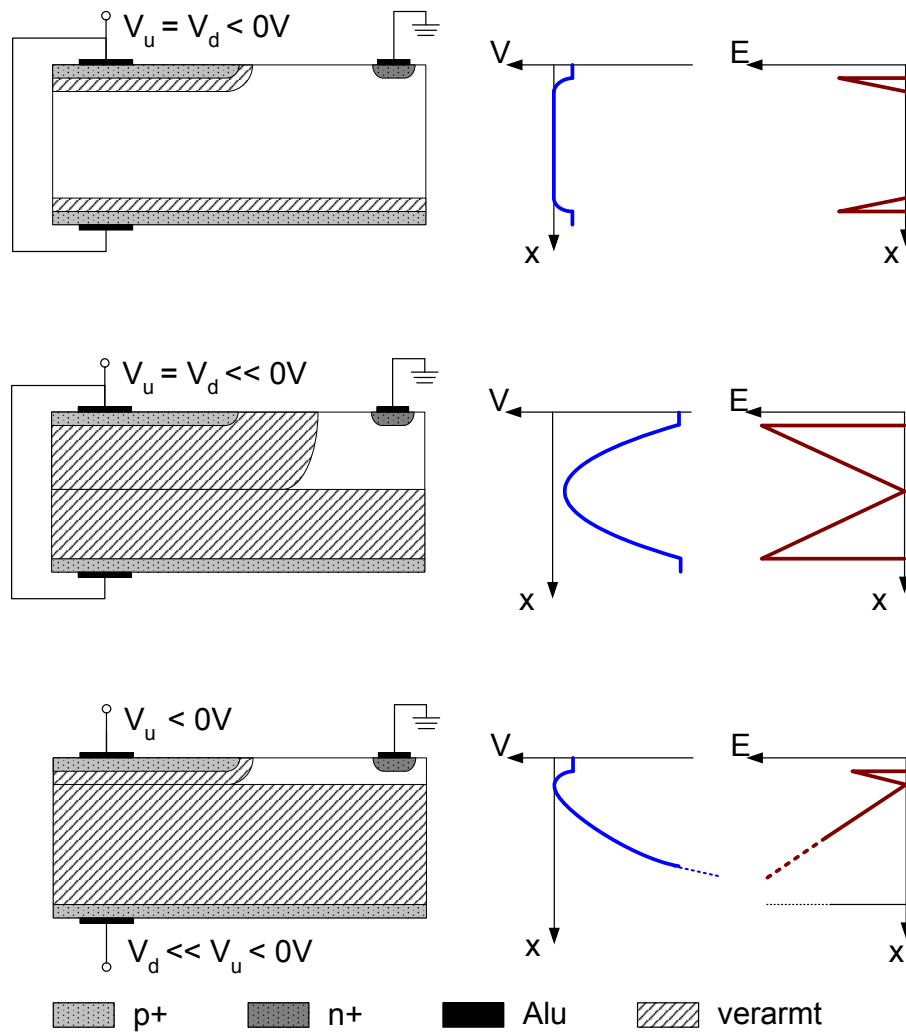


Abbildung 1.6: Prinzip der Seitwärtsdepletion mit Potenzial- und Feldstärkeverlauf für verschiedene Verarmungsspannungen.

Für den Fall, dass V_u und V_d gleich gross sind, d.h. $V_u = V_d = V$, vereinfacht sich Gleichung 1.13 zu:

$$\phi(z) = \frac{\rho}{2\epsilon_0\epsilon_r} z(d-z) + V \quad (1.15)$$

In diesem Fall ist das Potenzial parabelförmig, wobei das Minimum in der Mitte des Detektors liegt.

Durch Seitwärtsdepletion lässt sich somit durch Variation der Spannungen V_u und V_d eine Potenzialminimumsebene für Elektronen in einer beliebigen Tiefe im Substrat erzeugen, wobei V_u und V_d gross genug sein müssen, um das Substrat vollständig zu verarmen. Wird

das Substrat als Teilchendetektor verwendet, so sammeln sich die Signalelektronen in diesem Potenzialminimum, was u.a. für DEPFET-Detektoren ausgenutzt wird (s. Kapitel 2.1).

1.4 Der JFET

Ein p -Kanal JFET⁹ besteht aus zwei p^+ -Kontakten ("Source" und "Drain"), die leitend über einen p -Kanal miteinander verbunden sind¹⁰ (s. Abbildung 1.7). Auf der Ober- und der Unterseite des Kanals befinden sich zwei n^+ -Implantationen ("Gates"), über welche sich der Kanalstrom durch Anlegen einer Spannung regulieren lässt. Da beim JFET nur die Majoritätsladungsträger zum Transistorstrom beitragen, handelt es sich beim JFET um ein unipolares Bauelement.

Es liege zunächst an den Gates eine Spannung von $V_{GS} = 0V$ bezüglich der Source des Transistors an. Ist die Spannung zwischen Drain und Source $V_{DS} = 0V$, so bilden sich zwischen den Gates und dem Kanal nur die entsprechenden Verarmungszonen aus. Bei Anlegen einer negativen Spannung an der Drain (im normalen Betrieb ist die Drain definitionsgemäß negativer als die Source) fließt nun ein Löcherstrom von der Source zur Drain. Bei kleinen Drainspannungen ist der Strom proportional zur angelegten Spannung, d.h. der JFET verhält sich hier wie ein ohmscher Widerstand. Dieser Abschnitt der Ausgangskennlinie (s. Abbildung 1.8) wird daher auch linearer Bereich genannt.

Das Potenzial im Transistorkanal nimmt von der Source zur Drain hin von $0V$ auf V_{DS} ab. Dies führt dazu, dass die über der Gate-Kanal-Diode abfallende Sperrspannung zur Drain hin zunimmt und somit die Verarmungszone zur Drain hin größer wird. Bei einer Erhöhung der Drainspannung verengt sich daher der Transistorkanal zur Drain hin, was zu einer Erhöhung des Kanalwiderstandes und einer langsameren Zunahme des Stroms führt. Die Ausgangskennlinie weicht von ihrem linearen Verlauf ab.

Wird V_{DS} weiter erhöht, so berühren sich schließlich die Verarmungszonen der Gate-Kanal-Dioden und der Transistorkanal wird am sog. "Pinch-Off"-Punkt vollständig abgeschnürt. An diesem Punkt wird der Kanalstrom nahezu unabhängig von der angelegten Drainspannung, die Ausgangskennlinie gelangt in den Sättigungsbereich. Die Potenzialdifferenz zwischen Gate und Drain, bei der diese Abschnürung des Kanals eintritt, wird als Pinch-Off-Spannung V_{PO} bezeichnet, die Drain-Source-Spannung als Sättigungsspannung V_{DS}^{SAT} , die von der Gatespannung abhängt.

Eine weitere Zunahme von V_{DS} bewirkt, dass die Verarmungszonen weiter zusammenwachsen und der Pinch-Off-Punkt sich zur Source hin verschiebt. Dies führt dazu, dass sich die effektive Kanallänge weiter verkürzt und sich dadurch der Kanalwiderstand verringert. Dieser Effekt wird auch bei bipolaren Transistoren beobachtet und dort als "Early-Effekt" bezeichnet. Die Verkürzung der Kanallänge bei einer Erhöhung der Drainspannung ist jedoch gering, so dass sich der Transistorstrom nur geringfügig ändert.

⁹ engl.: Junction Field Effect Transistor

¹⁰Der n -Kanal JFET lässt sich analog behandeln.

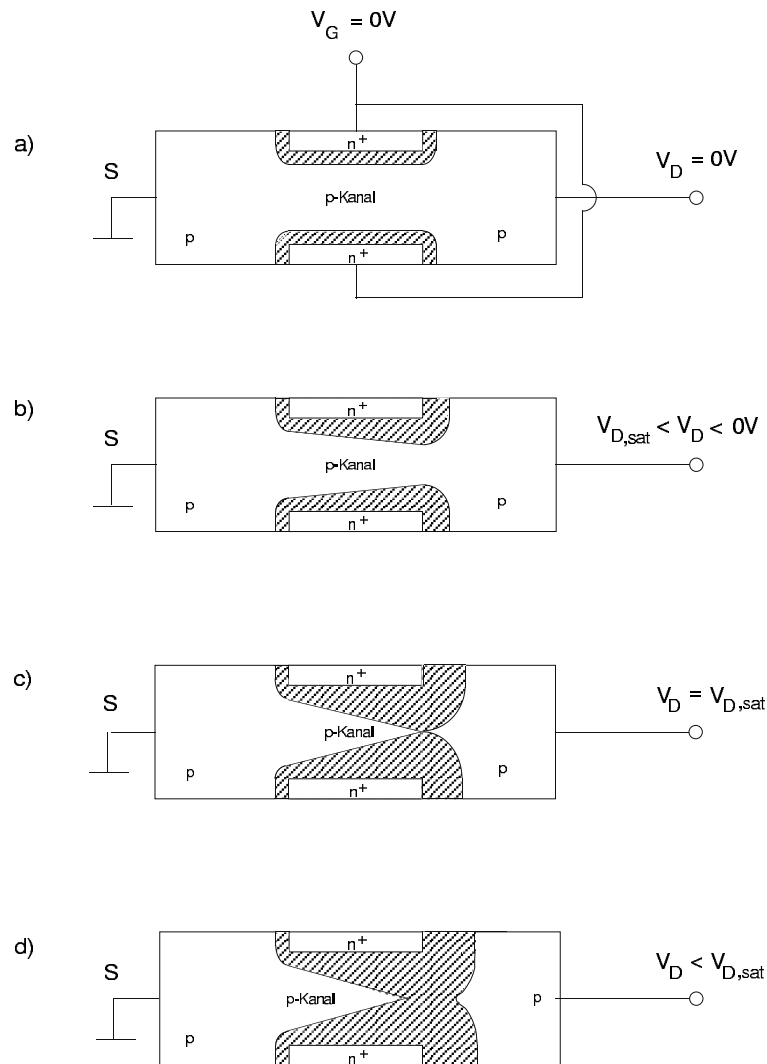


Abbildung 1.7: Einfluss der Drain-Source-Spannung auf den Kanal eines p-Kanal-JFET.

Wird die Drain-Source-Spannung wesentlich größer, führt dies schließlich zu einem Durchbruch der Gate-Kanal-Diode, was eine starke Zunahme des Drainstromes zur Folge hat. Die Drainspannung, bei der dies auftritt, wird als "Breakdown Voltage" V_{BD} bezeichnet.

Wird nun eine positive Gate-Source-Spannung angelegt, so bewirkt dies ein Anwachsen der Verarmungszone der Gate-Kanaldiode und eine Verkleinerung des Kanalquerschnitts. Dies führt zum Einen dazu, dass sowohl die Steigung der Ausgangskennlinie im linearen Bereich als auch der Sättigungsstrom kleiner werden. Zum Anderen verschieben sich Sättigungsspannung V_{DS}^{SAT} und Durchbruchspannung V_{BD} zu niedrigeren Drain-Source-Spannungen. Nimmt die Gate-Source-Spannung schließlich den Wert der Pinch-Off-Spannung V_{PO} an, so ist im Idealfall der gesamte Kanal verarmt und es fließt kein Strom mehr.

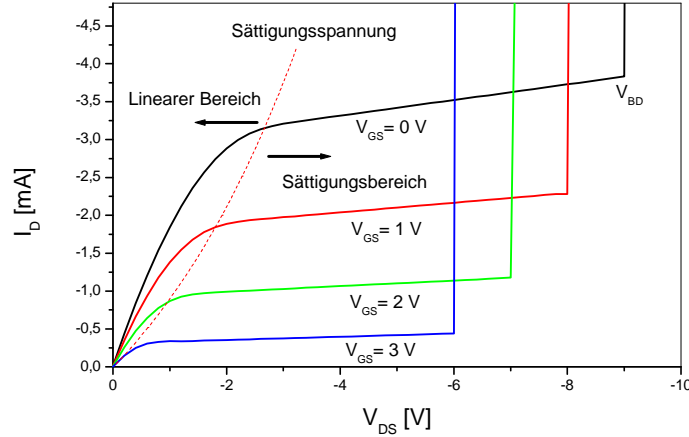


Abbildung 1.8: Ausgangskennlinienfeld eines p-Kanal-JFET.

Da im Transistor auch ohne Anlegen einer Spannung $V_{GS} \neq 0$ an das Transistorgate Strom fließt, handelt es sich um einen selbstleitenden Transistor. Der Kanal wird durch Verarmungszonen am Gate abgeschnürt, so dass der JFET auch als Depletions- oder Sperrschicht-FET bezeichnet wird.

Das Verhalten des Drainstromes in Abhängigkeit von der Drainspannung lässt sich mit Hilfe eines einfachen Modells berechnen [Gra93]. Am Sättigungspunkt des Transistorstromes gilt die Beziehung:

$$V_{DS}^{SAT} = -V_{PO} + V_{GS} \quad (1.16)$$

Für den Sättigungsstrom des Transistors gilt folgende Beziehung:

$$I_D^{sat} = \frac{aqN_A\mu_h W}{L} \left[-V_{PO} + V_{GS} + \frac{2}{3} \frac{(V_{PO} + V_{BI})^{3/2} - (V_{GS} + V_{BI})^{3/2}}{(V_{PO} + V_{BI})^{1/2}} \right]. \quad (1.17)$$

Hierbei ist a die Kanaltiefe, N_A die Akzeptorkonzentration, μ_h die Löcherbeweglichkeit, W die Weite des Kanals und L seine Länge. Bei einer Gate-Source-Spannung von $V_{GS} = 0$ V erreicht der Transistorsättigungsstrom I_D^{sat} seinen Maximalwert I_{DSS} . Gleichung 1.17 lässt sich gut durch folgende Beziehung annähern:

$$I_D^{sat} \approx I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_{PO}} \right)^2 \quad (1.18)$$

Der Transistorstrom nimmt quadratisch mit steigender Gate-Source-Spannung ab und wird bei $V_{GS} = V_{PO}$ Null. Die Zunahme des Transistorstromes bei einer Erhöhung von V_{DS} aufgrund des Early-Effektes kann durch den Parameter λ berücksichtigt werden, welcher übertragen auf bipolare Transistoren dem Reziprokwert der Early-Spannung entspricht:

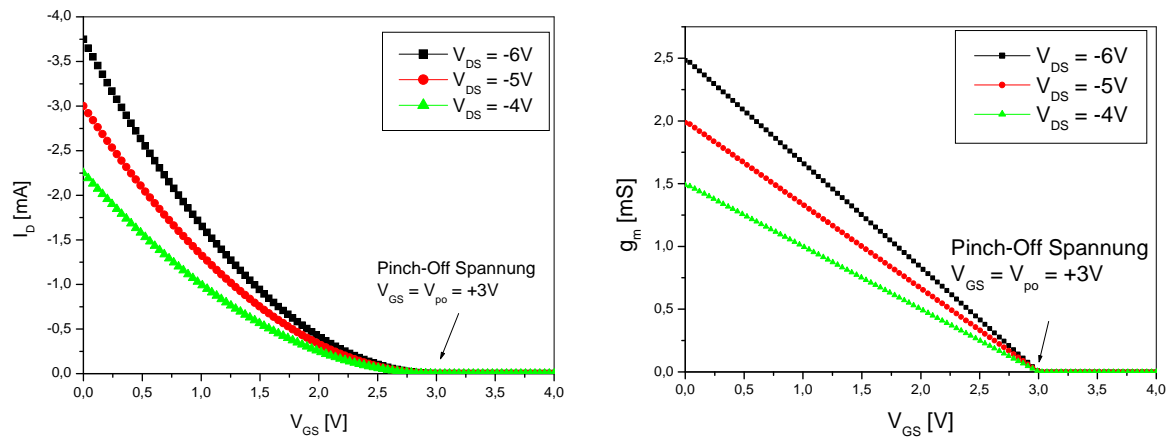


Abbildung 1.9: Links: Berechnetes Transferkennlinienfeld eines idealen p-Kanal-JFET. Rechts: Berechnete Transkonduktanz.

$$I_D^{sat} \approx I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_{PO}}\right)^2 (1 + \lambda V_{DS}) \quad (1.19)$$

Die Abhängigkeit des Transistorsättigungsstromes I_D^{sat} von der Gate-Source-Spannung V_{GS} wird auch als Transferverhalten des Transistors bezeichnet. Ein typisches Transferkennlinienfeld ist in Abbildung 1.9 links gezeigt.

Eine wichtige Transistorkenngröße ist die sog. Transkonduktanz des Transistors, die dessen Transferverhalten charakterisiert. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \quad (1.20)$$

In Abbildung 1.9 rechts ist die Abhängigkeit der Transkonduktanz von V_{GS} aufgetragen. Die Kurven stellen die Ableitung der Transferkennlinien nach V_{GS} dar und haben daher einen linearen Verlauf. Der Nulldurchgang liegt bei der Pinch-Off-Spannung, so dass sich diese sehr genau bestimmen lässt.

Das eben beschriebene Transistormodell ist bei DEPFET-Transistoren (s. Kapitel 2.1) realisiert. Der Transistorstrom kann hierbei von der Oberseite durch das sog. externe Gate und von der Unterseite durch das sog. interne Gate des Transistors gesteuert werden.

Kapitel 2

Der DEPFET-Detektor

Im folgenden Kapitel wird ein Überblick über den Aufbau und die Eigenschaften des DEPFET-Pixeldetektors gegeben.

Das erste Kapitel befaßt sich mit der Funktionsweise und dem prinzipiellen Aufbau von DEPFET-Sensoren. Um zu verhindern, dass der Detektor im Laufe der Zeit insensitiv wird, müssen die Pixel des Sensors gelöscht werden. Auf die verschiedenen Löschemechanismen wird im zweiten Kapitel eingegangen.

Einer der Vorteile von DEPFET-Detektoren sind seine guten Rauscheigenschaften. Die verschiedenen Rauschquellen von DEPFET-Sensoren werden in Kapitel 2.3 beschrieben. Um Kenntnisse über die Betriebseigenschaften der Detektoren zu gewinnen, wurden Messungen an einzelnen isolierten DEPFET-Pixeln durchgeführt. Die Messergebnisse werden im letzten Kapitel beschrieben.

2.1 Funktionsweise des DEPFET-Detektors

Bei Pixeldetektoren werden Vorverstärker und Ausleseelektronik i.A. auf einem separaten Elektronikchip realisiert, welcher z.B. über Mikroschweissverbindungen ("wire bonds") oder leitende Kügelchen ("bump bonds") mit dem Halbleitersensor verbunden ist. Wie in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt ist, wird beim DEPFET¹-Detektor die erste Verstärkungsstufe hingegen in Form eines Feldeffekttransistors direkt in den Siliziumsensor integriert [Lut87]. Hierdurch werden störende Streukapazitäten z.B. durch Zuleitungen minimiert, so dass eine kleine Eingangskapazität und ein sehr gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR erreicht werden können.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten DEPFET-Detektoren ist der Vorverstärker in Form eines p -Kanal-JFETs realisiert. Der Querschnitt eines Pixels ist in Abb. 2.2 gezeigt. Die Source des ringförmigen Transistors befindet sich in der Pixelmitte. Das leicht n -dotierte Siliziumsubstrat wird über einen n^+ -Kontakt auf der Vorderseite des Sensors kontaktiert, die Sensorrückseite ist p^+ -dotiert.

¹ engl.: **D**epleted **F**ield **E**ffect **T**ransistor

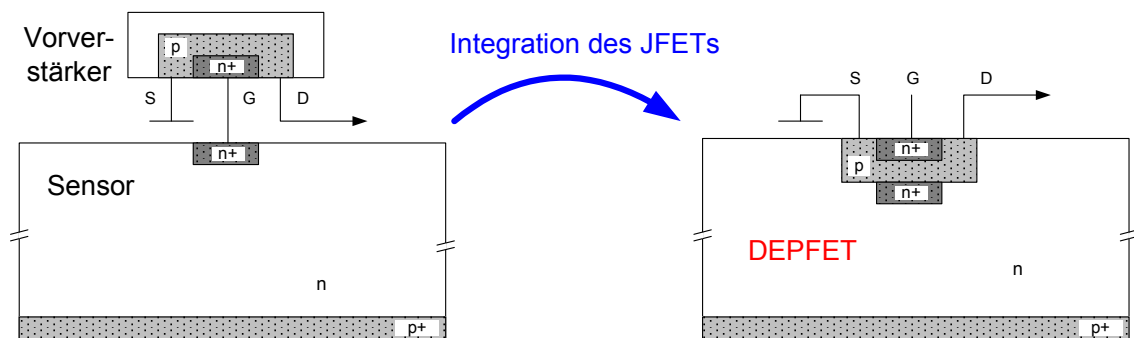


Abbildung 2.1: Prinzip des DEPFET-Detektors.

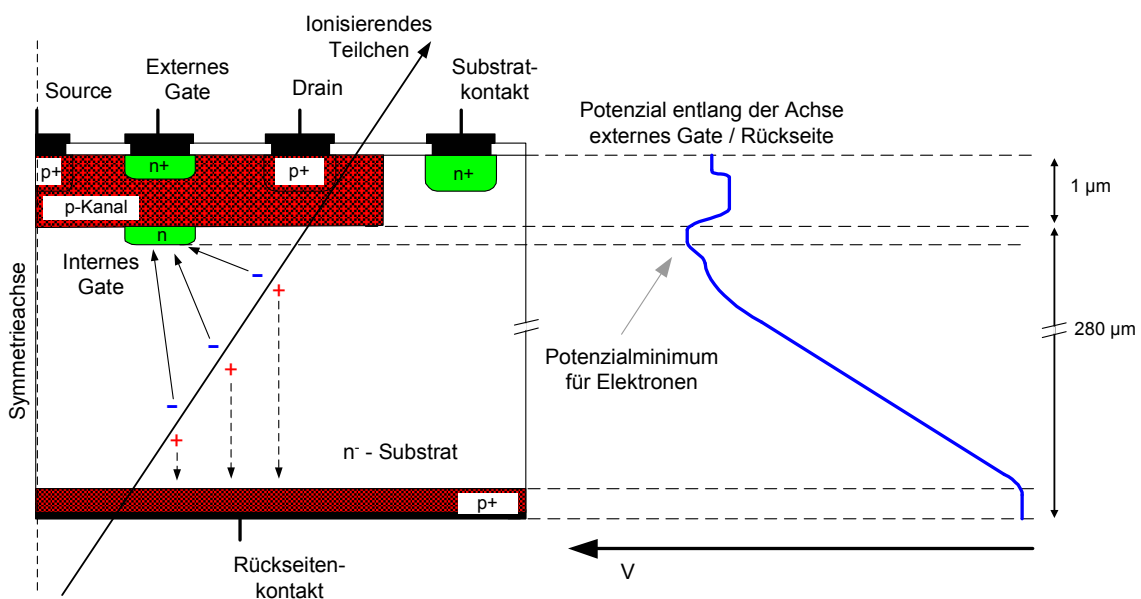


Abbildung 2.2: Querschnitt durch einen DEPFET-Detektor mit Potenzialverlauf im Sensorsubstrat.

Durch Seitwärtsdepletion kann eine Potenzialminimumsebene unterhalb des Transistorkanals erzeugt werden, wobei das Sensorsubstrat durch die in Sperrrichtung gepolten p -Kanal-Substrat- und Rückkontakt-Substrat-Dioden verarmt wird. Durch das negative Drainpotenzial und eine zusätzliche n^+ -Implantation unter dem Transistorkanal wird dieses Potenzialminimum seitlich begrenzt, so dass eine Potenzialmulde für Elektronen unterhalb des Transistorgates entsteht (die Potenzialmulde wird auch "internes Gate" des Transistors genannt).

Werden durch den Eintritt eines Teilchens in den Detektor Elektron-Loch-Paare erzeugt, so fließen die Löcher zum Rückkontakt hin ab, während die Elektronen im internen Gate des Transistors gesammelt werden. Das Potenzial des internen Gates wird hierdurch negativer, so dass sich der Strom im Transistor ähnlich wie bei einer Potenzialänderung am

externen Transistorgate ändert. Die Stromänderung im Transistor ist hierbei proportional zur Anzahl der gesammelten Signalladungen und kann mit Hilfe einer Ausleseelektronik nachgewiesen werden. Die DEPFET-interne Verstärkung wird mit g_q bezeichnet und gibt die Stromänderung dI pro Ladungsänderung dQ im internen Gate an. Sie hängt mit der Transkonduktanz g_m des internen Gates über die Gleichung

$$g_q = \frac{dI}{dQ} = r \frac{g_m}{C_{iG}} \quad (2.1)$$

zusammen [Lut99], wobei C_{iG} die Kapazität des internen Gates gegen den Transistor kanal ist und der Vorfaktor r vom Anteil von C_{iG} an der Gesamtkapazität des internen Gates abhängt. In der Regel sind weder C_{iG} noch r bekannt, allerdings kann ein einfacher Ausdruck für g_q hergeleitet werden, welcher nur von Transistorkenngrößen abhängt [Kle91]:

$$g_q = -\frac{\mu_h}{L^2} V_{DS}^{sat} \quad (2.2)$$

Um eine hohe Verstärkung zu erreichen, sollte der Transistor daher eine kleine Gatelänge besitzen. Wie aus Gleichung 1.16 hervorgeht, hat der Transistor die höchste Sättigungsspannung V_{DS}^{sat} und somit die höchste Verstärkung, wenn die Spannung zwischen Gate und Source $V_{GS} = 0$ ist.

Für eine mathematisch detailliertere Beschreibung des Detektors sei auf [Kle91] verwiesen.

2.2 Löschmechanismen

Das interne Gate eines DEPFET-Detektors füllt sich im Laufe der Zeit sowohl mit Signal als auch mit thermisch generierten Elektronen (Leckstrom). Damit der Detektor nicht durch das Vollaufen des internen Gates insensitiv wird, müssen diese Ladungen wieder entfernt werden. Dieses Löschen des internen Gates kann entweder kontinuierlich oder im gepulsten Betrieb geschehen.

Kontinuierlich gelöschte DEPFET-Detektoren haben den Vorteil, dass sie permanent sensitiv sind. Da die Ladungen kontinuierlich aus dem internen Gate entfernt werden, muß jeder einzelne Pixel eines Detektors permanent ausgelesen werden, da die Signalinformation zu einem späteren Zeitpunkt nach dem Eintritt eines Teilchens in den Sensor verloren geht. Auf kontinuierlich gelöschte DEPFET-Strukturen soll hier nicht näher eingegangen werden, da sie im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht wurden. Für eine nähere Beschreibung dieser Strukturen und an ihnen durchgeführte Untersuchungen sei auf [Nee96] verwiesen.

Bei gepulst gelöschten DEPFET-Sensoren werden die Signalladungen von Zeit zu Zeit aus dem internen Gate des Transistors entfernt. Während dieses Löschvorganges ist der

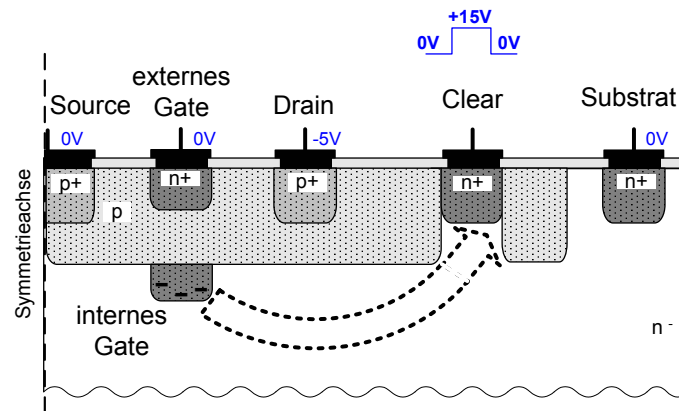


Abbildung 2.3: Löschen über den externen Löschkontakt.

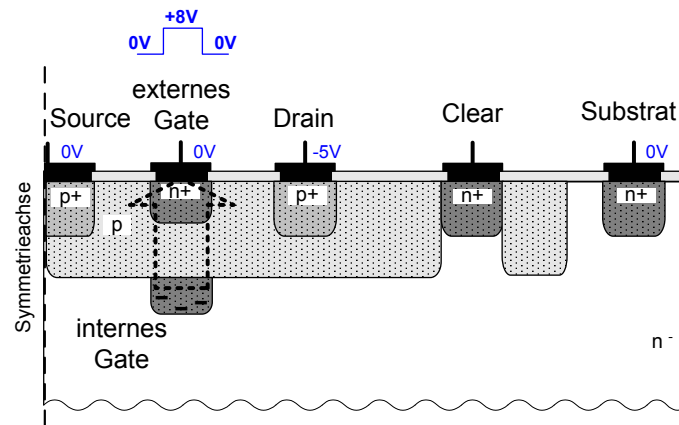


Abbildung 2.4: Löschen über den externen Gatekontakt.

Detektor insensitiv, allerdings ist diese Totzeit im Vergleich zur sensitiven Zeit sehr kurz, wie in Kapitel 4.4 näher beschrieben wird. Ein Vorteil von gepulst gelöschten DEPFET-Sensoren ist, dass die Signalinformation nicht verloren geht, da die Signalladungen zwischen zwei Löschvorgängen im internen Gate des Transistors gespeichert werden. Der Detektor ist integrierend. Da das Ladungssignal auch zu einem späteren Zeitpunkt noch nachgewiesen werden kann, muß die Pixelzelle nicht permanent ausgelesen werden. Hierdurch kann die Anzahl der Auslesekanäle deutlich reduziert werden (s. Kapitel 3.2).

Eine Möglichkeit, den DEPFET-Detektor gepulst zu betreiben, ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Hierbei wird von Zeit zu Zeit ein kurzer positiver Spannungspuls an eine n^+ -Implantation außerhalb des JFET ("Clear"- oder Löschkontakt) angelegt. Hierdurch können die Elektronen über die Potentialschwelle zwischen internem Gate und Löschkontakt, welche durch das negative Drainpotential entsteht, abfließen.

Eine weitere Möglichkeit, das interne Gate des Transistors in gepulstem Betrieb zu löschen, ist das Anlegen eines positiven Spannungspulses an das externe Gate des Tran-

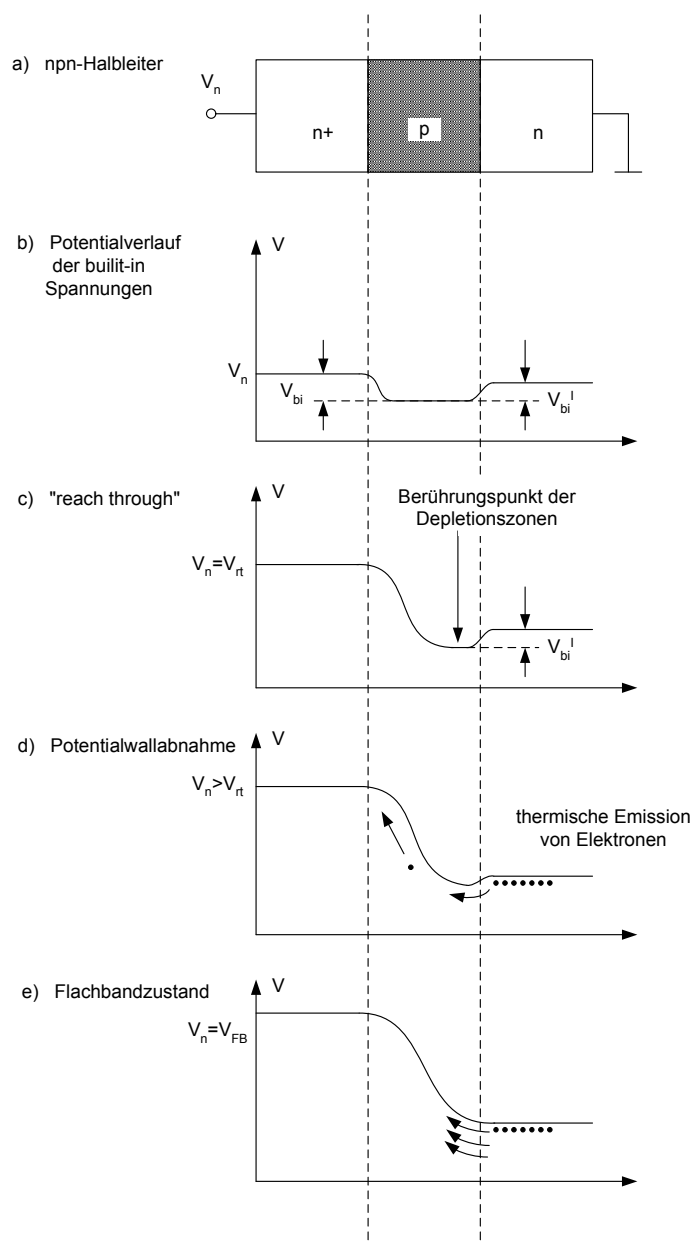


Abbildung 2.5: Funktionsprinzip des Punch-Through Effektes

sistors, wie in Abbildung 2.4 dargestellt. Hierdurch entsteht ein sog. Punch-Through, d.h. das Potenzial des n -dotierten Gatekontaktes greift durch den p -Kanal auf das n -dotierte interne Gate durch, so dass die Elektronen aus dem internen Gate in den externen Gatekontakt abfließen. In Abbildung 2.5 ist das Funktionsprinzip eines solchen Punch-Through-Effektes bei einer npn -dotierten Halbleiterstruktur gezeigt, dessen p -Schicht auf keinem festen Potenzial liegt: Ohne Anlegen einer äußeren Spannung bilden sich an den pn -Übergängen Raumladungszonen aus, wie in Kapitel 1.2.2 beschrieben wird. Wird an

einem Ende der Struktur eine positive Spannung angelegt, so breitet sich die Raumladungszone von diesem Ende in das p -Gebiet hin aus. Bei der Spannung V_{rt} ("reach-through voltage"), berühren sich die Depletionszonen der beiden pn -Übergänge. Bei einer weiteren Erhöhung der Spannung wird die Potenzialbarriere für Elektronen zunehmend abgebaut, so dass eine thermische Emission von Elektronen aus der einen n -Schicht über die p -Schicht in die n -Zone mit positivem Potenzial möglich wird. Die Potenzialbarriere ist bei Erreichen der Flachbandspannung V_{FB} vollständig abgebaut, so dass Elektronen die p -Schicht ungehindert durchqueren können. Die Strom-Spannungscharakteristik beim Punch-Through Effekt ist exponentiell [Chu72, Hoe95].

Ein vollständiges Löschen aller Ladungen aus dem internen Gate des DEPFET-Transistors ist über das externe Gate allerdings nicht möglich, da im Gegensatz zu einem "echten" Punch-Through-Effekt der p -Kanal auf einem festen Potenzial liegt, so dass sich die Flachbandspannung nicht einstellen kann. Wie in Kapitel 4.4 näher beschrieben wird, ist allerdings für einen Betrieb von DEPFET-Pixeln ein vollständiges Löschen nicht unbedingt erforderlich.

2.3 Rauschen von DEPFET-Sensoren

In Abbildung 2.6 ist das vereinfachte Ersatzschaltbild eines DEPFET-Detektors gezeigt, wobei hier nur die dominanten Rauschbeiträge berücksichtigt sind. Diese sind [Kle91]:

- das Leckstromrauschen $\langle i_{Leck}^2 \rangle$
- das niederfrequente Rauschen $\langle i_{1/f}^2 \rangle$ des DEPFET-Transistors
- das thermische Rauschen $\langle i_{therm}^2 \rangle$ des DEPFET-Transistors

Das Rauschen ist hierbei als spektrale Rauschleistungsdichte angegeben, d.h. als Frequenzspektrum des Stromschwankungsquadrates pro Frequenzintervall $d\nu$. Das niederfrequente und das thermische Rauschen des Transistors finden sich im Ersatzschaltbild als serielle Rauschquellen wieder, das Leckstromrauschen als parallele Rauschquelle. Im Folgenden sollen der physikalische Ursprung der einzelnen Komponenten und ihr Beitrag zum Gesamtrauschen des Detektors näher beschrieben werden.

Leckstromrauschen In einem Halbleiter können Elektron-Loch-Paare nicht nur durch ionisierende Strahlung, sondern auch durch die thermische Energie der Elektronen und Löcher erzeugt werden. Im verarmten Substrat eines Halbleiterdetektors driften die Ladungsträger aufgrund des elektrischen Feldes auseinander, wobei sich die Elektronen im internen Gate des Transistors sammeln und dort zu einer Unsicherheit bei der Messung der Signalladungen führen. Der Leckstrom, der im aktiven Volumen V durch thermische Generation erzeugt wird, wird im Ersatzschaltbild eines idealen Detektors als Stromquelle parallel zur Stromquelle der Signalelektronen dargestellt und ist gegeben durch [Ber68]:

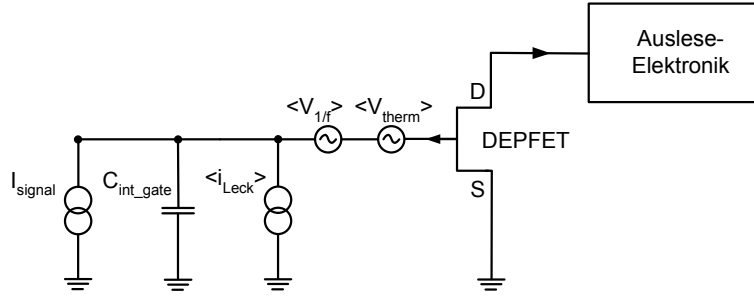


Abbildung 2.6: Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines DEPFET-Detektors.

$$I_{Leck} = \frac{q n_i}{2 \tau_{gen}} V \quad (2.3)$$

Hierbei ist τ_{gen} die Generationslebensdauer für Elektron- Loch-Paare und n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte des Halbleiters. Aufgrund der diskreten Natur der Ladungsträger kommt es zu einer Schwankung der Anzahl N der in einem Zeitintervall Δt generierten Leckstromelektronen. Die spektrale Rauschleistungsdichte kann berechnet werden zu [Lut99]:

$$\langle i_{Leck}^2 \rangle = 2 q I_{Leck} df \quad (2.4)$$

Dies lässt sich mit Gleichung 2.1 in ein Stromrauschen im Transistor umrechnen:

$$\langle i_{FET-Leck}^2 \rangle = 2 q I_{Leck} r^2 \frac{g_m^2}{\omega^2 C_{iG}^2} df = 2 q I_{Leck} \frac{g_q^2}{(2 \pi f)^2} df \quad (2.5)$$

Hierbei ist C_{ig} die Kapazität des internen Gates gegen den Transistorkanal und r das Verhältnis zwischen C_{ig} und der Gesamtkapazität des internen Gates.

Niederfrequentes Rauschen Die physikalische Ursache für das niederfrequente oder 1/f-Rauschen von Transistoren sind Störstellen, welche mit einer für die jeweilige Störstelle charakteristischen Zeitkonstanten τ Ladungsträger einfangen bzw. wieder freigeben ("Trapping" bzw. "Detrapping"). Dies führt für eine einzelne Störstelle im Transistorkanal zu einer zufälligen zeitlichen Änderung des Transistorstromes zwischen zwei definierten Werten, welche auch als "random telegraph signal" (RTS) bezeichnet wird [Kan94]. Die Stromänderung und die charakteristische Zeitkonstante hängt hierbei von der Natur der Störstellen und ihrer Lage im Transistorkanal ab. Das Frequenzspektrum eines RTS kann beschrieben werden durch [Kir89]:

$$\langle i_n^2 \rangle = \frac{2 (\Delta I)^2 \tau}{4 + (\omega \tau)^2} df \quad (2.6)$$

Hierbei ist ΔI die Stromänderung und τ die charakteristische Zeitkonstante der Störstelle, wobei angenommen wurde, dass diese für das Trapping und Detrapping gleich groß ist. Für eine einzelne Störstelle ist die Rauschleistungsdichte für kleine Frequenzen konstant und endlich, während sie für hohe Frequenzen ein $1/f^2$ -Verhalten aufweist. Es kann gezeigt werden, dass die Rauschleistungsdichte bei einer Überlagerung der RTS vieler Störstellen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten ein $1/f$ -Verhalten aufweist. Je nach Anzahl und Verteilung der Störstellen kann die Rauschleistungsdichte jedoch von diesem echten $1/f$ -Verhalten abweichen [Kir89], so dass das niederfrequente Rauschen eines Transistors allgemein beschrieben wird durch [Lut87]:

$$\langle u_{1/f}^2 \rangle = \frac{a_{1/f}}{f^\alpha} df, \quad \alpha = 0.5 - 2 \quad (2.7)$$

Hierbei ist das Rauschen als Spannungsrauschen am Gate des Transistors angegeben. Dies entspricht einem Stromrauschen im Transistor von:

$$\langle i_{1/f}^2 \rangle = \frac{a_{1/f} g_m^2}{f^\alpha} df \quad (2.8)$$

Im Ersatzschaltbild wird das niederfrequente Rauschen des Transistors als serielle Rauschquelle berücksichtigt, da es eine Unsicherheit in der Bestimmung des Transistorstromes bewirkt.

Thermisches Rauschen Thermisches Rauschen tritt in jedem Widerstand und folglich auch in jedem Transistor auf. Es ist darauf zurückzuführen, dass sich die Elektronen in einem Leiter auch ohne Anlegen eines elektrischen Feldes aufgrund ihrer thermischen Energie bewegen. Dies hat zur Folge, dass die Dichte der Ladungsträger temporär im Widerstand schwankt, was wiederum zu einem Spannungsabfall führt. Diese Schwankungen sind rein statistischer Natur und daher im Mittel Null, führen jedoch zu einem Spannungsrauschen des Widerstandes. Für den Fall eines Widerstandes R lässt sich die spektrale Rauschleistungsdichte in Abhängigkeit von der Temperatur T berechnen zu [Mül79]:

$$\langle u_{R_{therm}}^2 \rangle = 4 k T R df \quad (2.9)$$

Bei einem Transistor muß der Widerstand R durch den Widerstand des Transistorkanals ersetzt werden. Bei der Herleitung muß hierbei eine Serienschaltung infinitesimal kleiner Transistoren verwendet werden, deren Gates miteinander verbunden sind, so dass sich ein Korrekturfaktor von $\gamma = 2/3$ für Gleichung 2.9 ergibt. Die spektrale Rauschleistungsdichte ergibt sich somit zu [Mül79]:

$$\langle u_{therm}^2 \rangle = \frac{2}{3} \frac{4 k T}{g_m} df \quad (2.10)$$

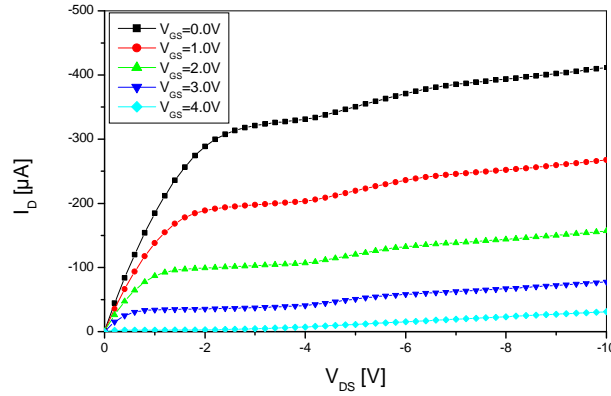


Abbildung 2.7: Gemessenes Ausgangskennlinienfeld eines DEPFET-Einzelpixels.

Hierbei ist das Rauschen als Spannungsrauschen am Gate des Transistors angegeben. Dieses lässt sich in ein Stromrauschen im Transistor umrechnen:

$$\langle i_{therm}^2 \rangle = \frac{2}{3} 4 k T g_m df \quad (2.11)$$

Beim thermischen Rauschen handelt es sich um ein sog. "weißes Rauschen", da es nicht von der Frequenz abhängt. Wie beim niederfrequenten Rauschen wird das thermische Rauschen im Ersatzschaltbild als serielle Rauschquelle berücksichtigt, da es eine Unsicherheit in der Größe des Transistorstromes verursacht.

2.4 Messungen an DEPFET-Einzelpixeln

Um Kenntnisse über die Betriebseigenschaften von DEPFET-Sensoren zu erhalten, wurden zunächst Messungen an einzelnen isolierten Pixeln durchgeführt. Im folgenden werden zunächst Messungen der statischen Kennlinien von DEPFET-Transistoren beschrieben. Daraufhin wird auf Messungen von Röntgenspektren mit einzelnen DEPFET-Pixeln eingegangen, mit welchen die Rauscheigenschaften des Sensors und die Ausdehnung der Ladungswolke während der Drift im Detektor untersucht wurden.

2.4.1 Statische Kennlinien von DEPFET-Einzelpixeln

In Abbildung 2.7 ist das gemessene Ausgangskennlinienfeld eines DEPFET-Transistors bei einer Rückkontaktspannung von $V_{RK} = 0 \text{ V}$ gezeigt. Der Knick in den Kennlinien kurz nach Erreichen der Sättigungsspannung ist darauf zurückzuführen, dass an diesem Punkt die Depletionszone des Drainkontaktes das interne Gate vom Substrat abschnürt. Hierdurch ist das interne Gate nicht mehr leitend mit dem Substrat des Detektors verbunden.

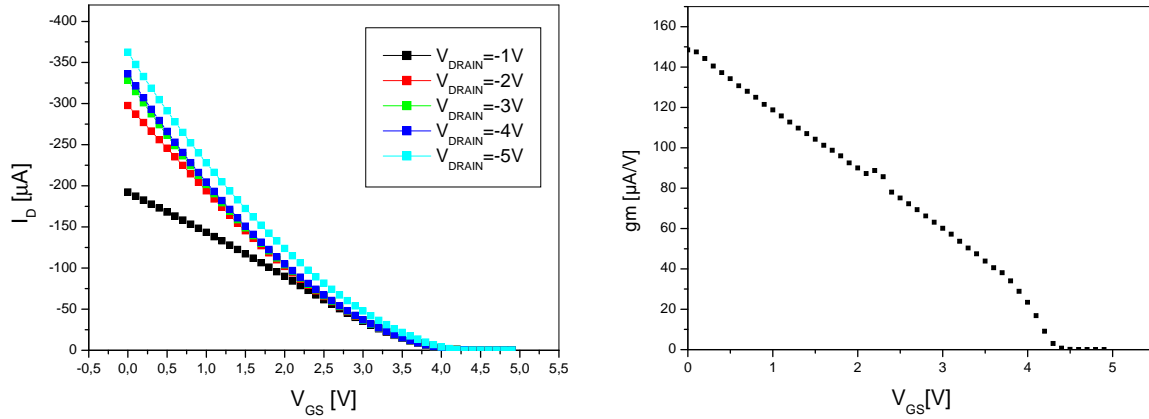


Abbildung 2.8: Links: Gemessene Eingangskennlinie eines DEPFET-Einzelpixels. Rechts: Gemessene Transkonduktanz.

Für eine ausführlichere Beschreibung des Effektes sei auf [Löc99] verwiesen. Aus Abbildung 2.7 lassen sich Sättigungsspannung und -strom bei einer Gate-Source-Spannung von $V_{GS} = 0 \text{ V}$ zu $V_{DS} = -3.0 \pm 0.2 \text{ V}$ und $I_{Dss} = 350 \pm 1 \mu\text{A}$ bestimmen. Der Sättigungsstrom ist damit um etwa einen Faktor von 3 höher als vor der Produktion der Sensoren in Simulationen berechnet worden war. Die Konsequenzen, die sich hierdurch für den Betrieb einer DEPFET-Matrix ergeben, werden in Kapitel 4.2 genauer erläutert. Der Ausgangswiderstand des Transistors lässt sich aus der Steigung der Ausgangskennlinie nach Erreichen der Sättigungsspannung bestimmen zu:

$$r_{DS} = 230 \pm 3 \text{ k}\Omega \quad (2.12)$$

Abbildung 2.8 zeigt das gemessene Übertragungskennlinienfeld eines DEPFET-Pixels. Die Transkonduktanz ergibt sich aus der Ableitung des Transistorstromes nach der Gate-Source-Spannung und ist für eine Drainspannung von $V_{DS} = -5 \text{ V}$ exemplarisch in Abbildung 2.8 dargestellt. Für Werte von V_{GS} nahe an der Abschnürspannung weicht die Transkonduktanz etwas vom erwarteten linearen Verlauf ab; die Ursache hierfür ist noch nicht vollständig geklärt. Für eine Drainspannung von $V_{DS} = -5 \text{ V}$ und eine Gatespannung von $V_{GS} = 0 \text{ V}$ ergibt sich aus Abbildung 2.8 rechts die Transkonduktanz:

$$g_m^{SAT} = 152 \pm 2 \mu\text{S}. \quad (2.13)$$

Für eine Drainspannung von $V_{DS} = -6 \text{ V}$ ergibt sich bei einer Gatespannung von $V_{GS} = 0 \text{ V}$ analog eine Transkonduktanz von $g_m^{SAT} = 159 \pm 2 \mu\text{S}$. Die Gate-Source-Spannung, bei der die Transkonduktanz auf Null abfällt, entspricht der Abschnürspannung, bei der kein Strom mehr durch den Transistor fließt. Sie lässt sich aus Abbildung 2.8 rechts bestimmen zu:

$$V_{PO} = 4.5 \pm 0.1 \text{ V}. \quad (2.14)$$

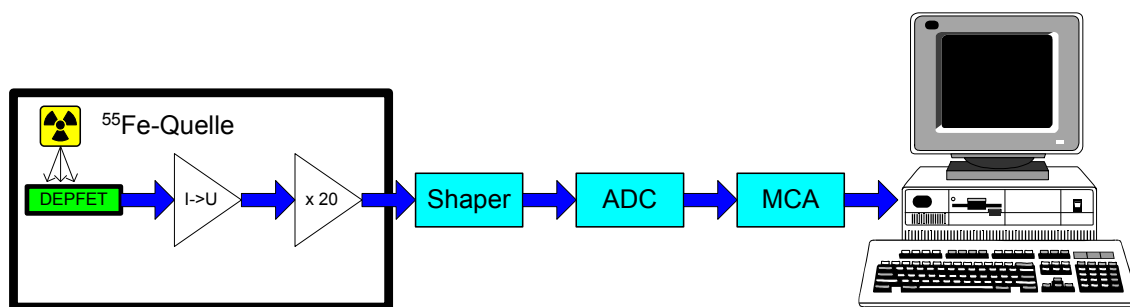


Abbildung 2.9: Versuchsaufbau zur Messung von Röntgenspektren mit DEPFET- Einzelpixeln.

Eine ausführlichere Besprechung der gezeigten Kennlinien findet sich in [Löc99, Tri99, Nee00a].

2.4.2 Rauschen von DEPFET-Einzelpixeln

Um das Rauschen von DEPFET-Einzelpixeln zu untersuchen, wurde das Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle aufgenommen. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 2.9 gezeigt. Das Stromsignal des $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ großen DEPFET-Pixels wird mit Hilfe einer diskreten Schaltung zunächst verstärkt und über einen Pulsformer (CRRC-”Shaper”) an einen Analog-Digital-Wandler weitergegeben. Das digitalisierte Signal wird mit einem Vielkanalanalysator in ein Pulshöhenspektrum einsortiert. Um äußere Störeinflüsse zu minimieren, werden Pixel und analoge Ausleseelektronik mit einem Aluminiumgehäuse abgeschirmt.

In Abbildung 2.10 ist das bei einer Filterzeit $\tau = 22 \mu\text{s}$ und bei Raumtemperatur aufgenommene ^{55}Fe -Spektrum dargestellt. Die beiden Röntgenlinien von ^{55}Fe liegen bei $K_\alpha = 5.895 \text{ keV}$ und $K_\beta = 6.492 \text{ keV}$ und können im Energiespektrum sehr gut getrennt werden. Der niederenergetische Untergrund ist darauf zurückzuführen, dass in den Randbereichen des Pixels nicht die gesamte Ladungsmenge im Pixel nachgewiesen wird, da sich die Signalladungen auf den Pixel und seine nicht-sensitive Umgebung verteilen (sog. ”split-events”). In Abbildung 2.11 ist die Verteilung der Signalladungen auf den Pixel und seine Umgebung für Treffer in der Pixelmitte und am Pixelrand schematisch dargestellt. Bei einem Treffer im Pixelzentrum wird die gesamte Signalladungsmenge im Pixel nachgewiesen, während bei einem Treffer am Pixelrand nur ein Teil der Signalladungen im Pixel gesammelt wird. Um den Untergrund durch split-events zu minimieren, fiel die Röntgenstrahlung beim hier aufgenommenen Spektrum von der Vorderseite anstatt wie im Normalfall von der Rückseite des Detektors ein. Da die hier verwendete Röntgenstrahlung nur eine geringe Eindringtiefe von $\lambda \approx 30 \mu\text{m}$ hat, kann auf diese Weise die Driftzeit der Signalladungen im $300 \mu\text{m}$ dicken Detektor stark verkürzt werden; dies führt wiederum zu einer kleineren Ausdehnung der Ladungswolke und einer geringeren Anzahl von Split-Events.

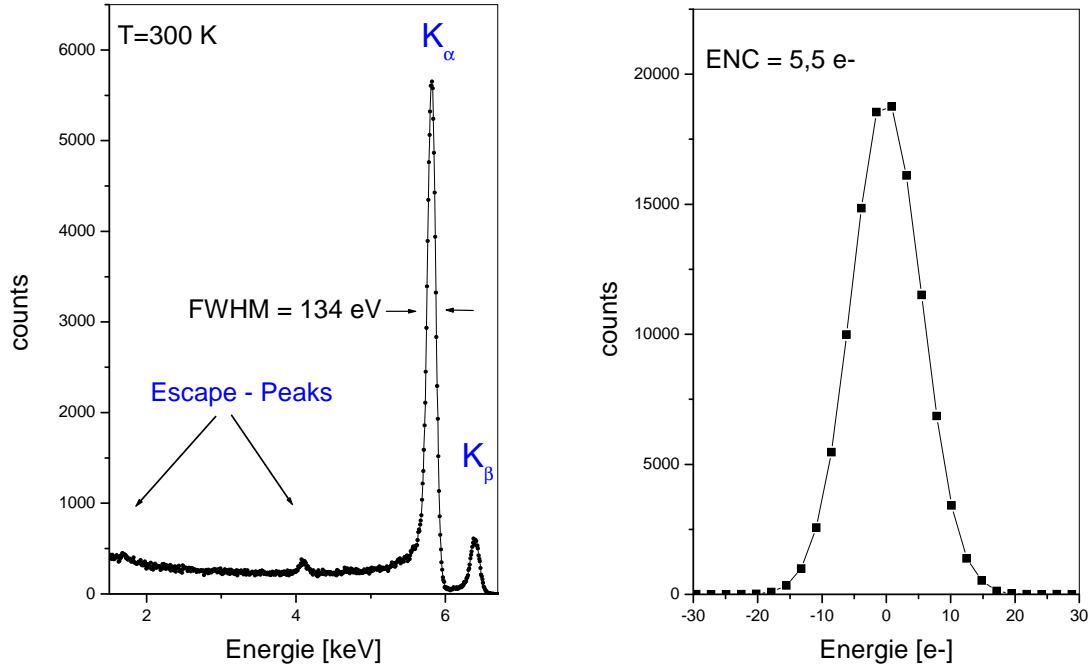


Abbildung 2.10: ^{55}Fe -Spektrum eines DEPFET-Einzelpixels bei Raumtemperatur. Rechts ist der Rauschpeak zu sehen (aus [Adl01]).

Die Röntgenstrahlung wird mit großer Wahrscheinlichkeit durch Photoeffekt in der K-Schale absorbiert. Die beim Wiederauffüllen des freien Elektronenplatzes in der K-Schale freiwerdende Energie kann in Form eines Fluoreszenzphotons abgegeben werden. In einigen Fällen wird dieses Fluoreszenzphoton nicht wieder absorbiert, sondern verlässt das sensitive Detektorvolumen. Hierdurch erscheint im Energiespektrum ein sog. "Photo-Escape-Peak", welcher bzgl. der Röntgenlinie um die Energie des Fluoreszenzphotons verschoben ist. Analog kann das Fluoreszenzphoton auch aus dem insensitiven Bereich des Detektors in das sensitive Volumen gelangen, so dass nur die Energie des Fluoreszenzphotons nachgewiesen wird und ein weiterer Photo-Escape-Peak im Spektrum erscheint. In dem in Abbildung 2.10 gezeigten Spektrum sind die beiden K_{α} -Photo-Escape-Peaks bei $E_{PEP-1} = 1.74 \text{ keV}$ und $E_{PEP-2} = 4.155 \text{ keV}$ gut zu erkennen.

Anhand der Messung des ^{55}Fe -Spektrums kann eine Energieeichung durchgeführt werden. Aus dem Rauschpeak, welcher sich durch die wiederholte Messung des DEPFET-Stromsignals in Abwesenheit einer radioaktiven Quelle ergibt, kann so das elektronische Rauschen des Pixels bestimmt werden. Dieses lag in der hier gezeigten Messung bei $\sigma_{ENC} = 5.5 \pm 0.1 e^-$. Der Fehler ist auf Unsicherheiten in der Energieeichung und in der Bestimmung der Breite des Rauschpeaks zurückzuführen. Das niedrigste mit einem DEPFET-Einzelpixel gemessene Rauschen liegt bei [Ulr01]:

$$\sigma_{ENC}^{min} = 4.8 \pm 0.1 e^- \quad (2.15)$$

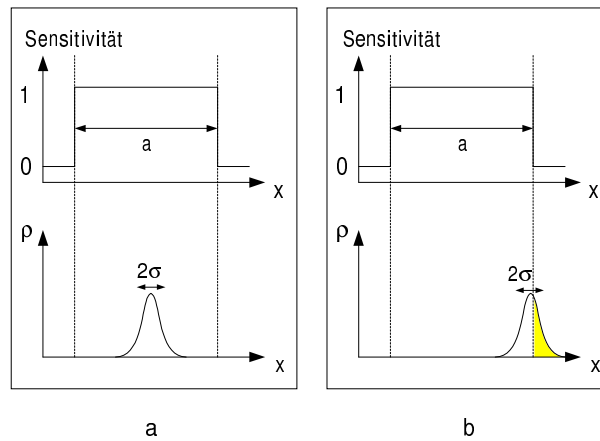


Abbildung 2.11: Prinzip der Ladungsteilung zwischen dem Pixel und seiner Umgebung.

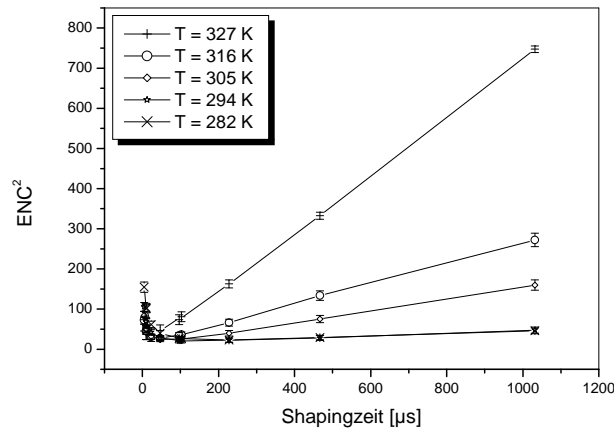


Abbildung 2.12: Gemessene Abhängigkeit des Einzelpixelrauschens von der Shapingzeit [Adl01].

Unseres Wissens nach handelt es sich hierbei um das niedrigste Rauschen, welches bisher bei Raumtemperatur mit Halbleitersensoren gemessen wurde.

Aus der Halbwertsbreite der K_{α} -Linie in Abbildung 2.10 lässt sich die Energieauflösung von $\Delta E_{FWHM} = 134 \pm 2 \text{ eV}$ für Strahlung mit einer Energie von $E = 5.895 \text{ keV}$ bestimmen. Dies entspricht einer äquivalenten Rauschladungsmenge von $\sigma_{ENC} = 15.6 \pm 0.2 e^{-}$, womit sich ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $SNR = 106 : 1$ ergibt. Die Energieauflösung ist hierbei nicht begrenzt durch das elektronische Rauschen des Sensors, sondern durch den Fanobeitrag (s. Kapitel 1.1.3) von $\sigma_{ENC}^{Fano} = 14.2 \pm 0.1 e^{-}$. Die Summe von Fanobeitrag und DEPFET-Rauschen beträgt $\sigma = 15.2 \pm 0.2 e^{-}$, was gut mit der gemessenen Energieauflösung übereinstimmt. Eine kleine systematische Differenz zwischen gemessenem und erwartetem Wert ist darauf zurückzuführen, dass die Linien durch Split-Events zusätzlich leicht verbreitert sind.

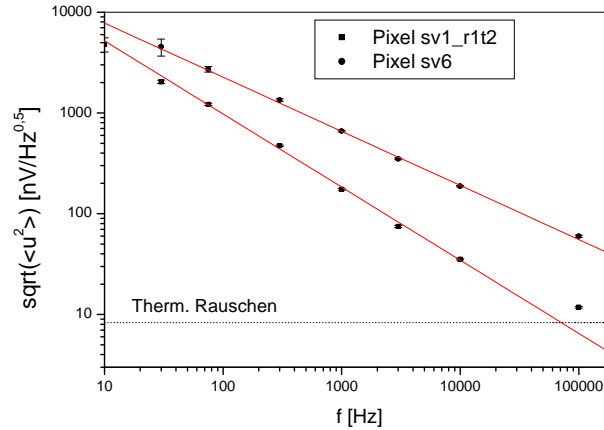


Abbildung 2.13: Gemessene Rauschleistungsdichte von zwei DEPFET-Einzelpixeln. Zum Vergleich ist auch das berechnete thermische Rauschen der Transistoren eingetragen.

Anhand der durchgeführten Energieeichung lässt sich die Steilheit g_q des internen Gates bestimmen:

$$g_q = 197 \pm 1 \text{ pA/e}^- \quad (2.16)$$

Hierbei ist der Fehler wieder auf Unsicherheiten in der Energieeichung zurückzuführen. In Abbildung 2.12 ist das gemessene quadrierte Rauschen eines DEPFET-Einzelpixels in Abhängigkeit von der Shapingzeit bei verschiedenen Temperaturen aufgetragen. Wie in [Adl01] genauer beschrieben wird, ist das Rauschen für lange Shapingzeiten durch das Leckstromrauschen dominiert. Die dadurch erwartete lineare Abhängigkeit zwischen Rauschen und Shapingzeit bei langen Shapingzeiten ist in Abbildung 2.12 gut zu erkennen und stimmt mit theoretischen Berechnungen gut überein. Noch nicht vollständig verstanden ist hingegen das Verhalten des Einzelpixelrauschens bei tiefen Temperaturen und kleinen Shapingzeiten [Adl01].

Da das Rauschen für DEPFET-Einzelpixel insbesondere von Wafer zu Wafer stark variiert, wurde das Rauschspektrum mit einem am MPI Halbleiterlabor in München vorhandenen Messaufbau analysiert. In Abbildung 2.13 ist die Spannungsrauschleistungsdichte zweier Pixel am Transistorgate in Abhängigkeit von der Frequenz angegeben; in der Abbildung ist zum Vergleich auch das erwartete thermische Rauschen eines Pixels eingetragen. Bei dem Pixel mit höherem Rauschen wurde mit dem oben beschriebenen Einzelpixelmessaufbau bei einer Shapingzeit von $\tau = 10 \mu\text{s}$ ein elektronisches Rauschen von $\sigma_{ENC} \approx 30 e^-$ gemessen, bei dem Pixel mit niedrigerem Rauschen ein Rauschen von $\sigma_{ENC} \approx 9 e^-$. Die Abhängigkeit des Rauschens von der Frequenz lässt sich bis zu einer Frequenz von $\nu = 10 \text{ kHz}$ in beiden Fällen sehr gut durch eine $a_{1/f}/f^\alpha$ -Funktion beschreiben, d.h., das $1/f$ -Rauschen ist in diesem Bereich dominant. Für den Pixel mit dem niedrigeren Rauschen z.B. lässt sich diese Abhängigkeit beschreiben durch:

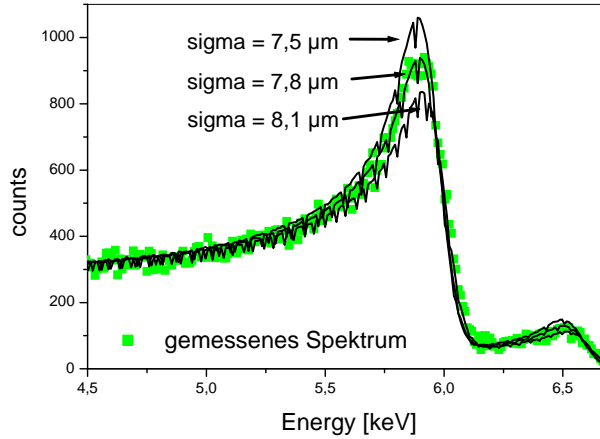


Abbildung 2.14: Gemessenes ^{55}Fe -Spektrum bei Einstrahlung von der Detektorrückseite und simulierte Spektren für verschieden breite Ladungswolken.

$$\langle u_{1/f}^2(f) \rangle = \frac{606 \mu\text{V}^2}{f^{1.42}} \quad (2.17)$$

Für den Pixel mit niedrigerem $1/f$ -Rauschen lässt sich in Abbildung 2.13 zudem erkennen, dass bei einer Frequenz von $f = 100 \text{ kHz}$ das thermische Rauschen größer wird als das $1/f$ -Rauschen. Für den zweiten der beiden Pixel ist das $1/f$ -Rauschen hingegen im gesamten durchmessenen Frequenzbereich dominant.

2.4.3 Abschätzung der Breite der Ladungswolke

In Abbildung 2.14 ist das ^{55}Fe -Spektrum eines DEPFET-Einzelpixels mit einem Rauschen von $\sigma_{ENC} = 10 e^-$ gezeigt, wobei die Strahlung hier im Gegensatz zum vorhergehenden Kapitel von der Rückseite des Detektors einfiel. Aus dem Verhältnis zwischen der Anzahl von Split-Events und Einträgen in den K_α - bzw. K_β -Peaks des Spektrums kann nun eine Abschätzung der Breite der Ladungswolke gemacht werden.

Hierzu wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt, in der folgender Vorgang mehrfach wiederholt wurde: Der Ort eines Trefferereignisses wurde zufällig bestimmt. Daraufhin wurde für gaußförmige Ladungswolken unterschiedlicher Breite die im Pixel gesammelte Ladungsmenge bestimmt. Zum Ladungssignal wurde ein Rauschbeitrag addiert, welcher dem gemessenen elektronischen Rauschen des Pixels entsprach. Bei den Simulationen wurden folgende vereinfachende Annahmen gemacht:

- Da ^{55}Fe im Mittel nur $30 \mu\text{m}$ in den Detektor eindringt und die Dicke des Detektors $300 \mu\text{m}$ beträgt, wird hier angenommen, dass die Strahlung ihre Energie immer in der gleichen Tiefe deponiert, so dass die Driftzeit der Ladungen und die Breite der Ladungswolke für alle Ereignisse gleich groß ist.

- Es wird eine Ausbreitung der Signalladungen nur durch Diffusion angenommen, d.h. die Coulomb-Abstoßung der Signalladungen wurde vernachlässigt. Wie in [Mei90] beschrieben wird, kann für diesen Fall eine gaußförmige Ladungswolke angenommen werden.
- Es wurde angenommen, dass die Potenzialformung im Detektorsubstrat so ist, dass die Ladungsaufteilung genau an den Pixelgrenzen stattfindet.

In Abbildung 2.14 sind zusätzlich zum gemessenen Spektrum simulierte Spektren für Ladungswolken verschiedener Breite eingetragen. Es ist zu erkennen, dass die beste Übereinstimmung zwischen gemessenem und simuliertem Spektrum für eine Ladungswolke der Breite $\sigma = 7.8 \pm 0.2 \mu\text{m}$ erreicht wird. Dies liegt in der Größenordnung des in Kapitel 1.2.3 berechneten Wertes von $\sigma_{theor} \approx 8.3 \mu\text{m}$.

Kapitel 3

Das DEPFET Pixel Bioscope

Das DEPFET Pixel Bioscope System wurde für die digitale Autoradiographie entwickelt und verwendet als Sensor eine 64×64 -DEPFET-Matrix. Abgesehen von biomedizinischen Fragestellungen lassen sich mit dem System auch die Eigenschaften von DEPFET Pixeln in einer Matrixanordnung untersuchen. Im folgenden Kapitel wird das System im Detail vorgestellt. Das erste Kapitel befaßt sich mit dem Layout von DEPFET-Matrizen, im zweiten Kapitel wird darauf eingegangen, wie sich die Matrizen auslesen lassen. In Kapitel 3.3 werden die einzelnen Komponenten des DEPFET Pixel Bioscopes beschrieben. Für das System wurde eine integrierte Ausleseelektronik entwickelt, worauf in Kapitel 3.4 eingegangen wird. Zum Schluß erfolgt eine Zusammenfassung des Kapitels.

3.1 Layout von DEPFET-Matrizen

Matrizen von DEPFET-Sensoren lassen sich sowohl mit kontinuierlich als auch mit gepulst gelöschten Pixeln (s. Kapitel 2.2) realisieren. Kontinuierlich gelöschte Pixel müssen permanent ausgelesen werden, so dass jeder Pixel einer Matrix einen eigenen Auslesekanal benötigt. Matrizen mit gepulst gelöschten Pixeln können hingegen zeilenweise ausgelesen werden, was die Anzahl der Auslesekanäle erheblich reduziert. 1998 wurden am MPI Halbleiterlabor beide Typen von DEPFET-Matrizen produziert; die Matrizen wurden von Peter Klein und Wolfgang Neeser entwickelt [Kle96, Nee00a]. Auf die kontinuierlich gelöschten Matrizen soll im Folgenden nicht näher eingegangen werden, da sie im DEPFET Pixel Bioscope nicht verwendet werden.

Die Transistoren der gepulst gelöschten Matrizen haben eine zirkulare Struktur mit $W = 53 \mu\text{m}$ und $L = 5 \mu\text{m}$. Im DEPFET Pixel Bioscope werden Matrizen mit unterschiedlicher Pixelgeometrie verwendet:

- rechteckige Bildzellen mit einer Pixelgröße von $50 \times 60 \mu\text{m}^2$
- quadratische Bildzellen mit einer Pixelgröße von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$

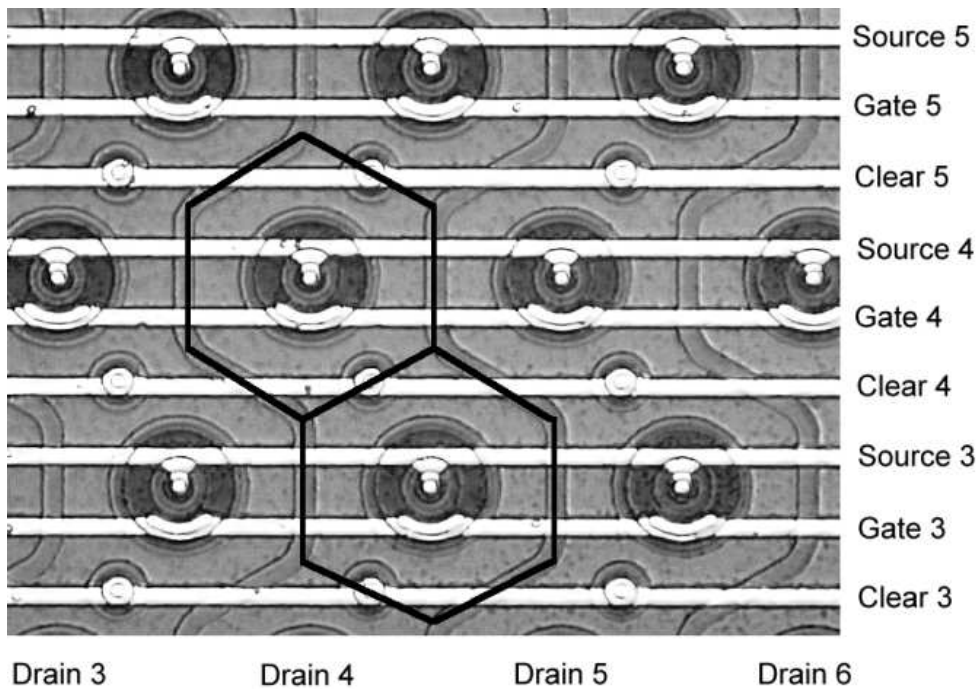


Abbildung 3.1: Ausschnitt einer 64×64 -DEPFET Matrix mit hexagonaler Pixelgeometrie;

- hexagonale Bildzellen mit einer Pixelgröße von $50 \times 42 \mu\text{m}^2$

Das Foto eines Ausschnittes einer 64×64 -Matrix mit hexagonaler Pixelgeometrie ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Im Zentrum eines jeden Pixels befindet sich die Source, welche von einer ringförmigen Gateimplantation umgeben ist. Der gesamte Bereich außerhalb dieses Gateringes stellt die Drainregion des Pixels dar. Ober- und unterhalb des Pixels befinden sich innerhalb der Drainimplantation zwei Löschkontakte.

In der Abbildung lässt sich erkennen, dass die Source-, Gate- und Löschkontakte der Pixel zeilenweise über Aluminiumleiterbahnen miteinander verbunden sind. Die Gates der Transistoren lassen sich auf der rechten Seite und die Löschkontakte auf der linken Seite der Matrix mit Wirebonds kontaktieren. Die Sources aller Matrixzeilen werden außerhalb der Matrix miteinander verbunden, so dass das Sourcepotenzial aller Pixel in der Matrix gleich ist. Die Drains der Transistoren sind spaltenweise über eine p-Implantation miteinander verbunden und können am unteren Ende der Matrix kontaktiert werden. Die p-Implantation hat einen höheren Widerstand als Aluminium und führt daher zu höheren Spannungsabfällen. Der verwendete Fertigungsprozess erlaubte aber nur die Verwendung einer Aluminiumlage. Um die Spannungsabfälle zu reduzieren, wurden das obere und untere Ende der Drainspalten zusätzlich über Aluminiumbahnen miteinander verbunden.

Die Sensorrückseite besteht aus einer flachen p+-Implantation und einer dünnen Passivierungslage, was zu einem dünnen Eintrittsfenster für Strahlung von nur $\approx 150 \text{ nm}$

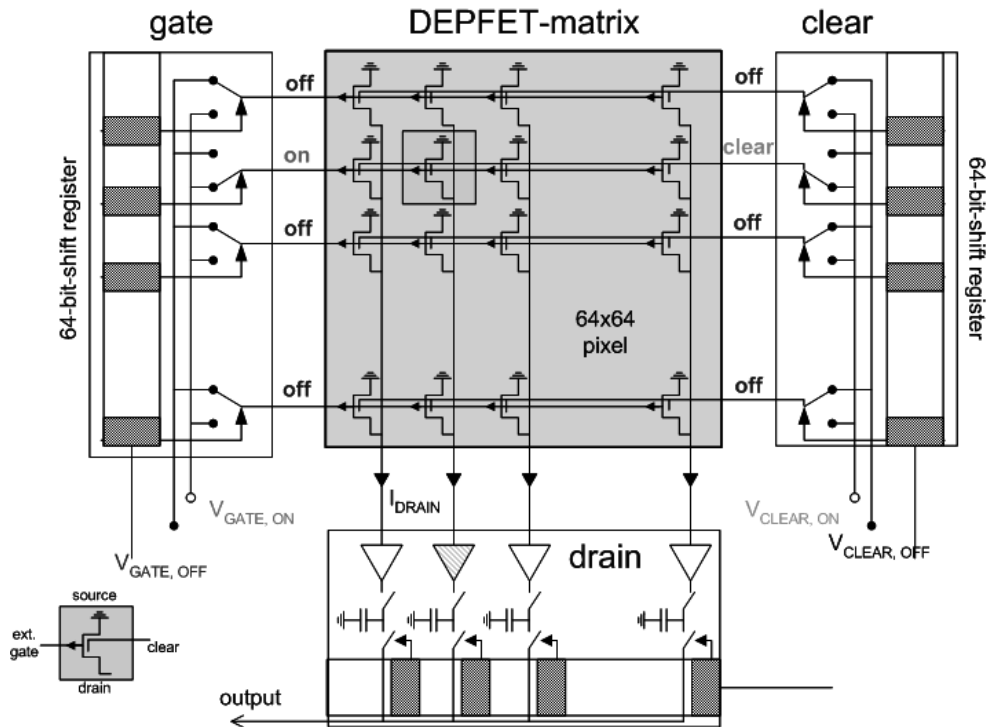


Abbildung 3.2: Prinzip der Auslese einer DEPFET-Matrix.

Dicke führt. Dies führt dazu, dass niederenergetische Strahlung in den sensitiven Teil des Detektors eindringen kann, ohne vorher in der Totschicht absorbiert zu werden.

3.2 Prinzip der Auslese von DEPFET-Matrizen

Das Prinzip der Auslese einer DEPFET-Matrix ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Da die Gates der Transistoren einer Matrixzeile miteinander verbunden sind, können die Transistoren durch Anlegen einer entsprechenden Spannung an den Gates zeilenweise an- bzw. abgeschaltet werden. Die Pixel werden spaltenweise über die Drainkontakte ausgelesen. Durch diese Zeilen-Spalten-Kodierung kann jeder Pixel der Matrix ausgelesen werden. Das zeilenweise Löschen der Matrix kann beispielsweise durch Anlegen eines Spannungspulses an den Löschkontakten der Pixel erfolgen. Bei den Messungen mit dem DEPFET Pixel Bioscope wurden die Pixel der Matrix allerdings zumeist über die Gates der Transistoren gelöscht (s. Kapitel 4.4); in diesem Fall wird der Teil der Datenelektronik nicht benötigt, welcher für die Ansteuerung der Löschkontakte zuständig ist.

Ein Auslesezyklus ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt. Er lässt sich in folgende Schritte untergliedern:

- Die 64 Pixel einer Matrixzeile werden eingeschaltet und parallel ausgelesen. Die Stromwerte werden als Signalströme I_{Signal} abgespeichert.

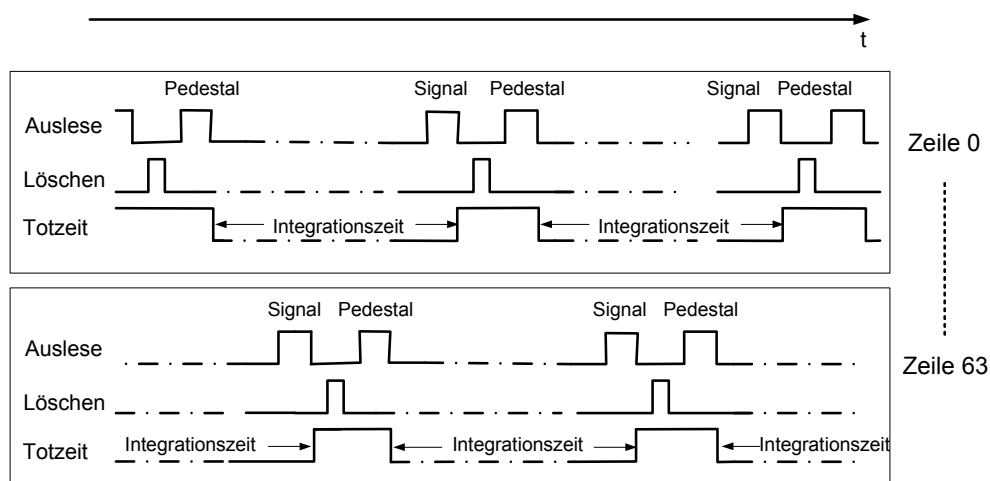


Abbildung 3.3: Timingschema bei zeilenweisem Löschen.

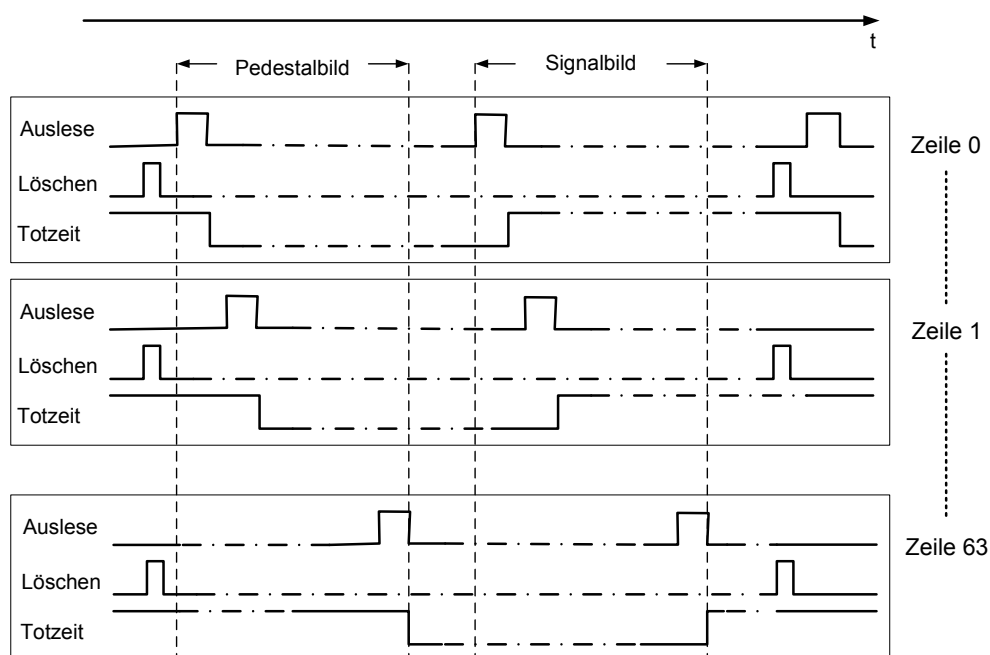


Abbildung 3.4: Timingschema bei globalem Löschen.

- Die Pixel der Matrixzeile werden nun durch Anlegen einen Spannungspulses an die Löschkontakte bzw. an die Transistorgates gelöscht. Das interne Gate der Transistoren ist nun soweit geleert, dass es Signalladungen aufnehmen kann.
- Die Pixel der Matrixzeile werden wieder eingeschaltet und ausgelesen. Die Stromwerte werden als Pedestalströme $I_{Pedestal}$ abgespeichert.

- Der Vorgang wird nun für die restlichen 63 Zeilen der Matrix wiederholt.
- Entweder direkt im Anschluß oder nach einer einstellbaren Integrationszeit kann der nächste Auslesezyklus erfolgen.

Die während der Integrationszeit in einem Pixel gesammelte Ladungsmenge ist proportional zur Differenz des Signalstromes des $(i + 1)$ -ten Auslesezyklus und des Pedestalstromes des i -ten Auslesezyklus. Die Ladungsmenge Q_{ges} besteht aus Signalladungen Q_{sig} und dem während der Integrationszeit integrierten Leckstrom Q_{Leck} , so dass folgende Gleichung gilt:

$$\Delta I = (I_{signal}[i + 1] - I_{pedestal}[i]) \propto Q_{ges} = Q_{sig} + Q_{Leck} \quad (3.1)$$

Bei solch einem Auslesezyklus können in den Pixeln einer Zeile nur in der Zeit keine Signale nachgewiesen werden, in der die Zeile gelöscht wird. Wie in Kapitel 4.4 genauer beschrieben wird, liegt diese Totzeit in der Größenordnung von $t_{tot} \approx 10 \mu s$. In Abhängigkeit von der Integrationszeit (diese kann im Bereich $\Delta T \approx 1 - 100 ms$ eingestellt werden, wobei die minimale Integrationszeit durch die Zeit gegeben ist, die benötigt wird, um alle Zeilen der Matrix auszulesen) kann so ein Verhältnis von Aktiv- zu Totzeit von $10^2 : 1$ bis $10^4 : 1$ erreicht werden¹.

Im Gegensatz hierzu wird die Totzeit größer, wenn alle Zeilen einer Matrix gleichzeitig gelöscht werden, wie dies in früheren Arbeiten teilweise der Fall war [Nee00a]. Dies liegt daran, dass die Auslese einer Zeile und das Löschen der Zeile nicht mehr unmittelbar aufeinander folgen; in der dazwischen vergehenden Zeit können keine Signalladungen gesammelt werden, so dass sich die Totzeit vergrößert. Dies ist in Abbildung 3.4 skizziert. Auf diesen globalen Löschmechanismus wird in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen.

3.3 Aufbau des DEPFET Pixel Bioscopes

In Abbildung 3.5 ist das Blockschaltbild des DEPFET Bioscope Systems dargestellt. Die einzelnen Komponenten des Systems sollen hier kurz beschrieben werden:

Das Hybrid (Abbildung 3.6) besteht aus einer Aluminiumoxid-Keramik, auf welche Leiterbahnen aus Silber-Palladium aufgebracht sind. Die 64×64 DEPFET Matrix ist in eine Aussparung in der Keramik eingelassen; die Rückseite des Detektors ist frei zugänglich, so dass z.B. biologische Proben auf den Detektor gelegt werden können. Auf der rechten Seite des Detektors befindet sich der Steuerchip SWITCHER, der die Gates der Transistoren ansteuert und für das zeilenweise Ein- und Ausschalten der Matrixpixel sowie das zeilenweise Löschen über ihr Gate zuständig ist. Für den Fall, dass die Pixel nicht über das Gate sondern über den Löschkontakt gelöscht werden, befindet sich auf der linken

¹Für zukünftige Generationen von DEPFET Sensoren sind noch kürzere Löschdauern geplant, wodurch sich auch das Verhältnis zwischen Aktiv- und Totzeit weiter verbessert.

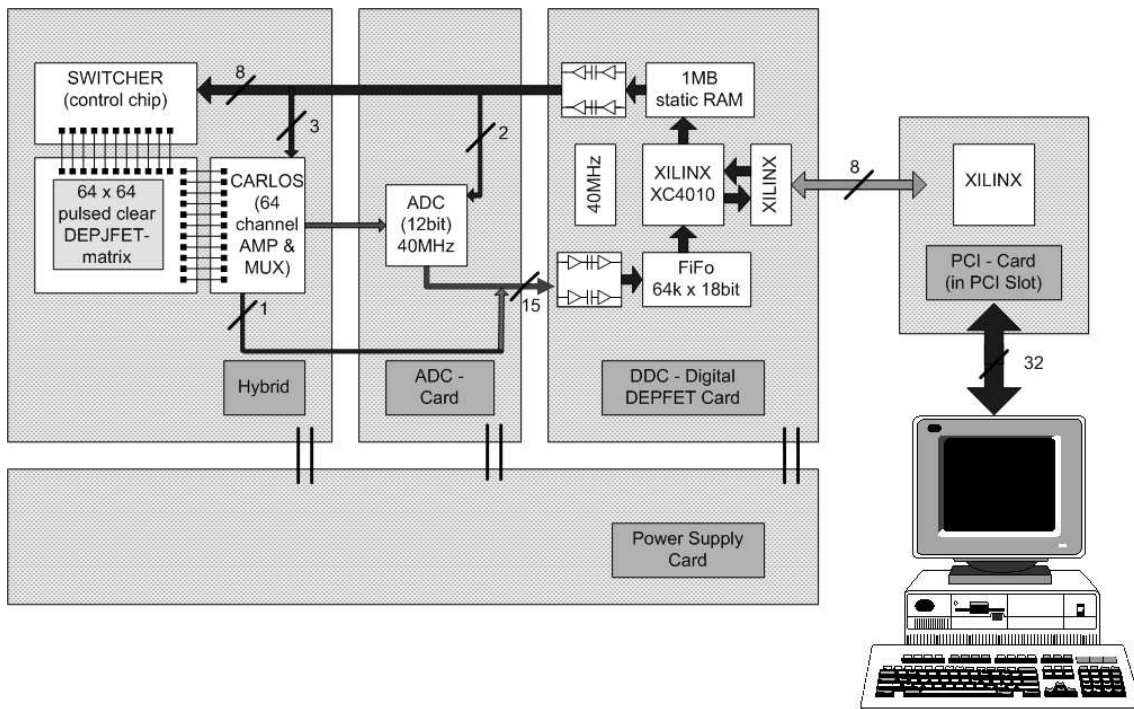


Abbildung 3.5: Blockdiagramm des DEPFET Pixel Bioscopes.

Seite der Matrix ein weiterer SWITCHER, welcher die Löschkontakte ansteuert. Unterhalb der Matrix befindet sich der Auslesechip CARLOS, welcher die Ströme der Transistoren ausliest. SWITCHER und CARLOS sind über je 64 Mikroschweißverbindungen ("Bonds") mit der DEPFET-Matrix verbunden. Auf die Architektur von CARLOS und SWITCHER wird in Kapitel 3.4 genauer eingegangen.

Das Hybrid ist über Stiftleisten mit der rauscharmen Analogen DEPFET-Karte (ADC) verbunden. Das Ausgangssignal des Auslesechips CARLOS wird auf den Eingangsbereich eines Analog-Digital-Wandlers² angepaßt und mit diesem digitalisiert. Abgesehen von der Digitalisierung der Daten ist die ADC auch dafür zuständig, die Versorgungsspannungen und die von der Digitalen DEPFET Karte kommenden Steuersignale an Hybrid und A/D-Wandler zu verteilen.

Die Digitale DEPFET Karte (DDC) steuert die Datennahme und die Kommunikation mit dem Computer. Sie ist galvanisch von der ADC entkoppelt, d.h. die Steuer- und Messdaten werden mit digitalen Kopplern zwischen ADC und DDC übertragen. Die Steuerung wird von einem FPGA³ (XILINX 4010) übernommen. Dieser überträgt die Systemsteuerdaten aus einem RAM an die ADC, speichert die von der ADC kommenden Messdaten in einem FIFO zwischen und steuert die Datenübertragung zwischen Karte und PC. Das Protokoll zwischen digitaler Karte und der PCI-Interface-Karte [Sil98] im

²Analog Devices AD9042, 40MHz, 12Bit

³Field Programmable Gate Array

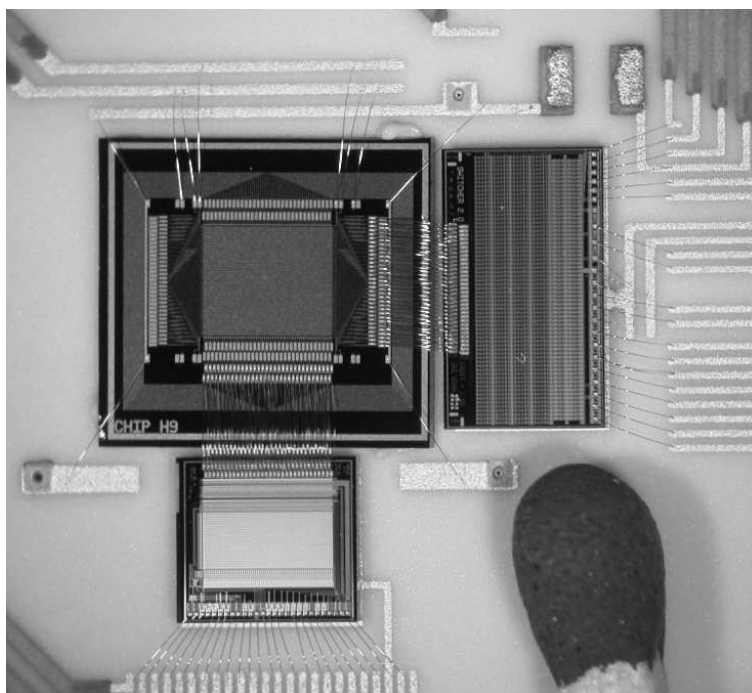


Abbildung 3.6: Foto eines DEPFET-Hybrids mit nur einem SWITCHER zur Ansteuerung der Transistorgates. Gut zu erkennen sind die Mikroschweißverbindungen zwischen Auslesechips und Matrix. Der Streichholzkopf dient als Größenvergleich.

PC wird von einem kleineren FPGA (XILINX 3042) gesteuert. Die Taktfrequenz der Karte beträgt 40 MHz. Die Datennahmegeschwindigkeit ist durch die Datenübertragungsrate von 3 MByte/s zwischen digitaler Karte und Computer limitiert; die Dauer zur Übertragung eines Bildes beträgt $t_{transfer} \approx 6$ ms, während die Zeit zur Aufnahme eines Bildes typischerweise bei $t_{Datennahme} \approx 1.5$ ms liegt.

Die Betriebsspannungen werden von einer an der Universität Bochum entwickelten rauscharmen Spannungsversorgungskarte (Powercard) geliefert, welche die verschiedenen digitalen und analogen Versorgungsspannungen des Systems aus einer Spannung von 30 V erzeugt; außerdem ist eine Hochspannungsquelle erforderlich, welche eine Depletionsspannung für den Detektor von $V_{Dep} \approx 100$ V zur Verfügung stellt (Toellner TOE8422). Statt mit der Powercard können die Betriebsspannungen auch über separate Netzgeräte zugeführt werden. Die Betriebsparameter bei Messungen können so freier gewählt werden, das System ist dann allerdings weniger kompakt.

Die Software zur Datennahme und Analyse der Messdaten wurde unter dem Borland C++ Builder 5.0 entwickelt und läuft unter dem Betriebssystem Windows. Sie erlaubt eine Online-Darstellung der Messdaten sowie deren Speicherung und Offline-Analyse.

Die Platinen und das Hybrid befinden sich in einem Gehäuse aus Aluminium und Stahl, um äußere Störeinflüsse zu verhindern. Zur Vermeidung von digitalem Übersprechen ist

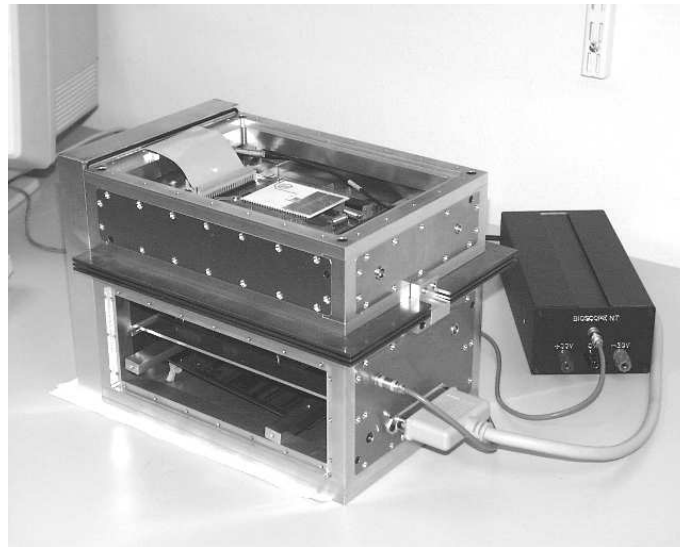


Abbildung 3.7: Foto des Bioscope Systems. Das Aluminiumgehäuse ist oben und an der Seite geöffnet.

das Gehäuse in separate Kammern für jede Karte unterteilt. Ein Bild des Gesamtsystems ist in Abbildung 3.7 gezeigt.

3.4 Die integrierte Datennahmeelektronik

Zum Betrieb einer 64x64-DEPFET Matrix müssen zum einen die 64 Pixel einer Matrix-Zeile parallel ausgelesen und verstärkt werden, zum anderen müssen 64 Zeilen der Matrix separat an- bzw. abgeschaltet und gelöscht werden. Da das niedrige Rauschen der Sensoren erhalten bleiben soll, muß die hierzu nötige Elektronik möglichst nahe am Detektor angebracht werden, was aufgrund des kleinen Zeilen- und Spaltenabstandes von je $50\ \mu\text{m}$ mit diskreten Bauelementen aus Platzgründen nicht möglich ist. Aus diesem Grunde wurde für das DEPFET Pixel Bioscope eine integrierte Datennahmeelektronik entwickelt.

Der Stromverstärkungschip CARLOS⁴ 2.0 wurde im Rahmen dieser Dissertation entwickelt und ist der Nachfolger des von Wolfgang Neeser entwickelten Datennahmechips CARLOS 1.0 [Nee00a]. Auf die Architektur des Chips und die Unterschiede zum Vorgänger wird im ersten Teil dieses Kapitels eingegangen.

Der Steuerchip SWITCHER 2.0 steuert die Gate -bzw. Löschkontakte der Pixel einer DEPFET-Matrix zeilenweise an. Er wurde von T. Aurisch, P. Fischer und W. Neeser an der Universität Bonn entwickelt. Die Funktionsweise des Chips wird im zweiten Teil dieses Kapitels beschrieben.

⁴Current Amplifying Readout chip for Low nOise Sensors

3.4.1 CARLOS 2.0

CARLOS 2.0 ist der Nachfolgechip des von Peter Fischer und Wolfgang Neeser entwickelten Datennahmechips CARLOS 1.0 und wurde im Rahmen dieser Dissertation entwickelt. Die Aufgabe des Chips ist es, die von den 64 Pixeln einer Matrixzeile kommenden Transistorströme parallel zu verstärken und zu speichern; die analogen Messwerte werden dann seriell an einen Analog-Digital-Wandler übertragen. Dies muß zum einen mit einer ausreichend hohen Geschwindigkeit geschehen, damit alle 64 Zeilen einer Matrix innerhalb von $t_{readout} \approx 1 \text{ ms}$ ausgelesen werden können; zum anderen muß der Chip sehr rauscharm sein, damit die guten Rauscheigenschaften von DEPFET-Sensoren erhalten bleiben.

Bei der Dimensionierung von CARLOS 1.0 waren die DEPFET-Sensoren noch nicht produziert, so dass dort für die erwarteten Detektorkenngrößen auf Simulationen und Messungen an früheren Detektoren zurückgegriffen wurde. CARLOS 1.0 wurde daher für einen mittleren Transistorsättigungsstrom von $I_{dss} = 100 \mu\text{A}$ und eine mittlere Variation der Transistorströme von $\sigma_{I_{dss}} \approx 2\%$ konzipiert. Wie in Kapitel 4.2 genauer beschrieben wird, variieren die Sättigungsströme der Transistoren der fabrizierten 64x64 DEPFET-Matrix aber im Mittel um $\sigma_{I_{dss}} \approx 5\%$, wobei der mittlere Sättigungsstrom etwa dreimal höher ist als ursprünglich geplant. Aus diesen Gründen übersteigt die Variation der Transistorsättigungsströme den maximalen Stromeingangsbereich des Datennahmechips CARLOS 1.0 von $\Delta I_{In} = 18.2 \mu\text{A}$.

Die wesentlichen Anforderungen an CARLOS 2.0 waren:

- Bei einem mittleren Transistorsättigungsstrom von $I_{dss} = 320 \mu\text{A}$ sollten Ströme mit absoluten Schwankungen von bis zu $60 \mu\text{A}$ vom Chip verstärkt und an den externen Analog-Digital-Konverter übertragen werden können.
- Um den Einfluß von Rauschbeiträgen nach der Verstärkung des Stromes gering zu halten, sollten die vorgenommenen Änderungen nicht zulasten der Verstärkung gehen. Zudem sollten durch die Änderungen keine zusätzlichen Rauschbeiträge am Eingangsknoten des Chips entstehen.
- Um eine Neukonzeption der digitalen Karte (DDC) zu vermeiden, sollte CARLOS 2.0 nicht mehr als 5 digitale Steuersignale benötigen.

Wie CARLOS 1.0 wurde CARLOS 2.0 mit der $0.8 \mu\text{m}$ -CMOS-Technologie von AMS⁵ gefertigt. Eine Aufnahme von CARLOS 2.0 ist in Abbildung 3.8 gezeigt.

Im folgenden wird zunächst das Konzept von CARLOS 2.0 beschrieben, woraufhin auf die einzelnen Komponenten des Chips genauer eingegangen wird. Zum Schluß erfolgt eine Zusammenfassung des Kapitels.

⁵Austria Micro Systems International

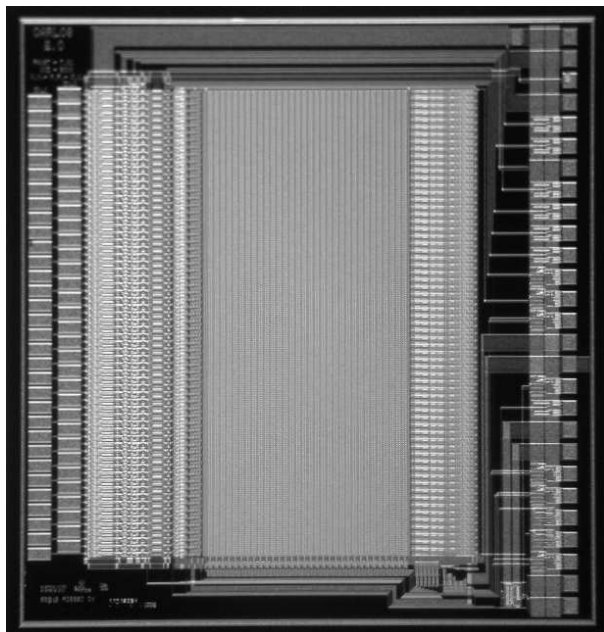


Abbildung 3.8: Aufnahme von CARLOS 2.0. Die Abmessungen des Chips sind $3.9 \times 4.2 \text{ mm}^2$. Auf der linken Seite befinden sich die 64 Stromeingänge des Chips, auf der rechten Seite die Steuer-, Versorgungs- und Ausgangsanschlüsse.

3.4.1.1 Gesamtkonzept

In Abbildung 3.9 ist ein Blockschaltbild von CARLOS 2.0 gezeigt. Um alle 64 Pixel einer Matrixzeile gleichzeitig auslesen zu können, besteht der Analogteil des Chips aus 64 identischen Kanälen, welche mit je einer Spalte der DEPFET Matrix verbunden werden können. Die Transistoren der DEPFET-Pixel werden an der Drain ausgelesen⁶. Die Drainspannung wird durch eine geregelte Kaskode auf konstantem Potenzial gehalten. Da die geregelte Kaskode nur in einem gewissen Eingangsbereich arbeitet, befinden sich direkt am Stromeingang eines Kanals zwei sog. Clampdioden, welche dafür sorgen, dass die Spannung des Eingangsknotens auch bei zu kleinen oder zu großen Eingangsströmen in einem kleinen Bereich festgehalten wird.

Wie in Kapitel 2.1 erläutert, bewirkt ein Ladungssignal bei DEPFET-Sensoren eine kleine Änderung des Transistorstromes. Da nur diese Stromänderung gemessen werden muß, wird der größte Teil des Transistorstromes noch vor der ersten Verstärkungsstufe abgezogen. Dies geschieht durch Anlegen einer Spannung an einen Widerstand R_{PD} , welcher mit dem Eingangsknoten verbunden ist. Auf diese Weise kann der verbleibende Reststrom mit einem hohen Faktor verstärkt werden, so dass die Rauschbeiträge der nachfolgenden Komponenten nur noch eine untergeordnete Rolle spielen. Im Gegensatz zu CARLOS

⁶Die prinzipiellen Unterschiede zwischen einer Auslese der Transistoren an der Drain und an der Source werden z.B. in [Fis02a] beschrieben

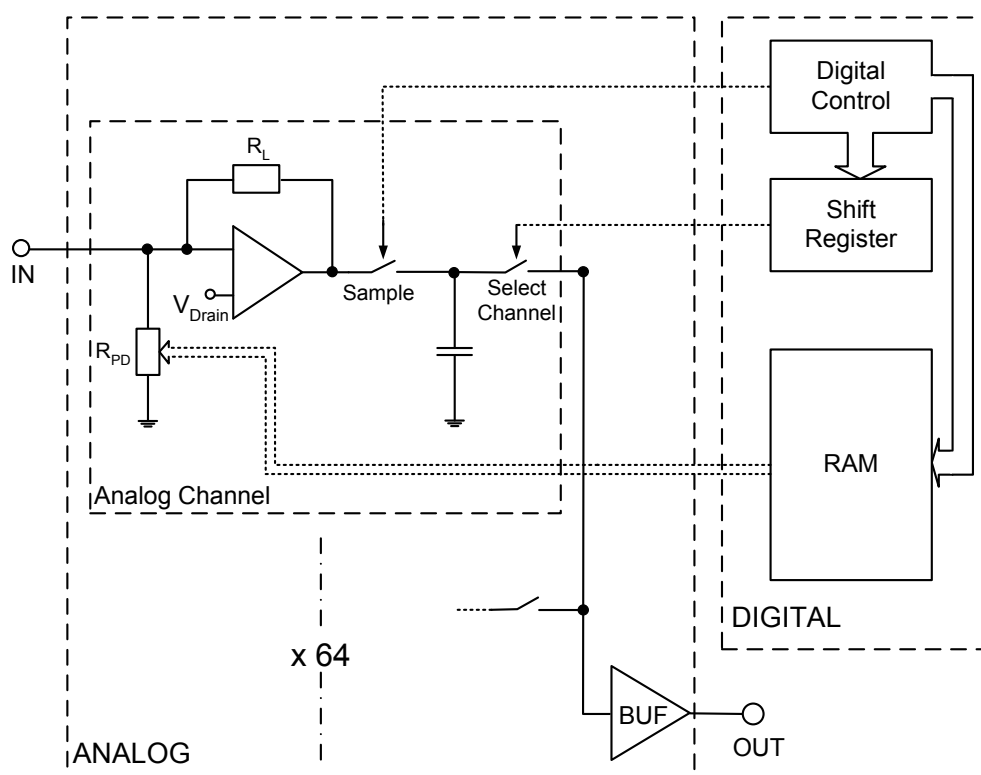


Abbildung 3.9: Blockschaltbild von CARLOS 2.0.

1.0 besteht bei CARLOS 2.0 die Möglichkeit, für jeden der 64×64 Pixel der DEPFET-Matrix einen Strom unterschiedlicher Höhe abzuziehen, um die starke Variation der Transistorsättigungsströme in einer Matrix berücksichtigen zu können. Hierzu wird in einem RAM auf dem Chip für jeden Pixel der Matrix ein 4-Bit-Wert abgespeichert, welcher die Höhe des abzuziehenden Stromes für den jeweiligen Pixel codiert. Hierauf wird weiter unten genauer eingegangen.

Der verbleibende Rest des Eingangstromes wird durch einen Lastwiderstand R_L in eine Spannung umgewandelt, wobei die Größe des Widerstandes das Maß der Verstärkung bestimmt. Die resultierende Spannung wird durch Öffnen eines Schalters auf einer Kapazität gespeichert ("Track & Hold"-Glieder). Die gespeicherten Spannungswerte werden nun für alle 64 Kanäle nacheinander von einem schnellen Ausgangstreiber an den Ausgang des Chips weitergegeben, wobei die Selektion der jeweiligen Kanäle durch ein Schieberegister erfolgt.

3.4.1.2 Analogteil

Variable Stromsubtraktion Da ein Ladungssignal im DEPFET-Detektor nur eine kleine Änderung des Transistorsättigungsstromes verursacht, wird der größte Teil des

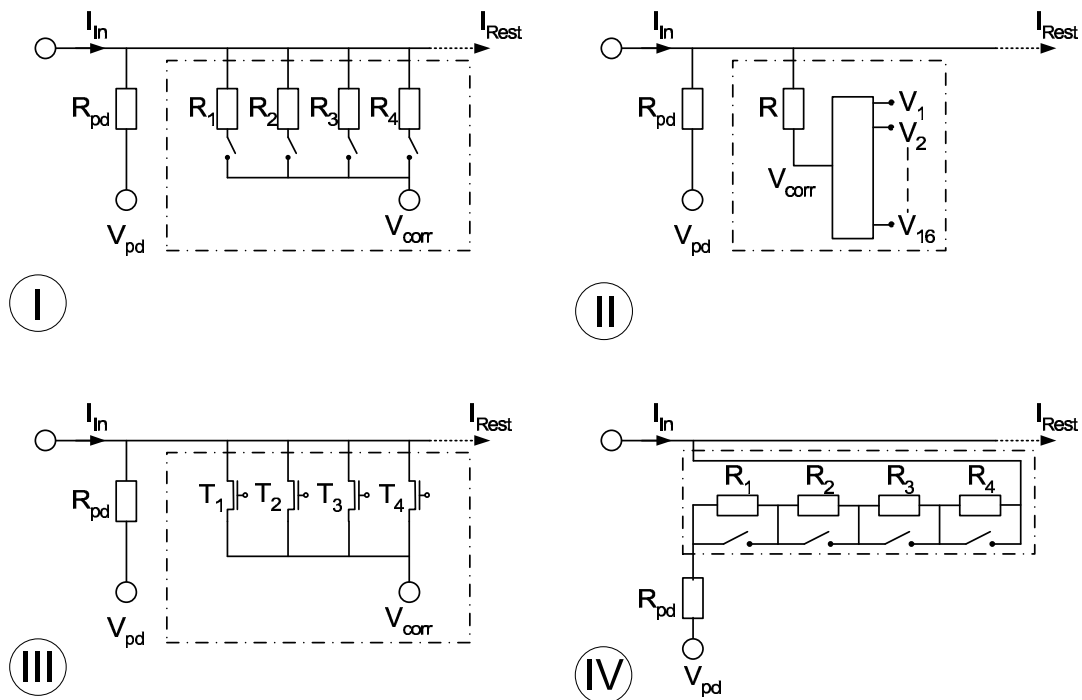


Abbildung 3.10: Möglichkeiten der variablen Stromsubtraktion. Oben links: Zuschalten von 4 weiteren Widerständen. Oben rechts: Anlegen von verschiedenen Spannungen an einen zusätzlichen Widerstand. Unten links: Zuschalten von 4 zusätzlichen n-MOS-Transistoren. Unten rechts: Überbrückung von Segmenten des Widerstandes R_{PD} . Bei CARLOS 2.0 wurde Schaltung IV realisiert (s. Text).

Transistorstromes, der keine Signalinformation enthält, noch vor der ersten Verstärkungsstufe abgezogen und nur der verbleibende Rest verstärkt. Der variable Stromabzug hat die Aufgabe, bei einem mittleren Transistorsättigungsstrom von $I_{dss} = 320 \mu\text{A}$ Ströme mit absoluten Schwankungen von bis zu $I_{dss_min} - I_{dss_max} = 60 \mu\text{A}$ so abzuziehen, dass die Variation des Reststromes $\Delta I_{Rest} = 10 \mu\text{A}$ nicht überschreitet; auf diese Weise können alle Pixel einer DEPFET-Matrix in den Arbeitsbereich der nachfolgenden Verstärkungsstufe gebracht werden. Im folgenden werden 4 verschiedene Schaltungen diskutiert, mit denen diese variable Stromsubtraktion realisiert werden kann. Der größte Teil des Stromes wird in allen Schaltungen weiterhin über einen Widerstand R_{PD} ($\approx 85 \text{k}\Omega$) abgezogen; die Schaltungen unterscheiden sich in der Weise, wie sie die zusätzliche Variation des Eingangsstromes berücksichtigen. Es sollen 16 verschiedene Stromwerte subtrahiert werden können, so dass eine 4-Bit-Information ausreicht, um sie zu codieren. Die 4 Schaltungen, welche in Abbildung 3.10 gezeigt werden, sind:

- Stromsubtraktion durch Zuschalten von 4 zusätzlichen Polysiliziumwiderständen unterschiedlicher Größe am Eingangsknoten:

In diesem Fall können durch Schließen von Schaltern 4 Widerstände mit dem Größenverhältnis von 8 : 4 : 2 : 1 mit dem Eingangsknoten verbunden werden. Hierdurch wird ein Strom abgezogen, welcher je nach Beschaltung einen von 16 Werten annehmen kann.

Das Problem bei einer solchen Schaltung liegt darin, dass sich bei einem Polysiliziumwiderstand nicht gleichzeitig ein niedriges Rauschen und ein geringer Platzverbrauch realisieren lässt. Damit sich das Stromrauschen am Eingangsknoten nicht wesentlich erhöht, sollte das thermische Rauschen dieser 4 Widerstände das thermische Rauschen des Widerstandes $R_{PD} \approx 85 \text{ k}\Omega$, durch den der Großteil des Stromes abgezogen wird, nicht überschreiten⁷. Das thermische Rauschen eines Widerstandes ist durch $\langle i^2 \rangle = 4kT/R$ gegeben, der kleinste der 4 Widerstände sollte daher nicht kleiner sein als R_{PD} . Ein Widerstand von $R = 85 \text{ k}\Omega$ benötigt jedoch eine Fläche von $50 \times 110 \mu\text{m}^2$, was einem Drittel der Fläche des gesamten Analogteils entspricht. Für den größten der 4 Widerstände wäre sogar eine 8 mal größere Fläche nötig. Gegen diese Schaltung sprechen daher vor allem Platzgründe.

- Stromsubtraktion durch Anlegen verschieden hoher Spannungen an einen Polysiliziumwiderstand am Eingangsknoten:

In diesem Fall wird an einen mit dem Eingangsknoten verbundenen Polysiliziumwiderstand eine Spannung angelegt, welche einen von 16 Werten annehmen kann. Aus den gleichen Gründen wie im vorigen Fall sollte der Widerstand nicht wesentlich kleiner sein als $R = 85 \text{ k}\Omega$. Im Gegensatz zum vorigen Fall ist für diese Schaltung nur ein einziger Widerstand mit einer Fläche von $50 \times 110 \mu\text{m}^2$ nötig. Der Platzbedarf der Schaltung ist daher zwar immer noch hoch, aber geringer als im vorigen Fall.

- Stromsubtraktion durch Zuschalten von 4 n-Mos-Transistoren unterschiedlicher Größe am Eingangsknoten:

Dieser Fall entspricht der ersten Schaltung, wenn die Widerstände durch n-Mos-Transistoren realisiert werden. Im Falle von Transistoren muß außer dem thermischen Rauschen noch das $1/f$ -Rauschen berücksichtigt werden, welches durch folgende Formel gegeben ist [Cad04]:

$$\langle i_{1/f}^2 \rangle_{MOS} = \frac{K_f \cdot I_{ds}^{af}}{C_{ox} \cdot W \cdot L} \cdot \frac{\Delta f}{f^{ef}} \quad [A^2] \quad (3.2)$$

Hierbei sind $K_f = 2.33 \cdot 10^{-26}$ der $1/f$ -Koeffizient, $af = 1.451$ der $1/f$ -Exponent, $ef = 1$ der $1/f$ -Frequenz-Exponent und $C_{ox} = 2.18 \cdot 10^{-3} \text{ F/m}^2$ die Oxid-Kapazität pro Fläche für den hier verwendeten Fertigungsprozess. Es ist zu sehen, dass das $1/f$ -Rauschen mit größerer Transistorfläche kleiner wird. Selbst für einen n-MOS-Transistor mit der gleichen Fläche wie der Widerstand $R_{PD} = 85 \text{ k}\Omega$ und einen

⁷Das thermische Rauschen eines $85 \text{ k}\Omega$ -Widerstandes beträgt etwa ein Drittel des thermischen DEPFET-Rauschens.

Strom von $I = 60 \mu\text{A}$ ist das $1/f$ -Rauschen bei einer Frequenz von 1 kHz immer noch etwa dreimal so hoch wie das thermische Rauschen eines $85 \text{ k}\Omega$ -Widerstandes; dies steht im Widerspruch zur Anforderung an die Schaltung, die Rauscheigenschaften des Chips nicht zu verschlechtern.

- Stromsubtraktion durch Überbrückung von Segmenten des Widerstandes R_{PD} am Eingangsknoten:

Eine weitere Möglichkeit der variablen Stromsubtraktion ist die Unterteilung des Widerstandes R_{PD} in Segmente unterschiedlicher Größe; diese Segmente können durch Schalter überbrückt werden, so dass die Größe des Widerstandes und dadurch auch die Höhe des Stroms, welcher durch den Widerstand abgezogen wird, einen von 16 Werten annehmen kann. Durch R_{PD} soll ein mittlerer Transistorsättigungsstrom der DEPFET-Pixel von $I_{dss} = 320 \mu\text{A}$ mit einer maximalen Schwankung von $I_{dss_{min}} - I_{dss_{max}} = 60 \mu\text{A}$ abgezogen werden können. Um diese Forderung zu erfüllen, muß etwa 20 % des Gesamtwiderstandes überbrückt werden können; für einen Widerstand von $R_{PD} = 85 \text{ k}\Omega$ muß der Gesamtanteil der überbrückbaren Segmente $R_{seg_ges} \approx 18 \text{ k}\Omega$ betragen.

Die Schalter sind in Form von parallel geschalteten n- und p-MOS-Transistoren realisiert ("Transmission Gates"). Eine einfache Rechnung ergibt, dass für eine Serienschaltung eines Transistors und eines Widerstandes das Stromrauschen des Transistors um einen Faktor $F \approx g_m \cdot R_{PD}$ unterdrückt ist. Wird z.B. ein n-MOS-Transistors mit $W/L = 30/0.8$ mit dem Widerstand von $R = 85 \text{ k}\Omega$ in Reihe geschaltet, so ergibt eine genauere Rechnung, dass das $1/f$ -Rauschen des Transistors bei 1 kHz um einen Faktor 10 und das thermische Rauschen des Transistors um einen Faktor 30 kleiner sind als das thermische Rauschen des Widerstandes. Der Rauschbetrag der Schalter kann daher vernachlässigt werden.

Diese Schaltung hat daher den Vorteil, dass der Platzverbrauch minimal ist, während die Rauscheigenschaften des Chips unverändert bleiben.

Bei CARLOS 2.0 wurde die letzte der Möglichkeiten für eine variable Stromsubtraktion realisiert. In Abbildung 3.11 sind die verschiedenen gemessenen Werte dargestellt, welche der Widerstand bei der Überbrückung der 4 Widerstandssegmente in verschiedenen Kombinationen annehmen kann. Es ist zu erkennen, dass der Widerstand R_{PD} Werte zwischen 56 und $68 \text{ k}\Omega$ annehmen kann. So können bei einer analogen Versorgungsspannung von $V_{dda} = 6.5 \text{ V}$ DEPFET-Sättigungsströme von im Mittel $I_{dss} = 320 \mu\text{A}$ und einer Variation von bis zu $60 \mu\text{A}$ über den Widerstand abgezogen werden. Die Variation des in die erste Verstärkungsstufe fließenden Reststromes beträgt dann weniger als $\Delta I_{Rest} < 5 \mu\text{A}$.

Strom-Spannungs-Wandler In Abbildung 3.12 ist der Strom-Spannungs-Wandler von CARLOS 2.0 schematisch dargestellt. Die Spannung des Eingangsknotens wird durch

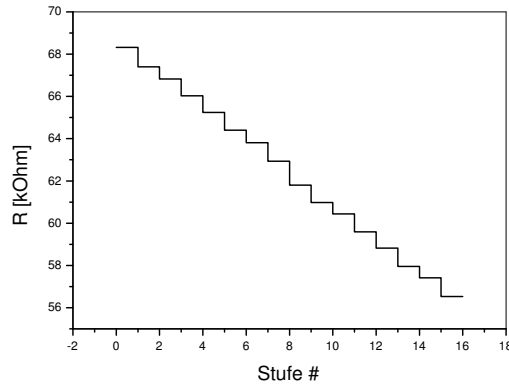


Abbildung 3.11: Messung der Größe des Pulldownwiderstandes R_{PD} . Die 16 Stufen entsprechen den verschiedenen Kombinationen, in denen die 4 Widerstandssegmente überbrückt werden können (s. Text).

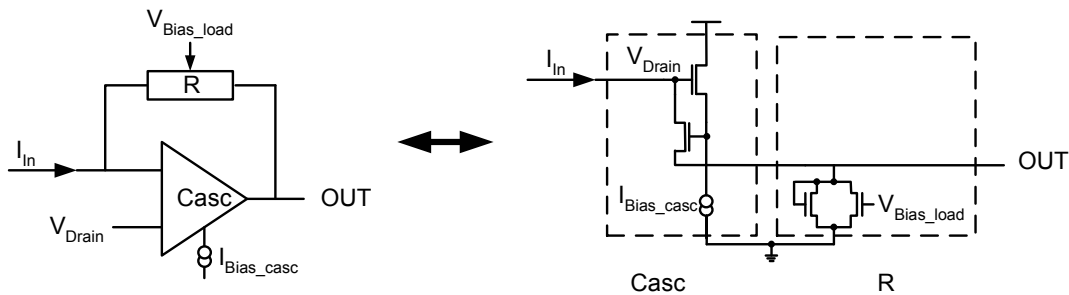


Abbildung 3.12: Schaltplan des Strom-Spannungs-Wandlers.

eine regulierte Kaskode auf einem konstanten Potenzial gehalten, wobei dieses Potenzial bei einer Kaskodenspannung V_{casc} und einer Transistorschwellenspannung V_{th} durch $V_{drain} = V_{casc} - V_{th}$ gegeben ist.

Durch den Lastwiderstand wird der Reststrom I_{rest} in eine Spannung umgewandelt. Diese Spannung soll für eine große Verstärkung einen möglichst großen Teil des Arbeitsbereichs des Chips von 6.5 V ausnutzen. Wie in [Nee00a] genauer beschrieben wird, sprechen gegen die Realisierung des Lastwiderstandes durch einen Polysiliziumwiderstand Platz- und Geschwindigkeitsgründe. Aus diesem Grunde wurde der Widerstand durch eine Parallelschaltung zweier gleichgroßer Transistoren realisiert, von denen der eine als Diode betrieben wird; bei dieser Schaltung heben sich die quadratischen Anteile der Kennlinien gegenseitig auf, so dass die Strom-Spannungskennlinie eine näherungsweise lineare Form wie bei einem Widerstand hat [Nee00a]. Die verbleibende Nichtlinearität kann bei der

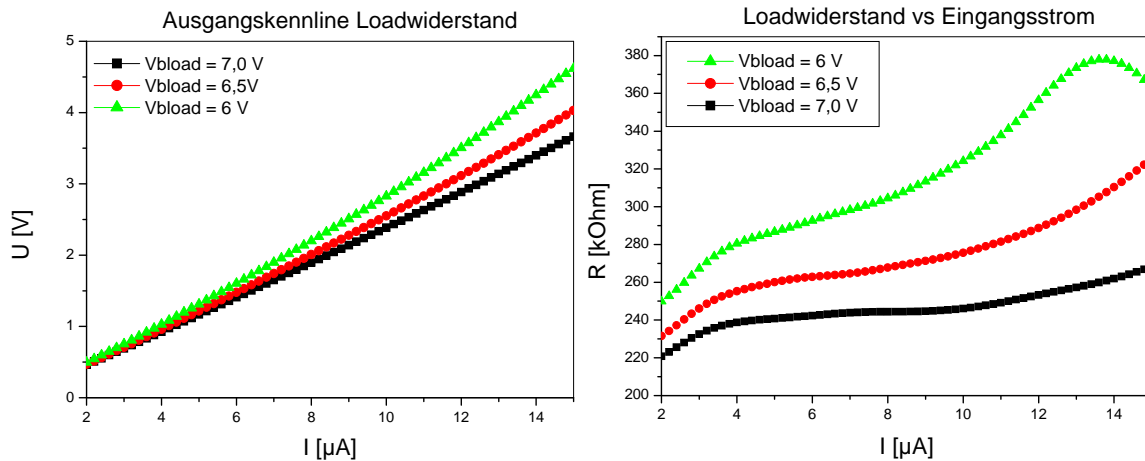


Abbildung 3.13: Gemessene Kennlinien des Lastwiderstandes. Links: Ausgangskennlinie. Rechts: resultierender Widerstand für unterschiedliche Eingangsströme.

Analyse der Daten korrigiert werden (s. Kapitel 4.1).

Da aufgrund der variablen Stromsubtraktion der Reststrom bei CARLOS 2.0 mit $\Delta I_{\text{Rest}} < 5 \mu\text{A}$ weniger stark variiert als bei CARLOS 1.0, wurde der Lastwiderstand und somit die Verstärkung bei CARLOS 2.0 um ein Drittel gegenüber CARLOS 1.0 erhöht. In Abbildung 3.13 ist die gemessene Strom-Spannungs-Charakteristik und die Höhe des realisierten Lastwiderstandes dargestellt, wobei der Parameter $V_{\text{bias_load}}$ der Gatespannung am Transistor der Schaltung entspricht. Für $V_{\text{bias_load}} = 7.0 \text{ V}$ ist im Bereich von $4 \mu\text{A} < I_{\text{Rest}} < 15 \mu\text{A}$ ein Lastwiderstand von $238 \text{ k}\Omega < R_{\text{load}} < 268 \text{ k}\Omega$ realisiert. Bei der in Kapitel 4.3.1 gemessenen DEPFET-Verstärkung von $g_q \approx 160 \text{ pA}/e^-$ ergibt sich somit als Verhältnis v zwischen dem Detektoreingangssignal und dem Ausgangssignal des Strom-Spannungswandlers $v \approx 40 \mu\text{V}/e^-$.

3.4.1.3 Digitalteil

Der Digitalteil von CARLOS 2.0 lässt sich in drei verschiedene Einheiten mit unterschiedlichen Funktionen unterteilen (Abbildung 3.9):

- Das RAM, in welchem für jeden Pixel einer 64×64 -DEPFET-Matrix die Höhe des zu subtrahierenden Stromes gespeichert wird, sowie die für das RAM benötigte Steuerlogik.
- Das Schieberegister, welches die 64 Kanäle des Chips nacheinander selektiert und den gespeicherten Signalwert des selektierten Kanals über einen schnellen Ausgangsbuffer an den Chipausgang weitergibt.
- Das Kontrollregister des Chips, welches die acht verschiedenen Betriebsmodi kontrolliert, die für den Betrieb des Chips notwendig sind; es wird mit einem 3-Bit-Signal von außen angesteuert.

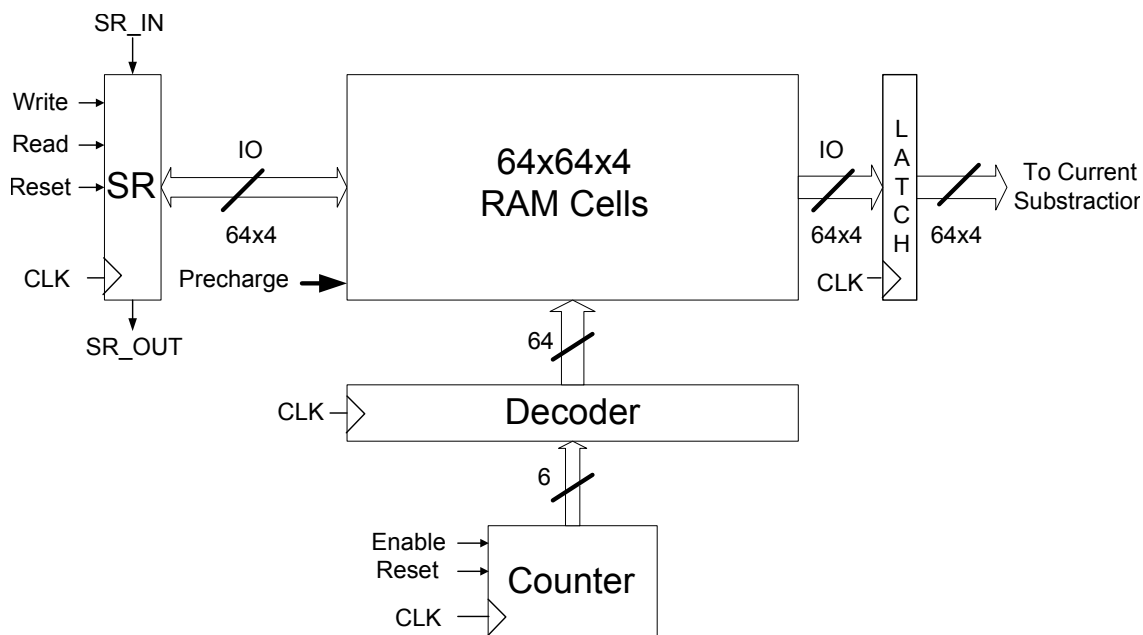


Abbildung 3.14: Blockdiagramm des RAM und der RAM-Ansteuerung.

Ein Blockschaltbild des RAM und der dazugehörigen Steuerlogik ist in Abbildung 3.14 gezeigt. Da diese den größten Anteil am Digitalteil des Chips haben, sollen sie im folgenden näher beschrieben werden:

Das RAM ist in 64×64 Zellen unterteilt, so dass jede Zelle einem Pixel der 64×64 -DEPFET-Matrix entspricht. Jede der Zellen enthält 4 elementare Speichereinheiten, deren Schaltplan in Abbildung 3.15 zu sehen ist. So wird in jeder Zelle der Wert der variablen Stromsubtraktion mit 4 Bit für den jeweiligen Pixel der DEPFET-Matrix codiert. Die Zellen werden über dieselben Leitungen beschrieben und ausgelesen⁸.

Im RAM werden die Zellen spaltenweise selektiert. Jede der Zellen der selektierten Spalte steuert die variable Stromsubtraktion in einem der 64 Kanäle des Chips. Die Selektion einer Spalte erfolgt durch einen 6-Bit-Zähler, so dass die Spalten des RAM durch Takten des Zählers nacheinander angesprochen werden können. Das 6-Bit-Zähler-Signal wird für jede Spalte von einer sehr platzsparenden Schaltung decodiert (sog. "Decoder", s. Abbildung 3.16).

Eine Spalte des RAM kann mit dem Inhalt eines 64×4 -Zellen großen Schieberegisters beschrieben werden. Zu Kontrollzwecken kann das Schieberegister wahlweise auch den Inhalt des RAM zurücklesen.

⁸Damit die Zellen beim Lesen nicht überschrieben werden, müssen die Leitungen vor dem Lesen auf ein definiertes Potenzial gebracht werden ("Precharge"). Dies ist z.B. in [Wes00] näher beschrieben.

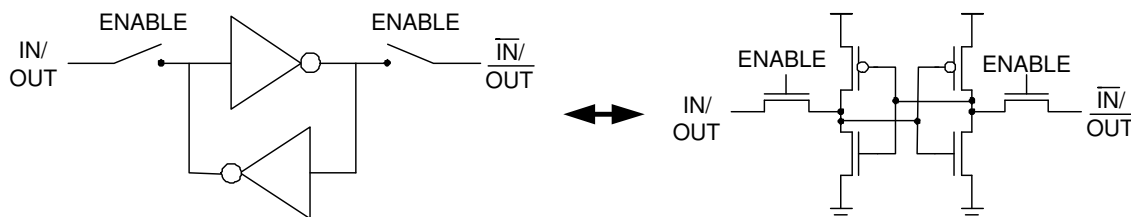


Abbildung 3.15: Schaltplan einer elementaren RAM-Zelle.

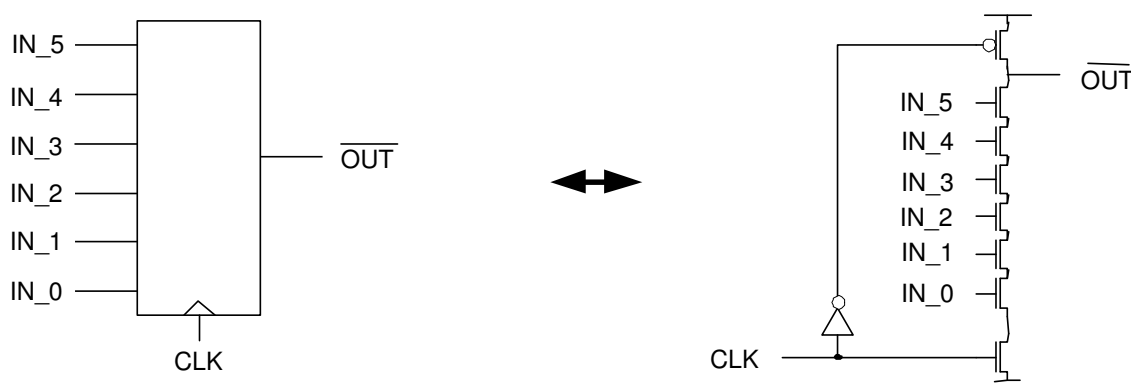


Abbildung 3.16: Schaltplan eines Decoders.

Zusammenfassung von Kapitel 3.4.1

Mit CARLOS 2.0 wurde ein Datennahmechip realisiert, welcher die Transistorströme der Pixel einer Zeile einer 64x64-DEPFET-Matrix parallel ausliest, verstärkt und seriell über einen schnellen Ausgangstreiber an den Ausgang weitergibt. Im Gegensatz zu seinem Vorgänger CARLOS 1.0 wurde eine variable Stromsubtraktion realisiert, durch welche alle Pixel der Matrix in den Arbeitsbereich des Chips gebracht werden, ohne dass seine Rausch- und Verstärkungseigenschaften verschlechtert wurden. Die hierfür benötigten Daten werden in einem RAM auf dem Chip abgespeichert. Weitere Messungen mit CARLOS 2.0 im Betrieb mit einer DEPFET-Matrix werden in Kapitel 4 beschrieben.

3.4.2 SWITCHER 2.0

Zum Betrieb einer DEPFET-Matrix müssen die Pixel der Matrix zeilenweise an- bzw. abgeschaltet und gelöscht werden können. Hierzu wurde in unserer Arbeitsgruppe der Steuerchip SWITCHER entwickelt. Da die zum Löschen der Matrix über die Löschkontakte nötige Spannung von $\approx 15\text{ V}$ die Höchstgrenze von Standard-CMOS⁹-Technologien überschreitet, mußte zur Herstellung des Chips ein spezieller Hochspannungsprozess (AMS $2\text{ }\mu\text{m}$ -HV-CMOS) verwendet werden.

⁹Complementary Metal Oxide Semiconductor

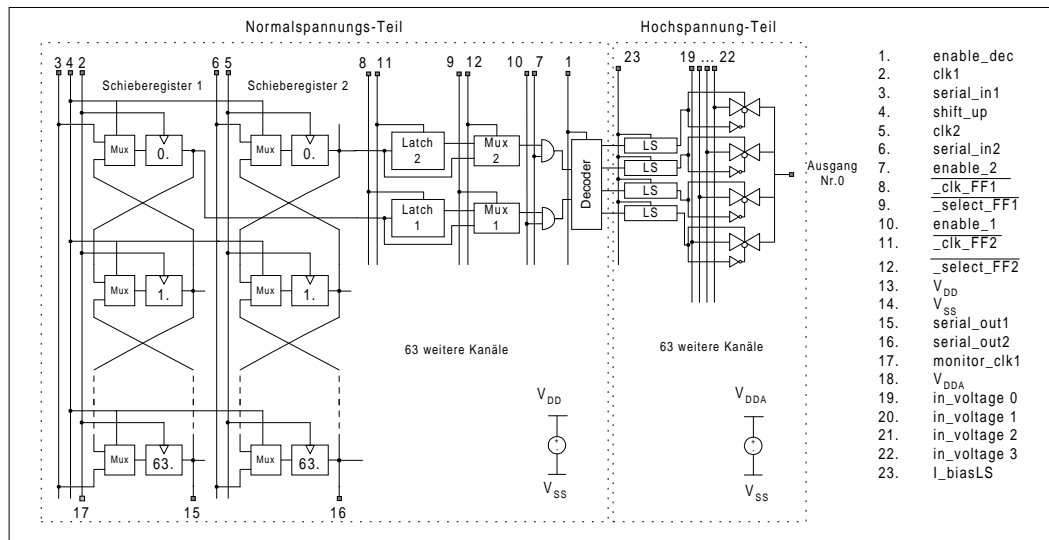


Abbildung 3.17: Blockschaltbild des SWITCHER 2.0.

Ein Blockschaltbild des SWITCHER 2.0 ist in Abbildung 3.17 gezeigt. Der Chip besteht aus einem Normalspannungs - und einem Hochspannungsteil. Der Normalspannungsteil besteht im wesentlichen aus zwei Schieberegistern, deren Richtung durch Anlegen eines Steuersignals geändert werden kann. Diese können mit Frequenzen bis 65 MHz getaktet werden.

Die Schieberegister enthalten so für jeden der 64 unabhängigen Kanäle des Chips eine 2-Bit-Information, welche bewirkt, dass eine von vier vorgegebenen Spannungen an den Ausgang des jeweiligen Kanals angelegt wirkt. Diese vier Ausgangsspannungen können frei zwischen 0 und 25 V gewählt werden. Beim Schalten zwischen zwei Ausgangsspannungen von 0 V bzw. 25 V und einer Lastkapazität von 8 pF (im Betrieb einer DEPFET-Matrix werden Lastkapazitäten von ≈ 6.4 pF erwartet) wird eine Anstiegszeit von $t_r = 55$ ns erreicht.

Ein Bild des SWITCHER 2.0 ist in Abbildung 3.18 gezeigt. Für eine ausführlichere Beschreibung des SWITCHER sei auf [Nee00a, Aur99] verwiesen.

3.5 Zusammenfassung

Mit dem DEPFET Pixel Bioscope wurde ein System für die digitale Autoradiographie entwickelt, welches als Sensor eine Matrix mit 64x64 DEPFET-Pixeln verwendet. Das

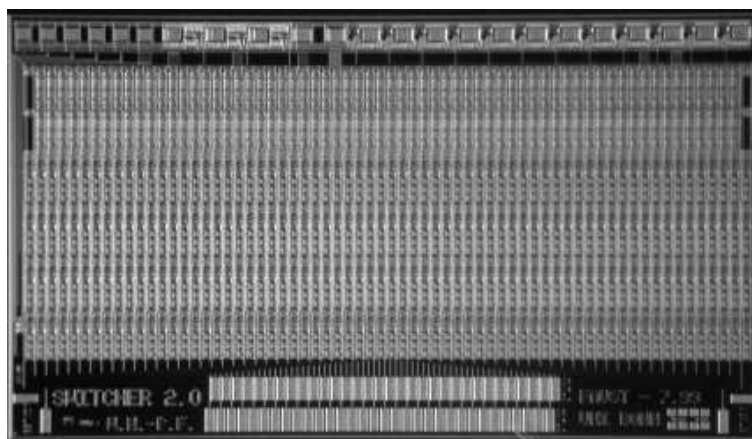


Abbildung 3.18: Aufnahme des SWITCHER 2.0. Die Abmessungen des Chips sind $6.8 \times 3.8 \text{ mm}^2$. Unten befinden sich die 64 Ausgänge des Chips, oben die Steuer- und Versorgungsanschlüsse.

System ermöglicht eine schnelle Datennahme und erlaubt einen anschließenden Transfer der Daten an einen PC. Ein wesentlicher Bestandteil des Systems ist die integrierte Ausleseelektronik, welche aus dem Datennahmechip CARLOS 2.0 und dem Steuerchip SWITCHER besteht und einen rauscharmen Betrieb sowie einen kompakten Aufbau ermöglicht. Die Steuerung des Systems, die Datennahme, sowie die Darstellung der Messdaten in Echtzeit und ihre anschließende Analyse erfolgt mit einem PC unter dem Betriebssystem Windows. Für einen rauscharmen Betrieb wurden u.a. der empfindliche Analogteil galvanisch von der digitalen Systemsteuerung entkoppelt und das System durch ein lichtdichtes Aluminiumgehäuse abgeschirmt.

Das System ist für biologische Proben leicht zugänglich und wird bei Raumtemperatur und ohne Vakuum betrieben. Mit dem System können zum einen biomedizinische Fragestellungen mit autoradiographischen Techniken, insbesondere durch eine Radiomarkierung von Substanzen mit Tritium, untersucht werden; zum anderen erlaubt das System eine Charakterisierung der Betriebseigenschaften von DEPFET-Matrizen.

Kapitel 4

Messungen mit dem DEPFET Pixel Bioscope

Im folgenden Kapitel werden Messungen zu den Betriebseigenschaften des DEPFET Pixel Bioscopes beschrieben und diskutiert. Die DEPFET-Matrizen wurden, soweit nicht anders erwähnt, mit dem in Kapitel 3.4.1 beschriebenen Stromverstärkerchip CARLOS 2.0. ausgelesen.

Der erste Abschnitt des Kapitels befaßt sich mit der Eichung des Bioscope-Systems, d.h. mit dem Zusammenhang zwischen Eingangssignalsignal und gemessenen Werten. Im zweiten Teil des Kapitels wird auf die Variation der Transistorsättigungsströme in einer DEPFET-Matrix und auf die Reduktion dieser Variation mit CARLOS 2.0 eingegangen.

Das Rauschen eines Systemes ist ausschlaggebend für seine Orts- und Energieauflösung. Aus diesem Grunde wurde das Rauschen des Bioscope Systems minimiert; auf die hierzu angewandten Verfahren und die Energieauflösung des Systemes wird in Kapitel 4.3 eingegangen.

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, ist für eine kleine Totzeit des Systemes ein zeilenweiser Löschemechanismus nötig. Auf die Untersuchung verschiedener Löschemechanismen wird daher in Kapitel 4.4 eingegangen.

Nach der Untersuchung des Einschaltvorgangs einer Matrixzeile in Kapitel 4.5 wird das Kapitel zum Schluß zusammengefaßt.

Untersuchungen zur Ortsauflösung des Systemes und Messungen mit biologischen Proben werden in den nachfolgenden Kapiteln separat behandelt.

4.1 Eichung des DEPFET Pixel Bioscopes

Zunächst wurde die Auslekette beginnend mit dem Stromverstärkerchip CARLOS 2.0 bis hin zum Analog-Digital-Wandler kalibriert. Um ein definiertes Eingangssignal zu gewährleisten, wurde die DEPFET-Matrix abgeschaltet; durch Anlegen einer positiven

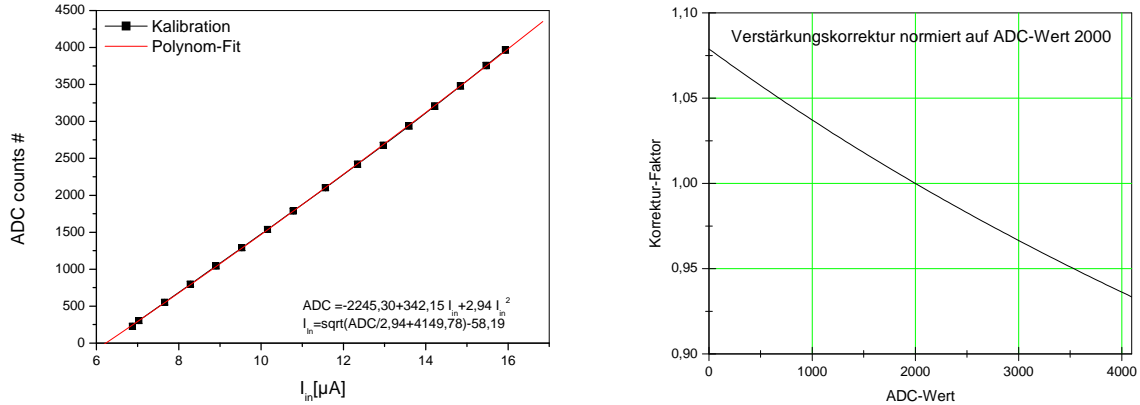


Abbildung 4.1: Kalibration der Ausleseketten. Links: Zusammenhang zwischen Eingangsstrom und ADC-Werten. Rechts: Auf den ADC-Wert 2000 normierter Korrekturfaktor für die Nichtlinearität.

Spannung am Pulldownwiderstand von CARLOS 2.0 wurde dann ein Strom injiziert. Der Eingangsstrom ist in diesem Fall proportional zur Differenz zwischen der Spannung V_{PD} am Pulldownwiderstand und der Spannung am Eingangsknoten, welcher durch die geregelte Kaskode auf einem konstanten Potenzial gehalten wird; er wird für alle 64 Kanäle gleichzeitig gemessen, der mittlere Eingangsstrom pro Kanal ergibt sich durch Division des gesamten Stromes durch die Anzahl der Kanäle.

Die Kalibration hängt ab von den jeweiligen Betriebsparametern von CARLOS 2.0; die normalerweise verwendeten Betriebsparameter waren eine analoge Versorgungsspannung von $V_{dda} = 6.5 V$, ein Kaskodenstrom von $I_{bias_casc} = 10 \mu A$ und ein Loadwiderstand mit $V_{bias_load} = 6.5 V$. Der Zusammenhang zwischen Eingangsstrom und Ausgangssignal ist für diese Parameter in Abbildung 4.1 dargestellt. Der Zusammenhang ist nicht exakt linear, lässt sich aber sehr gut durch ein Polynom zweiten Grades annähern. Die Nichtlinearität kann in der Datennahmesoftware korrigiert werden. Im zweiten Graphen in Abbildung 4.1 ist der Korrekturfaktor für die Verstärkung dargestellt, wobei für einen Wert in der Mitte des Arbeitsbereiches (ADC-Wert 2000) der Korrekturfaktor 1 festgelegt wurde. Für die so korrigierten ADC-Werte gilt der Zusammenhang:

$$\Delta I_{in} = 2.72 \frac{nA}{Bit} \quad (4.1)$$

4.2 Ruhestromvariation der Pixel in einer DEPFET Matrix

Die Arbeitspunkte der 64x64 Pixel in einer DEPFET-Matrix variieren, d.h. der Sättigungsstrom der Transistoren in der Matrix ist nicht für alle Pixel gleich hoch. Hierfür gibt es verschiedene Ursachen [Nee00a]:

- Die Ruhestrome in der Matrix streuen aus fertigungsbedingten Gründen wie z.B. Variationen in der Kanaldotierung und Kanaltiefe der Transistoren. Diese prozess-technisch bedingte mittlere Variation der Transistorströme beträgt etwa $\sigma \approx 5\%$ [Nee00a].
- Wie in Kapitel 4.3.1 genauer beschrieben wird, fällt die Drainspannung von den äußeren zu den mittleren Matrixzeilen hin bei einem Ruhestrom von $I_D \approx 300 \mu\text{A}$ um mehr als $\Delta U_{DS} = 1\text{V}$ ab. Bei der angelegten Drainspannung von $U_{DS} = -6\text{V}$ waren alle Transistoren der Matrix in Sättigung. Aufgrund des endlichen Ausgangswiderstandes von $r_{DS} = 233 \pm 2\text{k}\Omega$ führt der Spannungsabfall dennoch zu einer Variation der Transistorströme von $\Delta I_{Dss}^{max} \approx 2.5\%$.
- Die Sourcespannung wird zeilenweise von beiden Seiten der Matrix zugeführt. Der Widerstand der Sourcezuleitungen führt dazu, dass die Gate-Source-Spannung V_{GS} zur Pixelmitte hin größer wird. Dies resultiert in einem geringeren Transistorsättigungsstrom in der Zeilenmitte. Der Effekt kann nach [Nee00a] berechnet werden und beträgt bei einem Ruhestrom von $I_D \approx 300 \mu\text{A}$ etwa $\Delta I_{Dss}^{max} \approx 1\%$.

Der Eingangsbereich der ersten Verstärkungsstufe muß so dimensioniert sein, dass alle Pixel der Matrix trotz der Variation des Sättigungsstromes in ihrem Arbeitsbereich liegen. Bei CARLOS 1.0 lag ein großer Teil der Pixel außerhalb des Arbeitsbereiches, da die absolute Variation der DEPFET-Sättigungsströme höher war, als bei der Entwicklung des Chips angenommen wurde. Durch eine Reduktion der Transistorsättigungsströme durch Erhöhung der Gate-Source-Spannung konnten jedoch zumindest 85 % der Pixel in den Arbeitsbereich von CARLOS 1.0 geschoben werden [Nee00a]. Eine höhere Gate-Source-Spannung V_{GS} hat allerdings zur Konsequenz, dass zum einen die Transkonduktanz g_m und somit auch die interne Verstärkung g_q kleiner wird, was zu einem kleineren Signal und somit zu einem schlechteren Signal-zu-Rausch-Verhältnis führt. Zum anderen können im Falle von $V_{GS} \neq 0$ Gate- und Sourcespannung nicht in der Nähe des Sensors miteinander verbunden werden, sondern müssen über separate Zuleitungen zugeführt werden. V_{GS} ist dann anfälliger für Störungen, was sich in einem erhöhten Common-Mode-Rauschen äußert (s. Kapitel 4.3).

Wie in Kapitel 3.4.1 beschrieben, wurde CARLOS 2.0 so konzipiert, dass eine individuelle Subtraktion des Pedestalstromes für alle 64x64 Pixel einer DEPFET-Matrix möglich wird und somit DEPFET-Pixel mit um etwa 20 % variierenden Transistorsättigungsströmen immer noch in den Arbeitsbereich des Chips geschoben werden können. Abbildung 4.2 zeigt die Verteilung der mit dem Bioscope gemessenen Transistorströme der Pixel einer Matrix bei einer Gate-Source-Spannung von $V_{GS} = 0\text{V}$. In der linken Verteilung wird kein Gebrauch von der individuellen Stromsubtraktion gemacht, so dass der Großteil der Pixel außerhalb des Arbeitsbereiches liegt (weiße und schwarze Bereiche). Im rechten Bild wurde die individuelle Stromsubtraktion verwendet, um diese Pixel in den Arbeitsbereich der Ausleselektronik zu bringen. Es ist zu erkennen, dass alle Pixel im Arbeitsbereich von CARLOS 2.0 liegen.

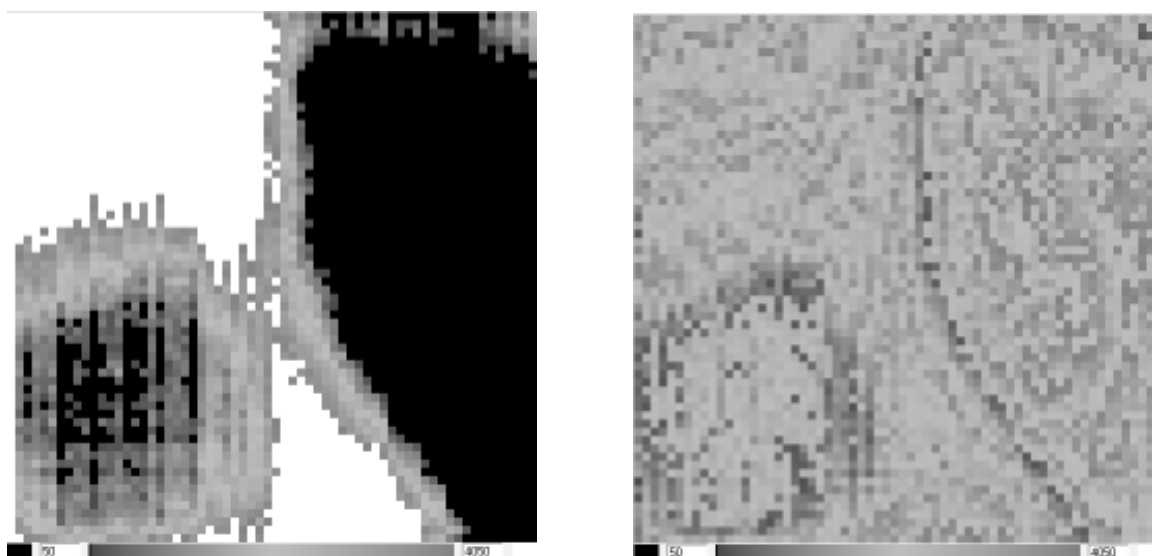


Abbildung 4.2: Verteilung der Transistorströme in einer DEPFET-Matrix. Links: ohne Korrektur der Pedestalströme durch individuelle Stromsubtraktion. Rechts: mit Korrektur.

4.3 Energieauflösung und Rauschen

Das Signal-zu-Rauschverhältnis eines Detektorsystems hat entscheidenden Einfluß auf seine Energie- und Ortsauflösung. Verschiedene Rauschquellen des DEPFET und ihr physikalischer Ursprung wurden in Kapitel 2.3 beschrieben. Zu diesen Rauschquellen kommen in einem realen Detektorsystem noch Rauschbeiträge durch z.B. die Ausleseelektronik des Systems.

Der Einfluß der einzelnen Rauschbeiträge und ihre Größe hängen stark von der Filterfunktion des jeweiligen Systems ab. Daher lassen sich die Ergebnisse für das Rauschen von Einzelpixeln (s. Kapitel 2.4.2), bei denen der Transistorstrom kontinuierlich und mit einem Pulsformer ausgelesen wurde, nicht ohne weiteres auf eine Matrixanordnung übertragen; dort erfolgt die Messung der Signale über die Subtraktion von zwei zu verschiedenen Zeitpunkten aufgenommenen Bildern, einem Signal- und einem Pedestalbild. Wie sich die Rauschkomponenten verschiedenen physikalischen Ursprungs bei solch einem "Correlated Double Sampling" verhalten, ist in Anhang A beschrieben.

Im ersten Teil des Kapitels wird die Energieeichung des Systems mit Hilfe von Röntgenspektren beschrieben. Mit dieser Energieeichung lässt sich das Systemrauschen durch eine Leermessung ohne Signalquelle messen. Auf die Messung des Systemrauschens und die Verfahren, die zu einer Minimierung des Rauschens verwendet wurden, wird im zweiten Teil des Kapitels eingegangen.

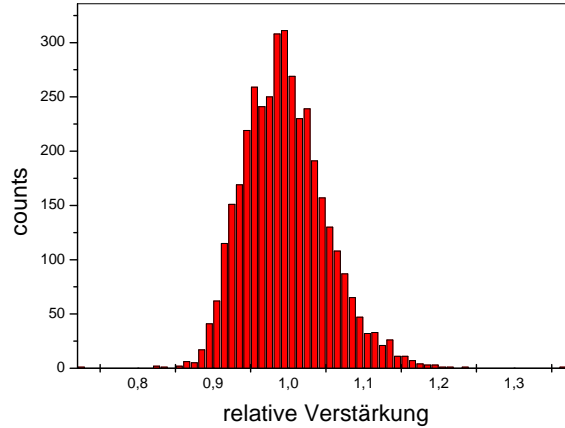


Abbildung 4.3: *Variation der Verstärkung in einer DEPFET-Matrix.*

4.3.1 Energieeichung

Zunächst wurde der Zusammenhang zwischen der Energie der einfallenden Strahlung und dem Ausgangssignal des Systemes untersucht. Hierzu wird das Spektrum einer ^{109}Cd -Quelle mit dem Bioscope-System aufgenommen; ^{109}Cd hat zwei benachbarte Röntgenlinien bei $K_\alpha = 22.1 \text{ keV}$ und $K_\beta = 24.9 \text{ keV}$. Die Drainspannung in der Matrix liegt bei $V_{DS} = -6 \text{ V}$, die Gate-Source-Spannung bei $V_{GS} = 0$. Anhand der Lage der Röntgenlinien lässt sich die Verstärkung eines jeden Pixels in der Matrix bestimmen. In Abbildung 4.3 ist die auf den Mittelwert normierte relative Verstärkung g_q für alle Pixel einer DEPFET-Matrix aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die absolute Variation der Verstärkung über die Matrix mehr als $\pm 15\%$ beträgt. Die mittlere quadratische Abweichung der Verstärkung vom Mittelwert beträgt $\sigma_{gain} = 5.2\%$.

Die Hauptursache hierfür liegt darin, dass die Transistorsättigungsströme bei einer Gate-Source-Spannung von $V_{GS} = 0 \text{ V}$ mit $I_D \approx 300 \mu\text{m}$ so hoch sind, dass Drainspannungsabfälle in der Matrix nicht vernachlässigt werden können. Der berechnete Drainspannungsabfall über die Matrix ist für einen Zuleitungswiderstand von $300 \Omega/\text{Pixel}$ [Tri99] und Ruhestrome von $I_D = 280 \mu\text{m}$ und $I_D = 330 \mu\text{m}$ in Abbildung 4.4 in Abhängigkeit von der Matrixzeile aufgetragen¹. Der Spannungsabfall nimmt zur Matrixmitte hin zu; die Symmetrie ist darauf zurückzuführen, dass die Drainspalten der Matrix sowohl auf der unteren als auch der oberen Seite kontaktiert sind. Die Spannungsdifferenz zwischen Matrixmitte und -rändern ist größer als $\Delta U_{DS} > 1 \text{ V}$.

Bei Einzelpixelmessungen konnte gezeigt werden, dass die Steilheit g_q des internen Gates abhängig ist von der Drainspannung [Rut02]. Die Reduktion der Drainspannung von $V_D = 6 \text{ V}$ auf $V_D = 4.5 \text{ V}$ führt beispielsweise zu einer Verringerung von g_q um $\Delta g_q \approx 10\%$. Dies ist auch in der Matrix zu berücksichtigen. Wenn die Verstärkung in Abhängigkeit von

¹Der hohe Zuleitungswiderstand kommt dadurch zustande, dass die Drains der Transistoren spaltenweise über eine p-Implantation miteinander verbunden sind.

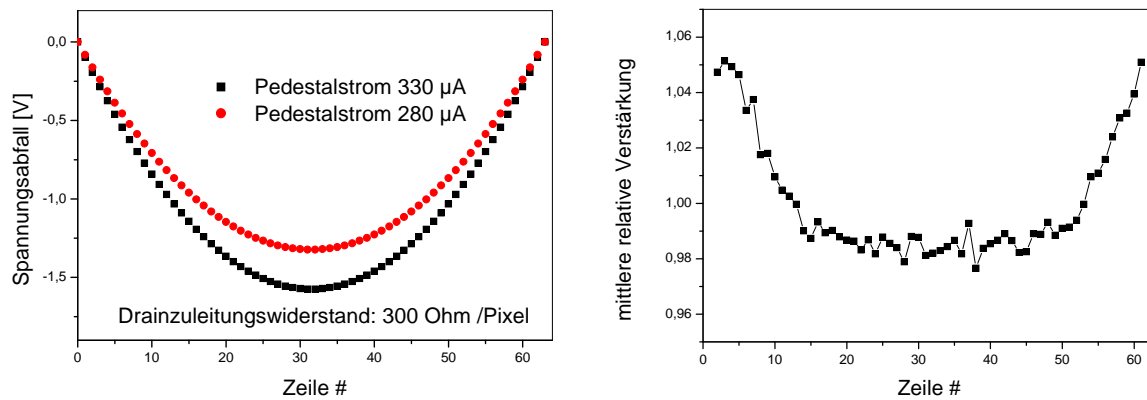


Abbildung 4.4: Links: Berechnete Drainspannung in Abhängigkeit von der Matrixzeile. Rechts: Gemessene Verstärkung der Pixel einer Matrix in Abhängigkeit von der Matrixzeile.

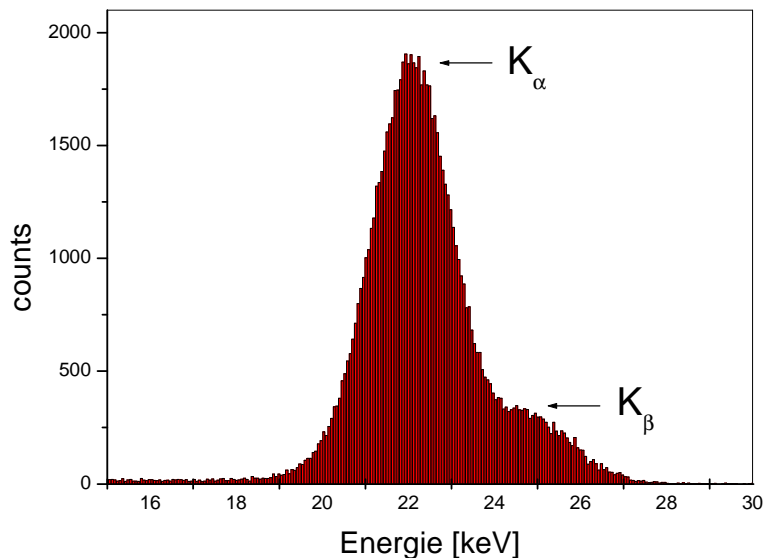


Abbildung 4.5: Mit dem DEPFET Pixel Bioscope aufgenommenes ^{109}Cd -Spektrum

der Matrixzeile aufgetragen wird (Abbildung 4.4), ist zu erkennen, dass die Verstärkung zur Matrixmitte - d.h. also, zu niedrigeren Drainspannungen hin - um etwa $\Delta g_q \approx 7\%$ abnimmt, was in der gleichen Größenordnung liegt wie bei Einzelpixeln.

Die Variation der Verstärkung über die Matrix kann in der Analyse korrigiert werden. In Abbildung 4.5 ist das korrigierte mit allen Pixeln der Matrix aufgenommene Spektrum von ^{109}Cd dargestellt. Die Energie der einfallenden Strahlung wurde hier durch Summierung der Pulshöhen des getroffenen Pixels und den seiner drei Nachbarn mit den höchsten Signalamplituden berechnet.

Anhand der Lage der Röntgenlinien kann nun eine Energieeichung durchgeführt wer-

den, so dass sich ein mittleres Verhältnis zwischen Anzahl der Signalladungen und der gemessenen Signalhöhe von

$$\Delta Q_{in} = (16.9 \pm 0.9) \frac{e^-}{\text{Bit}} \quad (4.2)$$

ergibt. Für die DEPFET-Pixel entspricht das einer Steilheit des internen Gates von

$$g_q = (161 \pm 8) \frac{\text{pA}}{e^-}, \quad (4.3)$$

Der Fehler sowohl von ΔQ_{in} als auch von g_q ist hierbei auf die oben beschriebene Variation der Verstärkung zurückzuführen. Der Grund für den Unterschied von g_q zu dem bei Einzelpixelmessungen ermittelten Wert für die DEPFET-interne Verstärkung von $g_q = 197 \pm 1 \text{ pA}/e^-$ (s. Kapitel 2.4.2) ist noch nicht vollständig verstanden.

4.3.2 Erwartetes Rauschen in der DEPFET-Matrix

Wie in Anhang A näher beschrieben wird, lässt sich das Rauschen bei einer korrelierten Doppelmessung, d.h. der aufeinanderfolgenden Messung von Signal- und Pedestalbild, für verschiedene Rauschkomponenten berechnen. Wenn die Bandbreite des Systems durch ω_0 und der Zeitabstand zwischen den beiden Messungen durch T gegeben ist, ergibt sich für das thermische Rauschen:

$$\langle ENC_{therm}^2 \rangle = \frac{4}{3} \frac{kT g_m}{g_q^2} \cdot \omega_0 \cdot (1 - e^{-\omega_0 \Delta T}) \quad (4.4)$$

Für das Leckstromrauschen ergibt sich ein Beitrag von:

$$\langle ENC_{Leck}^2 \rangle = q \cdot I_{Leck} \cdot \Delta T \quad (4.5)$$

Das $1/f$ -Rauschen lässt sich nur numerisch berechnen. Es ist gegeben durch:

$$\langle ENC_{1/f}^2 \rangle = 2 \frac{a_{1/f} g_m^2}{g_q^2} \left(\frac{2\pi}{\omega_0} \right)^{\alpha-1} \int_0^{+\infty} \frac{1 - \cos(\omega_0 \Delta T x)}{x^\alpha (1 + x^2)} dx \quad (4.6)$$

Um eine Vorstellung für die Größenordnung des Rauschens zu bekommen, welche für einen Pixel in der Matrix bei einer Auslese wie im Bioscope erwartet wird, werden folgende gemessene Parameter in diese Gleichungen eingesetzt:

- Ein Leckstrom von etwa $I_{leck} \approx 1.15 \frac{\text{pA}}{\text{Pixel}}$. Die Temperatur des Hybrides betrug während der Messungen $T = 44.5^\circ\text{C}$.

- Für das $1/f$ -Rauschen wurde das in Kapitel 2.4.2 gemessene $1/f^\alpha$ -Rauschen einer Einzelpixelstruktur verwendet. Hierbei waren der Vorfaktor $a_{1/f} = 606 \frac{\mu V^2}{g_q}$ und der Exponent $\alpha = 1.42$. Da das $1/f$ -Rauschen für verschiedene Strukturen stark variierte, sind diese Werte mit einer großen Unsicherheit behaftet.
- Das an Einzelpixeln gemessene $g_m = 160 \mu S$ und eine Verstärkung von $g_q = 160 \frac{pA}{e^-}$.
- Als Grenzfrequenz der Ausleseelektronik wurde die für CARLOS gemessene Grenzfrequenz [Nee00a] von $\nu_{grenz} = 1.1 \text{ MHz}$ angenommen.
- Eine Zeit von $T = 1.5 \text{ ms}$ zwischen Aufnahme von Signal- und Pedestalbild.

Nach Einsetzen dieser Parameter ergeben sich folgende Beiträge der einzelnen Komponenten zum Gesamtrauschen:

- einen Beitrag des thermischen Rauschens von $ENC_{therm} \approx 15 e^-$.
- einen Beitrag des $1/f$ -Rauschens von $ENC_{1/f} \approx 23 e^-$.
- einen Beitrag des Leckstromrauschens von $ENC_{Leck} \approx 104 e^-$.

Für die hier durchgeführte Berechnung ist das Leckstromrauschen dominant. Allerdings ist die Größe des $1/f$ -Rauschens schwer abzuschätzen, da es von Struktur zu Struktur schwankt.

Die einzelnen Rauschbeiträge addieren sich quadratisch, so dass sich ein Gesamtrauschen zu $ENC_{gesamt} \approx 109 e^-$ ergibt. Da die Messung durch Aufnahme und anschließende Differenzbildung von Signal- und Pedestalbild erfolgt, ergibt sich nach Division durch $\sqrt{2}$ ein erwartetes Einzelbildrauschen von $ENC_{Einzelbild} \approx 77 e^-$.

4.3.3 Rauschen eines Pixels in der 64x64-Matrix

In Abbildung 4.6 ist das Rauschen eines einzelnen Pixels in der Matrix dargestellt. Das erste der Bilder zeigt das Rauschen des Transistorstroms des Pixels, wobei die Breite der Verteilung einem Einzelbildrauschen von $ENC_{Einzelbild} = (367 \pm 19) e^-$ entspricht. Der Fehler ist hier wieder auf die Variation der Verstärkung für verschiedene Pixel der Matrix zurückzuführen. Die Differenz zwischen Pedestal- und Signalbild ist im zweiten Graphen dargestellt. Die Breite dieser Verteilung entspricht einem Rauschen von $ENC_{Differenzbild} = (224 \pm 12) e^-$. Division durch $\sqrt{2}$ liefert das Rauschen eines einzelnen Bildes von $ENC_{Einzelbild} = (158 \pm 8) e^-$. Dieser Wert ist etwas geringer als im vorherigen Fall, da durch die korrelierte Doppelmessung Rauschanteile weggefiltert werden. Zudem variiert der Transistorstrom nach verschiedenen Löschvorgängen, da die gelöschte Ladungsmenge nicht immer gleich hoch ist; da die Messung des Signal- und des Pedestalbildes jedoch nach dem selben Löschvorgang vorgenommen wird, ist der Füllzustand

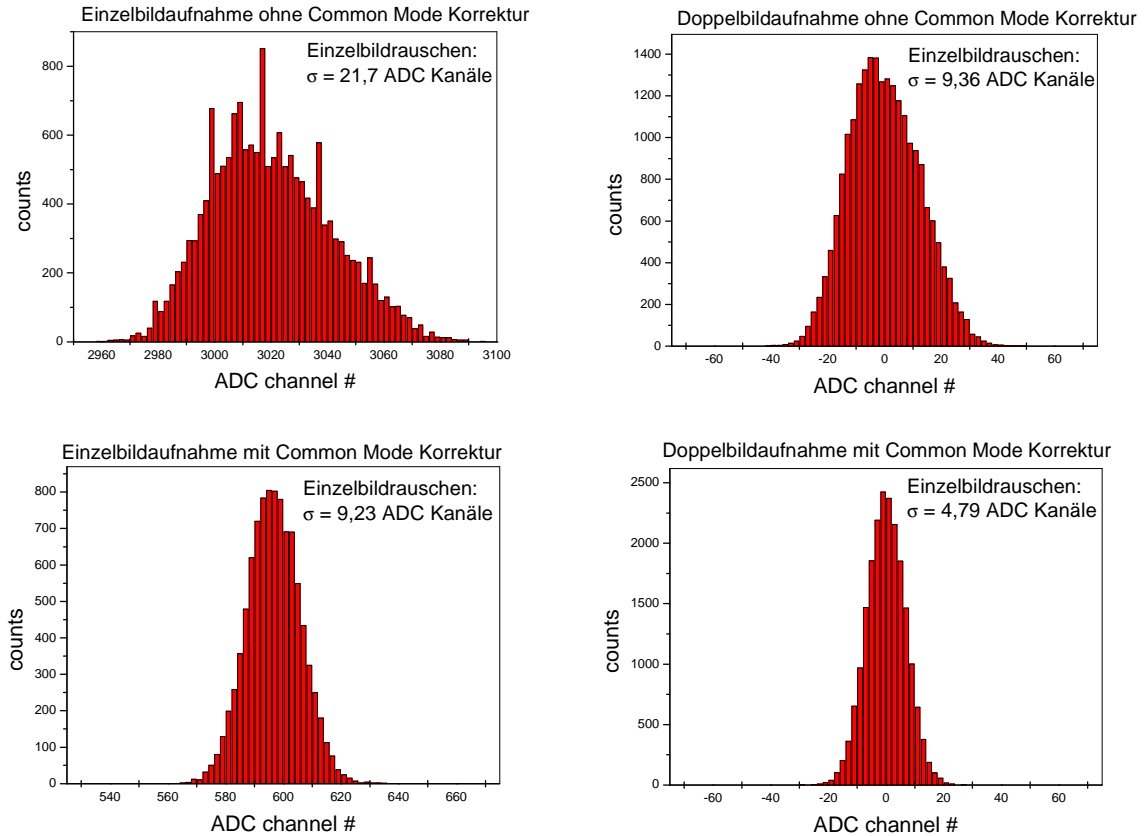


Abbildung 4.6: Rauschen eines Pixels in der Matrix. Links: Verteilung der Stromwerte. Rechts: Verteilung der Differenz zwischen Signal- und Pedestalbild. Oben: ohne CM-Korrektur. Unten: mit CM-Korrektur.

des internen Gates für beide Messungen gleich, so dass bei der Differenzbildung diese Schwankung des Stromoffsets wegfällt.

Im Rauschen sind Anteile vorhanden, die beispielsweise durch Störungen auf den Versorgungsspannungen hervorgerufen werden. Eine Störung auf den Gate- oder Sourcezuleitungen wirkt sich besonders stark auf das Rauschen aus, da die Differenz zwischen den beiden Spannungen über das g_m der Transistoren verstärkt wird. Diese Störungen machen sich bei allen Pixeln einer Zeile gleichzeitig bemerkbar. Da alle Pixel der Zeile gleichzeitig ausgelesen werden, kann die mittlere Störung dieser Pixel, die sogenannte "Common Mode" (CM)-Schwankung, berechnet und von der gemessenen Pulshöhe subtrahiert werden². Im dritten Bild in Abbildung 4.6 ist das Rauschen des Transistorstromes mit dieser CM-Korrektur gezeigt. Die Breite der Verteilung entspricht einem Einzelbildrauschen von $ENC_{\text{Einzelbild}} = (156 \pm 8) e^-$. Wird wiederum die Differenz zwischen Signal- und Pedestalbild betrachtet, auf welches eine solche CM-Korrektur angewandt wurde, ergibt sich folgendes Endergebnis für das Rauschen, wobei das Rauschen eines Einzelbildes sich

²Getroffene Pixel werden von der Mittelwertbildung ausgenommen.

wieder durch Division des Rauschens eines Differenzbildes durch $\sqrt{2}$ ergibt:

$$ENC_{Differenzbild} = (114 \pm 6) e^- \quad (4.7)$$

$$ENC_{Einzelbild} = (81 \pm 4) e^- \quad (4.8)$$

Um das Rauschen der Ausleseelektronik zu messen, wurde die Matrix abgeschaltet und über den Pulldownwiderstand am CARLOS-Eingang ein Strom injiziert. Es ergab sich hierbei ein Differenzbildrauschen von $ENC_{Einzelbild} \approx 34 e^-$. Da sich die Rauschanteile quadratisch addieren, fällt das Rauschen der Ausleseelektronik gegenüber dem Gesamtrauschen damit kaum ins Gewicht.

Das erreichte Differenzbildrauschen eines Pixels in der Matrixanordnung stimmt mit $ENC_{Differenzbild}^{Messung} = (114 \pm 6) e^-$ gut mit dem erwarteten Wert für das Rauschen von $ENC_{Differenzbild}^{Theor} = 109 e^-$ überein. Hierbei ist das Leckstromrauschen der dominierende Anteil am Gesamtrauschen. Dieses lässt sich nur durch eine Reduktion der Hybridtemperatur von $T = 44.5^\circ C$ reduzieren, entweder durch Kühlung oder durch Reduktion der Transistorsättigungsströme und einen daraus resultierenden geringeren Leistungsverbrauch. Wenn die Hybridtemperatur beispielsweise um $\Delta T \approx 10^\circ C$ auf $35^\circ C$ reduziert wird, verringert sich der Leckstrom um einen Faktor 3.4. Das Rauschen reduziert sich dann auf $ENC_{Differenzbild} = (69 \pm 4) e^-$.

Für den Fall, dass der Leckstrom weiter reduziert wird, wird ab einem gewissen Punkt das $1/f$ -Rauschen dominant. Eine Reduktion des Rauschens ließe sich dann nur durch eine Verkleinerung des Messabstandes zwischen Signal- und Pedestaltbild erreichen. Da in Zukunft ein vollständiges Löschen (s. Kapitel 4.4) der Pixel möglich sein soll, kann die Aufnahme von Signal- und Pedestaltbild vertauscht und dadurch Messabstand und $1/f$ -Rauschen weiter reduziert werden. Zudem soll die interne Verstärkung g_q vergrößert werden, so dass die Rauschbeiträge des Transistorkanals (thermisches und $1/f$ -Rauschen) bezogen auf eine Signalladung im Detektor kleiner werden.

4.3.4 Energieauflösung des Bioscope-Systems

Aus der Breite der K_α -Linie in Abbildung 4.5 lässt sich die Energieauflösung des DE-PFET Pixel Bioscopes bestimmen. Die Energieauflösung des Systemes für Strahlung mit einer Energie von $E_\gamma = 22.1$ keV ist:

$$\Delta E_{FWHM} = (930 \pm 50) \text{ eV} \quad (4.9)$$

Der Fehler ist hierbei auf die Variation der Verstärkung für verschiedene Pixel der Matrix zurückzuführen. ΔE_{FWHM} entspricht einem elektronischen Rauschen von $\sigma_{ENC} = 254 \pm 13 e^-$. Für die Bestimmung der Signalhöhe wurde über jeweils 4 Pixel summiert (den getroffenen Pixel und die 3 seiner Nachbarn, welche die höchste Signalamplitude hatten). Das Rauschen pro Pixel ist dann $ENC_{Pixel} = (127 \pm 7) e^-$, was gut mit dem oben

bestimmten Wert für das Rauschen eines Pixels in der Matrixanordnung übereinstimmt (s. Gleichung 4.7). Der verbleibende Unterschied ist wahrscheinlich auf Unsicherheiten in der Bestimmung der Verstärkung für die verschiedenen Pixel der Matrix zurückzuführen, welche zusätzlich zu einer Verbreiterung der Linie führen.

Das Fanorauschen von $ENC_{Fano} = 27.3 e^-$ fällt bei Strahlung dieser Energie hingegen nicht ins Gewicht. Die Energie der Strahlung, bei der das Fano-Rauschen dominant wird, liegt für das DEPFET Pixel Bioscope bei $E \approx 140 \text{ keV}$.

4.4 Untersuchung des zeilenweisen Löschemechanismus

Wie in Kapitel 2.2 erläutert, muß das interne Gate von DEPFET-Pixeln regelmäßig gelöscht werden, da es im Laufe der Zeit mit Signalladungen und Leckstrom vollläuft. Der Betrieb einer DEPFET Matrix mit einem zeilenweisen Löschen der Pixel hat den Vorteil, dass die Totzeit sehr gering ist, wie in Kapitel 3.2 genauer beschrieben wird. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Sensoren gibt es zwei Möglichkeiten, die Pixel zeilenweise zu löschen: über einen separaten Löschkontakt und über das externe Gate der Transistoren.

Der Parameterbereich für das Löschen ist beim Bioscope-System eingeschränkt; so ist die Höhe des zum Löschen der Pixel angelegten Spannungspulses am Lösch- bzw. Gatekontakt der Pixel durch den SWITCHER auf ca. $U_{CLS} = 15 \text{ V}$ bezüglich der Source limitiert. Die maximale Dauer eines Löschpulses liegt bei einem zeilenweisen Matrixbetrieb in der Größenordnung von etwa $t_{cl} \approx 20 \mu\text{s}$.

4.4.1 Löschen über den Löschkontakt

Zunächst wurde der Löschemechanismus über den Löschkontakt der Transistoren untersucht. Wie im Matrizenlayout in Abbildung 3.1 sichtbar ist, sind die Löschkontakte der Pixel zeilenweise miteinander verbunden.

Mit Einzelpixeln durchgeführte Messungen [Adl01, Joh01] zeigten, dass bei realistischen Drainspannungen ($V_{DS} \approx 5 \text{ V}$) Spannungspulse am Löschkontakt mit einer Höhe von bis zu 15 V gegenüber der Source und einer Dauer von bis zu 5 ms bei dem in den Matrizen verwendeten Pixeltypen keinen oder nur einen sehr geringen Einfluß auf den Füllzustand des internen Gates hatten. Bei Messungen an 64×64 -Matrizen mit dem DEPFET-Bioscope konnte dies bestätigt werden.

Der Einfluß eines Löschpulses am Löschkontakt auf das interne Gate eines Pixels ist in Abbildung 4.7 dargestellt, wo das Stromsignal eines Pixels in der Matrix vor, während und nach einem Löschpuls gemessen wurde. Der Löschpuls hatte dabei eine Höhe von 15 V und war mit $t_{Löschpuls} = 400 \mu\text{s}$ sehr lang, die Drainspannung bezüglich der Source lag

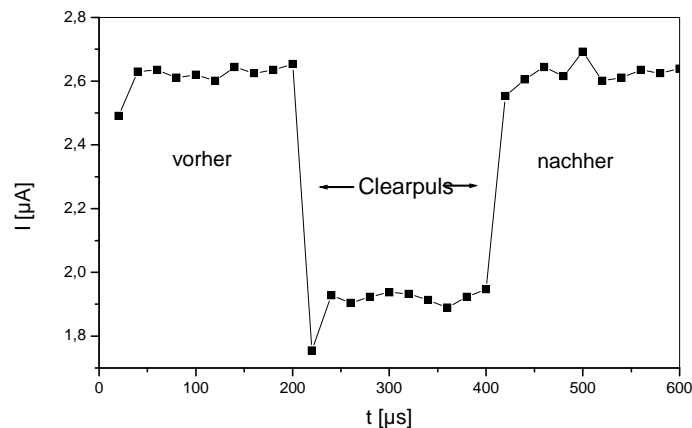


Abbildung 4.7: Messung des Transistorstroms bei Spannungspuls am Löschkontakt.

bei $V_{DS} = 3.3\text{ V}$ (eine kleine Drainspannung führt zu einer kleineren Potenzialbarriere für den Löschpuls und sollte somit das Löschen begünstigen); vor dem Löschen war das interne Gate durch Leckstrom gefüllt. Es ist zu sehen, dass sich während des Löschpulses zwar das Potenzial im internen Gate ändert. Dies führt jedoch zu keiner Änderung des Füllzustandes im internen Gate; die Differenz zwischen den Messungen des Transistorstromes vor und nach Applikation des Löschpulses beträgt weniger als $\Delta I \approx 100\text{ nA}$, was einer gelöschten Ladungsmenge von weniger als 500 e^- entspricht. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich in einer p+-Implantation unterhalb des Löschkontaktes, welche zu einer Abschirmung des Löschkontaktes führt.

Das Löschen über den Löschkontakt ist daher für den Betrieb einer DEPFET-Matrix nicht ausreichend.

4.4.2 Löschen über das Gate

Der Löschmechanismus über das externe Gate der Transistoren ist in Kapitel 2.2 beschrieben. Da die Gates der Transistoren zeilenweise miteinander verbunden sind, ist auch bei diesem Mechanismus ein zeilenweises Löschen der DEPFET-Matrix möglich.

An einzelnen DEPFET-Pixeln konnte bereits gezeigt werden, dass Spannungspulse am Transistorgate ein Löschen des internen Gates bewirken [Adl01]. Dies konnte bei Messungen mit dem Bioscope auch für 64x64-Matrizen bestätigt werden.

In Abbildung 4.8 ist die Änderung des Stromsignals in einem DEPFET-Pixel mit einem zunächst vollen internen Gate nach einem Spannungspuls am externen Gate von $U_{DS} = 8\text{ V}$ gegenüber der Source und einer Dauer von $t_{Cl} = 20\text{ }\mu\text{s}$ dargestellt. Die Stromänderung ist als Änderung der Ladungsmenge im internen Gate bezogen auf den Zustand vor dem Spannungspuls angegeben. Es ist zu erkennen, dass sich ohne weiteres eine Ladungsmenge von mehr als 50000 e^- aus dem internen Gate löschen lässt. Dies entspricht in etwa

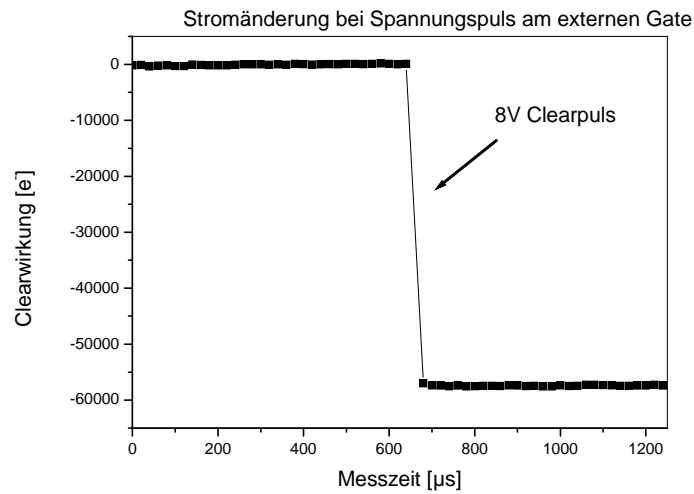


Abbildung 4.8: *Stromänderung bei Spannungspuls am Transistorgate.*

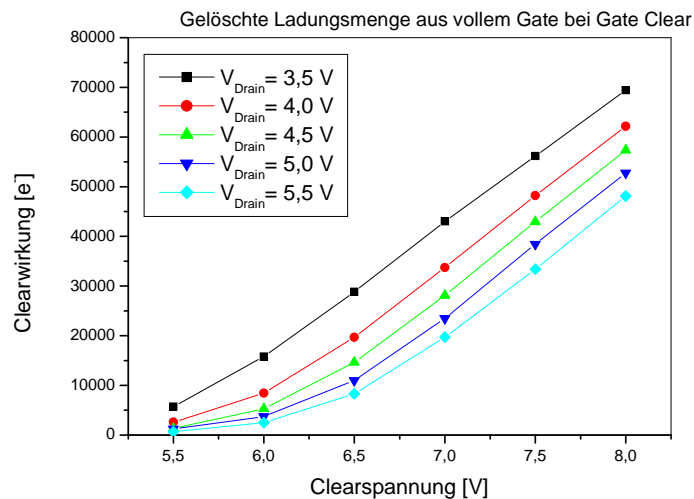


Abbildung 4.9: *Abhängigkeit des Löscheffektes von der Höhe des Löschpulses und der Drainspannung beim Löschen über das Gate. Die Löschdauer betrug $t_{Cl} = 20 \mu s$.*

der Ladungsmenge, die zwei hochenergetische minimal ionisierende Teilchen im Detektor erzeugen.

In Abbildung 4.9 ist dieser Effekt genauer untersucht: Hier ist die Änderung des Füllzustandes des internen Gates in Abhängigkeit von der Höhe der Spannungspulse und von der Drainspannung angegeben; die Länge der Spannungspulse betrug $t_{Cl} = 20 \mu s$. Zum Einen begünstigt eine niedrigere Drainspannung das Löschen des internen Gates; dies lässt sich darauf zurückführen, dass eine negativere Drainspannung ein negatives Potenzial im Transistorkanal zur Folge hat, was zu einer größeren Potenzialbarriere für Elektronen zwischen internem und externem Gate führt. Zum Anderen ist zu erkennen,

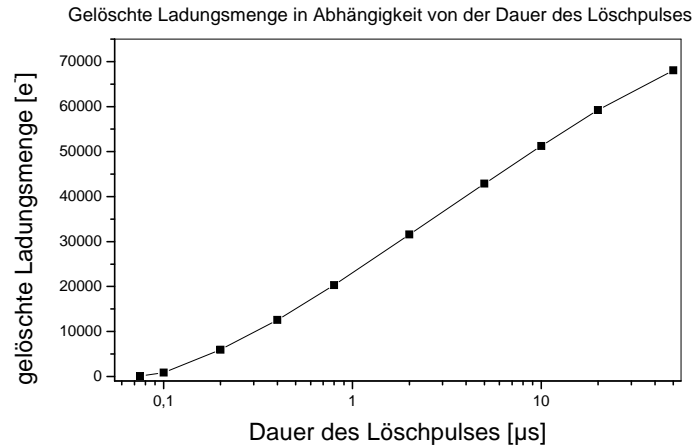


Abbildung 4.10: *Abhängigkeit des Löscheffektes von der Breite des Löschpulses beim Löschen über das Gate.*

dass ein höherer Spannungspuls am externen Gate zu einem stärkeren Löscheffekt führt.

In Abbildung 4.10 ist die mit einem Spannungspuls von $U_{GS} = 8\text{ V}$ aus einem vollen internen Gate gelöschte Ladungsmenge in Abhängigkeit von der Dauer des Löschpulses aufgetragen; die Drainspannung betrug $U_{DS} = 4\text{ V}$. Es ist zu sehen, dass die gelöschte Ladungsmenge mit der Länge des Löschpulses größer wird, wobei die Abhängigkeit sich sehr gut durch eine Logarithmusfunktion annähern lässt. Diese logarithmische Abhängigkeit lässt sich qualitativ verstehen unter der naheliegenden Annahme, dass der Löschestrom $I_{\text{Lösch}}$ und das Potenzial $U_{\text{int_gate}}$ des internen Gates (wie bei dem in Kapitel 2.2 beschriebenen Punch-Through-Effekt) exponentiell miteinander zusammenhängen, d.h.

$$I_{\text{Lösch}}(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = -I_0 \cdot e^{\alpha U_{\text{int_gate}}(t)}, \quad (4.10)$$

wobei α eine hier nicht genauer spezifizierte Konstante ist; außerdem hänge das Potenzial des internen Gates über eine Kapazität C mit der im internen Gate vorhandenen Ladungsmenge Q zusammen:

$$U_{\text{int_gate}}(t) = \frac{Q(t)}{C} \quad (4.11)$$

Die Gleichungen 4.10 und 4.11 sind miteinander gekoppelt und haben eine Lösung der Form

$$Q(t) = Q_0 - \frac{C}{\alpha} \ln\left(\frac{\alpha I_0}{C} t\right), \quad (4.12)$$

was eine logarithmische Abhängigkeit der gelöschten Ladungsmenge von der Löschdauer wie in Abbildung 4.10 beschreibt.

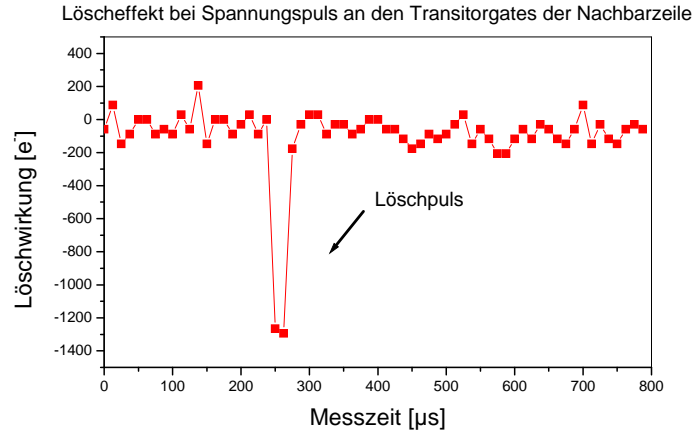


Abbildung 4.11: Löscheffekt bei Spannungspuls an den Transistorgates der Nachbarzeile

Ein zeilenweises Löschen der DEPFET-Matrix ist nur dann möglich, wenn das Löschen einer Matrixzeile keinen Einfluß auf die internen Gates der Nachbarzeilen hat. Dies ist in Abbildung 4.11 untersucht, wo ein Pixel in der Matrix vor, während und nach einem $20\ \mu\text{s}$ langen Löschpuls in der Nachbarzeile betrachtet wurde; die Drainspannung war $V_D = 3.5\ \text{V}$ (ein möglicher Effekt sollte sich bei einer so niedrigen Drainspannung stärker bemerkbar machen, da die Potenzialbarriere zwischen den Pixeln dann kleiner ist), der Spannungspuls am Gate war $V_{Cl} = 10\ \text{V}$. Es ist zu sehen, dass während des Löschvorgangs in der Nachbarzeile zwar eine Potenzialänderung im internen Gate des Pixels zu beobachten ist, dass diese aber keinen Einfluß auf den Füllzustand des internen Gates hat; in dem Graphen ist der Strom im Pixel wieder als Änderung der Ladungsmenge im internen Gate angegeben.

Zusammenfassung der Messungen zum Löschvorgang

Der Löschvorgang wurde für zwei verschiedene Mechanismen an Pixeln in einer 64×64 DEPFET-Matrix untersucht. Beide Mechanismen erlauben prinzipiell ein zeilenweises Löschen der Matrix. Beim Löschen über den Löschkontakt der Pixel konnte jedoch kein Einfluß auf den Füllzustand des internen Gates nachgewiesen werden, so dass dieser Mechanismus für den Betrieb einer Matrix mit dem Bioscope nicht in Frage kommt.

Beim Löschen durch das Anlegen eines Spannungspulses am externen Transistorgate ergaben die Messungen, dass ein Spannungspuls von $U_{Cl} = 8\ \text{V}$ ausreicht, um für realistische Drainspannungen mehr als $N = 40000\ e^-$ aus dem internen Gate zu entfernen. Hierbei hängt der Löscheffekt logarithmisch von der Dauer des Löschpulses ab, eine Dauer des Löschpulses von $t_{cl} = 10\ \mu\text{s}$ ist jedoch für das Löschen von Ladungsmengen, die weit über der von einem minimalionisierenden Teilchen generierten Anzahl von Ladungsträgern liegen, völlig ausreichend. Zudem hat das Löschen einer Zeile keinen Einfluß auf die internen Gates der Nachbarzeilen. Ein Betrieb der Matrix mit zeilenweisem Löschen über das Gate der Transistoren ist somit möglich.

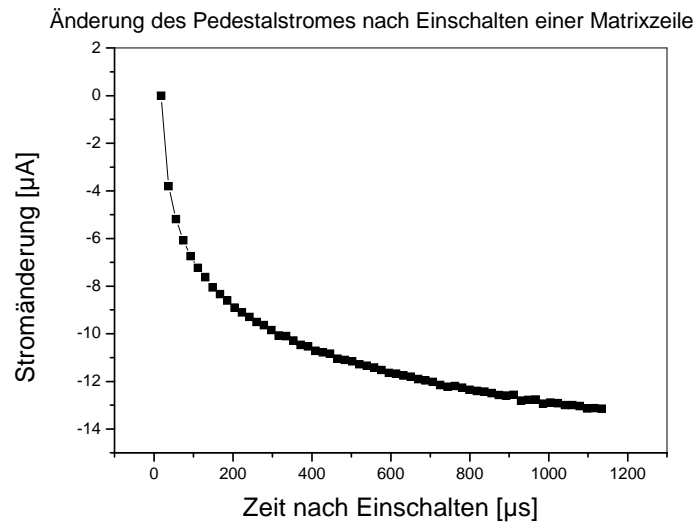


Abbildung 4.12: Verhalten des Ruhestromes nach Einschalten einer Matrixzeile

Es ist prinzipiell allerdings unmöglich, das interne Gate durch Löschen über das Gate vollständig von allen dort vorhandenen freien Ladungsträgern zu befreien - dies wird durch das negative Potenzial des Kanals und die dadurch entstehende Potenzialbarriere für Elektronen verhindert. Für die nächste Generation von DEPFET-Sensoren sind Pixel geplant, die ein vollständiges Löschen ermöglichen. Da das interne Gate nach dem Löschen vollständig geleert ist, ist der Pedestalstrom der Transistoren nach dem Löschen dann unabhängig von der Zeit. Der Pedestalstrom muß daher nicht während der Integrationszeit gespeichert werden und kann unmittelbar nach Aufnahme des Signalstromes gemessen und mit diesem verglichen werden, was zu einer Reduktion der Datenmenge und daher zu einer wesentlichen Vereinfachung der Ausleseelektronik führt. Dies hätte auch für das Rauschverhalten des Detektors Vorteile (s. Kapitel 4.3).

4.5 Verhalten bei Einschalten einer Matrixzeile

Ein Effekt, dessen Ursprung noch nicht vollständig verstanden ist, ist das Verhalten der Transistorsättigungsströme der Pixel in der Matrix beim Einschalten der jeweiligen Zeile. In Abbildung 4.12 ist dieser Effekt bei einer Gate-Source-Spannung von $V_{GS} = 0\text{ V}$ dargestellt. Wie zu sehen ist, nimmt der Ruhestrom in einer Zeit von 1 ms um mehr als $\Delta I_D = 12\text{ }\mu\text{A}$ ab, wobei er sich einem Grenzwert nähert. Zum besseren Verständnis dieses Effektes wurden verschiedene Messreihen durchgeführt, deren Ergebnisse hier kurz zusammengefaßt werden sollen:

- der Effekt ist nicht auf den Schaltvorgang an sich, d.h. auf das Einschalten der Transistorgates und eine mögliche dadurch erfolgende Injektion von Ladungen ins

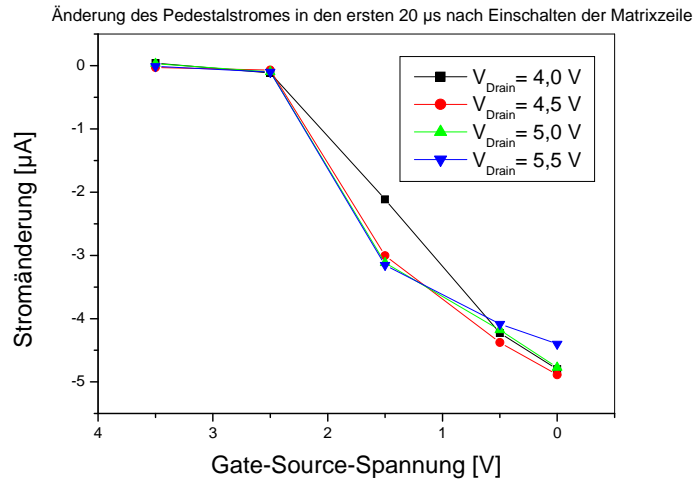


Abbildung 4.13: Änderung des Ruhestromes in den ersten 20 μs nach Einschalten einer Matrixzeile.

interne Gate zurückzuführen. Dies kann durch eine Wiederholung des Schaltvorganges zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem ersten Einschalten der Transistoren festgestellt werden; dieses erneute Schalten führte zu keiner Veränderung des Stromverlaufes. Der Effekt hängt nur von der Zeitdauer ab, in der die Zeile eingeschaltet ist.

- der Effekt nimmt zu kleineren Transistorströmen bzw. zu höheren Gate-Source-Spannungen hin ab. Eine Abhängigkeit von der Drainspannung ist nicht zu beobachten. In Abbildung 4.13 ist die Differenz zwischen den beiden ersten Messpunkten nach dem Einschalten der Zeile ($\Delta T = 20 \mu\text{s}$) für verschiedene Gate-Source- und Drainspannungen aufgetragen. Es ist zu sehen, dass der Effekt für große Gate-Source-Spannungen, also kleine Transistorströme verschwindet und unabhängig ist von der Drainspannung.
- der Effekt tritt sowohl bei einem vollen wie auch bei einem gelöschten internen Gate auf.
- der Effekt ist bei gleicher Gate-Source-Spannung unabhängig davon, ob die Matrix mit CARLOS 1.0 oder mit CARLOS 2.0 betrieben wird.

Die Konsequenz dieses Effektes ist, dass die Zeit, während der die Zeilen nicht angeschaltet sind, kurz bleiben muß, d.h. die Matrix muß permanent ausgelesen werden. Dies verhindert beispielsweise lange Integrationszeiten zwischen der Aufnahme eines Signal- und eines Pedestalbildes.

Eine Abschätzung zeigt, dass eine lokale Aufheizung des Transistorkanals durch den Strom wahrscheinlich nicht der Grund für diesen Effekt ist: Der Kanalwiderstand zwischen Source und Drain pro Pixel beträgt 4.1 k Ω ; wird ein Temperaturkoeffizient der

Leitfähigkeit für die Kanalimplantation von $\partial\sigma/\partial T = 0.15\%/K$ angenommen³, müßte sich die Temperatur bei einem Ruhestrom von $I_D = 300\ \mu\text{A}$ lokal in der eingeschalteten Zeile gegenüber ihrer Umgebung um $30\ ^\circ\text{C}$ erhöhen.

Die Ursache des Effektes ist daher bisher noch unverstanden.

4.6 Zusammenfassung

Das DEPFET Pixel Bioscope konnte erfolgreich mit dem Stromverstärkerchip CARLOS 2.0 und einem zeilenweisen Löschemechanismus betrieben werden. Durch CARLOS 2.0 war es erstmals möglich, alle Pixel einer 64×64 -DEPFET-Matrix zeitgleich bei einer Gate-Source-Spannung von $V_{GS} = 0$ im Arbeitsbereich der Ausleseelektronik zu betreiben.

Durch Verwendung einer korrelierten Doppelmessung und einer Common-Mode-Korrektur konnte das Systemrauschen des DEPFET Pixel Bioscopes auf $ENC_{\text{Differenzbild}} = (114 \pm 6) e^-$ reduziert werden. Der wesentliche Rauschanteil ist hierbei das Leckstromrauschen, welches im Prinzip durch Kühlung reduziert werden kann. Die Energieauflösung des Systems bei Strahlung mit einer Energie von $22.1\ \text{keV}$ wurde zu $\Delta E_{FWHM} = (930 \pm 50)\ \text{eV}$ bestimmt.

Um eine kleine Totzeit des DEPFET Pixel Bioscopes zu gewährleisten, wurden verschiedene Löschemechanismen untersucht, mit welchen ein zeilenweises Löschen möglich ist. Während das Löschen über den separaten Löschkontakt nicht die gewünschten Resultate liefert, verläuft das Löschen über das externe Gate der Transistoren erfolgreich, so dass ein zeilenweiser Betrieb der DEPFET-Matrix möglich ist.

Obgleich die Betriebseigenschaften von DEPFET-Detektoren durch die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen sehr gut verstanden werden konnten, gibt es offene Fragen, welche in Zukunft weiter untersucht werden müssen. Ein Effekt, dessen Ursprung noch nicht geklärt ist, ist das Verhalten des Ruhestromes bei Einschalten einer Matrixzeile, welcher sich erst auf einer Zeitkonstanten im ms-Bereich seinem Sättigungswert nähert. Ebenfalls noch unverstanden ist die Diskrepanz zwischen Messungen der DEPFET-internen Verstärkung an isolierten Einzelpixeln von $g_q = 197 \pm 81\ \text{pA}/e^-$ und an Pixeln in einer Matrixanordnung von $g_q = 161 \pm 8\ \text{pA}/e^-$. Klärung bedarf auch das Verhalten des Rauschens von Einzelpixeln bei niedrigen Temperaturen und kleinen Shapingzeiten, welches in [Adl01] näher beschrieben wird.

³in Ermangelung eines gemessenen Wertes für die DEPFET-Produktion wurde der Wert des AMS $0.8\ \mu\text{m}$ -Prozesses verwendet [AMS99]

Kapitel 5

Ortsauflösung von Halbleitersensoren

Eine der wichtigsten Kenngrößen eines Detektorsystemes ist seine Ortsauflösung. Bei autoradiographischen Anwendungen beispielsweise entscheidet sie darüber, wie gut sich Strukturen in einer Probe trennen lassen, bei teilchenphysikalischen Experimenten, mit welcher Genauigkeit sich der Eintrittsort eines Teilchens in den Sensor messen lässt.

Im ersten Teil des Kapitels wird eine Zusammenfassung einiger wichtiger Funktionen und Größen gegeben, mit welchen sich die Ortsauflösung eines Systems charakterisieren lässt. Auf die Ortsauflösung von Pixeldetektoren wird in Kapitel 5.2 eingegangen.

Zur Rekonstruktion des Eintrittsortes eines Teilchens können verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen verwendet werden. Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden einige dieser Rekonstruktionsalgorithmen mit Hilfe von Simulationen untersucht und miteinander verglichen. Da bei Pixeldetektoren verschiedene Pixelgeometrien verwendet werden können, wurden außerdem speziell die Ortsauflösung einer hexagonalen und einer quadratischen Pixelgeometrie miteinander verglichen. Auf die Ergebnisse dieser theoretischen Untersuchungen wird in Kapitel 5.3 eingegangen.

Die Ortsauflösung des DEPFET Pixel Bioscopes wurde sowohl mit einem Lasermessaufbau als auch mit der Aufnahme eines Schattenbildes einer sog. MTF-Struktur untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in Kapitel 5.4 beschrieben.

In Kapitel 5.5 werden die Untersuchungen zur Ortsauflösung zusammengefaßt.

5.1 Definitionen der Ortsauflösung

In der Bildgebung werden verschiedene Definitionen verwendet, um die Ortsauflösung eines Systemes zu charakterisieren. Es sollen im folgenden die wichtigsten Größen zusammengefaßt werden. Für eine umfassendere Beschreibung der gebräuchlichsten Definitionen sei auf [Ove98, Lin01] verwiesen.

Unter der Punktbildfunktion¹ $PSF(x, y)$ versteht man das Bild eines in der Objektebene liegenden Punktobjektes $O_P(x, y) = \delta(x, y)$. Für homogene und isotrope Systeme wird das Bild $B(x, y)$ eines beliebigen Objektes $O(x, y)$ allgemein beschrieben durch die Faltung von $O(x, y)$ mit der Punktbildfunktion:

$$B(x_0, y_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, y) PSF(x_0 - x, y_0 - y) dx dy \quad (5.1)$$

Die Linienbildfunktion² $LSF(x)$ ist definiert als das Bild einer idealen dünnen Linie in der Objektebene und wird beschrieben durch

$$LSF(x) = \int_{-\infty}^{\infty} PSF(x, y) dy \quad (5.2)$$

Ein Maß für die Ortsauflösung eines Systemes sind die Standardabweichungen σ_{PSF} der Punktbildfunktion bzw. σ_{LSF} der Linienbildfunktion (für $x_0 = y_0 = 0$):

$$\begin{aligned} \sigma_{PSF}^2 &= \sigma_{PSF_x}^2 + \sigma_{PSF_y}^2 \\ &= \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x^2 + y^2) PSF(x, y) dx dy \right] \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} PSF(x, y) dx dy \right]^{-1} \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$\sigma_{LSF}^2 = \left[\int_{-\infty}^{\infty} x^2 LSF(x) dx \right] \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) dx \right]^{-1} \quad (5.4)$$

Im Falle einer gaußförmigen Punktbildfunktion ist

$$PSF(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_{PSF}^2} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma_{PSF}^2} \quad (5.5)$$

$$LSF(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{LSF}} e^{-x^2/2\sigma_{LSF}^2} \quad (5.6)$$

und es gilt

$$\sigma_{LSF} = \sigma_{PSF} \quad (5.7)$$

$$FWHM_{PSF} = FWHM_{LSF} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{PSF} \approx 2.35\sigma_{PSF}, \quad (5.8)$$

wobei $FWHM$ ³ die Halbwertsbreite der Punkt- bzw. Linienbildfunktion ist, welche auch häufig zur Charakterisierung der Ortsauflösung verwendet wird.

Für Systeme wie beispielsweise Pixeldetektoren, bei denen die Punktbildfunktion von der Position des Objektes abhängt, gelten die Annahmen von Homogenität und Isotropie

¹ engl: **P**oint **S**pread **F**unction

² engl: **L**ine **S**pread **F**unction

³ engl: **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum

nicht mehr. Wenn die Punktbildfunktion kleiner als die Pixelgröße ist, wird die Ortsauflösung nicht mehr durch die Breite der Punktbildfunktion, sondern vielmehr durch die Genauigkeit bestimmt, mit der sich ein Trefferereignis wieder auf seinen Ursprungsort zurückrekonstruieren lässt. Die Größen, die i.A. zur Charakterisierung der Ortsauflösung eines solchen Pixeldetektors verwendet werden, sind die Standardabweichungen der Rekonstruktionsfehler

$$\begin{aligned}\sigma_x^2 &= \langle (x_{rec} - x)^2 \rangle \quad , \quad \sigma_y^2 = \langle (y_{rec} - y)^2 \rangle \\ \sigma_{total}^2 &= \frac{1}{2}(\sigma_x^2 + \sigma_y^2),\end{aligned}\tag{5.9}$$

wobei (x, y) die tatsächliche und (x_{rec}, y_{rec}) die rekonstruierte Trefferposition ist.

Um objektiv die Bildgüte eines Abbildungssystems zu bestimmen, wird häufig auch die Modulationstransferfunktion MTF verwendet, da sie außer über die Ortsauflösung auch eine Aussage über den Bildkontrast macht. Die Modulation M_B eines Bildes mit einer sinusförmigen Lichtdichteverteilung der Frequenz f ist definiert als

$$M_B(f) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}},\tag{5.10}$$

wobei I_{max} und I_{min} die maximale bzw. minimale Intensität des Bildes sind. Wenn M_O die entsprechende Modulation des Objektes bezeichnet, lässt sich die MTF definieren als:

$$MTF(f) = \frac{M_B(f)}{M_O(f)}\tag{5.11}$$

Die MTF nimmt bei der Frequenz $f = 0$ den Wert 1 an und fällt für höhere Frequenzen auf den Wert 0 ab. Die MTF ist die Fouriertransformation der Linienbildfunktion [Mor95]:

$$MTF(f) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) e^{i2\pi f x} dx \right| \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) dx \right]^{-1}\tag{5.12}$$

Im Spezialfall einer gaußförmigen Punktbildfunktion folgt aus 5.12:

$$MTF(f) = e^{-2\pi^2 \sigma_{LSF}^2 f^2}\tag{5.13}$$

Zur Klassifizierung eines bildgebenden Systemes wird in der Literatur die Ortsfrequenz angegeben, bei der die MTF auf einen bestimmten Wert abgefallen ist. Dieser Wert variiert in der Literatur, oftmals verwendet wird der 30%-Wert⁴ der MTF , da er gut mit dem subjektiven Eindruck der Bildschärfe korrespondiert [Wel94]. Die Ortsfrequenz wird zumeist in der Form "aufgelöste Linienpaare pro mm" (LP/mm) angegeben.

⁴Dieser Wert wird auch als NEP(engl.: *Noise Equivalent Passband*)-Wert bezeichnet.

5.2 Ortsauflösung von Pixeldetektoren

5.2.1 Digitale Auslese

Bei der digitalen Auslese eines Pixeldetektors wird zur Rekonstruktion der Trefferposition nur die Treffer-/kein-Treffer-Information der einzelnen Pixel verwendet. Ein Treffer in einem Pixel wird dann immer dem Pixelmittelpunkt zugeordnet. Die Ortsauflösung für einen idealen Pixeldetektor mit quadratischen Pixeln der Breite p lässt sich in beiden Dimensionen berechnen zu:

$$\Delta x = \sqrt{\langle (x - x_{rec})^2 \rangle} = \sqrt{\frac{1}{p} \int_0^p \left(x - \frac{p}{2}\right)^2 dx} = \frac{p}{\sqrt{12}} \quad (5.14)$$

Bei einem realen System ist zusätzlich das Rauschen zu berücksichtigen, welches dazu führt, dass Treffer möglicherweise falschen Pixeln zugeordnet werden. Gleichung 5.14 stellt somit eine untere Grenze für die Ortsauflösung bei digitaler Auslese dar.

In Abbildung 5.1 ist die Ortsauflösung für verschiedene Pixelgeometrien bei gleicher Pixelfläche A aufgezeigt.

Pixelgeometrie	Kenngröße	Fläche	Rekonstruktionsfehler $\sigma = \sigma_{tot}/\sqrt{2}$	rel. Rekonstruktionsfehler σ/σ_{Kreis}
kreisförmig	Radius r	$A = \pi r^2$	$\sigma = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \sqrt{A}$ $= 0.282 \sqrt{A}$	1.000
hexagonal	Kantenlänge r	$A = \frac{3}{2} \sqrt{3} r^2$	$\sigma = \sqrt{\frac{5}{36\sqrt{3}}} \sqrt{A}$ $= 0.283 \sqrt{A}$	1.004
quadratisch	Seitenlänge a	$A = a^2$	$\sigma = \sqrt{\frac{1}{12}} \sqrt{A}$ $= 0.289 \sqrt{A}$	1.025
dreieckig (gleichseitig)	Seitenlänge a	$A = \frac{1}{4} a^2$	$\sigma = \sqrt{\frac{1}{6\sqrt{3}}} \sqrt{A}$ $= 0.310 \sqrt{A}$	1.099

Tabelle 5.1: Ortsauflösung für verschiedene Pixelgeometrien bei binärer Auslese (aus [Fis88]).

Es ist zu erkennen, dass sich die Ortsauflösung selbst der ungünstigsten, d.h. dreieckigen Pixelgeometrie von der der idealen kreisförmigen⁵ nur um 10% unterscheidet und somit dem Idealfall sehr nahe kommt.

⁵Eine kreisförmige Geometrie lässt keine vollständige Flächendeckung des Sensors zu

Die Ortsauflösung bei digitaler Auslese kann weiter verbessert werden, falls bei einem Trefferereignis an der Pixelgrenze durch Ladungsteilung auch im Nachbarn des getroffenen Pixels ein Treffer registriert wird. In diesem Fall kann die rekonstruierte Trefferposition auf den Mittelpunkt zwischen beiden Pixeln gelegt werden. Im besten Fall lässt sich hierdurch der mittlere Rekonstruktionsfehler in Gleichung 5.14 bei einer digitalen Auslese um einen Faktor 2 reduzieren.

5.2.2 Analoge Auslese

Durch die Ausbreitung der Signalladungen während der Drift im Detektor oder durch schrägen Durchtritt hochenergetischer Teilchen verteilt sich die Signalladung in Pixeldetektoren i.A. auf mehrere Pixel. Da die Ladungsaufteilung von der Trefferposition abhängt, kann die Ortsauflösung von Pixeldetektoren durch Verwendung der Pulshöheninformation benachbarter Pixel weiter verbessert werden. Rekonstruktionsalgorithmen, die sich das zunutze machen, sind beispielsweise die Schwerpunktbildung oder die η -Funktion [Bel83]. Im letzteren Fall und bei quadratischen Pixeln ist die Ortsauflösung in einer Dimension gegeben durch:

$$\sigma_{1D} = \beta \cdot \frac{N}{S} p \quad (5.15)$$

Hierbei ist S/N das Signal-zu-Rauschverhältnis des Detektorsystems, p die Pixelbreite und β eine empirisch zu ermittelnde Proportionalitätskonstante, die für minimal ionisierende Teilchen zwischen 4 und 10 liegt [Wei94].

Eine ausführliche Untersuchung verschiedener Rekonstruktionsalgorithmen wird in Kapitel 5.3 durchgeführt.

5.3 Theoretische Untersuchungen der Ortsauflösung

Um die Ortsauflösung von Pixeldetektoren zu optimieren, wurden Simulationen mit unterschiedlichen Pixelgeometrien und Rekonstruktionsalgorithmen durchgeführt. Hierbei wird angenommen, dass die Ladungswolke am Nachweispunkt eine gaußförmige Verteilung aufweist. Physikalisch entspricht dies dem Fall von γ -Quanten, die wie hier angenommen ihre Energie immer punktförmig in derselben Tiefe des Detektors deponieren, einem homogenen Detektor, und einer Ausbreitung der Signalladungen durch Diffusion während der Drift im Detektor. Für minimalionisierende Teilchen und schrägen Durchgang der Teilchen durch den Detektor liefern u.U. andere Rekonstruktionsalgorithmen als die hier untersuchten bessere Ergebnisse, wie beispielsweise in [Tur93] untersucht.

Abbildung 5.1 zeigt die untersuchten Pixelgeometrien:

- quadratische Pixelgeometrie mit Pixeln, bei denen die benachbarten Pixelspalten je um eine halbe Pixelbreite in y-Richtung versetzt sind ("gestaggerte" Pixel)

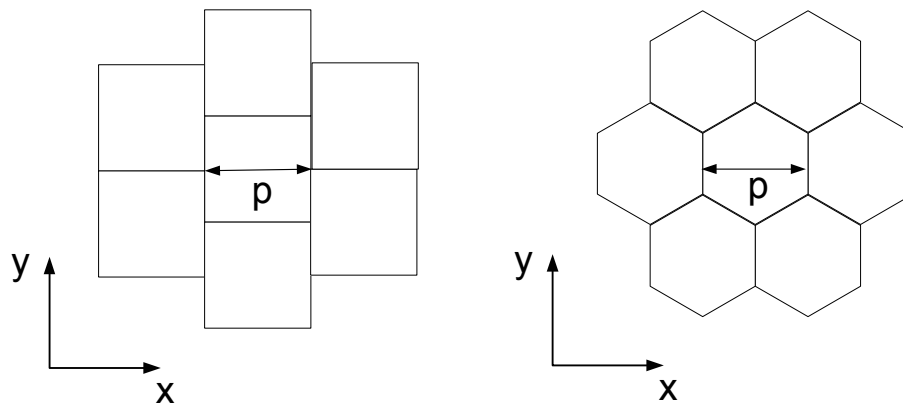


Abbildung 5.1: *Untersuchte Pixelgeometrien. Links: quadratische Geometrie. Rechts: hexagonale Geometrie.*

- hexagonale Pixelgeometrie

Die untersuchten Rekonstruktionsalgorithmen waren

- die Rekonstruktion mittels linearer Interpolation
- die Rekonstruktion mittels η -Funktion
- die Rekonstruktion mittels einer Lookup-Tabelle

Bei den ersten beiden Rekonstruktionsalgorithmen handelt es sich um eindimensionale Verfahren, die voraussetzen, dass sich die Ladungsaufteilung in beide Ortsrichtungen unabhängig voneinander behandeln lässt, wie das beispielsweise bei einer gaußförmigen Ladungsverteilung und rechteckigen Pixeln der Fall ist. Da sich im Gegensatz zu einer quadratischen bei einer hexagonalen Pixelgeometrie die Ladungsverteilung in beide Ortsrichtungen nicht entfalten lässt, wurde für die hexagonale Pixelgeometrie nur die Rekonstruktion mittels Lookup-Tabelle untersucht.

Am Rande sei bemerkt, dass sich bei den ersten beiden Rekonstruktionsalgorithmen die Ergebnisse für die Ortsauflösung in x-Richtung bei einer quadratischen versetzten Pixelgeometrie direkt auf eine nichtversetzte Geometrie übertragen lassen; in diesem Fall hat die Versetzung keinen Einfluß auf die Rekonstruktion, da hier nur die gesamten Signalamplituden der verschiedenen Spalten für die Rekonstruktion verwendet werden und die Pixel einer Spalte nicht gegeneinander versetzt sind.

5.3.1 Durchführung der Simulation

Die Simulationen wurden wie folgt durchgeführt: zunächst wurde eine Trefferposition innerhalb eines Pixels zufällig gewählt und die Aufteilung der gaußförmigen Signalladungswolke auf den getroffenen Pixel und seine Nachbarn berechnet. Das Signal eines

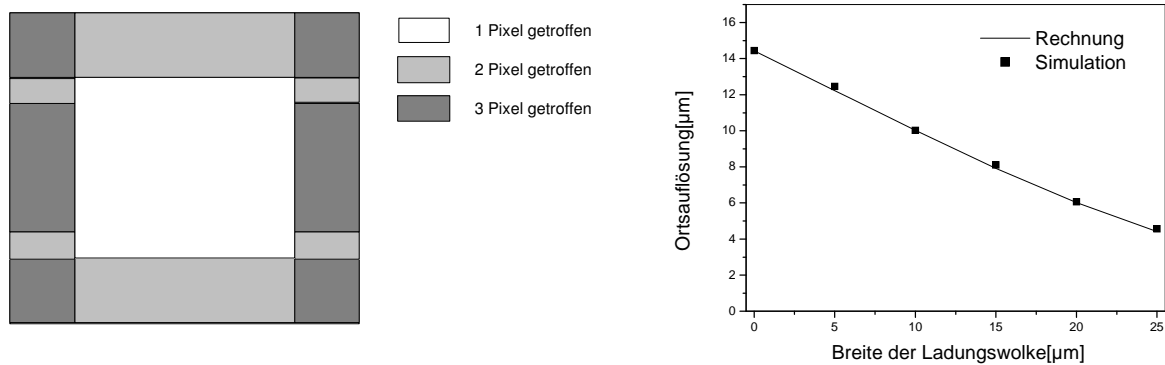


Abbildung 5.2: Test der Simulation mit quadratischer Ladungsverteilung. Links: Trefferpositionen im zentralen Pixel, bei denen sich die Signalladung auf einen oder mehrere Pixel verteilt. Rechts: simulierte und berechnete Ortsauflösung.

jeden Pixels wurde zusätzlich mit einem gaußförmigen Rauschen verschmiert. Dann wurde mit dem jeweiligen Rekonstruktionsalgorithmus die Trefferposition rekonstruiert und der Ortsfehler nach Gleichung 5.9 bestimmt. Um eine ausreichend hohe Statistik zu erzielen, wurde dieser Vorgang für quadratische Pixel 500000 mal wiederholt, für hexagonale Pixel wurde der Vorgang aus Gründen des höheren Rechenaufwandes mit einer immer noch sehr hohen Statistik von 100000 Wiederholungen durchgeführt. Aufgrund dieser hohen Statistik sind die Fehler bei der in den folgenden Kapiteln durchgeführten Bestimmung des mittleren Rekonstruktionsfehlers äußerst klein und können vernachlässigt werden⁶.

Die Simulationen wurden für verschiedene Signal-zu-Rausch-Verhältnisse SNR ^{7 8} und für verschiedene Ausdehnungen $\sigma_{Ladungswolke}$ der Ladungswolke durchgeführt. Die quadratischen Pixel und die hexagonalen Pixel hatten je eine Fläche $A = 2500 \mu m^2$. Dies entspricht bei quadratischen Pixeln einer Pixelbreite von $50 \mu m$ und bei hexagonalen Pixeln einer Pixelbreite in x-Richtung von $53.7 \mu m$. Da die Ladungsaufteilung nur vom Verhältnis zwischen der Breite der Ladungswolke und der Breite der Pixel abhängt, lassen sich die Ergebnisse auch auf andere Pixelgrößen übertragen.

Um die Simulation zu testen, wurde zunächst anstelle einer gaußförmigen Ladungswolke eine quadratischen Ladungswolke ohne Rauschen untersucht. Die Rekonstruktion der Trefferposition wurde mit einer Lookup-Tabelle durchgeführt. Wenn die Ladungswolke eine kleinere Ausdehnung hat als die Pixelgröße, kann sich in Abhängigkeit von der Trefferposition die Signalladung entweder auf einen, zwei oder drei Pixel verteilen, wie in

⁶Eine genauere Abschätzung ergibt, dass der Fehler bei der Bestimmung des mittleren Rekonstruktionsfehlers weniger als $\approx 0.01 \mu m$ beträgt.

⁷engl.: **S**ignal to **N**oise **R**atio

⁸Die verschiedenen Signal-zu-Rauschverhältnisse, für die die Simulationen durchgeführt wurden, waren $SNR = 12.5$, $SNR = 16.7$, $SNR = 25$, $SNR = 50$ und $SNR = 320$, entsprechend einer Signalladungsmenge von $1600 e^-$ und einem Rauschen von $128 e^-$, $96 e^-$, $64 e^-$, $32 e^-$ bzw. $5 e^-$.

Abbildung 5.2 skizziert (bei einer gaußförmigen Ladungswolke verteilt sich die Ladungswolke zumindest mathematisch immer auf mehrere Pixel). Wenn die Signalladung beispielsweise nur in einem einzigen Pixel gesammelt wird, wird die Trefferposition auf den Pixelmittelpunkt zurückrekonstruiert, auch wenn die tatsächliche Trefferposition nicht dort lag, so dass i.A. ein Fehler bei der Rekonstruktion gemacht wird. Verteilt sich die Signalladung hingegen auf drei Pixel, ist die Aufteilung der Ladung zwischen den Pixeln eindeutig, so dass kein Fehler bei der Rekonstruktion gemacht wird.

Bei einer quadratischen Ladungswolke lässt sich (im Gegensatz zu einer gaußförmigen Ladungswolke) der mittlere Rekonstruktionsfehler auch analytisch berechnen, so dass sich testen lässt, ob die Simulation korrekte Ergebnisse liefert. Wie in Abbildung 5.2 zu sehen ist, stimmen berechnete und simulierte Werte miteinander überein.

5.3.2 Untersuchung verschiedener Rekonstruktionsalgorithmen

5.3.2.1 Wahl der Schwelle

Bei allen Rekonstruktionsalgorithmen hängt die Größe des Rekonstruktionsfehlers von der Schwelle ab, welche die Pulshöhen in den Nachbarn des getroffenen Pixels überschreiten müssen, um in die Rekonstruktion mit einbezogen zu werden. Ist diese zu niedrig, führt Rauschen zu einem größeren Rekonstruktionsfehler; ist sie zu hoch, geht Information verloren, die für die Rekonstruktion verwendet werden kann und der Rekonstruktionsfehler wird ebenfalls größer. Die Wahl der optimalen Schwelle ist u.a. abhängig von der Breite der Ladungswolke: bei einer kleinen Ausdehnung der Ladungswolke ist der Anteil der Treffer groß, in denen die Nachbarn des getroffenen Pixels keinen signifikanten Anteil am Gesamtsignal erhalten; ein Signal im Nachbarn ist daher mit größerer Wahrscheinlichkeit Rauschen, und es ist vorteilhafter, einen größeren Anteil dieser Ereignisse durch eine höhere Schwelle wegzuschneiden. Bei einer Ladungswolke mit großer Ausdehnung hingegen ist die Wahrscheinlichkeit größer, dass in den Nachbarpixeln nachgewiesene Signale echt sind, so dass die optimale Schwelle in diesem Fall niedriger liegen wird.

Die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Breite der Ladungswolke bei verschiedenen Schwellen für die verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Da das Verhältnis *Schwelle/Rauschen* sich im Großen und Ganzen als unabhängig vom *SNR* herausgestellt hat, ist hier nur der Fall für $SNR = 25$ dargestellt. Es ist zu sehen, dass wie erwartet bei einer kleinen Ausdehnung der Ladungswolke die optimale Schwelle höher liegt als bei einer großen Ausdehnung. In den meisten Fällen hatte eine Schwelle, welche um $1 \times \text{Rauschen}$ von dem Optimum entfernt war, nur geringe Auswirkungen auf den Rekonstruktionsfehler und führte zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung von weit unter 10%. Für die meisten Anwendungen wird es daher nicht darauf ankommen, den optimalen Schwellenwert exakt zu kennen, so lange die Schwelle in der Nähe dieses Optimums liegt.

Für die Simulationen in den folgenden Kapiteln wurde immer die für die jeweiligen Parameter optimale Schwelleneinstellung verwendet.

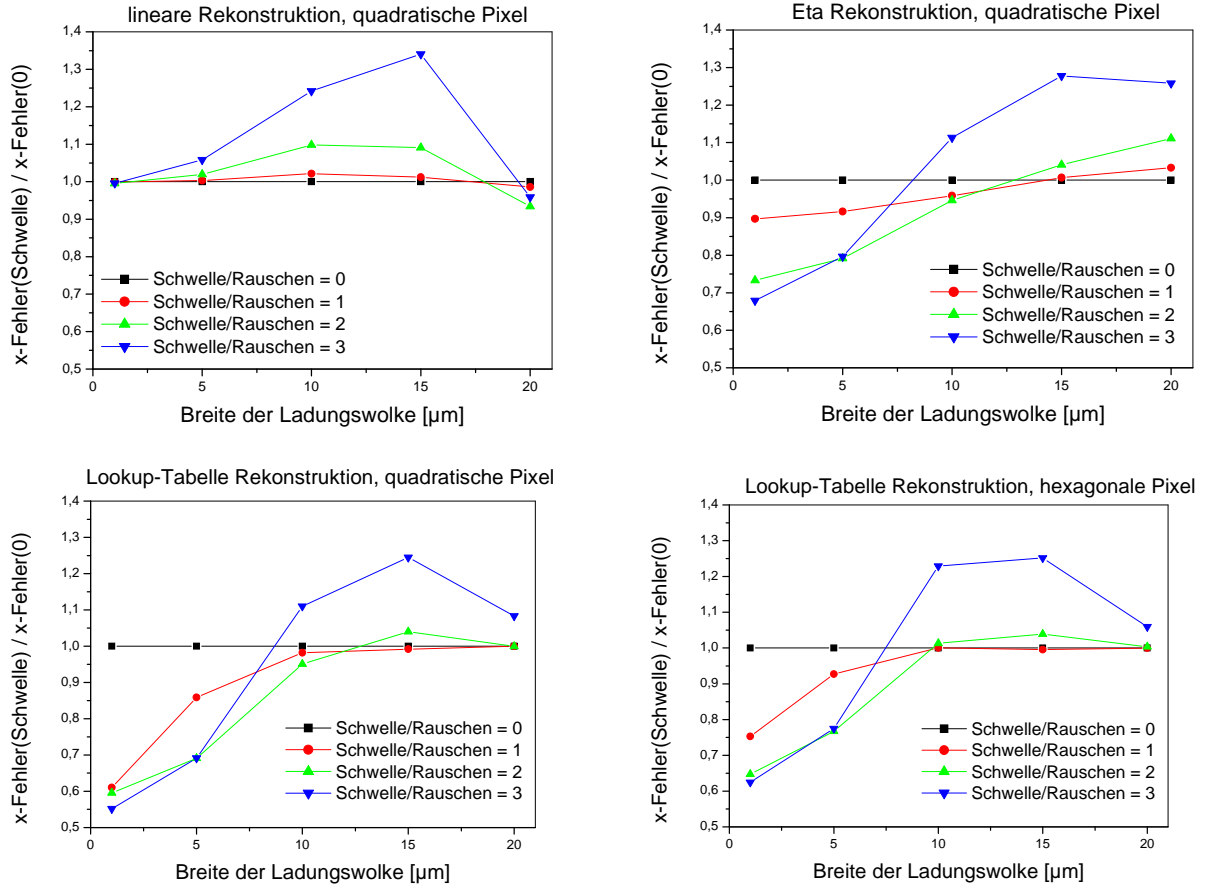


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Ortsauflösung in x -Richtung von der Schwelle, die die Pulshöhen in den Nachbarn des getroffenen Pixels überschreiten müssen, damit diese in die Rekonstruktion mit einbezogen werden. Das SNR ist 25, die Graphen sind auf eine Schwelle von 0 normiert. Links oben: lineare Interpolation. Rechts oben: Rekonstruktion mit η -Verteilung. Unten: Rekonstruktion mit Lookup-Tabelle, links für quadratische, rechts für hexagonale Pixelgeometrie. (s. Text)

5.3.2.2 Lineare Rekonstruktion

Bei der linearen Rekonstruktion in x -Richtung wird ein Treffer dem Signalschwerpunkt zwischen den beiden Pixelspalten mit der höchsten Signalamplitude zugeordnet, d.h.

$$x_{rec} = x_l + p_x \cdot \frac{A_r}{A_l + A_r} ; \quad (5.16)$$

hierbei sind x_l die x -Position der linken der beiden Spalten, p_x die Pixelbreite in x -Richtung, A_r die Pulshöhe in der rechten und A_l die Pulshöhe in der linken der beiden Spalten. Die Rekonstruktion in y -Richtung verläuft analog.

Die Pulshöhen der Spalten bzw. Zeilen ergeben sich als die Summe der Signalamplituden aller Pixel in der jeweiligen Spalte bzw. Zeile. Da in den meisten Pixeln einer Spalte kein oder nur ein geringer Anteil der gesamten Ladungsmenge gesammelt wird, wurde zur Berechnung des Spaltensignals in den Simulationen immer nur über die zwei Pixel in dieser Spalte summiert, die die höchste Signalamplitude aufwiesen⁹. Für den in Abbildung 5.4 dargestellten Fall heißt das beispielsweise, dass nur Pixel 3 und 4 für die rechte sowie Pixel 5 und der mittlere Pixel für die zentrale Spalte verwendet wurden.

Zur Berechnung der Pulshöhe einer Zeile kann im Gegensatz hierzu immer nur jeweils ein Pixel verwendet werden (in Abbildung 5.4 beispielsweise Pixel 5 für die oberste Zeile, der mittlere Pixel für die mittlere Zeile usw.), da die Pixel einer Zeile gegeneinander versetzt sind und daher unterschiedliche y -Koordinaten besitzen. Da das Verhältnis der Signalamplituden in zwei Zeilen das gleiche ist wie das Verhältnis der Signalamplituden zweier Pixel in diesen Zeilen (mit derselben x -Koordinate), wird hierdurch kein grundsätzlicher Fehler gemacht. Die absolute Höhe des Signals in diesen Pixeln hängt auch von der x -Koordinate der Trefferposition ab, so dass das SNR in diesem Fall für unterschiedliche Trefferpositionen ebenfalls verschieden ist.

Welche Pixel zur Bildung der Zeilensumme verwendet wurden, hängt auch von der Trefferposition ab: je nach Pulshöhe in den jeweiligen Pixeln wurden zur Berechnung der zeilenweisen Pulshöhen anstelle des mittleren Pixels und des Pixels 5 in Abbildung 5.4 dargestellten Fall die Pixel 3 und 4 verwendet¹⁰. Da die genannten Pixel gegeneinander versetzt sind und somit unterschiedliche y -Koordinaten besitzen, tritt häufiger Ladungsteilung in y -Richtung auf; dies sollte zu einer Verbesserung der Ortsauflösung in y -Richtung führen.

Bei einer linearen Rekonstruktion wird die eigentlich gaußförmige durch eine kastenförmige Ladungsverteilung angenähert. Wie in Abbildung 5.5 skizziert, führt dies dazu, dass die rekonstruierten gegenüber den tatsächlichen Trefferpositionen zum Pixelmittelpunkt hin verschoben sind. Daher wird praktisch immer ein Fehler in der Ortsrekonstruktion gemacht, was sich auch darin zeigt, dass die Residuenverteilung, d.h. die Verteilung des Ortsfehlers $x_{rec} - x$, ihr Maximum nicht bei 0 hat (Abbildung 5.6). Selbst für ein $SNR = \infty$ liefert die lineare Rekonstruktion bei einer gaußförmigen (im Gegensatz zu einer kastenförmigen) Ladungswolke keine exakten Ergebnisse.

In Abbildung 5.7 ist die Abhängigkeit der Ortsauflösung in x von dem SNR und der Breite der Ladungswolke aufgetragen. Erwartungsgemäß schlägt sich ein höheres Rauschen auch in einem größeren Rekonstruktionsfehler nieder. Eine größere Ausdehnung der Ladungswolke führt zu einer stärkeren Aufteilung der Signalladung auf verschiedene Pixel, wodurch sich die Ortsauflösung für breite Ladungswolken zunächst verbessert. Wenn die Ladungswolke allerdings zu groß wird, verteilt sich die Ladung auf zu viele Pixel: das Ladungssignal und somit auch das SNR pro Pixel wird kleiner, was wiederum zu einem größeren Rekonstruktionsfehler führt.

⁹selbst bei einer $20\mu\text{m}$ breiten Ladungswolke wird im Extremfall nur etwa 5% der Gesamtladung in einem dritten Pixel gesammelt, so dass diese Einschränkung sinnvoll ist

¹⁰Die genaue Bedingung hierfür war, dass die Signalamplituden in sowohl Pixel 3 als auch Pixel 4 höher waren als die Signalamplitude des Pixels 5

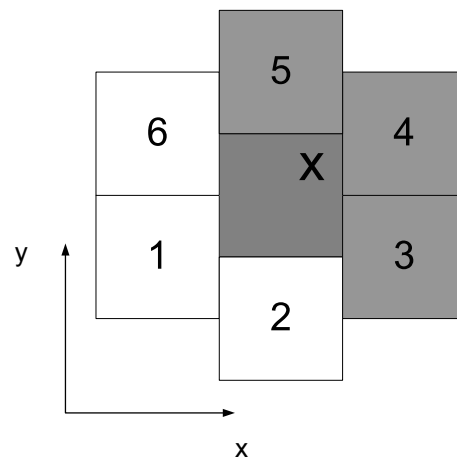


Abbildung 5.4: Beispiel für die bei einer linearen Interpolation verwendeten Pixel. Die Trefferposition ist durch x gekennzeichnet.

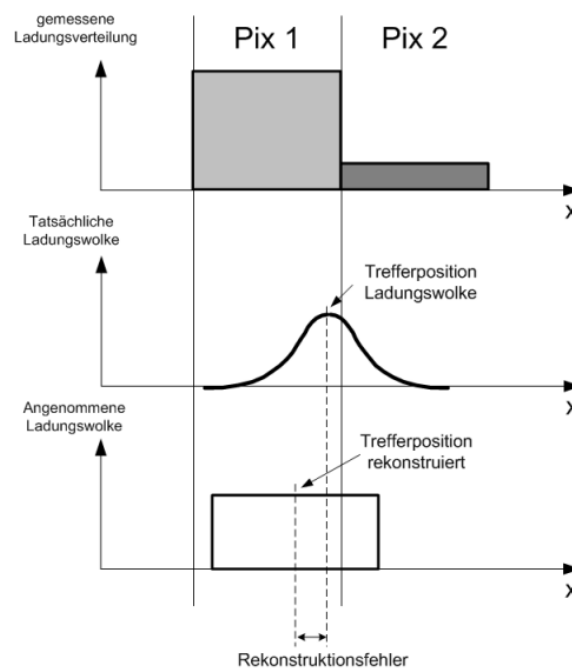


Abbildung 5.5: Problem bei linearer Interpolation. Oben: Tatsächlich gemessene Ladungssignale. Mitte: Tatsächliche Ladungsverteilung. Unten: Gleiche Ladungsteilung bei kastenförmiger Ladungswolke.

Die Unterschiede in der x- und y-Auflösung sind darauf zurückzuführen, dass wie oben beschrieben je nach Pulshöhenverteilung in den Pixeln für die y-Rekonstruktion statt der Pixel in der zentralen Spalte die Pixel der Nachbarspalten verwendet werden, da

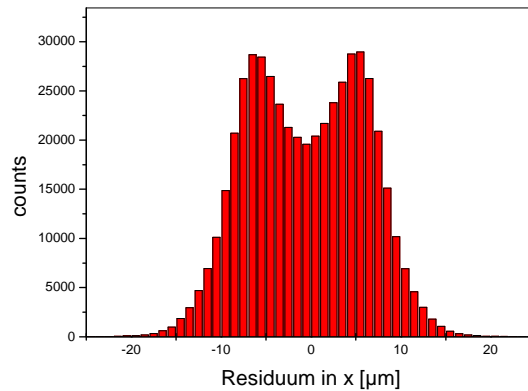


Abbildung 5.6: Residuenverteilung in x -Richtung für eine Ladungswolke mit $10 \mu\text{m}$ Ausdehnung und einem SNR von 25 bei linearer Rekonstruktion.

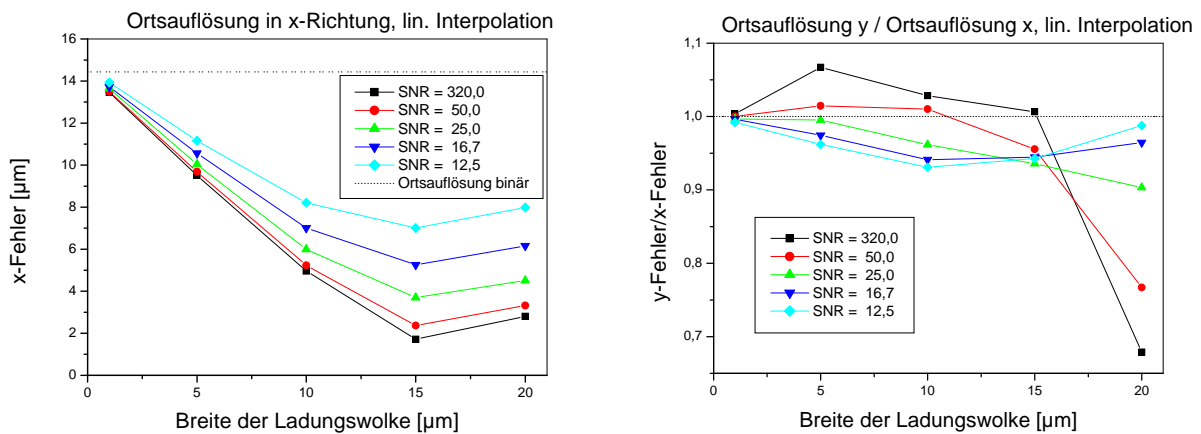


Abbildung 5.7: Rekonstruktionsfehler bei linearer Rekonstruktion in Abhängigkeit vom SNR und der Breite der Ladungswolke. Links: Ortsauflösung in x -Richtung. Rechts: Verhältnis zwischen Ortsauflösung in y - und x -Richtung.

so zusätzliche y -Information gewonnen werden kann. Der prinzipielle Fehler, der bei der linearen Rekonstruktion gemacht wird, wirkt in der entgegengesetzten Richtung wie der statistische Fehler durch das Rauschen, da ersterer die rekonstruierten Trefferpositionen tendenziell zum Pixelmittelpunkt, letzterer eher zur Pixelgrenze hin verschiebt. Bei einem kleinen SNR ist die Anfälligkeit gegenüber dem Rauschen groß und der zusätzliche systematische Fehler, der bei Verwendung der Nachbarspalten durch die lineare Rekonstruktion gemacht wird, bewirkt eine Verbesserung der Ortsauflösung, bei großem SNR ist die Anfälligkeit gegenüber dem Rauschen klein und der prinzipiell bei der linearen Rekonstruktion gemachte Fehler bewirkt eine Verschlechterung der Ortsauflösung in y -Richtung.

In Abbildung 5.8 ist der Rekonstruktionsfehler in x - und y -Richtung sowie der nach

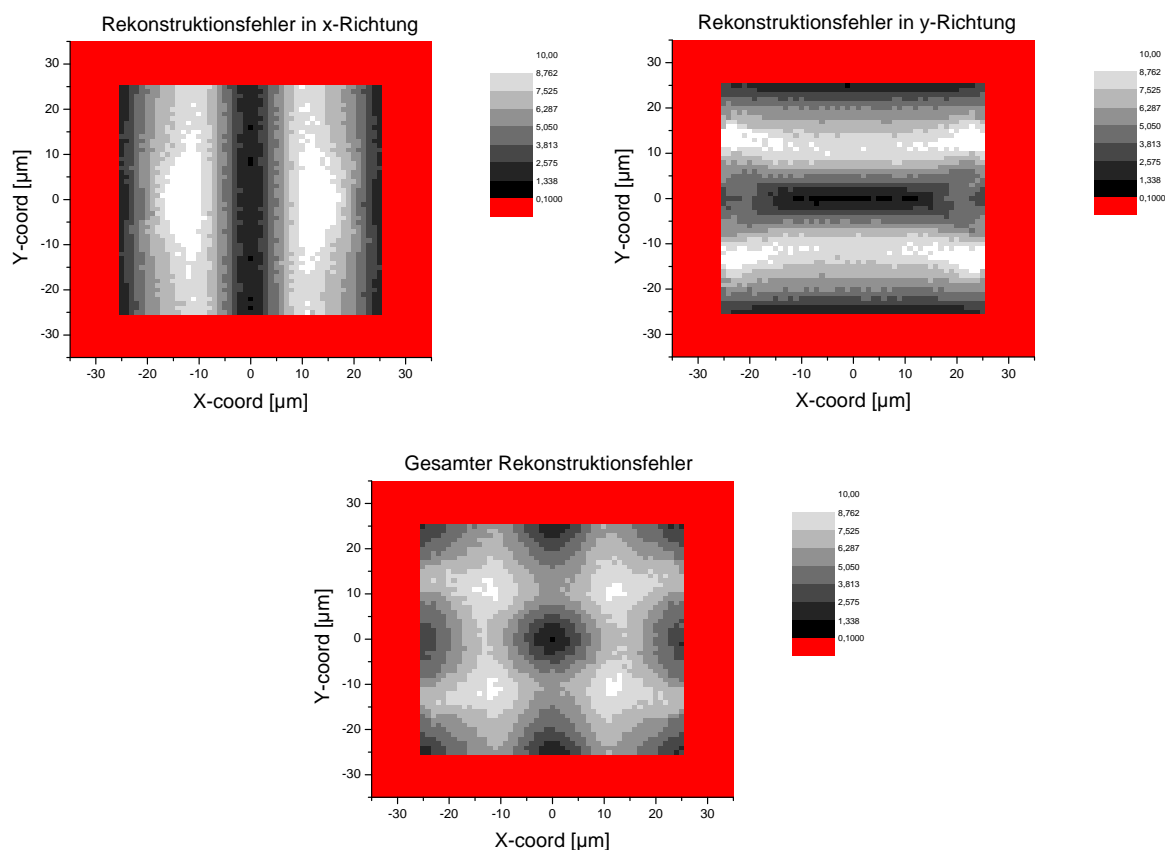


Abbildung 5.8: Rekonstruktionsfehler bei linearer Rekonstruktion in Abhängigkeit von der Trefferposition für eine Ladungswolke mit $10\ \mu\text{m}$ Ausdehnung und einem SNR von 25. Links oben: in x -Richtung. Rechts oben: in y -Richtung. Unten: Gesamtrekonstruktionsfehler. Die dunkleren Bereiche sind die Bereiche mit der besseren Ortsauflösung.

Gleichung 5.9 berechnete Gesamtrekonstruktionsfehler in Abhängigkeit von der Trefferposition im Pixel aufgetragen. Der Rekonstruktionsfehler ist an den Punkten am größten, die weit vom Mittelpunkt entfernt sind, bei denen die Ladungsteilung aber so gering ist, dass die Signalamplituden in den Nachbarnpixeln die Schwelle nicht überschreiten (bzw. dass das Rauschen dafür sorgt, dass die Signalamplituden häufig unter die Schwelle "gestreut" werden); in diesem Falle wird der Treffer auf die Pixelmitte zurückrekonstruiert, auch wenn die tatsächliche Trefferposition weit von der Mitte entfernt ist. An den Pixelgrenzen hingegen ist der Rekonstruktionsfehler am kleinsten, da dort am häufigsten Ladungsteilung auftritt, welche für die Rekonstruktion verwendet werden kann.

5.3.2.3 η -Funktion

Ein sehr häufig bei Streifen- und Pixeldetektoren verwendeter und gut untersuchter Rekonstruktionsalgorithmus ist die Ortsrekonstruktion mittels der sogenannten η -Funktion

[Bel83, Tre02, Tur93]. Vorteilhaft bei diesem Algorithmus ist, dass sich zum einen die Rekonstruktionsfunktion sehr einfach messen lässt und zum anderen die exakte Form der Ladungswolke nicht bekannt sein muss. Ein weiterer Vorteil ist, dass bei einer homogenen Verteilung von Trefferpositionen die rekonstruierten Positionen wieder homogen über den Sensor verteilt sind, was für die Bildgebung u.U. eine ebenso interessante Eigenschaft sein kann wie ein kleiner Rekonstruktionsfehler.

Die Variable η beschreibt die Ladungsteilung zwischen zwei Spalten bzw. Zeilen von Pixeln; für die x-Richtung (analog für die y-Richtung) ist sie definiert als

$$\eta_x = \frac{A_l}{A_l + A_r} \quad (5.17)$$

wobei A_l die Pulshöhe in der linken und A_r die Pulshöhe in der rechten der beiden Spalten mit der höchsten Signalamplitude sind. Um eine Ortsrekonstruktion durchführen zu können, reicht es aus, die Verteilung der η für eine ausreichend große Anzahl N_0 von homogen über den Pixel verteilten Treffern zu kennen. Es ist klar, dass diese η -Verteilung - genau wie die Ladungsteilung - vom SNR und der Breite der Ladungswolke abhängt. Unter der Annahme, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für alle Trefferpositionen im Pixel die gleiche ist, lässt sich der Ort des Trefferereignisses durch

$$x_{rec} = x_r - p_x F(\eta) \quad (5.18)$$

zurückrekonstruieren. Hierbei sind x_r die Position der rechten Spalte und p_x die Breite der Spalten; die Rekonstruktionsfunktion $F(\eta)$ ist definiert als

$$F(\eta) = \frac{1}{N_0} \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta'} d\eta' , \quad (5.19)$$

wobei wiederum $dN/d\eta$ die η -Verteilung ist. $F(\eta)$ bildet die verschiedenen η -Werte in den Wertebereich $[0, 1]$ gleichmäßig ab, so dass die rekonstruierten Positionen wieder homogen über den Pixel verteilt sind. In Abbildung 5.9 sind η -Verteilung und Rekonstruktionsfunktion $F(\eta)$ für unterschiedliches SNR aufgetragen. Wird nur in einer der beiden zur Rekonstruktion verwendeten Spalten bzw. Zeilen eine von Null verschiedene Signalamplitude nachgewiesen, nimmt η entweder den Wert $\eta = 0$ oder $\eta = 1$ an. Da in einer relativ grossen Umgebung des Pixelzentrums bei einem Treffer kaum Ladungsteilung stattfindet, weisen die η -Verteilungen daher Maxima in der Nähe von $\eta = 0$ oder $\eta = 1$ auf. Für ein unendlich hohes SNR sind diese Maxima scharf und liegen exakt bei $\eta = 0$ und $\eta = 1$. Durch Rauschen wird diese "ideale" Verteilung verschmiert, so dass sich die Maxima verbreitern und von den Punkten $\eta = 0$ und $\eta = 1$ entfernen. Dieser Effekt ist um so größer, je niedriger das SNR ist, was auch in Abbildung 5.9 zu erkennen ist.

Die Residuenverteilung in Abbildung 5.10 hat ihren Maximalwert bei 0, was zeigt, dass bei einer Rekonstruktion mit der η -Verteilung kein prinzipieller Fehler gemacht wird wie bei der linearen Rekonstruktion.

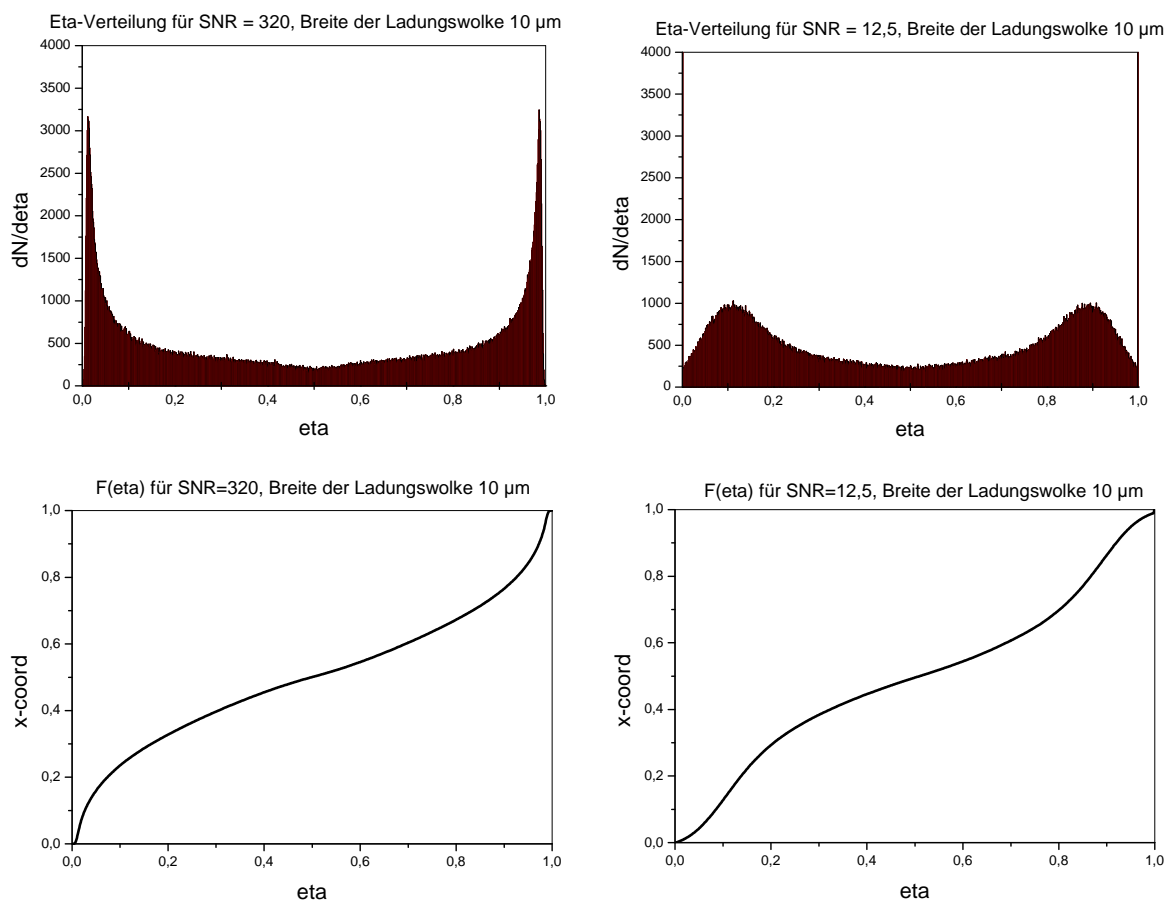


Abbildung 5.9: *Eta* -und Rekonstruktionsfunktionen für eine Ladungswolke der Breite $10\ \mu\text{m}$. Links: für $\text{SNR} = 320$. Rechts: für $\text{SNR} = 12,5$.

In Abbildung 5.11 ist die Ortsauflösung in x sowie das Verhältnis der Rekonstruktionsfehler in x - und y -Richtung in Abhängigkeit von der Breite der Ladungswolke und dem SNR aufgetragen. Wie auch bei der linearen Rekonstruktion wird der Rekonstruktionsfehler für breitere Ladungswolken und größeres SNR kleiner. Für sehr breite Ladungswolken wird die Ortsauflösung wieder schlechter, da sich die Ladungswolke auf zu viele Pixel verteilt und das SNR pro Pixel kleiner wird. Der Rekonstruktionsfehler in y -Richtung ist kleiner als der Rekonstruktionsfehler in x -Richtung, da aufgrund der versetzten Geometrie durch das teilweise Hinzuziehen der Pixel in den Nachbarspalten für die y -Rekonstruktion zusätzliche y -Information gewonnen wird.

Für ein großes SNR ist die Ortsauflösung in y -Richtung zwar immer noch besser als für niedrigere SNR , sie ist jedoch schlechter als die Ortsauflösung in x -Richtung. Dies hat folgenden Grund: Für die y -Rekonstruktion werden nur die Pixel einer Spalte verwendet. Die gesammelte Ladungsmenge und somit auch das SNR in den Pixeln einer Spalte ist aufgrund von Ladungsteilung zwischen benachbarten Spalten jedoch abhängig von der x -Position des Treffers. Da die η -Funktion sich für verschiedene SNR unterscheidet,

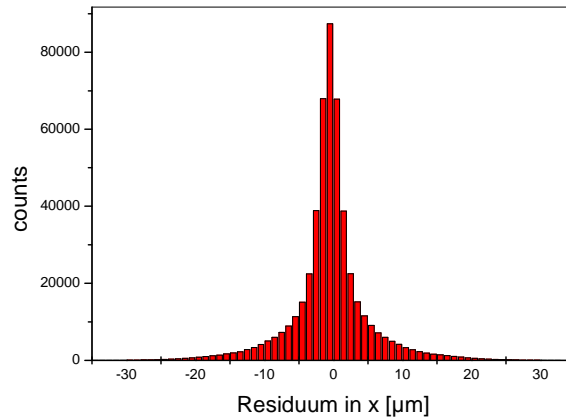


Abbildung 5.10: Residuenverteilung in x -Richtung für eine Ladungswolke mit $10\ \mu\text{m}$ Ausdehnung und einem SNR von 25 bei Rekonstruktion mit der η -Verteilung

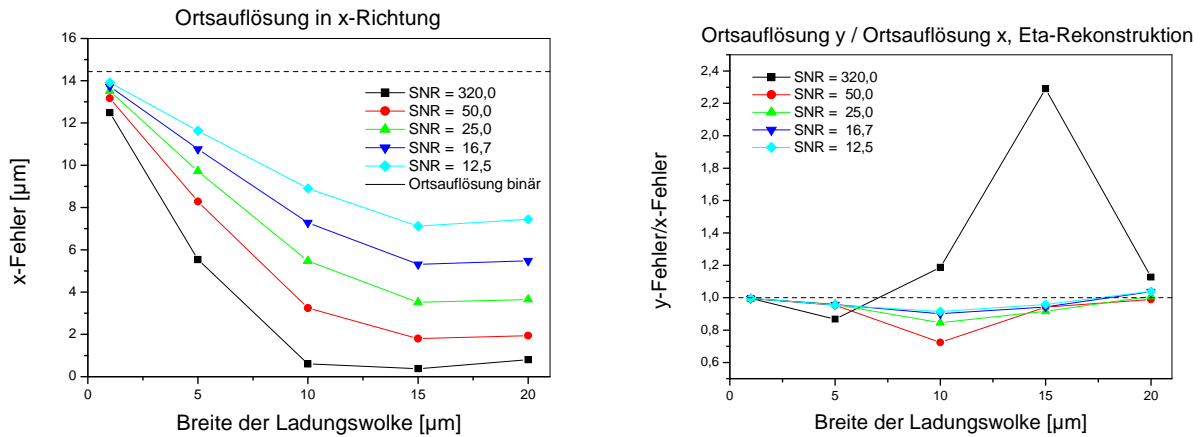


Abbildung 5.11: Rekonstruktionsfehler bei Rekonstruktion mit der η -Verteilung in Abhängigkeit vom SNR und der Breite der Ladungswolke. Links: Ortsauflösung in x -Richtung. Rechts: Verhältnis zwischen Ortsauflösung in y - und x -Richtung.

ist sie damit streng genommen nicht unabhängig von der x -Position des Treffers. Dies macht sich bei großem SNR besonders bemerkbar, da hier eine Änderung des SNR einen größeren Einfluß auf $F(\eta)$ hat als bei kleinem SNR . Untersuchungen zeigten, dass der Effekt sich durch kompliziertere positionsabhängige η -Algorithmen bei einem $\text{SNR} = 320$ stark reduzieren ließ; für alle anderen SNR führten diese Algorithmen jedoch nur zu einer Verbesserung der Ortsauflösung um weniger als 3% und wurden daher hier nicht weiter verwendet.

Abbildung 5.12 zeigt den Rekonstruktionsfehler in beiden Ortsrichtungen und den nach Gleichung 5.9 berechneten Gesamtrekonstruktionsfehler in Abhängigkeit von der Trefferposition im Pixel. Wie bei der linearen Rekonstruktion ist der Fehler an den Punkten am größten, an denen das Signal in den Nachbarpixeln so klein ist, dass sie auf die Pi-

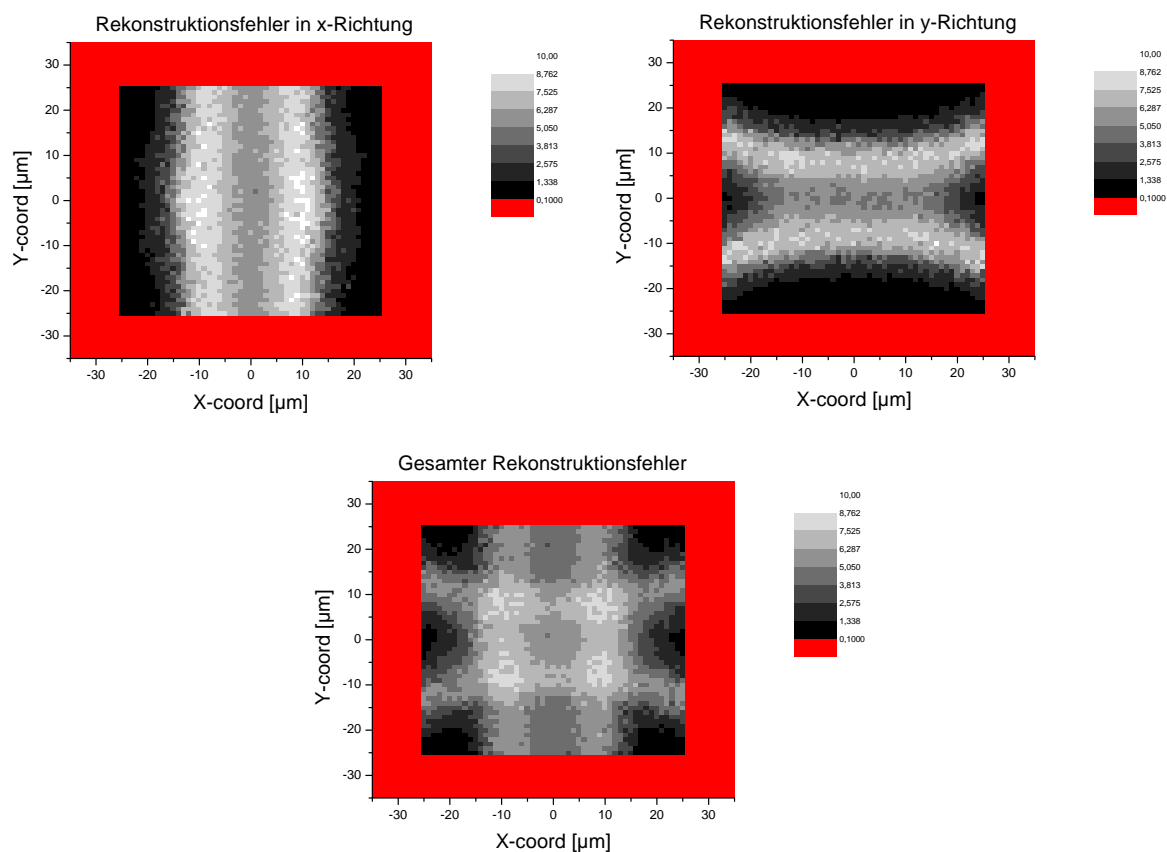


Abbildung 5.12: *Rekonstruktionsfehler bei Rekonstruktion mit der η -Funktion in Abhängigkeit von der Trefferposition für eine Ladungswolke mit $10\ \mu\text{m}$ Ausdehnung und einem SNR von 25. Links oben: in x -Richtung. Rechts oben: in y -Richtung. Unten: Gesamtrekonstruktionsfehler. Die dunkleren Bereiche sind die Bereiche mit der besseren Ortsauflösung.*

xelmitte zurückrekonstruiert werden, obgleich sie weit von der Mitte entfernt sind. In der Rekonstruktionsfunktion $F(\eta)$ in Abbildung 5.9 entspricht das den Bereichen mit der größten Steigung. Es ist zu sehen, dass der Rekonstruktionsfehler in y -Richtung an den Spaltengrenzen kleiner wird; das ist genau der Bereich, in dem das Signal in den Pixeln der Nachbarspalte ausreichend groß ist, um sie zur Rekonstruktion hinzuziehen zu können.

5.3.2.4 Rekonstruktion mittels Lookup-Tabelle

Bei der Ortsrekonstruktion mit Hilfe einer Lookup-Tabelle werden für bekannte Trefferpositionen die erwarteten Pulshöhen im getroffenen Pixel und seinen Nachbarn - d.h. die Signale bei einem unendlich großen SNR - in eine Tabelle geschrieben. Tritt nun ein Trefferereignis ein, so werden die Signalamplituden dieses Ereignisses mit den in der Ta-

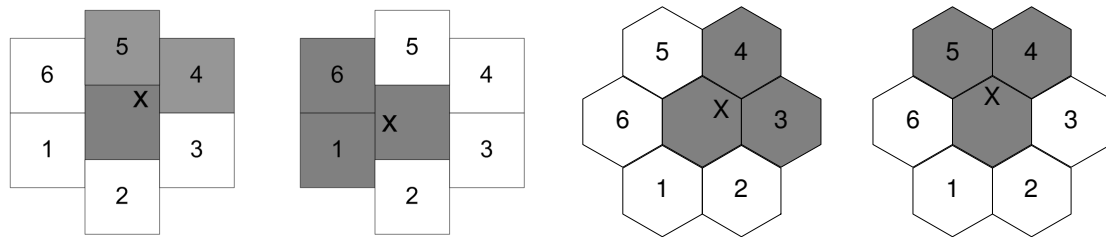


Abbildung 5.13: Zur Rekonstruktion mit Lookup-Tabelle verwendete Pixel für verschiedene Trefferpositionen (durch x gekennzeichnet) und für quadratische und hexagonale Geometrie.

belle vorhandenen Werten verglichen; die rekonstruierte Position entspricht der Position, für die die Abweichung zwischen gemessenen und Tabellenwerten minimal ist.

Im Gegensatz zu den in den vorherigen Kapiteln besprochenen Algorithmen handelt es sich hierbei um einen echt zweidimensionalen Rekonstruktionsalgorithmus, da x - und y -Richtung nicht unabhängig voneinander behandelt werden. Die Rekonstruktion mit der Lookup-Tabelle kann als einziger Algorithmus auf alle Pixelgeometrien angewandt werden und ist nicht auf eine rechteckige Pixelgeometrie limitiert.

Am Rande sei bemerkt, dass der Rekonstruktionsalgorithmus für den Grenzfall, dass die Tabelle sämtliche möglichen Trefferpositionen im Pixel enthält, einen sogenannten Gaussfit darstellt, falls die Ladungswolke ebenfalls gaussförmig ist; beim Vergleich der gemessenen Signalamplituden mit den Tabellenwerten werden die Messwerte im Prinzip an die gaussförmige Ladungsverteilung angepaßt.

Bei den Simulationen enthielt die Lookup-Tabelle die Pulshöhen für Trefferpositionen im Pixel mit einer Schrittweite von $1\mu\text{m}$ in beiden Dimensionen¹¹. Bei der Rekonstruktion wurden nur immer jeweils drei Pixel mit den Werten der Tabelle verglichen: der zentrale Pixel sowie die zwei benachbarten Pixel mit der höchsten Amplitude. Schematisch ist dies für eine quadratische und hexagonale Geometrie in Abbildung 5.13 für je zwei Fälle dargestellt.

Aus den Residuenverteilungen für quadratische und hexagonale Geometrie in Abbildung 5.14 ist wieder ersichtlich, dass bei der Ortsrekonstruktion mithilfe einer Lookup-Tabelle kein prinzipieller Fehler gemacht wird wie bei der linearen Interpolation: das wahrscheinlichste Residuum liegt wieder bei 0.

Quadratische Pixelgeometrie Die Ergebnisse der Simulationen für die Ortsauflösung in beiden Dimensionen bei quadratischer Pixelgeometrie sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Das Verhalten für verschiedene SNR und Ausdehnungen der Ladungswolke entspricht dem Verhalten, welches bereits bei der linearen Interpolation und der Rekonstruktion mittels der η -Verteilung beobachtet werden konnte, d.h. der Rekonstruktionsfehler

¹¹hiermit stellt $1\mu\text{m}/\sqrt{12} = 0.29\mu\text{m}$ die untere Grenze für die in den Simulationen erreichbare Ortsauflösung dar.

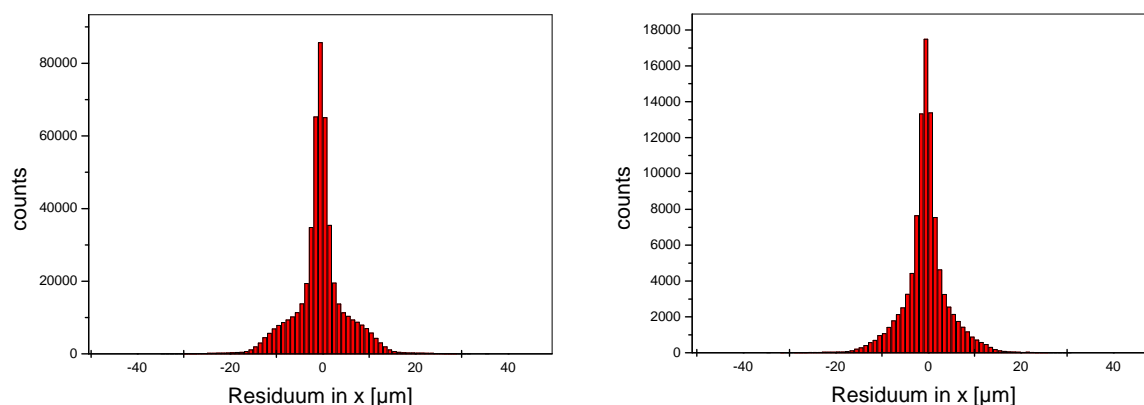


Abbildung 5.14: Residuenverteilung in x -Richtung für eine Ladungswolke mit $10\ \mu\text{m}$ Ausdehnung und einem SNR von 25 bei Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle. Links: quadratische Pixelgeometrie. Rechts: hexagonale Geometrie.

wird zunächst kleiner bei höherem SNR und breiterer Ladungswolke, um bei sehr breiten Ladungswolken wieder anzusteigen.

Es ist zu erkennen, dass der Rekonstruktionsfehler in y -Richtung kleiner ist als in x -Richtung. Der Grund hierfür liegt in der versetzten Geometrie der Pixel, die dazu führt, dass häufiger signifikante Ladungsteilung zwischen Pixeln in y -Richtung auftritt und somit mehr y -Information zur Verfügung steht; werden beispielsweise wie in Abbildung 5.13 außer dem zentralen Pixel die Pixel 4 und 5 zur Rekonstruktion hinzugezogen, so tragen aufgrund der versetzten Anordnung alle Pixel wegen ihrer unterschiedlichen y -Koordinaten y -Information, während in x -Richtung durch Pixel 5 kaum neue Information gewonnen wird, da seine x -Position die gleiche ist wie die des zentralen Pixels. Für ausgedehnte Ladungswolken wird der Unterschied zwischen den Rekonstruktionsfehlern in x - und in y -Richtung kleiner, da hier auch in x -Richtung häufiger Ladungsteilung stattfindet, so dass die Trefferposition sich auch in x -Richtung besser rekonstruieren lässt.

Bei einem kleinen SNR muss verhältnismäßig mehr Ladungsteilung stattfinden, damit die in den Nachbarn des getroffenen Pixel gesammelte Ladungsmenge signifikant größer gegenüber dem Rauschen wird und zu einer Verbesserung der Ortsrekonstruktion führt. Aus diesem Grund gleicht sich für ein kleines SNR die Ortsauflösung in x - und y -Richtung erst bei ausgedehnten Ladungswolken an die für ein großes SNR an. Es ist zu erkennen, dass für ein $SNR = 320$ die Ortsauflösung in x - und y -Richtung bei einer Ladungswolke der Breite $\sigma = 15\ \mu\text{m}$ bereits gleich gut ist. Dass das Verhältnis zwischen Rekonstruktionsfehler in y - und x -Richtung für breitere Ladungswolken wieder abnimmt, liegt an einem subtilen Effekt, auf welchen hier nicht näher eingegangen werden soll ¹².

Der Vorteil der Ortsrekonstruktion in y -Richtung gegenüber der in x -Richtung ist noch

¹²Auch wenn das Verhältnis zwischen der Ortsauflösung in y - und x -Richtung kleiner wird, so ist bei einer Ladungswolke der Breite $20\ \mu\text{m}$ die Ortsauflösung mit $0.42\ \mu\text{m}$ in y - und mit $0.43\ \mu\text{m}$ in x -Richtung immer noch erheblich besser als für ein niedrigeres SNR .

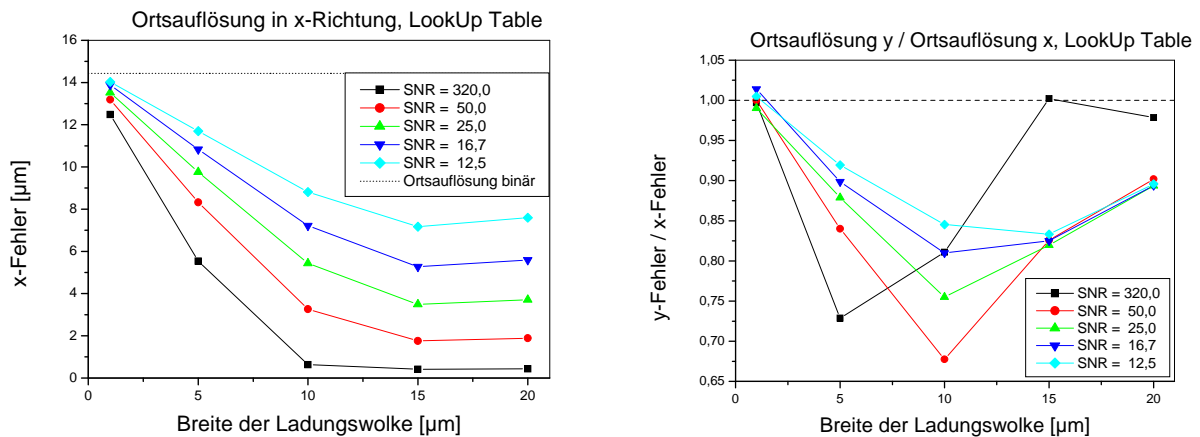


Abbildung 5.15: Rekonstruktionsfehler bei Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle und quadratischer Pixelgeometrie in Abhängigkeit vom SNR und der Breite der Ladungswolke. Links: Ortsauflösung in x-Richtung. Rechts: Verhältnis zwischen Ortsauflösung in y- und x-Richtung.

deutlicher zu sehen, wenn der Ortsfehler in Abhängigkeit von der Trefferposition in Abbildung 5.16 betrachtet wird. An den Spaltenrändern findet Ladungsteilung statt; da jeder Pixel y-Information trägt, verbessert sich dort die Ortsauflösung erheblich. Dies ist auch in Abbildung 5.16 unten zu erkennen, wo der nach Gleichung 5.9 berechnete Gesamtrekonstruktionsfehler in Abhängigkeit von der Trefferposition im Pixel aufgetragen ist. In Abbildung 5.15 ist zu sehen, dass sich für große Ladungswolken die Ortsauflösung in x-Richtung der in y-Richtung zunehmend angleicht; dies liegt daran, dass bei einer großen Ladungswolke generell mehr Ladungsteilung stattfindet, und so auch in Pixeln, die x-Information besitzen, häufiger ein Signal gemessen wird.

Hexagonale Pixelgeometrie In Abbildung 5.17 sind die Ergebnisse für die Ortsauflösung in x-Richtung und das Verhältnis zwischen Rekonstruktionsfehler in y- und in x-Richtung aufgetragen. Das Verhalten der Ortsauflösung in Abhängigkeit von Breite der Ladungswolke und Rauschen ist das gleiche wie für eine quadratische Pixelgeometrie. Es ist zu sehen, dass sich Ortsauflösung in x- und y-Richtung kaum voneinander unterscheiden. Die kleinen auftretenden Unterschiede sind darauf zurückzuführen, dass ein hexagonaler Pixel in y-Richtung im Maximum (von Spitze zu Spitze) zwar länger ist als in x-Richtung, im Schnitt aber aufgrund der hexagonalen Geometrie in y-Richtung häufiger als in x-Richtung Ladungsteilung auftritt, was sich auf die Ortsauflösung für verschieden breite Ladungswolken unterschiedlich stark auswirkt. In Abbildung 5.18 ist der mittlere Ortsfehler in Abhängigkeit von der Trefferposition aufgetragen. Es ist zu sehen, dass die Bereiche mit der schlechtesten Ortsauflösung wieder die Bereiche sind, die nicht in der Pixelmitte liegen, die aber dennoch auf den Pixelmittelpunkt zurückrekonstruiert werden, da kaum Ladungsteilung mit den benachbarten Pixeln auftritt.

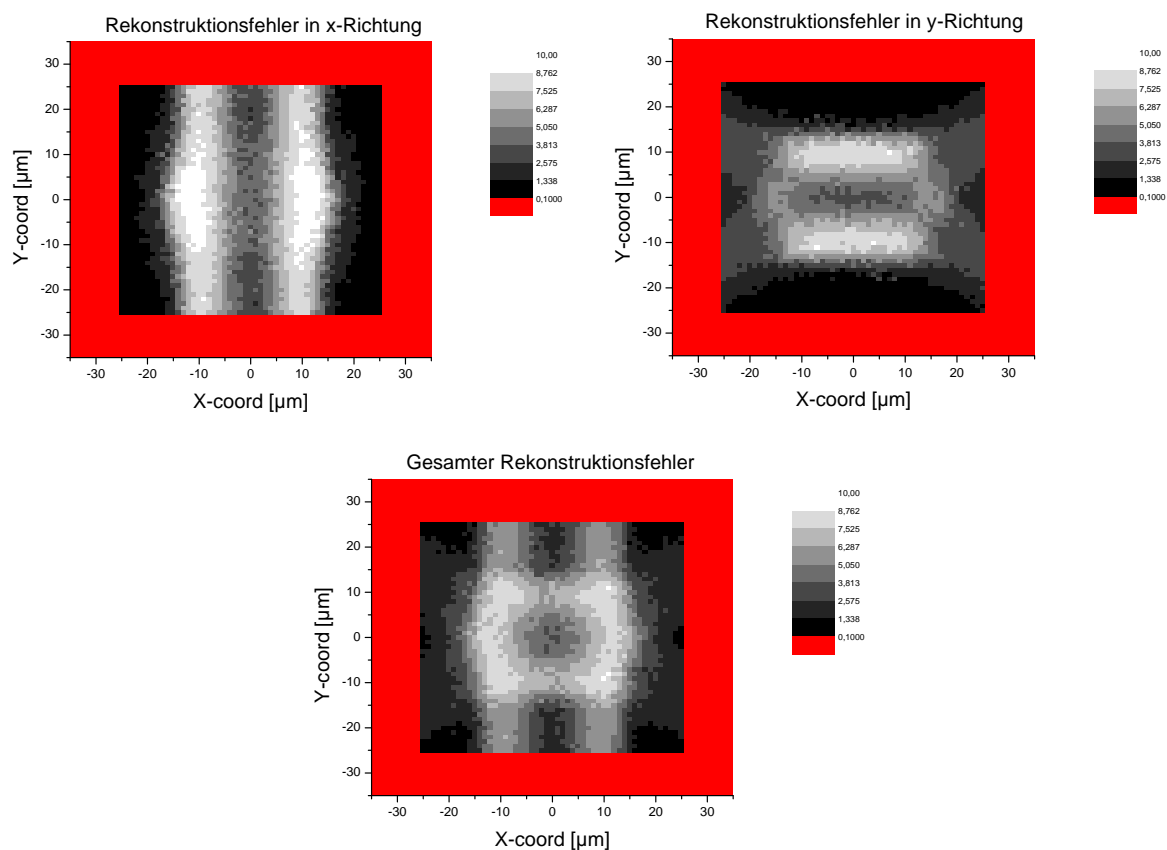


Abbildung 5.16: Rekonstruktionsfehler bei Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle und quadratischer Pixelgeometrie in Abhängigkeit von der Trefferposition für eine Ladungswolke mit $10\ \mu\text{m}$ Ausdehnung und einem SNR von 25. Links oben: in x -Richtung. Rechts oben: in y -Richtung. Unten: Gesamtrekonstruktionsfehler. Die dunkleren Bereiche sind die Bereiche mit der besseren Ortsauflösung.

5.3.3 Diskussion der Ergebnisse

5.3.3.1 Vergleich der Rekonstruktionsalgorithmen

In Abbildung 5.19 sind die verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen miteinander verglichen.

Wie zu erwarten ist der Ortsfehler bei der linearen Interpolation in den meisten Fällen größer als beispielsweise bei der Rekonstruktion mithilfe der η -Funktion, was auf den prinzipiellen Fehler zurückzuführen ist, der bei der linearen Interpolation gemacht wird. Für große Ladungswolken wird der Unterschied zwischen den Algorithmen kleiner, was daran liegt, dass sich große Ladungswolken besser durch eine kastenförmige Ladungsverteilung annähern lassen und somit dieser prinzipielle Fehler kleiner wird. Für ein kleines SNR wird die lineare Interpolation sogar besser als die Interpolation mithilfe der η -Verteilung.

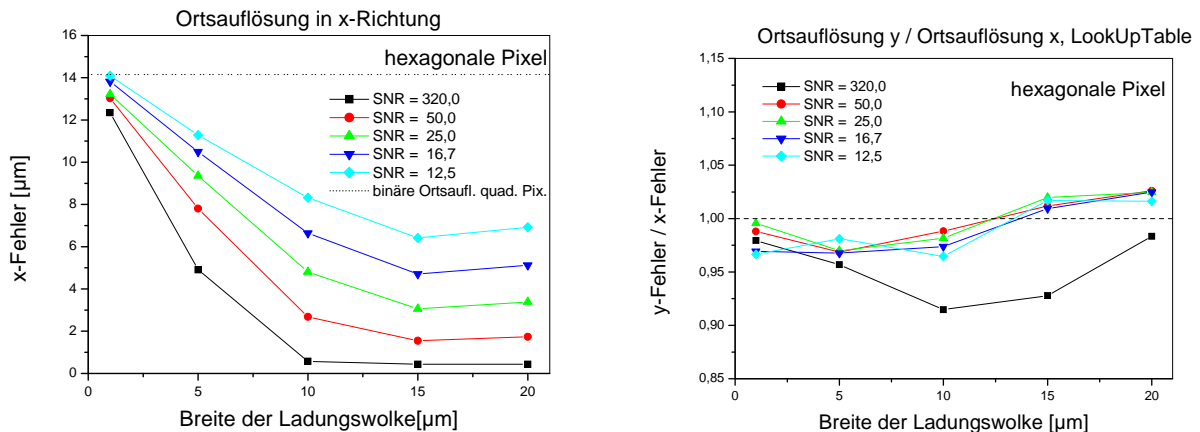


Abbildung 5.17: Ortsauflösung bei hexagonaler Pixelgeometrie in Abhängigkeit vom SNR und der Breite der Ladungswolke. Links: Ortsauflösung in x-Richtung. Rechts: Verhältnis zwischen Ortsauflösung in y- und x-Richtung.

Dies liegt daran, dass der prinzipielle Fehler der linearen Interpolation durch eine geringere Anfälligkeit gegenüber dem Rauschen, d.h. durch einen kleineren "statistischen" Fehler, kompensiert wird.

In x-Richtung bringt die Rekonstruktion mittels Lookup-Tabelle gegenüber der Rekonstruktion mithilfe der η -Funktion keine Vorteile: Die Ortsauflösung ist hier etwa gleich gut. In y-Richtung hingegen werden bei der Rekonstruktion mittels einer Lookup-Tabelle alle Pixel, die y-Information tragen, auch für die Ortsrekonstruktion verwendet, wodurch hier eine Verbesserung der Ortsauflösung gegenüber der η -Rekonstruktion erreicht wird. Es sollte hier noch einmal erwähnt werden, dass dieser Vorteil der Rekonstruktion mittels Lookup-Tabelle nur auf die versetzte Anordnung der Pixel zurückzuführen ist.

Der beste Rekonstruktionsalgorithmus hängt somit von den Anforderungen und den jeweiligen Eigenschaften des benutzten Systems ab. So führt allgemein eine Rekonstruktion mithilfe einer Lookup-Tabelle zu der besten Ortsauflösung. Bei sehr hohem Rauschen aber mag es auch ausreichen, eine simple lineare Interpolation zu verwenden; die komplizierteren Rekonstruktionsalgorithmen der η -Funktion und der Lookup-Tabelle bringen in diesem Fall keine Vorteile. Die Rekonstruktion mithilfe einer Lookup-Tabelle führt gegenüber der η -Funktion nur in einer Dimension zu einer Verbesserung der Ortsauflösung; in den meisten Fällen ist diese Verbesserung kleiner als 10%. Abgesehen davon ist die Rekonstruktion mittels Lookup-Tabelle der einzige Algorithmus, der unabhängig von der Pixelgeometrie ist. Demgegenüber steht eine sehr leichte Messbarkeit der η -Verteilung und der Vorteil der homogenen Verteilung der rekonstruierten Trefferpositionen, was gerade in bildgebenden Verfahren wichtig ist. Daher ist es in gewissen Anwendungen möglicherweise interessanter, auf die Verbesserung der Ortsauflösung zugunsten dieser Vorteile zu verzichten und die Ortsrekonstruktion mithilfe einer η -Verteilung durchzuführen.

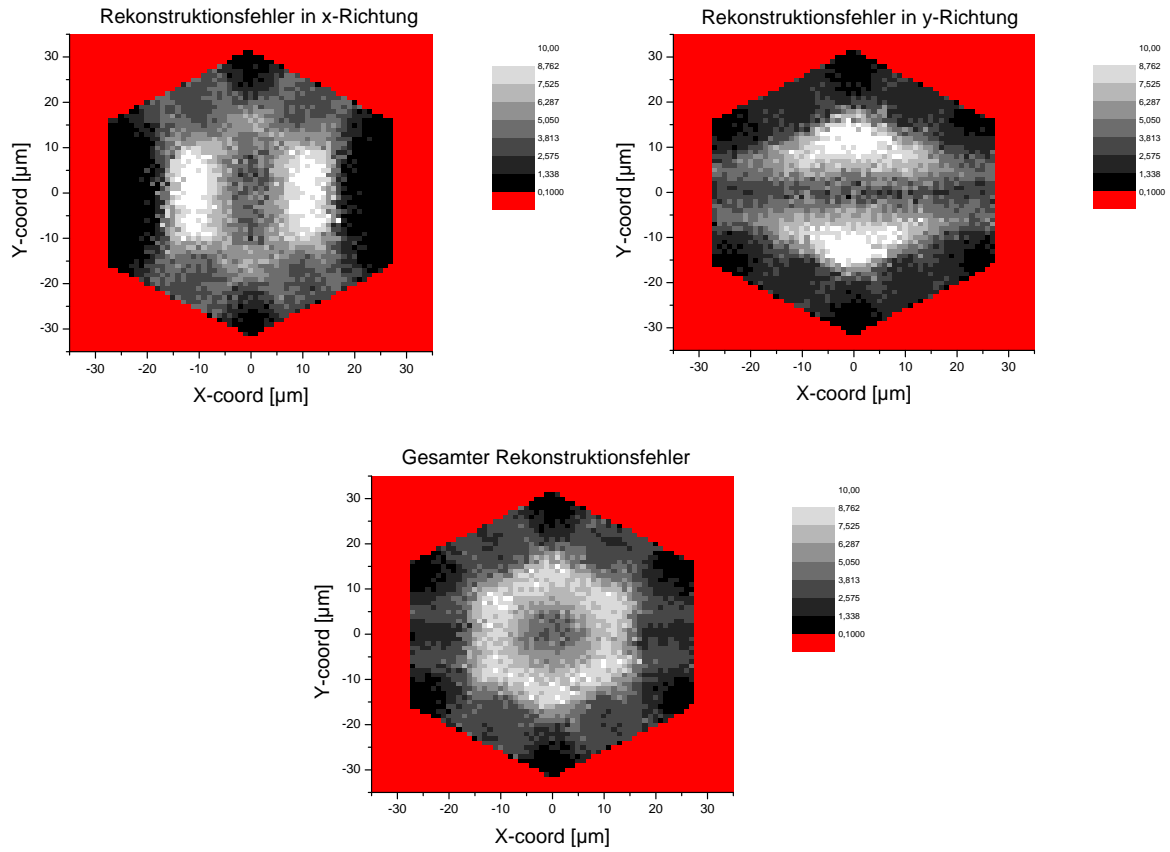


Abbildung 5.18: *Rekonstruktionsfehler bei hexagonaler Pixelgeometrie in Abhängigkeit von der Trefferposition für eine Ladungswolke mit $10\ \mu\text{m}$ Ausdehnung und einem SNR von 25. Links oben: in x-Richtung. Rechts oben: in y-Richtung. Unten: Gesamtrekonstruktionsfehler. Die dunkleren Bereiche sind die Bereiche mit der besseren Ortsauflösung.*

5.3.3.2 Vergleich verschiedener Pixelgeometrien

Es wurde nun die Ortsauflösung für quadratische und hexagonale Pixel miteinander verglichen. Da der einzige Rekonstruktionsalgorithmus für eine hexagonale Pixelgeometrie die Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle ist, wurden für den Vergleich auch für quadratische Pixel nur die Ergebnisse bei Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle verwendet. Die Pixel waren so dimensioniert, dass ihre Flächen gleiche Größe hatten, d.h. die Pixelbreite in x-Richtung war bei quadratischen Pixeln $50\ \mu\text{m}$ und bei hexagonalen $53.7\ \mu\text{m}$.

In Abbildung 5.20 sind die Rekonstruktionsfehler in x- und y-Richtung sowie der gesamte Rekonstruktionsfehler σ_{total} nach Formel 5.9 für eine quadratische und eine hexagonale Pixelgeometrie miteinander verglichen. Die Ortsauflösung in x-Richtung ist für hexagonale Pixel besser als für quadratische Pixel, was darauf zurückzuführen ist, dass in x-Richtung bei hexagonalen Pixeln öfters Ladungsteilung stattfindet, welche für die Rekonstruktion verwendet werden kann. In y-Richtung hingegen ist die Ortsauflösung für

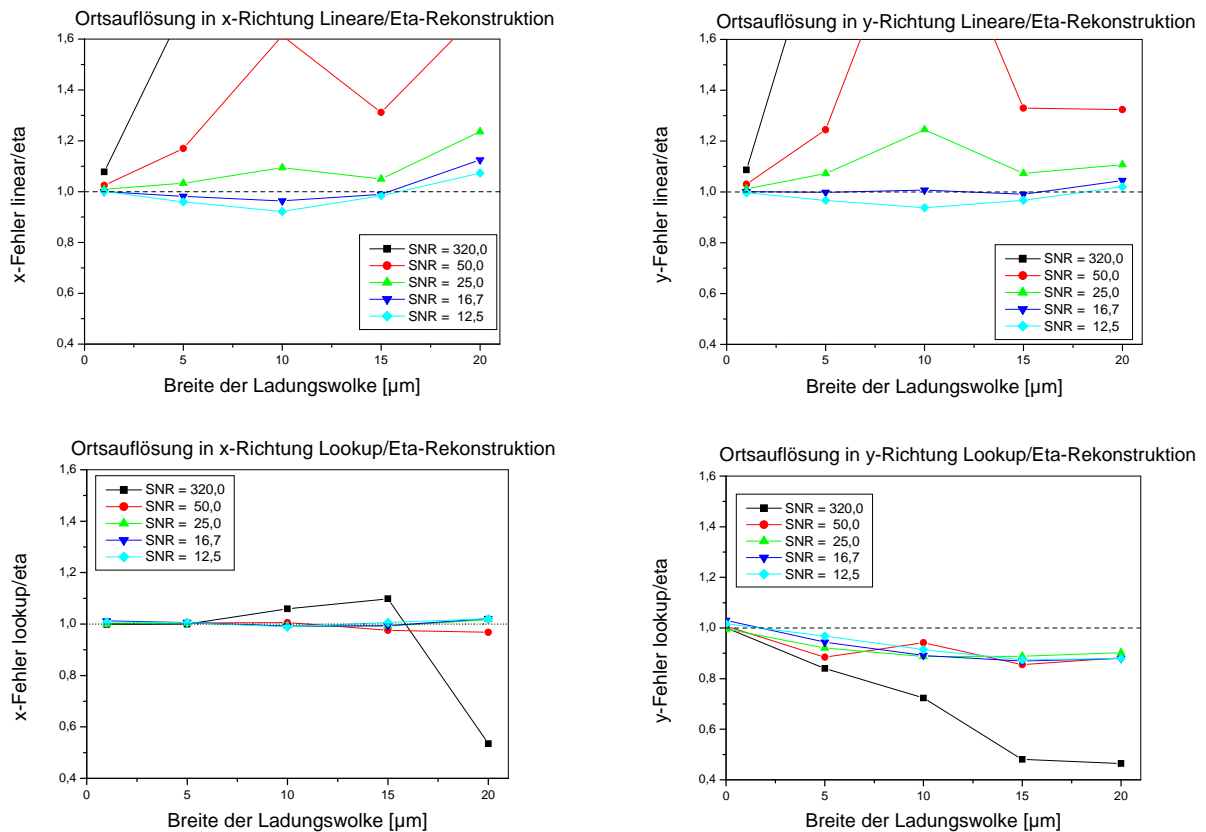


Abbildung 5.19: Vergleich des Rekonstruktionsfehlers bei verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen. Oben: Vergleich zwischen linearer Interpolation und η -Rekonstruktion. Unten: Vergleich zwischen Lookup-Tabelle und η -Rekonstruktion. Links: in y -Richtung. Rechts: in x -Richtung.

eine quadratische Pixelgeometrie besser. Dies liegt daran, dass sowohl hexagonale als auch quadratische Pixel in y -Richtung versetzt angeordnet sind, so dass jeder in der Rekonstruktion verwendete Pixelnachbar y -Information trägt; gleichzeitig haben die hexagonalen Pixel aber insgesamt eine größere Ausdehnung in x - und y -Richtung, so dass seltener Ladungsteilung stattfindet. In den gesamten Rekonstruktionsfehler fließen die Ortsauflösung in x - und y -Richtung beide ein. Obwohl die gesamte Ortsauflösung für hexagonale Pixel in den meisten Fällen besser ist als für quadratische Pixel, so sind die Unterschiede sehr klein ($< 5\%$).

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass bei gleicher Pixelfläche eine hexagonale Pixelgeometrie gegenüber einer gestagerten quadratischen Pixelgeometrie kaum Vorteile bringt, was den gesamten Rekonstruktionsfehler angeht. Dies ist weniger auf die Pixelgeometrie als vielmehr auf die versetzte Pixelanordnung der quadratischen Pixel zurückzuführen; bei einer nichtversetzten Anordnung wäre die Ortsauflösung für hexagonale Pixel in beide Dimensionen besser als für quadratische. Die versetzte Anordnung führt zudem dazu, dass sich für quadratische Pixel die Ortsauflösung in x - und y -Richtung

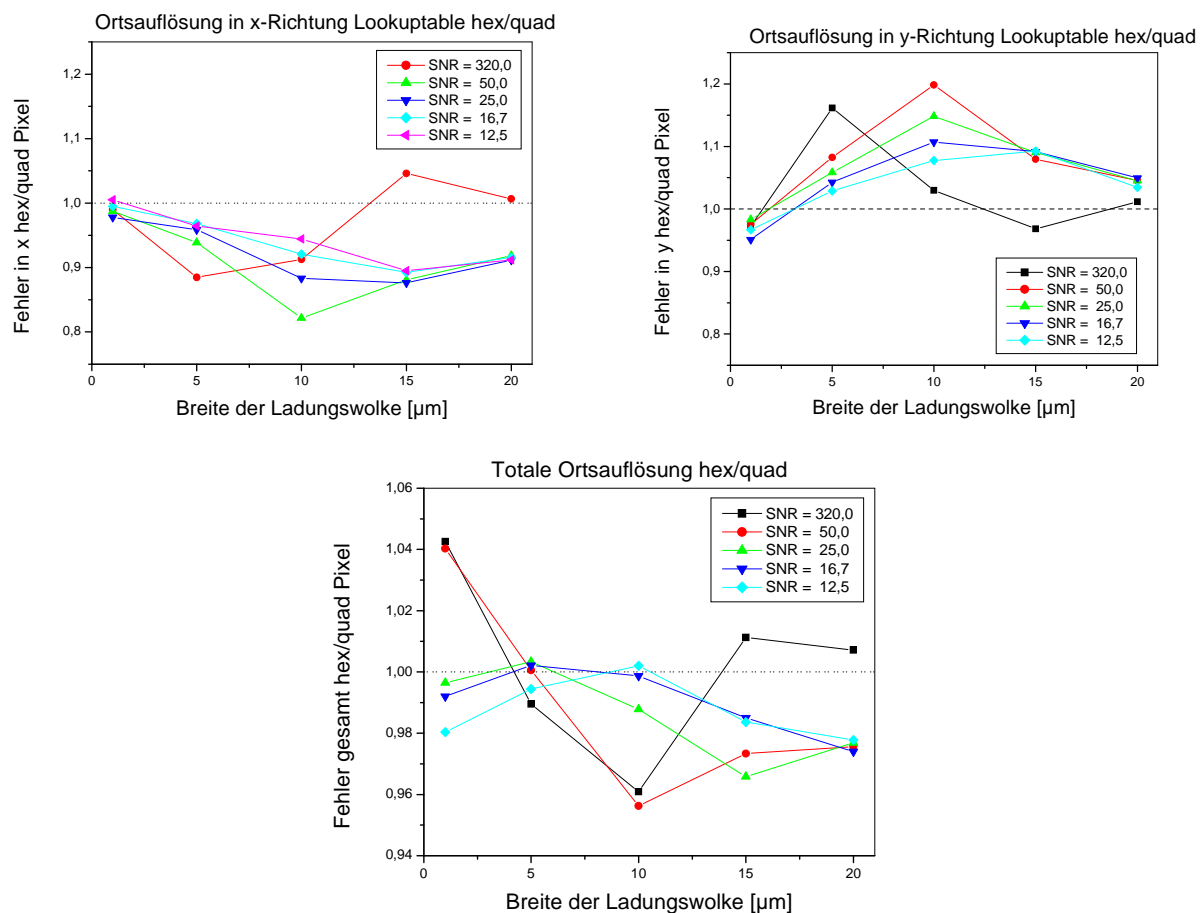


Abbildung 5.20: Vergleich der Ortsauflösung für hexagonale und quadratische Pixelgeometrie. Oben links: in x-Richtung. Oben rechts: in y-Richtung. Unten: gesamt.

stark unterscheidet; für eine in beiden Richtungen gleichmäßig gute Ortsauflösung sollten hexagonale Pixel verwendet werden.

5.4 Messungen zur Ortsauflösung des DEPFET Pixel Bioscopes

Um zum einen die Ortsauflösung des DEPFET Pixel Bioscopes zu bestimmen und zum anderen die theoretischen Untersuchungen des vorigen Kapitels mit experimentellen Daten vergleichen zu können, wurden verschiedene Experimente durchgeführt. Im ersten Teil des Kapitels wird auf Messungen zur Ortsauflösung an einem Lasermessstand eingegangen, der zweite Teil des Kapitels befaßt sich mit Messungen mit einer Teststruktur. Am Ende des Kapitels werden die Ergebnisse zusammengefaßt.

5.4. MESSUNGEN ZUR ORTSAUFLÖSUNG DES DEPFET PIXEL BIOSCOPES¹⁰³

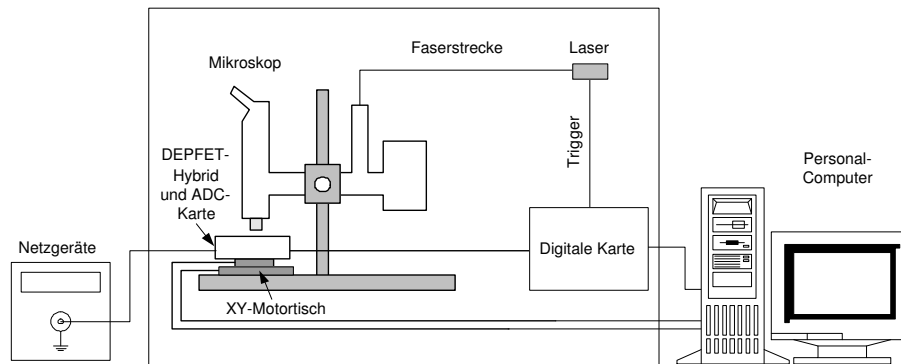


Abbildung 5.21: *Lasermessaufbau zur Bestimmung der Ortsauflösung.*

5.4.1 Messung der Ortsauflösung mit einem Laser

Zunächst wurde die Ortsauflösung des DEPFET Pixel Bioscopes mit einem Laser untersucht. Durch den Laser wird ein Signal erzeugt, welches den Eintritt von Strahlung in den Detektor repräsentiert. Da die tatsächliche Position des Eintrittsortes genau bekannt ist, können so die Genauigkeit der Trefferrekonstruktion untersucht und die Ortsauflösung des Systemes bestimmt werden. Bei den Messungen mit einem Lasermessaufbau wurde nur die Ortsrekonstruktion mithilfe einer Lookup-Tabelle untersucht. Durch die Messungen sollte zum einen die Ortsauflösung des DEPFET-Sensors untersucht und mit den in den Simulationen berechneten Werten verglichen werden, zum anderen sollte demonstriert werden, dass sich die Ortsrekonstruktion mithilfe einer Lookup-Tabelle als Methode für eine Trefferrekonstruktion eignet.

Messaufbau

Ein kurzer Laserlichtpuls (5 ns) wurde in den Strahlengang eines Mikroskops eingekoppelt und auf die Rückseite einer DEPFET-Matrix fokussiert. Der Detektor wurde auf einem computergesteuerten Motortisch befestigt, welcher in $1\ \mu\text{m}$ -Schritten verfahren werden kann, so dass die Position des Sensors genau bekannt war. Das verwendete Laserlicht hat eine Wellenlänge von $\lambda = 635\ \text{nm}$ und dringt im Mittel $\approx 5\ \mu\text{m}$ in den Detektor ein [Sze85]. Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abbildung 5.21 dargestellt.

Zunächst wurde die Breite der Ladungswolke bestimmt. Hierzu wurde der Laser in $1\ \mu\text{m}$ -Schritten in y -Richtung über einen quadratischen Pixel verfahren (Abbildung 5.22). Die Pulshöhen dreier übereinander liegender Pixel in Abhängigkeit vom Eintrittspunkt des Lasers ist in Abbildung 5.22 aufgetragen. Wie erwartet, ist das Signal beim Eintritt in der Pixelmitte maximal und nimmt zu den Pixelgrenzen hin ab. Die Antwort des Pixels wird mathematisch durch die Faltung einer Kastenfunktion mit der Ladungswolke beschrieben. Unter Annahme einer gaußförmigen Ladungswolke lässt sie sich daher in der Umgebung der Pixelkante durch eine Fehlerfunktion beschreiben. Wird nun die Antwortfunktion des

Pixels nach dem Eintrittsort differenziert, ergibt sich wieder die Form der Ladungswolke. Dies ist in Abbildung 5.22 dargestellt. Wird diese Form der Ladungswolke durch eine Gaußfunktion angenähert, so ergibt sich eine Breite der Ladungswolke von

$$\sigma_{\text{Ladungswolke}} = (12.0 \pm 0.2) \mu\text{m} . \quad (5.20)$$

Dieser Wert liegt über dem berechneten Wert für die Breite der Ladungswolke von $\approx 8 \mu\text{m}$, welcher auch gut mit den Messungen an Einzelpixeln übereinstimmte (Kapitel 2.4.3). Der Grund hierfür liegt darin, dass die Annahme einer punktförmigen Ladungsdeposition durch den Laser nicht korrekt ist und der Laserfokus eine gewisse Ausdehnung hat¹³, was zu einer breiteren Ladungswolke führt.

Bestimmung der Ortsauflösung mit einer Lookup-Tabelle

Um eine Lookup-Tabelle zu erzeugen, wurde der Laser in $2 \mu\text{m}$ -Schritten über einen Pixel verfahren, insgesamt $100 \mu\text{m}$ sowohl in x- als auch in y-Richtung (Abbildung 5.23); in jeden dieser Punkte des Gitters wurde mit dem Laser ein Ladungssignal injiziert und die Signalamplituden des getroffenen Pixels sowie seiner Nachbarn aufgenommen. Zur Minimierung statistischer Fehler (Rauschen) wurde dieser Vorgang 1000 mal wiederholt und nur der Mittelwert der Signalamplituden abgepeichert. Da die Laserintensität während der Messungen schwankte (Abbildung 5.23), wurde zwischen je zwei Messungen die Laserintensität in einem Referenzpunkt bestimmt; die bezüglich dieser Referenzmessung relativen Signalamplituden wurden in eine Lookup-Tabelle geschrieben.

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurde der Laser über den gleichen Bereich in $2 \mu\text{m}$ -Schritten verfahren wie bei der Generierung der Lookup-Tabelle. In jeden Gitterpunkt wurde mit dem Laser eine Signalladung injiziert und mithilfe der Lookup-Tabelle die Trefferposition rekonstruiert. Aus der Differenz zwischen der tatsächlichen und der rekonstruierten Position ergibt sich der Rekonstruktionsfehler. Für jeden Gitterpunkt wurde dieser Vorgang 100 mal wiederholt. Auch hier wurde zwischen den einzelnen Messungen die Laserintensität bestimmt und die Signalamplituden auf diese Referenzmessung bezogen.

Ergebnisse und Diskussion

In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse für die mittlere Ortsauflösung in x- und y-Richtung bei quadratischer Pixelgeometrie und für verschiedene SNR aufgeführt. Die Unsicherheit in der Bestimmung des SNR ist auf Intensitätsschwankungen des Lasers während der Versuchsdurchführung zurückzuführen. Der Fehler der Ortsauflösung ergibt sich als die mittlere quadratische Abweichung des Rekonstruktionsfehlers vom Mittelwert. Bei der Rekonstruktion wurde zudem die Schwelle variiert, ab der eine Signalamplitude in den

5.4. MESSUNGEN ZUR ORTSAUFLÖSUNG DES DEPFET PIXEL BIOSCOPES105

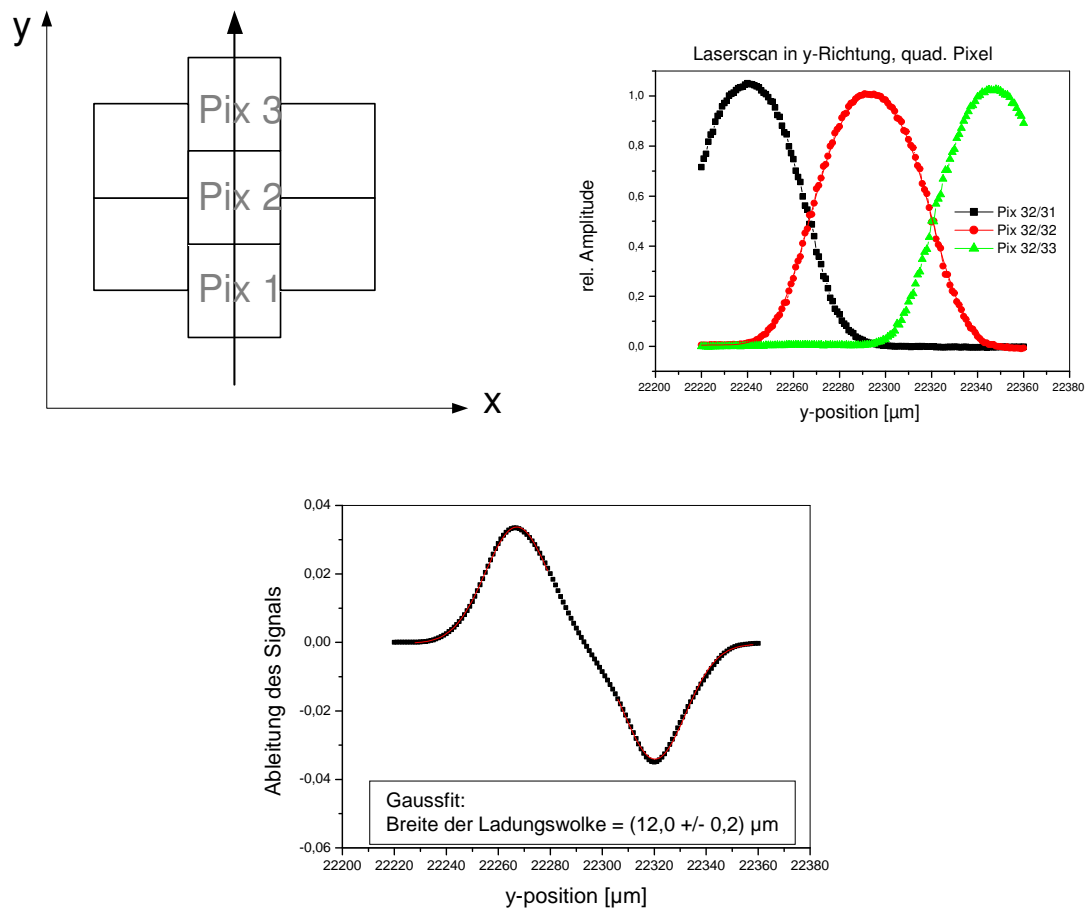


Abbildung 5.22: Bestimmung der Breite der Ladungswolke bei Untersuchungen mit dem Laser. Oben links: schematische Darstellung des Laserscans. Oben rechts: Antwort der Pixel. Unten: Ableitung der Signalamplitude des mittleren Pixels nach der Laserposition und Breite der Ladungswolke.

Nachbarn des zentralen Pixels als echtes Signal gewertet wurde. In Tabelle 5.2 ist auch die Ortsauflösung bei hexagonaler Pixelgeometrie für ein $SNR \approx 30$ aufgeführt.

Es ist zu sehen, dass wie erwartet die Ortsauflösung mit größerem SNR besser wird. Für quadratische Pixel ist der Rekonstruktionsfehler in y-Richtung kleiner als in x-Richtung, was auf die versetzte Geometrie der Pixel zurückzuführen ist; für hexagonale Pixel ist die Ortsauflösung in beide Ortsrichtungen gleich gut. Wie schon in den Simulationen (Kapitel 5.3.2.1) bei Ladungswolken ähnlicher Ausdehnung zu beobachten war, ist die Ortsauflösung bis zu einer Schwelle von etwa $2 \times \text{Rauschen}$ relativ unabhängig von der Schwelle. Bei einer höheren Schwelle werden tatsächliche Signale zu häufig als Rauschen

¹³Die Breite des Laserfokus bei dieser Messung lässt sich aus der gemessenen Breite der Ladungswolke von $12 \mu\text{m}$ und der Breite der Ladungswolke bei punktförmiger Ladungsdeposition von $8 \mu\text{m}$ zu $\sigma_{\text{Laser}} \sim 9 \mu\text{m}$ abschätzen.

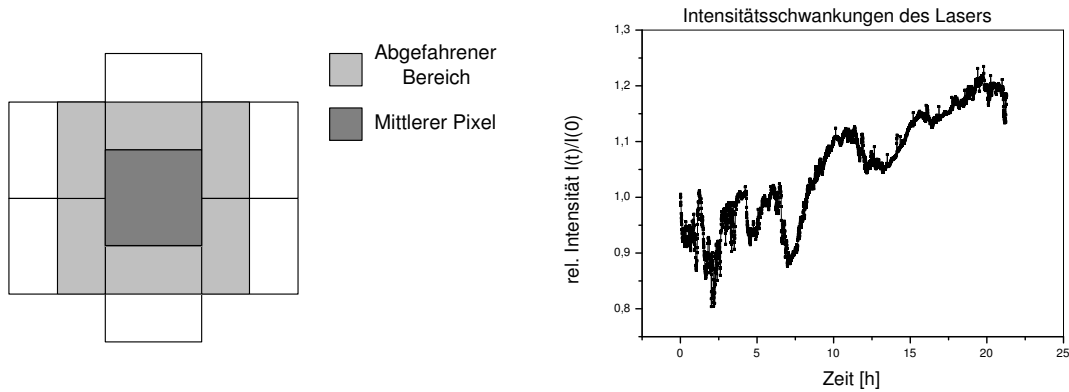


Abbildung 5.23: *Lasermessung zur Bestimmung der Ortsauflösung. Links: mit dem Laser abgefahrener Bereich. Rechts: Intensitätsschwankungen während des Laserscans.*

gewertet, wodurch Information verloren geht und der Rekonstruktionsfehler größer wird.

Bei den Simulationen ergab sich für eine $10\ \mu\text{m}$ breite Ladungswolke für quadratische Pixel bei einem $SNR = 25$ eine Ortsauflösung in x-Richtung von $\Delta_x = 5.4\ \mu\text{m}$ und ein Verhältnis zwischen der Ortsauflösung in x- und y-Richtung von $\Delta_x/\Delta_y = 0.82$ und bei einem $SNR = 50$ ein $\Delta_x = 3.3\ \mu\text{m}$ und $\Delta_x/\Delta_y = 0.83$. Die experimentell bestimmten Werte für den Rekonstruktionsfehler liegen in der gleichen Größenordnung, sind aber etwas kleiner, was auf die breitere Ladungswolke zurückzuführen ist, die auch in den Simulationen für eine bessere Ortsauflösung sorgte. Das Verhältnis zwischen den Rekonstruktionsfehlern in x- und y-Richtung ist in Simulation und Experiment etwa gleich groß.

Für hexagonale Pixel müssen die Ergebnisse der Simulationen skaliert werden, da im Experiment die hexagonalen Strukturen nur eine Breite von $b = 50\ \mu\text{m}$ hatten anstelle von $b = 53.7\ \mu\text{m}$ wie in den Simulationen¹⁴. Eine Ladungswolke der Breite $\sigma = 12\ \mu\text{m}$ bei $b = 50\ \mu\text{m}$ entspricht dann einer Ladungswolke der Breite $\sigma = 12.9\ \mu\text{m}$ bei $b = 53.7\ \mu\text{m}$. Für eine Ladungswolke dieser Breite ergab sich in den Simulationen bei einem $SNR = 25$ eine Ortsauflösung in x-Richtung von $\Delta_x \approx 3.4\ \mu\text{m}$ und ein Verhältnis zwischen der Ortsauflösung in x- und y-Richtung von $\Delta_x/\Delta_y \approx 1$. Die gemessene Ortsauflösung liegt bei $3.2 \pm 0.4\ \mu\text{m}$ und stimmt so mit dem theoretischen Wert gut überein.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass die Ortsrekonstruktion mittels einer Lookup-Tabelle praktikabel ist und dass die gemessene Ortsauflösung gut mit den in den Simulationen berechneten Werten übereinstimmt. Die Ergebnisse aus den Simulationen können somit verwendet werden, um eine Vorstellung von der Ortsauflösung des realen Sensors zu erhalten. Die mit dem Laser bestimmten Werte für die Ortsauflösung des Detektors

¹⁴In den Simulationen wurde die Pixelgröße so gewählt, dass quadratische und hexagonale Pixel die gleiche Fläche hatten.

5.4. MESSUNGEN ZUR ORTSAUFLÖSUNG DES DEPFET PIXEL BIOSCOPES107

Pixel- geometrie	Signal [e^-]	SNR	Schwelle/ Rauschen	x-Rekonstruk- tionsfehler σ_x [μm]	y-Rekonstruk- tionsfehler σ_y/σ_x
quadratisch	3100 ± 300	30.0 ± 3.1	0	3.6 ± 0.5	0.87 ± 0.18
			1	3.6 ± 0.5	0.86 ± 0.17
			2	3.0 ± 0.5	0.82 ± 0.17
			3	5.2 ± 0.7	0.81 ± 0.17
	7050 ± 450	68.6 ± 4.4	0	1.9 ± 0.3	0.79 ± 0.15
			1	1.9 ± 0.3	0.81 ± 0.16
			2	1.9 ± 0.2	0.77 ± 0.15
			3	2.2 ± 0.3	0.70 ± 0.14
	10300 ± 1600	100.7 ± 15.4	0	1.7 ± 0.2	0.94 ± 0.19
			1	1.7 ± 0.2	0.94 ± 0.19
			2	1.7 ± 0.2	0.96 ± 0.19
			3	1.8 ± 0.2	0.86 ± 0.17
hexagonal	3200 ± 200	31.1 ± 3.1	0	3.2 ± 0.4	1.00 ± 0.19
			1	3.2 ± 0.4	1.00 ± 0.19
			2	3.2 ± 0.4	1.00 ± 0.19
			3	3.3 ± 0.4	0.97 ± 0.19

Tabelle 5.2: Mit dem Laser bestimmte Ortsauflösung für verschiedene Pixelgeometrien und verschiedene Signalhöhen.

lassen sich allerdings nur begrenzt auf den Nachweis von Teilchenstrahlung übertragen, da die dort erwartete Ausdehnung der Ladungswolke kleiner ist als die mit dem Laser gemessene.

Aus dem gleichen Grund lässt sich die mit dem Laser generierte Lookup-Tabelle nicht für Experimente mit β - oder γ -Strahlung verwenden. Um hier eine Lookup-Tabelle zu erstellen, müssen andere Verfahren verwendet werden, die es erlauben, den Eintrittsort eines Teilchens genau zu bestimmen. Eine Möglichkeit ist die Verwendung eines Teststrahles [Tre02], eine weitere die Analyse einer sog. Moire-Struktur, die sich ergibt, wenn ein regelmäßiges Gitter auf den Sensor gelegt und der Sensor mit einer radioaktiven Quelle bestrahlt wird; diese Methode wird in Anhang B genauer erläutert.

Da die mit dem Laser gemessene und die in den Simulationen berechnete Ortsauflösung gut übereinstimmen, lassen sich die Ergebnisse der Simulationen auch auf anwendungsbezogenere Fälle übertragen. Für eine Ladungswolke mit einer Ausdehnung von $\approx 8 \mu\text{m}$ und einer Ladungsmenge von der Größe eines mittleren ${}^3\text{H}$ -Signals (β -Zerfall mit einer mitt-

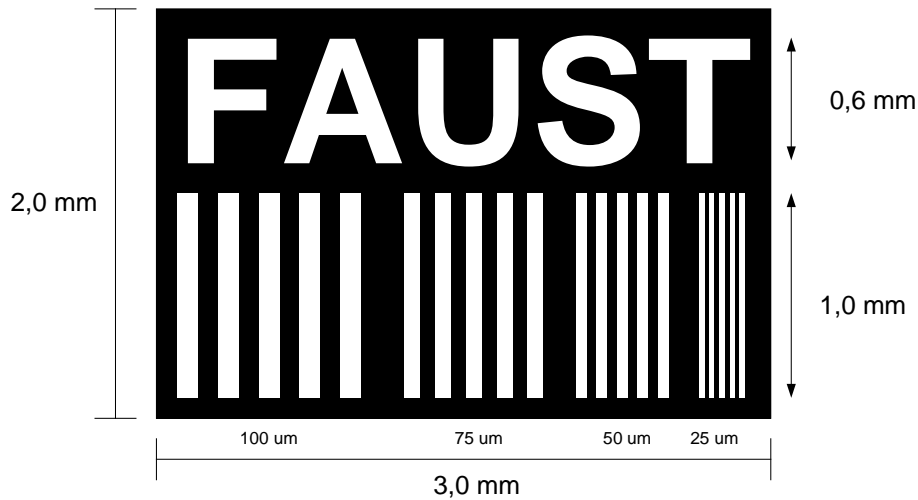


Abbildung 5.24: Zeichnung der zur Messung der Ortsauflösung verwendeten Struktur.

leren Energie von 5.7 keV) wird bei einem gemessenen Rauschen des DEPFET-Detektors von $SNR \approx 120 e^-$ z.B. eine Ortsauflösung in der Größenordnung von $\approx 9.3 \mu\text{m}$ erwartet.

5.4.2 Messung der Ortsauflösung mit einer Teststruktur

Wie in Kapitel 5.1 beschrieben wurde, wird bei bildgebenden Systemen zur Charakterisierung der Ortsauflösung oftmals auch die Modulationstransferfunktion MTF verwendet. Um diese zu bestimmen, wurden mit verschiedenen Röntgenquellen Schattenbilder der in Abbildung 5.24 gezeigten Struktur aufgenommen. Das $75 \mu\text{m}$ dicke Wolframplättchen enthält 4 Gruppen von Linienpaaren. Jede dieser Gruppen besteht aus 5 gleichgroßen linienförmigen Aussparungen, welche durch Stege mit der Breite der Aussparungen voneinander getrennt sind. Die Breite der Linien und Stege betrug für die verschiedenen Gruppen $100 \mu\text{m}$, $75 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$ bzw. $25 \mu\text{m}$, was Ortsfrequenzen von 5 LP/mm , 6.7 LP/mm , 10 LP/mm und 20 LP/mm entspricht.

In Abbildung 5.25 ist das mit dem DEPFET Pixel Bioscope aufgenommene ^{55}Fe -Schattenbild¹⁵ der Struktur gezeigt, wobei die Struktur zur Vermeidung von sog. Aliasing-Effekten [Ove98] unter einem Winkel von 45° auf den Detektor gelegt wurde. Beim linken der beiden Bilder wurde zur Ortsrekonstruktion die lineare Interpolation, beim rechten hingegen die η -Funktion verwendet. Der leichte Schatten um die Struktur ist auf eine dünne Kaptonfolie zurückzuführen, welche zum Schutz des Detektors zwischen Detektor und Probe gelegt wurde. Wie im vorigen Kapitel beschrieben wurde, stand für eine Messung der Ortsauflösung mit einer Lookup-Tabelle keine Tabelle zur Verfügung, da die mit dem Laser ermittelten Daten nicht ohne weiteres auf Messungen mit radioaktiven Quellen übertragbar sind. In diesem Kapitel wird daher die Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle nicht weiter untersucht.

¹⁵Die zwei benachbarten Röntgenlinien von ^{55}Fe liegen bei $K_\alpha = 5.895 \text{ keV}$ und $K_\beta = 6.492 \text{ keV}$.

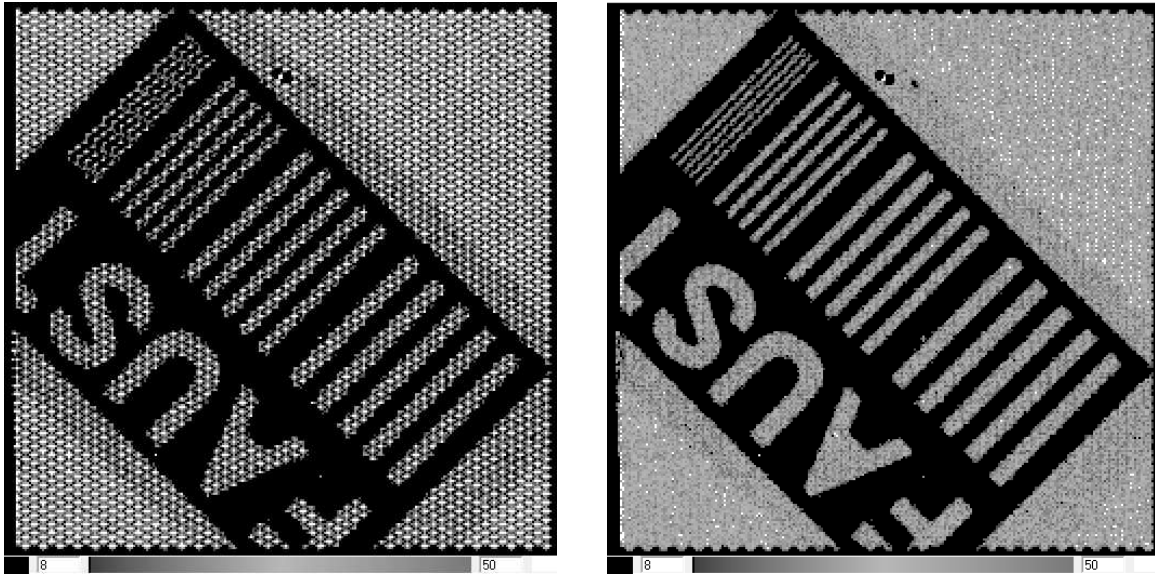


Abbildung 5.25: ^{55}Fe -Schattenbild der Linienstruktur. Links sind die Trefferpositionen mittels einer linearen Interpolation rekonstruiert, rechts mit Hilfe der η -Funktion. Ein Bildpunkt entspricht $12.5 \times 12.5 \mu\text{m}^2$.

Der optische Eindruck ist bei der Rekonstruktion mittels η -Funktion besser, da hier aufgrund der Konstruktion der η -Funktion die rekonstruierten Trefferpositionen bei der homogenen Ausleuchtung eines Detektorpixels wieder homogen im Pixel verteilt sind (s. Kapitel 5.3). Im Gegensatz hierzu sind bei der linearen Interpolation die rekonstruierten Trefferpositionen inhomogen in einem Pixel verteilt. Aus diesem Grund sind die $25 \mu\text{m}$ -Linien bei der Rekonstruktion mittels η -Funktion in Abbildung 5.25 sehr gut zu trennen, während sie bei der linearen Interpolation nur angedeutet sind.

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurde das Bild auf eine Achse senkrecht zu den Linienpaaren projiziert. Das so erhaltene Histogramm ist in Abbildung 5.26 exemplarisch für die Rekonstruktion mittels η -Funktion dargestellt. Auch hier ist zu sehen, dass alle Linien noch gut voneinander getrennt werden können.

Das Bild einer Linienkante ist die Faltung einer idealen Stufenfunktion mit der Linienbildfunktion des Systemes und wird im Falle einer gaußförmigen Linienbildfunktion durch eine Fehlerfunktion beschrieben [Bra81]. Differenzieren des Bildes nach dem Ort liefert dann wieder die Linienbildfunktion des Systemes. In Abbildung 5.27 ist die Ableitung der Trefferverteilung in der Umgebung einer Kante im Bereich der $100 \mu\text{m}$ -Linienpaare gezeigt. Wird an diese Ableitung eine Gaußfunktion angepaßt, so ergibt sich eine Breite der Linienbildfunktion von:

$$\sigma_{\text{Fe55}_\eta} = (6.7 \pm 0.7) \mu\text{m} \quad (5.21)$$

Einsetzen dieses Wertes in Gleichung 5.13 liefert die Ortsfrequenz, bei welcher die MTF -Funktion auf 30% abgefallen ist:

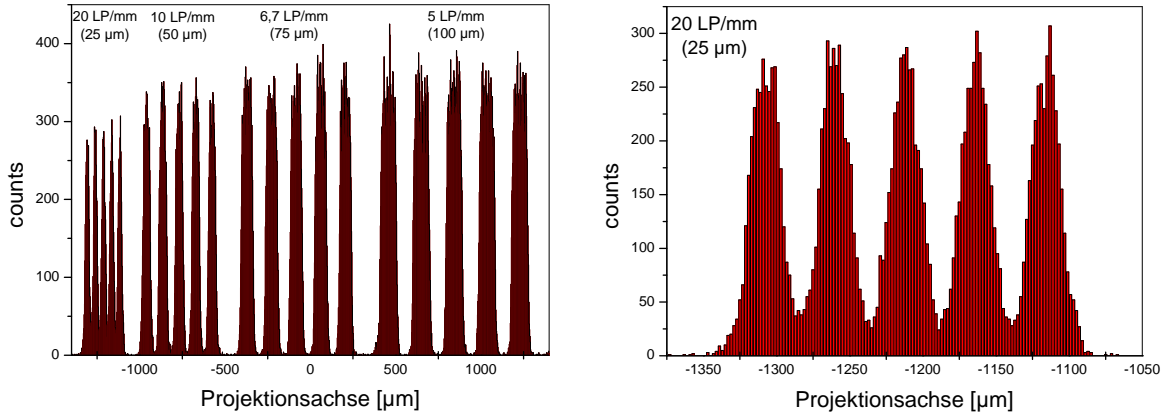


Abbildung 5.26: Projektion der Trefferverteilung für die ^{55}Fe -Messung auf eine Achse senkrecht zu den Linienstrukturen. Links: Alle Linienpaare. Rechts: Ausschnitt des Bereichs mit 20 LP/mm.

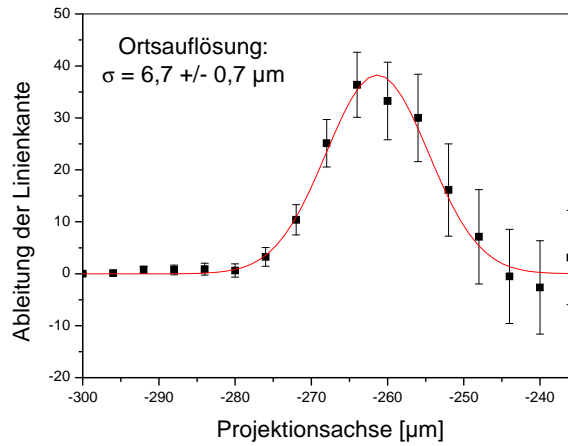


Abbildung 5.27: Ableitung der Trefferverteilung in der Umgebung einer Linienkante.

$$MTF_{Fe55_eta}^{0.3} = (37 \pm 3) \frac{LP}{mm} \quad (5.22)$$

Ein analoges Vorgehen bei der Ortsrekonstruktion durch lineare Interpolation liefert eine Ortsauflösung von $\sigma_{Fe55_lin} = (7.1 \pm 0.7) \mu\text{m}$ bzw. $MTF_{Fe55_lin}^{0.3} = (35 \pm 3) LP/mm$. Die Linienbildfunktion bei einer Ortsrekonstruktion mittels linearer Interpolation ist daher nur wenig breiter als bei einer Rekonstruktion mit Hilfe der η -Funktion, auch wenn der optische Eindruck wesentlich schlechter ist. Dies bestätigt das Ergebnis des in Kapitel 5.3.3.1 durchgeführten Vergleiches der mittleren Rekonstruktionsfehler für die verschiedenen Algorithmen.

Bei der Aufnahme eines ^{109}Cd -Schattenbildes¹⁶ der Struktur, welches mit einer geringeren

¹⁶Die zwei benachbarten Röntgenlinien von ^{109}Cd liegen bei $K_\alpha = 22.1 \text{ keV}$ und $K_\beta = 24.9 \text{ keV}$.

5.4. MESSUNGEN ZUR ORTSAUFLÖSUNG DES DEPFET PIXEL BIOSCOPE111

Statistik aufgenommen wurde, ergibt sich bei einer Ortsrekonstruktion mit Hilfe der η -Funktion eine Breite der Linienbildfunktion von:

$$\sigma_{Cd109_eta} = (4.3 \pm 0.8) \mu\text{m} \quad (5.23)$$

Dies entspricht einer Ortsauflösung von:

$$MTF_{Cd109_eta}^{0.3} = (57 \pm 10) \frac{LP}{mm} \quad (5.24)$$

Die Ortsauflösung bei einer Messung mit ^{109}Cd ist also besser als mit ^{55}Fe , was aufgrund des ≈ 3.7 mal so großen Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR den Erwartungen entspricht.

Bei einem Vergleich der Ergebnisse mit den theoretischen Untersuchungen in Kapitel 5.3 fällt auf, dass die Ortsauflösung, welche aus der Breite der Linienbildfunktion bestimmt wird, besser ist als der erwartete Rekonstruktionsfehler. So ergab sich beispielsweise in den Simulationen für eine $8 \mu\text{m}$ -breite Ladungswolke und ein $SNR = 12.5$ bei einer Ortsrekonstruktion mit Hilfe der η -Funktion ein mittlerer Rekonstruktionsfehler von $\sigma_{tot}^{eta} \approx 9.8 \mu\text{m}$. Die Parameter entsprechen der mit ^{55}Fe durchgeführten Messung, bei der aus der Breite der Linienbildfunktion eine Ortsauflösung von $6.7 \mu\text{m}$ ermittelt wurde.

Der Grund für diesen Unterschied liegt darin, dass die Annahme einer gaußförmigen Punkt- bzw. Linienbildfunktion nur eine Näherung darstellt: an den Residuenverteilungen der linearen Interpolation bzw. der Rekonstruktion mittels η -Funktion (Abb. 5.6 bzw. Abb. 5.10) ist zu erkennen, dass die rekonstruierten Positionen nicht gaußförmig um die tatsächliche Trefferposition herum verteilt sind. Zudem ist die Breite der Punkt- bzw. Linienbildfunktion nicht unabhängig von der Trefferposition im Pixel.

Der Unterschied zwischen mittlerem Rekonstruktionsfehler und Breite der Linienbildfunktion wird durch die Ergebnisse einer Simulation bestätigt, welche mit einer $8 \mu\text{m}$ -breiten Ladungswolke, einem $SNR = 12.5$ und einer Ortsrekonstruktion mit Hilfe der η -Verteilung durchgeführt wurde: Es wurde die Verteilung der rekonstruierten Trefferpositionen in der Umgebung einer mit einem Winkel von $\alpha = 45^\circ$ auf den Detektor gelegten Kante berechnet. Analog zum Experiment wurden die Trefferpositionen auf eine Achse senkrecht zur Kante projiziert. Anschließend wurde die Ableitung der Trefferverteilung durch eine Gaußfunktion angenähert, aus welcher die Breite der Linienbildfunktion bestimmt wurde. Um außerdem zu untersuchen, inwieweit die Lage der Kante im Pixel die Breite der Linienbildfunktion beeinflusst, wurde die Kante entlang der x-Achse des Pixels verschoben¹⁷ (s. Abbildung 5.28) und der Vorgang wiederholt.

In Abbildung 5.28 sind die Ergebnisse der Simulationen gezeigt: Es ist zu erkennen, dass die Breite der Linienbildfunktion von der Lage der Kante im Pixel abhängt und dass sie je nach Lage um bis zu 20 % vom Mittelwert abweichen kann. Daher kann auch der

¹⁷Aus Symmetriegründen reicht es aus, Verschiebungen der Kante vom Pixelmittelpunkt bis zum Pixelrand zu untersuchen.

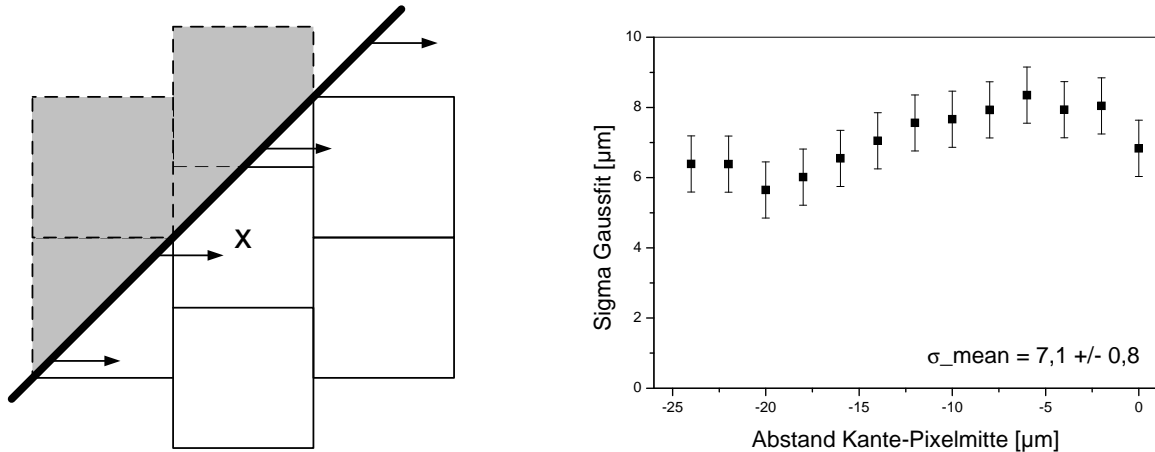


Abbildung 5.28: *Simulation zur Bestimmung der Breite der Linienbildfunktion. Links: Vorgehensweise. Die Kante wird entlang der x-Achse verschoben. Rechts: Breite der Linienbildfunktion für verschiedene Positionen im Pixel.*

experimentell ermittelte Wert nur eine Größenordnung der Ortsauflösung angeben, für eine genauere Bestimmung müßte die Messung für verschiedene Positionen der Struktur wiederholt werden, was jedoch aus technischen Gründen (exakte Verschiebung der Struktur im μm -Bereich) schwierig ist.

Die mittlere simulierte Breite der Linienbildfunktion ist mit $\sigma_{\text{Linie}} \approx 7.1 \mu\text{m}$ kleiner als der mittlere simulierte Rekonstruktionsfehler von $\sigma_{\text{rek}}^{\text{tot}} \approx 9.8 \mu\text{m}$. Der experimentell ermittelte Wert für die Breite der Linienbildfunktion stimmt daher gut mit den theoretischen Vorhersagen überein.

In Abbildung 5.29 ist das Bild einer weiteren $10\mu\text{m}$ -dicken Wolfram-Struktur gezeigt. In der rechten Liniengruppe haben die Linien eine Breite von $20\mu\text{m}$ und einen Abstand von $39\mu\text{m}$, in den Liniengruppen daneben eine Breite von $17\mu\text{m}$ und einen Abstand von $28\mu\text{m}$ bzw. eine Breite von $21\mu\text{m}$ und einen Abstand von $18\mu\text{m}$. In der linken Liniengruppe haben die Linien eine Breite von $9\mu\text{m}$ und einen Abstand von $19\mu\text{m}$. In Abbildung 5.30 ist das ^{55}Fe -Schattenbild dieser Struktur bei einer Ortsrekonstruktion mit Hilfe der η -Funktion gezeigt. Es ist zu erkennen, dass sich selbst die schmalsten Linien noch auflösen lassen. Da in den einzelnen Gruppen die Zwischenräume zwischen den Linien hier jedoch nicht gleich breit wie die Linien selbst sind, lassen sich aus der Aufnahme keine quantitativen Ergebnisse für die Ortsauflösung des Systemes gewinnen.

5.5 Zusammenfassung

Um die Ortsauflösung eines bildgebenden Systemes zu charakterisieren, werden verschiedene Definitionen verwendet. Für homogene und isotrope Systeme werden oftmals die

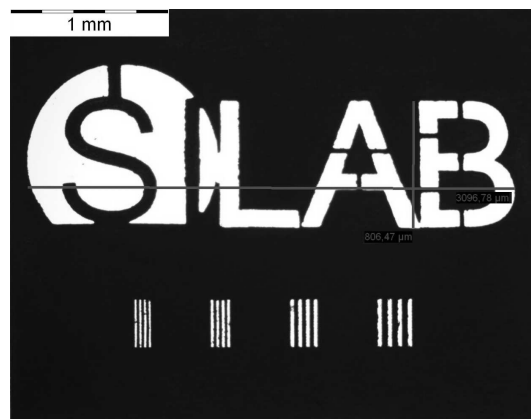


Abbildung 5.29: Mikroskopaufnahme der SILAB-Teststruktur.



Abbildung 5.30: ^{55}Fe -Schattenbild der SILAB-Teststruktur.

Punktbild-, die Linienbild- und die Modulationstransferfunktion MTF verwendet, welche gegenseitig voneinander abhängen. Pixeldetektoren sind i.a. nicht homogen und isotrop, so dass hier zumeist der mittlere Fehler bei der Ortsrekonstruktion als Maß für die Ortsauflösung angegeben wird.

Der mittlere Rekonstruktionsfehler wurde für verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen - lineare Interpolation, Rekonstruktion mit der η -Funktion sowie mit einer Lookup-Tabelle

- sowie für quadratische und hexagonale Pixelgeometrien theoretisch untersucht. Hierbei stellte sich heraus, dass ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR und eine größere Ladungswolke zu einem kleineren Rekonstruktionsfehler führen. Ein Vergleich der verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen zeigte, dass der optimale Rekonstruktionsalgorithmus von den jeweiligen Parametern abhängt (d.h. Breite der Ladungswolke und SNR), auch wenn in den meisten Fällen die Rekonstruktion mittels Lookup-Tabelle zu den besten und die Rekonstruktion mittels linearer Interpolation zu den schlechtesten Ergebnissen führte. Der Vergleich zwischen hexagonaler und quadratischer Pixelgeometrie bei einer Rekonstruktion mit Hilfe einer Lookup-Tabelle zeigte, dass sich die Ortsauflösung beider Geometrien bei gleicher Pixelfläche kaum unterscheidet. Die hexagonale Pixelgeometrie hat hierbei den Vorteil, dass die Ortsauflösung in x- und y-Richtung gleich gut ist, während sich bei einer quadratischen versetzten Geometrie die Ortsauflösung in beide Richtungen teilweise stark unterscheidet.

Durch die Messungen an einem Lasermessstand konnte der mittlere Fehler bei der Ortsrekonstruktion mittels einer Lookup-Tabelle bestimmt und mit den Ergebnissen der theoretischen Untersuchungen verglichen werden. Es wurden Messungen mit verschiedenem Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR und unterschiedlichen Pixelgeometrien durchgeführt. Es zeigte sich, dass die experimentell ermittelten Werte für den Rekonstruktionsfehler gut mit den theoretischen Werten übereinstimmen. Unter Anderem konnte das theoretische Ergebnis bestätigt werden, dass ein höheres SNR zu einer besseren Ortsauflösung führt. Allerdings lassen sich die Ergebnisse der Messungen mit einem Laser nicht ohne weiteres auf Messungen mit radioaktiven Quellen übertragen, da die Breite der Ladungswolke in beiden Fällen unterschiedlich ist. Aufgrund der Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie lassen sich die Ergebnisse der Simulationen jedoch auf Messungen mit radioaktiven Quellen übertragen, so dass sich hier die Ortsauflösung abschätzen lässt. Für 3H lässt sich daher im Falle des DEPFET-Detektors eine Ortsauflösung in der Größenordnung von $\approx 9 \mu\text{m}$ erwarten.

Um die Modulationstransferfunktion einer DEPFET Matrix zu messen, wurden Messungen mit verschiedenen radioaktiven Quellen an Teststrukturen durchgeführt. Die Ortsrekonstruktion wurde sowohl mit Hilfe der η -Funktion als auch mit einer linearen Interpolation durchgeführt. Es zeigte sich, dass zum einen der optische Eindruck eines Bildes bei einer Rekonstruktion mittels η -Funktion erheblich besser ist. Zum Anderen führte wie theoretisch erwartet die Ortsrekonstruktion mit Hilfe der η -Funktion zu einer (leicht) besseren Ortsauflösung als mit einer linearen Interpolation. Die Ortsauflösung für die Rekonstruktion mittels η -Funktion und einer ${}^{55}\text{Fe}$ -Quelle ist $\sigma_{\text{Fe55_eta}} = (6.7 \pm 0.7) \mu\text{m}$ bzw. $MTF_{\text{Fe55_eta}}^{0.3} = (37 \pm 3) \frac{\text{LP}}{\text{mm}}$ und bei einer ${}^{109}\text{Cd}$ -Quelle $\sigma_{\text{Cd109_eta}} = (4.3 \pm 0.8) \mu\text{m}$ bzw. $MTF_{\text{Cd109_eta}}^{0.3} = (57 \pm 10) \frac{\text{LP}}{\text{mm}}$.

Die experimentellen Resultate stimmen mit den theoretischen Berechnungen überein. Simulationen zeigen allerdings, dass die Ortsauflösung auch von der exakten Lage der untersuchten Struktur abhängt, so dass der tatsächliche mittlere Wert der Ortsauflösung um bis zu 20 % von dem gemessenen Wert abweichen kann. Auch unter diesen Voraussetzungen lässt sich schließen, dass die Ortsauflösung des Bioscopesystems weit unter $10 \mu\text{m}$

liegt, womit es zu den besten ortsauflösenden Systemen der digitalen Autoradiographie gehört [Ove98].

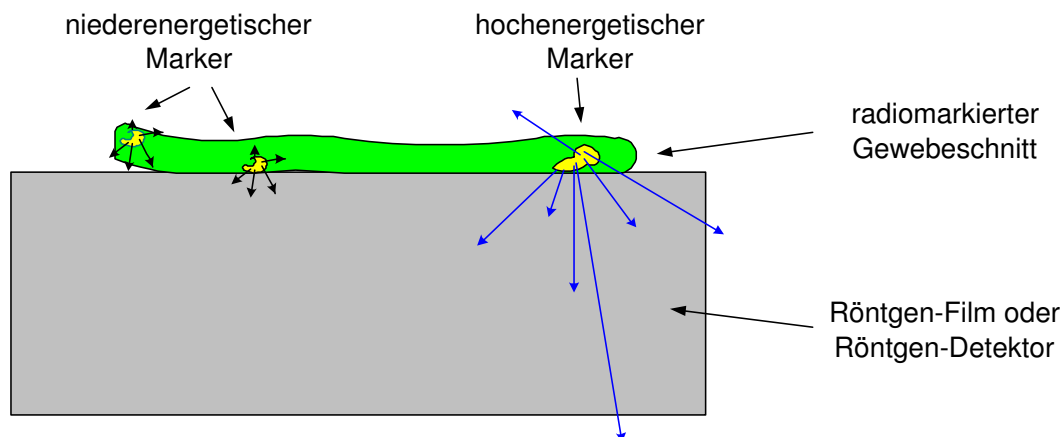
Kapitel 6

Autoradiographie mit dem DEPFET Pixel Bioscope

Das DEPFET Pixel Bioscope wurde u.a. als Prototyp-System für autoradiographische Anwendungen entworfen. In der Autoradiographie werden zumeist β -Strahler wie 3H und ^{14}C zur Markierung von biologisch interessanten Substanzen verwendet. Eine Markierung mit 3H hat hierbei den Vorteil, dass mit 3H zum einen aufgrund der geringeren Reichweite der Strahlung eine bessere Ortsauflösung möglich ist als mit anderen Radiomarkern, und dass zum anderen für die meisten Substanzen eine Markierung mit 3H sehr einfach ist. Aufgrund der dünnen Totschicht auf der Rückseite des DEPFET Detektors und aufgrund seines niedrigen Rauschens sollte der Nachweis von Tritium in biologischem Material mit einer hohen Effizienz und einer guten Ortsauflösung möglich sein. Die prinzipielle Möglichkeit des Nachweises von Tritium mit dem DEPFET Pixel Bioscope konnte bereits zu einem früheren Zeitpunkt gezeigt werden [Nee00a, Nee02], an biologischem Material wurden aber bisher noch keine Experimente durchgeführt.

Im diesem Kapitel soll zunächst eine Einführung in die Autoradiographie erfolgen, in der ein Überblick über verschiedene autoradiographische Verfahren gegeben wird. Im zweiten Teil des Kapitels wird dann auf Messungen mit tritiummarkiertem biologischen Probenmaterial eingegangen. Für gewisse biologische Fragestellungen ist es von Interesse, Konzentrationsverläufe verschiedener Substanzen in einer Probe gleichzeitig untersuchen zu können; möglich wird dies beispielsweise, wenn sich verschiedene Radiomarker voneinander trennen lassen. Am Beispiel von 3H und ^{14}C soll daher im darauffolgenden Kapitel die Möglichkeit der Trennung zweier Radiomarker mit dem DEPFET Pixel Bioscope demonstriert werden. Zuletzt erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse¹.

¹Die in diesem Kapitel durchgeführten Messungen wurden noch mit DEPFET-Sensoren durchgeführt, die mit CARLOS 1.0 betrieben wurden (Kapitel 3.4.1). Die Gatespannungen der Transistoren lagen zwischen 2.5 und 3.5 V bezüglich der Source.

Abbildung 6.1: *Prinzip der Autoradiographie.*

6.1 Autoradiographie

In der Autoradiographie wird orts aufgelöst die Verteilung von Radioisotopen in einer Probe gemessen. Autoradiographie ist eine Standardtechnik, welche in vielen Bereichen Anwendung findet, wie z.B. in der Biomedizin, Metallurgie, Mineralogie, in den Materialwissenschaften und in der Kriminologie. Die verschiedenen Anwendungsbereiche werden u.a. in [Fis71] diskutiert.

In biomedizinischen Fragestellungen ist oftmals die Anreicherung einer speziellen Substanz in einer Probe, beispielsweise einem Zellschnitt, interessant. Aufschluss hierüber lässt sich gewinnen, indem einzelne Atome in der Substanz durch ihre radioaktiven Isotope ersetzt werden und die Probe autoradiographisch untersucht wird. Ein Vorteil dieser Methode liegt darin, dass sich bei einer solchen Radiomarkierung die chemischen Eigenschaften der Substanz nicht verändern, wie dies beispielsweise bei der Markierung mit einem Fluoreszenzfarbstoff² der Fall sein kann. So lassen sich z.B. einzelne Aminosäuren nicht mit Fluoreszenzfarbstoffen markieren, ohne ihre spezifischen chemischen Eigenschaften zu verlieren.

Das Prinzip der Autoradiographie ist in Abbildung 6.1 dargestellt: Die Probe wird in direkten Kontakt mit einem Detektor oder Film gebracht, welcher nach einer gewissen Integrationszeit eine zweidimensionale Intensitätsverteilung der Radioaktivität in der Probe liefert; die Probe ist i.A. dünn und flach, um den durch Aktivität in tieferliegenden Schichten bedingten Untergrund zu minimieren.

Die verwendeten Radioisotope sollten mit hoher Effizienz im Detektor nachgewiesen werden, weshalb i.A. β -Strahler verwendet werden. Die mittlere Eindringtiefe der Strahlung

²Fluoreszenzfarbstoffe werden durch Absorption von Photonen in einen angeregten Zustand versetzt. Die Energie wird durch Emission von Photonen wieder abgegeben, welche beispielsweise in einem Fluoreszenzmikroskop nachgewiesen werden können [Alb94].

wird mit zunehmender Energie der Strahlung größer. Wie in Abbildung 6.1 zu erkennen ist, ist für eine gute Ortsauflösung eine kleine Reichweite im Detektor wünschenswert, da sonst die Strahlung möglicherweise erst weit vom Ursprungsort entfernt nachgewiesen wird (Dieser Effekt wird in der Literatur auch Parallaxeneffekt genannt). Der niedereenergetischste in der Autoradiographie verwendete Radiomarker ist Tritium (3H); weitere übliche Radiomarker sind Kohlenstoff (^{14}C), Phosphor (^{32}P), Schwefel (^{35}S) und Iod (^{125}I). Hierbei sind ^{14}C und 3H besonders attraktiv, weil sie in allen organischen Verbindungen vorkommen.

Das gängigste in der Autoradiographie verwendete Verfahren benutzt einen photographischen Film, welcher mit der Probe in Kontakt gebracht und nach einer gewissen Expositionszeit mit chemischen Verfahren entwickelt wird. Unter gewissen Umständen (z.B. Reduktion des Parallaxeneffektes durch sehr dünne Photoemulsion und Auswertung mit Licht- oder Elektronenmikroskop [Ove98, Bak89]) kann so eine Ortsauflösung von weit unter $1\ \mu\text{m}$ erreicht werden. Zudem können photographische Filme im Prinzip beliebig groß gemacht werden. Allerdings haben photographische Filme einige Nachteile:

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist verhältnismäßig niedrig, was zu langen Expositionszeiten von bis zu mehreren Wochen führt.
- Die Antwortfunktion des Filmes ist nicht linear, was quantitative Messungen schwierig macht.
- Der dynamische Bereich des Filmes ist eingeschränkt, so dass er ab einer gewissen deponierten Energie in Sättigung gerät. Dies und die Nichtlinearität führen dazu, dass die Qualität einer Aufnahme stark von der Belichtungszeit abhängt und zu einer Anfälligkeit für Überbelichtung führt.
- Der Film hat keine Energieauflösung, so dass verschiedene radioaktive Marker nicht voneinander getrennt werden können.
- Mit photographischen Filmen können keine Aufnahmen in Echtzeit gemacht werden; um zeitaufgelöste Prozesse zu untersuchen, müssen daher mehrere Proben zu verschiedenen Zeitpunkten des Experimentes fixiert und anschließend autoradiographisch untersucht werden, was sehr aufwändig ist.
- Für die Aufnahmen ist ein chemischer Entwicklungsprozess nötig, welcher nicht nur Material verbraucht, sondern auch Schwankungen unterworfen ist, die einen Vergleich verschiedener Aufnahmen erschweren.

Anstelle von photographischem Film werden zum Teil auch die Anfang der 1980er Jahre entwickelten **Phosphor-Bildplatten** (*engl.*:phosphor imaging plates) verwendet, welche keine chemische Entwicklung benötigen und einen größeren dynamischen Bereich sowie eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit (wenn auch eine recht niedrige Ortsauflösung) gegenüber Filmen haben; allerdings sind auch bei Phosphor-Bildplatten der dynamische Bereich eingeschränkt und zeit- und energieaufgelösten Messungen nicht möglich.

Diese Einschränkungen konnten erst mit der sogenannten **digitalen Autoradiographie** behoben werden, bei der die Datennahme und -speicherung durch digitale elektronische Schaltkreise übernommen wird. Für einen ausführlichen Überblick über digitale Autoradiographie sei beispielsweise auf [Ove98] verwiesen. Die verschiedenen Verfahren der digitalen Autoradiographie haben gemeinsam, dass sie auf ortsauflösenden Sensoren für ionisierende Strahlung basieren, welche ursprünglich für Anwendungen in der Kern- und Elementarteilchenphysik entwickelt wurden. Die verschiedenen Methoden reichen von **gasgefüllten Detektoren** wie z.B. Mikrostreifengaskammern (*engl.*: **microstrip gas chambers** oder MSGC's) über **szintillatorbasierte Systeme** wie z.B. der Beta-Kamera und der ISPA-Röhre (*engl.*: **Imaging Silicon Pixel Array**) bis hin zu **Halbleitersensoren** wie Streifenzählern, CCD's und hybriden Pixeldetektoren [Ove98].

Die erste Demonstration von zeitaufgelöster Autoradiographie mit lebenden biologischen Proben gelang 1998 mit dem **Silizium-Streifenzähler-Bioscope**, wo die Bewegung von mit ^{35}S markierten Amöben beobachtet werden konnte [Ove98].

Der Nachweis von Tritium bei digitalen Systemen gestaltet sich allerdings als schwierig, da zum einen die Totschicht klein genug sein muß, um die Zerfallselektronen, die nur eine geringe Reichweite besitzen (im Mittel $< 0.5\ \mu\text{m}$ in Silizium), nicht vollständig zu absorbieren; zum anderen muß das Rauschen des Systemes klein genug sein, um Tritium mit ausreichender Effizienz nachweisen zu können (der ^3H β -Zerfall hat eine Endpunktenergie von 18.6 keV und eine mittlere Energie von 5.7 keV). Es gibt nur wenige digitale Systeme, mit denen der Nachweis von Tritium bereits gelungen ist; einige sollen hier aufgelistet werden:

- die **ISPA-Röhre**, [Pue96] und die **Beta-Kamera** [Lju94], bei denen der ^3H -Nachweis durch Verbindung eines Szintillators und einem Silizium-Pixeldetektor bzw. einer Widerstandsanode erfolgt; mit den Systemen konnten Ortsauflösungen von $\approx 60\ \mu\text{m}$ bzw. $200\ \mu\text{m}$ erreicht werden, sie müssen allerdings auf $-20\ ^\circ\text{C}$ gekühlt werden, was das Arbeiten mit lebenden Proben vereitelt.
- durch die Verwendung spezieller **Mikrokanalplatten** und einer Widerstandsanode [Lee97, Lee02], konnte ^3H mit einer Ortsauflösung von $11\ \mu\text{m}$ und einer Effizienz von 0.08 % nachgewiesen werden. Allerdings ist zum Betrieb des Systemes ein Vakuum erforderlich, was aufgrund von Ausgasung das Arbeiten mit lebenden Proben verhindert.
- der **Microimager**[Bio02], bei dem zum ^3H -Nachweis das Signal eines Feststoffsintillators mit einer Mikrokanalplatte und einem Fluoreszenzbildschirm verstärkt und anschließend mit einer CCD-Kamera nachgewiesen wird. Mit diesem System konnte ^3H mit einer Ortsauflösung von $15\ \mu\text{m}$ bei einer Detektorfläche von $9 \times 13\text{mm}^2$ nachgewiesen werden.

Auch mit dem **DEPFET Pixel Bioscope** konnte die Möglichkeit eines Nachweises von Tritium anhand von ^3H -Microscales [Ame99] bereits demonstriert werden [Nee00a,

Nee02]. Die Nachweiseffizienz konnte dort mit einer Methode nach [Pue96] zu 13% bestimmt werden, welches eines der besten in der digitalen Autoradiographie erzielten Resultate darstellt. Hinzu kommt eine gute Ortsauflösung von $< 10 \mu\text{m}$ (Kapitel 5) und eine gute Handhabbarkeit des Systems, welches weder Kühlung noch Vakuum erfordert. Der wesentliche Nachteil des Systems ist allerdings die noch sehr kleine Detektorfläche des Prototyps von nur $3.2 \times 3.2 \text{ mm}^2$, welche die Wahl der Proben einschränkt.

6.2 Messungen mit biologischen Proben

Wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, gestaltet sich der Nachweis von Tritium mit digitalen Systemen als schwierig, aufgrund der dünnen Totschicht auf der Detektorrückseite und dem niedrigen Rauschen des DEPFET-Detektors ist der ^3H -Nachweis mit dem DEPFET Pixel Bioscope aber möglich. Tritium konnte mit dem DEPFET Pixel Bioscope bereits zu einem früheren Zeitpunkt mit einer Effizienz von 13% nachgewiesen werden. In diesem Kapitel soll nun der Nachweis von Tritium in biologischem Probenmaterial demonstriert werden.

6.2.1 Messungen an einem tritiummarkierten Rattenhirnschnitt

Die erste Untersuchung an tritiummarkierten biologischen Proben mit dem DEPFET Pixel Bioscope wurde an einem Rattenhirnschnitt durchgeführt. Die untersuchte Probe wurde am KFA Jülich hergestellt [Bau01].

Zur Präparation der Probe wird das Gehirn einer Ratte gefroren, in einem sog. Kryostat-Mikrotom im gefrorenen Zustand geschnitten und auf einem Objektträger fixiert; die Schnittdicke betrug hierbei $\approx 20 \mu\text{m}$. Daraufhin wird die Probe in eine Lösung mit einer tritiummarkierten Substanz gelegt. Diese lagert sich an den Rezeptoren des Neurotransmitters Serotonin an. Die Probe wurde für ein Experiment hergestellt, in welchem der Transportweg der Proteine in Nervenzellen im Hippocampus des Rattenhirnes untersucht werden sollte. Die schematische Struktur des Hippocampus eines Rattenhirnes ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

Aufgrund der kleinen Detektorfläche konnte nur ein Ausschnitt des Objektträgers mit dem Rattenhirnschnitt auf den Detektor gelegt werden. Der Ausschnitt des Objektträgers mit Abmessungen von etwa $5 \times 4 \text{ mm}^2$ ist in Abbildung 6.3 dargestellt; auf dem Objektträger befindet sich der Rattenhirnschnitt. In Abbildung 6.3 lässt sich das in einem Zeitraum von 86 h aufgenommene Autoradiogramm sehen. In diesem Zeitraum wurden insgesamt etwa 2000 Zerfallsereignisse registriert. Auch wenn der biologische Wert der Messung (aufgrund der zu kurzen Messzeit und der daraus folgenden geringen Ausleuchtung des Bildes) insgesamt gering ist, lassen sich im Autoradiogramm Strukturen erkennen, welche auch in der Probe vorhanden sind. In Abbildung 6.3 sind diese Strukturen eingekreist (In Abbildung 6.2 entspricht dies den breiten, ineinander verzahnten Linien).

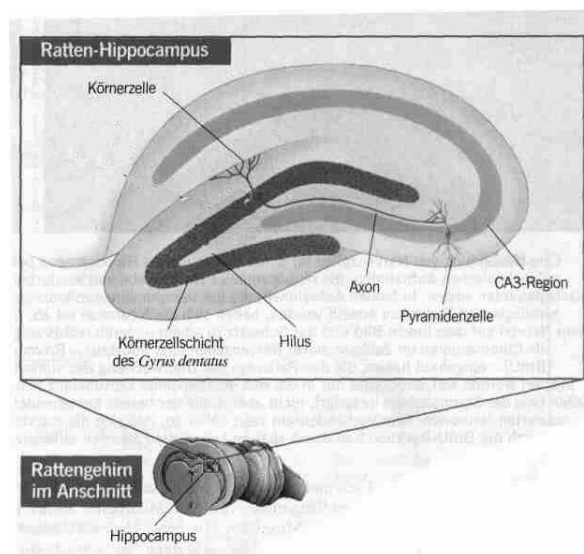


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Hippocampus eines Rattenhirnes.

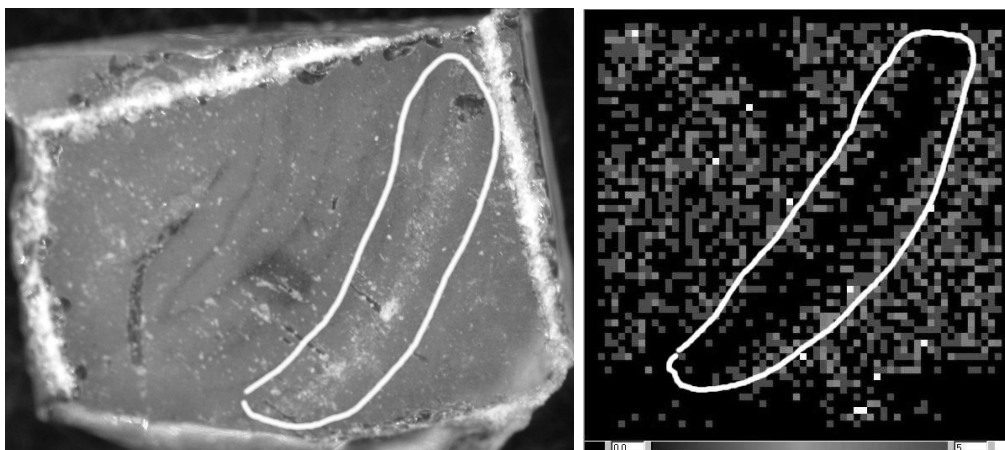


Abbildung 6.3: Links: Objektträger mit Rattenhirnschnitt. Rechts: Autoradiogramm des Rattenhirnschnittes.

Anhand dieser Messung lässt sich eines der Probleme beim Echtzeitnachweis von Tritium in lebendem Material erkennen. Die Konzentration der radiomarkierten Substanz darf nämlich nicht zu hoch sein, damit sie sich nur an den biologisch relevanten Stellen anlagert und nicht in der gesamten Probe "gesättigt" ist, wodurch Strukturen nicht mehr erkennbar wären (d.h. "Linearität" in der Anlagerung muß gewährleistet sein); die Aktivität in der Probe ist also gering. Für Echtzeituntersuchungen hingegen müssen in Zeiträumen, die kürzer sind als die Dauer des zu untersuchenden Prozesses, Bilder aufgenommen werden können; dies erfordert eine höhere Probenaktivität. Zeitaufgelöste Echtzeituntersuchungen sind daher weniger durch die Leistungsfähigkeit des Systemes



Abbildung 6.4: *links: ^3H -markiertes Blatt, das Blatt ist 1.2×1.1 cm groß; rechts: Autoradiogramm des Blattes;*

als durch die Konzentration der Radiomarker in der Probe limitiert.

6.2.2 Messungen an einem tritiummarkierten Blatt

Zu Demonstrationszwecken wurde an der Universität Giessen ein Blatt mit ^3H markiert [Sch02]. Zur Präparation der Probe wird der Stiel des Blattes in eine Lösung mit der tritiummarkierten Aminosäure Thymidin getaucht, woraufhin sich die Flüssigkeit im Blatt verteilt. Eine erhöhte Tritiumkonzentration wird an den Orten erwartet, an denen verstärkt Verdunstung stattfindet, d.h. vor allem an den Rändern des Blattes.

Da das Blatt mit den Abmessungen von 1.2×1.1 mm für die kleine Detektorfläche zu groß ist, wurde es zerschnitten und in Einzelteilen auf den Detektor gelegt. Hinterher wurde das Autoradiogramm aus den einzelnen Aufnahmen wieder zusammengesetzt. In Abbildung 6.4 ist das Blatt und die Aufnahme mit dem DEPFET Pixel Bioscope zu sehen. Die Expositionszeit war 2 h, die Anzahl der in diesem Zeitraum nachgewiesenen ^3H -Zerfälle betrug ≈ 500000 für das gesamte Blatt. Es lässt sich in der Aufnahme erkennen, dass tatsächlich eine erhöhte ^3H -Konzentration in den Blatträndern nachgewiesen werden konnte.

6.3 Trennung verschiedener Radiomarker

Aufgrund der guten Energieauflösung des DEPFET Pixel Bioscopes sollte die Möglichkeit bestehen, verschiedene Radiomarker in der selben Probe voneinander zu trennen.

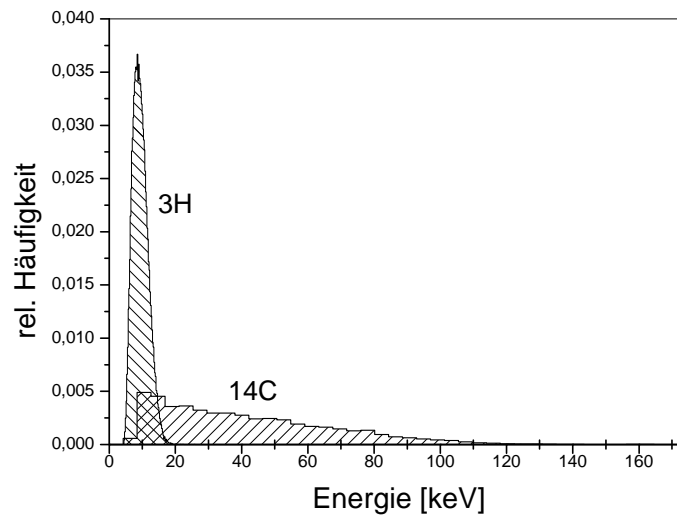


Abbildung 6.5: Mit dem Bioscope aufgenommene Spektren von ${}^3\text{H}$ und ${}^{14}\text{C}$ β -Zerfällen. Die Spektren sind auf die gleiche Fläche normiert.

Auf diese Art und Weise lassen sich gleichzeitig Konzentrationsverläufe verschiedener Substanzen messen, was für biomedizinische Fragestellungen von Interesse ist. Mit dem DEPFET Pixel Bioscope wurde die Trennung verschiedener Radiomarker am Beispiel von ${}^{14}\text{C}$ und ${}^3\text{H}$ untersucht.

6.3.1 Energiespektren von β -Zerfällen

Zunächst wurden Spektren der Radiomarker ${}^{14}\text{C}$ und ${}^3\text{H}$ aufgenommen. ${}^3\text{H}$ hat eine Endpunktenergie von 18.6 keV und eine mittlere Energie von 5.7 keV, ${}^{14}\text{C}$ hat eine Endpunktenergie von 240 keV und eine mittlere Energie von 49.5 keV. In Abbildung 6.5 sind die aufgenommenen Energiespektren dargestellt, wobei die Spektren flächennormiert sind. Es ist zu erkennen, dass bei Energien oberhalb von 18.6 keV nur ${}^{14}\text{C}$ -Zerfälle nachgewiesen werden. Die verschiedenen Radiomarker lassen sich daher aufgrund ihrer Energieverteilung voneinander trennen.

Das Maximum des Energiespektrums von ${}^3\text{H}$ ist zu höheren Energien hin verschoben. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Strahlung niedriger Energie aufgrund ihrer geringeren Reichweite teilweise bereits in der Probe selbst oder in der 200 nm- dicken Totschicht auf der Detektorrückseite absorbiert wird. Die maximale Reichweite R_{max} für Elektronen mit Energien zwischen 10 und 1000 keV wird durch folgende empirische Formel beschrieben [Kan72]:

$$R_{max} = 2.76 \cdot 10^{-5} \frac{kg}{m^2} \frac{1}{\rho} \frac{A}{Z^{8/9}} E^{5/3} \frac{(1 + E/2m_e c^2)^{5/3}}{(1 + E/m_e c^2)^{4/3}} \quad (6.1)$$

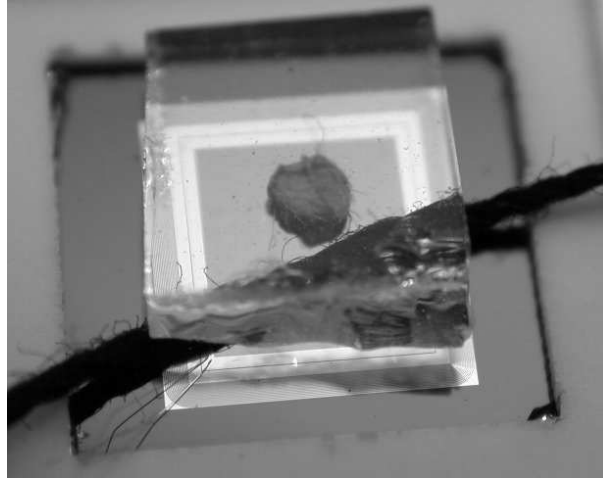


Abbildung 6.6: Versuchsaufbau zur Trennung von ${}^3\text{H}$ und ${}^{14}\text{C}$. Der Blattausschnitt ist mit ${}^3\text{H}$, der Bindfaden mit ${}^{14}\text{C}$ markiert.

Hierbei sind A und Z die Massen- bzw. Kernladungszahlen des Absorbermaterials, ρ seine Dichte in g/cm^3 und E die Energie des Elektrons in keV. Die experimentell wichtigere mittlere Reichweite der Strahlung ergibt sich nach:

$$R_{\text{mean}} = \frac{R_{\text{max}} \ln 2}{0.187 Z^{2/3} + \ln 2} \quad (6.2)$$

Für niederenergetische Teilchen mit Energien < 10 keV kann die maximale Reichweite nach folgender Formel berechnet werden [Fit74]:

$$R_{\text{max}} = 90 \text{ nm} \cdot \rho^{-0.8} E^{1.3} \quad (6.3)$$

Somit ist die maximale Reichweite von ${}^{14}\text{C}$ -Elektronen mittlerer Energie in Silizium $R_{\text{max}} \approx 20.8 \mu\text{m}$ und die mittlere Reichweite $R_{\text{mean}} \approx 8 \mu\text{m}$. Für ${}^3\text{H}$ ist die maximale Reichweite für Elektronen mittlerer Energie $R_{\text{max}} \approx 0.6 \mu\text{m}$ und die mittlere Reichweite $R_{\text{mean}} \approx 0.2 \mu\text{m}$.

6.3.2 Trennung von Kohlenstoff und Tritium

Es wurde gleichzeitig ein mit ${}^{14}\text{C}$ markierter Bindfaden und der Ausschnitt eines mit ${}^3\text{H}$ markierten Blattes auf die Detektorrückseite gelegt (Abbildung 6.6).

In der Trefferverteilung in Abbildung 6.7 lassen sich die beiden Strukturen bereits erkennen; da aber die Verteilung keine Energieinformation enthält, können so die verschiedenen Radiomarker noch nicht getrennt werden. Die Verteilung der Signalamplituden in Abbildung 6.7 zeigt bereits, dass hier die Spektren zweier Radiomarker einander überlagert sind.

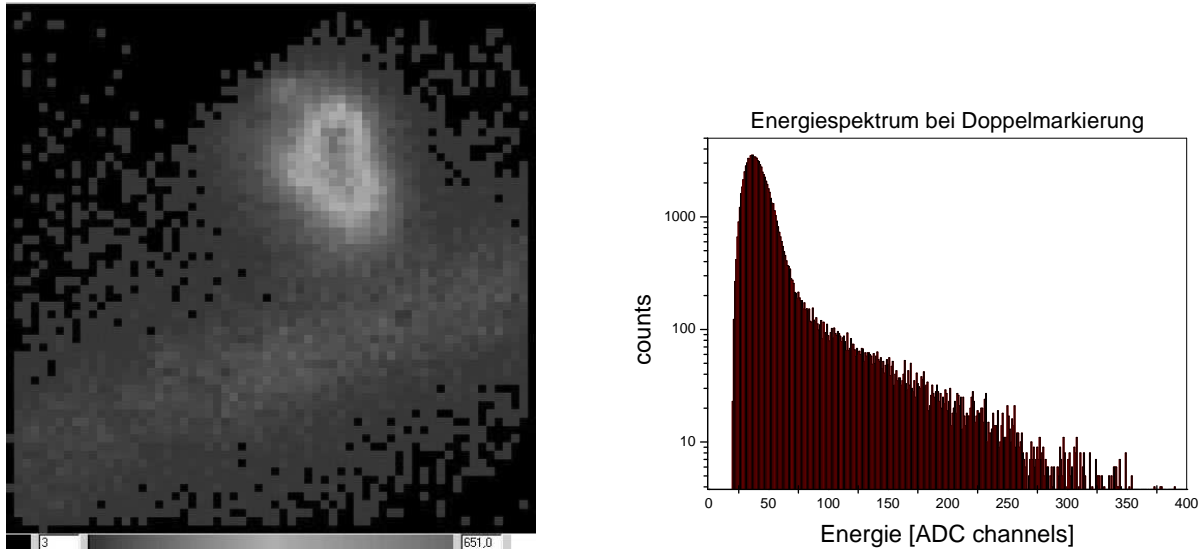


Abbildung 6.7: Links: Trefferverteilung ohne Energieinformation bei Versuch zur Trennung von Radiomarkern. Rechts: Verteilung der Teilchenenergien.

Um die Radiomarker zu trennen, wird die Energieinformation der Ereignisse verwendet. Aus den in Kapitel 6.3.1 aufgenommenen Energiespektren lässt sich erkennen, dass oberhalb einer Schwelle von 20 keV keine ${}^3\text{H}$ -Ereignisse mehr nachgewiesen werden, so dass alle Ereignisse mit Signalen oberhalb dieser Energie ${}^{14}\text{C}$ -Zerfällen zugeordnet werden können. Werden nun nur diese Ereignisse in ein Diagramm eingetragen, ist nur noch der mit ${}^{14}\text{C}$ -markierten Bindfaden zu erkennen, das ${}^3\text{H}$ -markierte Blatt ist nicht mehr sichtbar (Abbildung 6.8).

Die unterhalb der Schwelle von 20 keV nachgewiesenen Ereignisse können sowohl von ${}^3\text{H}$ -Ereignissen als auch von niederenergetischen ${}^{14}\text{C}$ -Ereignissen stammen, wie in Abbildung 6.8 zu erkennen ist. Um diese zu trennen, lassen sich wieder die in Kapitel 6.3.1 aufgenommenen Energiespektren verwenden. Aus der Gesamtzahl der an einem Ort nachgewiesenen ${}^{14}\text{C}$ -Ereignisse mit Energien oberhalb der Schwelle von 20 keV lässt sich aus dem ${}^{14}\text{C}$ -Spektrum berechnen, wie viele ${}^{14}\text{C}$ -Ereignisse mit Teilchenenergien unterhalb dieser Schwelle im gleichen Ort erwartet werden können. Werden nun alle Ereignisse mit Energien unterhalb der Schwelle in ein Diagramm eingetragen und der erwartete Anteil von ${}^{14}\text{C}$ -Ereignissen subtrahiert, so bleiben nur die Ereignisse übrig, die auf ${}^3\text{H}$ -Zerfälle zurückzuführen sind. Dies ist in Abbildung 6.8 zu erkennen, wo nur noch der mit ${}^3\text{H}$ -markierte Blattausschnitt zu sehen ist.

Für die minimale Anzahl von ${}^3\text{H}$ -Ereignissen, die notwendig ist, um ${}^3\text{H}$ in einer Probe mit Doppelmarkierung nachweisen zu können, lässt sich eine grobe Abschätzung machen: Seien $N_{3\text{H}}(\Delta E)$ und $N_{14\text{C}}(\Delta E)$ die Anzahl der in einem Energiebereich ΔE im Detektor nachgewiesenen ${}^3\text{H}$ - bzw. ${}^{14}\text{C}$ -Ereignisse³. Wenn $\sigma_{14\text{C}}(\Delta E)$ der statistische Fehler in der

³ $N_{3\text{H}}$ und $N_{14\text{C}}$ sind hierbei die tatsächlich im Detektor nachgewiesenen Ereignisse und nicht die

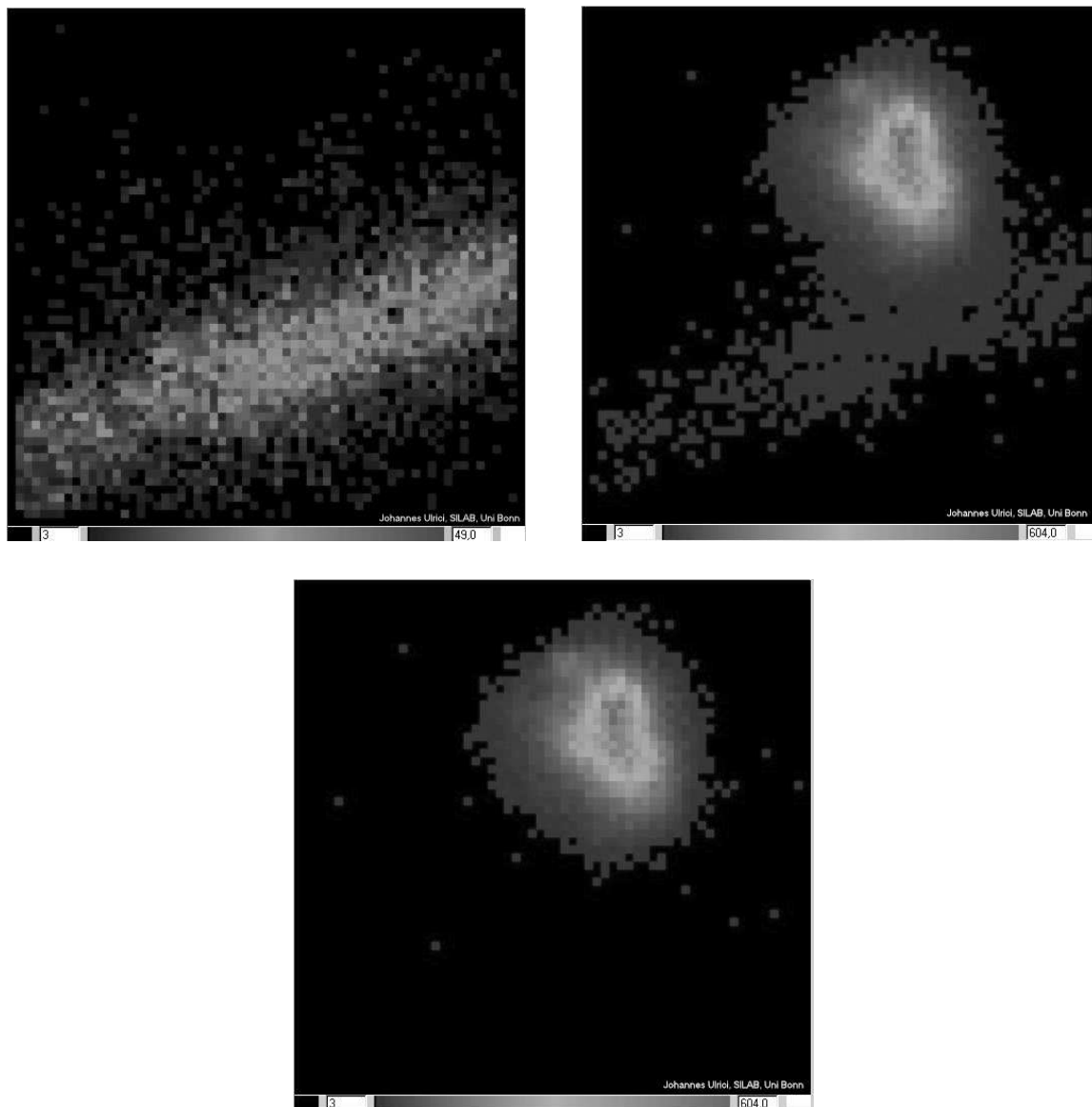


Abbildung 6.8: *Oben links: Trefferverteilung für Teilchenenergien > 20 keV (nur ^{14}C). Oben rechts: Trefferverteilung für Teilchenenergien < 20 keV. Unten: Trefferverteilung für ^3H .*

Anzahl der nachgewiesenen ^{14}C -Ereignisse ist und $N_{3\text{H}}(\Delta E) > 3\sigma_{14\text{C}}(\Delta E)$ gilt, dann beträgt im Energiebereich ΔE die Nachweiswahrscheinlichkeit für ^3H 99.7%. Wie sich aus dem ^{14}C -Spektrum in Kapitel 6.3.1 bestimmen lässt, beträgt der Anteil von ^{14}C -Ereignissen $N_{14\text{C}}(E < 20 \text{ keV})$ mit Energien < 20 keV an der Gesamtzahl von ^{14}C -

Probenaktivität, d.h. unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Radiomarker sind nicht berücksichtigt.

Ereignissen N_{14C} etwa 40%, d.h. $N_{14C}(E < 20 \text{ keV}) \approx 0.4 N_{14C}$. So ergibt sich für die Nachweisschwelle:

$$N_{H3} > 3 \sqrt{0.4 \cdot N_{C14}} \approx 2 \sqrt{N_{C14}} \quad (6.4)$$

Es ist zu sehen, dass sich 3H und ${}^{14}C$ in einer Probe immer voneinander trennen lassen, da die Nachweisschwelle proportional zu $\sqrt{N_{C14}}$ ist; bei einer niedrigen 3H -Aktivität müssen unter Umständen aber lange Integrationszeiten in Kauf genommen werden.

6.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die ersten Messungen an tritiummarkierten biologischem Probenmaterial mit dem DEPFET Pixel Bioscope gezeigt. Es konnte gezeigt werden, dass sich sehr gut Konzentrationsverteilungen von 3H in einer solchen Probe aufnehmen lassen. Bei Echtzeituntersuchungen an tierischen Gewebeschnitten sind allerdings die Konzentrationen der Radiomarker generell recht klein, so dass die Zeit zur Aufnahme eines einzelnen Bildes in den meisten Fällen wahrscheinlich die Dauer des zu untersuchenden Prozesses übersteigt; dieses Problem liegt aber weniger an der Messapparatur als an der Probenaktivität. In früheren Arbeiten konnte die Nachweiseffizienz von 3H -Zerfällen zu 13 % abgeschätzt werden [Nee00a, Nee02].

Die Energieauflösung des DEPFET Pixel Bioscopes erlaubt eine gleichzeitige Messung verschiedener Radiomarker in derselben Probe. In diesem Kapitel konnte dies am Beispiel von 3H und ${}^{14}C$ demonstriert werden. Es lassen sich mit dem Bioscope daher Konzentrationsverläufe verschiedener Substanzen in einer Probe gleichzeitig untersuchen, was für verschiedene biologische Fragestellungen von Interesse ist.

Der Hauptnachteil des DEPFET Pixel Bioscopes ist die sehr kleine Detektorfläche von $\approx 10 \text{ mm}^2$. Für die Zukunft wird es daher nötig sein, die Detektorfläche durch größere Pixelmatrizen zu vergrößern.

Zusammenfassung und Ausblick

Das DEPFET Pixel Bioscope wurde für Anwendungen in der digitalen Autoradiographie entwickelt und verwendet als Detektor eine 64×64 DEPFET-Matrix. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das System insbesondere durch Entwicklung des Stromverstärkerchips CARLOS 2.0 soweit optimiert, dass erstmals alle Pixel einer Matrix gleichzeitig betrieben werden konnten. Die Betriebseigenschaften von DEPFET-Pixeln in einer Matrixanordnung wurden untersucht und konnten sehr gut verstanden werden. Hierbei wurden u.a. die Rauscheigenschaften des Bioscope Systems optimiert und die Ortsauflösung von Pixeldetektoren sowohl theoretisch als auch experimentell für verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen und Pixelgeometrien untersucht. Konzentrationsverläufe von Tritium in biologischem Probenmaterial konnten gemessen und verschiedene Radiomarker konnten getrennt werden, wodurch der Nachweis für die Anwendbarkeit des DEPFET Pixel Bioscopes in der Autoradiographie erbracht wurde.

Bei DEPFET-Pixeldetektoren ist die erste Verstärkungsstufe in Form eines JFET in jeden Pixel des Sensors integriert. Dies führt zu einer kleinen Eingangskapazität des Detektors und zu einem sehr niedrigen Rauschen. Bei einzelnen Pixeln konnte bei Raumtemperatur ein Rauschen von weniger als $ENC = 5 e^-$ gemessen werden. Da das interne Gate der Pixel im Lauf der Zeit mit Signalladungen und Leckstrom vollläuft, müssen die Ladungsträger durch einen Löschmechanismus von Zeit zu Zeit entfernt werden. Da die Signalladungen bis zum Zeitpunkt des Löschens im internen Gate gesammelt werden, handelt es sich beim DEPFET-Sensor um einen integrierenden Detektor, welcher zum Nachweis eines Signals nicht permanent ausgelesen werden muß.

Beim DEPFET Pixel Bioscope werden die Pixel einer 64×64 -Matrix zeilenweise ausgelesen, wobei für die Aufnahme eines Signalbildes eine Pedestalmessung vor Beginn und eine Signalmessung nach Ende der Integrationszeit durchgeführt werden muß. Die Zeit, welche für die Aufnahme eines Bildes der gesamten Matrix nötig ist, liegt in der Größenordnung von 1-2 ms. Der Aufbau des DEPFET Pixel Bioscopes wurde in Kapitel 3 beschrieben, ein wesentlicher Teil des Systems ist jedoch die integrierte Datennahmeelektronik. Mit CARLOS 2.0 wurde ein rauscharmer Auslesechip entwickelt, mit welchem die Transistorströme der 64 Pixel einer Matrixzeile parallel ausgelesen und verstärkt werden können. Da ein Signal nur eine Änderung des Transistorstromes verursacht, muß nur ein kleiner Teil des Stromes verstärkt zu werden, der größte Teil wird vor der ersten Verstärkungsstufe abgezogen. Aufgrund der hohen Variation der Transistorruhestrome für verschiedene Pixel in der Matrix wurde eine variable Stromsubtraktion realisiert, durch welche selbst bei

einer Variation von etwa 20 % alle Pixel in den Arbeitsbereich des Chips gebracht werden können. Der Chip enthält ein RAM zur Speicherung der Ruheströme für jeden Pixel der Matrix sowie die zum Betrieb nötige Kontrolllogik. Mit CARLOS 2.0 war erstmals der gleichzeitige Betrieb aller Pixel einer 64×64 -DEPFET Matrix möglich.

Das Rauschen eines Pixels in der DEPFET-Matrix konnte durch die Filterung mit einer korrelierten Doppelmessung und einer Common-Mode-Korrektur auf $ENC = (114 \pm 6) e^-$ reduziert werden. Die Diskrepanz zu dem mit einzelnen Pixeln gemessenen Wert von $ENC \approx 5 e^-$ konnte auf die für Matrizen notwendige Messmethode, bei der eine Leckstromakkumulation auftritt, zurückgeführt werden. Der Ursprung des Rauschens ist verstanden und liegt v.a. im Leckstromrauschen des Detektors. Durch Kühlung lässt sich dieses Rauschen erheblich reduzieren, so dass das Leckstromrauschen in Experimenten wie TESLA und XEUS keine Rolle mehr spielen wird. In zukünftigen DEPFET-Produktionen wird zusätzlich das $1/f$ -Rauschen der Sensoren reduziert werden, so dass das Gesamt-rauschen von Pixeln in einer Matrixanordnung in die gleiche Größenordnung wie das von Einzelpixeln kommen wird. Die FWHM-Energieauflösung des Systemes konnte für Strahlung mit einer Energie von $E \approx 6 \text{ keV}$ zu $\Delta E_{FWHM} = (930 \pm 50) \text{ eV}$ bestimmt werden.

Die DEPFET-Matrizen können über das Gate der Transistoren gelöscht werden, so dass ein für eine kleine Totzeit notwendiger zeilenweiser Löschbetrieb möglich ist. Das ursprünglich geplante Löschen über einen externen Löschkontakt erwies sich als nicht praktikabel.

Die Ortsauflösung von Pixeldetektoren wurde für verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen (lineare Rekonstruktion, Rekonstruktion mittels η -Funktion und mittels Lookup-Tabelle) sowie für verschiedene Pixelgeometrien (versetzte quadratische und hexagonale Geometrie) mit Hilfe von Simulationen untersucht. Beim Vergleich verschiedener Rekonstruktionsalgorithmen stellte sich hierbei heraus, dass der optimale Rekonstruktionsalgorithmus vom Signal-zu-Rauschverhältnis des Detektors und von der Größe der Signalladungswolke abhängt. In den meisten Fällen lieferte die Rekonstruktion mittels einer Lookup-Tabelle die besten und die Rekonstruktion durch lineare Interpolation die schlechtesten Ergebnisse. Für bildgebende Systeme hat die Rekonstruktion mit Hilfe der η -Funktion den Vorteil, dass sie bei homogener Einstrahlung als einzige eine homogene Verteilung der rekonstruierten Treffer liefert, was zu einer besseren Bildqualität führt. Der Vergleich von quadratischer und hexagonaler Pixelgeometrie bei gleicher Detektorfläche ergab, dass sich die Ortsauflösung für die verschiedenen Geometrien um weniger als 5 % unterscheidet. Da die Ortsrekonstruktion bei hexagonalen Pixeln nur mit einer Lookup-Tabelle möglich ist, empfiehlt sich daher für die meisten Anwendungen eher die Verwendung einer quadratischen Pixelgeometrie, da hier auch Rekonstruktionsalgorithmen wie der η -Funktionsalgorithmus verwendet werden können. Letzterer ist viel einfacher handhabbar als eine Lookup-Tabelle.

Mit Hilfe eines Lasermessaufbaus wurde der Rekonstruktionsfehler sowohl für eine quadratische als auch für eine hexagonale Pixelgeometrie mit dem DEPFET Pixel Bioscope

gemessen. Die gemessene Ortsauflösung stimmt sehr gut mit den Ergebnissen der Simulationen überein und hängt vom jeweiligen Signal-zu-Rauschverhältnis ab. Die Ergebnisse können allerdings nicht direkt auf Messungen mit Teilchen- oder Röntgenstrahlung übertragen werden, da sich dort die Breite der Signalladungswolke von den Messungen mit einem Laser unterscheidet.

Mit Wolfram-Teststrukturen wurde die Breite der Linienbildfunktion des DEPFET-Pixel Bioscopes gemessen. Bei Messungen mit 6 keV-Röntgenstrahlung ergab sich beispielsweise eine Breite der Linienbildfunktion von $\sigma_{Fe55_eta} = (6.7 \pm 0.7) \mu\text{m}$ bei einer Ortsrekonstruktion mit Hilfe der η -Funktion. Dies entspricht einer Ortsfrequenz von $MTF_{Fe55_eta}^{0.3} = (37 \pm 3) \frac{LP}{mm}$, bei der die MTF des Systems auf 30 % abgefallen ist. Dieser Wert stimmt gut mit den durchgeführten Simulationen überein. Diese lassen allerdings erwarten, dass die Breite der Linienbildfunktion je nach Position im Pixel um bis zu 20 % von diesem Wert abweichen kann. Die Ortsauflösung des Bioscopesystemes liegt in jedem Fall jedoch weit unter $10 \mu\text{m}$, womit es zu den besten ortsauflösenden Systemen der digitalen Autoradiographie gehört.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste autoradiographische Messungen mit biologischem Material durchgeführt. Bei vielen Systemen der Autoradiographie stellt der Nachweis von Tritium aufgrund der geringen Energie ein Problem dar. Aufgrund der dünnen Totschicht des DEPFET-Detektors und seiner guten Rauscheigenschaften konnte der Konzentrationsverlauf von ^3H in biologischen Proben jedoch gemessen werden. In früheren Arbeiten wurde die Tritium-Nachweiseffizienz des DEPFET Pixel Bioscopes bereits auf 13 % abgeschätzt. Bei einer gleichzeitigen Messung von mit ^{14}C und ^3H markierten Strukturen konnten die verschiedenen Radiomarker getrennt werden.

Zur Zeit wird die Möglichkeit eines Einsatzes von DEPFET-Strukturen für zukünftige Experimente in der Hochenergiephysik (TESLA⁴) [Fis02b] und in der Röntgenastronomie (XEUS⁵) [Hol99] untersucht. Zur Diskussion steht auch der Einsatz von DEPFET-Detektoren für das Neutrinomassenexperiment KATRIN⁶ [Kat03].

Für das Hochenergiephysikexperiment TESLA liegt der größte Vorteil von DEPFET-Sensoren in ihrem verglichen mit CCD's sehr geringen Leistungsverbrauch, welcher zu einem geringeren Kühlaufwand führt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass immer nur eine Matrixzeile gleichzeitig eingeschaltet wird und kein Verschieben der Signalladungen wie bei CCDs notwendig ist. Durch den zeilenweisen Betrieb der Matrix kann die Ausleseelektronik im Gegensatz zu hybriden Pixeldetektoren an den Seiten der Matrix angebracht werden, so dass sich durch ein Dünnen der Sensoren eine geringe Strahlungslänge realisieren lässt. Durch das niedrige Rauschen der Detektoren lässt sich auch in gedünnten Sensoren noch so viel Signalladung nachweisen, dass eine Ortsauflösung weit unterhalb der Pixeldimensionen erreicht werden kann.

Die Anforderungen sowohl an die zu produzierenden DEPFET-Detektoren als auch an die Ausleseelektronik sind sehr hoch. Bei den DEPFET-Sensoren muß ein Löschmechanismus

⁴TeV Energy Superconducting Linear Accelerator

⁵X-Ray Evolving Universe Spectroscopy

⁶Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment

realisiert werden, der ein vollständiges Löschen der Pixel erlaubt. Zudem müssen die Pixel eine Größe von $< 30 \mu\text{m}$ aufweisen und die Spannungsabfälle in einer DEPFET-Matrix müssen durch die Einführung einer zweiten Metallage im Fertigungsprozeß reduziert werden. Momentan werden am MPI Halbleiterlabor in München DEPFET-Teststrukturen für den Einsatz bei TESLA hergestellt [Ric03]. Die wesentliche Anforderung an die Ausleseelektronik ist eine präzise Strommessung mit einer hohen Geschwindigkeit (50 MHz Zeilentakt) und gleichzeitiger Strahlenhärte. Ein erster Testchip für den Einsatz bei TESLA wurde bereits an der Universität Bonn entwickelt [Tri03].

Für das Experiment XEUS in der Röntgenastronomie liegt der wesentliche Vorteil von DEPFET-Detektoren gegenüber den alternativ einsetzbaren sog. *pn*-CCDs in der schnelleren und flexibleren Auslese. Zum einen ist das Verhältnis von Integrations- zu Auslesezeit um bis zu einen Faktor 100 höher [Hol99], zum anderen wird das Problem von sog. "Geistertreffern" vermieden, die im Falle von CCDs durch das Verschieben der Signalladungen und der dadurch möglichen falschen Zuordnung von Trefferereignissen entstehen. Zudem können einzelne Matrixbereiche mit hohen Trefferraten häufiger ausgelesen werden als der Rest der Matrix und es besteht die Möglichkeit einer mehrfachen Auslese von DEPFET-Pixeln, durch welche das Rauschen theoretisch auf $ENC = 1 e^-$ reduziert werden kann [Kle00]. Die Anforderungen an die Pixelgröße sind bei diesem Experiment geringer (Pixelbreite $\approx 75 \mu\text{m}$) als bei TESLA, allerdings muß hier besonderer Wert auf die Produktion extrem rauscharmer Transistorstrukturen (insbesondere $1/f$ -Rauschen) gelegt werden. Genau wie in der Teilchenphysik ist hier ein vollständiges Löschen der Detektoren erforderlich. Zur Zeit werden am MPI Halbleiterlabor in München DEPFET-Teststrukturen für den Einsatz bei XEUS produziert.

Anhang A

Rauschen bei einer korrelierten Doppelmessung

Das Rauschen des Eingangssignals (z.B. des DEPFET-Stromes) eines Verstärkersystems wie z.B. CARLOS kann durch ein paralleles Stromrauschen mit der spektralen Rauschleistungsdichte $\langle i^2(f) \rangle$ am Eingang des Systems beschrieben werden (Abb. A.1).

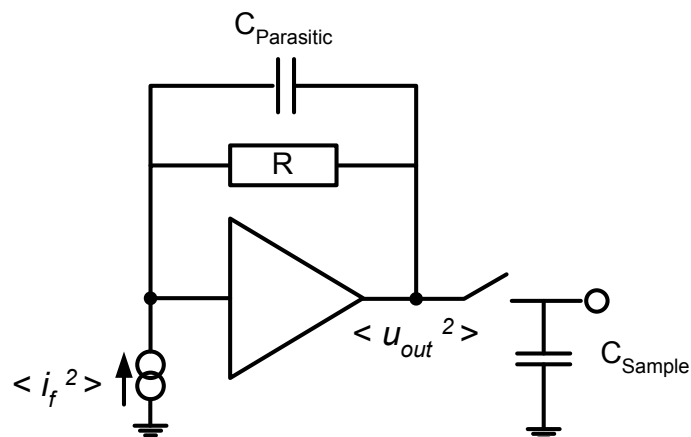


Abbildung A.1: Ersatzschaltbild für die Berechnung des Rauschens in einem Verstärker wie CARLOS.

Das Rauschen habe nun die allgemeine Form

$$\langle i^2(f) \rangle = [a + b f^{-\alpha} + c f^{-2}] df, \quad (\text{A.1})$$

wobei α zwischen 1 und 2 liegen soll. Speziell für den Fall des DEPFET-Detektors entspricht die frequenzunabhängige Komponente dem thermischen Rauschen, die Komponente mit einer α -Abhängigkeit der Frequenz dem $1/f$ -Rauschen und die Komponente mit einer quadratischen Frequenzabhängigkeit dem Leckstromrauschen, d.h. (s. Kapitel 2.3):

$$\begin{aligned}
a &= \frac{2}{3} 4kTg_m \\
b &= a_{1/f} g_m^2 \\
c &= 2q I_{Leck} \frac{g_q^2}{(2\pi)^2}
\end{aligned} \tag{A.2}$$

Das Rauschen wird durch einen Tiefpaß mit der Grenzfrequenz ω_0 gefiltert (für das vereinfachte Ersatzschaltbild in Abb. A.1 ist $\omega_0 = (RC_{parasitic})^{-1}$), d.h. das System hat folgende Transferfunktion $T^2(f)$:

$$T^2(f) = \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{\omega_0}\right)^2} \tag{A.3}$$

Das Rauschen $\langle u_{out}^2(f) \rangle$ hat dann folgende Form, wobei A die Verstärkung des Systems ist (in Abb. A.1 ist $A = R^2$):

$$\langle u_{out}^2(f) \rangle = A \cdot \langle i^2(f) \rangle \cdot T^2(f) df \tag{A.4}$$

Bei einer korrelierten Doppelmessung (CDS¹), wie sie z.B. beim Betrieb des DEPFET Pixel Bioscope durchgeführt wird, wird das Ausgangssignal zu Anfang und zu Ende eines Zeitintervalls ΔT gemessen, anschließend wird die Differenz der beiden Messwerte gebildet. Wie aus Abb. A.2 anschaulich klar wird, führt diese Doppelmessung zu einer weiteren Filterung des Rauschens vor allem für niederfrequente Anteile: Bei niederfrequenten Rauschbeiträgen ist die Änderung des Signals durch das Rauschen im Zeitintervall ΔT klein, so dass der bei der Messung gemachte Fehler ΔA_1 ebenfalls sehr klein ist; bei hochfrequenten Rauschbeiträgen ist der Einfluss des Rauschens auf das Signal hingegen größer (ΔA_2 in Abb. A.2), so dass hochfrequente Komponenten durch die korrelierte Doppelmessung weniger gut gefiltert werden.

Im folgenden werden die Beiträge der verschiedenen Rauschkomponenten in Gl. A.1 für diese Art der Messung berechnet.

Filterung des Rauschsignals durch korrelierte Doppelmessung

Die Autokorrelationsfunktion $\varrho(t)$ einer Funktion $u(t)$ ist definiert durch:

$$\varrho(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} u(t) u(t + \tau) dt \tag{A.5}$$

Wenn $u(t)$ das Rauschsignal am Ausgang des Systems in Abhängigkeit von der Zeit ist, $\varrho(\tau)$ die Autokorrelationsfunktion von $u(t)$ und $\langle u^2(f) \rangle$ die entsprechende Rauschleistungsdichte des Signals, gelten die Wiener-Khintchine-Gleichungen:

¹ engl.: Correlated Double Sampling

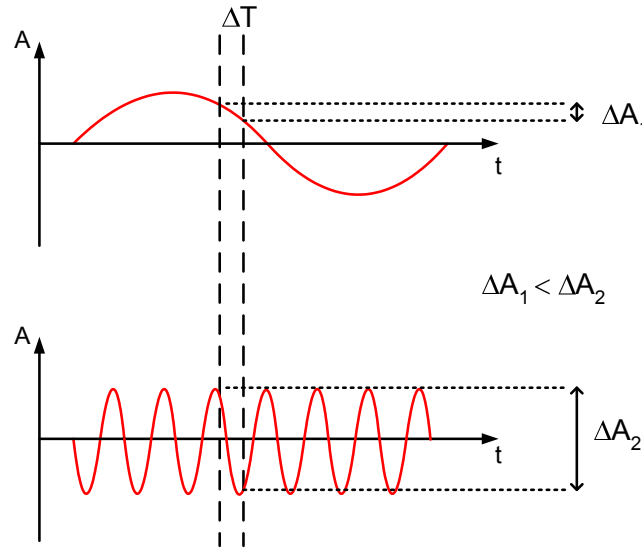


Abbildung A.2: Prinzip der korrelierten Doppelmessung. Es ist zu erkennen, dass niederfrequente Rauschbeiträge besonders stark gefiltert werden (s. Text).

$$\begin{aligned}\langle u^2(f) \rangle &= 4 \int_0^{+\infty} \varrho(\tau) \exp(-2\pi i f \tau) d\tau \\ \varrho(\tau) &= \int_0^{+\infty} \langle u^2(f) \rangle \exp(2\pi i f \tau) df\end{aligned}\quad (\text{A.6})$$

Die spektrale Rauschleistungsdichte $\langle u^2(f)^2 \rangle$ einer Funktion $u(t)$ ist also die Fouriertransformierte ihrer Autokorrelationsfunktion $\varrho(\tau)$. Aus Gleichung A.5 folgt, dass $\varrho(\tau)$ gerade ist. Aus dem ersten Teil von Gleichung A.6 folgt dann, dass $\langle u^2(f) \rangle$ auch gerade sein muß. Der zweite Teil von Gleichung A.6 lässt sich umschreiben zu:

$$\begin{aligned}\varrho(\tau) &= \int_0^{+\infty} \langle u^2(f) \rangle \cos(2\pi f \tau) df + i \int_0^{+\infty} \langle u^2(f) \rangle \sin(2\pi f \tau) df \\ &= \int_0^{+\infty} \langle u^2(f) \rangle \cos(2\pi f \tau) df\end{aligned}\quad (\text{A.7})$$

Hieraus ergibt sich mit Gleichung A.6 die gesamte Rauschleistung zu:

$$\langle u_{ges}^2 \rangle = \int_0^{+\infty} \langle u^2(f) \rangle df = \varrho(0)\quad (\text{A.8})$$

Die Messfunktion $s(t)$ für eine korrelierte Doppelmessung an einem Signal $u(t)$ wird beschrieben durch:

$$s(t) = u(t) - u(t - \Delta T) \quad (\text{A.9})$$

Die Autokorrelationsfunktion $\varrho(t)$ von $s(t)$ ergibt sich daher zu:

$$\begin{aligned} \varrho(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} [u(t) - u(t - \Delta T)] [u(t + \tau) - u(t - \Delta T + \tau)] dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} u(t) u(t + \tau) dt + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} u(t - \Delta T) u(t - \Delta T + \tau) dt - \\ &\quad \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} u(t - \Delta T) u(t + \tau) dt - \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} u(t) u(t - \Delta T + \tau) dt \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Wenn $\tilde{\varrho}(t)$ die entsprechende Autokorrelationsfunktion von $u(t)$ ist, folgt aus Gleichungen A.5 und A.10:

$$\varrho(\tau) = 2\tilde{\varrho}(\tau) - \tilde{\varrho}(\tau + \Delta T) - \tilde{\varrho}(\tau - \Delta T) \quad (\text{A.11})$$

Aus Gleichungen A.8 und A.11 folgt:

$$\langle s_{ges}^2 \rangle = \varrho(0) = 2(\tilde{\varrho}(0) - \tilde{\varrho}(\Delta T)) \quad (\text{A.12})$$

Durch Berechnung der Autokorrelationsfunktion von $u(t)$ mit Gl. A.6 lässt sich so auf einfache Weise das Rauschen nach der Filterung durch eine korrelierten Doppelmessung berechnen.

Weißes Rauschen

Für eine weiße Rauschquelle am Eingang des Systems mit einer frequenzunabhängigen Rauschleistungsdichte $\langle i^2(f) \rangle = a$ wird die Autokorrelationsfunktion des Ausgangssignals $u(t)$ nach Gl. A.6 beschrieben durch:

$$\begin{aligned} \tilde{\varrho}(\tau) &= A \cdot a \int_0^{+\infty} T^2(f) \cos(2\pi f \tau) df \\ &= \frac{A \cdot a}{2\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\cos(\omega \tau)}{1 + (\frac{\omega}{\omega_0})^2} d\omega \\ &= \frac{A \cdot a}{4} \cdot \omega_0 \cdot e^{-\omega_0 \tau} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Einsetzen von Gleichung A.13 in A.12 liefert die gesamte Rauschleistung:

$$\langle u_{ges_weiss}^2 \rangle = \frac{A \cdot a}{2} \cdot \omega_0 \cdot (1 - e^{-\omega_0 \Delta T}) \quad (\text{A.14})$$

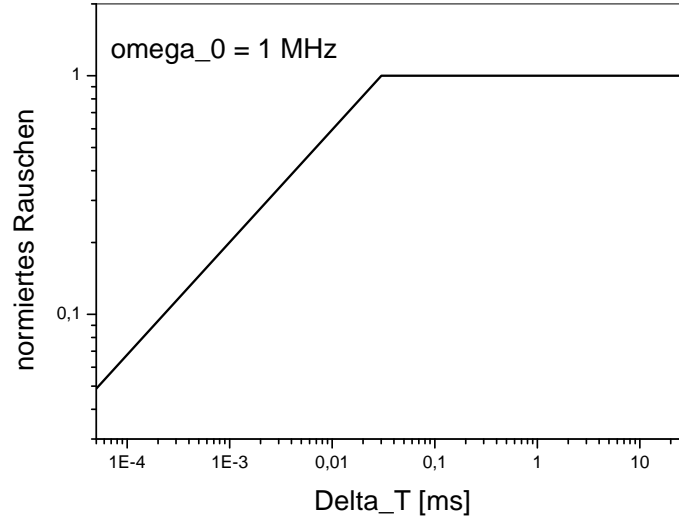


Abbildung A.3: *Thermisches Rauschen in Abhängigkeit vom Zeitintervall zwischen zwei Messungen bei einer Grenzfrequenz von $\omega_0 = 1$ MHz. Das Rauschen ist auf $(4/3) k T g_m \omega_0 / g_q^2$ normiert.*

Es lässt sich erkennen, dass eine Vergrößerung des Abstandes zwischen den beiden Messungen keinen Einfluß mehr auf das Rauschen hat, sobald der Messabstand im Verhältnis zur Bandbreite des Systems groß wird. Die gesamte Rauschleistung wird für die Doppelmessung dann doppelt so groß wie für eine einzelne Messung.

Wird speziell für den DEPFET-Sensor Gl. A.2 in Gl. A.13 eingesetzt und das Rauschen in eine äquivalente Rauschladung (ENC) im Detektor umgerechnet, so ergibt sich für das thermische Rauschen eines DEPFET-Pixels:

$$\langle ENC_{therm}^2 \rangle = \frac{4}{3} \frac{k T g_m}{g_q^2} \cdot \omega_0 \cdot (1 - e^{-\omega_0 \Delta T}) \quad (\text{A.15})$$

Das auf $(4/3) k T g_m \omega_0 / g_q^2$ normierte thermische Rauschen in Abhängigkeit vom Zeitintervall zwischen den beiden Messungen ist für eine Grenzfrequenz von $\omega_0 = 1$ MHz in Abbildung A.3 graphisch dargestellt. Es ist zu erkennen, dass eine Verkleinerung des Messabstandes nur für kleine Werte von ΔT eine Reduktion des Rauschens bewirkt.

1/f-Rauschen

Für eine Rauschquelle am Eingang des Systems mit einer Frequenzabhängigkeit $\langle i^2(f) \rangle = b f^{-\alpha}$ wird die Autokorrelationsfunktion des Ausgangssignals $u(t)$ nach Gl. A.6 beschrieben durch:

$$\begin{aligned}
\tilde{u}(\tau) &= A \int_0^{+\infty} \frac{b}{|f|^\alpha} T^2(f) \cos(2\pi f\tau) df \\
&= A b (2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{+\infty} \frac{\cos(\omega\tau)}{\omega^\alpha (1 + (\frac{\omega}{\omega_0})^2)} d\omega
\end{aligned} \tag{A.16}$$

Einsetzen von Gleichung A.16 in A.12 liefert die gesamte Rauschleistung:

$$\langle u_{ges-1/f}^2 \rangle = 2 A b (2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{+\infty} \frac{1 - \cos(\omega\Delta T)}{\omega^\alpha (1 + (\frac{\omega}{\omega_0})^2)} d\omega \tag{A.17}$$

Mit $x = \omega/\omega_0$ ergibt sich:

$$\langle u_{ges-1/f}^2 \rangle = 2 A b \left(\frac{2\pi}{\omega_0} \right)^{\alpha-1} \int_0^{+\infty} \frac{1 - \cos(\omega_0\Delta T x)}{x^\alpha (1 + x^2)} dx \tag{A.18}$$

Gleichung A.18 lässt sich nun für gegebene Werte von ω_0 , ΔT , b und α numerisch berechnen. Ohne weiter darauf einzugehen sei angemerkt, dass es bei der Berechnung des Integrals aufgrund der (für $1 < \alpha < 2$) hebbaren Singularität in 0 sinnvoll ist, die Funktion unter dem Integral in der Umgebung des Nullpunktes in eine Taylorreihe zu entwickeln. Eine andere Näherungsformel für den Spezialfall $\alpha = 1$ findet sich in der Literatur [Kan80].

Es lässt sich erkennen, dass das Integral in Gl. A.18 nur von dem Produkt $\omega_0\Delta T$ abhängt². Hierdurch ist eine Reduktion des Rauschens durch beispielsweise eine Verkleinerung der Grenzfrequenz begrenzt. Dies liegt daran, dass eine Verringerung der Grenzfrequenz geringere Signalanstiegszeiten bedeutet. Der Messabstand muß jedoch größer als diese Signalanstiegszeit sein, damit Signale noch nachgewiesen werden. Eine kleinere Grenzfrequenz muß daher mit einem längeren Zeitintervall zwischen den Messungen erkauft werden, so dass das Produkt $\omega_0\Delta T$ nach unten begrenzt ist.

Wird das Rauschen wieder in eine äquivalente Rauschladung im DEPFET-Detektor umgerechnet und Gl.A.2 in Gl. A.18 eingesetzt, so ergibt sich für das $1/f$ -Rauschen des DEPFET-Detektors

$$\langle ENC_{1/f}^2 \rangle = 2 \frac{a_{1/f} g_m^2}{g_q^2} \left(\frac{2\pi}{\omega_0} \right)^{\alpha-1} \int_0^{+\infty} \frac{1 - \cos(\omega_0\Delta T x)}{x^\alpha (1 + x^2)} dx \tag{A.19}$$

Die auf $2 a_{1/f} g_m^2/g_q^2$ normierte Abhängigkeit des $1/f$ -Rauschens von dem Zeitabstand zwischen zwei Messungen ist in Abb. A.4 bei einer Grenzfrequenz von $\omega_0 = 1$ MHz für verschiedene Werte von α graphisch dargestellt. Es ist zu erkennen, dass eine Verkürzung des Zeitabstandes zwischen zwei Messungen zu einer Reduktion des Rauschens führt.

²Der Vorfaktor hängt ebenfalls von ω_0 ab, für ein "echtes" $1/f$ -Rauschen mit $\alpha = 1$ verschwindet diese Abhängigkeit allerdings.

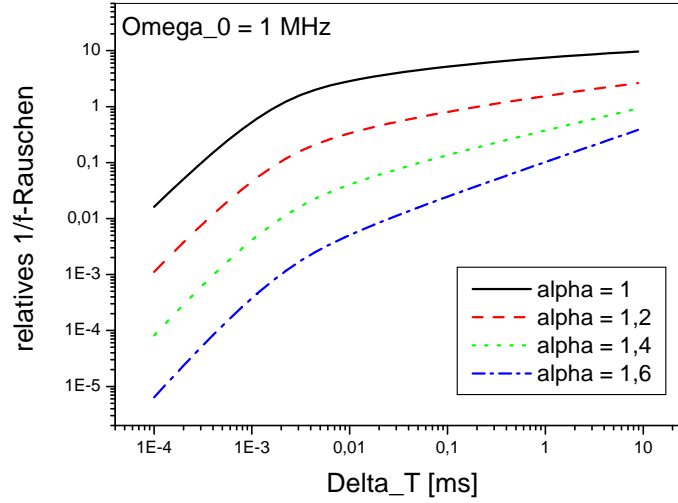


Abbildung A.4: $1/f$ -Rauschen in Abhängigkeit vom Zeitintervall zwischen zwei Messungen bei einer Grenzfrequenz von $\omega_0 = 1$ MHz. Das Rauschen ist auf $2 a_{1/f} g_m^2/g_q^2$ normiert.

Leckstromrauschen

Für eine Rauschquelle am Eingang des Systems mit einer Frequenzabhängigkeit $\langle i^2(f) \rangle = c f^{-2}$ wird die Autokorrelationsfunktion des Ausgangssignals $u(t)$ nach Gl. A.8 beschrieben durch:

$$\begin{aligned} \tilde{q}(\tau) &= A \int_0^{+\infty} \frac{c}{f^2} T^2(f) e^{i2\pi f \tau} df \\ &= A c \frac{2\pi}{2\omega_0} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{ix \cdot \omega_0 \tau}}{x^2(1+x^2)} dx \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Hierbei ist $x = \omega/\omega_0$. Das Integral lässt sich mit Hilfe des Residuensatzes lösen:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{ix \cdot \omega_0 \tau}}{x^2(1+x^2)} dx &= 2\pi i \cdot \text{Res}(i) - (-\pi i \cdot \text{Res}(0)) \\ &= 2\pi i \frac{e^{ix \cdot \omega_0 \tau}}{x^2(x+i)} \Big|_{x=i} + \pi i \frac{\partial}{\partial x} \frac{e^{ix \cdot \omega_0 \tau}}{1+x^2} \Big|_{x=0} \\ &= -\pi e^{-\omega_0 \tau} - \pi \omega_0 \tau \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Nach Einsetzen von Gl. A.21 und Gl. A.20 in Gl. A.12 ergibt sich die gesamte Rauschleistung:

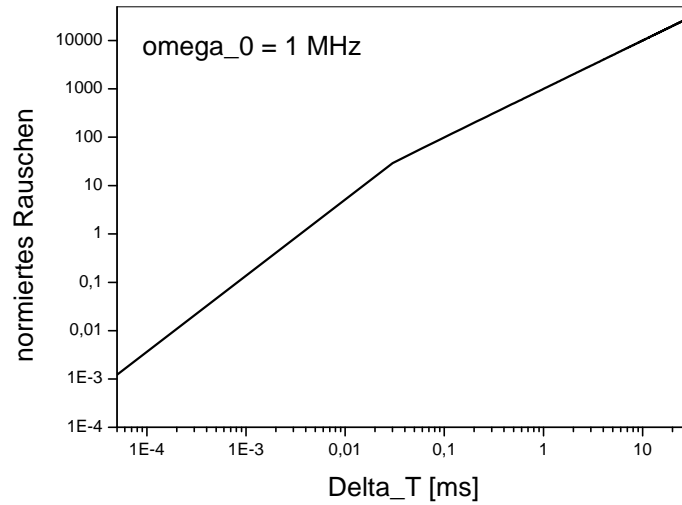


Abbildung A.5: Leckstromrauschen in Abhängigkeit vom Zeitintervall zwischen zwei Messungen bei einer Grenzfrequenz von $\omega_0 = 1$ MHz. Das Rauschen ist auf $q \cdot I_{Leck}/\omega_0$ normiert.

$$\langle u_{ges_Leck}^2 \rangle = \frac{(2\pi)^2 A \cdot c}{2\omega_0} \cdot (\omega_0 \Delta T + e^{-\omega_0 \Delta T} - 1) \quad (\text{A.22})$$

Einsetzen von Gl. A.2 in Gl. A.22 ergibt dann das Leckstromrauschen für einen DEPFET-Detektor:

$$\langle ENC_{Leck}^2 \rangle = \frac{q \cdot I_{Leck}}{\omega_0} \cdot (\omega_0 \Delta T + e^{-\omega_0 \Delta T} - 1) \quad (\text{A.23})$$

Falls $\omega_0 \Delta T \gg 1$ ist, vereinfacht sich Gl. A.23 zu

$$\langle ENC_{Leck}^2 \rangle = q \cdot I_{Leck} \cdot \Delta T \quad (\text{A.24})$$

Dies ist die bekannte Formel für das Leckstromrauschen, d.h. das Rauschen hängt linear vom Zeitabstand zwischen den beiden Messungen ab.

In Abb. A.5 ist Gl. A.23 bei einer Grenzfrequenz von $\omega_0 = 1$ MHz auf $q \cdot I_{Leck}/\omega_0$ normiert graphisch dargestellt.

Rauschen des DEPFET-Detektors

In Abbildung A.6 sind die verschiedenen Beiträge zum Stromrauschen eines DEPFET-Pixels bei einer korrelierten Doppelmessung in Abhängigkeit vom Messabstand ΔT aufgetragen. Hierbei wurden folgende mit DEPFET-Pixeln gemessene Parameter verwendet (s. Kapitel 2.4 und Kapitel 4):

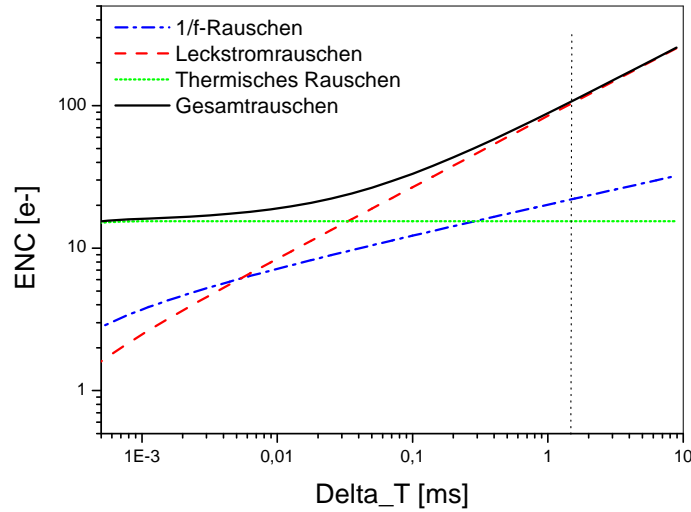


Abbildung A.6: Rauschbeiträge eines DEPFET-Pixels. Der Zeitabstand von $\Delta T = 1.5$ ms entspricht dem Messabstand beim DEPFET-Pixel Bioscope.

- Eine Transkonduktanz von $g_m = 160 \mu\text{s}$ und eine Steilheit des internen Gates von $g_q = 160 \text{ pA}/e^-$.
- Ein Leckstrom von $I_{Leck} = 1.15 \text{ pA}/\text{Pixel}$.
- Für das $1/f$ -Rauschen ein Vorfaktor von $a_{1/f} = 606 \mu\text{V}^2$ und ein Koeffizient von $\alpha = 1.4$.
- Eine Grenzfrequenz der Ausleseelektronik von $f_{Grenz} = 1.1 \text{ MHz}$ bzw. $\omega_0 = 6.9 \text{ MHz}$.

Beim Betrieb des DEPFET Pixel Bioscopes ist der Zeitabstand zwischen zwei Messungen etwa $\Delta T = 1.5$ ms. An diesem Punkt liegt das Leckstromrauschen bei $ENC_{Leck} = 104 e^-$, das $1/f$ -Rauschen bei $ENC_{1/f} = 23 e^-$ und das thermische Rauschen bei $ENC_{therm} = 15 e^-$, d.h. das Leckstromrauschen hat den dominanten Anteil am Gesamtrauschen. Es ist zu erkennen, dass bei kleineren Messabständen das Gesamtrauschen zwar kleiner wird, das Leckstromrauschen aber immer noch den größten und das thermische Rauschen den geringsten Anteil hat. Erst für $\Delta T < 30 \mu\text{s}$ wird das thermische Rauschen dominant. Messabstände dieser Größe haben aber für den tatsächlichen Betrieb keine Bedeutung, da sie im Bereich der Grenzfrequenz der Ausleseelektronik liegen, d.h. sie sind vergleichbar mit der Signalanstiegszeit. Bei sehr kleinen Messabständen nimmt daher nicht nur das Rauschen, sondern auch die Signalhöhe ab.

Anhang B

Untersuchung der Ortsauflösung mit Moirestrukturen

Um die Ortsauflösung eines Pixeldetektorsystems optimieren zu können, ist es notwendig, z.B. die Form der Ladungswolke, Ladungsteilung zwischen Pixeln und verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen zu untersuchen. Hierzu wird eine Messmethode benötigt, mit der sich der Eintrittsort eines Teilchens unabhängig von der Pulshöhenverteilung im Detektorsystem bestimmen lässt.

Dies kann beispielsweise durch ein sog. Teststrahlteleskop erreicht werden, welches aus mehreren Modulen mit ortsauflösenden Sensoren besteht, die um das zu untersuchende Detektorsystem angeordnet werden [Tre02]. Aus der Antwort des Teleskopes auf ein durch die gesamte Anordnung tretendes Teilchen kann dessen Spur (und sein Eintrittsort im Detektorsystem) rekonstruiert werden. Diese Methode kann allerdings nicht auf niederenergetische Teilchen angewandt werden, da die Teilchen sowohl den Detektor als auch die Sensoren des Teleskopes durchdringen müssen.

Eine weitere Möglichkeit ist das Abtasten des Detektorsystemes mit einem Laser. Die Methode wird in Kapitel 5.4.1 beschrieben. Sie hat den Nachteil, dass zum Einen die Signalladungen nicht wie bei einem niederenergetischen Teilchen in einem Punkt generiert werden, da der Fokus des Lasers eine gewisse Ausdehnung hat. Zum Anderen ist die Tiefe im Sensor, in der die Signalladungen erzeugt werden, für einen Laser i.a. eine andere als für ein ionisierendes Teilchen, was z.B. Auswirkungen auf die Driftzeit der Signalladungen und die Breite der entstehenden Ladungswolke hat.

Diese Probleme können mit einer Methode vermieden werden, welche erstmals 1997 von Tsunemi et al. vorgestellt wurde [Tsu97]. Die Methode konnte im Rahmen dieser Doktorarbeit nicht verwendet werden, da die technischen Anforderungen an die Strukturierung des für die Methode erforderlichen Gitters (s.u.) sehr hoch sind. So wurde versucht, am Laserzentrum der FH Münster Lochstrukturen in $5\ \mu\text{m}$ - bzw. $10\ \mu\text{m}$ dicker Wolframfolie mit dem Laser produzieren zu lassen. Es stellte sich jedoch heraus, dass sich Strukturen in der benötigten Größe mit vertretbarem finanziellen Aufwand nicht in der erforderlichen Qualität herstellen ließen. Im Folgenden soll die Methode dennoch kurz beschrieben werden:

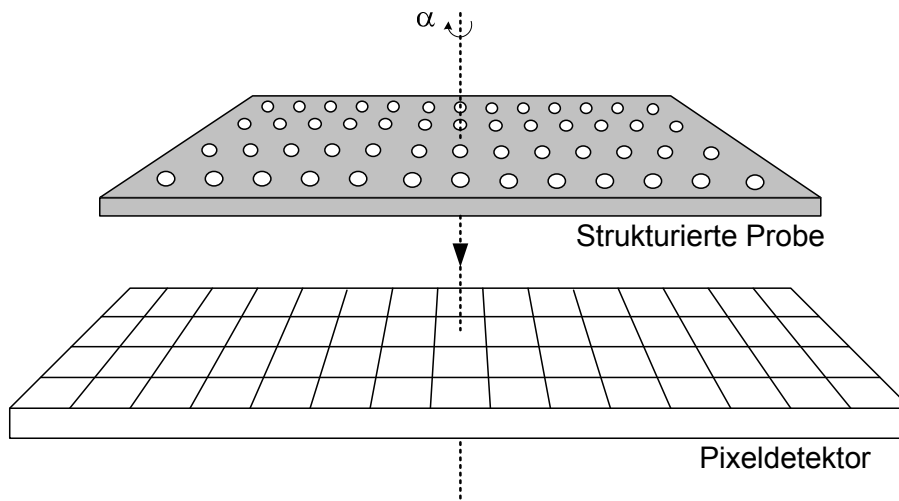


Abbildung B.1: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Ortsauflösung mit Moirestrukturen.

Ein regelmäßiges Gitter aus kleinen Löchern in einer Metallprobe wird auf den Detektor gelegt (s. Abb. B.1), wobei Strahlung nur durch die Löcher treten kann und überall sonst absorbiert wird. Im Detektor werden daher nur die Pixel getroffen, auf welchen sich ein Loch des Gitters befindet. Damit die Strahlung für jeden Pixel höchstens durch ein Loch treten kann, muß der Lochabstand größer sein als der Abstand der Pixel. Das Moiremuster, welches sich aus getroffenen und nicht-getroffenen Pixeln ergibt, ist charakteristisch für den Winkel α , mit welchem das Gitter auf dem Detektor liegt, sowie für die Verschiebung des Gitternullpunktes bzgl. des Detektors. Die Lage des Gitters bzgl. des Detektors lässt sich daher wieder aus dem Moiremuster rekonstruieren. Mit der Lage der Löcher ist auch der Eintrittsort der Teilchen für jeden getroffenen Detektorpixel bekannt. Bei geeigneter Wahl des Lochabstandes und der Lage der Probe kann erreicht werden, dass die Löcher für verschiedene Pixel an verschiedenen Positionen innerhalb der Pixel liegen. Wenn die Trefferereignisse verschiedener Pixel auf einen Referenzpixel projiziert werden, können so in Abhängigkeit von der Trefferposition im Pixel Ladungsteilung [Yos98], Ortsauflösung [Tsu02], Form der Ladungswolke [Hir98], Ineffizienzen [Tsu97], etc. untersucht werden.

In Abb. B.2 ist das berechnete Moiremuster für einen Pixeldetektor mit 64×64 Pixeln gezeigt, wobei die Pixel zweier benachbarter Spalten um eine halbe Pixellänge zueinander versetzt waren. Hierbei waren die Pixel $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ groß, der Abstand der runden Löcher mit einem Durchmesser von $3 \mu\text{m}$ betrug in x- und y- Richtung jeweils $76 \mu\text{m}$ und die Probe hatte einen Winkel von $\alpha = 0^\circ$ zum Detektor. Bei diesem Winkel liegt in jedem $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ -Segment des Referenzpixels ein Loch des Gitters. Die Breite der gaußförmigen Signalladungswolke betrug $8 \mu\text{m}$.

In Computersimulationen wurde für diese Parameter untersucht, inwieweit aus dem Moiremuster die Lage des Gitters bzgl. des Detektors bestimmt werden kann. Hierzu wurde

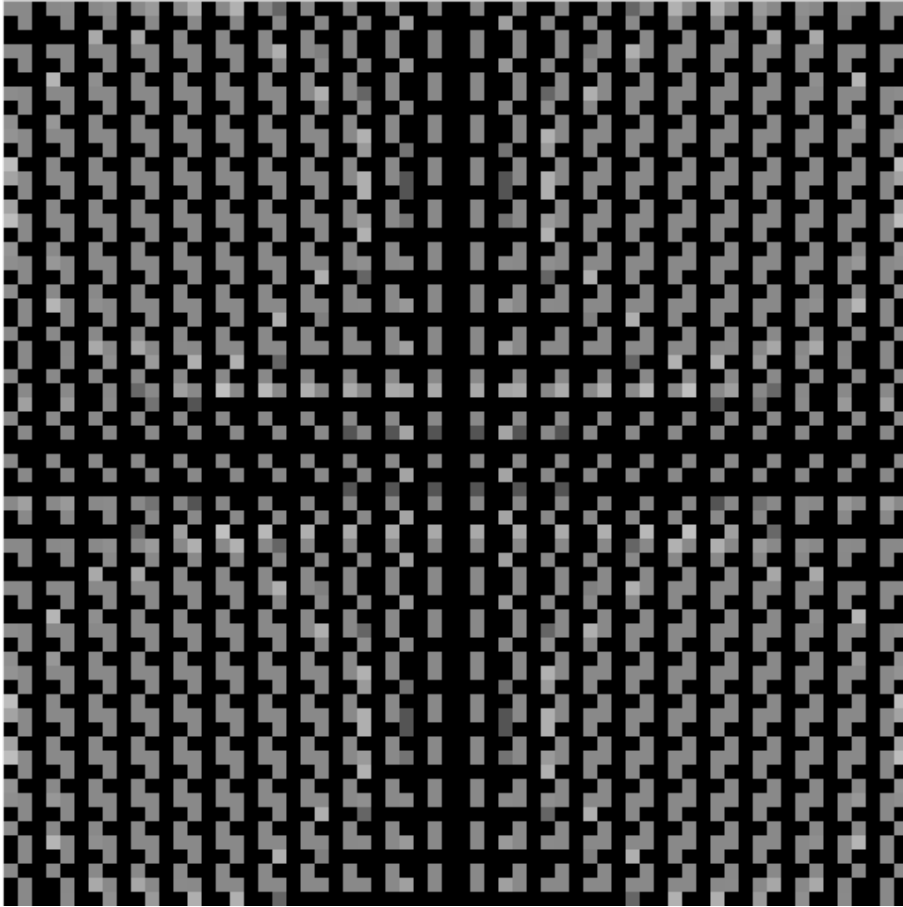


Abbildung B.2: Berechnetes Moiremuster für einen Detektor mit 64×64 Pixeln. Die Lage der Probe bzgl. des Detektors betrug 0° , die Löcher in der Probe hatten einen Abstand von $76 \mu\text{m}$ zueinander.

das Gitter um einen zufällig gewählten Wert verschoben und um einen zufällig gewählten Winkel zwischen 0 und 0.5° gedreht. Anschließend wurde die Lage des Gitters aus dem entstehenden Moiremuster rekonstruiert und mit den tatsächlichen Werten verglichen. In 10000 Wiederholungen dieses Vorganges konnte die Verschiebung bis auf maximal $\Delta x = \Delta y = 1 \mu\text{m}$ und der Drehwinkel bis auf maximal $\Delta\alpha = 0.02^\circ$ genau rekonstruiert werden.

Mit diesem Verfahren lässt sich daher der Eintrittsort eines niederenergetischen Teilchens mit einer sehr hohen Genauigkeit bestimmen.

Literaturverzeichnis

- [Adl01] S. Adler, Rauschoptimierung von DEPFET-Strukturen am Fano-Limit, Diplomarbeit an der Universität Bonn, 2001
- [Alb94] B. Alberts, D. Bray, J. Lewis, M. Raff, K. Roberts and J.D. Watson, Molecular Biology of the Cell, Garland Publishing, New York, 1994
- [Ali80] R.C. Alig et al., Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors, Phys. Rev. B 22 (1980) 5565
- [AMS99] AMS 0.8 um CMOS Design Rules, Austria Micro Systems International AG, Schloß Premstätten, Austria
- [Ame99] Amersham Pharmacia Biotech Europe GmbH, Munzinger Str. 9, D-79111 Freiburg, Germany
- [Aur99] T. Aurisch, Untersuchungen an DEPJFET-Matrizen mit gepulstem und kontinuierlichem Löschvorgang, Diplomarbeit an der Universität Bonn, IB 97-18, 2001
- [Bak89] J.R.J. Baker, Autoradiography: A comprehensive overview, Oxford University Press, Oxford, 1989
- [Bau01] A. Bauer, Receptor Imaging Group, Medizinisches Institut, KFA Jülich, D-52425 Jülich
- [Bel83] E. Belau et al., Charge Collection in Silicon Strip Detectors, Nucl. Instr. and Meth. 214 (1983) 253-260
- [Ber68] G. Bertolini, A. Coche, Semiconductor Detectors, North Holland Publishing (1968)
- [Bio02] Biospace, 10 Rue Mercoeur, Paris, France 75011, <http://www.biospace.fr>
- [Bra81] S. Brandt, Datenanalyse, B.I.-Wissenschaft, Mannheim, 1981
- [Cad04] Cadence Open Book Documentation, Spectre Reference Manual Vol.2, März 1994
- [Ces96] G. Cesura et al., New pixel detector concepts based on JFETs on high resistivity silicon, Nucl. Instr. and Meth. A 377 (1996) 521.

- [Chu72] J.L. Chu, G. Persky, S.M. Sze, Thermionic Injection and Space-Charge-Limited Current in Reach-Through p^+np^+ -Structures, *J. Appl. Phys.* 43(8) (1972) 3510
- [Fan46] U. Fano, On the Theory of Ionization Yield of Radiations in Different Substances, *Phys. Rev.* 70 No. 1,2 (1946) 44
- [Fan47] U. Fano, Ionization Yield of Radiations. II: The Fluctuations of the Number of Ions, *Phys. Rev.* 72 No. 1 (1947) 26
- [Fis71] H.A. Fischer, G. Werner, *Autoradiographie*, Walter de Gruyter Verlag, Berlin, 1971
- [Fis88] P. Fischer, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1988.
- [Fis00] P. Fischer et al., First operation of a pixel imaging matrix based on DEPFET pixels, *Nucl. Instr. and Meth. A* 451 (2000) 651-656.
- [Fis02a] P. Fischer et al., Readout Concepts for DEPFET Pixel Arrays, *submitted to Nucl. Inst. and Meth. A*, 2002
- [Fis02b] P. Fischer et al., A DEPFET based pixel vertex detector for the detector at TESLA, *Linear Collider Note, LC-DET-2002-004* (2002)
- [Fit74] H.J. Fitting, Transmission, energy distribution and SE excitation of fast electrons in thin solid films, *Phys. Stat. Sol. (a)* 26(1974), 525
- [Gat84] E. Gatti, P. Rehak, Semiconductor Drift Chamber - an Application of a Novel Charge Transport Scheme, *Nucl. Inst. and Meth. A* 226 (1984) 608
- [Gra93] P. Gray, R. Meyer, *Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, New York, 1993
- [Hir98] J. Hiraga et al., How Big Are Charge Clouds inside the Charge-Coupled Device produced by X-Ray Photons?, *Jpn. J. Appl. Phys.* 37 (1998) 4627-4631
- [Hoe95] N. Hörnel, Test, Inbetriebnahme und Weiterentwicklung von Silizium-Pixel-Detektoren, Diplomarbeit an der Universität München, 1995, MPI-PhE/95-28
- [Hol99] P. Holl et al., Active Pixel Matrix for X-ray Satellite Missions, *IEEE Trans. Nucl. Sci* 47, No. 4 (2000)
- [Joh01] T. Johannes, Das physikalische Verhalten von aktiven Pixelsensoren zum Nachweis von Röntgenstrahlung, Diplomarbeit an der Universität München, 2001
- [Kan72] K. Kanaya, S. Okayama, Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets, *J.Phys.D* 5 (1972) 43-58
- [Kan94] K. Kandiah, Random Telegraph Signal Currents and Low-Frequency Noise in Junction Field Effect Transistors, *IEEE Trans. on Electron Dev.* 41(11) (1994) 2006

- [Kan80] R.J. Kansy, Response of a Correlated Double Sampling Circuit to $1/f$ Noise, IEEE J.Solid-State Circuits vol. SC-15 (1980) 373
- [Kat03] KATRIN homepage, <http://ik1lau1.fzk.de/katrin>
- [Kem90] J. Kemmer et al., Experimental Confirmation of a New Semiconductor Detector Principle, Nucl. Instr. and Meth. A 288 (1990) 92.
- [Kle91] P. Klein et al. Design and Performance of semiconductor detectors with integrated amplification and charge storage capability, Nucl. Instr. and Meth. A 305 (1991) 517.
- [Kle96] P. Klein, Entwicklung, Bau und Test eines Halbleiter-Bildzellendetektors für den Einsatz in der Teilchenphysik, Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 1996.
- [Kle97] P. Klein et al., Study of a DEPFET pixel matrix with continuous clear mechanism, Nucl. Instr. and Meth. A 392 (1997) 254.
- [Kle99] P. Klein et al., A DEPFET Pixel Bioscope for the Use in Autoradiography, Nucl. Instr. and Meth. A 454 (2000) 152
- [Kle00] P. Klein et al., First Measurements on a DEPFET Active Pixel Matrix for X-Ray Imaging Spectroscopy, Proc. SPIE Vol. 4012 (2000) 605 - 611
- [Kir89] M.J. Kirton, M.J. Uren, Noise in solid-state microstructures: A new perspective on individual defects, interface states and low-frequency ($1/f$) noise, Adv. Phys. 38(4) (1989) 367-468
- [Koh02] R. Kohrs, private Mitteilung
- [Lee97] J.E. Lees et al., Direct Beta Autoradiography using Microchannel Plate (MCP) Detectors, Nucl. Inst. and Meth. A 392 (1997) 349
- [Lec98] P. Lechner, Zur Ionisationsstatistik in Silizium, Dissertation an der Technischen Universität München, 1998
- [Lee02] J.E. Lees, G.W. Fraser, Efficiency Enhancement for MCP-based beta autoradiography, Nucl. Inst and Meth. A 477 (2002) 239-243
- [Leo94] W. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag, Berlin, 1994
- [Lin01] M. Lindner, Entwicklung eines zählenden Pixeldetektors für "Digitales Röntgen", Doktorarbeit an der Universität Bonn, IR 2001-06, 2001.
- [Lju94] K. Ljunggren, S. Strand, Reduction of noise in Beta camera for low activity applications, IEEE Trans. on Nucl. Sci. 41 (1994) 1666-1669

- [Löc99] M. Löcker, DEPFET-Detektoren: Messungen an Einzelbildzellen und an einer Prototypmatrix, Diplomarbeit an der Universität Bonn (1999), IB 99-05.
- [Lut87] J. Kemmer, G. Lutz, New detector concepts, Nucl. Instr. and Meth. A253 (1987) 365.
- [Lut99] G. Lutz, Semiconductor Radiation Detectors, Springer Verlag, Berlin, 1999
- [Mei90] N. Meidinger, Diffusion und Drift von Ladungen in Halbleiter-Detektoren, Diplomarbeit an der Technischen Universität München (1990), ISSN 0178-0719
- [Mor95] H. Morneburg (Hrsg.), Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik, Publicis MCD Verlag, 1995
- [Mül79] R. Müller, Rauschen, Springer Verlag, Berlin, 1979
- [Nee96] W. Neeser, Test und Inbetriebnahme von DEPJFET-Detektoren, Diplomarbeit an der Universität Bonn (1996), IB 96-31.
- [Nee02] W. Neeser, DEPFET - a pixel device with integrated amplification, Nucl. Inst. and Meth. A 477 (2002) 129-136
- [Nee00a] W. Neeser, Entwicklung eines Bioscope-Systems aus DEPFET-Matrizen, Doktorarbeit an der Universität Bonn, IR 00-06, 2000
- [Nee00b] W. Neeser et al., The DEPFET pixel BIOSCOPE, IEEE Trans. on Nucl. Sci. 47 (2000) 1246.
- [Ove98] M. Overdick, Digital autoradiography using silicon strip detectors, Wissenschaftsverlag Mainz, Aachen, 1999.
- [PDB02] Particle data group, Particle Physics Booklet, July 2002
- [Per99] F. Perotti, C. Fiorini, Observed energy dependence of Fano factor in silicon at hard X-ray energies, Nucl. Inst. and Meth. A 423 (1999) 356-363
- [Pue96] D. Puertolas et al., An ISPA Camera for Beta Radiography, IEEE Trans. on Nucl. Sci. 43 (1996) 2477-2487
- [Ric03] R. Richter et al., eingereicht an Nucl. Inst. and Meth. A, 2003
- [Rut02] E. Rutkowski, Auslese aktiver Pixelsensoren, Diplomarbeit an der Technischen Universität München, 2002
- [Sch02] R. Schmidt, Zentrale Biotechnische Betriebseinheit, Universität Giessen, Leihgesterner Weg 217, 35392 Giessen
- [Sil98] Silicon Solutions, Rosenstr. 7-9, D-50678 Köln

- [Sho61] W. Shockley, *Solid State Electr.* 2 (1961) 35
- [Sze85] S.M. Sze, *Semiconductor Devices, Physics and Technology*, John Wiley & Sons, 1985
- [Tre02] J. Treis, *Doktorarbeit an der Universität Bonn*, 2002
- [Tri99] M. Trimpl, *Inbetriebnahme eines Autoradiographiesystems mit einer DEPFET-Matrix und erste Messungen*, *Diplomarbeit an der Universität Dortmund*, 1999
- [Tri03] M. Trimpl, *A Fast Readout using Switched Current Techniques for a DEPFET-Pixel Vertex Detector at TESLA*, eingereicht an *Nucl. Inst. and Meth. A*, 2003
- [Tsu97] H. Tsunemi et al., *New Technique of the X-Ray Efficiency Measurement of a Charge-Coupled Device with a Subpixel Resolution*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol 36 (1997), 2906-2911
- [Tsu02] H. Tsunemi et al., *Application of a finite size of the charge cloud shape generated by an X-Ray photon inside the CCD*, *Nucl. Inst. and Meth. A* 477 (2002) 155-160
- [Tur93] R. Turchetta, *Spatial resolution of silicon microstrip detectors*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 335 (1993) 44-58
- [Ulr01] J. Ulrici et al., *Spectroscopic and imaging performance of DEPFET pixel sensors*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 465 (2001) 247
- [Wei94] P. Weilhammer, *Double-sided Si strip sensors for LEP vertex detectors*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 342 (1994) 1-15
- [Wel94] U. Welander et al., *Resolution as defined by line spread and modulation transfer functions for four digital intraoral radiographic systems*, *Or. Surg. Or. Med. Or. Path.* 78 (1994) 109-115
- [Wes00] N. Weste, K. Eshraghian, *Principles of CMOS VLSI Design; A Systems Perspective*, Addison Wesley, 1992
- [Yos98] K. Yoshita et al., *Direct Measurement at the Sub-pixel Level of the X-ray Detection Efficiency of the CCD on Board the ASCA satellite*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 45 (1998) 915

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mittlerer Energieverlust von α -Teilchen in Si	9
1.2	Landauverteilung des Energieverlustes hochenergetischer geladener Teilchen	9
1.3	Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Photonen mit Silizium	11
1.4	Der pn -Übergang	15
1.5	Die pn -Diode als Strahlungsdetektor	16
1.6	Prinzip der Seitwärtsdepletion	19
1.7	Einfluss der Drain-Source-Spannung auf den Kanal eines p -Kanal-JFET .	21
1.8	Ausgangskennlinienfeld eines p -Kanal-JFET	22
1.9	Transferkennlinienfeld und Transkonduktanz eines p -Kanal-JFET	23
2.1	Prinzip des DEPFET-Detektors	25
2.2	Querschnitt durch einen DEPFET-Detektor	25
2.3	Löschen über den externen Löschkontakt	27
2.4	Löschen über den externen Gatekontakt	27
2.5	Funktionsprinzip des Punch-Through Effektes	28
2.6	Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines DEPFET-Detektors	30
2.7	Gemessenes Ausgangskennlinienfeld eines DEPFET-Einzelpixels	32
2.8	Eingangskennlinie eines DEPFET-Einzelpixels	33
2.9	Versuchsaufbau zur Messung von Röntgenspektren mit DEPFET-Einzelpixeln	34
2.10	^{55}Fe -Spektrum eines DEPFET-Einzelpixels	35
2.11	Prinzip der Ladungsteilung zwischen dem Pixel und seiner Umgebung . .	36
2.12	Abhängigkeit des Einzelpixelrauschens von der Shapingzeit	36
2.13	Rauschleistungsdichte von zwei DEPFET-Einzelpixeln	37
2.14	Simulierte ^{55}Fe -Spektren für verschieden breite Ladungswolken	38
3.1	Ausschnitt einer 64×64 -DEPFET Matrix	41

3.2	Prinzip der Auslese einer DEPFET-Matrix	42
3.3	Timingschema bei zeilenweisem Löschen	43
3.4	Timingschema bei globalem Löschen	43
3.5	Blockdiagramm des DEPFET Pixel Bioscopes	45
3.6	Foto eines DEPFET-Hybrids	46
3.7	Foto des Bioscope Systems	47
3.8	Aufnahme von CARLOS 2.0	49
3.9	Blockschaltbild von CARLOS 2.0	50
3.10	Möglichkeiten der variablen Stromsubtraktion	51
3.11	Messung der Größe des Pulldownwiderstandes	54
3.12	Schaltplan des Strom-Spannungs-Wandlers	54
3.13	Kennlinien des Lastwiderstandes	55
3.14	Blockdiagramm des RAM und der RAM-Ansteuerung	56
3.15	Schaltplan einer elementaren RAM-Zelle	57
3.16	Schaltplan eines Decoders	57
3.17	Blockschaltbild des SWITCHER 2.0	58
3.18	Aufnahme des SWITCHER 2.0	59
4.1	Kalibration der Ausleseketten	61
4.2	Verteilung der Transistorströme in einer DEPFET-Matrix	63
4.3	Variation der Verstärkung in einer DEPFET-Matrix	64
4.4	Drainspannung und der Verstärkung in Abhängigkeit von der Matrixzeile	65
4.5	Mit dem DEPFET Pixel Bioscope aufgenommenes ^{109}Cd -Spektrum	65
4.6	Rauschen eines Pixels in der Matrix	68
4.7	Messung des Transistorstroms bei Spannungspuls am Löschkontakt	71
4.8	Stromänderung bei Spannungspuls am Transistorgate	72
4.9	Abhängigkeit des Löscheffektes von der Höhe des Löschpulses	72
4.10	Abhängigkeit des Löscheffektes von der Dauer des Löschpulses	73
4.11	Löscheffekt bei Spannungspuls an den Transistorgates der Nachbarzeile	74
4.12	Verhalten des Ruhestromes nach Einschalten einer Matrixzeile	75
4.13	Änderung des Ruhestromes in den ersten $20\mu\text{s}$ nach Einschalten einer Matrixzeile	76
5.1	Untersuchte Pixelgeometrien	83

ABBILDUNGSVERZEICHNIS	151
5.2 Test der Simulation	84
5.3 Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Schwelle	86
5.4 Bei einer linearen Interpolation verwendete Pixel	88
5.5 Problematik bei linearer Rekonstruktion	88
5.6 Residuenverteilung bei linearer Rekonstruktion	89
5.7 Rekonstruktionfehler bei linearer Rekonstruktion	89
5.8 Positionsabhängiger Rekonstruktionsfehler bei der linearen Interpolation	90
5.9 Etafunktionen für verschiedenes SNR	92
5.10 Residuenverteilung bei Rekonstruktion mit der η -Verteilung	93
5.11 Rekonstruktionfehler bei Rekonstruktion mit der η -Verteilung	93
5.12 Positionsabhängiger Rekonstruktionsfehler bei Rekonstruktion mit der η - Funktion	94
5.13 Zur Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle verwendete Pixel	95
5.14 Residuenverteilung bei Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle	96
5.15 Rekonstruktionfehler bei Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle	97
5.16 Positionsabhängiger Rekonstruktionsfehler bei Rekonstruktion mit einer Lookup-Tabelle	98
5.17 Ortsauflösung bei hexagonaler Pixelgeometrie	99
5.18 Positionsabhängiger Rekonstruktionsfehler bei hexagonaler Pixelgeometrie	100
5.19 Vergleich der verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen	101
5.20 Vergleich der Ortsauflösung für verschiedene Pixelgeometrien	102
5.21 Lasermessaufbau zur Bestimmung der Ortsauflösung	103
5.22 Breite der Ladungswolke bei Laseruntersuchung	105
5.23 Lasermessung zur Bestimmung der Ortsauflösung	106
5.24 Zeichnung der zur Messung der Ortsauflösung verwendeten Struktur	108
5.25 ^{55}Fe -Schattenbild der Linienstruktur	109
5.26 Projektion der Trefferverteilung für die ^{55}Fe -Messung auf eine Achse senk- recht zu den Linienstrukturen	110
5.27 Ableitung der Trefferverteilung in der Umgebung einer Linienkante	110
5.28 Simulation zur Bestimmung der Breite der Linienbildfunktion	112
5.29 Mikroskopaufnahme der SILAB-Teststruktur	113
5.30 ^{55}Fe -Schattenbild der SILAB-Teststruktur	113
6.1 Prinzip der Autoradiographie	117

6.2	Schematische Darstellung des Hippocampus eines Rattenhirnes	121
6.3	Autoradiogramm eines 3H -markierten Rattenhirnschnittes	121
6.4	Autoradiogramm eines mit 3H -markierten Blattes	122
6.5	Mit dem Bioscope aufgenommene Spektren von β -Zerfällen	123
6.6	Versuchsaufbau zur Trennung von 3H und ^{14}C	124
6.7	Trefferverteilung bei Versuch zur Trennung von Radiomarkern	125
6.8	Trefferverteilung mit Energieinformation bei Versuch zur Trennung von Radiomarkern	126
A.1	Ersatzschaltbild für das Rauschen in einem Verstärkersystem	132
A.2	Prinzip der korrelierten Doppelmessung	134
A.3	Thermisches Rauschen in Abhängigkeit vom Zeitintervall zwischen zwei Messungen	136
A.4	1/f-Rauschen in Abhängigkeit vom Zeitintervall zwischen zwei Messungen	138
A.5	Leckstromrauschen in Abhängigkeit vom Zeitintervall zwischen zwei Messungen	139
A.6	Rauschbeiträge eines DEPFET-Pixels	140
B.1	Versuchsaufbau zur Untersuchung der Ortsauflösung mit Moirestrukturen	142
B.2	Berechnetes Moiremuster für einen Detektor mit 64×64 Pixeln	143

Tabellenverzeichnis

1.1	Physikalische Eigenschaften einiger Halbleitermaterialien bei Raumtemperatur	14
5.1	81
5.2	107

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ganz besonderer Dank gebührt folgenden Personen:

- Prof. Dr. Norbert Wermes, der mir dieses interessante Thema angeboten und meine Arbeit auf vielfältige Weise gefördert und unterstützt hat.
- Prof. Dr. Peter Fischer für die geduldige Betreuung, seine gute Laune und seine große Hilfe beim Lösen von Problemen.
- Wolfgang Neeser für die tolle Betreuung und Zusammenarbeit, seine Lockerheit und seine Logbücher.
- Dr. Peter Klein für die große Unterstützung, die langen Diskussionen und die gemeinsamen Rauschmessungen.
- Marcel Trimpl für das tolle Projektklima, seinen Humor und seine Lattes.
- Stefan Adler für seine Beiträge zum Projekt und die gute Zusammenarbeit.
- Walter Ockenfels und Dr. Ögmundur Runolfsson für das Bonden auch zu ungewöhnlichen Tageszeiten.
- Giacomo Comes für seine Unterstützung und Hilfe bei allen Cadence-Problemen.
- Johannes Treis für viele Diskussionen auch über nichtfachliche Themen und die Kalauer.
- allen jetzigen und ehemaligen Mitgliedern der Faust/SILAB - Arbeitsgruppe für das lockere und angeregte Arbeitsklima und die ständige gegenseitige Hilfe.
- Prof. Dr. Ruprecht Schmidt, Dr. Andreas Bauer und Dieter Gebauer für ihre Unterstützung.
- der Studienstiftung des Deutschen Volkes für die Förderung meiner Arbeit.
- Lioba, die mir in den Aufs und Abs meiner Arbeit zur Seite stand und stets Verständnis für durchgearbeitete Abende und Wochenenden hatte.

Bedanken möchte ich mich auch bei meiner Familie und ganz besonders bei meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht und mich während all der Zeit unterstützt und motiviert haben.