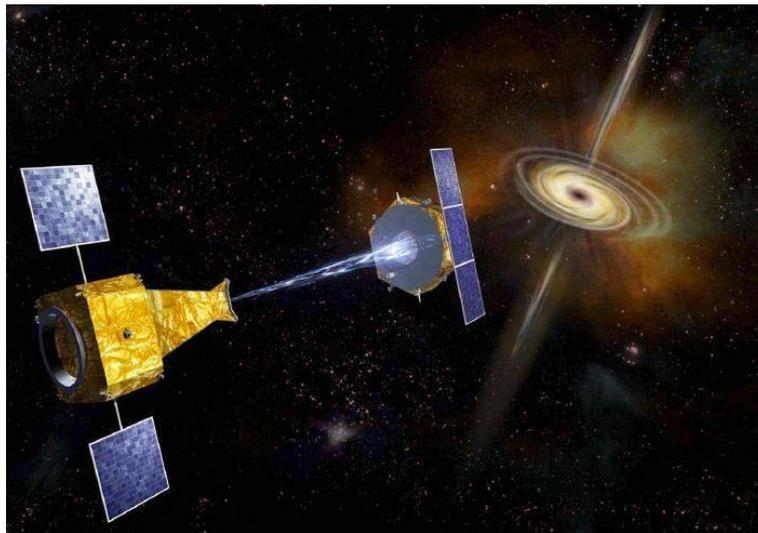


# Aufbau eines Science Verification Models für die Symbol-X Mission



Diplomarbeit

eingereicht von

Daniel Maier

Eberhard Karls Universität Tübingen  
Fakultät für Mathematik und Physik  
Institut für Astronomie und Astrophysik  
Abteilung Astronomie

Mai 2009



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>8</b>
<b>2</b>	<b>Röntgenastronomie im Allgemeinen</b>	<b>10</b>
2.1	Die Geschichte der Röntgenastronomie . . . . .	10
2.2	Physik der Röntgenstrahlung . . . . .	11
2.2.1	Wechselwirkung mit Materie . . . . .	12
2.2.2	Erzeugung von Röntgenstrahlung . . . . .	15
2.2.3	Astronomische Röntgenquellen . . . . .	17
2.2.4	Nachweis von Röntgenstrahlung . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Der DEPFET Detektor</b>	<b>30</b>
3.1	Seitwärtsdepletion . . . . .	30
3.2	Der Feldeffekttransistor . . . . .	31
3.2.1	Metall-Oxid-Halbleiter Feldeffekttransistoren . . . . .	32
3.3	Die DEPFET-Zelle . . . . .	33
3.3.1	Internes und externes Gate . . . . .	34
3.3.2	Der Auslesevorgang der DEPFET-Zelle . . . . .	34
3.3.3	Entladung des internen Gates . . . . .	35
3.4	Betrieb der DEPFET-Matrix . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Das Simbol-X Projekt</b>	<b>39</b>
4.1	Die wichtigsten Daten . . . . .	39
4.2	Die wissenschaftlichen Perspektiven für Simbol-X . . . . .	41
4.3	Strahlenfokussierung . . . . .	42
4.4	Formationsflug . . . . .	44
4.5	Detektor Spacecraft . . . . .	45
<b>5</b>	<b>Das Simbol-X Science Verification Model</b>	<b>48</b>
5.1	Ziel des Science Verification Model . . . . .	48
5.2	Funktionserklärung der Komponenten . . . . .	48
5.2.1	Vakuum Kessel . . . . .	48
5.2.2	Kühlung . . . . .	51
5.2.3	Detektor . . . . .	54
5.2.4	CAMEX-Chip . . . . .	58
5.2.5	Switcher-Chip . . . . .	60
5.2.6	Analog-Digital-Konverter . . . . .	63
5.2.7	Eventpreprocessor . . . . .	64

5.2.8	Sequenzer SEQ . . . . .	77
5.2.9	Spannungsversorgung . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>84</b>
<b>A</b>	<b>Die Grundlagen der Halbleiterphysik</b>	<b>88</b>
A.1	Energiebänder . . . . .	88
A.1.1	Rekombinierung . . . . .	90
A.2	Dotierte Halbleiter . . . . .	90
A.3	Der p-n Übergang . . . . .	91
<b>B</b>	<b>Sperrschicht-Feldeffekttransistor</b>	<b>93</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Energieverteilung bei Compton-Streuung . . . . .	13
2.2	Wirkungsquerschnitt der Photonenwechselwirkung . . . . .	14
2.3	Absorption el-magn. Strahlung in der Atmosphäre . . . . .	15
2.4	Coma Haufen im Röntgenspektrum . . . . .	19
2.5	Vereinheitlichungsmodell der AGN . . . . .	20
2.6	Aufbau einer Gas-Ionisations-Kammer . . . . .	21
2.7	Physik der Gasionisationskammer . . . . .	22
2.8	Szintillationsdetektor . . . . .	24
2.9	Streifendetektor im Vergleich zu einer „resistive charge division“ . . . . .	26
2.10	Aufbau eines Silizium-Driftdetektors . . . . .	27
2.11	Aufbau des pn-CCD Detektors der EPIC . . . . .	28
3.1	Schema einer Seitwärtsdepletion . . . . .	31
3.2	n-Kanal MOSFET . . . . .	33
3.3	Aufbau eines DEPMOSFETs . . . . .	35
3.4	Aufbau und Ansteuerung einer DEPFET-Matrix . . . . .	38
4.1	Strahlenempfindlichkeit Simbol-X . . . . .	40
4.2	Spektrum des CXB . . . . .	42
4.3	Multilayer-Beschichtung . . . . .	43
4.4	effektive Sammelfläche . . . . .	44
4.5	Wolter-Optik . . . . .	44
4.6	Orbit von Simbol-X . . . . .	45
4.7	Hochenergiedetektor . . . . .	46
4.8	Quanteneffizienz der Kombination LED mit HED . . . . .	47
4.9	Detektor Payload . . . . .	47
5.1	Strahlentransmission . . . . .	51
5.2	Druckverlauf . . . . .	52
5.3	SVM-Vakuumkammer . . . . .	52
5.4	Schematische Darstellung des Kühlkreislaufs . . . . .	53
5.5	Temperatureinstellung des Kühlfingers . . . . .	54
5.6	Simulation des Temperaturverhaltens des Detektors . . . . .	55
5.7	DEPFET-Detektor . . . . .	56
5.8	Driftringstruktur . . . . .	56
5.9	Quanteneffizienz des LED . . . . .	57
5.10	Funktionsdiagramm LED Elektronik . . . . .	59

5.11	Schaltskizze: CAMEX-Kanal . . . . .	60
5.12	Aufbau des Switcher-Chips . . . . .	61
5.13	Verdrahtung mehrerer Switcher-Chips . . . . .	62
5.14	Photo des SVM Hybrids . . . . .	63
5.15	Funktionsprinzip eines ADC . . . . .	64
5.16	Pipeline Struktur des EPP . . . . .	65
5.17	Mustererkennung EPP . . . . .	67
5.18	Mikrometeorit . . . . .	68
5.19	Aufbau des EPP_testing Programms . . . . .	70
5.20	Zeitverlauf EPP_testing . . . . .	71
	a Einzel-Adressierung . . . . .	72
	b Doppel-Adressierung . . . . .	72
	c Common-Mode Test . . . . .	73
	d Energieschwellentest . . . . .	73
	e Nachbarenergieschwelle . . . . .	74
	f Common-Mode . . . . .	74
	g Randeffekte . . . . .	75
	h Adressierung offset-map . . . . .	75
	i Adressierung energy-map . . . . .	75
	j Window-Mode . . . . .	76
	k Mustererkennung . . . . .	76
5.21	Steuerung des Detektorsystems . . . . .	78
5.22	SEQ im Logic Analyzer . . . . .	79
5.23	Spannungsversorgung . . . . .	80
5.24	Schaltskizze eines AITPP Moduls . . . . .	81
5.25	Strom-Spannungs-Kennlinien: VDDF, VDD und VDrain . . . . .	82
5.26	Bedienoberfläche des Spannungssteuerung. . . . .	83
6.1	Rauschverteilung der Detektormatrix . . . . .	86
A.1	Energiebänder in Festkörpern . . . . .	88
A.2	Bandlücken in Festkörpern . . . . .	89
A.3	Dotierte Halbleiter . . . . .	91
A.4	pn-Übergang . . . . .	92
B.1	Schematischer Aufbau eines JFETs . . . . .	94
B.2	Strom-Spannungs-Charakteristik eines JFETs . . . . .	95

# Tabellenverzeichnis

2.1	Auswahl der wichtigsten Röntgensatelliten Missionen . . . . .	11
2.2	Vergleich der Materialeigenschaften von Silizium und Germanium . . . . .	25
2.3	Röntgendetektoren im Vergleich . . . . .	29
4.1	Die Eckdaten von Simbol-X im Vergleich zu XMM-Newton . . . . .	39
5.1	Strahlenverteilung Am-241 . . . . .	50
5.2	Intensitätsabschwächung . . . . .	50
5.3	Belegung des CAMEX-Kontrollregisters . . . . .	77

# 1 Einleitung

Mit Simbol-X bietet sich erstmals die Möglichkeit, abbildende Röntgenastronomie in dem Energiebereich von 0.5–80 keV zu betreiben. Die hohe Strahlensensitivität und Winkelauflösung wird dabei eine bisher unerreichte Präzision im harten Röntgenbereich erreichen.

Zum Nachweis der Röntgenstrahlung wird bei Simbol-X eine Kombination aus Niederenergie- (LED)<sup>1</sup> und Hochenergiedetektor (HED)<sup>2</sup> zum Einsatz kommen. Diese beiden Detektoren werden hintereinander aufgebaut, so dass die Röntgenstrahlung zuerst auf den LED trifft. Für Strahlung, mit einer Energie  $E > 10$  keV, wird der LED zunehmend transparenter und die Strahlung trifft auf den HED. Durch dieses Detektorkonzept kann im Energiebereich von 0.5–80 keV Röntgenstrahlung effektiv nachgewiesen werden.

Der LED wird im Halbleiterlabor des Max-Planck-Instituts in München-Neuperlach entwickelt. Der HED wird von der CEA<sup>3</sup> in Saclay bereitgestellt. Ein besonderes Anliegen des Simbol-X SVM ist die Untersuchung beider Detektoren in Kombination. Dadurch soll es möglich sein, gegenseitige Störungen frühzeitig zu erkennen und zu beheben.

Ziel dieser Diplomarbeit war, das Detektorsystem und die gegenseitigen Abhängigkeiten seiner Komponenten zu verstehen, die Komponenten zu testen und eventuell weiterzuentwickeln und ein SVM Messstand für Simbol-X aufzubauen. Ein *Science Verification Model* (SVM) möchte im Allgemeinen einen wissenschaftlichen Aspekt in einem Modell testen. Diese Arbeit beschreibt den Aufbau eines SVM, innerhalb dessen der Betrieb des Niederenergiedetektors ermöglicht werden soll. Das SVM soll dabei der Entwicklung und Erprobung von Soft- und Hardwarekomponenten für die spätere Flugmission dienen.

Ein gut funktionierendes Modell hilft dabei eventuelle Schnittstellenprobleme der Komponenten untereinander frühzeitig zu erkennen und zu beheben. Zudem ermöglicht ein *Feintuning* der verwendeten Komponenten die Leistung des Gesamtsystems zu verbessern. Für die Leistungsfähigkeit eines Strahlungsdetektors sind mehrere Größen von Interesse:

- die *Zeitauflösung* gibt das Zeitintervall an, in welches ein Detektorsignal eingeordnet werden kann. Eine genauere zeitliche Zuordnung des Signals ist nicht möglich.
- die *Ortsauflösung* entspricht dem kleinsten erfassbaren räumlichen Abstand zweier Ereignisse. Ein Ereignis bezeichnet in diesem Zusammenhang den Nachweis von Strahlung.

---

<sup>1</sup>LED: *Low Energy Detector*.

<sup>2</sup>HED: *High Energy Detector*.

<sup>3</sup>CEA: *Commissariat à l'Énergie Atomique*.

- *Energieauflösung*: ein Energiespektrum gibt die Intensitätsverteilung nachgewiesener Strahlung in Abhängigkeit der Energie an. Wird ein Detektor monochromatischer Strahlung ausgesetzt, erzeugt er ein Energiespektrum, welches in erster Näherung eine Gauß-Verteilung um diese Strahlenenergie zeigt. Als Energieauflösung wird sowohl das Verhältnis zwischen der Standardabweichung und dem Mittelwert dieser Verteilung, als auch das Verhältnis zwischen der Breite der Verteilung bei halber Intensität (FWHM)<sup>4</sup> und dem Mittelwert der Verteilung bezeichnet. Die Energieauflösung ist ihrerseits von der Energie abhängig.
- die *Quanteneffizienz* gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Photon im Detektor nachgewiesen werden kann.
- die *Strahlenhärte* bezeichnet die Widerstandsfähigkeit des Detektors gegenüber Photonen- und Teilchenstrahlung im Orbit.
- der *Leistungsverbrauch* des Detektors sorgt für eine Erwärmung desselben. Werden Detektoren in einem festgelegten Temperaturbereich betrieben, so ist der Leistungsverbrauch für die Dimensionierung der Kühlung entscheidend.

Quanteneffizienz und Strahlenhärte werden durch die Konstruktion des Detektors festgelegt. Daher werden sich die Konfigurationsmöglichkeiten innerhalb des SVM auf die Parameter Orts-, Zeit-, Energieauflösung und Leistungsverbrauch beschränken.

Im Besonderen wird in dieser Arbeit auf den zur Verwendung kommenden DEPFET<sup>5</sup>-Detektor und die für seinen Betrieb notwendigen Komponenten eingegangen. Dabei spielen die am IAAT<sup>6</sup> entwickelten Komponenten ihrerseits eine zentrale Rolle:

- der *event-pre-prozessor* (EPP), welcher eine hardwaregestützte Korrektur und Datenreduktion auf dem Satelliten vornimmt.
- der *Sequenzier* (SEQ), welcher Verwaltung und Organisation des gesamten Detektorsystems übernimmt.

---

<sup>4</sup>FWHM: *Full Width at Half Maximum*.

<sup>5</sup>DEPFET: *DEpleted Field Effect Transistor* [vollständig verarmter Feldeffekttransistor].

<sup>6</sup>Institut für Astronomie und Astrophysik Tübingen

# 2 Röntgenastronomie im Allgemeinen

## 2.1 Die Geschichte der Röntgenastronomie

Vermutlich haben sich die Menschen schon zu Urzeiten ihre Vorstellungen davon gemacht, was wir heute als *Universum* bezeichnen. Der Astronomie gelang der Sprung zur Wissenschaft jedoch erst am Anfang des 17ten Jahrhunderts<sup>1</sup>. Im Allgemeinen ist die Astronomie eine Wissenschaft mit einer weitreichenden geschichtlichen und kulturellen Verankerung.

Neben dem optischen Licht wird heute das gesamte elektromagnetische Spektrum zur Beobachtung des Weltalls zu nutzen. Den Anfang hierzu machte K.G. Jansky. Er begründete bereits 1931 die Radioastronomie: durch Zufall fand er in der Konstellation Sagitarius eine (für ihn als Störsignal) wahrnehmbare Radioquelle.

Der Beginn der Röntgenastronomie liegt in den 50er Jahren des 20. Jahrhunderts. Mit Ballon- und Raketenexperimenten begann die Suche nach extraterrestrischen Röntgen-signalen. Im Interesse stand zunächst die Sonne, aber schnell wurden neue faszinierende Objekte, wie zum Beispiel Röntgendoppelsterne und Pulsare, entdeckt. Zukünftige Missionen wie Simbol-X und das *International X-ray Observatory* (IXO) zeigen, dass diese Aufbruchstimmung bis heute anhält und das Feld der Röntgenastronomie weiterhin ein aktuelles Forschungsgebiet darstellt.

Der Weg der Erkenntnisgewinnung steht in der heutigen Astronomie dem Ursprünglichen entgegen: wurde vor 400 Jahren erstmals versucht irdische Gesetze auf Himmelskörper anzuwenden, so wird heute umgekehrt aus Eigenschaften kosmischer Objekte Rückschlüsse auf die zugrunde liegende Physik gezogen. Der Erkenntnisgewinn liegt darin, dass im Weltall Phänomene unter Bedingungen beobachtet werden können, welche auf der Erde nicht erreichbar sind. Röntgenstrahlung ist dabei eine entscheidende Informationsquelle für Prozesse, welche im Energiebereich zwischen 0.1–511 keV stattfinden. In Tabelle 2.1 sind die bis heute wichtigsten Röntgenmissionen aufgeführt. Im Besonderen sind dabei zu nennen:

---

<sup>1</sup>Auch wenn N. Kopernikus (\*1473; †1543) in seinem *Commentariolus* (Veröffentlichung erst 1543) schon 1509 die Theorie des heliozentrischen Weltbildes ausformulierte, wird heute der Beginn der wissenschaftlichen Astronomie auf das Jahr 1609 datiert: J. Kepler (\*1571; †1630) veröffentlicht sein Werk *Astronomia Nova*; aufbauend auf T. Brahes Beobachtungen der Bewegung des Mars beschreibt er darin, die nach ihm benannten, ersten beiden Keplerschen Gesetze. Den Versuch astronomische Beobachtungen auf natürliche Ursachen zurückzuführen markiert den Beginn eines neuen Zeitalters. Im selben Atemzug ist auch die Entdeckung der Jupitermonde (1610) durch G. Galilei (\*1564; †1642) zu nennen.

**Tabelle 2.1:** Auswahl der wichtigsten Röntgensatelliten Missionen

Betriebszeit	Name	wichtigsten Aufgaben / Beob. Technik	Energiebereich
1962–1975	OSO-Serie	Beobachtung der Sonne	50–150 keV
1970–1973	UHURU	Himmelsdurchmusterung	2–20 keV
1978–1981	HEAO-2	fokussierende Röntgenoptik	0.1–3 keV
1983–1986	EXOSAT	Langzeitbelichtung veränderl. Obj.	0.04–40 keV
1987–1991	Ginga	Röntgenstrahlung in Supernovae	1.5–37 keV
1990–1998	ROSAT	Himmelsdurchmusterung	0.1–2 keV
1993–2000	ASCA	Spektroskopie mittels CCD	0.5–12 keV
1995	RXTE	veränderliche Röntgenstrahlung	2–250 keV
1996–2002	BeppoSAX	Untersuchung von <i>Gamma Ray Bursts</i>	0.1–300 keV
1999	Chandra	hochauflösende Abbildung	0.1–10 keV
1999	XMM-Newton	hohe Sensitivität für $E > 7$ keV	0.1–15 keV
2004	Swift	Untersuchung von <i>Gamma Ray Bursts</i>	0.3–3 keV

- 1962 Riccardo Giacconi und Mitarbeiter entdecken mit einem Raketenflug die erste kosmische Röntgenquelle (neben der Sonne): Scorpius-X-1.
- 1970 Der Röntgensatellit *UHURU* findet nach einer ersten Durchmusterung des gesamten Himmels insgesamt 339 Quellen.
- 1978 Das *High Energy Astronomy Observatory 2 (HEAO-2)* konnte erstmals Röntgenquellen fokussierend abbilden.
- 1990 Der deutsche Röntgensatellit *ROSAT* findet in einer Himmelsdurchmusterung weitere 125 000 Röntgenquellen.
- 1999 *XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror)* konnte mit einem mehrfach genestetem Spiegelaufbau (58 Spiegel) die effektive Sammelfläche im Energiebereich um 7 keV weit ausbauen. Nach Hasinger et al. (2001) liegt der kleinste nachweisbare Fluss für den Energiebereich 2–10 keV bei  $1.4 \cdot 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , womit auch noch schwach leuchtende Objekte im harten Röntgenbereich beobachtet werden können.
- 1999 mit einer Winkelauflösung von 0.5'' erreicht das *Chandra-Teleskop* die bis heute beste Auflösung.

Zukünftige Missionen wie das *extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array* (eROSITA), *IXO* und eben auch *Simbol-X* werden die Grenzen des Erkennbaren weiter nach außen schieben und so hoffentlich zu neuen Erkenntnisgewinnen beitragen.

## 2.2 Physik der Röntgenstrahlung

Röntgenstrahlung wird als elektromagnetische Strahlung definiert, welche in der Atomhülle entsteht und im Energiebereich zwischen 100 eV und ca. 500 keV liegt. In der Astro-

physik erfolgt die Definition ausschließlich über den Energiebereich. Die Grenzen zur Ultraviolettstrahlung und Gammastrahlung sind fließend.

## 2.2.1 Wechselwirkung mit Materie

Wie auch bei optischem Licht kann die Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie über eine Wahrscheinlichkeitsbetrachtung beschrieben werden: Jedem möglichen Wechselwirkungsteilchen (wie zum Beispiel Atome in einem Festkörper) wird ein Wirkungsquerschnitt zugeschrieben. Für die Vorstellung genügt das Bild eines Pfeils (repräsentiert das Röntgenphoton), welcher durch ein Feld von Zielscheiben (entsprechen dem Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkungsteilchen) fliegt. Der Wechselwirkungsquerschnitt hängt zudem von der Energie der Röntgenstrahlung und von der Art und Weise der physikalischen Wechselwirkung ab. Für elektromagnetische Wellen sind dies im Allgemeinen:

- *klassische Streuung* oder auch *Rayleigh-Streuung*: Die Energie des Photons reicht nicht dazu aus das Atom anzuregen. Das Photon ändert lediglich seine Richtung nicht aber seine Energie<sup>2</sup>:  $E_i = E_f$   
Der differentielle Wirkungsquerschnitt<sup>3</sup> lässt sich über die bekannte Thomson-Streuung<sup>4</sup> und einem Atomformfaktor  $F(p, Z)$  beschreiben. Der Atomformfaktor berücksichtigt auftretende Interferenzerscheinungen mit den weiteren Hüllenelektronen und ist daher von der Kernladungszahl  $Z$  und dem Photonenimpuls  $p$  abhängig. Insgesamt nimmt die Rayleigh-Streuung mit  $Z^{1,5}$  zu und mit  $E^{-2}$  ab.

$$\frac{\partial \sigma_{Th}}{\partial \Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta)$$

$$\frac{\partial \sigma_R}{\partial \Omega} = \frac{\partial \sigma_{Th}}{\partial \Omega} F(p, Z)$$

- *inelastische Streuung* oder auch *Raman-Streuung*: Die Energie des Photons ist größer als die Anregungsenergie<sup>5</sup> des Streuteilchens. Das gestreute Photon hat eine erhöhte bzw. erniedrigte Frequenz, je nachdem ob eine Anregung oder Abregung des Stoßpartners stattgefunden hat. Die Raman-Streuung ist gegenüber der Rayleigh-Streuung um ca. einen Faktor  $10^3$  kleiner und kann häufig vernachlässigt werden.

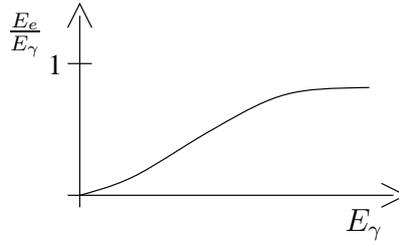
---

<sup>2</sup>Hier und im Folgenden gilt die Nomenklatur: i steht für „initial“ bzw. „anfänglich“ und f steht für „final“ bzw. „schlussendlich“.

<sup>3</sup>Der differentielle Wirkungsquerschnitt gibt die Veränderung des Wirkungsquerschnitts bei verändertem Streuwinkel an.

<sup>4</sup>Hierbei handelt es sich um die Streuung eines Photons an einem freien Elektron.

<sup>5</sup>In gasförmigen oder flüssigen Stoffen ergeben sich die Anregungsenergien als unterschiedliche Zustände der Molekülschwingungen und -drehungen; in Festkörpern sind es hingegen Gitterschwingungen, Elektronen-Loch-Anregungen oder Spinflip-Prozesse.



**Abbildung 2.1:** Energieverteilung für die Compton Wechselwirkung. Der relative Anteil der Elektronenenergie ist in Abhängigkeit zur einfallenden Strahlenenergie aufgetragen. Mit zunehmender Strahlenenergie erhält das Elektron einen zunehmend größeren Anteil an der Gesamtenergie.

- *Photoeffekt:* ein Photon wird vollständig absorbiert und löst dabei ein kernnahes<sup>6</sup> Elektron ab. Die kinetische Energie des Elektrons ergibt sich nach dem Energieerhaltungssatz zu:  $E_{kin} = h\nu - E_{Bindung}$   
Der Photoeffekt nimmt mit  $Z^X$ , wobei  $4 < X < 5$ , stark zu und mit  $E^Y$ , wobei  $-3,5 < Y < -3$ , stark ab, (Leo, 1994).
- *Compton-Streuung:* ein energiereiches Photon gibt einen Teil seiner Energie an ein Elektron<sup>7</sup> ab und wird als Photon mit niedriger Energie gestreut. Für die Energie des Elektrons  $E_e$  und die Energie des gestreuten Photons  $E'_\gamma$  muss gelten:  $E_\gamma = E'_\gamma + E_e$ . Eine kinematische Überlegung zeigt:  
mit  $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$  und  $\beta = \alpha(1 - \cos \theta)$ , wobei  $\theta$  der Streuwinkel des Photons ist, gilt:

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1}{1 + \beta}$$

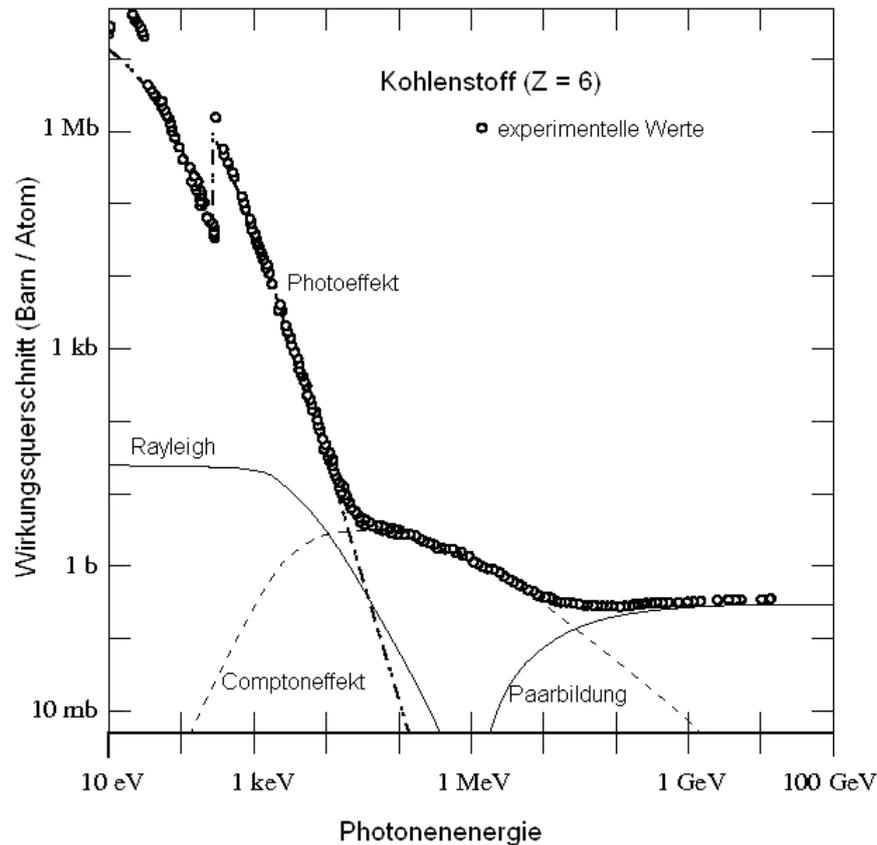
$$E_e = E_\gamma \frac{\beta}{1 + \beta}$$

$E'_\gamma$  ist maximal für kleine Streuwinkel  $\theta$ , wohingegen  $E_e$  maximal für  $\theta = \pi$  (Rückwärtsstreuung) ist. Der Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt beschreibt eine Statistik, welche die Häufigkeit eines bestimmten Streuwinkels  $\theta$  angibt. Qualitativ erhält man im Mittel das in Abbildung 2.1 gezeigte Verhalten.

- *Paarbildung:* bei der Paarbildung erzeugt ein Photon ein Elektron und ein Positron. Auch für diesen Prozess wird ein Coulombfeld benötigt, da der Atomkern einen Restimpuls aufnehmen muss. Die Mindestenergie für diesen Prozess liegt bei der doppelten Ruheenergie des Elektrons (1022 keV) und überschreitet somit die Grenze des Röntgenspektrums. Ist das Photon höherenergetischer, so wird die

<sup>6</sup>Das Elektron muss fest an den Kern gebunden sein, da nur so der nötige Impulsübertrag auf den Kern stattfinden kann.

<sup>7</sup>Im Allgemeinen gilt dies für beliebige geladene Teilchen, jedoch ist hier nur das Elektron als Stoßpartner von Interesse.



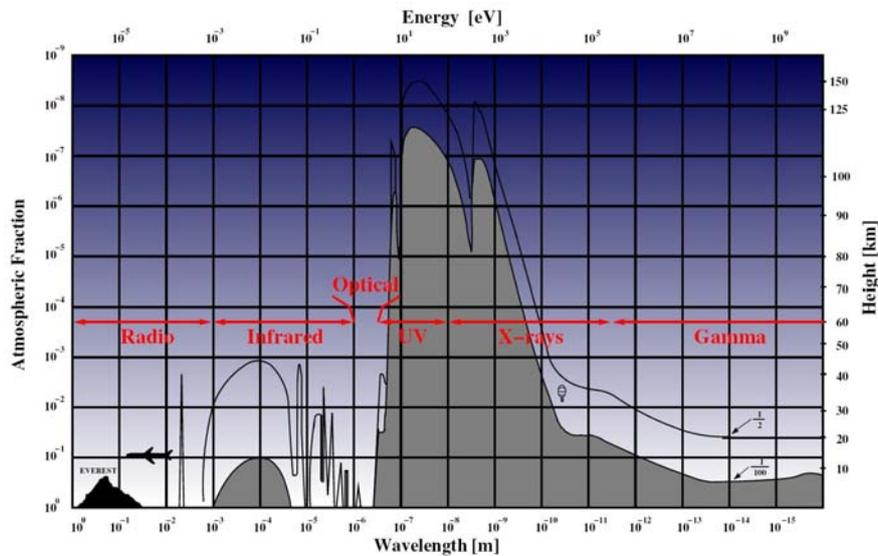
**Abbildung 2.2:** Wechselwirkungsquerschnitt zwischen Photonen und Materie am Beispiel von Kohlenstoff. Die Abbildung wurde aus der Vorlesungsreihe „Teilchenphysik“ von Prof. M. Kobel – TU Dresden entnommen.

Restenergie auf das Elektron und Positron beliebig verteilt. Da für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  gilt:  $\sigma \propto \log E$  nimmt hier der Wirkungsquerschnitt mit der Energie zu.

Zusammenfassend sind die einzelnen Wirkungsquerschnitte<sup>8</sup> in Abbildung 2.2 für das Material Kohlenstoff gegenübergestellt. Im Bereich der Röntgenstrahlung ist der Photoeffekt die weitaus wahrscheinlichste Art der Wechselwirkung.

Als Summe all dieser Wechselwirkungen hat elektromagnetische Strahlung in der Erdatmosphäre eine stark energieabhängige Absorptionswahrscheinlichkeit. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 2.3 deutlich zu erkennen: mit Ausnahme einiger „Löcher“ im Infrarotbereich ist die Erdatmosphäre nur für Radiowellen und optisches Licht durchlässig.

<sup>8</sup>Die Einheit des Wirkungsquerschnitts ist gleich der einer Fläche. Aufgrund der kleinen Werte wird die Einheit 1 Barn =  $100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$  verwendet.



**Abbildung 2.3:** Absorptionshöhe elektromagnetischer Strahlung innerhalb der Erdatmosphäre in Abhängigkeit der Photonenenergie. Die obere (untere) Kurve zeigt die Höhe mit 50% (1%) der ursprünglichen Strahlungsintensität an (Reidy et al. 1968).

## 2.2.2 Erzeugung von Röntgenstrahlung

Röntgenstrahlung entsteht als Folge einer Ladungsbeschleunigung. Diese kann direkt durch ein magnetisches oder elektrisches Felder hervorgerufen werden, oder indirekt über die Temperatur. Physikalisch gesehen handelt es sich um die elektromagnetische Wechselwirkung eines geladenen Teilchens mit seiner Umgebung im Allgemeinen und mit Materie im Speziellen. Grundsätzlich wird zwischen einer kontinuierlichen und einer diskreten Röntgenstrahlung unterschieden:

- kontinuierliche Röntgenbremsstrahlung  
Röntgenbremsstrahlung entsteht wenn geladene Teilchen auf Materie treffen. Der Zusammenstoß des geladenen Teilchens (meistens Elektronen) mit anderen Teilchen führt, aufgrund des Coulomb-Feldes der Atomkerne zu einer Beschleunigung des geladenen Teilchens. Die beschleunigte Ladung führt nach der Maxwell'schen Theorie zu einer elektromagnetischen Strahlung. Die Ablenkung bzw. Beschleunigung der Ladung kann unterschiedlich stark ausfallen. Als Folge wird ein kontinuierliches Spektrum von Strahlung im Energiebereich  $0 \leq E \leq E_{max}$  erzeugt. Die obere Energiegrenze  $E_{max}$  ist durch die anfängliche Energie des geladenen Teilchens festgelegt. Die Abstrahlrichtung für nicht-relativistische Teilchen hat einen ausgeprägten Dipol-Charakter, so dass die größte Intensität rechtwinklig zur Beschleunigungsrichtung abgegeben wird. Relativistische Effekte verschieben bei höherenergetischen Teilchen die Abstrahlcharakteristik in Richtung der Teilchenbewegung.

- Synchrotronstrahlung

Die Beschleunigung eines Teilchens lässt sich auch mittels der Lorentzkraft durch das Wirken eines Magnetfeldes erreichen. Dabei führt das geladene Teilchen eine Spiralbewegung um die Richtung des Magnetfeldes durch und strahlt dabei kontinuierlich Energie ab. Die Abstrahlcharakteristik verhält sich gleich der natürlichen Bremsstrahlung, wobei hier die Beschleunigung rechtwinklig zur Bewegungsrichtung stattfindet. Dadurch erhält man für hochenergetische Teilchen eine intensive Vorwärtsstrahlung, welche im engeren Sinne als Synchrotronstrahlung bezeichnet wird. Eigenschaften:

- Das Spektrum der Strahlung ist sehr breit und kann vom Radio- bis in den Röntgenbereich reichen.
- Die Intensität der Strahlung überwiegt, mit Ausnahme des Lasers, jede andere Form der Strahlungserzeugung.

- Thermische Röntgenstrahlung

Jeder schwarze Körper strahlt gemäß dem Planckschen Strahlungsgesetz:

$$U = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

wobei U die Energiedichte der Strahlung angibt.

Das Wiensche Verschiebungsgesetz gibt die Wellenlänge der Strahlung mit der höchsten Intensität an:

$$\lambda_{max} = \frac{2897.8 \mu\text{m K}}{T}$$

- diskrete, charakteristische Röntgenstrahlung

Charakteristische Röntgenstrahlung entsteht als Folge von Ionisationsprozessen, welche beispielsweise beim Photoeffekt, der Compton-Streuung oder nach einem Kernzerfall auftreten. Das entstandene Elektronenloch der Atomshale wird durch ein weiter außen liegendes, schwächer gebundenes, Elektron gefüllt. Die Energiedifferenz zwischen den beiden Bindungszuständen wird als Fluoreszenzstrahlung emittiert. Nach dem Mosleyschen Gesetz gilt:  $E_\gamma \propto Z^2$  und somit kann bei Atomen mit großer Kernladungszahl Z die Fluoreszenzstrahlung bis weit in den Röntgenbereich reichen. Ähnlich zur Atomphysik erzeugt jeder erlaubte Elektronenübergang des Atoms eine charakteristische, monoenergetische Strahlung.

- inverse Compton-Streuung

Durchquert ein Photonenstrahl ein Feld hochenergetischer Elektronen, so kann ein Energieübertrag von den Elektronen auf die Photonen stattfinden. Radiowellen oder optisches Licht können so in den Röntgenbereich „gestreut“ werden.

## 2.2.3 Astronomische Röntgenquellen

### Stellare Röntgenquellen

Eine Berechnung zeigt, dass eine Temperatur von ca.  $1,5 \cdot 10^6$  K nötig ist um das Strahlungsmaximum in den Energiebereich von 100 eV zu legen. Kein Stern kann diese Temperatur in der Photosphäre<sup>9</sup> erreichen. Dennoch können Sterne Röntgenstrahlung erzeugen:

- Sterne mit ausreichend hohen Magnetfeldern können magnetische Feldenergie in ihrer Korona deponieren. Durch die geringe Teilchendichte können dort Temperaturen von mehreren Millionen Kelvin erreicht werden.
- Sterne mit starken Winden können ihre äußere Atmosphäre durch Schocks soweit aufheizen, dass thermische Röntgenstrahlung entsteht.

### Röntgendoppelsterne

In Röntgendoppelsternen wird Masse von einem „normalen“ Stern (Begleitstern) auf ein kompaktes Objekt akkretiert. Die Ursache des Materieflusses sind:

- eingefangene *Sternenwinde* des Begleitsterns. Willson (2000) zeigte, dass kühle<sup>10</sup> AGB-Sterne einen Massenverlust von  $10^{-6}$ – $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  erreichen. Kudritzki & Puls (2000) erzielten ähnliche Werte für heiße<sup>11</sup> O- und B-Sterne. In diesem Fall spricht man von *High Mass X-ray Binaries* (HMXB): das Spektrum wird im optischen Bereich durch den Begleitstern, im Röntgenbereich durch das kompakte Objekt dominiert.
- Ausdehnung des Begleitsterns über den *Lagrange-Punkt* L1. Sterne, welche zum Roten Riesen expandieren und dabei den Lagrange-Punkt L1 überschreiten erzeugen einen Massestrom auf das kompakte Objekt. Ist dabei die Masse des Begleitsterns kleiner als die Masse des kompakten Objekts, so spricht man von *Low Mass X-ray Binaries* (LMXB): das Spektrum wird fast ausschließlich von dem kompakten Objekt dominiert und liegt im Röntgenbereich.

Der Massestrom bildet, um Drehimpuls abzubauen, zuerst eine Akkretionsscheibe aus, bevor er auf das kompakte Objekt fällt. Bei dem Prozess der Akkretion wird potentielle Energie in kinetische- bzw. Wärmeenergie umgewandelt. Die dabei freiwerdende Energie ergibt sich zu

$$E = G \frac{m \cdot M}{R}$$

Dabei bezeichnet  $m$  die akkretierte Masse,  $M$  die Masse des kompakten Objekts und  $R$  den Radius des kompakten Objekts. Mit einer Massenakkretionsrate  $\dot{m}$  resultiert somit eine Leuchtkraft

$$L = G \frac{\dot{m} \cdot M}{R}$$

---

<sup>9</sup>Die Photosphäre entspricht der Schicht eines Sterns, aus dem das sichtbare Licht stammt.

<sup>10</sup>Eine typische Effektivtemperatur beträgt 2500 K.

<sup>11</sup>Es werden Sterne mit Effektivtemperaturen größer 10 000 K betrachtet.

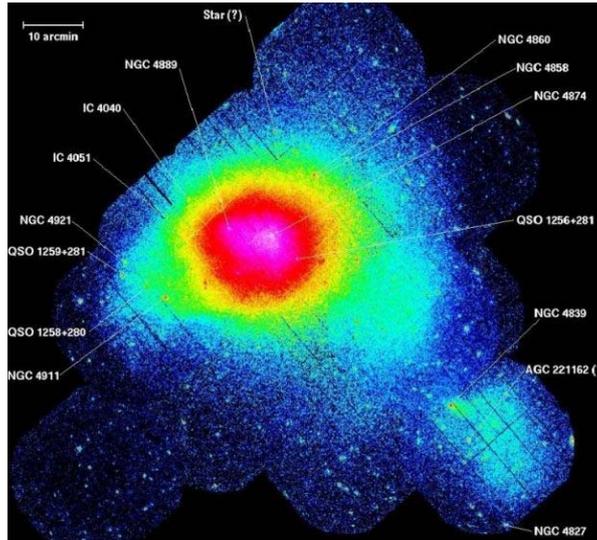
Die entstehende Röntgenstrahlung besitzt je nach Art des kompakten Objekts und des Begleitsterns mehrere Quellen:

- Aufgrund der relativ großen Radien<sup>12</sup> *Weißer Zwerge* kann nur ein geringer Teil der potentiellen Energie des einfallenden Materials in kinetische Energie umgewandelt werden. Van den Heuvel et al. (1992) zeigten, dass Weiße Zwerge mit  $0.7\text{--}1.2 M_{\odot}$  und einer Massenakkretionsrate von  $4 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  ein ultra-weiches Röntgenspektrum erzeugen, welche bei  $30\text{--}50 \text{ eV}$  sein Maximum besitzt.
- *Neutronensterne* als kompakte Objekte:
  - Aufgrund der geringeren Größe von Neutronensternen<sup>13</sup> wird durch die Akkretion genügend Energie frei, um im Inneren der Akkretionsscheibe eine ausreichend hohe Temperaturen für die Erzeugung thermischer Röntgenstrahlung zu erreichen. Es entsteht die sogenannte „weiche Komponente“ des Röntgenspektrums. Diese ist zeitlich stabil und kann durch ein Mehrfach-Temperaturpektrum beschrieben werden, Mitsuda et al. (1984).
  - Im Fall von LMXB ist das Magnetfeld des Neutronensterns soweit abgebaut, dass der Massestrom von diesem nicht mehr erfasst wird und äquatorial einfallen kann. Der Neutronenstern nimmt dadurch einen Drehimpuls auf und erhöht seine Rotationsgeschwindigkeit. Auf diese Weise sind Periodendauern im Bereich von Millisekunden erreichbar. Mitsuda et al. (1984) zeigten am Beispiel von Sco-X1 und drei weiteren LMXB, dass deren Spektren durch eine harte und eine weiche Komponente erklärt werden können. Dabei entsteht die harte Komponente auf der Oberfläche des Neutronensterns und erzeugt ein zeitlich variables Schwarzkörperspektrum mit  $kT = 2 \text{ keV}$ . Zusätzlich kann die einfallende Materie auf der Oberfläche des Neutronensterns eine kurzzeitige Kernfusion erzeugen; es entstehen sogenannte Röntgenstrahlenausbrüche.
  - In HMXB ist das Magnetfeld stark genug ( $B = 10^{12} \text{ G}$ ) die einfallende, ionisierte Materie an sich zu binden und zu den magnetischen Polen zu leiten. Liegt dort die Leuchtkraft unterhalb der Eddington-Leuchtkraft, so bildet sich an diesem Auftreffpunkt Röntgenstrahlung aus, welche den Neutronenstern senkrecht nach oben verlässt.  
  
Ist hingegen die Leuchtkraft größer als die Eddington-Leuchtkraft, so bildet sich eine Materiesäule aus, in welcher das einfallende Material stark verzögert wird und anschließend auf den Neutronenstern niedersinkt. Röntgenbremsstrahlung entweicht zu den Seiten der Säule.
- Ist das kompakte Objekt ein schwarzes Loch, so ist die Strahlungserzeugung in der Akkretionsscheibe ähnlich der für Neutronensterne. Das Objekt selbst kann jedoch nicht strahlen.

---

<sup>12</sup>Typischerweise besitzt ein Weißer Zwerg einen Radius von  $10\,000 \text{ km}$ .

<sup>13</sup>Neutronensterne besitzen einen typischen Durchmesser von  $15 \text{ km}$ .



**Abbildung 2.4:** Coma Haufen im Röntgenspektrum. Quelle: U. Briel, MPE Garching

## Galaxienhaufen

In dem Bildungsprozess eines Galaxienhaufens binden sich mehrere Galaxien und Galaxiengruppen gravitativ<sup>14</sup> zusammen. Die freiwerdende potentielle Energie in diesem Prozess reicht aus um das intergalaktische Gas auf bis zu  $10^8$  Kelvin ( $k_B T = 8.6$  keV) aufzuheizen. Die Röntgenstrahlung stammt somit nicht aus einzelnen Galaxien, sondern ist räumlich über das intergalaktische Medium ausgedehnt. In Abbildung 2.4 ist dies am Beispiel des Coma Haufens zu sehen. Beobachtet wird thermische Röntgenstrahlung und Emissionslinien der schweren, nicht vollständig ionisierten, Elemente. Bahcall & Sarazin (1978) zeigten, dass in einer Vielzahl von Galaxienhaufen vor allem Ni, Fe, Ca, S und Si-Linie zu sehen sind. Mg, Ne und O-Linien hingegen werden nur in relativ kalten ( $T < 4 \cdot 10^7$  K) Galaxienhaufen gefunden.

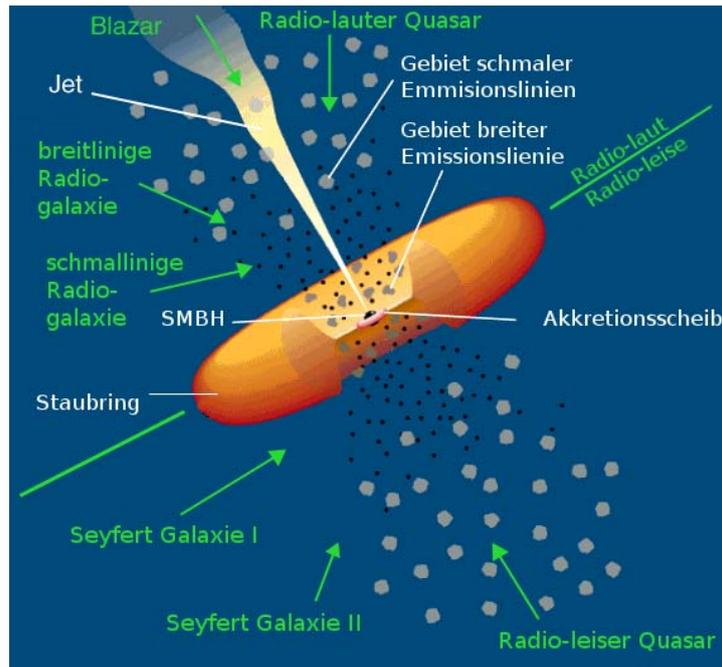
## Aktive galaktische Kerne

Ein *Aktiver galaktischer Kern* (AGN)<sup>15</sup> besteht in seiner Kernregion aus einem supermassiven Schwarzen Loch (SMBH)<sup>16</sup>. Im Zentrum jeder Galaxie wird solch ein SMBH vermutet. Die Bezeichnung AGN wird erst dann verwendet, wenn die Leuchtkraft der Kernregion größer als die aufsummierte Leuchtkraft aller Sterne der betrachteten Galaxie ist. In diesem Zusammenhang wird von „aktiven“ und „ruhenden“ SMBHs gesprochen. Das SMBH ist von einer Akkretionsscheibe umgeben. Senkrecht hierzu bildet sich ein Jet, welcher Materie mit nahezu Lichtgeschwindigkeit auswirft. Als Grund hierfür

<sup>14</sup>Hierbei nimmt mit ca. 80% die Dunkle Materie den größten Teil der Massenverteilung ein. Das intergalaktische Gas bildet ca. 15% der Masse eines Galaxienhaufens. Nur ca. 3% der Masse befindet sich in Sternen bzw. Planeten.

<sup>15</sup>Engl.: Active Galactic Nuclei.

<sup>16</sup>Engl.: Super Massive Black Hole.



**Abbildung 2.5:** Schematischer Aufbau eines AGN. Der Betrachtungswinkel entscheidet darüber, als welches Objekt der AGN wahrgenommen wird. Bild aufbauend auf: NASA<sup>19</sup>

werden magnetische Verwirbelungen angenommen, welche aufgrund eines magnetischen Drucks die Teilchen beschleunigen.

Ein äquatorialer Ring verdeckt einen Großteil des AGNs. Oberhalb der Akkretionsscheibe befinden sich schnell rotierende Gaswolken (ca. 1000 km/s). In größerem Abstand befinden sich langsamer rotierende Gaswolken (ca. 100 km/s). Ein schematischer Aufbau eines AGN ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Aufgrund der Anisotropie erscheint der AGN unter verschiedenen Blickwinkeln sehr unterschiedlich. Erst Urry & Padovani (1995) konnten Blazare, Quasare und Radiogalaxien in einem Modell vereinen. Die während der Akkretion freiwerdende Energie wird in Strahlung umgewandelt. Dabei entsteht in der Akkretionsscheibe und im entstehenden Jet ein kontinuierliches Röntgen-Spektrum. Durch Fluoreszenz erzeugen die Gaswolken Linienemissionen. Aufgrund der einsetzenden Dopplerverbreiterung wird das Gebiet mit den schnell rotierenden Gaswolken *broad-line region*<sup>17</sup> genannt; entsprechendes gilt für die *narrow-line region*<sup>18</sup>.

<sup>17</sup>Gebiet mit breiten Emissionslinien

<sup>18</sup>Gebiet mit schmalen Emissionslinien

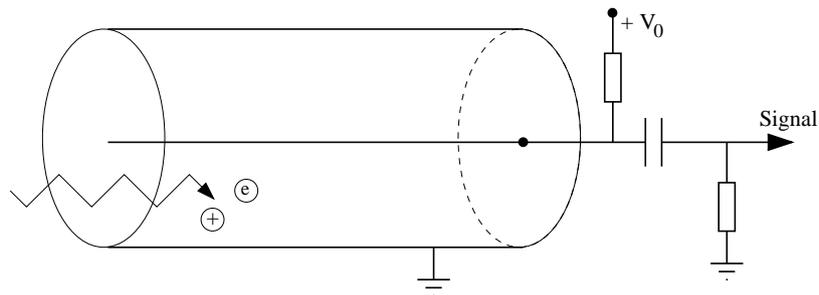
<sup>19</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/>

## 2.2.4 Nachweis von Röntgenstrahlung

Der historisch erstmalige Nachweis von Röntgenstrahlung erfolgte 1895 durch Fluoreszenz<sup>20</sup>. Der Nutzen der Röntgenstrahlung wurde zuerst in der medizinischen Diagnostik erkannt: Mittels Photoplatten konnten erste<sup>21</sup> Röntgenbilder erstellt werden. Im Folgenden werden die für die Strahlenphysik wichtigen Detektoren kurz erklärt:

### • Ionisationsdetektoren

Gas-Ionisationsdetektoren stellten in den 40er Jahren des vergangenen Jahrhunderts die ersten elektrischen Geräte zur Erfassung von Röntgenlicht dar. Der prinzipielle Aufbau einer Gas-Ionisationskammer ist aus Abbildung 2.6 zu erkennen. Alle Arten von Gas-Ionisationskammern ist gemeinsam, dass Röntgenstrahlung



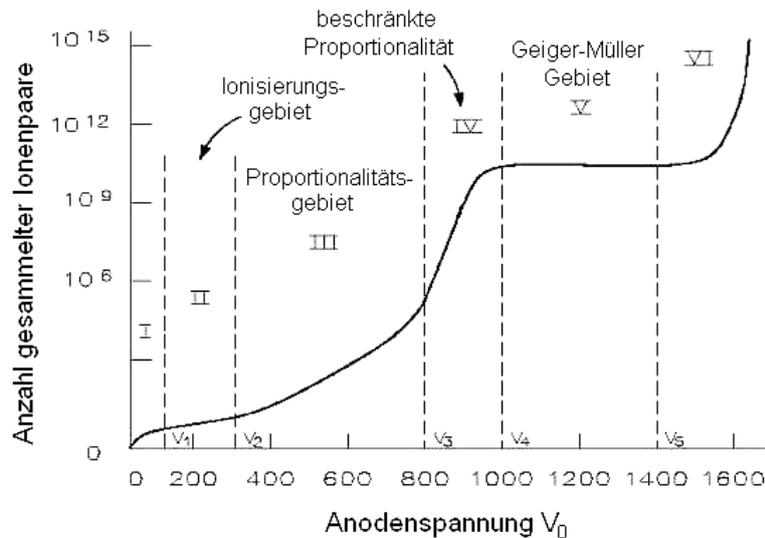
**Abbildung 2.6:** Aufbau einer Gas-Ionisations-Kammer. Der Zylindermantel bildet die Kathode; auf ihn bewegen sich die Ionen zu. In der Mitte befindet sich der Anodendraht. Alle freien Elektronen werden zu dem Anodendraht hin beschleunigt. Der erzeugte Ladungsimpuls der Elektronen wird weiter verstärkt und dient als Signal.

durch ein dünnes Eintrittsfenster in die Kammer einfällt und dort über Stoßionisation Elektronen-Ionen Paare erzeugt. Die Spannung  $V_0$  zwischen dem zentralen Anodendraht und dem Zylindermantel erzeugt ein radial nach außen gerichtetes elektrisches Feld. Dadurch werden die Elektronen und Ionen getrennt. Die weitere Signalerzeugung hängt stark vom Betrag dieses elektrischen Feldes bzw. der  $V_0$ -Spannung ab:

- Wie in Abbildung 2.7 zu erkennen ist, rekombinieren bei niedrigen Spannungen fast alle freien Elektronen mit den vorliegenden Ionen. Mit größer werdender Spannung erreichen immer mehr Elektronen den Anodendraht. Das Signal steigt an bis jede generierte Ladung auch detektiert wird und das Signal gesättigt ist. In diesem Bereich arbeiten die *Ionisationskammern*. Die

<sup>20</sup>Am 8. November 1895 entdeckte Wilhelm Conrad Röntgen (\* 1845; † 1923) zufällig eine „Leuchterscheinung“ auf einem mit Bariumplatincyanür beschichteten Papier, welche von einer Kathodenstrahlröhre auszugehen schien.

<sup>21</sup>Die bekannte Aufnahme der linken Hand von Albert von Koelliker wurde am 23. Januar 1896 erstellt.



**Abbildung 2.7:** Abhängigkeit der gesammelten Signalladung von der Spannung  $V_0$ . Der gezeigte Graph wurde mit  $\beta$ -Strahlung aufgenommen, gilt aber in qualitativ ähnlicher Weise auch für Röntgenstrahlung. In Region II arbeiten Ionisationskammern, in III Proportionalzähler. Region IV beschreibt das Gebiet beschränkter Proportionalität. Der Arbeitsbereich von Geiger-Müller-Zählrohren ist Region V zugeordnet. Region VI zeigt den spontanen Elektrendurchbruch. Bild in Anlehnung an Rice-Evans (1969)

gemessene Ladungsmenge ist sehr gering, kann jedoch über die *Ionisierungskonstante* des betreffenden Gases<sup>22</sup> direkt in die Strahlenenergie umgerechnet werden.

- Wird die  $V_0$ -Spannung weiter erhöht, so steigt ab einer gewissen Spannung das Signal erneut an. Durch das starke Feld in der Nähe des Anodendrahts werden die Elektronen so stark beschleunigt, dass sie wiederum weitere Gasatome ionisieren können. Jedes primär erzeugte Elektron löst so eine ganze Kaskade von sekundären Elektronen<sup>23</sup> aus. Diese Ladungskaskade entspricht lediglich einer Ladungsverstärkung<sup>24</sup>, weshalb das aufgenommene Signal noch proportional zur einfallenden Strahlenenergie ist. Bei einem Betrieb in diesem Arbeitsbereich wird von *Proportionalzählern* gesprochen.
- Durch weitere Erhöhung von  $V_0$  geht diese Proportionalität verloren. Dies liegt daran, dass das elektrische Feld durch die zunehmenden Sekundärelektronen

<sup>22</sup>Die Ionisierungskonstante eines Gases liegt deutlich über der Ionisierungsenergie des äußersten Elektron der Gasatome. Dies liegt daran, dass Mehrfachionisierungen und Stoßverluste miteingerechnet werden. Für Luft beträgt sie ca. 34 eV.

<sup>23</sup>Als sekundäres Elektron wird jedes weitere erzeugte Elektron bezeichnet, welches nicht aufgrund der Wechselwirkung zwischen Röntgenstrahlung und Gas entstanden ist. Dies gilt unabhängig davon ob es von dem primären Elektron oder von anderen Sekundärelektronen erzeugt wird.

<sup>24</sup>Der Verstärkungsfaktor kann bis zu  $10^6$  betragen.

abgeschirmt wird. Dieser Arbeitsbereich wird als *Bereich der begrenzten Proportionalität* bezeichnet. Er wird von keiner Detektorvariante benutzt.

- Das Anodensignal erreicht mit zunehmender Spannung wiederum eine Sättigungsgrenze: die erste Elektronenkaskade regt weitere Gasatome an, welche durch Fluoreszenzstrahlung weitere Elektronenkaskaden triggern. Diese Kaskade von Kaskaden erstreckt sich entlang des kompletten Anodendrahts und sorgt für eine vollständige Signalsättigung; das Signal lässt keinen Rückschluss auf die Energie des primären Röntgenphotons mehr zu. In diesem Zusammenhang wird von *Geiger-Müller-Zählern* gesprochen. Um die Entladung wieder stoppen zu können wird ein *Löschgas* eingesetzt, welches die Fluoreszenz-Photonen absorbieren kann. Mortier & Roose (1954) beschreiben die Verwendung eines Geiger-Müller Zählers, welcher Wasserstoff als Arbeitsgas und Ethanol als Löschgas benutzt. Der Innendruck der Kammer beträgt 10 mmHg, was in etwa 0.013 Atm entspricht.
- Bei noch größeren Spannungen beginnen spontane Elektronendurchbrüche ohne ein initiales Röntgenphoton: diese Gasentladungsröhre ist für den Nachweis von Strahlung nicht mehr zu gebrauchen.

- **Szintillationsdetektoren**

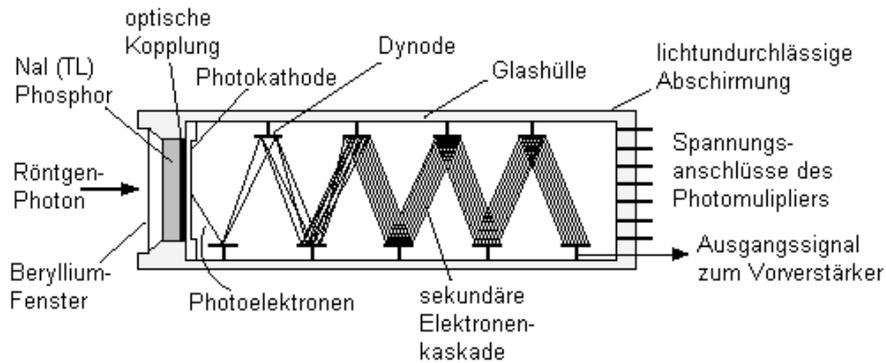
Das physikalische Phänomen der Lumineszenz beschreibt die Fähigkeit eines Stoffes Energie in Form von Strahlung oder Wärme aufzunehmen und als sichtbares Licht wieder abzugeben. Erfolgt die Lichtemission direkt<sup>25</sup> so handelt es sich um Fluoreszenz. Erfolgt die Lichtemission deutlich später, zwischen Millisekunden und Stunden, so handelt es sich um Phosphoreszenz. Typische Szintillatoren sind Bismutgermanat, Natriumiodid und Zinksulfid.

Die ersten Szintillationsdetektoren wurden mit dem menschlichen Auge ausgewertet. Diese Praxis war sehr umständlich und wurde schnell nach der Erfindung der Ionisationskammer durch diese ersetzt<sup>26</sup>. Erst mit dem Aufkommen des Photomultipliers um das Jahr 1944 erlebte diese Technik eine Renaissance und wird bis heute genutzt. Einen schematischen Aufbau eines Szintillationsdetektors mit Photomultiplier ist in Abbildung 2.8 zu sehen: das Röntgenphoton erzeugt im Szintillator mehrere optische Photonen. Diese werden möglichst effektiv zu der Photokathode des Photomultipliers geleitet. Dort werden über den Photoeffekt freie Elektronen erzeugt, welchen mittels einer Beschleunigungsspannung weiter Energie zugeführt wird. Durch Stoßionisation produzieren die Elektronen an einer Dynode Sekundärelektronen. Dieser Schritt wird mehrfach wiederholt, bis an der Anode eine ausreichend große Signalladung vorliegt. Diese kann nun elektronisch weiter verarbeitet werden.

---

<sup>25</sup>Mit „direkt“ wird hier die typische Zeitdauer eines Atomübergangs von ca.  $10^{-8}$  Sekunden bezeichnet.

<sup>26</sup>Das wohl bekannteste Experiment dieser Zeit, welches Szintillations Detektoren benutzte wurde 1909 von H. Geiger und E. Marsden unter Leitung von E. Rutherford durchgeführt: das Streuexperiment von  $\alpha$ -Teilchen an einer Goldfolie, welches den Nachweis des Atomkerns erbrachte.



**Abbildung 2.8:** Schematischer Aufbau eines NaI(Tl) Szintillationsdetektors mit Photomultiplier (nach Potts 1987)

### • Halbleiterdetektoren

Das grundlegende Funktionsprinzip von Halbleiterdetektoren ähnelt dem der Gas-Ionisationskammern: durch Ionisation erzeugte Ladung wird über ein elektrisches Feld gesammelt und ausgewertet. Der wesentliche Vorteil der Halbleiterdetektoren liegt in der relativ kleinen Energie, die benötigt wird um freie Ladungen zu erzeugen. Zudem sorgt die hohe Dichte des Halbleiters dafür, dass mit einer großen Wahrscheinlichkeit eine Wechselwirkung zwischen Strahlung und Detektorsubstrat stattfindet. Diese Wahrscheinlichkeit wird *Quanteneffizienz* genannt. In Kapitel 5.2.3 wird näher auf die Quanteneffizienz des DEPFET-Detektors eingegangen. Diese beträgt im betrachteten Arbeitsbereich zwischen 83% und 100%.

Früher wurde vermehrt mit Germanium gearbeitet. Im Bereich der weichen Röntgenstrahlung<sup>27</sup> ist heute Silizium das Standard-Halbleitermaterial. Für die Verwendung von Germanium spricht dessen hohe Kernladungszahl  $Z$ , welche die Quanteneffizienz für hochenergetische Strahlung stark erhöht. Die kleinere Energielücke des Germaniums von nur 0.67 eV (im Vergleich zu 1.12 eV bei Silizium) ist Vor- und Nachteil zugleich:

Prinzipiell wird dadurch die Anzahl generierter Elektronen-Loch-Paare erhöht und somit die Energieauflösung verbessert. Wie Tabelle 2.2 zu entnehmen ist, beträgt die gemittelte Energie für die Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paars in Silizium nur ca. 0.2 eV mehr als in Germanium. Dies liegt daran, dass in diesem Wert Mehrfachionisierungen und Stoßverluste enthalten sind. Der Dunkelstrom, welcher durch thermisch generierte Elektronen-Loch-Paare entsteht, ist dagegen bei Germanium derart erhöht, dass es nur stark gekühlt<sup>28</sup> verwendet werden kann. Weiterhin ist Germanium für Strahlung mit einer Energie unter 30 keV ungeeignet, da dessen K-Absorptionskante bei ca. 11 keV liegt und deshalb eine Photoabsorption rela-

<sup>27</sup>Der Begriff der weichen Röntgenstrahlung ist nicht genau definiert und wird hier auf den Arbeitsbereich von XMM-Newton festgelegt: 0.1–15 keV.

<sup>28</sup>Normalerweise wird flüssiger Stickstoff mit einer Siedetemperatur von  $T = 77\text{ K}$  zur Kühlung verwendet.

**Tabelle 2.2:** Vergleich der Materialeigenschaften von Silizium und Germanium

	Si	Ge
Kernladungszahl $Z$	14	32
Atomgewicht $A$	28.1	72.6
Dichte [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]	2.33	5.32
Schmelzpunkt [K]	1683	1211
Wärmeleitfähigkeit (300 K) [ $\text{W}/(\text{mK})$ ]	149	60
Dielektrizitätszahl $\epsilon_r$	12	16
Intrinsische Ladungsträgerkonzentration (300 K) [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$1.5 \cdot 10^{10}$	$2.5 \cdot 10^{13}$
Spezifischer Widerstand (300 K) [ $\Omega\text{m}$ ]	2300	0.45
Energielücke (300 K) [eV]	1.12	0.67
Energielücke (0 K) [eV]	1.21	0.785
Mittlere Energie für $e^-$ -Loch Erzeugung (300 K) [eV]	3.62	-
Mittlere Energie für $e^-$ -Loch Erzeugung 77 K) [eV]	3.81	2.96
Antidiffusionsspannung (300 K) [V]	0.65	0.3
Ionisierungsenergie der K-Kante [keV]	1.84	11.10
Elektronen-Mobilität (300 K) [ $\text{cm}^2/(\text{Vs})$ ]	1350	3900
Löcher-Mobilität (300 K) [ $\text{cm}^2/(\text{Vs})$ ]	480	1900

tiv wahrscheinlich ist<sup>29</sup>. In Tabelle 2.2 sind alle relevanten physikalischen Größen beider Materialien gegenübergestellt.

– Die *Diode* als Detektor

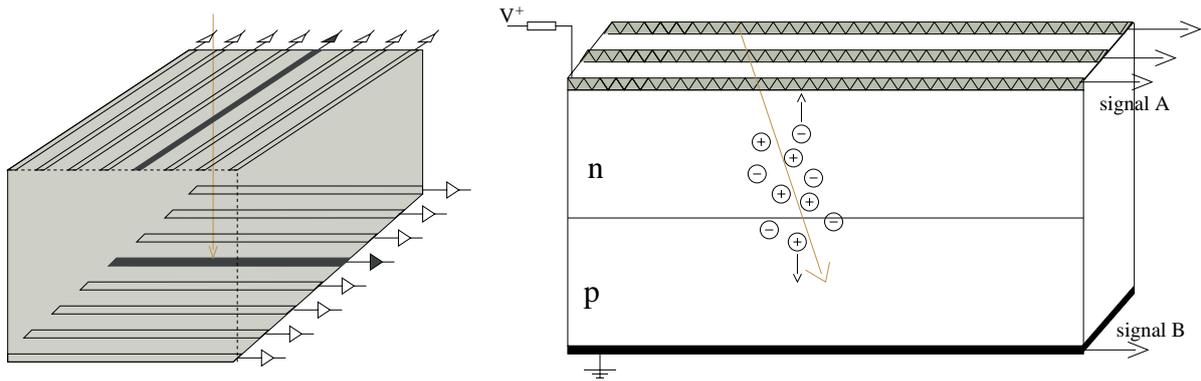
Alle Halbleiterdetektoren bauen auf dem Prinzip der Diode auf. Wie in Anhang A beschrieben, besitzt eine Diode ein intrinsisches elektrisches Feld welches zur Ladungstrennung benutzt werden kann. Eine Rechnung<sup>30</sup> zeigt, dass die Ausdehnung der Raumladungszone bei üblichen Dotierungen (ohne Anlegen einer externen Spannung) im Bereich von 50–150 nm liegt. Dieser kleine Detektorbereich bringt mehrere Nachteile:

- \* Aufgrund des kleinen sensitiven Volumens erhält man eine niedrige Quanteneffizienz, speziell für hochenergetische Strahlung.
- \* Die hohe Kapazität des p-n-Übergangs<sup>31</sup> sorgt für ein schlechtes Rauschverhalten.

<sup>29</sup>Auch eine solche Photoabsorption erzeugt ein Elektronen-Loch-Paar; da dieses jedoch nicht von den durch Stoßionisation erzeugten Elektronen-Loch-Paaren unterschieden werden kann wird es lediglich mit der durchschnittlichen Ionisierungsenergie von einigen eV mit einberechnet und sorgt so für ein falsches Messergebnis.

<sup>30</sup>Für die Ausdehnung  $d$  der Raumladungszone gilt:  $d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r U}{eN_D}}$  hierbei bezeichnet  $U$  die Antidiffusionsspannung,  $e$  die Elementarladung und  $N_D$  die Konzentration der Dotieratome; mit einer üblichen Dotierung von  $1:10^6$  erhält man für Silizium:  $d = 131$  nm; hierbei gilt die vereinfachte Annahme, dass p- und n-Dotierung gleich groß sind.

<sup>31</sup>Es gilt:  $C = \epsilon_0\epsilon_r \cdot \frac{A}{d}$  wobei  $d$ , den Abstand der Ladungen angibt. Die Dicke der Sperrschicht beträgt  $2 \cdot d$ .



**Abbildung 2.9:** Links: Aufbau eines Streifendetektors mit einer  $8 \times 8$ -Auflösung  
 Rechts: Schema einer „resistive charge division“: Signal A wird über einen Widerstand abgegriffen; Signal B gilt als Referenz.

Aus diesen Gründen wird versucht die Raumladungszone möglichst weit auszuweiten. Dazu werden Dioden in Sperrrichtung betrieben. Die nun verbreiterte Verarmungszone bietet eine optimale Umgebung zur Strahlenabsorption und anschließenden Ladungstrennung. Der Leitungswiderstand in der Diode setzt der Verbreiterung der Verarmungszone eine Grenze, die bei mehreren Millimetern liegt: ab einer gewissen Spannung bricht die Diode durch, d.h. der Stromfluss nimmt sehr stark zu. Die Durchbruchspannung ist von der Bauart der Diode abhängig und liegt zwischen 2–200 V.

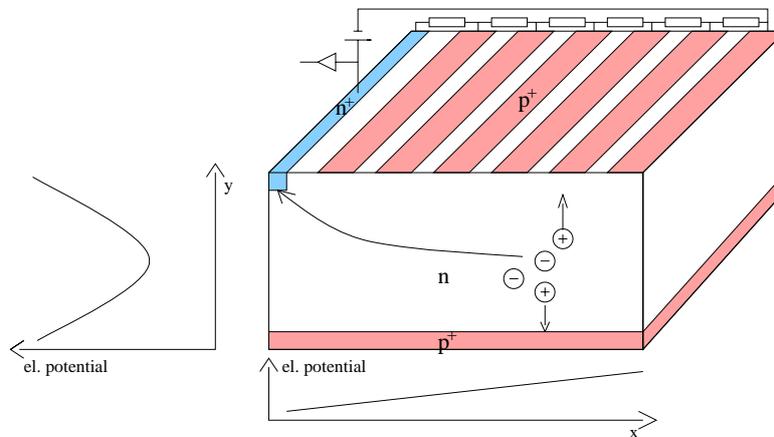
Zur Ortsbestimmung kommen verschiedene Verfahren zum Einsatz:

- Der *Streifendetektor* teilt den Anoden- und Kathodenkontakt in mehrere Abschnitte ein, die jeweils eine eigenständige Signalverarbeitung besitzen. Für eine  $a \times b$ -Auflösung werden somit  $a + b$  Verarbeitungskanäle benötigt. Im linken Teil der Abbildung 2.9 ist eine Anordnung zu sehen, welche eine 2-dimensionale Positionsbestimmung ermöglicht.

Um den Aufwand der Verdrahtung und die Anzahl an signalverarbeitender Elektronik zu minimieren, kommt ein Prinzip namens *resistive charge division* zum Einsatz: hierbei wird der Anodenkontakt mit einem Widerstand versehen und bildet Signal A. Am Kathodenkontakt wird widerstandslos Signal B abgegriffen. Der Vergleich von Signal A mit Signal B ergibt die x-Koordinate der Ladungswolke. Signal B dient zusätzlich noch der Energiemessung. Mehrere dieser Streifen ergeben die Auflösung in der y-Richtung. Siehe hierzu den rechten Teil der Abbildung 2.9.

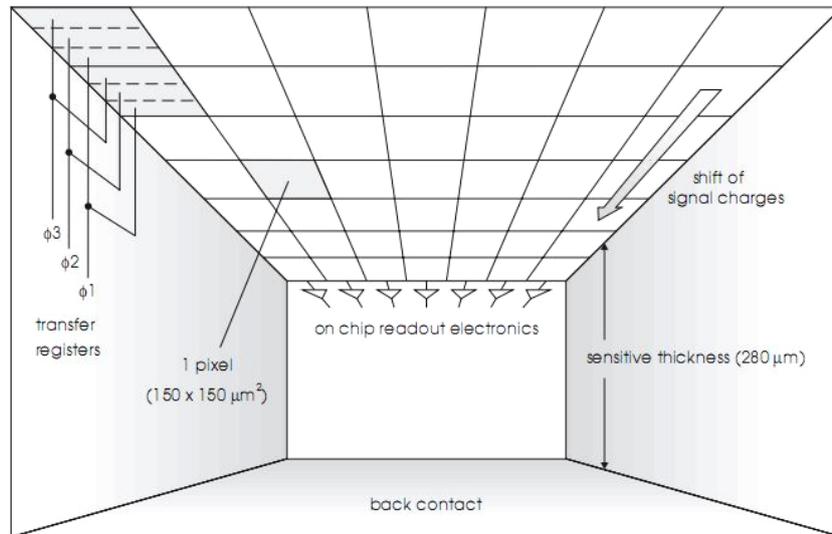
- Die *Silizium-Driftkammer* nutzt zur Ortskodierung die Laufzeit, die Elektronen benötigen um sich in einem Halbleiter fortzubewegen; siehe hierzu auch Tabelle 2.2. Der Aufbau eines solchen Detektors ist in Abbildung 2.10 zu sehen: durch einen in Sperrrichtung gepolten p-n-p-Übergang wird der Detektor vollständig depletiert. Das entstehende elektrische Feld besitzt in der Mitte

des Detektors ein Minimum. Die sich dort sammelnden Signalelektronen werden über ein weiteres, zum  $n^+$ -Kontakt fallendes, elektrisches Potential „abgezogen“. Als Triggersignal zur Zeitmessung dient das Signal der Löcher an der p-Kathode.



**Abbildung 2.10:** Aufbau eines Silizium-Driftdetektors

- Ein *Charge-Coupled Device* (CCD) ist als Pixelmatrix aufgebaut (siehe Abbildung 2.11). Über eine Potentialveränderung an den Pixeln wird die Signalladung innerhalb einer Spalte von Pixel zu Pixel geschoben, bis sie in einem seriellen Speicherregister gemessen wird. Die Steuerung der Schiebe- und Auslesevorgänge wird über sogenannte „Phi-Pulse“ von einer Elektronik übernommen. Die Signalverarbeitung benötigt wesentlich mehr Zeit als die Schiebevorgänge der Signalladung. Dies ermöglicht verschiedene Betriebsmodi, welche anhand des pn-CCD der *European Photon Imaging Camera* (EPIC) auf XMM-Newton erklärt wird, (Strüder et al., 2001):
  - \* Im sogenannten „full frame“-Modus wird nach einer Integrationszeit von 68.7 ms die Matrix innerhalb von 4.6 ms vollständig ausgelesen. Innerhalb dieser Zeit erzeugen einfallende Photonen sogenannte „Out-Of-Time (OOT) events“. Diese Ereignisse werden räumlich falsch zugeordnet. Die *Framezeit* ergibt sich als Summe der Integrations- und der Auslesezeit zu 73.3 ms und bestimmt die Zeitauflösung.
  - \* Um das Verhältnis zwischen Integrations- und Auslesezeit zu erhöhen wird im einem „extended full frame“-Modus die Integrationszeit auf 199.2 ms erhöht.
  - \* In einem großen bzw. kleinen „Window-mode“ kann die zeitliche Auflösung nochmals auf 47.7 ms bzw. 5.7 ms herabgesetzt werden. Dies wird dadurch erreicht, indem nur ein kleiner Teil des Detektors als sensitive Fläche genutzt wird. So kann die Signalladung schnell in einen ungenutzten Teil des Detektors verschoben werden und während der darauf folgenden Integrationszeit verarbeitet werden.



**Abbildung 2.11:** Aufbau des pn-CCD Detektors der EPIC, auf XMM-Newton. Die Belichtung erfolgt über die Rückseite. Nach der Integrationszeit werden die Signalladungen, welche sich ca.  $10\ \mu\text{m}$  unterhalb der Oberseite befinden, in Richtung der weiterverarbeitenden Elektronik geschoben, (Strüder et al., 2001).

- \* Im „Timing Mode“ wird eine weitere Verbesserung der Zeitauflösung auf  $30\ \mu\text{s}$  erreicht, indem die Signalladungen mehrere Pixel zu einer Signalladung aufaddiert werden.
- \* Im „Burstmode“ werden die Signalladungen eines kleinen Bereichs des CCDs schnell in einen unbelichteten Bereich geschoben und anschließend wie gewohnt ausgelesen. Für die kurze Dauer der Belichtung kann damit eine Zeitauflösung von  $7\ \mu\text{s}$  erreicht werden.

Der „full frame“-Modus zeigt, dass die Trennung zwischen Integrations- und Auslesezeit das CCD hinsichtlich seiner zeitlichen Auflösung und Zählrate begrenzt. Eine Verbesserung dessen ist nur auf Kosten des Gesichtsfeldes (Window-Modi), der räumlichen Auflösung in einer Richtung (Timing Mode) oder durch eine sehr niedrige effektive Beobachtungszeit (ca. 3% im Burstmode) möglich.

Zusammenfassend sind in Tabelle 2.3 nochmal die wichtigsten Größen der beschriebenen Röntgendetektoren aufgeführt. In Kapitel 3 ist eine allgemeine Funktionsbeschreibung von DEPFET-Detektoren und in Kapitel 5.2.3 eine genaue Beschreibung des im SVM-Teststand verwendeten DEPFET-Detektors, zu finden.

**Tabelle 2.3:** Röntgendetektoren im Vergleich

	Proportional- zähler <sup>32</sup>	Szintillations- detektor NaI(Tl) <sup>33</sup>	Halbleiter- detektor Si <sup>34</sup>
Energieauflösung	14% @ 59.6 keV	8% @ 511 keV	2.4%
Zeitauflösung	4 ms	100 ms <sup>35</sup>	73.3 ms (Full-Frame)
Quanteneffizienz	70% @ 89 eV	< 35%	80% @ 5.9 keV
Dichte [kg m <sup>-3</sup> ]	1–2	3670	2330
$\bar{E}_{\text{charge}}$ [eV] <sup>36</sup>	30	25	3.7
Fano-Faktor F	0.2	1	0.12

<sup>32</sup>Die Angaben beziehen sich auf das *Astrophysical Roentgen Telescope* (ART-P) des russischen GRANAT Satelliten (Energiebereich: 4–60 keV),

Quelle: [http://astrophysics.gsfc.nasa.gov/cai/coded\\_artp.html](http://astrophysics.gsfc.nasa.gov/cai/coded_artp.html). QE nach Kiss & Patla (1959).

<sup>33</sup>Die Angaben beziehen sich auf das *SIGMA* Teleskop des russischen GRANAT Satelliten (Energiebereich: 30–1500 keV), Quelle: [http://astrophysics.gsfc.nasa.gov/cai/coded\\_sigma.html](http://astrophysics.gsfc.nasa.gov/cai/coded_sigma.html).

<sup>34</sup>pn-CCD der EPIC auf XMM-Newton, Quelle: <http://heasarc.nasa.gov/docs/xmm/uhb/node24.html>

<sup>35</sup>Die Zeitauflösung von SIGMA ist von der Zählrate abhängig. 100 ms sind ein typischer Wert, (Hurley et al., 2000).

<sup>36</sup>Durchschnittliche Energie, die benötigt wird um ein Elektron-Ion Paar in einer Gaskammern bzw. in dem Szintillationsmaterial oder ein Elektronen-Loch-Paar in einem Halbleiter zu erzeugen.

# 3 Der DEPFET Detektor

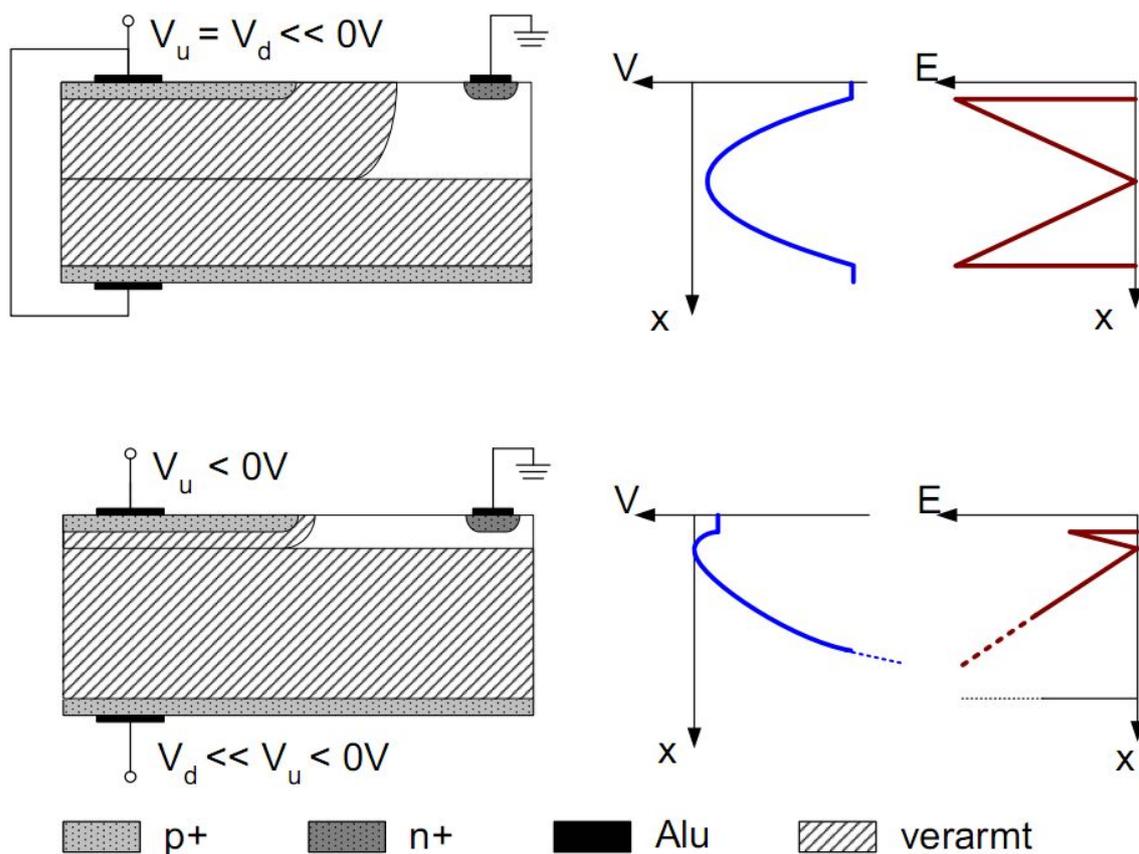
Das DEPFET Prinzip wurde 1985 von Kemmer & Lutz (1987) vorgeschlagen. In den folgenden Jahren fand dieses Konzept, hauptsächlich aufgrund immer besserer Herstellungstechnologien, einen großen Einsatzbereich. So werden heute in der medizinischen Diagnostik, in der Materialforschung und auch in zukünftigen Teilchenbeschleunigern wie dem *International Linear Collider* (ILC) DEPFET Detektoren eingesetzt.

Ein *DEPFET* wird als „Depleted Field Effect Transistor“ bezeichnet, also einen Feldeffekttransistor, welcher auf einem vollständig verarmten Halbleiter integriert ist. Allgemein beruht das DEPFET Konzept darauf, einen strahlensensitiven Bereich mit einer ersten Vorverstärkerstufe zu kombinieren. Die Ladungstrennung erfolgt nach dem Prinzip der *Seitwärtsdepletion*. Als Vorverstärker dient ein Feldeffekttransistor. Für eine genaue Angabe des verwendeten FET Typs werden die Begriffe DEPJFET oder DEPMOSFET verwendet. Der zum Einsatz kommende Detektor des SVM-Teststands ist mit einem MOSFET realisiert.

## 3.1 Seitwärtsdepletion

Gatti und Rehak nutzten 1984 erstmals das Prinzip der *Seitwärtsdepletion* (Gatti, 1984). Die Idee besteht darin eine Raumladungszone nicht mit einem, in Sperrrichtung gepolten, p-n Übergang zu erzeugen, sondern mit einem p-n-p Übergang. Die beiden außen liegenden p-dotierten Gebiete werden bezüglich des n-dotierten Bereichs negativ gepolt. Der Anschluss des n-dotierten Bereichs ist seitlich nicht zugänglich, weshalb dieses Gebiet von oben kontaktiert wird, siehe Abbildung 3.1. Dieser Aufbau hat im wesentlichen drei Vorteile:

1. Zur vollständigen Verarmung muss nur noch ein Viertel der ursprünglich nötigen Depletionsspannung aufgebracht werden. Bei gleicher Spannung können somit breitere Gebiete verarmt werden, womit das sensitive Volumen des Detektors zunimmt.
2. Das entstehende Potential hat im Inneren des n-dotierten Gebiets ein Minimum. Darin können Signalladungen verlustfrei gespeichert werden.
3. Durch eine entsprechende Wahl der oberen und unteren Kontaktspannungen der p-dotierten Gebiete, kann dieses Potentialminimum in seiner Lage verschoben werden. Dadurch kann der Speicherort der Signalladungen frei gewählt und durch eine Potentialveränderung auch in seiner Lage verändert werden. Siehe hierzu auch Abbildung 5.8.



**Abbildung 3.1:** Schematischer Aufbau der Seitwärtsdepletion. Nebenstehend sind das elektrische Potential und die elektrische Feldstärke über der Tiefe aufgetragen. In der oberen Abbildung liegen Front- und Rückkontakt auf gleichem Potential. Das Potentialminimum befindet sich in der Mitte des Substrats. Ist die Rückkontaktspannung negativer als die Frontkontaktspannung, so dehnt sich die Raumladungszone des Rückkontaktes aus; das Potentialminimum verschiebt sich Richtung Frontkontakt. Dabei nimmt die Potentialtiefe ab. Skizze nach Klein (1996).

Wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist, wird das Potentialminimum für Gebiete nahe der Oberfläche immer flacher. Um eine dauerhafte Speicherung der Ladung zu garantieren wird deshalb häufig noch ein zusätzliches stark dotiertes  $n^+$ -Gebiet in dem gewünschten Speicherort erzeugt.

## 3.2 Der Feldeffekttransistor

Fällt ionisierende Strahlung auf einen Halbleiter, welcher in Seitwärtsdepletion betrieben wird, so wird die Summe aller erzeugten Elektronen als Signalladung bezeichnet. Sie kann aufgrund ihrer geringen Ladung nicht direkt erfasst werden: Für Silizium beträgt die durchschnittliche Energie zur Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paares ca. 3.6 eV.

Ein Röntgenphoton mit der Energie von 6 keV erzeugt somit 1667 Elektronen. Dies entspricht einer Ladung von 0.27 fC.

Aus diesem Grund kommen Verstärker zum Einsatz, welche das schwache Signal soweit verstärken, bis es für die nachfolgende Elektronik „erkennbar“ wird. Leider ist dieser Vorgang nicht ideal: zum einen ist die Verstärkung nur näherungsweise linear, zum anderen wird dem Signal ein Hintergrundrauschen überlagert; das Signal-Rausch-Verhältnis nimmt ab. Eine effektive und qualitativ hochwertige Signalverstärkung sind wichtige Kriterien für die Konstruktion eines Detektors<sup>1</sup>.

Im Bereich der Halbleiterelektronik dienen Transistoren als Signalverstärker. Aufgrund der (fast) verlustfreien Schaltmöglichkeit kommen dabei verstärkt Feldeffekttransistoren (FETs) zum Einsatz<sup>2</sup>. Neben dem Sperrschicht FET (JFET)<sup>3</sup> existiert noch der Metall-Isolator-Halbleiter FET (MOSFET)<sup>4</sup>.

Ein FET arbeitet unipolar, d.h. in ihm fließt nur ein Typ von Ladungsträgern. In einem n-Kanal FET besteht der Strom aus Elektronen, in einem p-Kanal FET dagegen aus Löchern. Der DEPFET des SVM ist mithilfe von MOSFETs realisiert. Hierauf wird im Folgenden eingegangen. Die Funktionsweise eines JFETs wird in Anhang B näher beschrieben.

### 3.2.1 Metall-Oxid-Halbleiter Feldeffekttransistoren

J. E. Lilienfeld erdachte sich 1928 das Konzept einer MOSFET Struktur. Seine Überlegungen blieben vorerst Theorie, da nach den damaligen technischen Gegebenheiten eine Realisierung nicht möglich war (Lilienfeld, 1928).

Metall-Oxid-Halbleiter FETs (MOSFETs) können als Verarmungstyp (selbstleitend) und Anreicherungstyp (selbstsperrend) hergestellt werden. JFETs hingegen sind immer selbstleitend. Zusätzlich erfolgt noch eine Unterteilung in p- und n-Kanal Struktur. Ein FET besitzt vier Kontakte:

- Der Quell-Kontakt wird als *Source*-Kontakt bezeichnet. Er bildet den Ausgangspunkt der Ladungsträger und ist daher in einem p-Kanal MOSFET positiv und in einem n-Kanal-MOSFET negativ zur Drain gepolt.
- Der *Drain*-Kontakt (Abfluss) bildet den Endpunkt der Ladungsträger. Er ist entgegen der Source gepolt. Der Stromfluss in einem MOSFET erfolgt zwischen Source und Drain.
- Mit dem *Gate*-Kontakt (Tor) wird die Konzentration der Ladungsträger im Leitungskanal zwischen Source und Drain gesteuert. Gate- und Bulkkontakt bilden einen MOS-Kondensator.

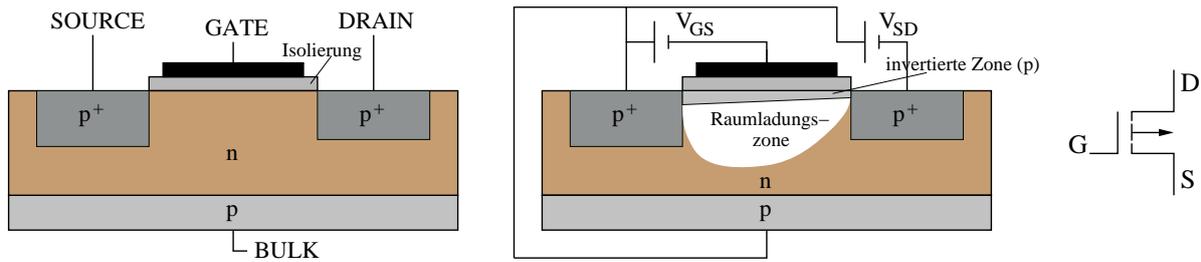
---

<sup>1</sup>Hierbei sind natürlich nur quantitativ arbeitende Detektoren gemeint.

<sup>2</sup>Bipolartransistoren haben ihre Vorteile im Bereich der Leistungstransistoren.

<sup>3</sup>JFET = Junction FET.

<sup>4</sup>MOSFET = Metal Oxid Semiconductor FET; als Isolator kommt hauptsächlich Siliziumoxid zum Einsatz, weshalb der Isolator mit O abgekürzt wird. Selten findet man auch die Abkürzung MISFET.



**Abbildung 3.2:** links: schematischer Aufbau eines selbstsperrenden p-Kanal MOSFETs  
 mitte: Ausbildung der Inversionszone im Betrieb; wie in vielen Anwendungen wurde auch hier das Bulkpotential nicht extra festgelegt sondern mit dem Sourcepotential gleichgesetzt.  
 rechts: Schaltsymbol eines selbstsperrenden p-Kanal MOSFET

- Der Bulk-Kontakt (Hauptmasse) bildet das Referenzpotential zu allen Spannungen. Er ist mit dem Siliziumsubstrat verbunden. In vielen Anwendungen wird das Source- und Bulkpotential gleichgesetzt.

In Abbildung 3.2 ist ein selbstsperrender p-Kanal-MOSFETs abgebildet. Hierbei sind Source- und Drainkontakt ( $p^+$ -Dotierung) entgegen dem Leitungskanal ( $n^+$ -Dotierung) dotiert. Ist die Spannung zwischen Gate und Bulk neutral oder positiv, so sperrt der p-n-p-Kanal den MOSFET. Ist die Gatespannung negativ, so bewegen sich, aufgrund der elektrostatischen Abstoßung, die freien Elektronen im n-Kanal vom Gate fort. Dieser Vorgang kann auch damit beschrieben werden, dass die negativen Ladungen auf dem Gate *Spiegelladungen* im n-Kanal erzeugen. Diese rekombinieren mit den vorhandenen Elektronen – es entsteht eine Raumladungszone. Damit der MOSFET leitet, muss die Gatespannung so weit negativ gewählt werden, dass der Bereich unter dem Gate nicht nur verarmt, sondern invertiert wird: in dem n-Kanal entstehen so viele Spiegelladungslöcher, dass diese als Majoritätsladungsträger fungieren: es entsteht ein p-Gebiet; man spricht von *Inversion*. Die Strom-Spannungs-Charakteristik eines MOSFETs entspricht im Wesentlichen der des JFETs, siehe hierzu Abbildung B.2.

### 3.3 Die DEPFET-Zelle

Der wesentliche Vorteil eines DEPFETs liegt in der integrierten Vorverstärkung durch den FET. Durch die geringe Eingangskapazität des internen Gates (einige 10 fF) und das Fehlen von Zuleitungen zu externen Verstärkern wird ein sehr gutes Rauschverhalten erzielt. Bei Raumtemperatur konnte ein Rauschwert von  $1.6 e^-$  erzielt werden (Velthuis et al., 2006). Aufgrund des vollständig verarmten Substrats wird zusätzlich ein hoher Signalwert erreicht. Die Kombination aus Rauscharm und Signalstärke führt zu einem  $SNR^5$  von 40 und mehr (Wölfel, 2007).

<sup>5</sup>Engl. signal to noise ratio [Signal-Rausch-Verhältnis].

### 3.3.1 Internes und externes Gate

In Abbildung 3.3 ist der Aufbau einer DEPFET-Zelle mit integriertem MOSFET Vorverstärker zu sehen. Wie bereits in Kapitel 3.1 beschrieben, ist das Substrat so aufgebaut, dass eine Seitwärtsdepletion erfolgt. Das Potentialminimum, welches durch ein zusätzliches  $n^+$ -dotiertes Gebiet nochmals verstärkt wird, wird als *internes Gate* bezeichnet. Nachdem Strahlung im Detektorsubstrat Elektronen-Loch-Paare erzeugt hat, wandern die Löcher zu dem Rückkontakt und die Elektronen zum internen Gate. Direkt über dem internen Gate ist ein MOSFET integriert. Die Steuerung des Kanalstroms kann entweder über das (externe) Gate oder über die Signalladung im internen Gate  $Q_{iG}$  realisiert werden:

#### internes Gate

$Q_{iG}$  erhöht den Stromfluss zwischen Source und Drain  $I_{SD}$ : die Ladung im internen Gate (Elektronen) erzeugt Spiegelladungen (Löcher) im Leitungskanal. Aufgrund der erhöhten Konzentration von Ladungsträgern nimmt die Querschnittsfläche des Leitungskanals zu und  $I_{SD}$  wird messbar größer.

#### externes Gate

Im Betrieb des Detektors dient das externe Gate dazu eine DEPFET-Zelle „an-“ und „auszuschalten“.

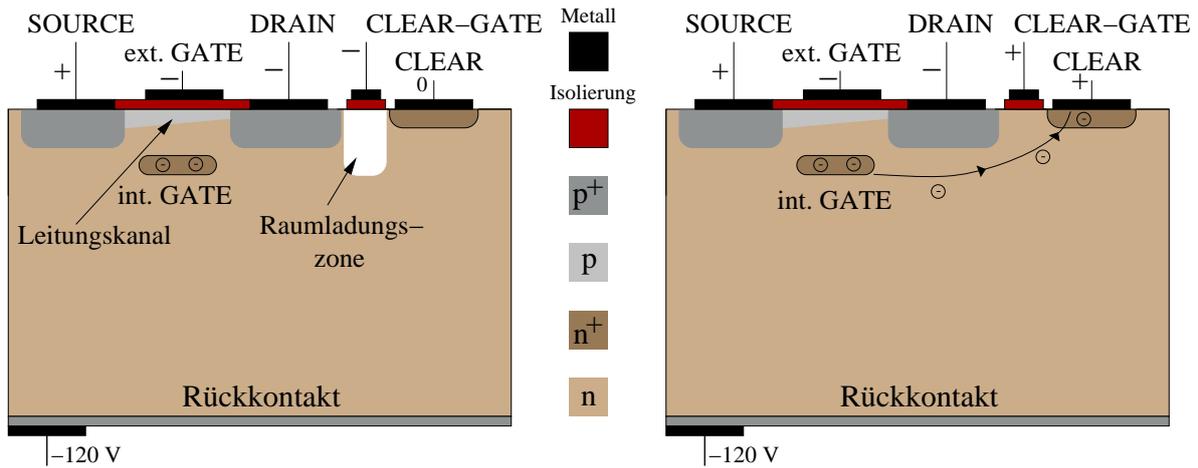
- Zum „Ausschalten“ wird die Gatespannung größer als die pinch-off-Spannung gewählt,  $V_{\text{ext.Gate}} > V_p$ ; der Transistorstrom ist damit näherungsweise Null.
- Zum „Aktivieren“ einer Matrixzelle muss deren Gatespannung kleiner als die pinch-off Spannung gewählt werden. Die optimale Gate-On-Spannung ist so gewählt, dass bei einem leeren internen Gate der Leitungskanal gerade noch leitet.

Weitere Designkonzepte und deren Auswirkung auf das physikalische Verhalten der DEPFET-Zellen sind unter Wölfel (2007) nachzulesen.

### 3.3.2 Der Auslesevorgang der DEPFET-Zelle

Wird durch die Gatespannung der MOSFET eingeschaltet, so führt die Signalladung  $Q_{iG}$ , welche im internen Gate gespeichert ist, zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit des Leitungskanals zwischen Source und Drain. Der Verstärkungsfaktor  $g_q = \frac{\delta I_{SD}}{\delta Q_{iG}}$  ist von  $I_{SD}$  und der Gatelänge abhängig. Für eine realistische Annahme der Gatelänge von  $5 \mu\text{m}$  und  $I_{SD} = 100 \mu\text{A}$  folgt:  $g_q = \frac{300 \text{ pA}}{e^-}$  (Wölfel, 2007). In einer Source-Folger-Auslese wird der Sourcekontakt an eine Konstantstromquelle angeschlossen. Für die Änderung des Transistorstroms gilt unter Vernachlässigung des Ausgangswiderstandes:

$$\delta I_{SD} = g_m \cdot \delta U_{GS} + g_q \cdot \Delta Q_{iG} = 0$$



**Abbildung 3.3:** Schematischer Aufbau einer DEPMOSFET-Zelle mit einem MOSFET-Clearkontakt. In der linken Abbildung befindet sich die MOSFET-Zelle im Auslesemodus: die Gatespannung erzeugt einen Leitungschanal, dessen Leitfähigkeit von der Ladung des internen Gates abhängig ist. Die Raumladungszone des Cleargates sperrt den Clear. In der rechten Abbildung wird das interne Gate gelöscht. Dazu wird die Clear- und die Cleargate-Spannung positiv gewählt: die Raumladungszone löst sich auf und die Elektronen im internen Gate fließen über den Clearkontakt ab.

Dabei bezeichnet  $g_m$  die Transkonduktanz<sup>6</sup> des (externen) Gates. Wird die Gatespannung als konstant angenommen, so folgt:

$$\Delta U_S = \frac{g_q}{g_m} \cdot \Delta Q_{iG}$$

Ein Änderung der Signalladung im internen Gate erzeugt somit am Sourcekontakt einen Spannungssprung. Das Verhältnis  $\frac{g_q}{g_m}$  wird als *Ladungs-Spannungs-Verstärkung*  $g_s$  bezeichnet. Sie liegt für den IXO DEPFET-Detektor im Bereich von  $4 \frac{\mu V}{e^-}$  (Treis et al., 2006).

Der Auslesevorgang ist nicht destruktiv, er kann mehrfach wiederholt werden, ohne dass sich dabei die Ladung im internen Gate verändert. Dies ermöglicht eine Datenaufnahme im „correlated double sampling“ Modus (CDS); näheres hierzu wird in Kapitel 5.2.4 erklärt.

### 3.3.3 Entladung des internen Gates

Die Ladung im internen Gate wird mit der Zeit immer größer. Beiträge zu dieser Ladung sind:

<sup>6</sup>Die Transkonduktanz gibt das Verhältnis von einem Ausgangsstrom zu einer Eingangsspannung an:  
 $g_m = \frac{\Delta I_{out}}{\Delta U_{in}}$ .

- die *Signalladung*, welche von der detektierten Strahlung erzeugt wurde.
- *thermisch erzeugte Ladungen*: thermische Energie wird genutzt um spontan Elektronen-Loch-Paare zu erzeugen. Die Elektronen sammeln sich im internen Gate und führen zu dem sogenannten „Dunkelstrom“.

Aus diesen Gründen muss das interne Gate geleert werden. Dazu sind zwei Betriebsverfahren entwickelt worden:

- „*pulsed clear*“: ein kurzer, positiver Clearpuls sorgt regelmäßig für das Entleeren des internen Gates. Während dieser Zeit ist der Detektor für Strahlung insensitive, da jede neu erzeugte Signalladung über den Clearkontakt abfließt. Für die technische Ausführung des gepulsten Clears gibt es mehrere Varianten:
  - Der Clearkontaktes wird durch einen MOSFET realisiert. Abbildung 3.3 zeigt, wie bei einem p-Kanal-DEPMOSFET ein seitlich angebrachter n-Kanal-MOSFET die Eigenschaft eines Clears erfüllt. Dabei ist der eigentliche Clearkontakt von einem Cleargate umgeben, welches über Spiegelladungen den Leitungskanal zwischen internem Gate ( $n^+$ ) und Clearkontakt ( $n^+$ ) steuert.
  - Bei Verwendung eines DEPJFETs besteht eine weitere Möglichkeit des „clear-Vorgangs“ darin, das externe Gate auf ein hohes, positives Potential zu legen. Die Elektronen im internen Gate werden so durch den p-Kanal hindurch<sup>7</sup> zum externen Gate hin abgezogen.
- „*continuous clear*“: hierbei wird die Ladung des internen Gates kontinuierlich entfernt. Dies hat den Vorteil, dass sich die DEPFET-Zelle immer im Integrationsmodus befindet und der Detektor somit keine Totzeit besitzt. Alle DEPFET-Zellen eines Detektors müssen jedoch kontinuierlich ausgelesen werden, da die Ladungsspeicherung in diesem Modus verloren geht. Dieser „Clearmodus“ wird genauer in Klein et al. (1997) untersucht.

Als wichtiger Systemparameter ist das so genannte *Integrations-Auslesezeit-Verhältnis*<sup>8</sup> zu nennen. Wie in Kapitel 2.2.4 gezeigt wurde, liegt dieses Verhältnis bei dem pn-CCD der EPIC bei ca. 15:1 (Full Frame Modus) bzw. 43:1 (extended Full Frame Modus). CCDs mit zusätzlichem Speicherbereich<sup>9</sup> erreichen ein IRR von ca. 100:1. Zum Auslesen von DEPFET-Detektoren müssen keine Signalladungen verschoben werden. Deshalb ergibt sich das IRR als das Verhältnis zwischen der Dauer des gesamten Detektor Auslesens zu der Zeit, die nötig ist eine DEPFET-Zelle auszulesen<sup>10</sup>. So sind IRRs von bis zu 1000:1 möglich. Näheres hierzu ist in Holl et al. (2000) nachzulesen.

In allen folgenden Betrachtungen wird angenommen, dass ein Clearpuls zu einer vollständigen Entladung des internen Gates führt. Wie in Sandow et al. (2006) gezeigt, ist

---

<sup>7</sup>Engl.: „punch-through“ [Durchgreifspannung].

<sup>8</sup>Engl.: *Integration to Read-out time Ratio (IRR)*.

<sup>9</sup>So genannte Frame-Store-CCDs.

<sup>10</sup>Dies entspricht auch der Zeit, die benötigt wird um eine ganze Zeile auszulesen, siehe Kapitel 3.4.

dies für den DEPFET-Detektor des ILC schon für relativ geringe Clearspannungsdifferenzen  $\Delta V_{\text{CLEAR on/off}} = 8 \text{ V}$  zu erreichen. Die Dauer eines vollständigen Clearvorgangs liegt bei ca. 10 ns.

### 3.4 Betrieb der DEPFET-Matrix

Werden die einzelnen DEPFET-Zellen gepulst gelöscht, so müssen die einzelnen Zellen nicht kontinuierlich ausgelesen werden. Dies reduziert den Aufwand der Verdrahtung und Ansteuerung erheblich.

Ein DEPFET-Detektor ist als Matrix einzelner DEPFET-Zellen aufgebaut. Dabei werden zeilenweise alle Clear-<sup>11</sup> und Gatekontakte untereinander und mit den Kanälen des Clear- bzw. Gate-Switchers verbunden. Die „Switcher-Chips“ besitzen jeweils  $2 \times 64$  Kanäle, welche zwischen zwei definierten Potentialen wechseln können. Eine detaillierte Beschreibung der Switcher-Chips findet sich in Kapitel 5.2.5. Die spaltenweise Verdrahtung hängt von der weiterverarbeitenden Elektronik ab:

- wird eine *Source-Folger-Auslese* gewählt, so werden alle Sourcekontakte einer Spalte miteinander verbunden. Der CAMEX-Chip, welcher in dem Detektor des SVM zum Einsatz kommt, benutzt dieses Prinzip. Näheres hierzu in Kapitel 5.2.4
- bei einer *Drain-Strom-Auslese* werden entsprechend alle Drainkontakte einer Spalte miteinander verbunden. Mit dem VELA-Chip steht der Simbol-X Mission dieses Auslesesystem als Alternative zur Verfügung.

In Abbildung 3.4 ist die Verdrahtung eines DEPFET-Detektors mit Source-Folger-Auslese gezeigt. Der zeitliche Ablauf der Matrixsteuerung sieht wie folgt aus:

1. eine Zeile wird durch den Gate-Switcher selektiert indem die Gatespannung genügend negativ gewählt wird. Dadurch fließt in allen DEPFET-Zellen dieser Zeile ein Strom zwischen Source und Drain, welcher parallel an die weiterverarbeitende Elektronik gereicht wird.
2. je Zelle wird das Ladungssignal wiederholt gemessen. Dadurch können geringe Messschwankungen ausgeglichen werden. Mehr hierzu ist in Kapitel 5.2.4 zu finden.
3. der entsprechende Kanal des Clear-Switcher setzt die Clearspannung genügend positiv, so dass ein Clear-Puls erzeugt wird. In dieser Zeile werden die Ladungen aller internen Gates gelöscht.
4. eine Referenzmessung liefert für das *correlated double sampling* Messwerte des unbelichteten Pixels. Diese werden von den zuvor gespeicherten Signalwerten abgezogen. Siehe Kapitel 5.2.4.

---

<sup>11</sup>Wird der Clearmechanismus über einen MOSFET realisiert, so müssen zusätzlich noch alle Cleargate-Kontakte zeilenweise mit einem Switcher verbunden werden.

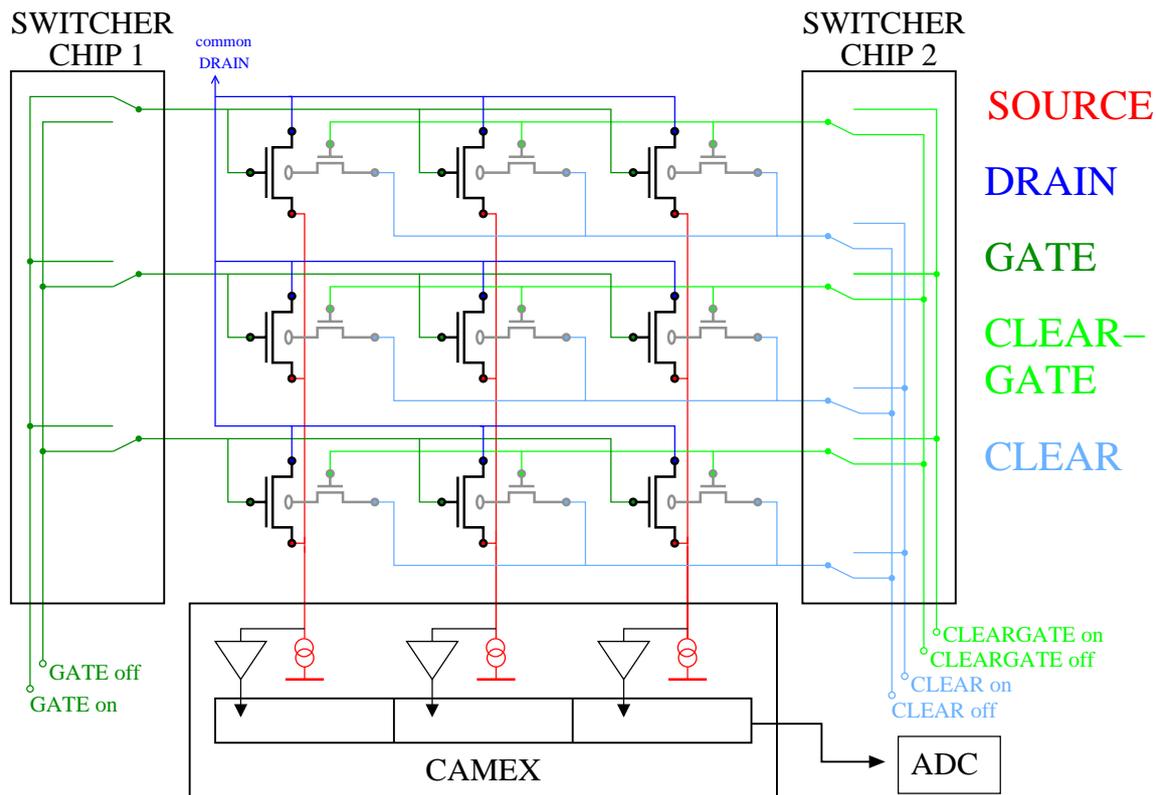


Abbildung 3.4: Aufbau und Ansteuerung einer 3x3 DEPFET-Matrix mit Source-Folger-Auslese.

5. der Gate-Switcher setzt die Gatespannung dieser Zeile positiv und wählt die nächste Zeile aus. Die Abschaltung der MOSFETs während der Integrationszeit führt zu einem reduzierten Energieverbrauch des Detektors.
6. Der Auslesezyklus beginnt von vorne. Dabei muss nicht zwingendermaßen die benachbarte Zeile ausgewählt werden. So kann beispielsweise ein kleiner Bereich, der einer hohen Strahlenintensität ausgesetzt ist, häufiger ausgelesen werden<sup>12</sup>. Für diesen Bereich wird somit die Zeitauflösung erhöht. Die kleinstmögliche Integrationszeit einer DEPFET-Zelle ergibt sich aus der Summe der Auslesezeiten aller anderen Matrixzellen bzw. -zeilen.

<sup>12</sup>Dieser Betriebsmodus wird als „window mode“ bezeichnet.

# 4 Das Simbol-X Projekt

Simbol-X ist ein Röntgenteleskop, welches im Energiebereich 0.5-80 keV arbeitet. Das Projekt entsteht aus einer Kooperation des französischen *Centre National d'Etudes Spatiales* (CNES) mit der italienischen *Agenzia Spaziale Italiana* (ASI). Eine deutsche Beteiligung besteht über die T.U. Darmstadt, die Universität Erlangen-Nürnberg, das *Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik* (MPE) Garching, das *Max-Planck-Institut Halbleiterlabor* (MPI HLL) München-Neuperlach und das *Institut für Astronomie und Astrophysik Tübingen* (IAAT). Der geplante Start der Mission liegt im Jahr 2014.

## 4.1 Die wichtigsten Daten

**Tabelle 4.1:** Die Eckdaten von Simbol-X im Vergleich zu XMM-Newton

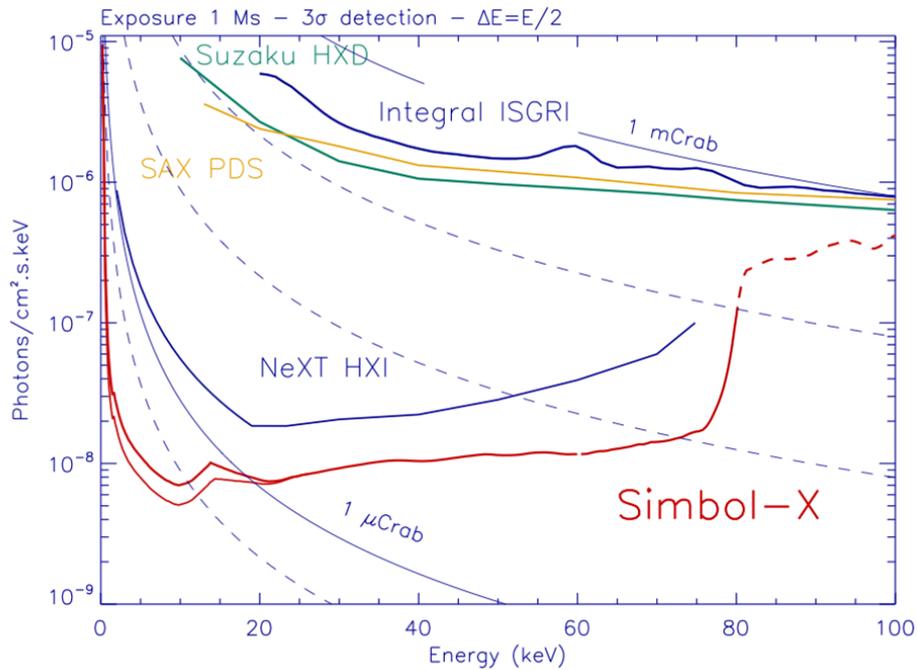
	Simbol-X <sup>1</sup>	XMM-Newton <sup>2</sup>
Energiebereich	0.5-80 keV	0.1-15 keV
Energieauflösung (FWHM) @ 6 keV	120 eV	161 eV
Energieauflösung @ 60 keV	< 3%	—
Empfindlichkeit (1 Ms, 3 $\sigma$ )	1.4 $\mu$ Crab @30 keV	ca. 0.1 $\mu$ Crab
Winkelauflösung (FWHM)	20"	6"
effektive Fläche @ 2 keV	1000 cm <sup>2</sup>	4000 cm <sup>2</sup>
Gesichtsfeld	> 12' @ 30 keV	30' @ 6 keV
Zeitauflösung	128 $\mu$ s	73.3 ms <sup>3</sup>
Missionsdauer	3 + 2 Jahre	13 Jahre
beobachtete Quellen (erwartet)	(1000 + 500)	200 000

Im Vergleich zum derzeit verwendeten Röntgenteleskop XMM-Newton liegen die Vorteile bei Simbol-X in der fokussierenden Abbildung bei Energien  $> 15$  keV und in der sehr guten Zeitauflösung. Der harte Röntgenbereich konnte mit bisherigen Missionen lediglich über kodierte Masken örtlich aufgelöst werden. Systembedingt liegt hierbei die Winkelauflösung unter und das Rauschverhalten ( $A_{\text{Detektor}} = A_{\text{eff}}$ , siehe hierzu auch Kapitel 4.3) weit über den entsprechenden Werten für fokussierende Abbildungen: im

<sup>1</sup>nach Malaguti et al. (2005) und Ferrando et al. (2008).

<sup>2</sup>nach Strüder et al. (2001) und Ferrando et al. (2008).

<sup>3</sup>Die Angaben beziehen sich auf den Full Frame Mode. Die Betriebsmodi des XMM EPIC pn-CCDs werden in Kapitel 2.2.4 näher beschrieben.



**Abbildung 4.1:** In diesem Diagramm ist der messbare Photonenfluss für eine  $3\sigma$  Detektion in 1 Ms über der Energie aufgetragen. Der Vergleich zu den bisherigen Missionen Integral ISGRI, Suzaku HXD und BeppoSAX zeigt, dass die Strahlenempfindlichkeit<sup>4</sup> bei Simbol-X um ca. zwei Größenordnungen höher liegt. Auch gegenüber der in etwa zeitgleich operierenden NeXT Mission besticht Simbol-X mit seiner hohen Empfindlichkeit. Quelle: [http://smc.cnes.fr/SIMBOLX/GP\\_telescope.htm](http://smc.cnes.fr/SIMBOLX/GP_telescope.htm)

Energiebereich 20-80 keV wird die Empfindlichkeit von Simbol-X um zwei Größenordnungen über den, in diesem Bereich bisher operierenden, Missionen liegen. Siehe hierzu auch Abbildung 4.1.

<sup>4</sup>Das Wort „Strahlenempfindlichkeit“ ist hier nicht im üblichen Sinn der Strahlenwirkung auf biologisches Gewebe sondern als noch messbarer Photonfluss zu verstehen.

## 4.2 Die wissenschaftlichen Perspektiven für Simbol-X

Die wissenschaftliche Bandbreite die mit Simbol-X abgedeckt werden kann ist beachtlich. Noch nie wurde das Weltall im Energiebereich von 20-80 keV mit der Sensitivität und Winkelauflösung von Simbol-X betrachtet. Die beiden Schwerpunkte auf die fast alle wissenschaftlichen Fragestellungen bezüglich Simbol-X reduziert werden können sind:

- **Akkretionsphysik**

Kompakte Objekte wie *Neutronensterne* oder *Schwarze Löcher* akkretieren häufig Materie. Röntgenstrahlung, die in diesem Prozess entsteht, lässt Rückschlüsse auf die dort herrschenden Bedingungen, welche in keinem Labor der Erde erzeugt werden könnten, zu. Hierbei ist ein möglichst vollständiges und gut aufgelöstes Energiespektrum ein zentrales Anliegen. Ziele in diesem Bereich sind:

- Mindestens 50 % der kosmischen Hintergrundstrahlung in dessen Maximum (ca. 30 keV) aufzulösen.
- Zählung von super massiven Schwarzen Löchern (SMBH)
- genauere Untersuchungen des Aufbaus von SMBHs und der dort herrschenden Physik.

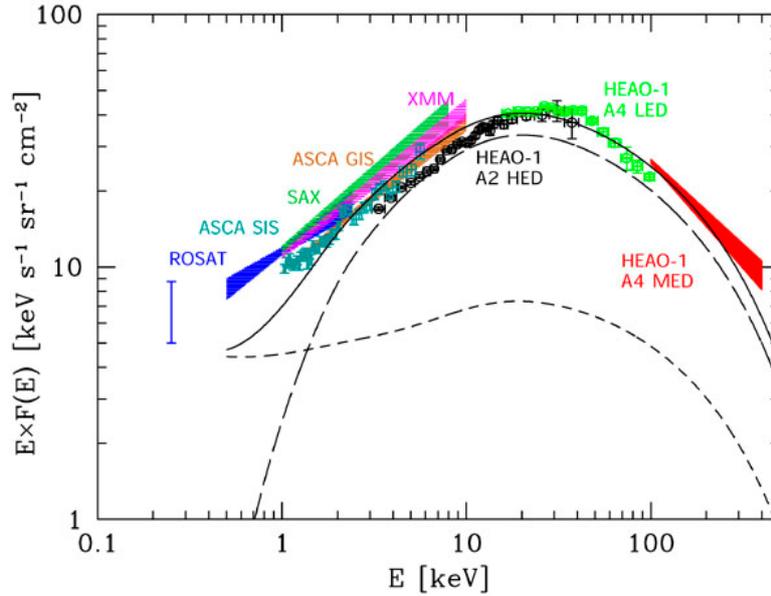
- **Teilchenbeschleunigung**

- Untersuchung von Beschleunigungsprozessen in den Jets von Blazaren und Gamma-Ray-Bursts (GRB)
- Messung der maximalen Energie von beschleunigten Elektronen in SuperNova Remnants (SNR)

Eine sehr gute Beschreibung der oben genannten Punkte findet sich in Fiore et al. (2008). Exemplarisch sei hier nur auf den ersten Punkt weiter eingegangen: Die diffuse kosmische Hintergrundstrahlung (CXB) setzt sich aus den Beiträgen vieler einzelner, diskreter Quellen des gesamten Universums zusammen. Das Spektrum des CXB hat sein Maximum bei ca. 30 keV. XMM-Newton und Chandra konnten mit einer Vielzahl neu entdeckter Quellen einen Großteil des Spektrums in dem Energiebereich  $E < 7$  keV auflösen. Der Ursprung der Strahlung, die den Hauptteil der Energiedichte des CXB ausmacht, ist weitestgehend unbekannt.

Der Vergleich zwischen den Daten, die mit kollimierenden Instrumenten gewonnen wurden (HEAO-1, (Gruber et al., 1999)) und dem Verlauf des bekannten Teils des Spektrums (im Bereich  $E < 10$  keV) zeigt eine Unstimmigkeit im absoluten Strahlenfluss im Maximum des CXB. Siehe hierzu auch Abbildung 4.2.

Als Lösung diese Problems wurde von Setti & Woltjer (1989) sogenannte „obscured AGNs“ mit einer Niederenergie-Grenze bei ca. 10 keV vorgeschlagen. Strahlung mit  $E < 10$  keV wird aufgrund des Photoeffekts innerhalb dieser verdeckten AGNs absorbiert, so dass diese Quellen mit bisherigen Mitteln nur schwer zu finden waren. Eine strahlenempfindliche Beobachtung im harten Röntgenbereich, wie es Simbol-X ermöglicht, könnte die Frage nach dem Ursprung des CXB klären.



**Abbildung 4.2:** Intensitätsspektrum des CXB. Messungen der Strahlenintensität des CXB im Maximum (ca. 30 keV) durch die Satellit HEAO-1 zeigen im Vergleich zu den Verlauf bei niedrigen Energien eine deutlich geringere Intensität. Quelle: <http://nedwww.ipac.caltech.edu/level5/March05/Gilli/Gilli2.html>

### 4.3 Strahlenfokussierung

Um die Sensitivität des Teleskops zu steigern, wird die Strahlung fokussierend detektiert, d.h. die effektive Fläche der Licht-sammelnden Optik ist wesentlich größer als die Detektorfläche. Dies hat den Vorteil, dass der Hintergrund der am Satelliten herrscht, sich nur auf diese kleine Fläche auswirkt<sup>5</sup>. Die Fokussierung, beruht auf dem Konzept des „streifenden Einfalls“. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, dass für Röntgenstrahlung Vakuum optisch dichter als Materie ist. Dies kann nur dann erreicht werden, wenn die Brechzahl der Materie kleiner eins ist. Eine genauere Betrachtung liefert:

$$n = 1 - N_A \frac{Z}{A} \frac{r_e}{2\pi} \rho \lambda^2 = 1 - \delta$$

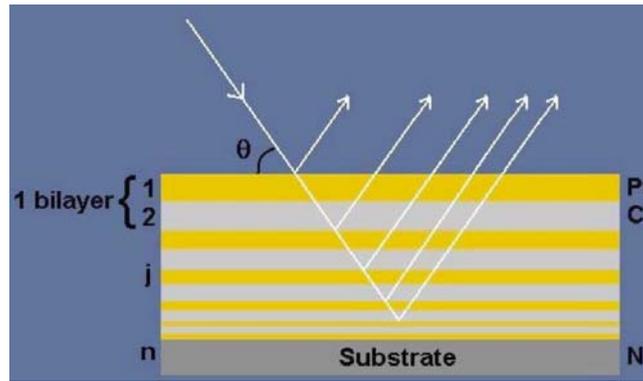
$N_A$  = Avogadro-Zahl,  $r_e$  = klassischer Elektronradius,  $Z$  = Kernladungszahl,  $A$  = Atomgewicht,  $\rho$  = Dichte,  $\lambda$  = Wellenlänge der Röntgenstrahlung.

Es gilt: je größer die Dichte des verwendeten Materials ist, umso kleiner wird die Brechzahl  $n$ . Für den kritischen Winkel, ab welchem eine Totalreflektion erfolgt gilt<sup>6</sup>:

$$\cos \theta_{crit} = n$$

<sup>5</sup>Der Teil des Hintergrunds, der im beobachteten Bildbereich liegt, kann nicht verringert werden.

<sup>6</sup>Dies folgt unmittelbar aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz für Totalreflektion  $\theta_{medium} = 90^\circ$  im Vakuum ( $n = 1$ ).



**Abbildung 4.3:** schematische Darstellung der „multilayer“ Beschichtung. Die unterschiedlichen Schichtdicken sorgen dafür, dass die Reflektivität auch noch für größere Einfallswinkel  $\theta$  erhalten bleibt. Abbildung aus Chauvin (2008)

Da  $\delta$  sehr klein (ca.  $10^{-4}$ ), bzw.  $n$  nahe bei eins liegt, kann eine Totalreflektion nur für sehr kleine Winkel erfolgen. Diese physikalischen Schwierigkeiten versucht man technisch zu lösen:

- die Spiegel werden mit einem sehr dichten Material mit hoher Kernladungszahl  $Z$ , wie z.B. Gold (XMM-Newton) oder Iridium (Chandra), beschichtet. Folge:  $\theta_{crit}$  wird größer.
- die Beschichtung erfolgt mehrschichtig: abwechselnd werden Beschichtungen mit hoher und niedriger Kernladungszahl aufgebracht. Diese Technik wurde bisher in den Ballonexperimenten HEFT<sup>7</sup> und InFOCuS<sup>8</sup> angewendet. Im Fall von Simbol-X werden 250 Platin-Kohlenstoff-Schichten auf jeden Spiegel aufgebracht. Dies erhöht sowohl die Reflektivität, als auch die Brecheigenschaft bei hohen Energien. Siehe hierzu auch Joensen et al. (1995) und Abbildung 4.3.
- einzelne Spiegelschalen werden ineinander „genestet“: aufgrund des kleinen Einfallswinkels ist die effektive Sammelfläche einer Spiegelschale nur ein Bruchteil derer Stirnfläche. Der innen liegende Bereich einer Spiegelschale bleibt ungenutzt und kann mit kleineren Spiegelschalen aufgefüllt werden. Insgesamt werden bei Simbol-X 100 Spiegelschalen ineinander genestet. Somit nimmt die effektive Sammelfläche zu. Da der maximale Einfallswinkel durch die Wellenlänge festgelegt ist, hängt die Sammelfläche stark von der Energie der Strahlung ab. Eine Simulation, die die Abhängigkeit der effektiven Sammelfläche von der Energie darstellt ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

Für die Fokussierung sorgt eine Wolter-Optik: eine Kombination aus hyperboloiden und paraboloiden Spiegelformen, (Wolter, 1952). Der schematische Gesamtaufbau der Spiegel ist Abbildung 4.5 zu entnehmen.

<sup>7</sup>High Energy Focusing Telescope [Hochenergie fokussierendes Teleskop].

<sup>8</sup>International Focusing Optics Collaboration for  $\mu$ Crab Sensitivity [internationale Zusammenarbeit für fokussierende Optik mit  $\mu$ Crab Empfindlichkeit].

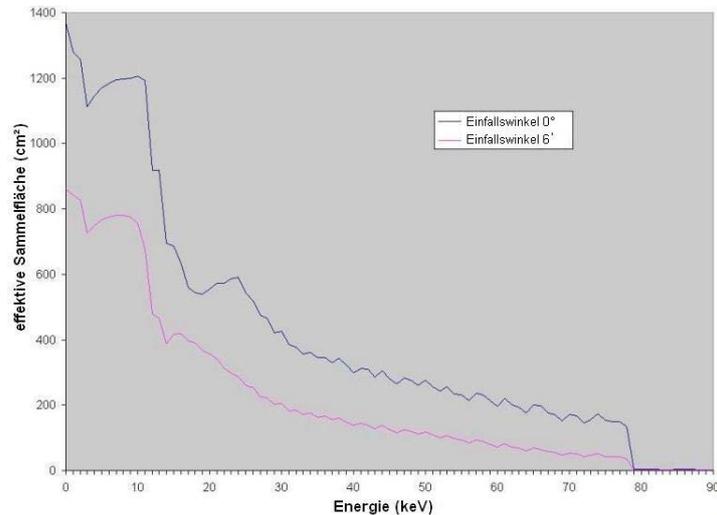


Abbildung 4.4: Simulation der Abhängigkeit der effektiven Sammelfläche des Simbol-X Spiegelmoduls von der Strahlenenergie, nach Chauvin (2008).

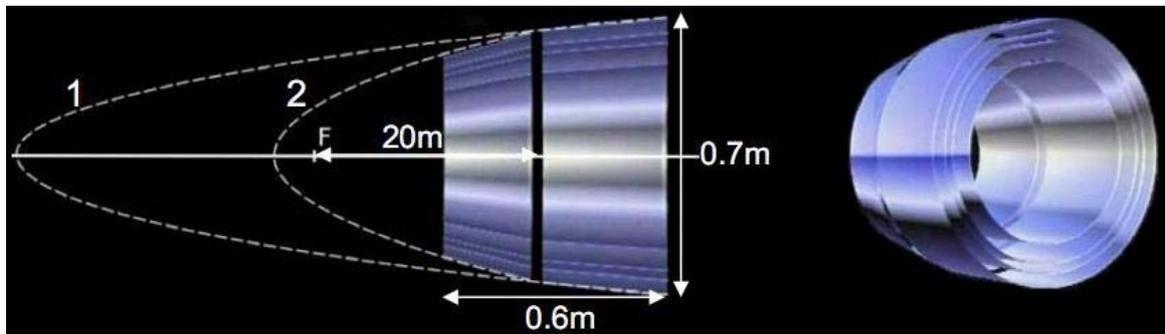


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau der fokussierenden Optik von Simbol-X, (Chauvin, 2008) links: Wolter-Teleskop Typ I mit paraboloidem (1) und hyperboloidem (2) Spiegel. rechts: genesteter Spiegelaufbau am Beispiel von vier Schalen.

## 4.4 Formationsflug

Um bei hohen Energien genügend effektiv zu sein, muss die Brennweite vergrößert werden. Für hohe Strahlenenergien nimmt die Brennweite der Wolteroptik zu. Im Energiebereich bis 80 keV ist eine Brennweite von 20 m notwendig. Dies übersteigt die Ladekapazität jeder Trägerrakete. Aus diesem Grund wird Simbol-X in einen *Formationsflug* arbeiten. Dabei sind die beiden Strahlungsdetektoren und die Spiegelanordnung auf zwei räumlich getrennten Satelliten untergebracht. Diese werden als „Detektor Spacecraft“ bzw. „Mirror Spacecraft“ bezeichnet. In der künstlerischen Darstellung des Deckblatts sind die beiden getrennten Satelliten deutlich zu erkennen. Die Ausrichtung der beiden Satellitenmodule zueinander geschieht über eine lasergesteuerte Abstandsmessung. Auf diesen Messdaten aufbauend wird die Ausrichtung selbständig über eine Kombination

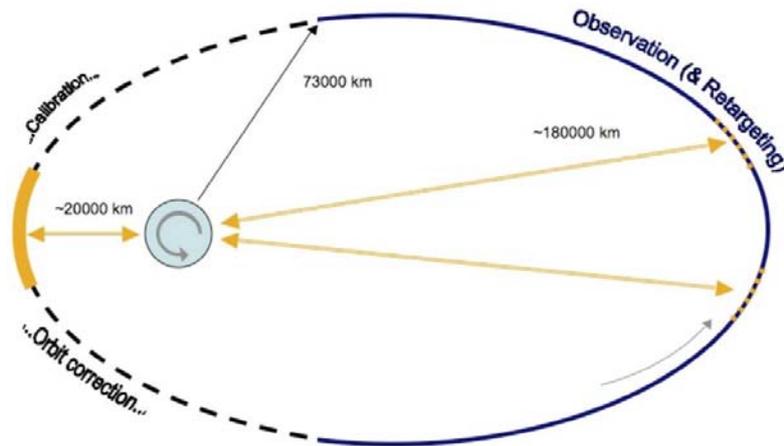


Abbildung 4.6: geplanter Orbit von Simbol-X (Ferrando et al., 2008).

aus Schwungrädern und Steuerdüsen korrigiert. Als Orbit ist eine stark elliptische Bahn mit einer minimalen Erdentfernung von 20 000 km und einer maximalen Erdentfernung von 180 000 km vorgesehen, siehe Abbildung 4.6. Die Umlaufdauer beträgt ca. vier Tage. Alle wissenschaftlichen Daten können jeweils im Perihel zur Basisstation heruntergeladen werden. Für die Beobachtungen ist eine minimale Höhe von 73 000 km vorgesehen; siehe hierzu auch Abbildung 2.3. Damit wird eine Beobachtungszeit von 83 % der gesamten Missionsdauer angestrebt.

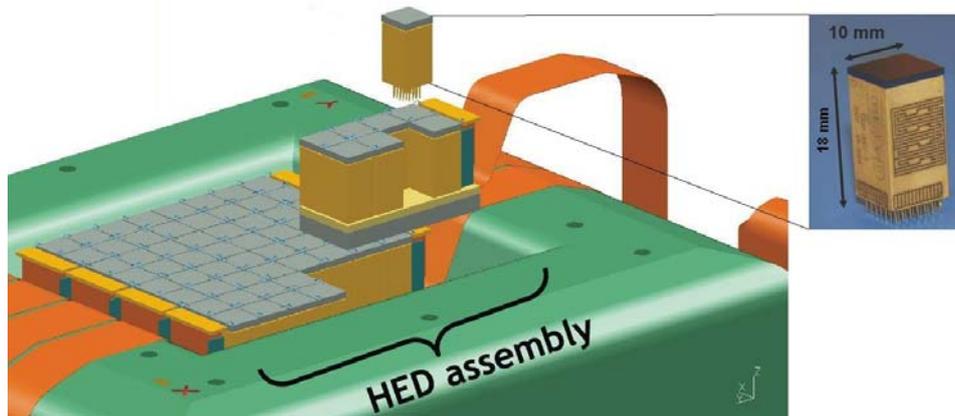
## 4.5 Detektor Spacecraft

Zur Abdeckung des Energiebereichs von 0.5–80 keV werden zwei Detektoren eingesetzt:

- ein *Niederenergiedetektor* (LED)<sup>9</sup> auf Silizium Basis:  
Für den Bereich von 0.5-20 keV wird ein p-Kanal DEPFET-Detektor eingesetzt. Dieser besteht aus 128 x 128 Pixel, die in vier Quadranten zu je 64 x 64 Pixel unterteilt ist. Die Pixelgröße von  $625 \times 625 \mu\text{m}^2$ . Die Aufteilung der homogenen Matrix in 4 Detektoren wurde aus Gründen der Redundanz gewählt. Jeder Quadrant besitzt eine eigenständige elektronische Signalverstärkung und -verarbeitung. Somit können beim Ausfall eines Quadranten die anderen Quadranten uneingeschränkt weiterarbeiten. Näheres hierzu siehe Kapitel 5.2.3.
- Für die Abdeckung des oberen Energiebereichs bis 80 keV wird ein *Hochenergiedetektor* (HED)<sup>10</sup> benutzt. Dieser Cd(Zn)Te-Detektor ist in acht Modulen zu je acht Sektoren gruppiert. Jeder Sektor besitzt 16 x 16 Pixel. Eine Skizze des HED-Aufbaus ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Die Pixelgröße beträgt ebenfalls  $625 \times 625 \mu\text{m}^2$ . Direkt unterhalb des Detektorsubstrats befindet sich die Front-end

<sup>9</sup>LED = *Low Energy Detector*

<sup>10</sup>HED = *High Energy Detector*



**Abbildung 4.7:** Aufbau des Hochenergiedetektors. Das eigentliche Detektorsubstrat ist grau eingefärbt. Direkt darunter befindet sich die Front-end Elektronik (Meuris, 2008).

Elektronik IDeF-X (Imaging Detector Front-end for X-rays). Ein solcher Block (Abbildung 4.7 rechts) wird auch als „CALISTE“ bezeichnet. Jedes der acht Module arbeitet unabhängig von einander. Mit einer Schichtdicke von 2 mm erreicht dieser Detektor bei 80 keV eine Quanteneffizienz von 97 % (Meuris, 2008).

Wie in Abbildung 4.9 zu sehen ist werden HED und LED geschichtet aufgebaut, so dass die Strahlung zuerst den LED trifft. Mit zunehmender Strahlenenergie wird dieser immer transparenter und die Strahlung fällt auf den darunter liegenden HED. Abbildung 4.8 zeigt, dass die Quanteneffizienz der Kombination aus LED mit HED, in dem angestrebten Energiebereich nahezu 100 % beträgt.

Um den Detektorhintergrund möglichst gering zu halten werden LED und HED sowohl mit einer *passiven Abschirmung* als auch mit einer *aktiven Antikoinzidenz* umgeben; der Strahleneintritt ist davon ausgespart. Registriert die Antikoinzidenz<sup>11</sup> ein Ereignis, sei es nun elektromagnetische oder Teilchen-Strahlung, so werden in einem darauf folgenden Zeitfenster alle Ereignisse des LED und HED verworfen. Simulationen zum Design der aktiven Antikoinzidenz, sowie deren Auswirkung auf die Totzeit der Detektoren ist in Tenzer et al. (2008) nachzulesen.

<sup>11</sup>Tatsächlich kann die aktive Antikoinzidenz als dritter Detektor betrachtet werden: der Szintillationsdetektor wird über Lichtleiter an ein Photomultiplier angekoppelt.

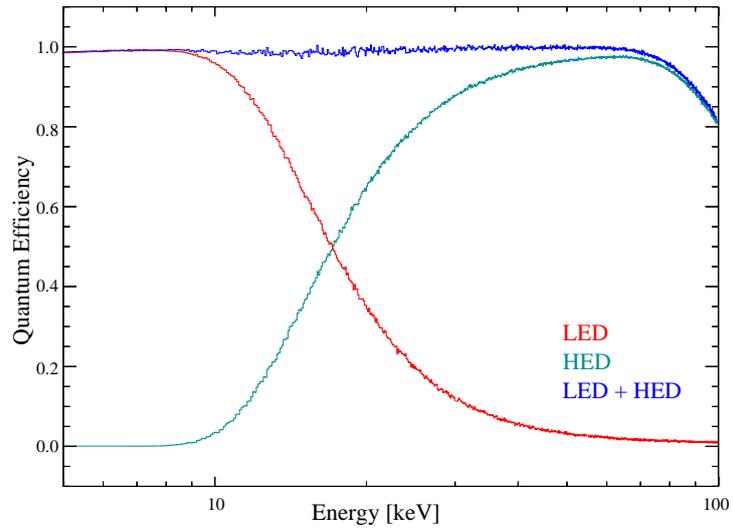


Abbildung 4.8: Quanteneffizienz der Kombination LED mit HED (Simulation C. Tenzer).

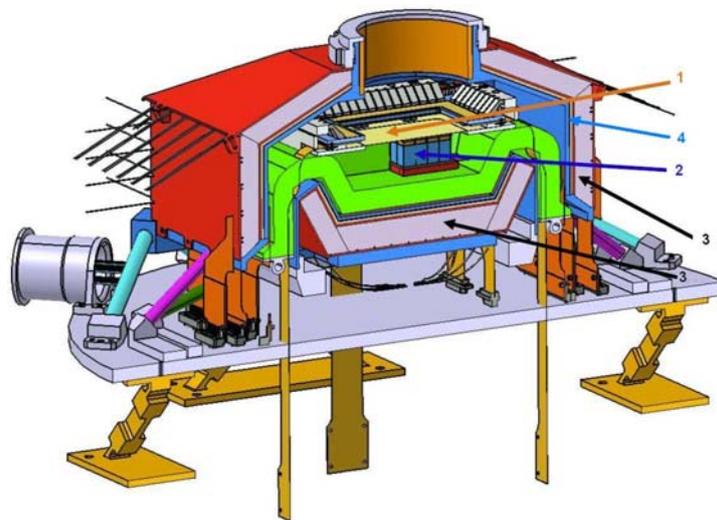


Abbildung 4.9: Die *Detector Payload*: der Strahleneintritt liegt oben; zu sehen sind der LED (1), der HED (2), die aktive (3) und passive (4) Abschirmung und der Kühlfinger (grün) (Bild: CEA, Saclay).

# 5 Das Simbol-X Science Verification Model

## 5.1 Ziel des Science Verification Model

Das Science Verification Modell (SVM) dient der Entwicklung und Erprobung von Soft- und Hardwarekomponenten für die spätere Flugmission. Das Simbol-X SVM ist so konzipiert, dass LED und HED in der Konfiguration getestet werden können, wie sie auch in der späteren Flugphase zum Einsatz kommt. Der Aufbau des SVM erfolgt zuerst mit dem LED. Ist dies abgeschlossen, wird die Kombination aus LED und HED getestet.

Neben der Kenntnis wichtiger Systemparameter, wie zum Beispiel der Energieauflösung des Detektorsystems, ist vor allem das richtige Zusammenspiel mehrerer Komponenten von Interesse. Durch Feintuning dieser Komponenten kann die Leistungsfähigkeit des Systems zusätzlich optimiert werden.

Somit ermöglicht das SVM ein besseres Verständnis des *Detektorsystems als Ganzes*. Leider konnte im Rahmen dieser Diplomarbeit nur auf die einzelnen Komponenten eingegangen werden.

## 5.2 Funktionserklärung der Komponenten

### 5.2.1 Vakuum Kessel

Die Betriebstemperatur des Detektors liegt zwischen  $-40$  und  $-45^\circ$  Celsius. Bei diesen Temperaturen würde sich unter normalen Raumbedingungen sofort ein Wasser- bzw. Eiskondensat auf dem Detektor bilden. Um diesen unerwünschten Effekt zu umgehen und auch um die empfindliche Siliziumstruktur des Detektors vor Verunreinigungen zu schützen befindet sich der Detektor in einem Vakuumkessel.

Der Kessel hat eine Länge von 280 mm und wird vorder- wie rückseitig mit einem ISO-K Flansch DN 250<sup>1</sup> abgeschlossen. Seitlich sind unter jeweils  $45^\circ$  insgesamt acht weitere Flansche angebracht<sup>2</sup>:

---

<sup>1</sup>Ein Flansch bezeichnet in der Vakuumtechnologie die Schnittstelle zwischen verschiedenen Bauteilen. Die Bezeichnung *ISO-K* bezieht sich auf den Typ, der Außendurchmesser beträgt hier 250 mm.

<sup>2</sup>Alle räumlichen Angaben beziehen sich auf die Betrachtung des Kessels von vorne. Dabei sind die Strahlenquellen im vorderen und der Detektor im hinteren Teil des Kessels angebracht.

- sechs ISO-K DN 100 Flansche:
  - oben, unten, rechts und links sind jeweils 50-polige Sub-D-Durchführungen angebracht.
  - diagonal oben links befindet sich der Kühlfinger.
  - diagonal unten rechts ist die Turbo-Molekular-Pumpe angebracht.
- ein KF DN 40 Flansch zum Anschluss des Drucksensors diagonal oben rechts.
- ein KF DN 16 Flansch als Flutventil diagonal unten links.

Ein Photo der geöffneten Vakuumkammer von vorne ist in Abbildung 5.3 zu sehen.

### Auswahl der radioaktiven Quellen

Im vorderen Flansch befindet sich die Lagerung der radioaktiven Quellen. Es stehen drei Quellen zur Auswahl: eine Fe-55 und zwei Am-241. Das Eisenpräparat verteilt seine Strahlenenergie zu 90 % auf  $K_\alpha$ -Photonen (5.90 keV) und zu 10 % auf  $K_\beta$ -Photonen (6.49 keV). Das Americiumpräparat hingegen besitzt eine Vielzahl von  $\beta$ - und elektromagnetischen Übergängen, welche alle als Folge des  $\alpha$ -Zerfalls:  ${}^{241}_{95}\text{Am} \longrightarrow {}^{237}_{93}\text{Np}$  entstehen.

Die Elektronen der  $\beta$ -Strahlung werden schon in der Präparathülse gestoppt. Die für den LED und HED relevanten Strahlungsübergänge sind in Tabelle 5.1 eingetragen. Zusätzlich ist für den LED der zu erwartende Anteil an allen detektierten Ereignissen angegeben.

Eine mit Löcher versehene Drehscheibe lässt die Auswahl aller möglichen Kombinationen von den Quellen zu. Um eine ausreichend gute Abschirmung, der nicht ausgewählten Quellen, auch für den späteren HED zu erzielen, wurden die Transmissionseigenschaften mehrerer Materialien simuliert, siehe Abbildung 5.1. Die Datenbank (*Atomic Data and Nuclear Data Tables* Henke et al. (1993)) lässt allerdings nur Simulationen bis 30 keV zu. C. Tenzer erstellte auf Basis des Geant 4-Code eine Simulation der Strahlenabsorption bis 60 keV. Diese zeigte deutlich, dass eine Kombination aus 1 mm Kupfer und 2 mm Aluminium noch ca. 25 % der 59 keV Strahlung durchlässt. Eine Kombination aus 2 mm Kupfer und 2 mm Aluminium erfüllt dabei die gestellten Anforderungen. Die Transmission der 59 keV Strahlung beträgt dabei noch ca. 6 %. Um eine mögliche Fluoreszenzstrahlung des Kupfers zu umgehen wird das Kupfer quellseitig und das Aluminium detektorseitig angebracht.

Die Option für eine zweite, den Strahlengang überlappende Drehscheibe steht offen. Mit dieser könnte beispielsweise eine Intensitätsabschwächung, siehe Tabelle 5.2, erreicht werden, oder mittels einer schnell rotierenden *Shutterscheibe*<sup>3</sup> eine periodisch pulsierende Quelle simuliert werden.

---

<sup>3</sup>Hiermit ist eine Verschlusscheibe gemeint, welche den Strahlengang abwechselnd öffnet und wieder verschließt.

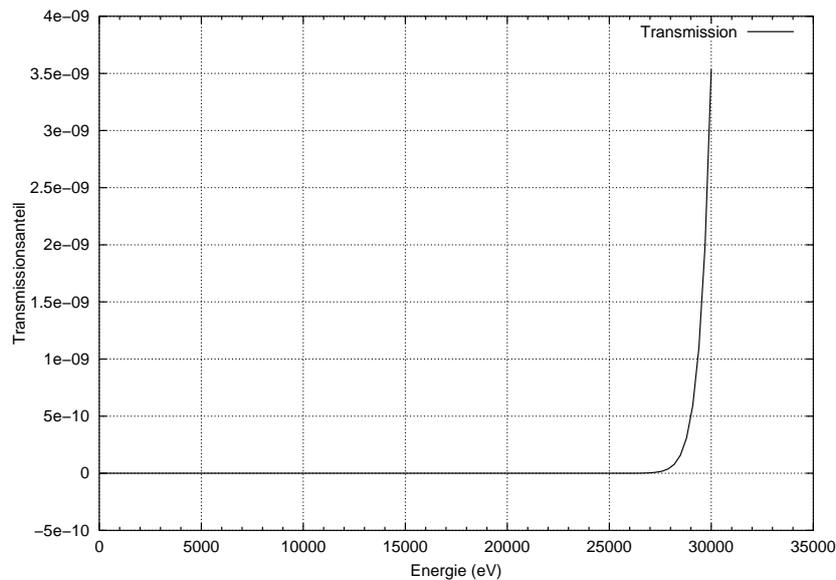
**Tabelle 5.1:** Strahlenverteilung der Am-241 Quelle. Die Intensität gibt den Anteil pro alpha-Zerfall an. QE bezeichnet hier die Quanteneffizienz des LEDs, siehe auch Abbildung 5.9. Das Produkt aus Intensität und Quanteneffizienz zeigt den Anteil der detektierten Strahlung pro alpha-Zerfall. Interessanterweise ergibt die Summe all dieser Größen 10%; d.h. jeder zehnte alpha-Zerfall müsste zu einem *Event* im Detektor führen. Die letzte Spalte zeigt die Aufteilung der Photonenenergieen der detektierten Strahlung. Für den LED sind hauptsächlich die 13.9, 26.3 und 59.5 keV Photonen relevant. Sie ergeben zusammen 99.45 % aller detektierten *Events*. Daten der Intensitätsverteilung sind dem *NuDat2* Archiv entnommen.

Energie [keV]	Intensität [%]	QE LED [%]	(Int*QE) <sub>absolut</sub> [% <sub>0</sub> ]	(Int*QE) <sub>relativ</sub> [%]
<b>13.9</b>	37	22.6	<b>83.6</b>	<b>83.6</b>
<b>26.3</b>	2.3	17.7	<b>4.0</b>	<b>4.0</b>
33.2	0.13	10.0	0.13	0.13
42.7	0.0055	6.2	0.0034	0.0034
43.4	0.073	6.0	0.044	0.044
51.0	$2.6 \cdot 10^{-5}$	4.3	$1.1 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
55.6	0.018	3.7	0.0067	0.0067
<b>59.5</b>	35.9	3.3	<b>11.85</b>	<b>11.85</b>
64.8	$1.5 \cdot 10^{-4}$	2.9	$4.2 \cdot 10^{-5}$	$4.2 \cdot 10^{-5}$
67.5	$4.2 \cdot 10^{-4}$	2.8	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$
69.8	0.003	2.7	$7.8 \cdot 10^{-4}$	$7.8 \cdot 10^{-4}$
75.8	$5.9 \cdot 10^{-4}$	2.4	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$
			—————	
			$\Sigma = 99.67$	

**Tabelle 5.2:** Intensitätsabschwächung der Fe und Am Quelle. V bezeichnet den Verringerungsfaktor.

Weil die Fe-55 Quelle als ausgedehnte Quelle erscheint (Durchmesser = 10 mm), kann die Strahlenintensität über verschieden große Blendenöffnungen reduziert werden. Der Radius dieser Blende ist in der entsprechenden Zeile angegeben. Die nahezu punktförmige Am-241 Quelle kann über verschieden dicke Aluminiumplättchen in ihrer Intensität reduziert werden. In der entsprechenden Zeile ist die Schichtdicke dieser Plättchen bezogen auf eine Energie von 13.9 keV angegeben. Verwendete Datenbank: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* Henke et al. (1993).

Quelle \ V	2	4	8	16	32	64	128
Fe-55 [mm]	3.54	2.50	1.77	1.25	0.88	0.63	0.44
Am-241 [mm]	0.27	0.55	0.82	1.10	1.36	—	—



**Abbildung 5.1:** Simulation der Strahlentransmission von Röntgenstrahlung durch ein Verbund aus 2 mm Cu und 2 mm Al, in Abhängigkeit zur Strahlenenergie. Als Datenquelle wurde die *Atomic Data and Nuclear Data Tables* herangezogen (Henke et al., 1993).

## Vakuumentest

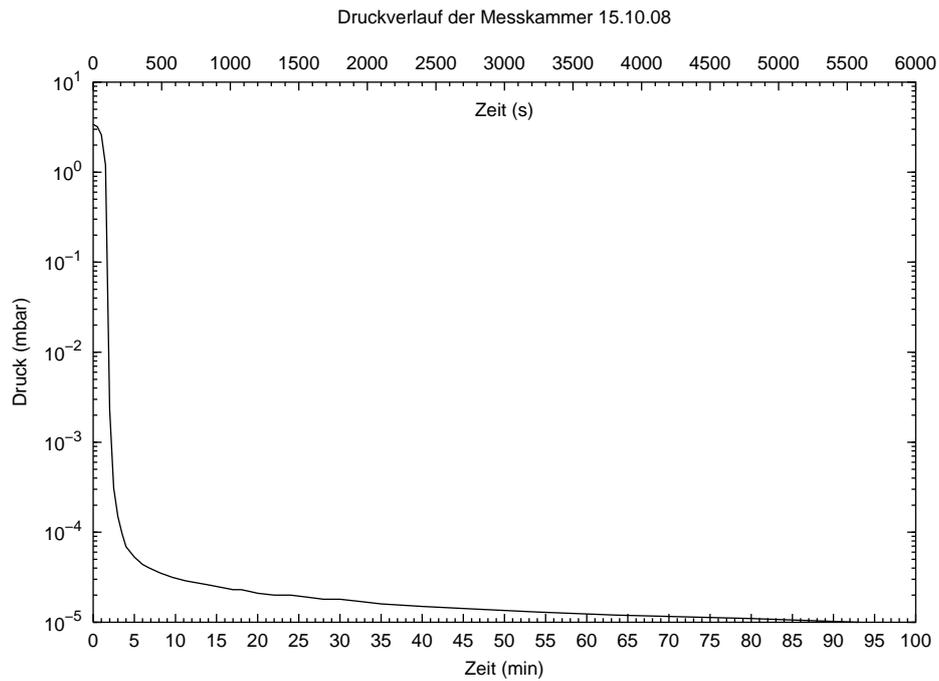
Ein anfangs durchgeführter Vakuumentest zeigte die Vakuuntauglichkeit aller Komponenten bis zu einem Druck von  $3.4 \cdot 10^{-6}$  mbar<sup>4</sup>. Das Vakuum wird durch eine Kombination aus Membranpumpe und Turbo-Molekular-Pumpe (TMP) erzeugt. Die TMP kann nicht gegen den Atmosphärendruck arbeiten. Deshalb wird mit der Membranpumpe ein Vorvakuum erzeugt und erst unterhalb eines Drucks von ca. 10 mbar die TMP zugeschaltet. Die Membranpumpe erreicht einen Druck von 3.3 mbar, siehe Abbildung 5.2.

## 5.2.2 Kühlung

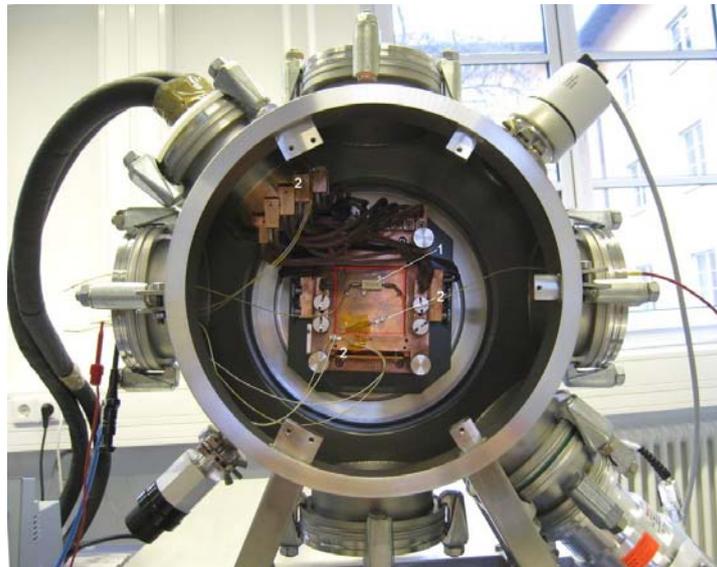
Die Kühlung dient dazu das Detektorrauschen aufgrund von Dunkelströmen möglichst klein zu halten; siehe dazu auch Kapitel 2.2.4. Die angestrebte Betriebstemperatur liegt zwischen  $-40$  und  $-45^\circ$  Celsius. Die Kühlung besteht aus einem Wärmetauscher, dem Kühlfinger, den Kühllitzen und der Kühlmaske, auf welcher der Hybrid<sup>5</sup> eingespannt ist. Der Wärmetauscher bildet mit dem Kühlfinger einen ersten Kühlkreislauf: kaltes Ethanol wird vom Wärmetauscher zum Kühlfinger und wieder zurück gepumpt. Im Kühlfinger durchläuft das Ethanol spiralförmig den Kupferblock, so dass ein möglichst guter thermischer Kontakt besteht. Da auch die Litzen und die Kühlmaske aus Kupfer gefertigt sind

<sup>4</sup>Hierfür sind ca. 24 Stunden Pumpzeit nötig.

<sup>5</sup>Als *Hybrid* wird hier die Kombination aus Detektormatrix, CAMEX-Verstärker und Switcher-Chips auf einer Keramik bezeichnet.

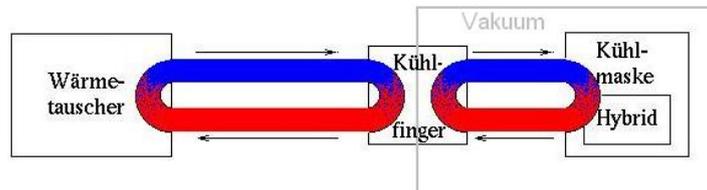


**Abbildung 5.2:** Zu sehen ist der Innendruck der Messkammer aufgetragen über der Zeit nach dem Einsetzen der Turbo-Molekular-Pumpe.



**Abbildung 5.3:** Die SVM-Vakuumkammer ist von vorne geöffnet. Links ist der Kühlfinger mit den angeschlossenen Kühllitzen zu sehen. Mittig sitzt die Kühlmaske auf der Innenplatine. Das Photo zeigt den Kühlttest mit der Bronzeplatte (rot umrandet), dem Leistungswiderstand (1) und den Pt-100-Messwiderständen (2).

kann der zweite Wärmekreislauf rein über Wärmeleitfähigkeit stattfinden. Erste Messungen aus dem HLL zeigten, dass Wärmestrahlung des CAMEX an der Kupferplatte der Kühlmaske derart reflektiert werden, dass sie auf den Detektor fallen und dort ein zusätzliches Signal erzeugen. Um dies zu umgehen wurde die Rückseite der Kupfermaske mit einem nicht-reflektierenden, schwarzen Lack überzogen. Eine Veranschaulichung des Wärmeflusses findet sich in Abbildung 5.4.



**Abbildung 5.4:** Schematische Darstellung des Kühlkreislaufs

## Test und Optimierung der Kühlung

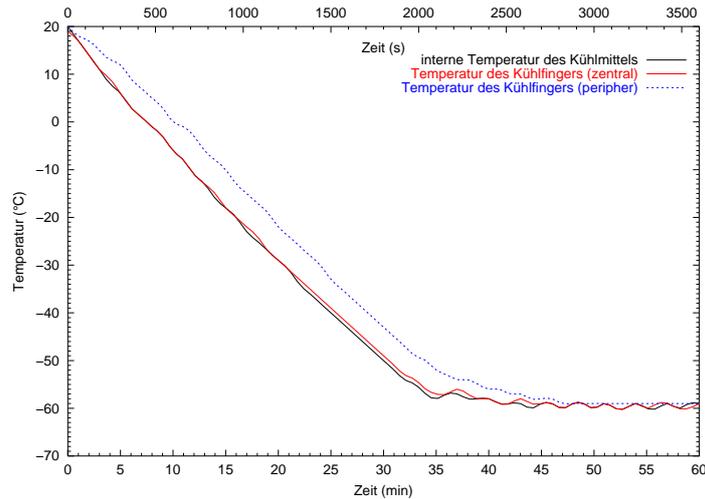
In einem ersten Test wurde die thermische Kopplung zwischen dem Kühlmedium des Wärmetauschers (Ethanol) und dem Kühlfinger getestet. Da die Köhllitzen an verschiedenen Positionen des Kühl fingers angebracht werden können, war die Wärmeverteilung des Kühl fingers ein wichtiges Untersuchungskriterium. Die Ergebnisse in Abbildung 5.5 zeigen:

1. Die thermische Kopplung an den Kühlfinger funktioniert sehr gut.
2. Die Temperaturverteilung auf dem Kühlfinger kann im thermodynamischen Gleichgewicht als annähernd homogen angenommen werden.

Um die Kühlleistung des Systems zu testen wurde der Hybrid durch eine Bronzeplatte<sup>6</sup> mit gleichen Abmessungen simuliert. Auf der Bronzeplatte befindet sich ein Leistungswiderstand um den Leistungsverbrauch des Hybrids nachzustellen. Neben dem CAMEX-Chip (0.36 W) verbrauchen die beiden Switcher-Chips noch jeweils 0.2 W. Der gesamte Energieverbrauch wird mit ca. 1 W angenommen. Die Temperaturmessung erfolgte durch einen Pt-100-Widerstand, der ebenfalls auf der Bronzeplatte angebracht ist. Um eventuelle Kühlverluste besser nachvollziehen zu können wurden noch zwei zusätzliche Pt-100-Widerstände auf der Kühlmaske und dem Kühlfinger angebracht. Ein Photo dieses Versuchsaufbaus ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Die Ergebnisse dieser Messung (Abbildung 5.6) zeigen:

1. Das Kühlsystem kann eine Temperatur von ca.  $-45^{\circ}\text{C}$  erreichen; dabei stößt die Kühlung jedoch an ihre Leistungsgrenze. Weitere Testmessungen mit dem Hybrid werden zeigen, ob eine zusätzliche Isolierung notwendig sein wird.

<sup>6</sup>Die Wärmeleitfähigkeit von Bronze kommt der Wärmeleitfähigkeit der verwendeten Keramik ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) am nächsten.



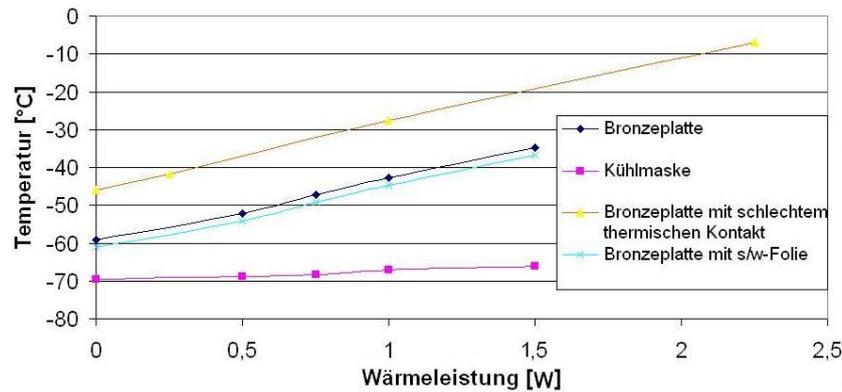
**Abbildung 5.5:** Temperatureinstellung des Kühlfingers im Vergleich zur Kühlmitteltemperatur des Wärmetauschers. Dessen Temperaturvorgabe wurde bei dieser Messung auf  $-60^{\circ}\text{C}$  eingestellt. Die Temperatur des Kühlmittels wurde aus dem Menü des Wärmetauschers abgelesen. Die beiden Temperaturmessungen auf dem Kühlfinger wurden mit Hilfe von Pt-100-Widerständen vorgenommen.

2. Eine Option, welche in der Simulation zu einer Temperaturerniedrigung von ca.  $2^{\circ}\text{C}$  führte, ist die Abschirmung der thermischen Wärmestrahlung der Kesselwände. Dies kann durch Folien geschehen, welche auf ihren beiden Seiten stark unterschiedliche Reflexionskoeffizienten für Infrarotstrahlung besitzen. Eine weitere Möglichkeit wären Mehrschichtfolien, welche einen Temperaturgradienten erzeugen, so dass der Hybrid nur noch die kalte Folienwand anstelle der warmen Kesselwand „sieht“.
3. Die Temperatur steigt näherungsweise linear mit der Heizlast der Bronzeplatte an. Die Steigung beträgt ca.  $17^{\circ}\text{C}/\text{W}$ .
4. Die Kopplung zwischen Kühlmaske und Hybrid ist entscheidend.

### 5.2.3 Detektor

#### Aufbau

Der verwendete Detektor ist eine  $64 \times 64$  DEPFET-Matrix mit einer Pixelgröße von  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$  und einer Schichtdicke von  $450 \mu\text{m}$ . Aufgrund des besseren Rauschverhaltens und der hohen Strahlenhärte verwendete man vor einigen Jahren noch vermehrt JFETs als integrierten Verstärker. MOSFETs dagegen können kompakter gebaut werden und liefern so höhere Integrationsdichten. Das ausschlaggebende Argument für den Einsatz eines MOSFETs im DEPFET-Detektor des SVM-Teststands ist aber die hohe Präzision mit der man MOSFETs auch in großflächigen Strukturen herstellen kann.

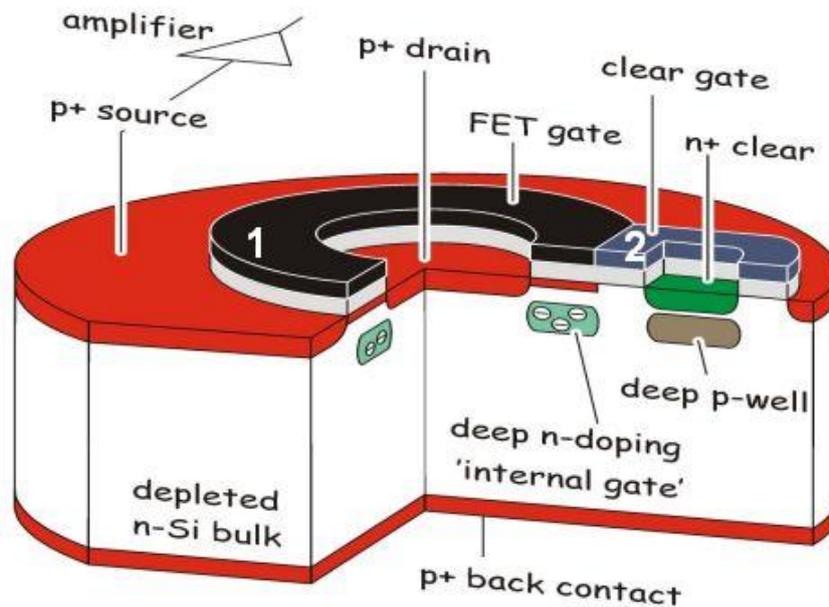


**Abbildung 5.6:** Zu sehen ist die eingestellte Temperatur der Bronzeplatte und der Kühlmaske im thermodynamischen Gleichgewicht in Abhängigkeit zur verbrauchten Wärmeleistung. Die Leistungsabgabe des Hybrids, welcher im SVM zu Einsatz kommt, kann mit 1 W angenommen werden. In der obersten Messreihe wurde die Bronzeplatte mit zu wenig Druck in die Kühlmaske eingespannt. Dieser schlechte thermische Kontakt führt zu einer deutlichen Temperaturerhöhung im Vergleich zu einer korrekt angebrachten Platte (dunkelblaue Messreihe). Für die hellblaue Messreihe wurde der Frontflansch von innen mit einer schwarz/weiß-Folie abgedeckt. Die Temperatur der Kühlflüssigkeit betrug  $-79,8\text{ °C}$  – die niedrigst mögliche Temperatur, welche mit dem Wärmetauscher erzeugt werden kann.

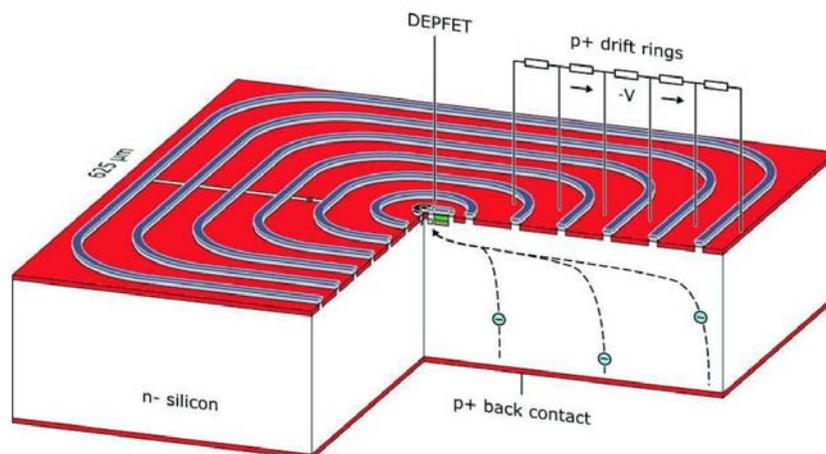
Sowohl der „eigentliche Kanalverstärker“ als auch der Clearmechanismus sind über MOSFETs realisiert. Die allgemeine Funktionsweise eines DEPFET-Detektors wurde bereits in Kapitel 3 beschrieben. Ein schematischer Aufbau des SVM DEPFETs ist in Abbildung 5.7 zu sehen.

Um den DEPFET auf die nötige Pixelgröße zu erweitern wird eine in das Substrat eingelassene Ringstruktur verwendet, siehe Abbildung 5.8, welche ein stufenweise ansteigendes Potential erhält. Da hauptsächlich<sup>7</sup> die Driftringe das Potential der Pixelvorderseite bestimmen kann somit das Potentialminimum der Seitwärtsdepletion kontinuierlich in seiner Lage verschoben werden: man erhält eine Art „Potentialtrichter“ in dessen Zentrum sich der eigentliche DEPFET befindet. Die Zellen des hier verwendeten Detektors besitzen insgesamt fünf dieser Ringe, welche jeweils mit einem eigenen Potential versehen werden können. Von dieser Möglichkeit muss allerdings kein Gebrauch gemacht werden: ein in der Außenplatte integrierter Spannungsteiler teilt die Spannung zwischen dem ersten und dem fünften Ring in jeweils gleiche Teile auf die dazwischenliegenden Ringe auf. In diesem Modus kann der Detektor anfangs betrieben werden. Externe Spannungsvorgaben entgegen der linearen internen Ringansteuerung können in einem später folgenden Feintuning die Detektoreigenschaften noch verbessern.

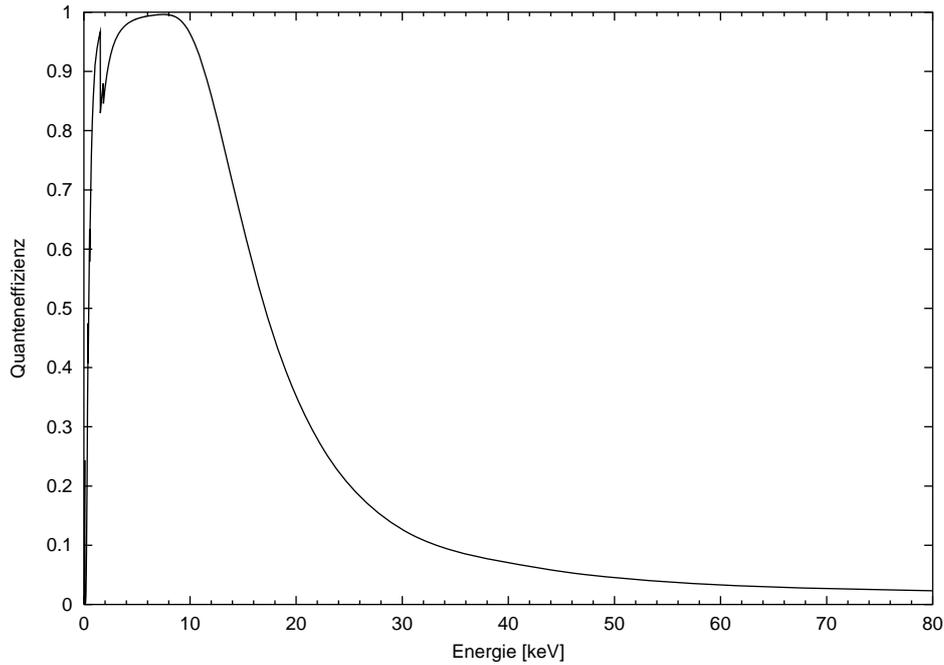
<sup>7</sup>Im Bereich des DEPFETs wird das Vorderseitenpotential durch die Source- und Drainspannung festgelegt.



**Abbildung 5.7:** Der DEPFET-Detektor: zu sehen ist der MOSFET-Kanalverstärker (1) in einer Ringstruktur und der Clear-MOSFET (2) seitlich daneben in einer Längsstruktur. Das Gate (schwarz) von (1) entspricht dem Cleargate (blau-grau) von (2). Die Source von (2) ist das interne Gate, der Drainkontakt von (2) wird als Clearkontakt bezeichnet. Zwischen Gate und Cleargate befindet sich eine dünne Isolationsschicht. Alle grauen Bereiche sind Isolationsschichten (Siliziumoxid) (Bild: MPI Halbleiterlabor).



**Abbildung 5.8:** DEPFET-Detektor mit eingebetteten Driftringen. Entgegen dieser Skizze kommen im hier verwendeten Detektor lediglich fünf Driftringe zum Einsatz. Das globale Potentialminimum bildet nach wie vor das interne Gate, so dass sich dort alle Elektronen sammeln.



**Abbildung 5.9:** Quanteneffizienz des LED; zur Rechnung wurde angenommen:  
Si-Totschicht: 6 nm, SiO<sub>2</sub>-Isolierung: 40 nm, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>: 40 nm, Al: 150 nm.

### Quanteneffizienz

Mit den oben aufgeführten Abmessungen des Detektors und folgenden Schichtdicken:

Silizium-Totschicht: 6 nm	Al: 150 nm
SiO <sub>2</sub> -Isolierung: 40 nm	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> : 40 nm

ergibt eine Simulation des HLL den in Abbildung 5.9 gezeigten Verlauf der Quanteneffizienz mit der Strahlenenergie.

### Datenauslese

Wie in Kapitel 3.3.2 gezeigt, führt bei einer Source-Folger-Auslese eine Ladungsänderung des internen Gates zu einer Spannungsänderung an der Source. Dabei gilt:

$$\Delta U_S = \frac{g_q}{g_m} \cdot \Delta Q_{iG}$$

Hierbei bezeichnet  $Q_{iG}$  die Ladung im internen Gate,  $g_m$  die Transkonduktanz des FETs und  $g_q$  den Verstärkungsfaktor.

### Detektorelektronik

Ein Funktionsdiagramm der Ansteuer- und Signalelektronik des gesamten Detektors ist in Abbildung 5.10 zu sehen. Dabei gelten folgende Abkürzungen:

- LEDA: *Low Energy Detector Assembly* [Niederenergie-detektoreinheit]
- LEDEA: *Low Energy Detector Electronics Assembly* [Elektronik der LEDA]
- DCC: *Digital Camera Controller* [digitale Kamerasteuerung]
- QP: *Quadrant Power* [Spannungsversorgung der Quadranten]
- IFC: *InterFace Controller* [Schnittstellensteuerung]
- DPDPA: *Detector Payload Digital Processing Assembly* [digitale Prozesseinheit]
- IFCP: *InterFace Controller Power* [Spannungsversorgung des IFC]

Im Aufbau ist deutlich die redundante Struktur zu erkennen: Für jeden Detektorquadranten stehen jeweils ein Daten-Kontroll-Modul (DCC) und ein Spannungs-Versorgungs-Modul (QP) zur Verfügung. Die weitere Datenprozessierung im „interface controller“ erfolgt über ein nominales und redundantes Modul.

### 5.2.4 CAMEX-Chip

Der hier verwendete CAMEX besteht aus 64 Verstärkerkanälen und einem anschließenden Schieberegister. Zusätzlich besitzt er noch ein Status-Register und ein Kontroll-Register. Das Status-Register beinhaltet grundlegende Parameter mit denen zum Beispiel die Verstärkung eingestellt oder auf den Betrieb im Testmodus umgeschaltet werden kann. Das Kontroll-Register steuert den zeitlichen Ablauf einer Signalaufnahme, also im Wesentlichen das Öffnen und Schließen der Schalter  $S_{in}$ ,  $S_1$  bis  $S_8$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  und S&H. Eine vereinfachte Schaltskizze eines CAMEX-Kanals ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Die Aufgabe des CAMEX-Chips besteht darin, die Signale aller 64 Kanäle einer Matrixreihe zu verstärken, ein CDS-Filter anzuwenden und das entstehende Signal seriell an den Analog-Digital-Konverter (ADC) weiterzugeben. Die folgende Beschreibung gilt vorerst für einen CAMEX-Kanal und eine daran angeschlossene DEPFET-Zelle.

- Das Eingangssignal der Zelle wird durch ihren ohmschen Widerstand bestimmt: abhängig von der Signalladung im internen Gate verändert sich der Widerstand in der Zelle. Eine Stromquelle, welche mit dem Sourcekontakt der Detektorzelle verbunden ist, versucht nun einen konstanten Strom durch die Zelle zu treiben. Da  $I = \text{const.}$  verändert sich das Sourcepotential je nach dem Leitungswiderstand. Das Potential wird negativer, je geringer der Kanalwiderstand  $R$  ist, also je mehr Ladung sich im internen Gate befindet.
- Durch den Schalter  $S_{in}$  wird die Sourcespannung auf einen JFET-Verstärker geleitet. Nach dem Prinzip des rückgekoppelten Operationsverstärkers (OV) wird die Eingangsspannung um den Faktor  $C_{in}/C_{f1}$  verstärkt.
- Im anschließenden CDS-Filter werden nun nacheinander die Schalter  $S_1$  bis  $S_8$  kurz geschlossen und wieder geöffnet. Dabei wird das Spannungssignal in den Kondensatoren  $C_1$  bis  $C_8$  „gespeichert“. In dieser Phase muss der Schalter  $R_2$  geschlossen sein, so dass sich die Kondensatoren bezüglich  $V_{refV}$  aufladen können.

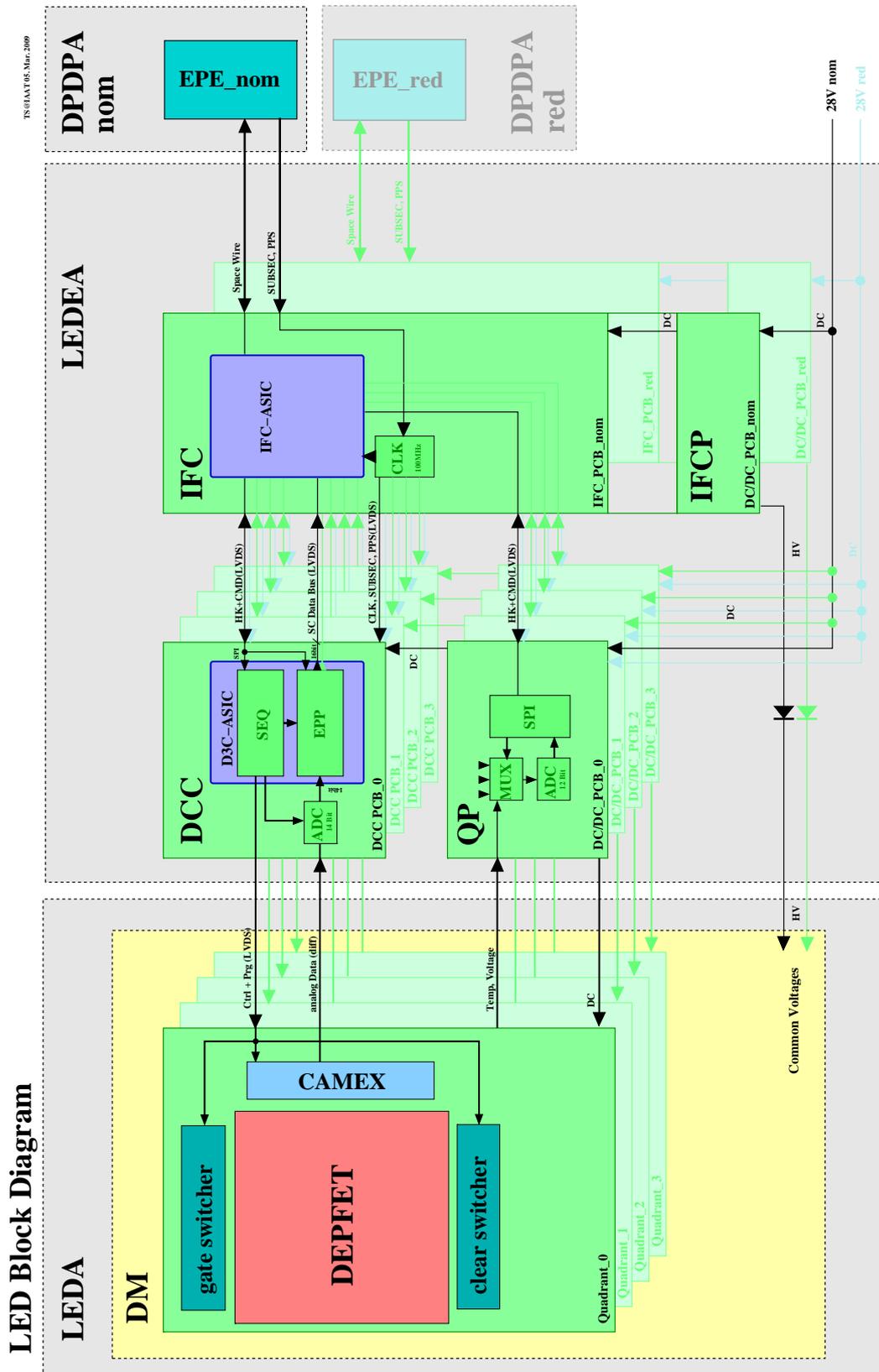
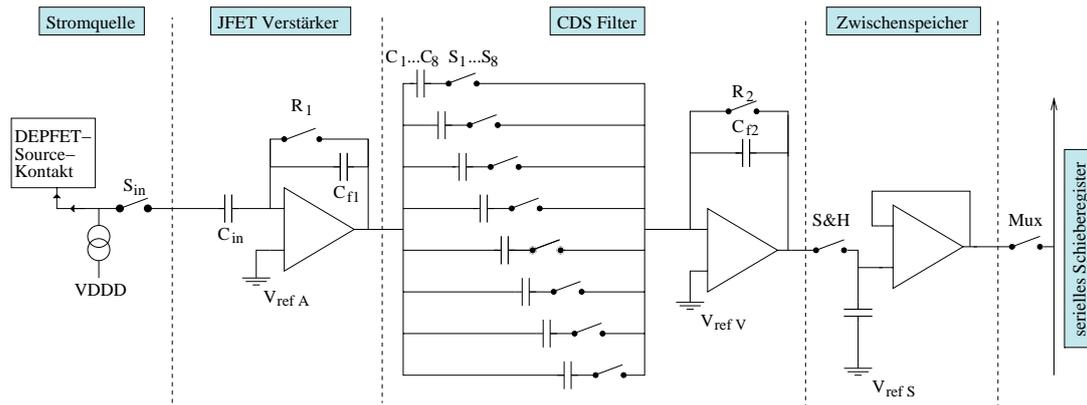


Abbildung 5.10: Funktionsdiagramm der Ansteuer- und Signalelektronik des Niederenergie-detektors. Näheres dazu im Text. Das Diagramm wurde freundlicherweise von T. Schanz zur Verfügung gestellt.



**Abbildung 5.11:** Vereinfachte Schaltskizze eines CAMEX-Kanals. Vereinfachend wurde die Möglichkeit weggelassen mit zusätzlichen Schaltern die Kapazität der Kondensatoren  $C_{in}$  und  $C_{f1}$  zu erhöhen. Auf diese Art und Weise können insgesamt vier Verstärkungsfaktoren eingestellt werden.

- Nach dem Öffnen von  $S_{in}$  ist der JFET-Verstärker vom Detektorsignal entkoppelt. Es erfolgt der Clearprozess. Die Sourcespannung welche nun an der DEPFET-Zelle mit leerem internen Gate anliegt wird Referenzsignal genannt. Nach dem Schließen von  $S_{in}$  wird das Referenzsignal wie oben verstärkt.
- Im CDS-Filter sind in den Kondensatoren  $C_1$  bis  $C_8$  immer noch die zuvor verstärkten Signalladungen enthalten. Da  $R_2$  nun geöffnet ist, fließt mit dem Schließen von  $S_1$  ein Ausgleichsstrom<sup>8</sup> über  $C_{f2}$  auf  $C_1$ .  $S_1$  wird geöffnet und der Vorgang wiederholt sich mit  $S_2$  bis  $S_8$ , wobei sich alle Ausgleichsströme in  $C_{f2}$  aufaddieren.
- Durch Schließen des *sample and hold* (S&H) Schalters wird das CDS-gefilterte Signal in einen Zwischenspeicher geladen. Von dort aus wird es seriell zum ADC weitergeschoben. Die Zwischenspeicherung hat den Vorteil, dass während der Weitergabe an den ADC schon das nächste Signal aufgenommen werden kann.
- Bevor der CAMEX die nächste Detektor-Zelle „bearbeiten“ kann, werden mit dem Schließen von  $R_1$ ,  $R_2$  und  $S_1...S_8$  die Kondensatoren  $C_{f1}$ ,  $C_{f2}$  und  $C_1...C_8$  entladen.

### 5.2.5 Switcher-Chip

Die „Switcher-Chips“ besitzen jeweils  $2 \times 64$  Kanäle, welche zwischen zwei definierten Potentialen wechseln können. Die Switcher-Chips können in zwei Modi betrieben werden:

- *autonome Steuerung:*  
Jeder Switcher-Chip wird mit einer Schaltabfolge geladen und diese wird in einer Schleife wiederholt durchlaufen.

<sup>8</sup>Die Differenz zwischen Referenzsignal- und Signalladung.

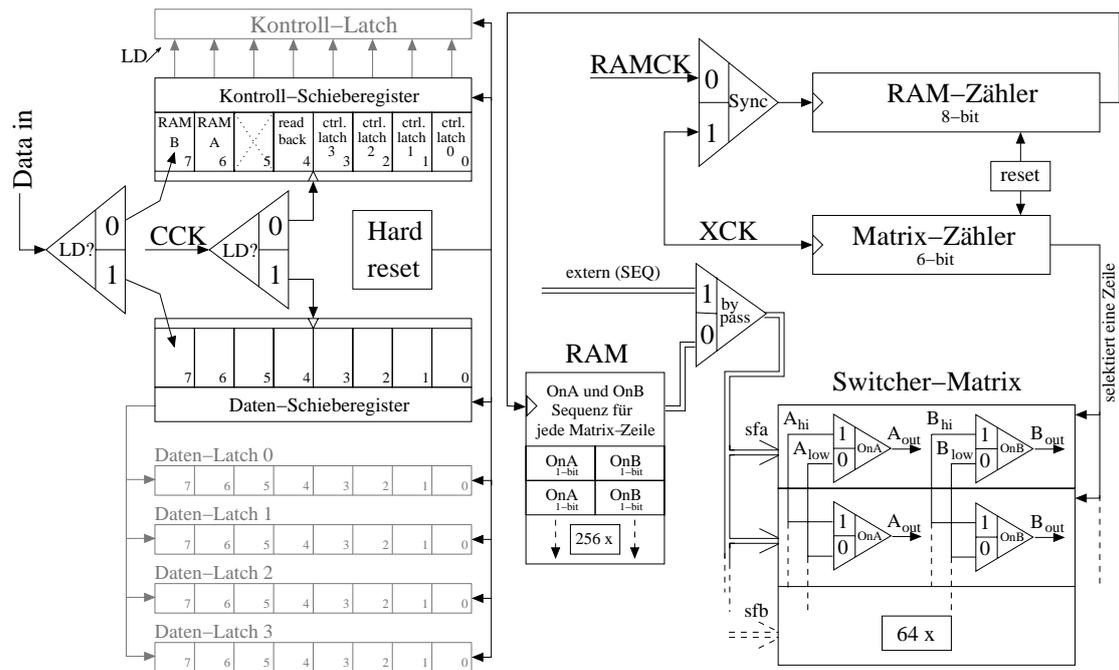


Abbildung 5.12: Aufbau des Switcher-Chips

- *bypass-Modus*:  
Die Schaltabfolge wird nicht durch den Switcher selbst generiert sondern von außen (durch den Sequenzer) zugeführt.

In Abbildung 5.12 ist der schematische Aufbau eines Switcher-Chips gezeigt: Je nach Zustand des *LOAD-Signals* (LD) kann entweder das Kontroll- oder das Datenregister beschrieben werden. Die Daten des Kontrollregisters werden in einem *Kontroll-latch*<sup>9</sup> gespeichert. Für die Daten des Datenregisters stehen insgesamt vier *Datenlatches* zur Verfügung.

### Das Kontrolllatch

Die ersten vier Bits des Kontrollregisters wählen das Datenlatch, in welches das Datenregister kopiert werden kann, aus. Das fünfte Bit (Bit Nummer vier) stellt eine *read back* Option zur Verfügung. Damit kann das ausgewählte Datenlatch in das Datenregister zurück geschoben werden. Bit Nummer fünf besitzt keine Funktion. Mit Bit Nummer sechs und sieben kann die RAM-Matrix beschrieben werden.

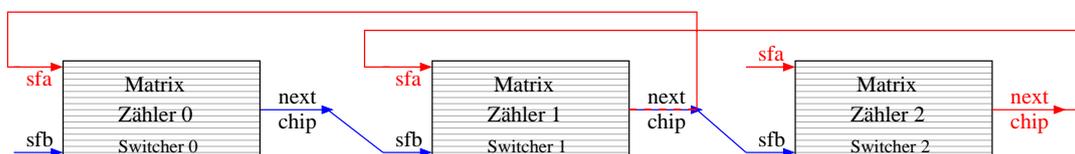
### Die Datenlatches

- Datenlatch 0 legt die Periode des RAM-Zählers fest. Diese ist maximal 256, da der RAM-Zähler 8 Bit besitzt.
- Datenlatch 1 besitzt mehrere Kontrollbits:

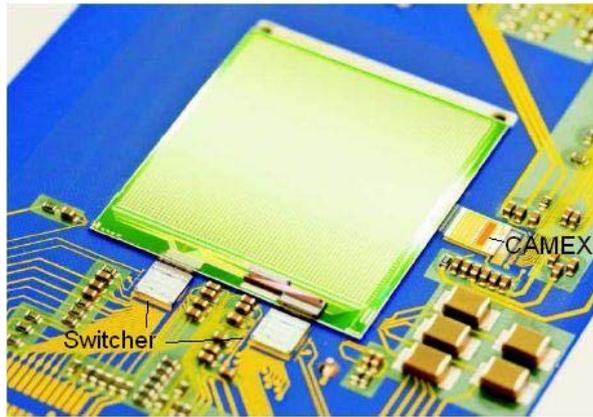
<sup>9</sup>Ein *Latch* kann als Speicherriegel betrachtet werden.

- Bit 0: *Ram-write-enable*: mit diesem Bit kann das RAM zwischen Schreibe- und Lesemodus umgeschaltet werden.
  - Bit 1: *Ram-bypass*: die oben bereits erwähnte Bypass-Funktion macht das RAM überflüssig. Die Switcher-Matrix wird extern vom SEQ angesteuert.
  - Bit 2: *Sync-Modus*: im Sync-Modus wird der RAM-Zähler mit XCK und der Matrix-Zähler mit der Periode des RAM-Zählers getaktet. Ansonsten wird nur der Matrix-Zähler mit XCK und der RAM-Zähler mit RAMCK getaktet.
  - Bit 3: *Polarity A*: mit der Polarity A wird der „on“-Zustand aller A-Multiplexer innerhalb der Switcher-Matrix als *low* oder *high* definiert.
  - Bit 4: *Polarity B*: wie *Polarity A*: nur für die B-Multiplexer.
  - Bit 5: *Is-top*: definiert den Switcher als obersten Switcher in einem Switcherverbund. Wird nun noch ein Rückwärtslauf eingestellt (siehe Bit 7), so beginnt die oberste Switcher-Matrix mit dem *start from above*-Signal (*sfa*).
  - Bit 6: *Is-bottom*: definiert den Switcher als untersten Switcher in einem Switcherverbund. Im Vorwärtslauf (siehe Bit 7) beginnt die unterste Switcher-Matrix mit dem *start from below*-Signal (*sfb*). Sind Bit fünf und sechs inaktiv (=0), so gilt der Switcher als mittig. Zur besseren Verständnis der Ansteuerung mehrerer Switcher ist in Abbildung 5.13 ein Funktionsdiagramm abgebildet.
  - Bit 7: *Shift-up*: wählt die Vorwärts- (= 1) bzw. Rückwärtsrichtung (= 0) aus.
- Datenlatch 2 und 3 enthalten jeweils zwei 4-Bit Werte. Diese erzeugen intern über einen digital-analog Wandler drei Biasspannungen, die *Sense Amplifier*-Spannung (Latch 2, Bit 4-7), die *BiasLevelShift1*-Spannung (Latch 3 Bit 0-3) und die *BiasLevelShift2*-Spannung (Latch 3 Bit 4-7) für die *Levelshifter*. Der Standardwert beträgt jeweils 1000 (binär). Bit 0 bis 3 des Datenlatch 2 werden nicht benötigt.

Ein *hard reset* löscht alle Register und Latches. Der für die Detektor-Matrix interessante Teil des Switchers sind die Ausgänge  $A_{out}$  und  $B_{out}$  der Switcher-Matrix. Diese Ausgänge schalten das Gate-, das Cleargate- und das Clearpotential in den „aktiven“ und „inaktiven“ Zustand. Eine Kanalspalte der beiden Switcher-Chips bleibt ungenutzt. Der Matrix-Zähler wählt eine Zeile der Switcher-Matrix aus. Alle übrigen sind inaktiv. Die beiden *Levelshifter* schalten nun die im RAM gespeicherte Sequenzabfolge gemäß RAMCK und



**Abbildung 5.13:** Verdrahtung mehrerer Switcher-Chips: in blau ist die Vorwärtsrichtung, in rot die Rückwärtsrichtung dargestellt.



**Abbildung 5.14:** Photographie des im SVM zum Einsatz kommenden Hybrids: die Abmessungen der Pixelmatrix betragen  $4 \times 4 \text{ cm}^2$ . Links der Matrix sind die zwei Switcher-Chips, rechts der Matrix ist der CAMEX zu erkennen.

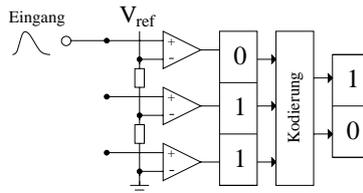
RAM-Periode (Datenlatch 0) durch. Mit dem nächsten XCK-Impuls wird die nächste Zeile der Switcher-Matrix ausgewählt und der RAM-Zähler beginnt von vorne. Ist der Matrix-Zähler im Zustand 111 111 (binär), so wird ein *NextChip*-Impuls an den darüber liegenden *start from below*-Eingang und den darunter liegenden *start from above*-Eingang der angrenzenden Switcher-Chips gesendet, siehe hierzu auch Abbildung 5.13. Die Auswahl welcher Switcher danach „weiterarbeitet“ hängt von der gewählten Laufrichtung ab (Bit 7 im Datenlatch 1). Ein einzelner Switcher, wie er hier im SVM-Messtand zum Einsatz kommt, wiederholt die Matrixzählung immer wieder von vorne. Im synchronen Betrieb wird als RAMCK das XCK-Signal genommen: dabei gilt nun, dass der Matrix-Zähler nicht mehr auf das XCK-Signal taktet, sondern auf das Ende der RAM-Periode.

## 5.2.6 Analog-Digital-Konverter

Die Aufgabe eines Analog-Digital-Konverter (ADC) besteht in der Digitalisierung analoger Werte. Als Ausgabeformat dient meist eine binäre Kodierung. Zur Konvertierung benötigt der ADC einen Arbeitstakt (ADC-CLK) und ein Signal, welches die Datenkonvertierung startet (PIXEL-CLK). Beide Signale werden vom Sequenzer bereitgestellt.

Ein sehr einfacher Aufbau eines ADC, an dem das Funktionsprinzip deutlich wird, ist in Abbildung 5.15 gezeigt: ein Signal wird mit einem stufenweise abfallenden Potential verglichen. Der Vergleich erfolgt einfach darüber, dass Signal und Referenzpotential einem Komparator<sup>10</sup>übergeben werden. Ist das Signal größer (kleiner) als der Vergleichswert, so gibt der Komparator seine maximale (minimale) Ausgangsspannung aus. Dieses Muster wird anschließend binär kodiert. Der Typ des ADC für den SVM-Teststand ist noch nicht ausgewählt, aber die Konvertierungsgenauigkeit ist mit 14 Bit vorgegeben.

<sup>10</sup>Ein Komparator ist ein Operationsverstärker, welcher in Geradeausverstärkung, also ohne Rückkopplung, betrieben wird.



**Abbildung 5.15:** Funktionsprinzip eines ADC mit drei Komparatoren. Hiermit ist eine Auflösung von 2 Bit zu erreichen. Die vier möglichen Zustände 000, 001, 011 und 111 werden zu 00, 01, 10, und 11 kodiert.

## 5.2.7 Eventpreprocessor

### Funktionsweise

Im laufenden Betrieb erzeugt der Detektor eine riesige Menge an Daten: der Energiewert eines einzelnen Pixels wird mit 14 Bit kodiert. Zusätzlich erhält jedes Pixel noch einen 32-Bit Zeitstempel. Wird eine  $64 \times 64$  Matrix<sup>11</sup> 8000 mal in der Sekunde ausgelesen, so erzeugt dies einen Datenstrom von

$$64^2 \cdot 8000 \text{ 1/s} \cdot (14 + 32) \text{ bit} = 180 \text{ MB/s}$$

Der am IAAT von T. Schanz entwickelte *Event Pre-Prozessor* (EPP) ist ein programmierbarer Logikbaustein auf Basis eines *Xilinx Virtex 4 FPGA*. Die Aufgabe des EPP besteht vornehmlich darin, die große Datenmenge zu verringern. Erreicht wird dies durch eine Eventbildung: nicht der Ladungsinhalt<sup>12</sup> bzw. der daraus gewonnene Energiewert jeder einzelnen Matrixzelle ist von Interesse, sondern nur noch *einzelne Events*. Ein Event ist in diesem Sinne eine Orts-, Zeit- und Energieangabe eines Pixels. Die Datenreduktion des EPP erfolgt, indem für jedes Pixel Randbedingungen an dessen Orts- und Energieangaben gestellt werden<sup>13</sup>:

- Die *Niederenergieschwelle* sorgt dafür, dass unbelichtete Matrixzellen ausgefiltert werden. Ein Vergleich dieses digitalen Energiewertes mit einer noch zu bestimmenden Niederenergiegrenze sorgt für den weitaus größten Teil der Datenreduktion. Nach DLR (2008) wird selbst für sehr helle Röntgenquellen, wie zum Beispiel der Krebsnebel, in etwa nur jedes 10 000te Pixel ein „Event“ darstellen: in fünf „Frames“ werden im Schnitt nur 4 „Events“ liegen. Trotz correlated-double-sampling und Offset-Korrektur liegt die Niederenergieschwelle über 0 ADU<sup>14</sup>, da

<sup>11</sup>Im Flug kommt gar eine  $128 \times 128$  Matrix zum Einsatz.

<sup>12</sup>Genauer betrachtet wird nur der, durch die Signalladung im internen Gate gesteuerte Kanalwiderstand gemessen.

<sup>13</sup>Wie bereits beschrieben filtert die aktive Antikoinzidenz aufgrund der Zeitangaben aus.

<sup>14</sup>*Analog Digital Unit*: eine häufig verwendete Einheit in der digitalen Messprozesstechnik. Der zu untersuchende Bereich wird gemäß der Auflösung in gleiche Stücke geteilt. Ein Stück entspricht einem ADU. Je nach Offset, Messbereich und digitaler Auflösung erhält man so eine Funktion mit der eine spätere Umrechnung in die physikalische Messgröße möglich ist.

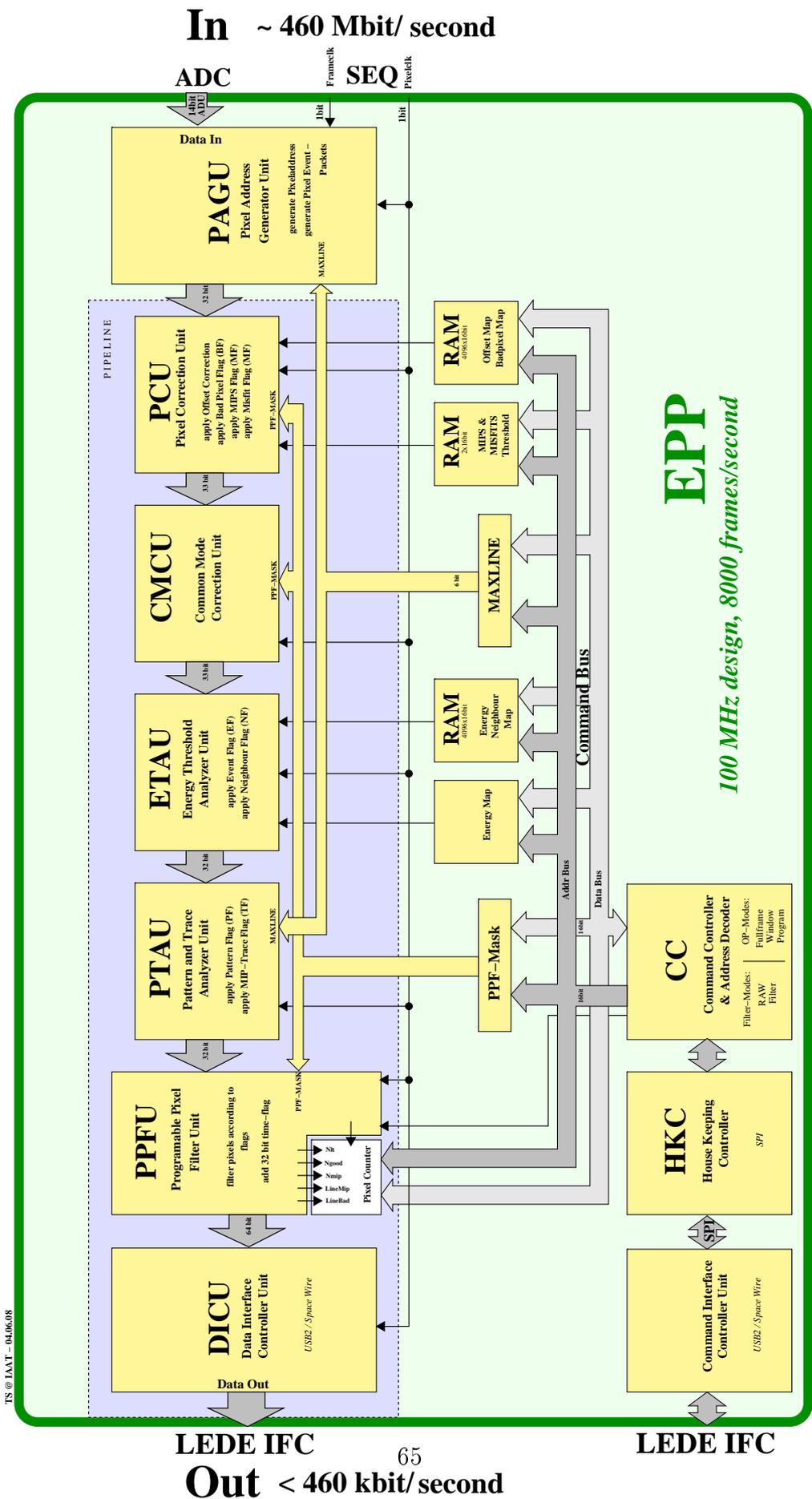


Abbildung 5.16: Pipeline Struktur des EPP. Das Funktionsdiagramm wurde freundlicherweise von T. Schanz zur Verfügung gestellt.

ein statistisch schwankender Rauschanteil durch die oben genannten „Subtraktionsmethoden“ nicht entfernt werden kann: ein unbelichtetes Pixel wird um seinen Offset-Wert schwanken. Die Niederenergieschwelle dient der Unterdrückung dieser Schwankungen.

Als Besonderheit gilt hierbei noch zu beachten, dass für *Nachbarpixel* eine etwas niedrigere Energieschwelle gilt. Ein Nachbarpixel ist ein Pixel welches an ein gültiges Event angrenzt, ohne das Musterkriterium (siehe weiter unten) zu verletzen. Durch diese Maßnahme wird erreicht, dass bei einer Aufteilung der Photonenenergie auf mehrere Pixel, auch noch Bruchteile der Ladungswolke detektiert werden können.

Die Niederenergie- und Nachbarenergieschwelle ist für jedes Pixel einzeln in einer *LookUp Table* (LUT), der sogenannten „energy-map“ und „neighbour-map“, gespeichert. Grund hierfür ist:

- Jedes Pixel erzeugt einen eigenen Offset (siehe weiter unten); die Schwankung um diesen Wert hängt wiederum von dem Wert selbst ab: große Offset-Werte erzeugen große Schwankungen<sup>15</sup>.
- Die Nichtlinearität der CAMEX Verstärkerkanäle: alle elektronischen Verstärker sind nur näherungsweise proportional. Die Entwicklung der Verstärkungsfunktion in einer Taylorreihe, erzeugt eine ganzrationale Funktion beliebig hohen Grades. Meistens genügt eine Entwicklung bis zu dem quadratischen Term. Ist diese Verstärkungsfunktion bekannt, so können damit alle Energiewerte im Nachhinein korrigiert werden. Diese Korrektur wird nicht auf dem Satelliten, sondern auf der Erde durchgeführt. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, dass alle Energiewerte, mit denen der EPP „arbeitet“ nicht den tatsächlichen Werten entsprechen, sondern mehr oder weniger stark davon abweichen. Da der Vergleich mit der Niederenergieschwelle aber auf dem Satelliten stattfindet, muss der Schwellwert entsprechend angepasst werden.

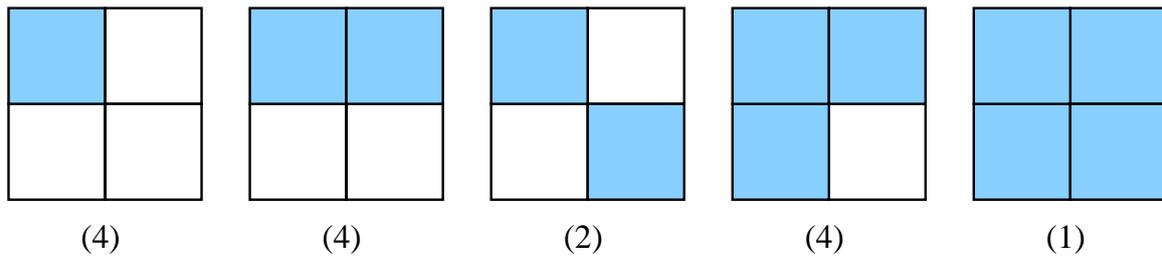
Diesen individuellen Energieverschiebungen muss mit individuellen Grenzen Rechnung getragen werden. Somit sind Niederenergie- und Nachbarenergieschwelle jeweils für jedes Pixel zu speichern. *Energy-* und *neighbour-map* können dem EPP durch eine Kommandierung übergeben werden.

- Eine *Hochenergieschwelle* trägt dem Umstand Rechnung, dass der Nachweis eines hochenergetischen Photons ab einer noch zu definierenden Schwellenenergie so unwahrscheinlich wird, dass dieses Event nicht einem einfallenden Photon, sondern vielmehr einem Teilcheneinfang<sup>16</sup> zugesprochen wird. Man spricht in diesem Zusammenhang von MIP's - *Minimum Ionizing Particles*. Diese Teilchen besitzen eine nahezu konstante Energieabgabe pro Weglängen von ca.  $1.5 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ . Mit der Dicke des Detektors ( $450 \mu\text{m}$ ) und der Dichte von Silizium ( $2.33 \text{ g/cm}^3$ ) erhält man somit eine deponierte Energie von maximal  $175 \text{ keV}$  pro Pixel. Wird

---

<sup>15</sup>In einer Poisson-Verteilung gilt: die Ungenauigkeit eines Messwertes hängt von der Größe des Messwertes  $N$  ab und ist proportional zu  $\sqrt{N}$  (absolut) und  $1/\sqrt{N}$  (relativ).

<sup>16</sup>Hierbei handelt es sich zum größten Teil um Protonen und Elektronen.



**Abbildung 5.17:** Als gültig definierte Muster des EPP. Die Zahl in Klammern gibt die Mehrfachnennung desselben Musters durch Rotationen wieder

zusätzlich noch von einer Energieaufteilung des MIPs ausgegangen, so kann im ungünstigsten Fall (Aufteilung auf vier Pixel) eine Energie von ca. 44 keV in ein Pixel deponiert werden. Dies liegt deutlich über dem zu erwartenden Energiebereich für Photonen, welcher bis ca. 20 keV reicht. Wie Abbildung 4.8 jedoch zeigt, würde die Quanteneffizienz des Gesamtdetektorsystems bei einer MIP-Schwelle von 44 keV deutlich einbrechen. Wird hingegen nur eine Aufteilung des MIPs auf zwei Pixel in Betracht gezogen, so liegt die MIP-Schwelle bei „verträglichen“ 88 keV. Eine erdgebundene Überprüfung der Summe aller Energiewerte eines Musters könnte im Nachhinein alle MIP-Aufteilung auf drei oder vier Pixel ausfiltern.

Aus dem selben Grund, wie schon für die Niederenergieschwelle beschrieben, müsste die Hochenergieschwelle für jedes Pixel einzeln gespeichert werden. Das Rechenbeispiel zeigt jedoch, dass die MIP Erkennung sehr deutlich ist. Daher kann auf eine individuelle Schwelle verzichtet werden und es genügt die Angabe einer Hochenergieschwelle. Diese kann über ein externes Kommando gesetzt werden.

- *Mustererkennung.*

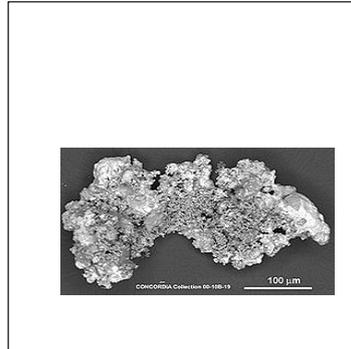
Die von einem Photon erzeugte Ladungswolke besitzt eine beschränkte räumliche Ausdehnung. Abschätzungen der Ladungsverteilung zeigen, dass bei einer derzeitigen Pixelgröße<sup>17</sup> von  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$  die Ladungsausdehnung kleiner als die Pixelbreite ist. Somit können maximal vier Matrixzellen von einem Photon „getroffen“ werden und es gibt nur 5 gültige Muster, siehe Abbildung 5.17:

- *Bad-Pixel*

Im laufenden Betrieb können einst funktionierende Pixel plötzlich eine fehlerhafte Funktion aufweisen. Ursachen dafür sind neben der Materialermüdung aufgrund der andauernden harten Bestrahlung auch Einschläge von „Mikrometeoriten“, siehe Abb. 5.18. Mikrometeoriten können Matrixzellen derart beschädigen, dass diese dauerhaft falsche Energiewerte liefern. Die als fehlerhaft identifizierten Pixel können in einer Tabelle für nicht-intakte Pixel, der sog. *bad-pixel map*, als „bad“ gesetzt werden. In der Datenprozessierung des EPP bleiben diese Bad-Pixel unberücksichtigt. Dies gilt insbesondere für die Patternerkennung und die Berechnung des

<sup>17</sup>Im Flugdetektor von Symbol-X sind später sogar  $625 \times 625 \mu\text{m}^2$  geplant.

Common-Mode. Wie die Offset-Tabelle (siehe weiter unten) ist auch die Bad-Pixel-Tabelle als *LookUp Table* im EPP realisiert. Dabei wird die *offset-map* lediglich um ein Bit erweitert. Das höchstwertige Bit der *offset-map* entspricht dann dem „bad-flag“.



**Abbildung 5.18:** Mikrometeorit aus dem antarktischen Schnee im maßstäblichen Vergleich zu einer Matrixzelle (Bild: <http://leonid.arc.nasa.gov/leonidnews40.html>).

Das Funktionsprinzip des EPP beruht auf einer Pipeline Struktur. In Abbildung 5.16 ist ein funktionelles Blockdiagramm des EPP zu sehen. Alle Pixeldaten werden nacheinander seriell eingelesen und auf ihrem „Weg durch die Pipeline“ bearbeitet. Hierbei werden all diejenigen Pixel gekennzeichnet, welche die „Eventkriterien“ (siehe oben) nicht erfüllen<sup>18</sup>. Zum Schluss werden alle Pixel mit entsprechend unerwünschten Flags ausgefiltert. Zusätzlich werden noch Datenkorrekturen angewendet, welche im Folgenden erklärt werden:

- *Common-Mode-Korrektur*  
Der CAMEX ist in seiner grundlegendsten Arbeitsweise als ein 64-Kanal Verstärker aufzufassen. Die Ausgangsspannung unterliegt konstruktionsbedingt Schwankungen, welche auf leichte Schwankungen in der Versorgungsspannung zurückzuführen sind. Weil der CAMEX jedoch eine Zeile parallel prozessiert, ist diese Schwankung innerhalb der Zeile in jedem Pixel gleich groß. Somit erhält man für jede Zeile einen unterschiedlichen Offset-Wert der gesamten Zeile, welcher als *Common Mode* bezeichnet wird. Um diesen Offset abzuziehen verwendet der EPP folgendes Verfahren: unter der Annahme, dass wenn überhaupt nur einige wenige Pixel einer Zeile ein Event darstellen, erhält man den Common-Mode als Median der Energiewerte einer Zeile. Dieser wird nun von jedem einzelnen Pixel der Zeile abgezogen.
- *Offset-Korrektur*  
Wird eine unbelichtete Matrix ausgelesen, dann gilt:
  - die Pixelenergie ist im Allgemeinen von Null verschieden und
  - jedes Pixel besitzt für sich ein unterschiedliches „Grundenergieniveau“.

<sup>18</sup>In diesem Zusammenhang spricht man vom Setzen eines Flags.

Grund dafür ist der sogenannte Dunkelstrom:

thermisch generierte Ladungsträger, welche sich im internen Gate sammeln, simulieren eine vorhandene Signalladung, welche ihrerseits den Source-Drain-Kanal beeinflussen. Der Dunkelstrom wird weiter verstärkt und trägt zum Signal als Offset mit bei. Dieser Offset kann durch eine Kalibrationsmessung gewonnen werden. Dazu wird die unbelichtete Matrix ausgelesen; nach Abzug des Common-Mode erhält man einen Offset Wert für jedes einzelne Pixel. Diese Messung wird mehrfach wiederholt, um statistische Schwankungen gering zu halten. Das Ergebnis wird in eine Offset-Tabelle, der *offset map*, welche als LUT im EPP realisiert ist, geschrieben.

Weitere Informationen zum EPP sind unter Schanz et al. (2008) zu finden.

## Funktionaler Test

Der Test des EPP wird in zwei Schritten vorgenommen. In einem ersten *funktionalen Test* wird die korrekte Funktionsweise des EPP getestet. Ist diese gesichert, wird in dem sogenannten *Performance Test* die Geschwindigkeit der Datenprozessierung (ca. 8000 Bilder pro Sekunde) getestet. Weil diese große Datenrate von einem PC nicht in Echtzeit bereitgestellt werden kann, ist hierfür eine neue Testumgebung nötig.

Für den funktionalen Test wird das EPP-Design in einen FPGA geladen, welcher über drei USB-Controller angesteuert werden kann. Diese bilden den Dateneingang, den Datenausgang und den Kommando ein- bzw. -ausgang. Die Aufgabe der Datensimulation, der Datenauslese und der Kommandierung des EPP kann über zwei Software-basierte Testsysteme erfolgen:

1. Die *EPP Tools Suite* von C.Tenzer ist eine Testumgebung, mit welcher der Ausgang des LEDs inklusive der Konvertierung des ADCs simuliert werden kann. Diese Rohdaten können von Hand erzeugt werden und sind als Bild sichtbar. Ebenso sind die konvertierten Ausgangsdaten des EPP als Bild sichtbar. Man erhält so einen schnellen intuitiven Eindruck wie der EPP arbeitet.
2. Das *EPP\_testing* Programm welches im Rahmen dieser Diplomarbeit entstanden ist. Dieses C-Code basierte Programm ermöglicht einen vollständig automatisiert ablaufenden Test des EPP und wird im Folgenden näher beschrieben.

Wie in Abbildung 5.19 zu sehen ist, greift das Programm auf eine durchnummerierte Bibliothek von Testbildern und EPP-Kommandos zurück, welche wiederum von einer Software erzeugt sind (*generate\_frames.exe* und *generate\_commands.exe*). Bild- und Kommandodaten werden dann dem EPP übergeben. Das prozessierte Ergebnis des EPP wird anschließend mit dem zu erwartenden Resultat in einem weiteren Unterprogramm Namens *compare.exe* verglichen. Dabei macht sich das Programm den Umstand zu Nutze, dass die Eingangsdaten auf sehr systematische Weise angelegt wurden, so dass das zu erwartende Ergebnis oftmals mit einer einfachen mathematischen Formel beschrieben werden kann. Eventuelle Abweichungen werden in einer Report Textdatei niedergeschrieben. Da diese Daten jedoch schwer zu lesen sind, werden parallel dazu die betreffenden

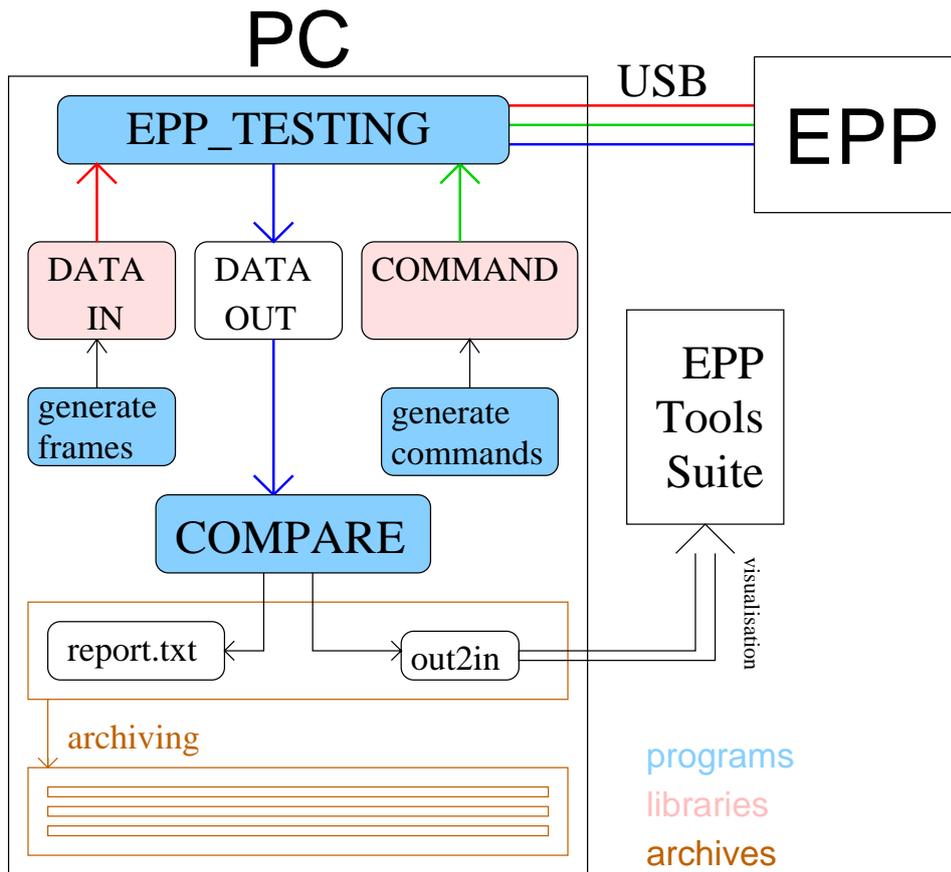
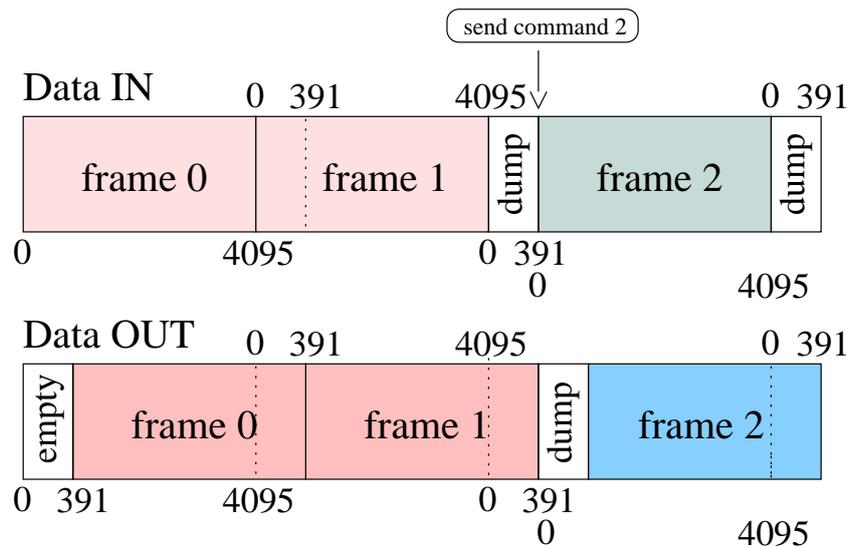


Abbildung 5.19: Schematischer Aufbau des EPP\_testing Programms

Bilder in ein Format umgewandelt, welches von der *EPP Tools Suite* gelesen werden kann. Somit wird im Nachhinein eine Visualisierung ermöglicht. Die Weiterentwicklung des EPP-Designs machten eine nachhaltige Archivierung der Ergebnisse nötig, so dass zu bestimmten EPP-Versionen das Verhalten auch im Nachhinein noch einzusehen ist.

Der zeitliche Ablauf der Kommando- und Testbild-Reihenfolge lässt sich am einfachsten an Abbildung 5.20 erklären: Der EPP kann die einzelnen Pixel nicht sequentiell nacheinander abarbeiten. Dies liegt zum einen an der hohen Datenrate die verarbeitet werden muss, zum anderen werden zur Bestimmung des Common-Mode und der Patternerkennung die Informationen einer bzw. mehrerer Pixelreihen benötigt. Deshalb werden die Daten der einzelnen Pixel in einer *Pipeline* bearbeitet:

Im Folgenden werden alle Pixelinformationen, also die digitalen Orts-, Zeit- und Energieangaben, mit dem Begriff „Pixel“ bezeichnet. Alle Pixel des Detektors ergeben zusammen einen *Frame*. Des Weiteren beginnt die Zählung der Pixel in der oberen linken Ecke des Frames und setzt sich zeilenweise fort bis zur unteren rechten Ecke. Die Zählung beginnt mit 0 und endet somit bei 4095. Die Pipelinelänge beträgt 392 Pixel. Für jedes Pixel, das in die Pipeline eintritt wird ein anderes Pixel hinausgeschoben. Dadurch ergeben die ersten 392 Pixel kein Ausgangssignal, da die Pipeline zu Beginn noch leer ist.



**Abbildung 5.20:** zeitliche Abfolge der Befehlsstruktur des EPP\_testing Programms, weitere Erklärung im Text

Erst das eingehende Pixel mit der Nummer 392 liefert am Ausgang des EPP das nun bearbeitete Pixel, mit der Nummer 0. Wie in 5.20 ersichtlich verschiebt dieses Pipeline-Konzept den ausgehenden Datenstrom des EPP um eben genau die Pipeline-Länge 392. Die ersten 392 Pixel des zweiten Frames (Frame Nummer 1) schieben so die letzten 392 Pixel des ersten Frames in den Ausgang des EPP, usw...

Eine Abweichung dieses zeitlichen Ablaufs ergibt sich erst dann, wenn dem EPP ein Kommando übergeben werden muss<sup>19</sup>: Der Befehl darf erst dann gesendet werden, wenn der letzte Frame vollständig abgearbeitet ist, zugleich soll dieser Befehl aber für den ganzen nächsten Frame Gültigkeit besitzen. Dies wird erreicht, indem vor dem Setzen des Befehls die Pipeline mit nicht relevanten „Dummy-Daten“<sup>20</sup> geleert wird. Diese 392 Pixel werden nun in der Datenverarbeitung des Testprogramms wiederum verworfen. Der letzte Frame im Test wird auf gleiche Weise durch leeren der Pipeline vervollständigt.

Durch diese Abfolge der einzelnen Testframes wird eine möglichst kurze Testzeit erreicht. Weil der „Leerlauf“ nur bei einer Befehlsänderung des EPP erforderlich ist, kann die Testzeit nochmals optimiert werden indem alle Testframes, welche dasselbe EPP-Kommando benötigen, in der Testbibliothek aufeinander folgend<sup>21</sup> angeordnet werden.

## Testbibliothek

Die Testbibliothek umfasst derzeit 8601 verschiedene Testframes. Sie wurde so angelegt, dass alle Einheiten des EPP getestet werden können. Jeder Testframe entspricht dabei

<sup>19</sup>Einige Testframes erzwingen beispielsweise eine Deaktivierung der Common-Mode-Korrektur oder der Patternerkennung.

<sup>20</sup>Hierzu werden einfach erfundene Pixel ohne Energieinhalt verwendet.

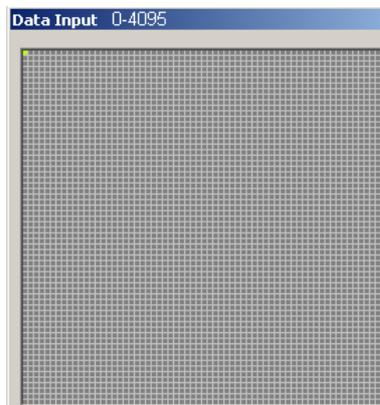
<sup>21</sup>Die Testframes werden in der Testbibliothek nach dem Muster „frame\_X\_in.txt“ angelegt. X entspricht dabei der Laufnummer (0 - 8600).

einer Textdatei „frame\_X\_in.txt“, wobei X der Laufnummer (0 - 8600) entspricht.

Werden die Testframes komplett abgearbeitet, benötigt ein Durchlauf mit dem „function verification model“ des EPP ca. 30 Stunden. Es besteht auch die Möglichkeit ein Bearbeitungsintervall anzugeben. Folgend nun die Beschreibung im Einzelnen:

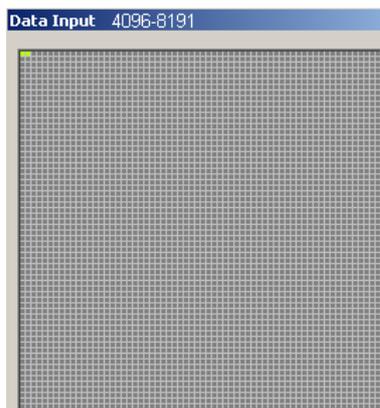
## Ergebnisse

Eine enge Kopplung zwischen Test und Weiterentwicklung führte dazu, dass schlussendlich alle Tests erfolgreich durchlaufen werden konnten. Spätere Messungen zeigten sporadische Fehler (im %o-Bereich) in einzelnen Testframes, welche keinem Muster zu folgen scheinen. Eine Klärung dieses Umstandes wird auf den Performancetest des EPP verschoben.



(a) Einzel-Adressierung

Die ersten 4096 Testframes dienen dazu die korrekte Adressierung jedes einzelnen Pixels zu überprüfen. Im EPP ist dies die erste Verarbeitungsstufe, die sogenannte *PAGU - Pixel Address Generator Unit*. Dazu wird ein Testframe gesendet, welches nur ein gültiges Pixel enthält. Die Position dieses einen Pixels wandert nun in jedem folgenden Testframe eine Position weiter (beginnend oben links zeilenweise bis in die untere rechte Ecke). Nebenstehend ist *frame\_0\_in.txt* zu sehen.

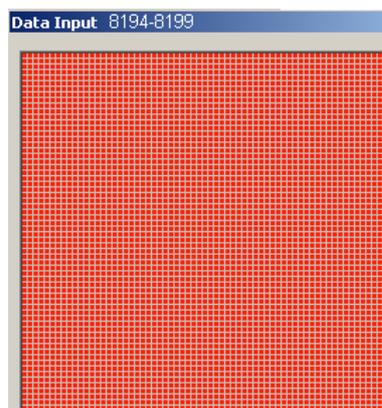


(b) Doppel-Adressierung

Die nächsten 4096 Testframes dienen dazu die korrekte Adressierung jedes einzelnen Pixels in Kombination mit einem Nachbarpixel zu überprüfen. Ähnlich den vorherigen 4096 Testframes enthält nun jeder Testframe zwei benachbarte gültige Pixel. Die Position dieses Pixelpaars wandert nun in jedem folgenden Testframe eine Position weiter (beginnend oben links zeilenweise bis in die untere rechte Ecke). Der Testframe 8191 besteht aus der Kombination Pixelnummer 0 mit Pixelnummer 4095. Nebenstehend ist *frame\_4096\_in.txt* zu sehen.



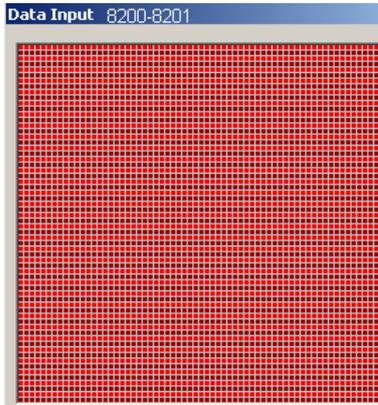
(c) Common-Mode Test



(d) Energieschwellentest

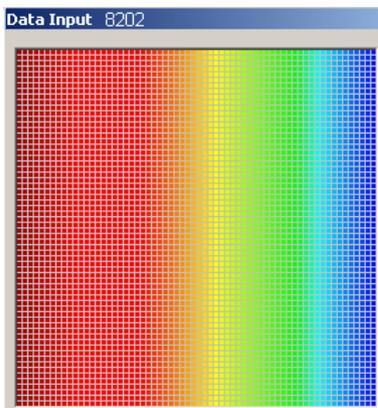
Die Testframes 8192 und 8193 testen vordergründig die Funktionsweise des Common-Mode. Da der Common-Mode zeilenweise operiert, wird in jeder zweiten Zeile jedes zweite Pixel als gültiges Pixel gesetzt. Dies dient der Umgehung der Mustererkennung. Die Energien nehmen dabei die Werte  $(10\,000 - (100 * \text{Spaltennummer}))$  ADU innerhalb einer Zeile an. Somit kann der Median jeder Zeile leicht von Hand berechnet werden. Zu Beachten gilt, dass der Median einer geraden Anzahl von Werten hier nicht wie gewöhnlich als Mittelwert der „beiden Mitten“ genommen wird. Vielmehr wird der größere dieser beiden Werte als Median gewertet. Die Vergleichssoftware muss nun lediglich den Median (und den Offset) von jedem Pixel abziehen und zusätzlich noch überprüfen ob eine Unterschreitung der Niederenergieschwelle vorliegt. Somit kann mit diesen zwei Test auch die Einhaltung der Niederenergieschwelle getestet werden. Im unteren Teil der rechten Abbildung ist das korrekte Ergebnis einer EPP-Prozessierung von Testframe 8192 abgebildet. Um alle Zeilen eines Frames zu testen, werden in Testframe 8192 alle geraden Zeilen und in Testframe 8193 alle ungeraden Zeilen getestet. Nebenstehend ist *frame\_8192\_in.txt* zu sehen.

Um die obere und untere Energieschwelle zu testen werden einheitliche Testframes verwendet, d.h. jedes Pixel ist ein gültiges Pixel und besitzt denselben Energiewert. Dazu muss zuerst per Kommando die Common-Mode-Korrektur und die Mustererkennung des EPP ausgeschaltet werden. In Testframe 8194 bis 8196 durchlaufen die Energiewerte jedes Pixels folgende Werte: (Niederenergieschwelle - 1), Niederenergieschwelle und (Niederenergieschwelle + 1). Die Testframes 8197 bis 8199 verfahren ähnlich mit der MIP-Energieschwelle. Nebenstehend ist *frame\_8194\_in.txt* zu sehen.



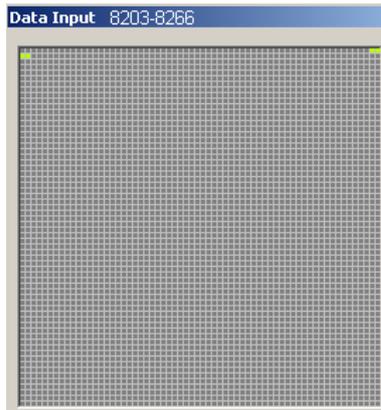
(e) Nachbarenergieschwelle

Um die Funktionsweise der Nachbarenergieschwelle zu testen, wurde diese auf 1000 ADU gesetzt. Die Niederenergieschwelle liegt bei 1200 ADU. Zudem sind auch bei diesem Test die Common-Mode-Korrektur und die Muster-Erkennung ausgeschaltet. Hierzu wird kein erneuter Kommandobefehl benötigt, da sich der EPP, aufgrund vorheriger Kommandierung, noch in diesem Modus befindet. Im Testframe 8200 werden alle geraden Zeilen, mit einem Energiewert von 3000 ADU als gültig gesetzt. Die ungeraden Zeilen sind mit einem Energiewert von  $E_{low} = 999$  ADU versehen, so dass sie unterhalb der Nachbarenergieschwelle liegen und ausgefiltert werden müssen. Testframe 8201 dreht die Bedeutung von ungeraden und geraden Zeilen um, so dass die Nachbarschwelle für alle Pixel getestet werden kann. In den Testframes 8543 und 8544 wird der Test mit einem Energiewert  $E_{low} = 1000$  ADU wiederholt, so dass die entsprechenden Zeilen aufgrund der Nachbarerkennung als gültig erkannt werden müssen. Nebenstehend ist *frame\_8200\_in.txt* zu sehen.



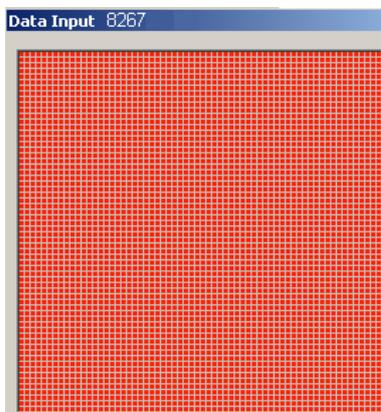
(f) Common-Mode

Für einen weiteren Test der Common-Mode-Korrektur wurde nebenstehender Testframe *frame\_8202\_in.txt* verwendet. Ähnlich dem Testframe 8192 steigen darin zeilenweise die Energiewerte der Pixel, bei 1205 ADU beginnend, um jeweils 200 ADU pro Spalte an. Für diesen Test muss die Mustererkennung ausgeschaltet werden. Die Datenanalyse erfolgt ähnlich zu Testframe 8192.



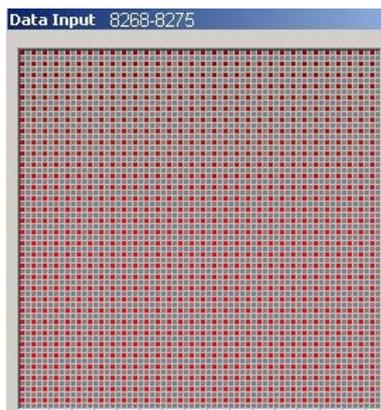
(g) Randeefekte

Der EPP bearbeitet alle Pixel eines Frames nacheinander, also in sequentieller Reihenfolge. Dabei muss die Unterscheidung der einzelnen Zeilen sichergestellt werden, da sonst Randeefekte auftreten können: Kombinationen aus gültigen Mustern des rechten Randes einer Zeile  $x$  mit einem gültigem Muster auf der linken Seite der Zeile  $x + 1$  könnten ein ungültigen Muster erzeugen. In den folgenden 64 Testframes werden deshalb zwei gültige Muster auf diese Weise kombiniert. Dies wird für jeder Zeile getestet. Nebenstehend ist *frame\_8203\_in.txt* zu sehen.



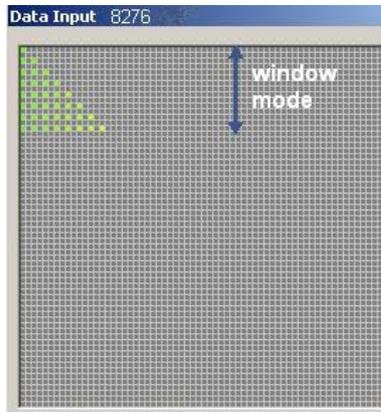
(h) Adressierung offset-map

Um die korrekte Adressierung der *offset-map* zu testen wird die *offset-map* zuerst neu beschrieben. Anstelle der Standardeinstellung von 4 ADU für alle Pixel entspricht nun der Offsetwert eines Pixels der Pixelnummer + 1; demnach enthält die *offset-map* die Werte 1-4096. Common-Mode und Patternerkennung bleiben ausgeschaltet. Der Testframe ist homogen mit 7000 ADU „belichtet“. Der korrekt prozessierte Frame erhält ein mit der Pixelnummer kontinuierlich fallendes Energiemuster. Nebenstehend ist *frame\_8267\_in.txt* zu sehen.



(i) Adressierung energy-map

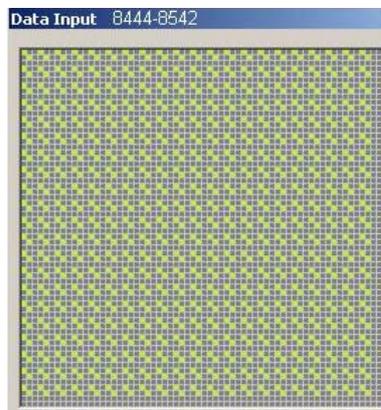
Um die Adressierung der *energy-map* zu testen wird, ähnlich dem Test zuvor, diese zuerst neu beschrieben. Kontinuierlich steigende Einträge in der *energy-map* werden mit einem Frame getestet, dessen Energiewerte nach demselben Schema steigen; Folge: alle Pixel bleiben gültig. Der darauf folgende Testframe enthielt um 1 ADU reduzierte Energien; folglich wird die Energieschwelle unterschritten und alle Pixel müssen als ungültig markiert werden. Um die Deaktivierung der Mustererkennung zu umgehen wurde in weiteren Tests das nebenstehende Muster jeweils so verschoben, dass der Test alle Pixel abdeckt. Die Common-Mode Korrektur ist in diesem Test deaktiviert. Nebenstehend ist *frame\_8268\_in.txt* zu sehen.



(j) Window-Mode

Tests im Window-Mode konzentrieren sich auf Randeffekte. Wie im nebenstehenden Testframe zu sehen ist, wird ein Muster bis an die letzte Zeile des Window-Modus aufgebaut. Neben einem möglichen Randeffect wird durch die Musterung noch die Pixeladressierung getestet. In weiteren zwei Testframes werden Randeffecte, ähnlich der Testframes 8203 über das Zeilenende hinweg im Window-Mode getestet. Mit Testframe 8545 wird der Common-Mode, ähnlich dem Testframe 8202, ebenfalls im Window-Mode getestet. Diese Tests sind hier nicht bildlich aufgeführt. Nebenstehend ist *frame\_8276\_in.txt* zu sehen.

Der Window-Mode war ursprünglich mit einer frei wählbaren Zeilenlänge vorgesehen. Die Festlegung auf 16 Zeilen pro Quadranten machte eine Vielzahl von Tests überflüssig. Das *EPP\_testing* Programm erfordert eine Testbibliothek mit durchnummerierten Testframes. Um eine Umbenennung der darauf folgenden Tests zu umgehen wurden einfach 165 leere Testframes eingeschoben.



(k) Mustererkennung

Um die Mustererkennung systematisch zu überprüfen wird der Frame in  $2 \times 2$  Pixelblöcke zerlegt. Diese Blöcken nehmen nun abwechselnd jedes mögliche, gültige Muster an. Inklusive der Rotationen von „elementaren“ Mustern gibt es 15 gültige Muster; siehe hierzu auch Abbildung 5.17. Dieser Vierer-Block kann nun noch um ein Pixel nach rechts, nach unten und diagonal nach unten verschoben werden. Abzüglich der aufkommenden Überschneidungen von Mustern entstehen so 99 Testframes. Nebenstehend ist *frame\_8444\_in.txt* zu sehen.

**Tabelle 5.3:** Belegung des CAMEX-Kontrollregisters

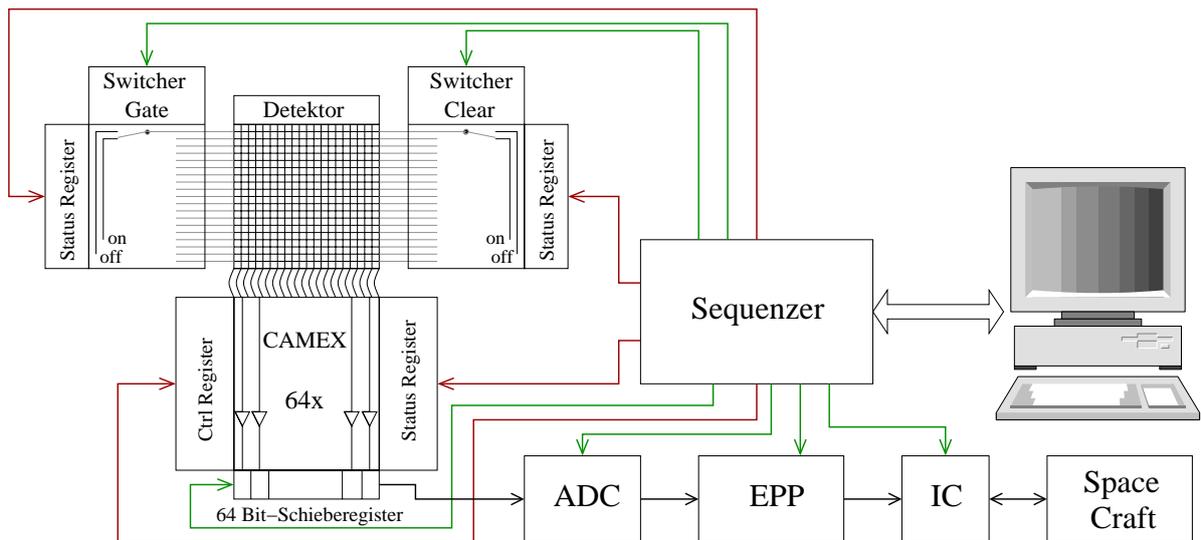
Zeile 1	Zeile 2	Zeile 3	Zeile 4	Zeile 5-12	Zeile 13	Zeile 14	Zeile 15-16
S&H	S&H	$\overline{R_2}$	$R_2$	$S_{1..8}$	$R_1$	$S_{in}$	nicht zugeordnet

## 5.2.8 Sequenzer SEQ

### Aufgaben

Der Sequenzer hat im Wesentlichen zwei Aufgaben:

- Nach dem Start des gesamten Detektorsystems muss zuerst das Status-Register und Kontroll-Register des CAMEX sowie die Status-Register der beiden Switcher-Chips neu geladen werden. Diese Speicher sind flüchtig und müssen daher bei jedem Systemstart neu geladen werden.
  - Die Programmierung der Switcher-Register erfolgt über folgendes Schema:
    1. Der Ladevorgang (LD) wird aktiviert (LD = 1).
    2. Ein 16 Bit Muster wird über das CCK-Taktsignal in das Daten-Register geschrieben. Dabei erfolgt eine Aufteilung in 2x8 Bit auf die beiden Switcher-Chips.
    3. LD = 0
    4. Ähnlich zum 3. Punkt wird nun das Kontroll-Register beschrieben.
    5. Ein kurzer LD-Puls schiebt die Daten ins Kontrolllatch.
    6. Mit LD = 1 beginnt der Zyklus von Vorne. Dies wird insgesamt viermal wiederholt, bis alle Datenlatches beschrieben sind.
  - Für die Programmierung des CAMEX-Kontrollregisters (16 x 128 Bit) und des Statusregisters (1 x 8 Bit) gilt:
    1. SMODE = 0: der CAMEX schaltet in den Programmiermodus.
    2. Der Wert der  $S_{in}$ -Signalleitung wird bei fallender SCLK-Flanke in die Register übernommen. Dabei gilt, dass das Statusregister zuerst übertragen wird. Anschließend wird das Kontrollregister spaltenweise aufgefüllt. Für die Zuordnung der Signale zu den Registerspalten, siehe Tabelle 5.3.
    3. SMODE = 1: der CAMEX schaltet wieder in den Arbeitsmodus.
- Im Betrieb müssen eine Vielzahl von Komponenten zeitgerecht angesteuert werden. Diese sind im Einzelnen:
  - Die beiden Switcher-Chips: zum Betrieb der Switcher-Matrix-Zähler wird das XCK-Taktsignal benötigt. Weil die Switcher-Chips im *bypass*-Modus betrieben werden, müssen die  $On_A$  und  $On_B$ -Pulse zusätzlich vom SEQ erzeugt werden.



**Abbildung 5.21:** Steuerung des gesamten Detektorsystems. In rot sind die Programmierbefehle zum Systemstart eingezeichnet. In grün sind Steuersignale während des Betriebs zu sehen.

- Das Mux-Register des CAMEX wählt den CAMEX-Kanal aus, welcher mit dem ADC verbunden wird. Das MUX\_IN-Signal definiert einen Anfangszustand, das MUX\_CLK-Signal dient als Taktsignal des Schieberegisters. SCLK erzeugt den Zeilenvorschub des CAMEX-Kontroll-Registers.
- Der ADC benötigt einen sehr schnellen Arbeitstakt auf dessen Basis die Konvertierung stattfindet.
- Der EPP benötigt Informationen darüber wann ein Frame, also die vollständige Detektormatrix, ausgelesen wurde und wann der nächste Frame beginnt. Ebenso muss dem EPP mitgeteilt werden, wann bzw. wo im Datenstrom eine neue Detektorzeile beginnt.

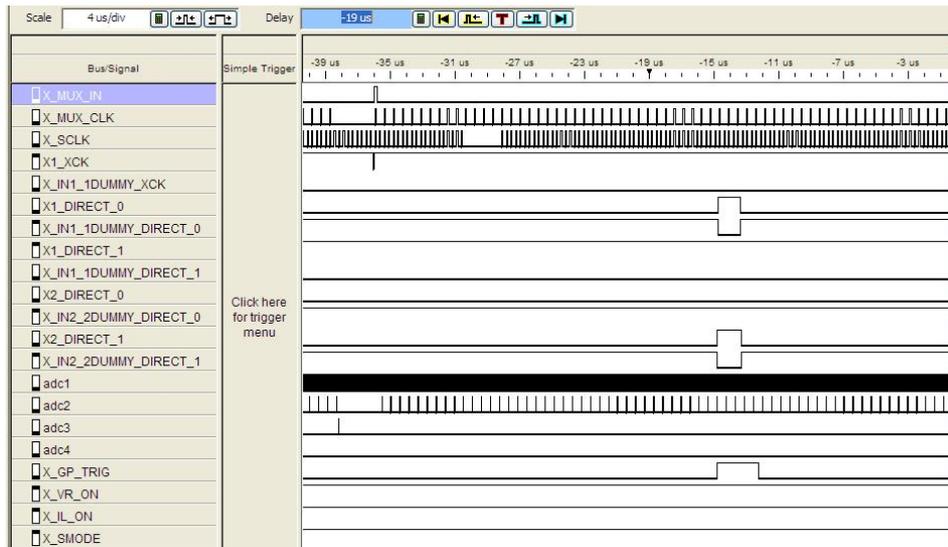
Die Abbildung 5.21 veranschaulicht die Aufgaben des Sequenzers.

Der Sequencer ist von T. Schanz in der Hardwarebeschreibungssprache VHDL entwickelt worden und auf einem *Vertex 4 FPGA* der Firma Xilinx realisiert. Die Ansteuerung über den PC erfolgt über die Software *SX\_SEQ\_V0\_8* von C. Tenzer. Nähere Informationen hierzu finden sich unter Schanz (2007).

## Test des SEQ

Um die korrekte Funktionsweise des SEQ zu testen wurden alle Programmier- und Steuersignale in einem Logic-Analyzer<sup>22</sup> betrachtet. Als Vergleich dienten ähnliche Messungen des Sequenzers aus dem IXO-Teststand von M. Martin. Ein Ausschnitt aus einer

<sup>22</sup>Ein Logic-Analyzer entspricht einem Mehrkanal-Oszilloskop, welches jedoch nur die logischen Zustände *hi* (= +3.3 V) und *low* (= 0 V) erkennt.



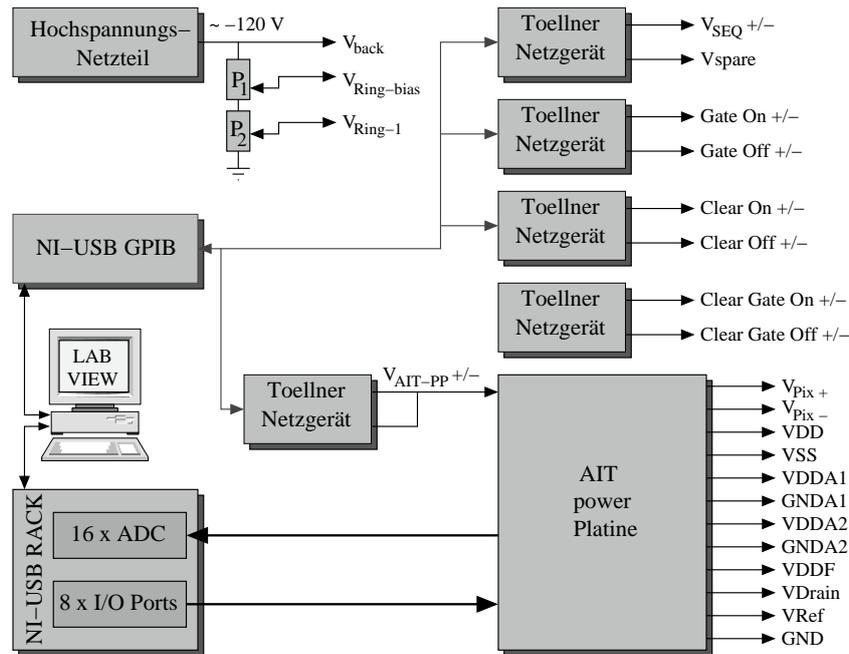
**Abbildung 5.22:** Screenshot einiger Signalverläufe des SEQ. Messgerät: *Logic Analyzer 16803A* von Agilent.

Messung ist in Abbildung 5.22 zu sehen. Der Vergleich zeigte eine weitgehende Übereinstimmung. Einige Signale mussten in ihrer Frequenz erniedrigt werden. Der am IAAT entwickelte SEQ erfüllt nun die gleiche Funktionalität, wie die Kombination aus dem (einfachen) Sequenzer und dem *X-Board* des IXO-Teststands.

### 5.2.9 Spannungsversorgung

Zum Betrieb des Detektors sind eine Vielzahl von Spannungen notwendig:

- Die *Rückkontaktspannung* wird von einem eigenständigen Hochspannungsnetzteil bereitgestellt. Sie beträgt zwischen -80 und -130 V.
- Die *Ringspannungen*  $V_{\text{Ring-bias}}$  und  $V_{\text{Ring-1}}$  werden von zwei, als Spannungsteiler wirkende Potentiometer erzeugt.  $V_{\text{Ring-bias}}$  bezeichnet hierbei die Spannung der äußersten Driftringe;  $V_{\text{Ring-1}}$  gibt die Spannung des innersten Driftrings an. Alle weiteren Ringspannungen werden in der äußeren Adapterplatine über weitere Spannungsteiler zu gleichen Teilen aus der Differenz zwischen  $V_{\text{Ring-bias}}$  und  $V_{\text{Ring-1}}$  erzeugt. Die Möglichkeit der externen Vorgabe von  $V_{\text{Ring-2}}$ ,  $V_{\text{Ring-3}}$  und  $V_{\text{Ring-4}}$  wird vorerst nicht genutzt.
- Die Spannungen, die für den Betrieb der DEPFET-Matrix nötig sind müssen sehr stabil sein. Sie werden deshalb von qualitativ hochwertigen Toellner-Netzgeräten bereitgestellt. Im Einzelnen sind dies die *Gate-*, die *Clear-* und die *Cleargatespannung*, welche jeweils für den aktiven und inaktiven Zustand definiert sein müssen.
- Eine von G. Distratis entworfene *Spannungsplatine* (AITPP) erzeugt die Spannungen für:



**Abbildung 5.23:** Übersicht über die Spannungsversorgung. Kritische Signale, also solche, die nur geringen Schwankungen unterliegen dürfen, werden von Toellner Netzgeräten bereitgestellt. Das AIT PP stellt eine Vielzahl weniger kritischer Spannungen zu Verfügung. Die Steuerung kann zentral über einen PC erfolgen. Ein Hochspannungsnetzteil, welches die Rück- und Ringspannungen liefert ist davon ausgenommen. Näheres siehe Text.

- die Außenplatine ( $V_{\text{Pix} +/-}$ )
- den CAMEX-Chip (VDD und VSS als Versorgungsspannungen des Chips,  $V_{\text{ref}}$  ist eine Referenzspannung, aus welcher  $V_{\text{ref A}}$ ,  $V_{\text{ref S}}$  und  $V_{\text{ref V}}$  erzeugt werden; siehe Abbildung 5.11.
- die Switcher-Chips: VDDF ist die Versorgungsspannung der digitalen Einheit, GNDA1/2 und VDDA1/2.
- die Drainspannung

Näheres dazu im nächsten Abschnitt.

- Sowohl der EPP als auch der SEQ müssen über externe Netzgeräte versorgt werden. Dies liegt daran, dass der verwendete FPGA in seiner Versorgungsspannung Schwankungen erzeugt, welche den gleichzeitigen Betrieb anderer, an diesen Kreislauf angeschlossener Geräte, stören würde. Der SEQ wird über ein weiteres Toellner Netzgerät angesteuert. Der EPP besitzt ein integriertes Netzgerät.

Eine Übersicht zur Schaltung aller interessanten Spannungen ist in Abbildung 5.23 zu sehen.

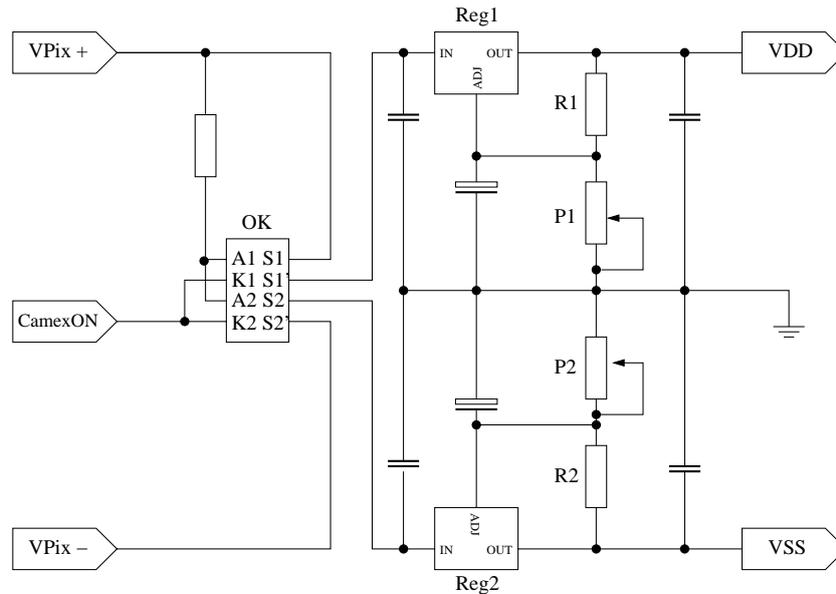


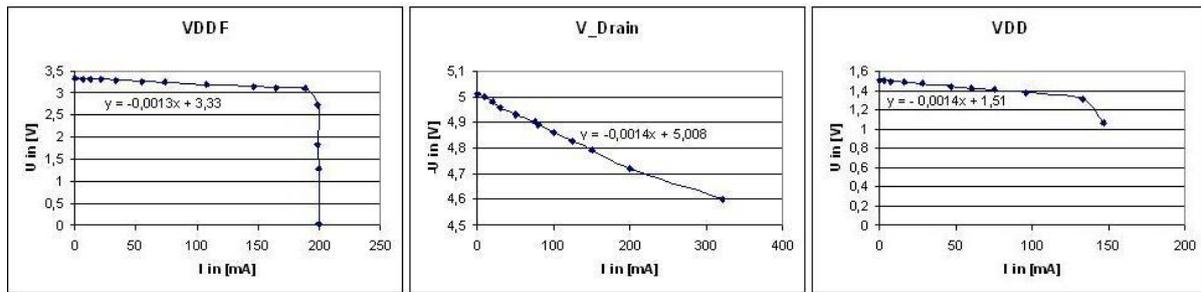
Abbildung 5.24: einfache Schaltskizze eines AIT PP Moduls

### Technische Realisierung des AIT PP

Die Spannungserzeugung und Spannungssteuerung innerhalb der AITPP kann prinzipiell für alle Spannungen an dem Schaltplan in Abbildung 5.24 verstanden werden:  $V_{\text{Pix } +/-}$  liegen an sobald das AITPP an seine Versorgungsspannung angeschlossen ist.  $V_{\text{Pix } +/-}$  dienen hier als Ausgangsspannung, welche mit dem digitalen Steuersignal *CamexON* über einen Optokoppler *OK* auf den rechten Teil der Skizze weitergeschaltet werden können. Der Regulator *Reg1* versucht nun zwischen *ADJ* und *OUT* eine konstante Spannung von 1.25 V zu erzeugen. Somit fließt über *R1* ein definierter Strom  $I_1$ . Da  $I_1$  auch über das Potentiometer *P1* fließen muss, kann durch dessen Widerstand der Spannungsabfall über *P1* und somit auch die Potentialhöhe von *VDD* eingestellt werden. Entsprechende Argumente gelten für die negative Spannung *VSS*. Die Kondensatoren dienen lediglich der Stabilisierung der Schaltung.

Die Spannungen *VDDA1* und *VDDA2* benötigen jeweils ein hohes *hi* und niedriges *low* Potential. Hierzu wird einfach zum Potentiometer *P1* bzw. *P2* ein weiteres Potentiometer in Reihe hinzugeschaltet. Dieser weitere Potentiometer kann nun mit einem zusätzlichen Steuersignal (z.B. *VDDA1-hi*) über einen weiteren Optokoppler hinzugeschaltet bzw. überbrückt werden.

Der *CAMEX* würde durch eine nicht-strombegrenzte *VDDF*-Spannung Schaden nehmen. Daher wird die Spannung *VDDF* noch über einen erweiterten Regulator (*L200*) auf 200 mA strombegrenzt.



**Abbildung 5.25:** Strom-Spannungs-Kennlinien der VDDF-, VDD und VDrain-Spannung. Das Einsetzen der Strombegrenzung von VDDF bei 200 mA ist deutlich zu erkennen. VDD und VDrain müssen maximal Ströme von 100 mA erzeugen. Alle Spannungen können in ihrem Arbeitsbereich als laststabil bezeichnet werden.

### Test des Spannungsversorgung

Neben der Einstellung der einzelnen Spannungspegel auf der AIT PP war vor allem das Spannungsverhalten unter Last von Interesse. Als Last diente ein Leistungspotentiometer. In Abbildung 5.25 ist die Kennlinie der VDD-, VDDF- und VDrain-Spannung zu sehen. Diese Spannungen sind deshalb interessant, da sie die größten Ströme bereitstellen müssen. Die Tests zeigen, dass die Strombegrenzung von VDDF ordnungsgemäß funktioniert und alle Spannungsquellen in ihrem Arbeitsbereich einen konstanten Innenwiderstand von ca.  $1.4 \Omega$  aufweisen.

### Steuersystem aller Spannungen

Wie in Abbildung 5.23 zu sehen ist können alle Spannungen bis auf die Hochspannungen<sup>23</sup> über ein Computerprogramm gesteuert werden. Dieses Programm wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit mit dem graphischen Programmiersystem *LabVIEW* erstellt. Die Kommunikation mit den Netzgeräten erfolgt dabei über GPIB<sup>24</sup>. Die AIT PP wird über acht digitale Steuerleitungen angesprochen. Die Bedienoberfläche ist in Abbildung 5.26 zu sehen. Die beiden wesentlichen Funktionen des Programms sind:

- Beim Hochfahren des Systems müssen die einzelnen Spannungen in einer festgelegten Reihenfolge nacheinander bereitgestellt werden. Das Programm bietet die Möglichkeit diese zeitliche Abfolge festzulegen, zu speichern und automatisiert ablaufen zu lassen. Somit kann das gesamte Detektorsystem mit einem Mausklick hochgefahren werden.

<sup>23</sup>Im Allgemeinen werden Spannungen über 1 kV als Hochspannung bezeichnet. Davon abweichend wird hier der Begriff für alle Spannungen, welche aus dem Hochspannungsnetzteil gewonnen werden, verwendet.

<sup>24</sup>GPIB: *General Purpose Interface Bus* bezeichnet einen von HP entwickelten externen parallelen Datenbus, der vorrangig zur Verbindung von Messgeräten mit einem PC eingesetzt wird.

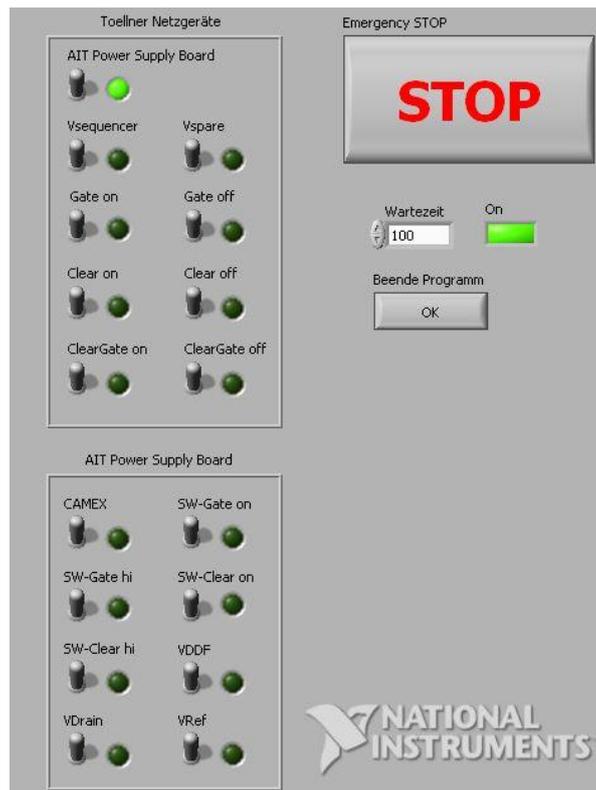


Abbildung 5.26: Bedienoberfläche des Spannungssteuerung.

- Neben der Steuerung überwacht das Programm das System: alle kritischen Ströme werden mehrmals pro Sekunde überprüft. Beim Überschreiten eines festgelegten Grenzwertes wird das System abgeschaltet. Die Ströme auf der AIT PP werden über einen ADC in das Programm eingelesen. Die Ströme der Toellner-Netzgeräte können über GPIB abgefragt werden. Dies ist jedoch nicht realisiert, da eine interne Strombegrenzung in den Netzgeräte festgelegt werden kann.

# 6 Zusammenfassung und Ausblick

Zurzeit befindet sich das *Science Verification Model* noch in der Phase des Aufbaus. Dabei wird eine modulare Vorgehensweise verfolgt: das Gesamtdetektorsystem, welches aus HED und LED besteht, wird in einzelne Module gegliedert, die jeweils eigenständige Aufgabenbereiche abdecken. Im Fokus dieser Arbeit stand der LED mit seinen für den Betrieb notwendigen Komponenten. Erst wenn die Funktionalität dieser sichergestellt werden kann, wird das LED-Detektorsystem in Betrieb genommen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden folgende Komponenten des Detektorsystems getestet:

- **Vakuumsystem:** Der Vakuumkessel und alle daran angeschlossenen Baugruppen sind vakuumtauglich bis mindestens  $10^{-6}$  mbar.
- **Kühlsystem:** Die Abhängigkeit zwischen Arbeitstemperatur und Energieverbrauch des Hybrids wurde simuliert. Das Kühlsystem kann bei einer zu erwartenden Heizleistung von 1 W eine Temperatur von  $-45^{\circ}\text{C}$  bereitstellen.
- **EPP:** Im Rahmen des *function verification models* ist die Funktionalität des EPP systematisch untersucht worden. Der EPP erfüllt die an ihn gestellten Anforderungen.
- **SEQ:** Der SEQ ist als Nachbau des IXO-SEQ erstellt worden. Er erfüllt die gleiche Funktionalität, wie die Kombination aus (einfachem) Sequenzerboard und *X-Board* des IXO-Teststands.
- **Spannungsversorgung:** Die für den Betrieb des SVM benötigten Spannungen können in einer ausreichend stabilen Form bereitgestellt und über eine zentrale Software angesteuert werden.

Die zukünftige Aufgabe besteht darin, das Detektorsystem als Ganzes in Betrieb zu nehmen. Dies bezieht sich in erster Linie auf den Niederenergie-detektor und gliedert sich in folgende Bereiche:

- Test der Auslesegeschwindigkeit des EPP im Rahmen des *EPP performance verification models*: nachdem die Funktionalität des EPP sichergestellt ist, muss als nächstes die Prozessgeschwindigkeit untersucht werden. Das Ziel ist hierbei eine Auslesegeschwindigkeit von 8000 Bildern je Sekunde.
- Test der weiteren Datenverarbeitung: der Interfacekontroller und der EPP wurden bisher getrennt voneinander entwickelt. Das SVM dient dazu, diese Schnittstelle zu untersuchen und eventuell weiterzuentwickeln.

- Eine Einarbeitung in das Daten-Erfassungssystem *ROAn*<sup>1</sup> ist für die Datenanalyse zwingend erforderlich.
- Sobald ein funktionaler Betrieb des LED sichergestellt ist, wird damit begonnen einzelne Parameter zu verändern und die dabei auftretenden Auswirkungen zu untersuchen.
  - Spannungseinstellungen: die Energieauflösung und das Rauschverhalten des Detektors sind im Wesentlichen von den angelegten Ring-, Gate-, Cleargate- und Clearspannungen abhängig. Eine, vom HLL erstellte, erste Aufnahme des im SVM eingesetzten Hybrids zeigt der linke Teil von Abbildung 6.1. Der Detektor besitzt ein defektes Pixel<sup>2</sup>, welches sowohl die Pixelumgebung, als auch dessen Spalte beeinflusst. Ein erster Versuch des HLL die Betriebsspannungen an diese Situation anzupassen erbrachte bereits eine deutliche Reduktion des Störverhaltens, siehe Abbildung 6.1 rechte Seite. Defekte Pixel können auch in der späteren Flugphase auftreten. Es bietet sich hier die Möglichkeit den Detektor in einer nicht idealen Konfiguration kennenzulernen und zu optimieren.
  - Zeitliche Ansteuerung: Der SEQ ist als Nachbau des IXO-SEQ erstellt worden. Die dabei zur Verwendung kommende Kombination aus einem kommerziellen „Sequenzboard“ mit dem vom HLL entwickelten *X-Board* wurde bereits in ein einheitliches Design integriert. Dies bietet die Möglichkeit die zeitliche Abfolge der Steuersignale zu verändern und die Auswirkungen zu untersuchen.

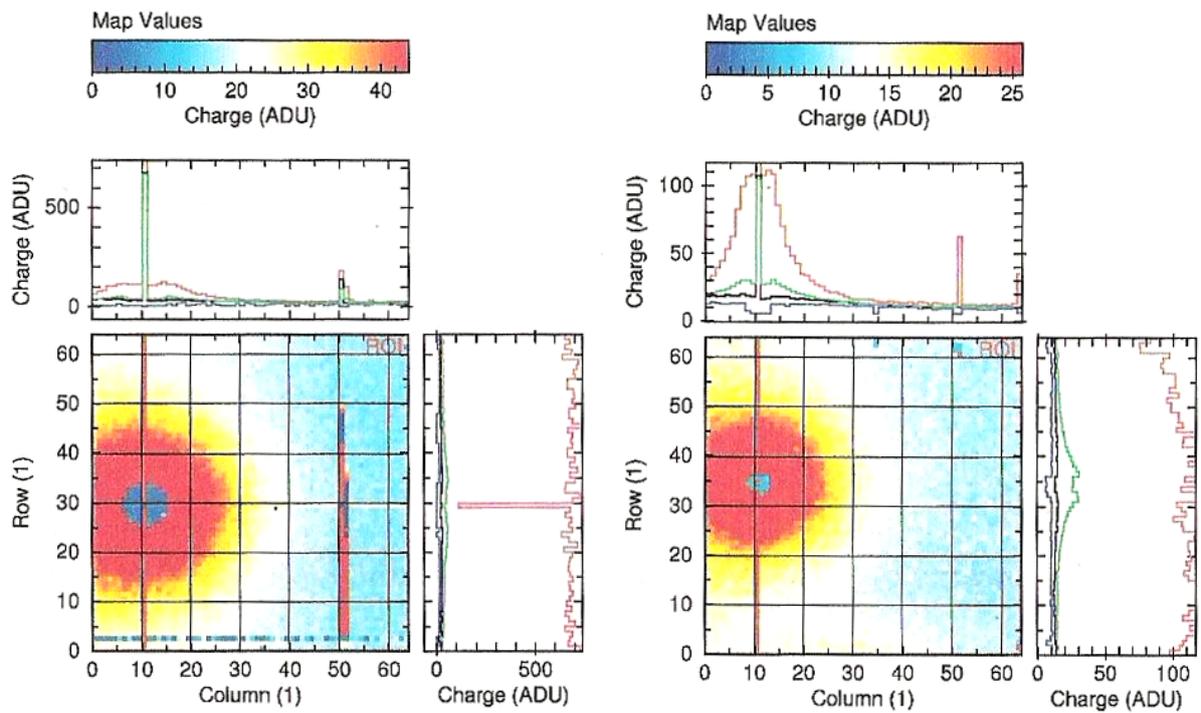
Die schnelle Datenverarbeitung von  $2\mu\text{s}$  pro Zeile stellt an die Elektronik hohe Anforderungen. Die Hardware des Systems kann im Labor untersucht und weiterentwickelt werden. Zudem wird die Suche nach den optimalen Betriebsparametern ein tieferes Verständnis der DEPFET Technologie ermöglichen. Dies ist deshalb von Interesse, da DEPFET-Detektoren aufgrund ihrer rauscharmen und schnellen Signalprozessierung im niederen Röntgenbereich bis 20 keV eine wichtige Schlüsseltechnologie darstellen.

Eine wesentliche Aufgabe des SVM wird schließlich darin bestehen den Nieder- und Hochenergiedetektor zu kombinieren und die Leistungsfähigkeit des gesamten Detektorsystems zu untersuchen.

---

<sup>1</sup>ROAn: *a ROOT based Offline Analysis tool*, eine vom HLL erstellte Datenauswertesoftware.

<sup>2</sup>Die genaue Ursache dieses Verhaltens ist nicht bekannt. Der Defekt besteht seit den ersten Tests.



**Abbildung 6.1:** Rauschverteilung der Detektormatrix. Die links abgebildete Rauschverteilung zeigt die defekte Matrixspalte (Spalte Nummer 11) mit der kreisförmigen Auswirkung dieses Defekts. Zusätzlich besitzen Teile der Spalte 51 und 52 einen erhöhten Rauschwert. In der rechts abgebildeten Aufnahme konnte durch veränderten Betriebsparameter eine deutlich reduzierte Rauschverteilung erreicht werden. Die Daten wurden vom HLL aufgenommen und mit der Analysesoftware des IXO-Teststandes ausgewertet.

# Nachwort

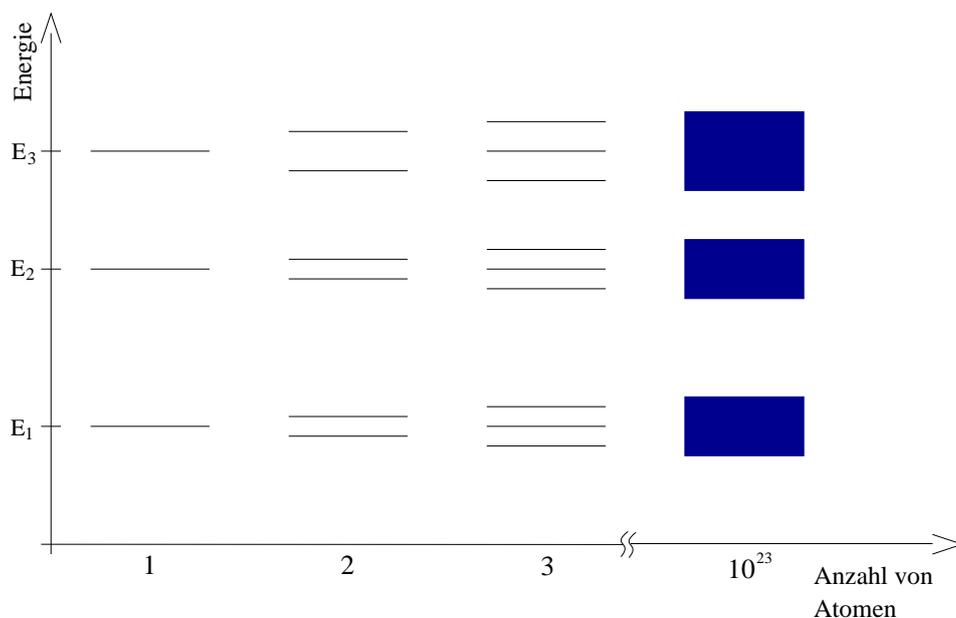
Im März dieses Jahres meldete die französische Raumfahrtagentur *CNES*, dass aufgrund von Finanzierungsproblemen die Testphase B für die Simbol-X Mission nicht realisiert wird. Somit ruht die Simbol-X Mission in Testphase A und eine Fortsetzung ist nicht abzusehen.

Trotz alledem wird in der vorliegenden Arbeit von einer späteren Flugphase von Simbol-X ausgegangen. Zum einen waren zu diesem Zeitpunkt Teile der Arbeit schon geschrieben, zum anderen soll die Arbeit in sich konsistent erscheinen.

# A Die Grundlagen der Halbleiterphysik

Dieses Kapitel enthält eine allgemeine Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften von Halbleitern, wie sie auch in Standardbüchern der Festkörperphysik gefunden werden kann. In Kapitel 3.3 ist eine allgemeine Funktionsbeschreibung von DEPFET-Detektoren und in Kapitel 5.2.3 eine genaue Beschreibung des im SVM-Teststand verwendeten DEPFET-Detektors zu finden.

## A.1 Energiebänder

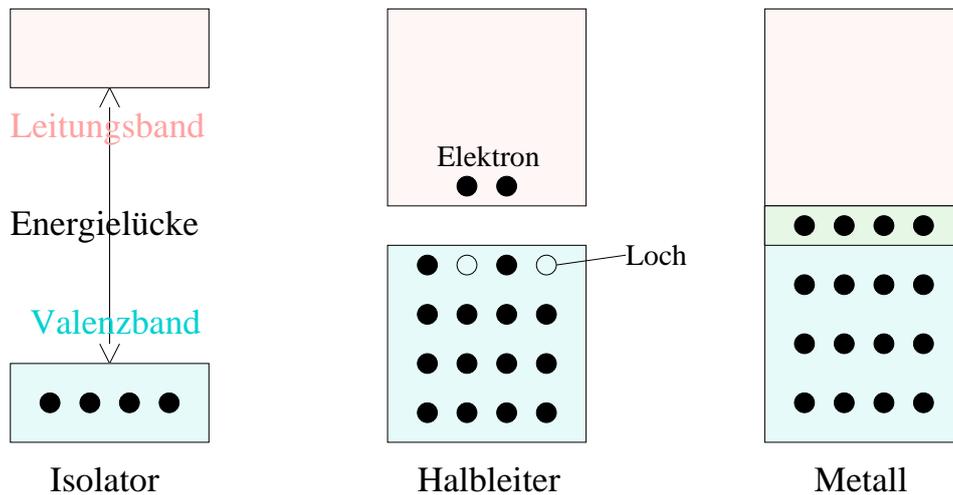


**Abbildung A.1:** Aufspaltung der Energieniveaus in einer periodischen Anordnung mehrere Atome zu Energiebänder.

Nach dem Bohrschen Atommodell können sich Elektronen in einem Atom nur auf diskreten Energieniveaus befinden. Aufgrund der periodischen Struktur von Festkörpern überlagern sich die einzelnen, diskreten Energieniveaus aller Atome. Da sich nach Pauli jedoch nur ein einziges Elektronenpaar<sup>1</sup> in einem Energieniveau befinden darf, muss sich

<sup>1</sup>Das Elektron hat einen Spin von  $s = 1/2$ , somit existieren „up-“ und „down-Elektronen“, welche un-

die Lage dieser Energieniveaus leicht unterscheiden. Die große Anzahl von Atomen in einem Halbleiter lässt diese diskrete Aufspaltung der Energieniveaus zu breiten, quasi-kontinuierlichen Energiebändern anwachsen. Siehe hierzu auch Abbildung A.1. Zwischen den Energiebändern befinden sich die sogenannten „Bandlücken“, energetische Bereiche, in denen sich keine Elektronen aufhalten dürfen. Die Breite der Bandlücke ergibt sich aus der Energieniveaufspaltung, welche wiederum vom Abstand der Gitteratome abhängt. Somit ist die Bandlückenbreite temperatur- und druckabhängig. Das höchst besetzte Energieband wird *Valenzband*, das nächst höhere *Leitungsband* genannt.



**Abbildung A.2:** Struktur der Energiebänder in Isolatoren, Halbleitern und Leitern

Halbleiter können unter bestimmten Bedingungen leiten und unter anderen Bedingungen isolieren. Dieses besondere Verhalten bezüglich der elektrischen Leitfähigkeit lässt sich mit der Breite der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband verstehen (siehe hierzu auch Abbildung A.2):

Für die folgende Betrachtung gilt vorerst eine Temperatur von  $T = 0\text{ K}$ . Bei Halbleitern und Isolatoren ist das Valenzband vollständig besetzt und somit das Leitungsband leer. Die Breite der Bandlücke beträgt in Halbleitern  $0\text{--}3\text{ eV}$  und in Isolatoren mehr als  $3\text{ eV}$ . In Leitern ist das Valenzband nur teilweise gefüllt. Dieser Sachverhalt kommt oftmals auch dadurch zum Ausdruck, dass Valenz- und Leitungsband als überlappend erklärt werden und somit keine Bandlücke mehr auftritt. Ein elektrischer Strom kann immer nur dann fließen, wenn sich Ladungsträger bewegen können. Dies ist nur in Leitern möglich, da die Elektronen dort die dafür nötigen freien Energieniveaus vorfinden.

Interessant wird die Situation, wenn Temperaturen größer als  $0\text{ K}$  angenommen werden. In Isolatoren reicht die Energie noch nicht aus um Elektronen von dem Valenz- in das Leitungsband zu heben. Auch für Halbleiter reicht die durchschnittliche thermische Energie bei Raumtemperatur lange nicht aus um die Bandlücke zu überschreiten<sup>2</sup>.

terscheidbare Teilchen darstellen.

<sup>2</sup>Nimmt man in einem Festkörper sechs Freiheitsgrade an, so gilt:  $\overline{E} = \frac{6}{2}k_B T$ , mit  $T = 300\text{ K}$  ergibt dies  $\overline{E} = 75\text{ meV}$ .

Dank der Maxwell'schen Energieverteilung kann jedoch ein kleiner Teil der Elektronen die Bandlücke überschreiten und ins Leitungsband wandern; die Leitfähigkeit bei Halbleitern steigt mit der Temperatur. Die fehlenden Elektronen im Valenzband werden als Löcher bezeichnet. Ein Loch kann als positiv geladenes Teilchen betrachtet werden. Zur elektrischen Leitfähigkeit tragen sowohl die Elektronen im Leitungsband, als auch die Elektronenlöcher im Valenzband bei.

Um die intrinsische Ladungsträgerkonzentration zu bestimmen genügt es die Breite der Bandlücke  $E_g$  und die Anzahl der Zustände im Valenzband  $N_V$  und im Leitungsband  $N_L$  zu wissen<sup>3</sup>. Es gilt dann

$$n_i = \sqrt{N_V N_L} \exp\left(-\frac{E_g}{2 \cdot k_B T}\right)$$

### A.1.1 Rekombinierung

Elektronen-Loch-Paare haben zwei Möglichkeiten zu Rekombinieren:

- Bei der *direkten Rekombinierung* „fallen“ Elektronen im Leitungsband direkt in die Löcher des Valenzbands. Rechnungen zeigen, dass dieser Übergang sehr unwahrscheinlich ist.
- Die *indirekte Rekombinierung* erfolgt über *Rekombinationszentren*. Dies sind Defekte in der Kristallstruktur des Festkörpers. Diese können entweder schon beim Wachsen des Kristalls entstanden sein, oder erst durch spätere Einflüsse, wie z.B. energiereiche Strahlung. Verunreinigungen innerhalb des Kristalls haben einen ähnlichen Effekt. Diese Defekte erzeugen Energieniveaus, die in der Nähe der Mitte der Bandlücke liegen. Die Rekombinierung erfolgt nun über diese „Zwischenstufe“. Rekombinationszentren sind der wesentlichen Grund für die Elektronen-Loch-Rekombinierung.

Weiterhin können Strukturdefekte freie Ladungen für eine gewisse Zeit einfangen. Das Prinzip der Halbleiterdetektoren beruht auf dem Nachweis freier Ladungen. Diese „gefangenen Ladungen“ führen daher zu einer Messabweichung. Aus diesen Gründen sollten die Verunreinigungen nicht größer als  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  sein.

## A.2 Dotierte Halbleiter

Im Gegensatz zu den eben erwähnten Verunreinigungen sind Fremdatome in dotierten Halbleiter beabsichtigt. Verunreinigungen zerstören lokal die Kristallstruktur und führen zu den schon erwähnten *Rekombinationszentren*.

In *n-dotiertem* Silizium werden *Donatoren*, wie beispielsweise Phosphor, Antimon oder Arsen, in geringer Konzentration<sup>4</sup> dem reinen Siliziumkristall beigesetzt. Donatoren für

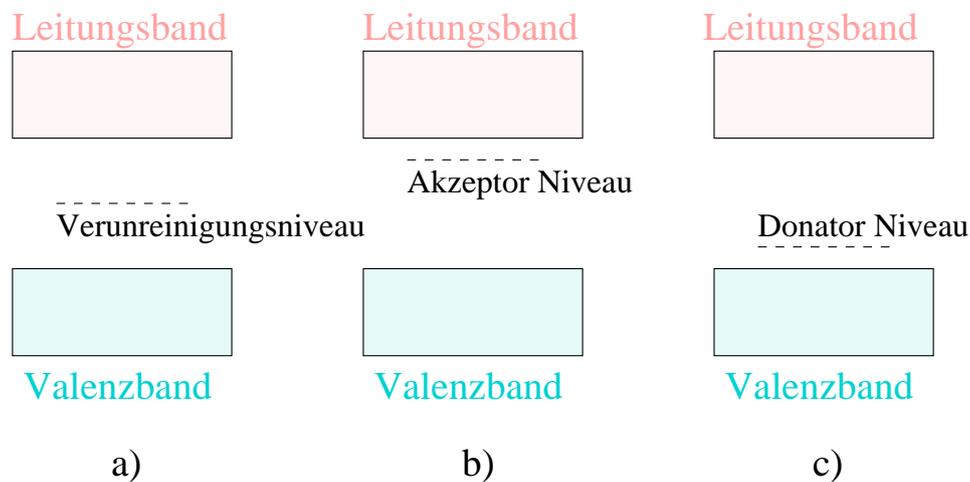
<sup>3</sup>Diese können über die Fermi-Dirac-Verteilung bestimmt werden.

<sup>4</sup>Die Konzentration der Fremdatome liegt typischerweise bei einer Milliarde Siliziumatome. Dies entspricht einem Anteil von ca.  $5 \cdot 10^{13}$  Fremdatomen pro  $\text{cm}^3$ .

Silizium besitzen fünf Valenzelektronen. Das zusätzliche Valenzelektron befindet sich in einem Energieniveau, welches nur leicht unterhalb<sup>5</sup> des Beginns des Leitungsbands ist. Dadurch wird es sehr wahrscheinlich, dass dieses Elektron in das Leitungsband thermisch angeregt werden kann. Somit wird die Ladungsträgerkonzentration der Elektronen erhöht.

In *p-dotiertem* Silizium erfolgt der ähnliche Vorgang mit sogenannten *Akzeptoren*. Dies sind Atome (Gallium, Bor, Indium) mit nur drei Valenzelektronen. Das im Vergleich zum Silizium fehlende Valenzelektron kann als Loch betrachtet werden. Auch hier wird ein zusätzliches Energieniveau erzeugt, diesmal jedoch mit einer Energie leicht oberhalb der Grenze des Valenzbandes. Somit können Elektronen des Valenzbandes leicht in dieses Niveau übergehen und ein Loch im Valenzband zurücklassen. Eine p-Dotierung erhöht somit die Ladungsträgerkonzentration der Löcher.

Zusammenfassend sind die Energieniveaus von p-, n-dotiertem und verunreinigtem Silizium schematisch in Abbildung A.3 aufgeführt.



**Abbildung A.3:** In a) ist das Energieniveau eines Siliziumkristalls mit Defekt zu sehen: das zusätzliche Energieniveau liegt zentral in der Bandlücke. Dieses Niveau wird als „tiefer Zustand“ bezeichnet. In b) ist die Verteilung der Energieniveaus für n-dotiertes, in c) für p-dotiertes Silizium gezeigt.

## A.3 Der p-n Übergang

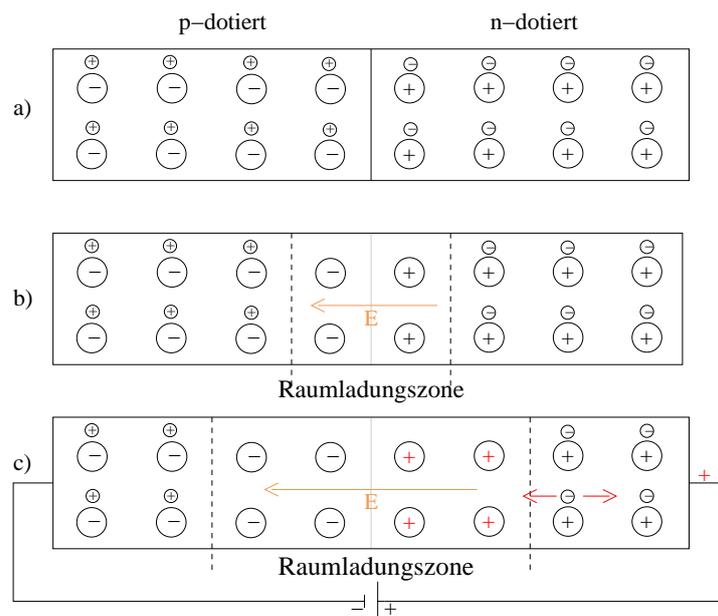
Werden p- und n-dotierte Halbleiter zusammengebracht<sup>6</sup>, so Rekombinieren an der Grenzschicht die freien Elektronen des n-dotierten Halbleiters mit den Löchern des p-dotierten Halbleiters. Dies hat zwei Effekte:

<sup>5</sup>0.01 eV für Germanium und 0.05 eV für Silizium.

<sup>6</sup>Die Halbleiter werden nicht wirklich zusammengesetzt, sondern im Herstellungsprozess aus einem Stück gefertigt. Die Vorstellung des Zusammensetzens dient lediglich der Vorstellung.

- Es entsteht eine Zone, welche an Ladungsträger verarmt ist: weder Elektronen noch Löcher können sich über diese Zone bewegen. Liegen p- und n-Dotierung in gleicher Konzentration vor, so erstreckt sich die Verarmungszone symmetrisch zum p-n-Übergang in beide Gebiete hinein. Ist dagegen ein Gebiet viel stärker dotiert als das andere, wie beispielsweise bei einem p<sup>+</sup>-n-Übergang, so wird sich der Anteil der Verarmungszone stark auf die Seite der schwächeren Dotierung verlagern; also im angesprochenen Beispiel auf die Seite der n-Dotierung.
- Den unbeweglichen Atomrümpfen des n-dotierten Bereichs fehlt ein Valenzelektron. Sie stellen somit eine positive Ladung dar. Ähnlich besitzt der p-dotierte Bereich nun eine negative Ladung. Dieses intrinsische elektrische Feld wirkt der Diffusion der Elektronen entgegen; es stellt sich ein Gleichgewicht ein. Siehe hierzu Abbildung A.4 b).

Wird ein zusätzliches elektrisches Feld in gleicher Richtung zu dem intrinsischen Feld angelegt (Sperrichtung), so wächst die Verarmungszone bis das Potential der intrinsischen Grenzladung gleich dem äußeren Potential ist<sup>7</sup>. Siehe hierzu auch die roten Pfeile in Abbildung A.4 c). Nach ähnlicher Argumentation verringert sich die Verarmungszone bei entgegengesetzter Polung (Durchlassrichtung). Ab einer gewissen Spannung löst sich die Raumladungszone vollständig auf und es beginnt ein Strom zu fließen. Bei Silizium gilt dies für Spannungen größer als 0.7 V.



**Abbildung A.4:** Elektronen und Löcherverteilung eines pn-Übergangs. a) Ausgangszustand, b) eingestelltes Gleichgewicht ohne äußeres Potential, c) Polung in Sperrichtung

<sup>7</sup>Die Ladungsträger können dazu nicht mehr über die Verarmungszone fließen (keine Ladungsträger vorhanden), sondern müssen den „Umweg“ über die externe Spannungsquelle gehen.

## B Sperrschicht-Feldeffekttransistor

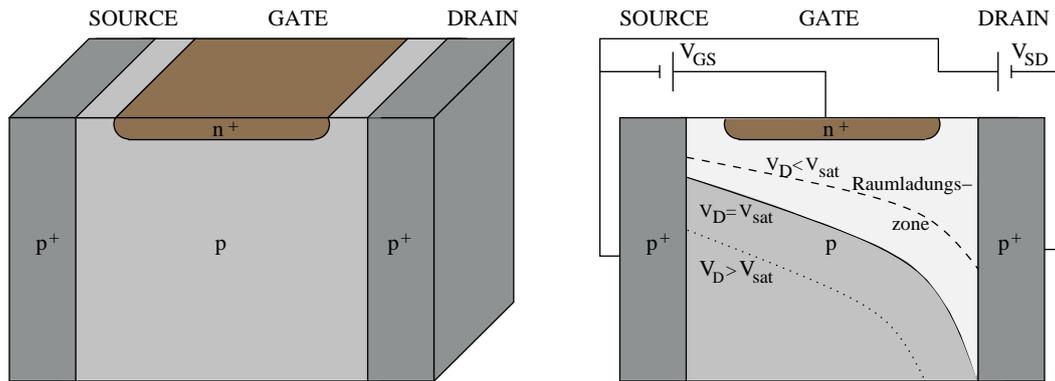
Der Metall-Halbleiter-Feldeffekttransistor war die erste Erscheinungsform des Sperrschicht-Feldeffekttransistors (JFET) und wurde bereits 1925 von J. E. Lilienfeld zum Patent angemeldet (Lilienfeld, 1925). Seine Realisierung gelang erst wesentlich später, mit der technischen Beherrschung von Halbleiterstrukturen.

Im Folgenden wird ein p-Kanal JFET beschrieben, siehe Abbildung B.1. In einem n-Kanal JFET sind lediglich Ströme, Spannungen und die Art der Dotierung entgegengesetzt. Der Kanalstrom wird durch die Spannung  $V_{DS}$  getrieben. Dabei bezeichnet „Source“ die Quelle der Ladungsträger und „Drain“ entsprechend die Senke. In einem p-Kanal JFET ist demnach die Source-Elektrode positiv und die Drain-Elektrode negativ gepolt. Das Gate bildet mit dem Substrat eine p-n Diode, welche in Sperrrichtung betrieben wird. Dadurch entsteht in dem Leitungskanal eine Verarmungszone. Ganz allgemein ergibt sich die Form der Raumladungszone aus dem Potentialunterschied zwischen dem Gate und dem betrachteten Teil des Leitungskanals. Weil das Drain-Potential negativer als das Source-Potential ist, fällt die Raumladungszone zum Drainkontakt hin ab. Die Raumladungszone wird sowohl von der Drain- als auch von der Gatespannung erzeugt. Daher muss die Situation differenziert betrachtet werden:

- Die von der Gatespannung  $V_{Gate} = V_{GS}$  erzeugte Raumladungszone reicht in den Leitungskanal hinein. Bei niedrigen Gatespannungen wird der Leitungskanal Source-Drain lediglich im Querschnitt eingengt. In diesem Bereich hat die Gatespannung eine Steuerwirkung: der Leitwert des leitenden Kanals wird durch die Gatespannung geregelt. Man erhält einen spannungsgesteuerten Widerstand. Wird die Gatespannung entsprechend stark positiv gewählt, so wird bei  $V_{Gate} = V_p$  der Kanal vollständig verarmt und der Stromfluss  $I_{SD}$  kommt zum Erliegen.  $V_p$  wird als *pinch-off*<sup>1</sup> Spannung bezeichnet. Das Gate kann auf diese Art und Weise als Schalter genutzt werden.
- Die Drainspannung  $V_{Drain} = V_{SD}$  bestimmt einerseits den Potentialverlauf zwischen Gate und Leitungskanal. Damit wird die Form der Raumladungszone und des Leitungskanals festgelegt. Andererseits treibt  $V_{Drain}$  auch den Strom  $I_{SD}$  an:
  - Für kleine Drainspannungen nimmt der Stromfluss linear mit  $V_{Drain}$  zu. Der JFET arbeitet im ohmschen Bereich.
  - Für größer werdende Drainspannungen nimmt der Potentialunterschied zwischen Gate und Leitungskanal immer mehr zu. Als Folge dehnt sich die Raum-

---

<sup>1</sup>Engl. „to pinch off“ [einschnüren]. Darunter wird sowohl die Kanaleinschnürung im Sättigungsbereich, als auch das vollständige Abschnüren des Leitungskanals bezeichnet.



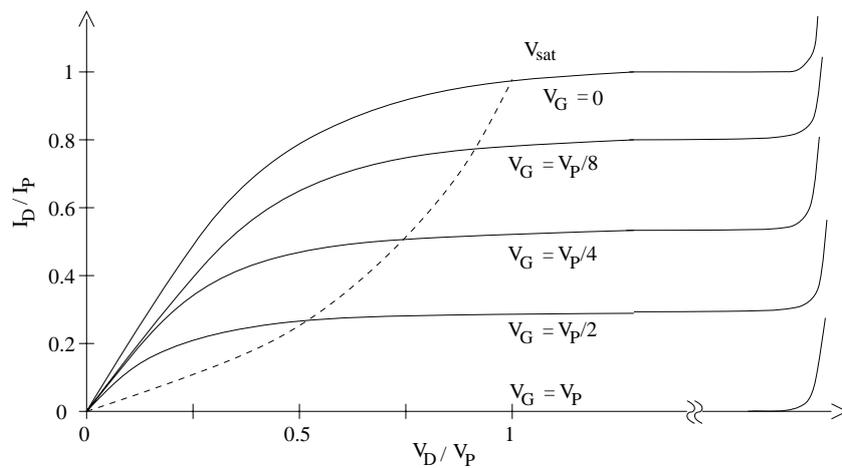
**Abbildung B.1:** Schematischer Aufbau eines JFETs. Rechts ist der Verlauf der Raumladungszone (weißes Gebiet) zu sehen. Der Verlauf ist noch für zwei weitere Kombinationen aus Gate- und Drainspannung angedeutet (gestrichelte Linien).

ladungszone weiter aus und der Leitungskanal wird mehr und mehr eingeschnürt. Der Strom  $I_{SD}$  nimmt nun nicht mehr linear mit  $V_{Drain}$  zu, sondern wird weitgehend unabhängig von der Drainspannung. Die Drainspannung, welche den Strom sättigt wird Sättigungsspannung genannt. Im Gegensatz zur Gatespannung kann die Drainspannung den Leitungskanal niemals abchnüren: würde der Kanal abgeschnürt werden, so würde auch der Stromfluss zum Erliegen kommen. Damit wäre der Leitungskanal nicht mehr vom Drainpotential abhängig und die Raumladungszone (welche nun nur noch von  $V_{Gate}$  abhängt) würde sich zurückentwickeln. Als Folge wäre der Kanal wieder offen und das Szenario würde sich wiederholen. Dieser Prozess läuft kontinuierlich ab und der Strom befindet sich in einem Gleichgewichtszustand. In diesem Bereich hat der JFET die maximale Verstärkung.

Zusammenfassend trägt also Drain- und Gatespannung zur pinch-off Spannung mit bei. Die Sättigungsspannung ist dann erreicht, wenn  $V_D + V_G = V_P$ ; der pinch-off hat aber je nach Anteil der beiden Spannungen eine sehr unterschiedliche Auswirkung auf den Source-Drain Strom:

- $V_D = V_P$  besagt, dass der JFET im Sättigungsbereich betrieben wird, also ein Kanalstrom noch fließen kann.
- $V_G = V_P$  hingegen lässt kein Stromfluss mehr zu.

In Abbildung B.2 ist der Verlauf des Drainstroms in Abhängigkeit zur Drainspannung für verschiedene Gatespannungen zu sehen. Der maximale Stromfluss wird bei  $V_G = 0$  erreicht und wird allgemein mit  $I_{dss}$  bezeichnet. Für negative Gatespannungen kann dieser Fluss nochmals erhöht werden. Dies sorgt allerdings dafür, dass sich die Raumladungszone am Gate auflöst und somit ein zusätzlicher Stromfluss über den Gatekanal erfolgt. Eine gründliche Untersuchung des Arbeitsverhaltens von JFETs findet sich in Spieler (2005).



**Abbildung B.2:** Drainstrom  $I_D$  in Abhängigkeit zur Drainspannung  $V_D$  für verschiedene (positive) Gatespannungen. Alle Größen sind in Bezug auf die pinch-off-Spannung  $V_P$  und den dabei fließenden Strom  $I_P$  bezogen. Der Durchbruch bei sehr großen Drainspannungen ist rechts angedeutet. Diese schematische Strom-Spannungs-Kennlinie gilt sowohl für den JFET als auch für den MOS-FET.

# Literaturverzeichnis

- Bahcall J.N., Sarazin C.L., 1978, *Astrophysical Journal* 219, 781
- Chauvin M., 2008, Simulation of the Simbol-X telescope, [http://www.apc.univ-paris7.fr/Simbolx2008/presentations/mchauvin\\_oral.pdf](http://www.apc.univ-paris7.fr/Simbolx2008/presentations/mchauvin_oral.pdf)
- DLR 2008, SIMBOL-X Das erste abbildende Teleskop im harten Röntgenbereich - Vorschlag für eine deutsche Beteiligung
- Ferrando P., Arnaud M., Briel U., et al., 2008, *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 79, 19
- Fiore F., Arnaud M., Briel U., et al., 2008, *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 79, 38
- Gatti E., 1984, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 225, 608
- Gruber D.E., Matteson J.L., Peterson L.E., Jung G.V., 1999, *The Astrophysical Journal* 520, 124
- Hasinger G., Altieri B., Arnaud M., et al., 2001, *Astronomy and Astrophysics* 365, L45
- Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C., 1993, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54, 181
- Holl P., Fischer P., Klein P., et al., 2000, *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47, 1421
- Hurley K., Laros J., Brandt S., et al., 2000, *The Astrophysical Journal* 533, 884
- Joensen K.D., Voutov P., Szentgyorgyi A., et al., 1995, *Applied Optics* 34, 7935
- Kemmer J., Lutz G., 1987, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 253, 365
- Kiss A.E., Patla N., 1959, *British Journal of Applied Physics* 10, 376
- Klein P., 1996, Ph.D. thesis, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, Max-Planck-Institut für Physik
- Klein P., Cesura G., Fischer P., et al., 1997, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 392, 254
- Kudritzki R.P., Puls J., 2000, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 38, 613

- Leo W., 1994, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag
- Lilienfeld J.E., 1925, Method and apparatus for controlling electric current
- Lilienfeld J.E., 1928, Device for controlling electric current
- Malaguti G., Pareschi G., Ferrando P., et al., 2005, In: Citterio O., O'Dell S.L. (eds.) *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5900. Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, p.159
- Meuris A., 2008, *Simbol-X Workshop 2008 Paris*
- Mitsuda K., Inoue H., Koyama K., et al., 1984, *Astronomical Society of Japan* 36, 741
- Mortier P.A.C., Roose J.F., 1954, *Proceedings of the Physical Society B* 67, 161
- Rice-Evans P., 1969, *Journal of Physics E Scientific Instruments* 2, 221
- Sadow C., Andricek L., Fischer P., et al., 2006, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 568, 176
- Schanz T., 2007, *Sequencer für eine Framestore CCD-Kamera*
- Schanz T., Tenzer C., Kendziorra E., Santangelo A., 2008, In: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7011. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Setti G., Woltjer L., 1989, *Astronomy and Astrophysics* 224, L21
- Spieler H., 2005 Oxford, UK: Oxford Univ. Pr. 489 p
- Strüder L., Briel U., Dennerl K., et al., 2001, *Astronomy and Astrophysics* 365, L18
- Tenzer C., Kendziorra E., Santangelo A., 2008, In: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7011. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Treis J., Fischer P., Hälker O., et al., 2006, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 568, 191
- Urry C.M., Padovani P., 1995, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107, 803
- Van den Heuvel E.P.J., Bhattacharya D., Nomoto K., Rappaport S.A., 1992, *Astronomy and Astrophysics* 262, 97
- Velthuis J.J., Kohrs R., Reuen L., et al., 2006, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 569, 57

Willson L.A., 2000, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 38, 573

Wölfel S., 2007, Ph.D. thesis, Universität Siegen

Wolter H., 1952, *Annalen der Physik* 445, 94

# Danksagung

Gesegnet sind die, die geben können, ohne sich daran zu erinnern und die, die nehmen können, ohne es zu vergessen. (Melvin Schleeds)

Ich möchte mich ganz herzlich bei all denjenigen bedanken, die mir während des letzten Jahres bei dem Aufbau des SVM Teststands geholfen haben. Für die angenehme Arbeitsatmosphäre möchte ich mich bei allen Institutsmitglieder bedanken.

Einige Personen, welche zur Erstellung dieser Arbeit entscheidend beigetragen haben, möchte ich gesondert erwähnen:

**Prof. Dr. Andrea Santangelo**, für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe und Vergabe des Themas. Die Arbeit hat mir viel Freude bereitet und neue Erkenntnisse vermittelt.

**Dr. Eckhard Kendziorra**, für die ausgezeichnete Betreuung während der gesamten Arbeit.

**Thomas Schanz**, für die Heranführung an, ein für mich neues Gebiet der Physik – die Elektronik.

**Dr. Christoph Tenzer**, für die kompetente Beantwortung meiner Fragen und gelegentliche Ablenkung durch allerlei Knobelaufgaben.

**Michael Martin**, für die Einarbeitung in die experimentelle Astrophysik und das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit.

**Giuseppe Distratis**, für die unermüdlichen Versuche, mir die Tiefen der Halbleiterphysik nahezubringen.

**Die gesamte Besetzung der Werkstatt**, ohne deren schneller und akkurater Arbeit der SVM Teststand so nicht hätte erstellt werden können.

**Meine Eltern**, welche mich stets unterstützt haben.

**Meine Freunde**, für eine abwechslungsreiche Freizeit, in der ich genügend Kraft für diese Arbeit sammeln konnte.

DANKE

# Plagiaterklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und dabei keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Tübingen, den 13. Mai 2008