# Eigenschaften von Detektoren für den schnellen Auslesekanal auf XEUS

Diplomarbeit

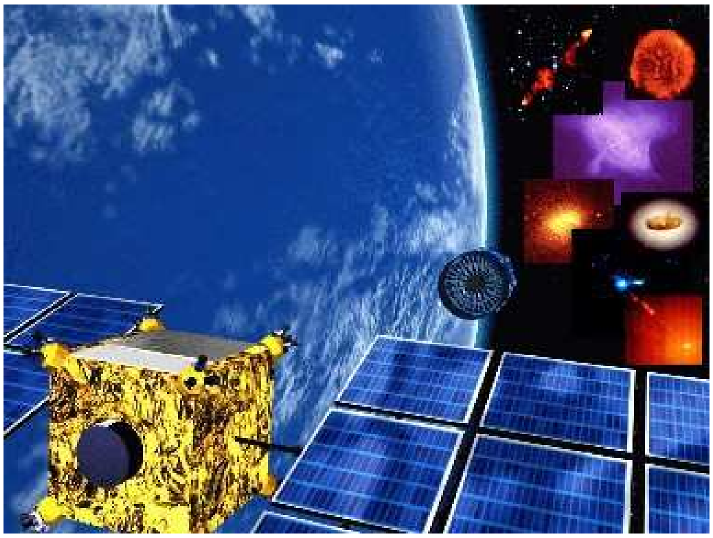
von

Michael Martin

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

August 2004

# Eigenschaften von Detektoren für den schnellen Auslesekanal auf XEUS



Diplomarbeit

von

Michael Martin

Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Institut für Astronomie und Astrophysik
Abteilung Astronomie

August 2004

# Inhaltsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis

# Abbildungsverzeichnis

# Abkürzungsverzeichnis

| | |
|---|---|
| ADC | Analog Digital Converter |
| ADU | Analog Digital Converter Unit |
| AOCS | Attitude and Orbit Control System |
| ASIC | Application Specific Integrates Circuit |
| CAMEX | CMOS Amplifier and Multiplexer Chip |
| CCD | Charge Coupled Device |
| CTE | Charge Transfer Efficiency |
| DEPFET | Depleted Field Effect Transistor |
| DSC | Detector Spacecraft |
| EPIC | European Imaging Camera |
| ESA | European Space Agency |
| FoV | Field of View |
| FTD | Fast Timing Detector |
| FWHM | Full Width at Half Maximum |
| HEW | Half Energy Width |
| IAAT | Institut für Astronomie und Astrophysik Tübingen |
| IDL | Interactive Data Language |
| JFET | Junction Field Effect Transistor |
| MIP | Minimal Ionizing Particle |
| MOS | Metal Oxide Semiconductor |
| MOSFET | Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor |
| MSC | Mirror Spacecraft |
| NFI | Narrow Field Imager |
| PSF | Point Spread Funktion |
| QPO | Quasi Periodic Oscillation |
| SDD | Silicon Drift Detector |
| WFI | Wide Field Imager |
| XEUS | X-Ray Evolving Universe Spectrometer |
| XMM | X-Ray Multi Mirror |
| XRB | X-Ray Binary |
| XTRA | X-Ray Timing for Relativistic Astrophysics |

# Kapitel 1

# Einführung

Die Astronomie erlebte in den vergangenen Jahren eine Zeit des rasanten technischen Fortschritts. So gibt es z.B. neue optische Teleskope der 10m Klasse, die großen Arrays der Radioastronomen und die Erkundung des Mars durch fahrende Roboter. Der Röntgen- und Gamma-Astronomie blieben solche großartigen Neuerungen natürlich auch nicht verwehrt. Für die wissenschaftliche Untersuchung von Röntgenquellen wird die Kenntnis der Energieverteilung der Strahlung und die Region, in der sie ausgestrahlt wird, benötigt. Diese Anforderungen führten zu beachtlichen Weiterentwicklungen bei energieauflösenden pixelbasierten Detektoren. Den Röntgenastronomen stehen zur Zeit mit dem amerikanischen *Chandra*-Satelliten, den europäischen Röntgensatelliten *XMM-Newton* und *INTEGRAL*, Instrumente zur Verfügung, die mit einer bisher nicht gekannten Orts- und Energieauflösung das Hochenergiegeschehen in unserem Universum beobachten. Diese Satelliten werden hoffentlich für die nächsten 5–10 Jahre ihre Aufgabe erfüllen und den Astronomen weitere, tiefe Einblicke in die Natur geben.

Als Nachfolgeprojekt der ESA ist zur Zeit die *XEUS*-Mission, das *X-Ray Evolving Universe Spectrometer*, in der Planungsphase. Diese Mission soll es ermöglichen, die Stukturbildung und die Entwicklung unseres Universums zu beobachten, weshalb dort neuartige Detektoren und Spiegelsysteme zum Einsatz kommen sollen, die neben den hellen Röntgenquellen am Himmel auch die leuchtschwachen, weitentfernten Objekte noch abbilden können.

Ziel dieser Arbeit ist die Betrachtung verschiedener Detektoren und ihrer Eigenschaften in Bezug auf deren Einsatz in der *XEUS*-Mission als Fast Timing Detektor. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf dem Verhalten der Detektoren bei hohen Zählraten. In zweiten Kapitel wird auf die Strahlungsprozesse eingegangen, bei denen Röntgenstrahlung entstehen kann. Es werden mögliche Quellen beschrieben, mit dem Schwerpunkt auf zeitlich schnell variierenden Phänomenen. In dritten Kapitel wird zuerst die *XMM-Newton* Mission erläutert und danach die geplante Mission *XEUS* vorgestellt. Es folgt im vierten Kapitel eine Diskussion über Halbleiterdetektoren, bei der die pn-CCD von *XMM-Newton* im Detail besprochen wird, da diese der wesentliche Bestandteil des neuen Messaufbaus ist. Weiterhin werden die Detektorkonzepte von Siliziumdriftkammern und Depleted Field Effect

Transistoren erklärt und die Vor- und Nachteile der jeweiligen Detektoren einander gegenübergestellt. Um die von *XEUS* erwarteten wissenschaftlichen Daten von Millisekunden Variationen zu beschreiben wurde ein Programm erstellt, das die Performance der geplanten Detektoren für verschiedenste Arten von Röntgenquellen simulieren soll. Die ersten Ergebnisse der Simulationen werden im fünften Kapitel beschrieben. Um diese Ergebnisse zu verifizieren, wurde ein Messstand aufgebaut, mit dem unter Zuhilfenahme des pn-CCDs der *XMM-Newton*-Mission versucht wurde, diese theoretisch gewonnen Daten anhand einer Messreihe zu belegen. Später soll dieser Aufbau als neuer Praktikumsmessstand für das Fortgeschrittenenpraktikum der Astronomie dienen. Im sechsten Kapitel wird der Aufbau und die für den Betrieb benötigten Komponenten dargelegt, bevor im siebten Kapitel die ersten Messergebnisse dieses neuen Messstandes vorgestellt werden.

# Kapitel 2

# Röntgenastronomie

Mit Hilfe der Röntgenstrahlung, die von extrem heißen Objekten in das Weltall emittiert wird, ist es möglich, einen tiefen Einblick in die faszinierenden, interessanten und zum Teil bizarren Vorgänge in unserem Universum zu bekommen. Diese bleiben einem Beobachter verborgen, der sich nur mit Objekten beschäftigt, die hauptsächlich im sichtbaren Wellenlängenbereich strahlen.

Die Röntgenastronomie nahm ihren Anfang in der Mitte des letzten Jahrhunderts, als zum ersten Mal Raketenversuche gemacht wurden, um die Röntgenstrahlung der Sonne zu messen. Bei Experimenten, welche die Röntgenfluoreszenzstrahlung auf der Mondoberfläche bestimmen sollten, wurde die erste extrasolare Röntgenquelle (Sco X-1) von Giacconi et al. (1962) entdeckt. Da Röntgenstrahlung in der Erdatmosphäre absorbiert wird, besteht keine Möglichkeit sie vom Erdboden aus zu messen. Dies wird erst möglich, wenn man hoch in die Atmosphäre aufsteigt, entweder durch Raketen- oder durch Ballonexperimente. Diese haben aber leider den Nachteil, dass die Beobachtungszeit sehr eingeschränkt ist. Die ersten satellitengestützten Messungen wurden von *UHURU* (1970–73) gemacht. Verglichen mit den heutigen Observatorien, lieferte die erste Generation von Röntgensatelliten Daten, die eine sehr schlechte Orts- und Energieauflösung besaßen.

Im Folgenden wird nun näher auf die möglichen Entstehungsprozesse von Röntgenstrahlung eingegangen. Anschließend wird dargelegt, in welchen astrophysikalischen Quellen diese Prozesse stattfinden und welche Rückschlüsse aus den Messungen auf die Quellen der Strahlung gezogen werden können.

## 2.1 Entstehung von Röntgenstrahlen

Es existieren mehrere Arten von Strahlungsprozessen, durch die Röntgenstrahlung entstehen kann. Die Auflistung wurde mit Hilfe von Charles & Seward (1995), Padmanabhan (2000) und Wilms (2001) erstellt.

### 2.1.1 Schwarzkörperstrahlung

Jeder Körper sendet thermische Strahlung aus, deren Intensität und Wellenlänge von seiner Temperatur abhängig ist. Ein idealisiertes Modell hiervon ist der schwarze Körper, der dadurch definiert ist, dass er alle Strahlung absorbieren kann und Strahlung in allen Wellenlängen emittiert. Realisieren lässt sich dies durch einen Hohlkörper mit einem winzigen Loch. Im Inneren wird Strahlung thermisch generiert und dann durch Streuung und Reflexion mit den Atomen so lange prozessiert, bis sie im thermischen Gleichgewicht mit ihnen ist. Wenn die Strahlung den Hohlraum durch die winzige Öffnung wieder verlässt, zeigt eine Analyse ihres Spektrums, dass die Intensität nur von der Temperatur des Hohlraumes abhängt. Deshalb wird diese auch als Hohlraum- oder thermische Strahlung bezeichnet. Beschrieben wird sie durch die Planck'sche Strahlungsformel,

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1} \tag{2.1}$$

wobei $T$ die Temperatur und $h$ das Planck'sche Wirkungsquantum ist. Für ein thermisches Spektrum lässt sich aus der Position des Maximums die entsprechende Temperatur mit dem Wien'schen Verschiebungsgesetz, das aus der Planck'schen Strahlungformel abgeleitet werden kann, ausrechnen.

$$E_{\mathrm{peak}}[\mathrm{keV}] = h\nu_{\max} = 2.82kT \approx 4.28\cdot 10^{-7}\cdot T[\mathrm{K}] \tag{2.2}$$

Hieran ist leicht zu erkennen, dass Objekte, die thermische Röntgenstrahlung (0.1–50 keV) aussenden, eine Temperatur von einigen Millionen Grad besitzen.

### 2.1.2 Synchrotronstrahlung

Synchrotronstrahlung entsteht bei der Bewegung von Elektronen in einem Magnetfeld, deswegen wird sie auch als magnetische Bremsstrahlung bezeichnet. Durch die Lorentzkraft, die immer senkrecht zur Bewegungsrichtung und zum Magnetfeld steht, werden geladene Teilchen auf eine gekrümmte Bahn gezwungen. Da jede gekrümmte Bahn eine Beschleunigungsbewegung darstellt, senden die Ladungen Strahlung aus.

In einem heißen Plasma nähert sich die Geschwindigkeit der Elektronen der Lichtgeschwindigkeit $c$ an, daher müssen relativistische Korrekturen berücksichtigt werden. Die Synchrotronstrahlung bildet ein Kontinuum aus, da die Elektronen nicht mehr nur bei einer Frequenz, wie im nicht-relativistischen Fall, sondern über einen Frequenzbereich Strahlung aussenden. Die Frequenz der emittierten Strahlung im Intensitätsmaximum berechnet sich aus

$$\nu = 2\pi\frac{eB}{m_e c}\left(\frac{E}{m_e c^2}\right)^2 \tag{2.3}$$

Das beobachtete Spektrum hängt von der Magnetfeldstärke und der Energieverteilung der Elektronen ab. Als Energieverteilung der Elektronen wird ein sogenanntes Potenzgesetz

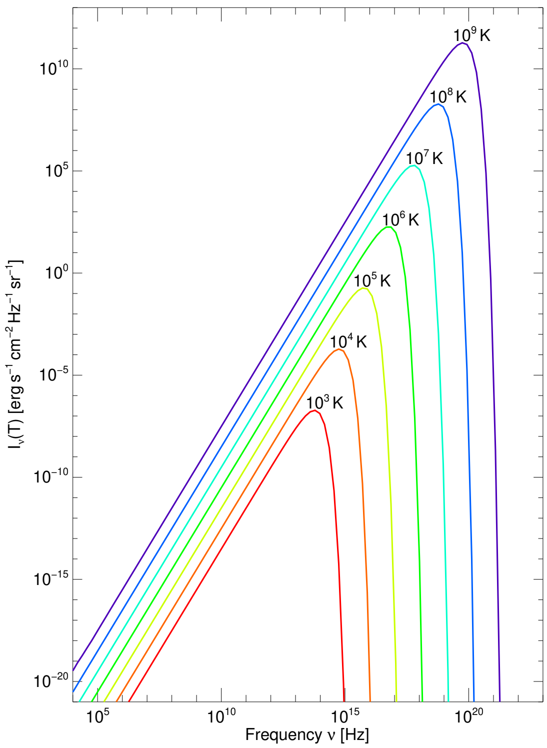



Abbildung 2.1: Thermische Spektren für verschiedene Temperaturen (Wilms 2001).

(Power-Law) angenommen, wie es z.B. in Schocks vorkommt, wenn die Elektronen untereinander nicht im thermischen Gleichgewicht sind. Das entstehende Synchrotronspektrum verhält sich nun auch wie ein Power-Law und wird beschrieben durch,

$$I(E) = \text{const.} \cdot E^{-\Gamma} \quad [\text{ph/cm}^2 \text{ s keV }] \quad , \tag{2.4}$$

wobei $\Gamma$ als Spektralindex (Photonindex) bezeichnet wird. Ein kleines $\Gamma$ bezeichnet ein hartes Spektrum, ein großes hingegen ein weiches Spektrum. Eine für Kalibrationen von Detektoren oft benutzte Quelle ist der Crab-Nebel, mit einem gemessenen Power-Law Index von $\Gamma \approx 2.1$. Im Umkehrschluss wird häufig angenommen, dass die Quelle Synchrotronstrahlung aussendet, wenn ein Power-Law Spektrum über einen großen Energiebereich gemessen wird.

Bei relativistischen Geschwindigkeiten wird die Abstrahlcharakteristik in die Bewegungsrichtung gebündelt (Forward Beaming). Für den Öffnungswinkel $\theta$ des Abstrahlkegels gilt: $\theta \propto \gamma^{-1}$, wobei $\gamma = \sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}$ der Gammafaktor ist. Ein Beobachter kann also die Synchrotronstrahlung nur beobachten, wenn der Strahlungskegel ihn passiert.

In der Theorie zeigt sich, dass bei einem gerichteten Magnetfeld polarisierte Synchrotronstrahlung entsteht. Bei Messungen an astronomischen Quellen wurde ein gewisser Grad an Polarisierung gefunden, der auf teilweise gerichtete Magnetfelder hindeutet. Aus dieser gemessenen Polarisierung lässt sich die Form und Richtung des Magnetfeldes zum Teil rekonstruieren.

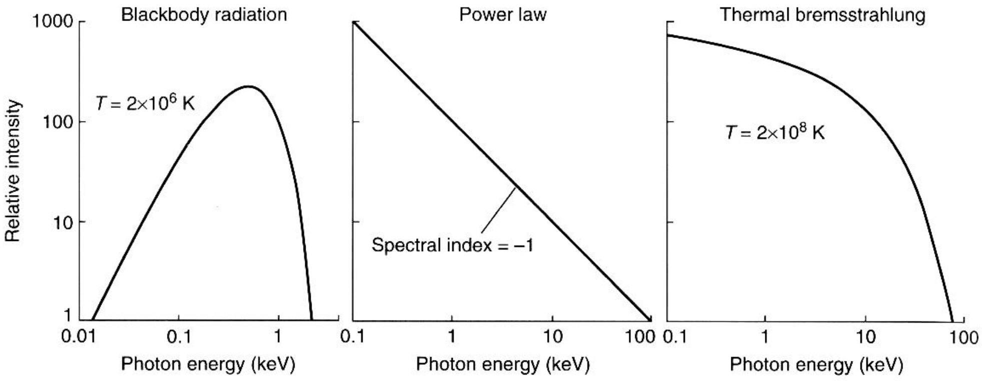



Abbildung 2.2: Spektren der drei grundlegenden Strahlungsprozesse (Charles & Seward 1995).

### 2.1.3 Zyklotronstrahlung

In extrem starken Magnetfeldern führen quantenmechanische Effekte dazu, dass sich Elektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien nicht mehr auf beliebigen Bahnen, sondern nur auf Bahnen bestimmter, also gequantelter Energien, bewegen können. Die erlaubten Energien $E_n$ heißen Landauniveaus,

$$E_n = m_\mathrm{e}c^2\sqrt{1+\left(\frac{p_z}{m_\mathrm{e}c^2}\right)^2+2n\frac{B}{B_\mathrm{crit}}} \tag{2.5}$$

wobei $p_z$ der Impuls der Elektronen parallel zum Magnetfeld ist. Diese Formel gilt allerdings nur unterhalb einer kritischen Magnetfeldstärke $\mathrm{B_{crit}} \approx 4.4\cdot 10^{13}\,\mathrm{G}$, da sonst relativistische Korrekturen angebracht werden müssen. Die Energie zwischen zwei Niveaus berechnet sich nach der sogenannten 12–$\mathrm{B}_{12}$-Regel:

$$E_n = n\frac{\hbar e}{m_e}B = n\cdot 11.6\,\mathrm{keV}\left(\frac{B}{10^{12}\mathrm{G}}\right) \quad . \tag{2.6}$$

Hieraus lässt sich direkt die Stärke eines Magnetfeldes, bei einer gemessen Energie, bestimmen. Die Anregung in ein höheres Niveau geschieht entweder durch Stöße, oder mit Hilfe von Photonen, die genau diese Energie besitzen. Da die Lebensdauer der Landauniveaus sehr kurz ist, regen diese sich, unter Aussendung eines Zyklotronphotons, sofort wieder ab. Aufgrund der kurzen freien Weglänge werden, bevor die Zyklotronphotonen das Emissionsgebiet verlassen können, sofort wieder neue Landauniveaus angeregt. Im Spektrum äußert sich dies durch die Zyklotronabsorptionslinien. Eine ausführlichere Darstellung findet sich bei Kuster (2003) und Kreykenbohm (2004).

### 2.1.4 Bremsstrahlung

Thermische Bremsstrahlung, die auch als frei-frei Strahlung bezeichnet wird, entsteht wenn ein geladenes Teilchen in einem elektrischen Feld abgelenkt wird, z.B. ein Elektron im Coulombfeld eines Atomkerns. Wird für die Elektronen in einem optisch dünnen Gas oder Plasma eine Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung zu Grunde gelegt, entsteht ein kontinuierliches, thermisches Bremsstrahlungsspektrum. Die maximale Energie im Spektrum tritt auf, wenn ein Elektron seine gesamte kinetische Energie in einem einzigen Wechselwirkungsprozess verliert. Die Intensität als Funktion der Energie verhält sich wie

$$I(E) \propto (kT)^{-1/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \tag{2.7}$$

und fällt bei höheren Energien exponentiell ab. Dies wird auch als "Exponential Cut Off" bezeichnet.

### 2.1.5 Fluoreszenz

Meist ist einem thermischen Bremsstrahlungsspektrum noch ein Linienspektrum mit charakteristischen Röntgenlinien überlagert. Dies entsteht, wenn ein hochenergetisches Photon auf ein Atom oder Ion trifft. Es kann, wenn seine Energie größer als die Bindungsenergie ist, ein gebundenes Elektron aus der Elektronenhülle herauslösen. Die Energie des Photons geht dabei in die Ionisationsenergie des Elektrons über und der Rest wird in kinetische Energie des Elektrons umgewandelt. Dies wird auch gebunden-frei Übergang bezeichnet. Die Lücke in der Elektronenkonfiguration kann auf mehrere Arten geschlossen werden. Eine Möglichkeit diese Lücke zu schließen besteht im Einfang eines freien Elektrons. Als Konkurrenzprozess tritt die Emission eines Auger-Elektrons auf. Dies geschieht, wenn ein Elektron aus einer äußeren Schale den freigeworden Platz einnimmt und das dabei freiwerdende Photon ein Elektron aus einer höheren Schale aus dem Atomverbund heraushebt. Zurück bleibt ein nun zweifach ionisiertes Atom. Als weitere Möglichkeit kann ein außen liegendes Elektron die Lücke auffüllen und die Energiedifferenz abstrahlen. Dieses entstandene Photon ist für jedes Element und jede Schalenkonfiguration eindeutig. Deshalb bezeichnet man diese abgestrahlten Photonen auch als charakteristische Strahlung. Die Photonen werden mit dem Schalenbuchstaben (K, L, M, ...) des freigewordenen Elektronenplatzes sowie mit einem Index $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ benannt, der angibt, aus welcher der darüberliegenden Schalen das Elektron stammt. Als Beispiel sei hier die astrophysikalisch wichtige 6.4 keV $K_\alpha$ Fluoreszenzlinie von neutralem Eisen angeführt.

### 2.1.6 Kernprozesse

Röntgenstrahlung kann auch durch einen inversen β-Zerfall (K-Schaleneinfang) erzeugt werden. Dabei wird eines der Elektronen der K-Schale, das eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Atomkern besitzt, mit einem Proton zu einem Neutron umgewandelt. Die Lücke in der K-Schale wird von einem Elektron aus einer darüberliegenden Schale aufgefüllt. Solch ein Prozess findet z.B. bei

$$^{55}_{26}\mathrm{Fe} \longrightarrow ^{55}_{25}\mathrm{Mn}^* + \nu_e \rightarrow ^{55}_{25}\mathrm{Mn} + h\nu \tag{2.8}$$

von radioaktivem Fe-55 statt, das eine der Quellen bei den Testmessungen am Institut darstellt. Die entstehende Strahlung hat zwei K-Linien ($K_\alpha$,$K_\beta$) bei 5.90 respektive 6.49 keV.

Ein weiteres Beispiel für Kernprozesse ist die 1809 keV Linie, die beim Kernzerfall von $^{26}$Al entsteht. Dies hat eine Halbwertszeit von ca. 1 Million Jahren und entsteht vorwiegend in massiven Sternen und wird über Sternwind oder Supernovae in das Interstellare Medium abgegeben (Diehl et al. 1998, 2003). Mit Hilfe dieser γ-Strahlung ist es möglich, die Entstehung von massiven Sternen über einen Zeitraum von mehreren Millionen Jahren zu studieren.

### 2.1.7 Comptonisierung

Bei der Comptonstreuung wird ein Photon an einem ruhenden Elektron gestreut. Das Photon verliert dabei Energie und ändert seinen Impuls, während das ruhende Elektron nun kinetische Energie gewonnen hat. Dieser Prozess wird im nicht-relativistischen Grenzfall durch

$$E_{\mathrm{final}} = \frac{E_{\mathrm{initial}}}{1 + \frac{E}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \tag{2.9}$$

beschrieben. Wird über den Streuwinkel θ für $E \ll m_e c^2$ gemittelt, so gilt:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx -\frac{E}{m_e c^2} \quad . \tag{2.10}$$

Für ein Photon der typischen 6.4 keV Fe-Linie ergibt sich dabei ein Energieübertrag von $\Delta E \approx 0.2$ keV (Wilms 1996).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für eine Streuung von einem Photon an einem Teilchen mit Masse $m$ ist proportional zu $m^{-2}$. Es kann aufgrund des Massenverhältnisses $m_p/m_e$ von Elektronen zu Protonen davon ausgegangen werden, dass Impuls nur von und auf die Elektronen übertragen wird. Bei einer hohen Temperatur $T_e$ des Elektronengases tritt der Fall ein, dass die Energie der Elektronen höher ist als die der Photonen. Sobald

$$E_{\mathrm{phot}} \lesssim 4kT_e \tag{2.11}$$

gilt, gewinnen die Photonen Energie bei den Stößen, während die Elektronen Energie verlieren. Dieser Vorgang ist die inverse Comptonstreuung und ein effektiver Prozess, um ein heißes Elektronengas oder Plasma abzukühlen. Wird ein Spektrum durch diesen Prozess dominiert, d.h. findet dieser Vorgang mehrmals hintereinander statt, bevor das Photon das heiße Plasma verlassen kann, wird von einem comptonisierten Spektrum oder Comptonisierung gesprochen. Dies lässt sich durch ein Power-Law mit einem exponentiellen Cut Off beschreiben. Die Photonen nehmen bei den Stößen mit dem heißen Elektronengas Energie auf und erreichen bei einem optisch dichten Plasma durch eine Vielzahl von Stößen Energien, die vergleichbar zur Plasmatemperatur sind.

Bei gesättigter Comptonisierung gehorchen die Photonen dem Wien'schen Gesetz ($h\nu > kT$) aus der Planck'schen Strahlungsformel und bilden einen Wienbuckel mit einem exponentiell abfallenden Spektrum aus. Dies wurde allerdings noch nicht an astronomischen Objekten beobachtet.

Auf exotischere Prozesse und Abwandlungen wie Synchrotron-Selbstcomptonstreuung, Synchrotron-Selbstabsorption usw. soll im Zuge dieser Arbeit nicht näher eingegangen werden.

## 2.2 Quellen der Röntgenstrahlung

Eine Auflistung von Röntgenquellen und ihrer typischen Eigenschaften wird im folgenden gegeben. Als Grundlage für diesen Abschnitts dienten, wenn nicht explizit angegeben Wilms (2002), Karttunen et al. (1996), Charles & Seward (1995) und Padmanabhan (2001). Eine genaue Beschreibung der einzelnen Quellen würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen und wahrscheinlich auch an den zahlreichen Sondertypen scheitern.

### 2.2.1 Galaktische Quellen

**Sterne** emittieren thermische Röntgenstrahlung, die hauptsächlich in ihrer heißen Korona entsteht. Die Röntgenleuchtkraft unserer Sonne ist mit $L_x \approx 10^{27}$ erg s$^{-1}$ ungefähr $10^6$ mal kleiner, als ihre Leuchtkraft im Optischen. Sterne, die einen späteren Spektraltyp als unsere Sonne (G2) haben, besitzen eine geringere Röntgenleuchtkraft, da diese an die Stärke des stellaren Magnetfeldes geknüpft ist. Das Magnetfeld heizt die Korona eines Sterns durch Schockwellen und Plasmainjektionen auf. Ein Stern verliert im Laufe seines Lebens Drehimpuls z.B. durch Sternwind und Koppelung an das Interstellare Medium, daher rotiert er mit zunehmenden Alter immer langsamer. Hempelmann et al. (1995) zeigten, dass die Röntgenleuchtkraft eines Sternes mit dem Alter abnimmt. Dies folgt aus der Tatsache, dass das Magnetfeld an die Rotation des Sternes gekoppelt ist und mit abnehmender Rotationsgeschwindigkeit ebenfalls abnimmt.

Eine andere Möglichkeit stellare Röntgenstrahlung zu erhalten sind O-Sterne, die einen sehr starken Sternwind abstrahlen ($\eta$ Carinae). Dabei entstehen Spektren mit vielen Emissionslinien, die aus der heißen Korona stammen.

**Röntgendoppelsterne** (High/Low Mass X-Ray Binaries) bezeichnen ein System aus zwei Sternen, die einen gemeinsamen Schwerpunkt umkreisen und von denen einer schon das Endstadium seiner Entwicklung erreicht hat und zu einem kompakten Objekt geworden ist. Abhängig von der Sternmasse am Ende der Entwicklung ist dies der Zustand eines Weißen Zwerges, eines Neutronensternes oder eines Schwarzen Lochs. Wenn die Restmasse des Sternes unter der Chandrasekhar Grenzmasse von $1.4\,M_\odot$ befindet, bildet sich ein Weißer Zwerg. Liegt die Restmasse des Stern oberhalb von $1.4\,M_\odot$ aber noch unterhalb des Oppenheimer-Volkov Limits ($\approx$ 3–4 $M_\odot$), entsteht ein Neutronenstern. Die Elektronen der Atomhülle können der Gravitation nicht mehr stabilisierend entgegen wirken. Durch den inversen β-Zerfall entstehen im Inneren des Sternes aus den Elektronen und den Protonen in den Atomkernen Neutronen. Der Entartungsdruck der Neutronen ist unterhalb der Oppenheimer-Volkov Grenze groß genug, um einen weiteren Kollaps der Materie zu verhindern. Bei einem Schwarzen Loch (BH - Black Hole) wird diese letzte Grenze überschritten, es gibt keine bekannte Möglichkeit mehr, der Gravitation entgegen zu wirken, der Stern kollabiert zu einer Singularität. Ein Schwarzes Loch lässt sich durch wenige Parameter, Drehimpuls $J$, Ladung $Q$ und Masse $M$ charakterisieren. Durch die Masse wird die Größe eines Schwarzen Loches, mit dem Schwarzschild Radius $r_s$

$$r_s = \frac{2GM}{c^2} \approx 3\frac{M}{M_\odot}[km] \tag{2.12}$$

beschrieben (Karttunen et al. 1996). Alles, was innerhalb dieses Radius stattfindet, bleibt für den Beobachter verborgen, da Informationen (Strahlung, Teilchen) eine Geschwindigkeit größer als $c$ haben müssten, um das Gravitationspotential überwinden zu können.

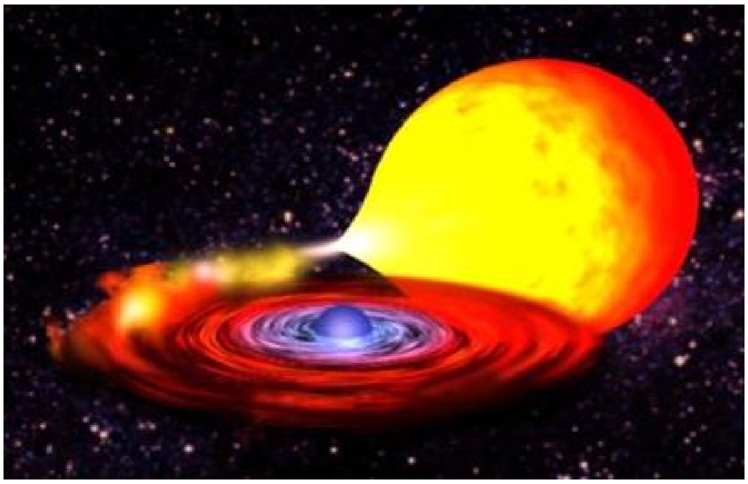


Abbildung 2.3: Künstlerische Darstellung eines Doppelsternsystems mit einem Masseüberstrom auf das kompakte Objekt (NASA HEASARC).

In einem Röntgendoppelsternsystem wird aufgrund eines Massenüberstromes vom Begleitstern auf das kompakte Objekt Energie frei, die größtenteils in Form von Röntgenstrahlung abgegeben wird. Dieser Vorgang wird als Akkretion bezeichnet und ist einer der effizientesten Energieumwandlungsprozesse. Die Energiefreisetzung, durch Umwandlung von potentieller Energie in Strahlungsenergie, ist bei Akkretion von einer Testmasse $m$ auf ein Objekt mit Radius $r$ und der Masse $M$ gegeben durch:

$$\Delta E = \frac{GmM}{R} \tag{2.13}$$

Beispielsweise setzt Akkretion von 1 Gramm Materie auf eine Objekt mit 10 km Radius und $1\mathrm{M}_\odot$ $10^{20}$ erg frei. Dagegen ergibt die Kernfusion von 1 Gramm Wasserstoff zu Helium lediglich $\simeq 10^{18}$ erg.

Die drei am weitesten verbreiteten Akkretionsmechanismen sind:

1. **Roche Lobe Overflow**
   Das Roche-Potential ist im mitrotierenden Koordinatensystem gegeben durch die Summe aus Gravitationspotential und Zentrifugalpotential.

$$\Phi(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{|\vec{r}-\vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r}-\vec{r}_2|} - \frac{1}{2}\left(\vec{\omega}\times\vec{r}\right)^2 \tag{2.14}$$

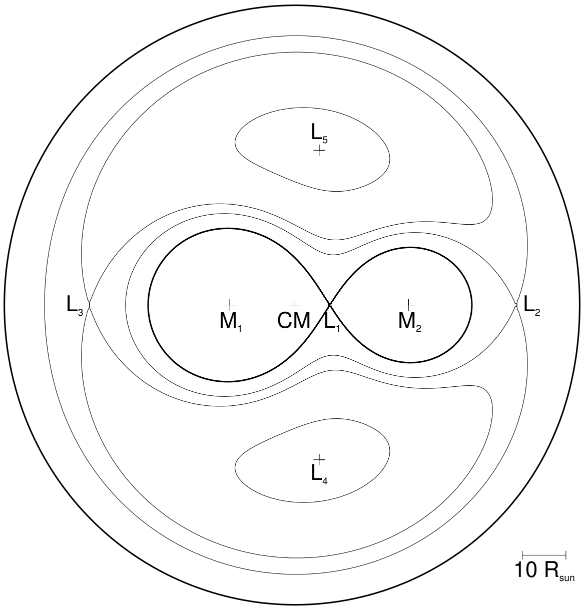



Abbildung 2.4: Roche Potential für Sterne mit einem Massenverhältnis von 5:1 (Wilms 1996).

Füllt der Begleitstern irgendwann im Laufe seiner Entwicklung das Roche-Volumen aus, strömt Gas über den inneren Lagrangepunkt L1 zum kompakten Objekt über. Es bildet sich eine Akkretionsscheibe aus, innerhalb welcher der Drehimpuls des überströmenden Gases abgebaut wird. Die Materie sammelt sich in Orbits mit dem Radien

$$r_{\text{circ}} = \frac{J^2}{GM_x} \tag{2.15}$$

an, die vom Drehimpuls $J$ der Materie und der Masse $M_x$ des kompakten Objekts abhängen. In der Akkretionsscheibe, die typischerweise eine Ausdehnung zwischen $10^5$–$10^7$ km hat und abhängig ist vom Abstand zwischen Begleiter und kompakten Objekt, sowie von der Massenakkretionsrate, bewegt sich die Materie auf Keplerbahnen. Ist $r_{\text{circ}}$ größer als der Radius des kompakten Objektes muss zuerst Drehimpuls abgegeben werden, bevor Materie akkretiert werden kann (Lewin et al. 1995). Der Abbau des Drehimpulses kann nicht alleine durch Viskosität zwischen den Atomen/Ionen erklärt werden. Eine Möglichkeit dies zu realisieren sind magnetische Turbulenzen im Plasma, die den Drehimpuls effektiv nach außen transportieren können. Die Akkretionsscheibe wird durch die freiwerdende Energie auf Temperaturen von bis zu $10^7$ K aufgeheizt und gibt somit thermische Strahlung im Röntgenbereich ab.

2. **Windakkretion**
   In Systemen, wie z.B. Vela X-1, bei denen der Begleitstern ein O- oder B-Stern ist, tritt Windakkretion auf. Durch ihren Aufbau, bei dem die in ihrem Inneren entstehende Strahlung in der Sternhülle stark absorbiert wird, bildet sich bei O- und B-Sternen ein sehr starker Sternwind aus, der $\dot{M} \simeq 10^{-10}$–$10^{-6} M_\odot\ a^{-1}$ abbläst. Sie strahlen meist nahe dem Eddington-Limit, bei dem sich Gravitation und Strahlungsdruck an der Oberfläche des Sterns gerade noch die Waage halten. Nähert man an, dass der Begleitstern diese Materie isotrop abstrahlt, so kann ein kompaktes Objekt wie ein BH oder NS immer noch genug Materie akkretieren, um selbst am Eddington-Limit zu strahlen. Dazu wird, aufgrund der großen Effizienz, lediglich eine Massentransferrate von $10^{-9}\ M_\odot\ a^{-1}$ benötigt. Da das Gas im Sternwind nur einen kleinen Drehimpuls hat, ist die in 2.15 genannte Bedingung für Windakkretion meist schon erfüllt, wenn das Material aus dem Wind in das Gravitationspotential des kompakten Objekts fällt. Deswegen bildet sich bei Windakkretion, wenn überhaupt, nur eine relativ kleine Akkretionsscheibe aus. Die Windakkretion wurde von Bondi und Hoyle (Bondi & Hoyle 1944) prognostiziert, nach denen sie auch benannt wurde.

3. **Be-Sterne**
   Ein Be-Stern (Spektraltyp O9–B2) bildet an seinem Äquator aufgrund seiner hohen Rotationsgeschwindigkeit einen Wulst aus. Im Spektrum können Emissionslinien aus der Scheibe (e→ Emission) erkannt werden. Liegt die Bahn des kompakten Objektes so eng an diesem Stern, dass es auf seiner Bahn um den gemeinsamen Schwerpunkt diese Scheibe berührt oder durchstößt, kann es Material akkretieren. Ein typisches Beispiel für ein Be-System ist A0535+26. In Abhängigkeit von der Masse und dem Drehimpuls der angesammelten Materie

kann sich eine Akkretionsscheibe ausbilden. Es wird auch von Transients gesprochen, da diese Quellen, im Vergleich zu Persistents, nicht immer zu sehen sind. Dies liegt sowohl an der instabilen Scheibe des Be-Sternes, die Schwankungen unterworfen ist, als auch am exzentrischen Orbit des kompakten Objekts um den Begleitstern (Wilms 2002).

Das beobachtbare Spektrum von Röntgendoppelsternen setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen, die aus unterschiedlichen Regionen kommen. Dies ist stern- und modellabhängig. Typischerweise stammen die weichen Photonen ($\sim 0.5$–$1\,\mathrm{keV}$) aus Bremsstrahlungsprozessen nahe der Oberfläche des kompakten Objektes oder aus selbstabsorbierten Zyklotronemissionen, je nach Stärke des Magnetfeldes und der Massenakkretionsrate (Psaltis et al. 1995). Die weichen Photonen werden dann in einer vorhandenen heißen Korona zu höheren Energien hin comptonisiert. Der thermische Anteil des Spektrums entsteht bei Schwarzen Löchern in der Akkretionsscheibe. In Röntgendoppelsternsystemen mit einem Neutronenstern als kompaktes Objekt, dominiert die thermische Strahlung des Hot Spots über die Akkretionsscheibe. Der Hot Spot entsteht dort, wo die einfallende Materie auf die Neutronensternoberfläche trifft.

Ab einem Radius $\mathrm{r_{in}}$ wird die Materie, durch das Magnetfeld des Neutronensternes oder durch Strahlungsdruck, in der Keplerbewegung um das kompakte Objekt gestört und erhält eine größere radiale Geschwindigkeit. Der Radius, ab dem das Magnetfeld die Scheibenbewegung dominiert, wird Alfvénradius genannt und ist definiert als

$$P_{\mathrm{ram}} = P_{\mathrm{mag}} \tag{2.16}$$

bei dem der Staudruck der einfallenden Materie gleich dem magnetischen Druck ist. Für kugelsymmetrische Massenakkretion und freien Fall der Materie ergibt sich:

$$r_{\mathrm{Alfvén}} = \left(\frac{8\pi^2}{G}\right)^{1/7} \left(\frac{R^{12}B^4}{M\dot{M}^2}\right)^{1/7} \tag{2.17}$$

(Wilms 2002). Bei einem Neutronenstern mit einem sehr starken Magnetfeld $B = 10^{12}\,\mathrm{G}$, $M = 1.4\,\mathrm{M}_\odot$, $R = 10\,\mathrm{km}$ und einer Akkretionsrate von $\dot{M} = 10^{-8}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{a}^{-1}$, liefert die oben genannte Formel einen Alfvénradius von $r_{\mathrm{Alfvén}} \sim 3500\,\mathrm{km}$. Ist die Magnetfeldstärke $\approx 10^7$–$10^8\,\mathrm{G}$, wird die Materie näher an der Sternoberfläche aus der Scheibe entlang der Magnetfeldlinien auf die magnetischen Pole des Neutronensterns geführt. Bei Magnetfeldern mit $\approx 10^9$–$10^{10}\,\mathrm{G}$ geschieht dies schon bei einem Abstand von einigen Sternradien (Miller et al. 1998). Der Alfvénradius hängt für typische Neutronensternparameter hauptsächlich von der Akkretionsrate ab (Lewin et al. 1995). Der Korotationsradius $r_{\mathrm{co}}$ ist definiert als der Radius, an dem die Winkelgeschwindigkeit der Magnetosphäre der Geschwindigkeit des Gases im Keplerorbit entspricht:

$$r_{\mathrm{co}} = \left(\frac{GMP_{\mathrm{spin}}^2}{4\pi^2}\right)^{1/3} \tag{2.18}$$

$P_{\mathrm{spin}}$ ist hier die Rotationsperiode des Neutronensterns. Koppelt die Materie in der Akkretionsscheibe beim Alfvénradius an das Magnetfeld des Neutronensterns an, übt sie ein Drehmoment aus. Damit das übertragene Drehmoment zu einer Beschleunigung (Spin Up) des Neutronensterns führt, muss der Korotationsradius größer als der Alfénradius sein. Ist dies nicht der Fall bewirkt der Drehimpuls, dass der Neutronenstern abgebremst (Spin Down) wird (Kuster 2003).

Prinzipiell wird zwischen zwei Klassen von XRBs unterschieden, je nach Masse des Begleitsternes.

- **High Mass X-Ray Binaries** (HMXBs) definieren sich dadurch, dass der Begleitstern eine Masse $\mathrm{M}{>}10\,\mathrm{M}_{\odot}$ hat. Vela X-1 wird z.B. der Klasse der HMBXs zugeordnet, da der Begleiter eine Masse von $23\,\mathrm{M}_{\odot}$ hat. Durch die große Masse des Begleiters und der sich daraus ergebenden schnellen Entwicklung (10-50 Millionen Jahre) handelt es sich bei HMXBs um ein, astronomisch betrachtet, junges System. Das optische Spektrum wird vom heißen O- oder B-Stern dominiert. HMXBs mit Windakkretion haben eine Leuchtkraft von typischerweise $\approx 10^{36}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}$ (Lewin et al. 1995). Diese nimmt aber in einer späteren Entwicklungsphase zu, wenn ein Roche-Lobe-Overflow stattfindet. Handelt es sich bei dem kompakten Objekt um einen magnetisierten Neutronenstern, so kann das akkretierte Material nicht direkt auf ihn stürzen, sondern wird entlang der Magnetfeldlinien auf die magnetischen Pole beschleunigt.

  In der Polregion führen die extrem starken Magnetfeldern zu Zyklotronabsorptionslinien (siehe Abs. 2.1.3). Mit deren Hilfe lässt sich direkt die Stärke des Magnetfeldes eines Neutronensterns bestimmen. Trümper et al. (1978) zeigten dies in ersten Messungen an Her X-1. Eine ausführlichere Darstellung zu diesem Thema findet sich unter anderem in den Arbeiten von Kreykenbohm (2004) und Kretschmar (1996).

  Ein HMXB kann auch als Begleiter einen Be-Stern haben und Material auf die obengenannte Art akkretieren.
- **Low Mass X-Ray Binaries** haben einen Begleiter des Spektraltyps A oder später, was bedeutet, dass er eine Masse $M < 1.2\,\mathrm{M}_{\odot}$ hat. Die Entwicklung eines solchen Systems, bis Materie auf das kompakte Objekt überströmen kann, dauert lange, da kein bedeutender Sternwind existiert. Für eine Akkretion muss der Begleitstern zuerst seinen Roche-Lobe ausfüllen, was erst in einer späten Entwicklungsphase nach dem Verlassen der Hauptreihe ($\approx 10$ Mrd. Jahre) möglich ist. Da der Vorgängerstern des kompakten Objektes, sich durch seine größere Masse schneller entwickelt hat als der Begleitstern, wurde im kompakten Objekt das Magnetfeld bereits zum Teil abgebaut. Ein LMXB besitzt daher ein schwächeres Magnetfeld als ein HMXB. Die Illumination des Begleitsterns durch die Röntgenstrahlung führt zu einem Hot Spot auf der dem kompakten Objekt zugewandten Seite. Durch die höheren Temperaturen können Übergänge angeregt werden, die einem heißeren Spektraltyp entsprechen. So kann aus einem kühlen K-Stern an den beleuchteten Stellen das Spektrum eines B-Sterns entstehen.

Der Effekt des X-Ray Heating ist bei den schon heißen O- und B-Begleitsternen von HMXBs nicht beobachtbar.

### 2.2.2 Extragalaktische Quellen

**AGN**, Active Galactic Nuclei, sind Kernregionen von aktiven Galaxien. Diese sind dadurch definiert, dass ihre Leuchtkraft die Summe der Leuchtkräfte ihrer Sterne übersteigt. Typische Leuchtkräfte liegen im Bereich von $10^{45}$ erg $s^{-1}$ und kommen aus einem räumlich eng begrenzten Bereich im Zentrum der Galaxie. AGNs kommen in einer Vielzahl von Unterarten vor, die durch das Unified Model (Urry & Padovani 1995, und die darin genannte Literatur) erklärt werden. Im Zentrum sitzt ein Supermassives Schwarzes Loch (SMBH) mit $M \approx 10^{7-9}\,M_{\odot}$, das umgeben ist von Gaswolken mit verschiedenen Geschwindigkeiten, sowie einem Staubtorus. Je nach Blickwinkel werden bestimmte Regionen verdeckt oder offengelegt, wodurch sich unterschiedlichste Spektren ergeben können.

**Galaxiencluster**, die größten gravitativ gebundenen Objekte, zeigen ein thermisches Bremsstrahlungsspektrum mit einer Gastemperatur von $10^{7-8}$ K, und $K_{\alpha}$- Emissionslinien von hochionisierten Metallen. Die Röntgenleuchtkraft beträgt $\approx 10^{42-45}$ erg $s^{-1}$ und wurde zuerst vom Röntgensatelliten *UHURU* beobachtet. Die Stärke der Emission ist korreliert mit der Dichte des Gases. Eine Vermutung besagt, dass die hohen Temperaturen im Inneren der Galaxiencluster durch Cooling Flows erzeugt werden. Diese “Kühlflüsse” entstehen, wenn das heiße Gas im Zentrum des Clusters durch Abstrahlung Energie verliert. Das Gas kühlt ab, der Strahlungsdruck sinkt und das Gas verdichtet sich im Gravitationspotential. Da die Emission $\propto n^2$ ( $n$ ist die Anzahldichte der Elektronen) steigt die Emission an Strahlung, je dichter das Gas wird. Damit wird eine Kettenreaktion in Gang gesetzt, da kaltes Gas von außen in das tiefere Gravitationspotential fällt und hierbei potentielle Energie in thermische und Strahlungsenergie umwandelt.

## 2.3 Fast X-Ray Timing

Bei Fast Timing Untersuchungen werden Quellen mit größtmöglichster Zeitauflösung beobachtet, um Informationen über sich zeitlich schnell ändernde Phänomene zu erhalten. Über die Dauer einer Änderung, z.B. der Intensität einer Quelle, lassen sich Rückschlüsse auf die Größe der Region gewinnen, aus der die detektierte Strahlung stammt. Ein wichtiges Hilfsmittel bei der Untersuchung von zeitlich variablen Quellen ist das Periodogramm, das auch als Power Spectral Density (PSD) bezeichnet wird. Das PSD ist definiert als das Betragsquadrat der Fourier-Transformierten der Lichtkurve. Es gibt somit an, welche Frequenz mit welcher Stärke zu der Variabilität der Lichtkurve beiträgt. *EXOSAT* Daten zeigten für LMXBs im Periodogramm (PSD), einen breiten Peak bei kleinen Frequenzen. Diese als quasiperiodischen Oszillationen (QPO) bezeichneten Peaks lassen sich durch breite Lorentzkurven mit einer Peakfrequenz $\nu$, einer Breite $\lambda$ und dem Verhältnis aus der Fläche unter dem Peak zur Varianz des QPO Signals beschreiben. Um einen QPO Peak als solchen zu bewerten, wird im Allgemeinen gefordert, dass für ein lokales Maximum der Gütefaktor $Q = \nu/\lambda > 2$ ist. Die Varianz wird meist als rms-Amplitude (Root Mean Square) angegeben, die das gemittelte Signal (Fläche unter der Kurve) als Bruchteil der Zählrate ausdrückt. Eine ausführliche Darstellung findet sich in van der Klis (1989), van der Klis (2000) und den darin angegebenen Referenzen, sowie in Pottschmidt (2002). Mit dem *Rossi X-Ray Timing Explorer* (*RXTE*) der NASA sind Beobachtungen mit einer zeitlichen Auflösung im $\mu$s-Bereich möglich.

90 % der thermischen Röntgenstrahlung entsteht bei einem kompakten Objekt mit 10 km Radius in den inneren $\sim$ 100 km der Akkretionsscheibe und wenn vorhanden auf der Oberfläche des Neutronsterns (van der Klis 2000). Materie in der Nähe eines starken Gravitationspotentials bewegt sich mit einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von $\sim 0.5c$. Die Zeit, in der Materie sich durch den strahlungserzeugenden Bereich bewegt, liegt für einen Neutronenstern mit $r = 10$ km und $M = 1.4\,\mathrm{M}_\odot$ bei

$$t = \left(\frac{r^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}} \sim 0.1\,\mathrm{ms}. \tag{2.19}$$

Mit milli- und submillisekunden Auflösung werden die Akkretionsprozesse nahe am kompakten Objekt beobachtet. Variationen auf diesen Zeitskalen lassen Schlüsse auf die Materie in der Scheibe, den Spin der Neutronensterne und auf Oszillationen in der Scheibe zu. Da die Röntgenstrahlung von Neutronensternen und Schwarzen Löchern am inneren Rand der Akkretionsscheibe und an den Polen des Magnetfeldes des Neutronensterns entsteht, können aus ihrer Untersuchung verschiedene Rückschlüsse auf Bewegungen der Materie in extremen Gravitationspotentialen und auf Effekte der allgemeinen Relativitätstheorie, wie Frame Dragging, gezogen werden. Ebenso können die Zustandsgleichungen von dichter Materie im starken Gravitationspotential von Neutronensternen und Schwarzen Löchern getestet werden. Es können Bereiche, in denen kein stabiler Orbit möglich ist, vermessen werden. Die wichtigsten Erkenntnisse über millisekunden Variationen sind die Entdeckung von millisekunden Pulsationen, Burst Oszillationen und kHz quasiperiodischen Oszillationen. Die nachfolgende ausführlichere Auflistung orientiert sich an van der Klis (2000).

### 2.3.1 Millisekunden Pulsationen

Millisekunden Pulsationen von akkretierenden Neutronensternen wurden vor ca. 20 Jahren von der Magnetospheric Disk Accretion Theory vorhergesagt und mit *RXTE* im April 1998 zum ersten Mal im System SAX J1808.4−3658 von Wijnands & van der Klis (1998) beobachtet. Die gemessene Frequenz von 401 Hz korrespondiert mit einer Periode von 2.5 ms. Die transiente Quelle wurde schon 1996 von in't Zand et al. (1998) während eines Röntgenbursts beobachtet.

Damit ein Neutronenstern in einem XRB im ms-Bereich (sonst typisch s-Bereich) rotieren kann, muss er ein vergleichsweise schwaches Magnetfeld ($10^8$ G) haben. Die mitrotie-

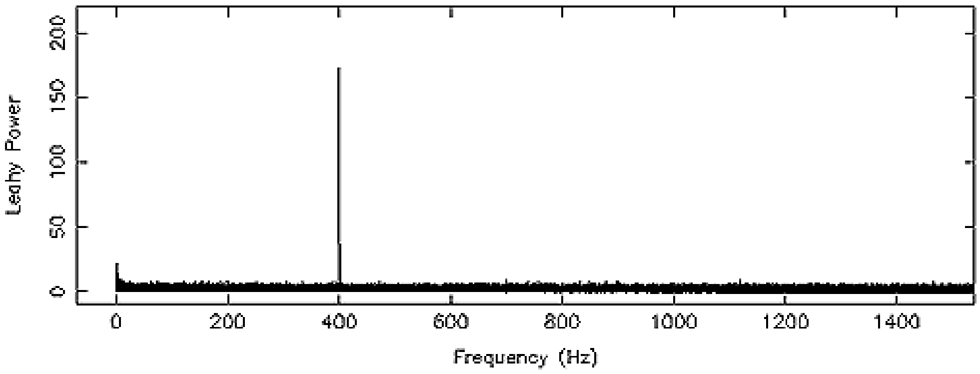



Abbildung 2.5: Das Power Spektrum von SAX J1808.4−3658. Die ms-Pulsation ist eindeutig erkennbar, ebenso das Fehlen von Oberschwingungen (Wijnands & van der Klis 1998).

rende Magnetosphäre mit Radius $r_\mathrm{m}$ würde sonst den Korotationsradius $r_\mathrm{c}$, bei dem die Umlaufzeit der Materie in der Akkretionscheibe der des Spins des NS entspricht, übersteigen. Somit könnte die Materie das Zentrifugalpotential nicht überwinden und Drehimpuls auf den Neutronenstern übertragen und ihn so beschleunigen. Wijnands & van der Klis (1998) haben für SAX J1808.4−3658 einen Magnetosphären Radius $r_m = 31\,\mathrm{km}$ und ein Magnetfeld von $2\text{–}6 \cdot 10^8$ G bestimmt. Der Radius des Neutronensterns muss also kleiner sein als $r_\mathrm{m}$, da die gemessenen Pulsationen sonst nicht entstehen könnten. Ford (1999) zeigt, dass die Pulsphase mit steigender Photonenenergie früher einsetzt. Es tritt eine Verschiebung von $20\,\mu$s bei 3.5 keV bis zu $200\,\mu$s zwischen 10–25 keV (Cui et al. 1998) auf. Dies lässt sich durch die Dopplerverschiebung der energiereicheren Strahlung aus den heißen Stellen auf dem Pulsar erklären.

### 2.3.2 Burst Oszillationen

Röntgenburster sind eine Unterart von LMXB bei denen der Wasserstoff, der vom Begleitstern akkretiert wird, langsam auf der Oberfläche des NS zu Helium fusioniert wird (Wilms 2002). Wenn eine kritische Heliummasse erreicht ist, findet eine thermonukleare Explosion statt, bei der das Helium schlagartig entzündet wird. Dabei leuchtet ein Heliumflash auf. Dabei werden große Mengen an Energie frei, die durch ein thermisches Röntgenspektrum charakterisiert sind. Die Lichtkurve steigt innerhalb von 1 s auf ihr Maximum, um dann innerhalb von 10–100 s exponentiell abzufallen, wenn sich der Neutronenstern wieder auf seine normale Temperatur abkühlt. Die Energie, die während eines Bursts emittiert wird, liegt bei $10^{39\text{–}40}$ erg. Oszillationen bei Röntgenausbrüchen wurden zum ersten Mal von Strohmayer et al. (1996) in der Quelle 4U 1728−34 beobachtet und dabei eine mittlere Frequenz von $\nu_\mathrm{burst} = 363$ Hz bestimmt. Eine weitverbreitete Erklärung für die gemessenen Oszillationen ist, dass die thermonukleare Explosion an einem Punkt beginnt und sich dann

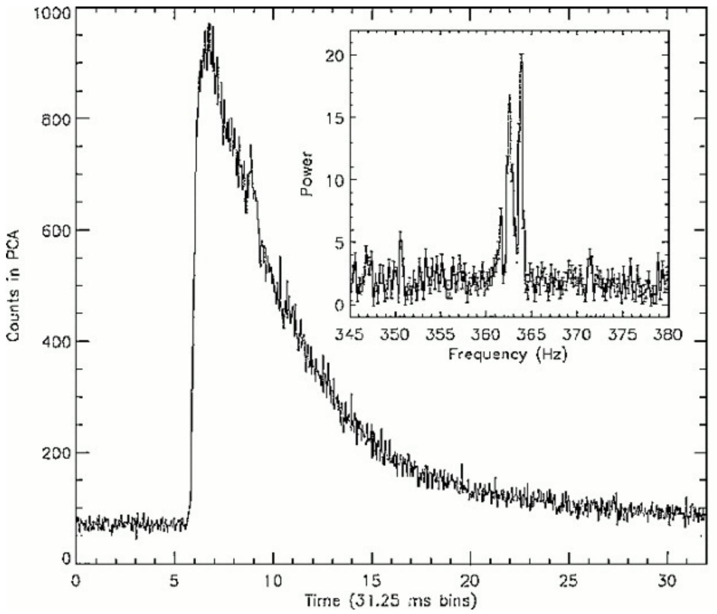



Abbildung 2.6: Die Abbildung zeigt das Burst Profil von 4U 1728−34, sowie das PSD mit den driftenden Oszillationen (Strohmayer et al. 1996).

mit einer Schockfront über den ganzen Neutronenstern ausbreitet. Durch die anisotrope Ausbreitung der Explosionsfront bilden sich Hot Spots, die in der um 5–50 m expandierten Atmosphäre des Neutronensterns rotieren. Die Drehimpulserhaltung führt dazu, dass die ausgedehnte Atmosphäre langsamer rotiert als der Neutronenstern selbst. Der Anstieg in der gemessenen Rotationsfrequenz bei 4U 1728−34 von 362.5 auf 363.9 Hz während des Röntgenausbruchs entsteht beim langsamen Absinken der expandierten Atmosphäre zurück auf den Neutronenstern. Die rms-Amplituden für die gemessenen Oszillationen werden ausgedrückt als Anteil am Burstfluss, der definiert ist als Gesamtfluss abzüglich des Flusses vor dem Burst. Die Amplituden der Burst Oszillationen liegen zwischen $\sim 50\%$ rms zu Beginn des Ausbruch und bei $\sim 2$–$20\%$ in der Abklingphase (van der Klis 2000). Je größer der gemessene maximale Fluss während eines Ausbruchs ist, desto länger ist die Zeit bis zum nächsten Ausbruch. Es wird angenommen, dass mehr Helium fusioniert wird wenn der Fluss größer ist, deshalb dauert es umso länger bis die Heliumschale wieder die kritische Dichte erreicht (Lewin et al. 1995).

### 2.3.3 kHz quasiperiodische Oszillationen

Kurz nach dem Start von *RXTE* wurden von van der Klis et al. (1996) in Sco X-1 und von Strohmayer et al. (1996) in 4U 1728−34 die ersten Peaks von quasiperiodischen Oszillationen im kHz-Bereich gefunden. Mittlerweile wurden diese Oszillationen in über 20 Quellen

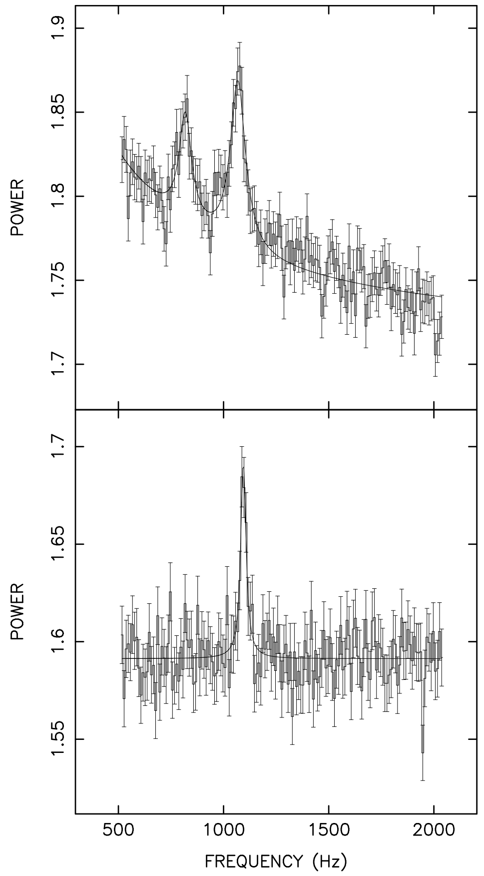



Abbildung 2.7: Die ersten kHz Peaks in Sco X-1 bei zwei unterschiedlichen Beobachtungen. Abweichungen von der Leahy Normierung sind Totzeiteffekte der Detektoren auf *RXTE*. **Oben**: QPOs bei 800 und 1100 Hz **Unten**: enge QPO bei 1100 Hz (van der Klis et al. 1996).

gefunden. Es handelt sich bei allen bekannten Systemen um LMXBs mit einem Neutronenstern als kompaktes Objekt, der ein schwaches Magnetfeld besitzt. Die gemessenen Frequenzen liegen in einem Bereich von 300–1300 Hz, mit Doppelspitzen, die einen Abstand von ungefähr 300 Hz haben. Die Frequenzen der kHz QPOs sind von verschiedenen Faktoren abhängig. Es besteht ein Zusammenhang zwischen dem Anstieg des Röntgenflusses und einer Verschiebung der Peaks zu höheren Frequenzen hin (van der Klis 2000), wobei die Details vom Typ des LMXB abhängen.

Es wird hauptsächlich in Atoll- und Z-Quellen unterschieden je nach Form der Spur, die sie im Röntgen Farb-Farb- oder im Hardness-Intensity Diagramm, auf Zeitskalen von Stunden und Tagen hinterlassen. Z-Quellen zählen zu den leuchtstärksten LMXBs mit Röntgenleuchtkräften nahe der Eddingtonleuchtkraft $L_{Edd}$. Atoll-Quellen besitzen im “Banana”-Zustand (siehe Abb. 2.8) eine Leuchtkraft von 1–20% $L_{Edd}$, im “Island”-Zustand ist der

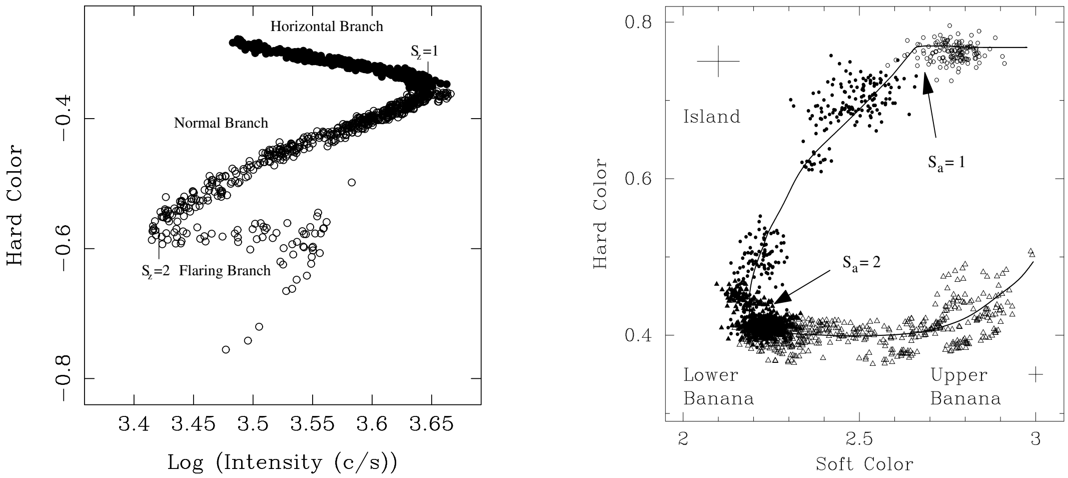



Abbildung 2.8: Röntgen Farb-Farb Diagramme. Die “abgeleitete” Akkretionsrate nimmt mit steigendem Kurvenparameter $S$ zu. Soft Color ist definiert als 3.5–6.4/(2.0–3.5) keV, Hard Color als 9.7-16.0/(6.4-9.7) keV. Detektionen von kHz QPOs sind mit ausgefüllten Kreisen dargestellt. **Links**: Z-Quelle GX 340+0 (van der Klis 2000 nach Jonker et al. 2000). **Rechts**: Atoll-Quelle 4U 1608−52 (Méndez et al. 1999).

Fluss noch geringer (van der Klis 2000). Die Eigenschaften an den unterschiedlichen Positionen im Farb-Farb Diagramm können für Atoll- und Z-Quellen durch die “abgeleitete” Massenakkretionsrate (Inferred Accretion Rate) beschrieben werden. Eine ausführlichere Darstellung von Atoll- und Z-Quellen findet sich in Hasinger & van der Klis (1989) und Lewin et al. (1995). Wenn sich die Quelle bei steigender Akkretionsrate $\dot{M}$, die mit der Röntgenleuchtkraft verknüpft ist, durch das Farb-Farb Diagramm bewegt, wird auch ein Anstieg in der Peakfrequenz beobachtet. Die gemessenen Frequenzen sind nicht direkt von der Röntgenleuchtkraft, sondern vom Unterschied zwischen durchschnittlicher und aktueller Leuchtkraft abhängig (Zhang et al. 1997). Die relativen rms-Amplituden der QPOs in Atoll Quellen liegt bei $\sim 15\,\%$ der Gesamtzählrate im 2–60 keV Energieband. Hingegen liegen die rms-Amplituden für Z-Quellen bei typischerweise $\sim 1\,\%$ (Miller et al. 1998).

Es existieren zahlreiche Modelle (Beat-Frequency Models), die alle darauf beruhen, dass ein heißer Klumpen Materie in der Akkretionsscheibe die Modulation in der Lichtkurve verursacht. Magnetturbulenzen oder differentielle Abkühlung können Dichteschwankungen erzeugen, die zu den Klumpen führen. Die höhere Frequenz wird in diesen Modellen mit der Frequenz $\nu_{\rm orbit}$ identifiziert, die Materie an einer bestimmten Stelle der Scheibe beim Umlauf um den Neutronenstern besitzt. Die untere Frequenz $\nu$ ist die Wechselwirkungsfrequenz $\nu_{\rm beat} = \nu_{\rm orbit} - \nu_{\rm spin}$ zwischen der Orbitalperiode $\nu_{\rm orbit}$ und dem Spin des Neutronensterns $\nu_{\rm spin}$. Die daraus bestimmte Spinfrequenz $\nu_{\rm spin}$ entspricht bei Röntgenburstern ungefähr der Burstfrequenz $\nu_{\rm burst}$, siehe Abschnitt 2.3.2. Da der Abstand der beiden Peaks, der der Spinfrequenz $\nu_{\rm spin}$ zugeordnet wird, sich zeitlich ändert (van der Klis et al. 1996), wurden Modelle entworfen, um diese Schwankungen zu erklären. Für eine ausführlichere Darstellung sei auf van der Klis (2000) und die darin zitierten Quellen verwiesen.

Mit Hilfe dieser gemessenen Frequenzen kann nun versucht werden, Aussagen über die Größe des Innermost Stable Circular Orbit (ISCO) zu treffen, um damit den Radius und die Masse eines Neutronensterns zu begrenzen. Mit der Schwarzschild-Metrik für nicht rotierende, sphärisch symmetrische NS/BH, lässt sich der Radius des ISCO ausrechnen mit $R_{\mathrm{ISCO}} = 6GM/c^2 \approx 12.5 m_{1.4}$ km, wobei in $m_{1.4}$ die Masse in Einheiten von $1.4\,\mathrm{M}_\odot$ eingeht. Der Radius, mit dem sich Materie um einen Neutronenstern mit einer Frequenz von $\nu_{\mathrm{orbit}}$ bewegt, ist gegeben durch

$$r_{\mathrm{orbit}} = \left(\frac{GM}{4\pi^2 \nu_{\mathrm{orbit}}}\right)^{\frac{1}{3}} \approx 15\,\mathrm{km} \left(\frac{\nu_{\mathrm{orbit}}}{1200\,\mathrm{Hz}}\right)^{-\frac{2}{3}} m_{1.4}^{1/3} \tag{2.20}$$

Rotation beeinflusst die Struktur eines Sterns, seine Zustandsgleichung (EOS) und die Raumzeit, die ihn umgibt. Um diese Einflüsse zu beschreiben, wird der dimensionslose Parameter $j = cJ/GM^2$ eingeführt. Für eine gegebene Frequenz liefert $j$ einen Wert abhängig von der Zustandsgleichung der Materie. Je härter ("steifer") diese ist, desto größer wird der Korrekturfaktor $j$. Für rotierende Schwarze Löcher (Kerr Metrik) müssen Korrekturen durch den Drehimpuls $J$ in der Größenordnung von 10 % an dem ISCO angebracht werden (Miller et al. 1998).

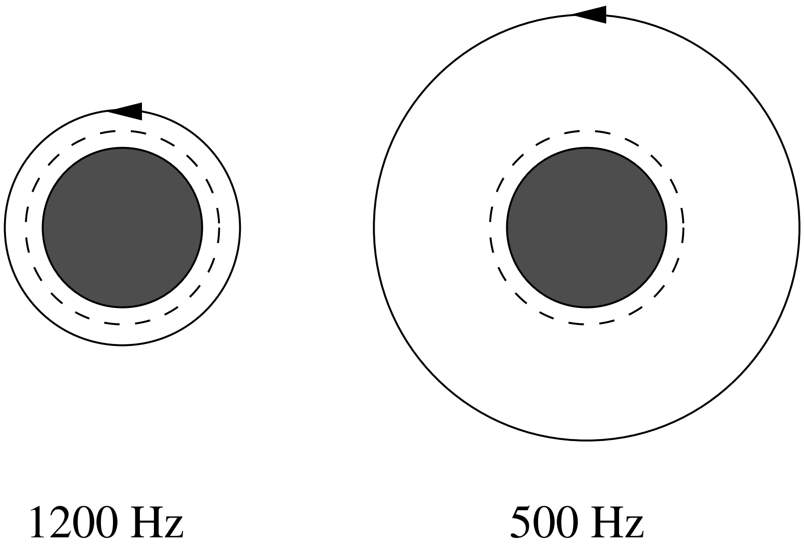



Abbildung 2.9: Der ISCO, dargestellt als gestrichelte Linie, für einen Neutronenstern mit 10 km Radius und $1.4\,\mathrm{M}_\odot$. Die durchgezogenen Kreise sind maßstabsgetreu gezeichnet und beschreiben Orbits mit Frequenzen von 500 und 1200 Hz (van der Klis 2000).

Aus den gemessenen Frequenzen von kHz QPOs können obere Grenzen für die Masse und den Radius eines Neutronensterns gezogen werden. In Abbildung 2.10 wurden die Kurven für verschiedene Zustandsgleichungen in das Masse-Radius Diagramm eingetragen. Werden höhere QPO-Frequenzen gefunden, können neue untere Grenzen für die Masse-

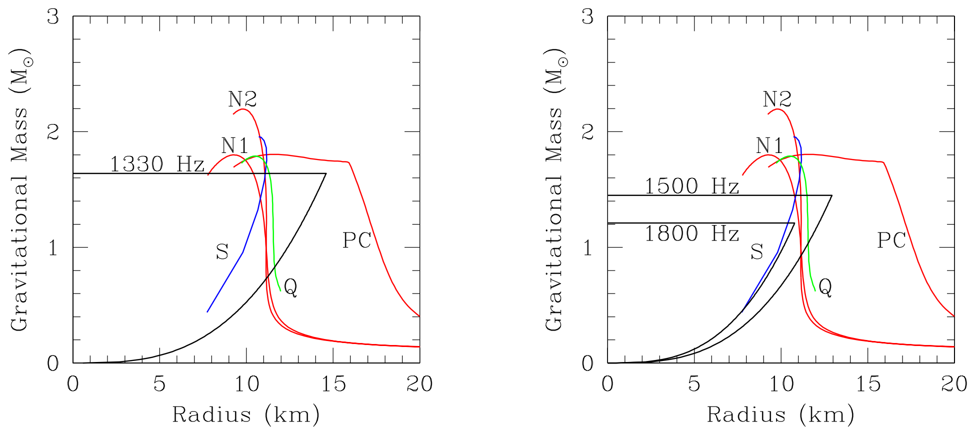



Abbildung 2.10: Einschränkung der möglichen Zustandsgleichungen der Materie für Neutronensterne. Die Linien zeigen die Masse-Radius Beziehung für einen nichtrotierenden Stern, wobei $N1$ und $N2$ Kernmaterie Gleichungen sind, $Q$ ist die Quarkmaterie Zustandsgleichung, $S$ die von "Strange"-Sternen. **Links**: Nur die Zustandsgleichung PC kann mit den derzeitigen Messungen ausgeschlossen werden. **Rechts**: Die Entdeckung von QPOs mit Frequenzen von 1500 oder 1800 Hz könnten die Anzahl der EOS beschränken (Miller 2003).

Radius Beziehung gezogen werden. Dadurch kann die Anzahl der möglichen Zustandsgleichungen für Materie in Neutronensternen reduziert werden.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass mit Fast Timing Informationen über die kompaktesten Objekte in unserem Universum gewonnen werden können. Aussagen, die die allgemeine Relativitätstheorie trifft, können überprüft, Zustandsgleichungen der Materie in diesen Objekten bestimmt und der Spin von Schwarzen Löchern gemessen werden.

# Kapitel 3

# Satelliten für Röntgenstrahlung

In diesem Kapitel wird nun auf die aktuellen Röntgenmissionen *XMM-Newton* und *Chandra* eingegangen, sowie das Zukunftsprojekt *XEUS* besprochen. Im Juli 1999 wurde mit Hilfe eines Space Shuttles der NASA Satellit *AXAF* (*Advanced X-Ray Astrophysics Facility*), nach dem Start umbenannt in *Chandra* (nach dem berühmten Astrophysiker Subrahmanyan Chandrasekhar), gestartet. Im Vergleich zu *XMM-Newton*, auf den unten näher eingegangen wird, der eine Spiegelfläche von $\approx 4400\,\mathrm{cm}^2$ bei 1.5 keV hat, beträgt die Sammelfläche für Röntgenstrahlen bei *Chandra* nur $400\,\mathrm{cm}^2$ bei 1 keV. *Chandra*s großer Vorteil sind hingegen die vier sehr präzise gefertigten Spiegelschalen, die eine Winkelauflösung von $0.5''$ bieten und damit die von *XMM-Newton* mit $6''$ bei Weitem übertreffen. *Chandra* und *XMM-Newton* sind also nicht als Konkurrenten zu sehen, sie ergänzen sich vielmehr gegenseitig, sodass die Wissenschaftler wählen können, welches dieser Observatorien die Daten liefert, die sie benötigen. An Bord von *Chandra* befinden sich die LETGs und HEGTs, die Low / High Energy Transmission Gratings, mit denen spektrale Beobachtungen gemacht werden können, ein Multichannelplate Detektor, sowie das ASIC, ein modifiziertes CCD mit mittlerer Energieauflösung, das als energiedispersives, abbildendes Instrument dient. Anders als bei *XMM-Newton* kann bei *Chandra* jeweils nur mit einem der Instrumente gleichzeitig beobachtet werden.

## 3.1 XMM-Newton

Mit dem Röntgensatelliten *XMM-Newton* der ESA befindet sich zur Zeit ein Satellit im Orbit, der Teil des Horizon 2000 Programmes der ESA ist. *XMM-Newton* wurde im Dezember 1999 vom europäischen Weltraumbahnhof in Kourou, Französisch Guyana, mit einer Ariane 5 Rakete in die Umlaufbahn befördert. Er war mit seinem Gewicht von 3,9 t und einer Länge von 10 m der schwerste und größte wissenschaftliche Satellit den die ESA bis dahin gestartet hatte. *XMM-Newton* beobachtet in einem Energiebereich von 0.1 keV–12 keV, der deutlich erweitert ist gegenüber früheren Missionen, wie z.B. *ROSAT*. Er befindet sich auf einem hochexzentrischen Orbit mit einer Umlaufzeit von 48 h, der es ermöglicht, 40 h lang pointierte Beobachtungen zu machen, bevor der Satellit in der Strahlungsgürtel der Erde eindringt und die Filter geschlossen werden, damit die empfindlichen Instrumente keinen Schaden durch hochenergetische Teilchen nehmen.

### 3.1.1 Die Mission

Die wichtigsten Vorteile von *XMM-Newton* sind:

- große Sensitivität durch die großen Spiegelflächen ($\approx 4400\,\mathrm{cm}^2$ @ 1.5 keV)
- alle Instrumente können gleichzeitig betrieben werden
- simultane Beobachtungen im optischen/UV mit den an Bord befindlichen optischen/UV Teleskopen
- gute Ortsauflösung von 6" FWHM
- gute bis sehr gut Energieauflösung von ($E/\Delta E \approx$ 20–500), je nach Instrument
- lange ununterbrochene Beobachtungen durch den 48h-Orbit

Das wissenschaftliche Hauptziel von *XMM-Newton* ist die spektroskopische Untersuchung von ausgedehnten Röntgenquellen. Durch die Instrumente an Bord von *XMM-Newton* ist es möglich spektroskopische, abbildende und zeitliche Analysen von Quellen durchzuführen. Dazu gehören sowohl die Untersuchung von AGNs und Quasaren mit guter spektraler Auflösung im Röntgenbereich bis 3.5 keV, als auch die Untersuchung von zeitlich schnell variablen Quellen wie Röntgendoppelsternsysteme. Die Kombination aus großem Gesichtsfeld und guter Energieauflösung gestattet es Galaxien mit niedriger Flächenhelligkeit (Low Surface Brightness) zu studieren. Mit Hilfe von langen gerichteten Beobachtungen kann der Röntgenhintergrund bis zu einem Strahlungsfluss von $10^{-16}$ erg s$^{-1}$ cm$^{-2}$ und einer Winkelauflösung von $6''$ aufgelöst werden.

### 3.1.2 Röntgenteleskope

*XMM-Newton* besitzt 3 abbildende Teleskope des Typs Wolter I, die aus einem Paraboloid und einem dahinter geschalteten Hyperboloid bestehen. Da sich die Reflexion von Röntgenstrahlen nur mit einem komplexen Brechungsindex beschreiben lässt, können sie mit einem Spiegel nur bei streifendem Einfall (Einfallswinkel $\alpha < 0.5^\circ$) unter Totalreflexion fokussiert werden. Auf diesem Prinzip des streifenden Einfalls beruhen die Wolterteleskope. Zur Erhöhung der Sammelfläche können mehrere Spiegelelemente ineinander gepackt werden. Bei *XMM-Newton* sind es 58 Spiegelschalen, die ineinander gefügt wurden, wobei die äußerste Schale einen Durchmesser von 70 cm und eine Länge von 60 cm hat. Der große Energiebereich (0.1–12 keV) den *XMM-Newton* abdeckt bedingt eine mit 7.5 m recht große Brennweite, da sich die Energie zum Einfallswinkel wie $\alpha \sim 1/E$ verhält. Prinzipiell lassen

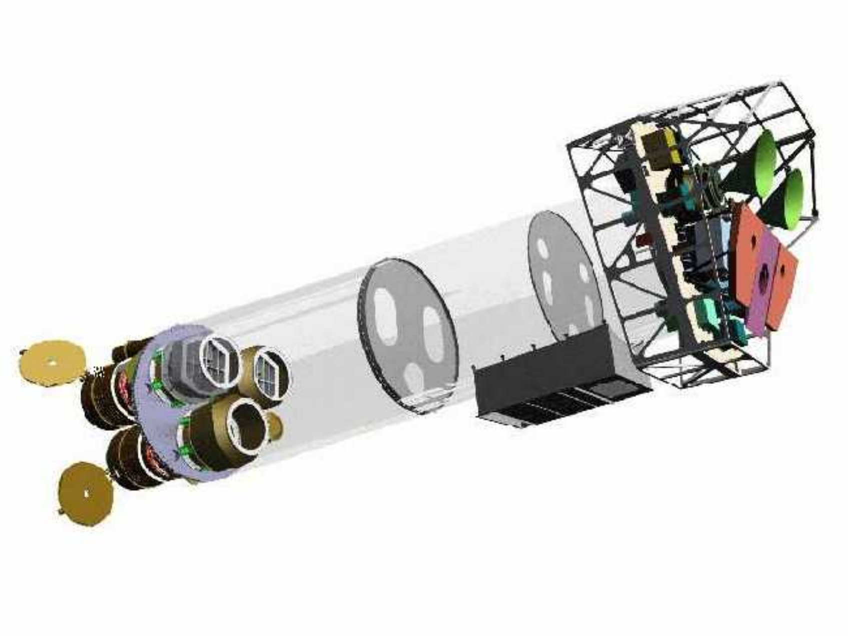


Abbildung 3.1: Strukturbild von *XMM-Newton*. Links sind die 3 Teleskope zu erkennen, sowie die beiden Reflexionsgitter Arrays (RGA). Die Detektorebene befindet sich auf dem Bild rechts. Die kegelförmigen Strukturen sind die Radiatoren für die MOS-CCDs, pinkfarbig gezeichnet ist der Radiator der EPIC pn-CCD, die roten gehören zu den Detektoren des RGS (ESA Homepage).

sich die relevanten Parameter eines solchen Spiegelsystems, in erster Näherung, mit einer konischen Approximation leicht errechnen.

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{4}\frac{r}{f} \\ D &\leq 2f \cdot \tan\varepsilon \\ L &= \frac{D}{\tan\alpha} \end{aligned} \tag{3.1}$$

Hierbei ist $r$ der Radius der Spiegelschalen, $D$ der Abstand dazwischen, $L$ die Länge der Spiegel und $f$ die Brennweite. $\alpha$ ist der Einfallswinkel und $\varepsilon$ ist Ortsauflösung (Bavdaz et al. 2004).

### 3.1.3 Die Instrumente

Hinter zwei der drei Spiegelmodule befinden sich die Reflexionsgitter Spektrographen (RGS), die eine sehr gute Energieauflösung von $E/\Delta E \approx 500$ im weichen Röntgenbereich von 0.35–2.4 keV haben (den Herder et al. 2001). In der Fokalebene von *XMM-Newton*

Tabelle 3.1: Übersicht über die wichtigsten Größen von *XMM-Newton* (aus Kuster 1997 und Ehle & M. Breitfellner 2004)

| | |
|---|---|
| Spiegelmodule | 3 |
| Energiebereich | 0.1–12 keV |
| Gesamtfläche | 4500 $cm^2$ |
| effektive Fläche | 4425 $cm^2$ @ 1.5 keV |
| | 1740 $cm^2$ @ 8 keV |
| Ortsauflösung | $6''$ FWHM |
| | $15''$ HEW |
| Gesichtsfeld (FoV) | $0.5°$ |
| Brennweite | 7.5 m |
| **Orbit** | |
| Umlaufdauer | 48 h |
| Inklination | $40°$ |
| Aphel | 114 000 km |
| Perihel | 7000 km |

befinden sich die sogenannten EPIC-Kameras, die **E**uropean **P**hoton **I**maging **C**ameras mit den 3 Hauptinstrumenten, den beiden MOS-Kameras, sowie der pn-Kamera. Die in der pn-Kamera eingebauten pn-CCDs basieren auf dem Prinzip der Seitwärtsdepletion und wurden vom Halbleiterlabor des Max-Planck Instituts für extraterrestrische Physik entwickelt. Die Funktionsweise des pn-CCD wird in Kapitel 4.2 detailliert erklärt. Die MOS-CCDs in der MOS-Kamera beruhen auf optischen CCDs, die für den Einsatz im Röntgenbereich modifiziert wurden. Sie wurden unter der Federführung der Universität Leicester entwickelt. Da sich die MOS-Kameras den Strahlengang mit den beiden RGS teilen müssen, erhalten sie nur ca. 60% der einfallenden Röntgenstrahlung. Ebenfalls an Bord existiert noch ein optischer Monitor, um die zu beobachtende Region gleichzeitig im sichtbaren Wellenlängenbereich zu untersuchen. Eine detaillierte Einführung in das pn- und das MOS-CCD an Bord von *XMM-Newton* findet sich bei Strüder et al. (2001) und Turner et al. (2001). Bei der Herstellung der pn-CCDs wurde die Pixelgröße an die erwartete HEW[1] der Teleskope von $30''$ angepasst, um unnötiges Oversampling zu vermeiden und somit die Auslesezeit so kurz wie möglich zu halten. Die HEW der Teleskope wurde deutlich besser ($15''$), daher wird die PSF[2] jetzt mit der pn-Kamera nicht so stark oversampelt, wie ursprünglich geplant. Da der Messaufbau, der später beschrieben wird, sich sehr stark an der Flughardware orientiert, folgt hier eine kurze Einführung in die verschiedenen Komponenten, die für den wissenschaftlichen Betrieb der EPIC-pn notwendig sind.

[1]Half Energy Width: Der Bereich in dem eine Punktquelle 50% der Energie deponiert.
[2]Point Spread Function

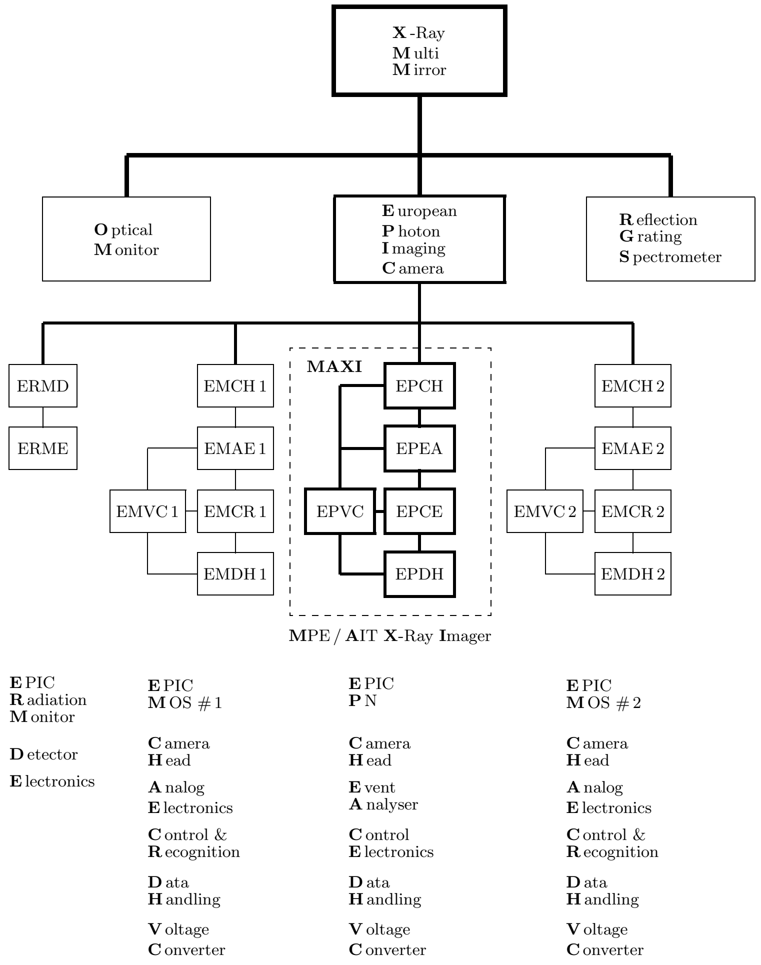



Abbildung 3.2: Übersicht über die Module der Instrumente auf *XMM-Newton* (Kuster 1997).

#### 3.1.3.1 EPIC-pn

Das EPIC-pn CCD besteht aus 12 einzelnen CCDs, monolithisch auf einem Si Wafer gefertigt. Aus Redundanzgründen werden sie in Quadranten aufgeteilt, von denen jeder aus 3 CCDs zusammengesetzt ist. Diese sitzen auf dem **EPIC pn Camera Head** (EPCH), der die CCDs mit Aluminiumplatten gegen Kosmische Strahlen schützt. Die EPCH beherbergt ebenfalls das Filterrad mit den verschieden dicken Filtern, um optisches und/oder UV-Licht auszublenden. Daneben existiert noch eine offene und eine mit einer dicken Aluminiumblende geschlossene Stellung des Filterrades. Durch leichtes Verdrehen des Filterrades kann in jeder Filterstellung eine $^{55}$Fe-Quelle im Strahlengang sichtbar gemacht werden, welche die Möglichkeit bietet, die CCDs im Orbit zu kalibrieren. Die Spannungsversorgung erfolgt über die **EPIC pn Voltage Control** (EPVC), die die von der CCD und der Steuer- und

Tabelle 3.2: Parameter der beiden Röntgen-CCDs (Ehle & M. Breitfellner 2004).

| **Parameter** | **EPIC MOS** | **EPIC pn** |
|---|---|---|
| Energiebereich | 0.15–12 keV | 0.15–15 keV |
| Gesichtsfeld (FoV) | $30'$ | $30'$ |
| PSF (FWHM / HEW) | $5''/14''$ | $6''/15''$ |
| Anzahl der CCDs | 7 | 12 |
| Pixelzahl pro CCD | $600\times600$ | $64\times200$ |
| Pixelgröße | $40\,\mu$m | $150\,\mu$m |
| max.Zeitauflösung | 1.5 ms | 0.03 ms |
| Energieauflösung | 70 eV @ 1 keV | 80 eV @ 1 keV |
| | 150 eV @ 6.4 keV | 150 eV @ 6.4 keV |
| Quanteneffizienz | 70% @ 1 keV | 96% @ 1 keV |
| | 87% @ 6.4 keV | 99% @ 6.4 keV |
| Auslesezeit | 2.7 s | 1–70 ms |

Ausleseelektronik benötigten Spannungen bereitstellt. Kommandos, die die Kamera steuern und die Housekeeping Informationen weiterleiten, werden über die **E**PIC **p**n **C**ontrol **E**lectronics (EPCE) abgesetzt. Die EPCE ist für die Temperaturregelung der CCDs, die Steuerung der Filterräder und die Kontrolle der EPVC Spannungen zuständig. Außerdem stellt die EPCE auch die Verbindung mit der **E**PIC **p**n **D**ata **H**andling (EPDH) dar, um die Housekeeping Daten an die Bordtelemetrie auf *XMM-Newton* weiterzugeben, von der aus sie an die Bodenstationen übertragen werden. In den Housekeeping Daten sind Parameter, wie z.B. die Temperaturen an verschiedenen Stellen der Kamera, Betriebsspannungen, Daten- und Frameraten, Zählerstände in unterschiedlichen Verarbeitungsstufen der Ereignisse, sowie Schwellen- und Korrekturwerte zusammengefasst. Auf der anderen Seite nimmt die EPCE auch Verbindung mit dem **E**PIC **p**n **E**vent **A**nalyzer (EPEA) auf, an den sie die vom Erdboden aus gesendeten Kommandos weiterleitet. Der EPEA nimmt an den Ereignissen, die vom Detektor aufgenommen werden, verschiedene Korrekturen vor und leitet die wissenschaftlichen Daten dann an die EPDH weiter. Auf die EPEA, die eine zentrale Rolle bei der Verarbeitung der aufgenommen Ereignisse einnimmt, wird bei der Besprechung des Messaufbaus in Abbschnitt 6.2.4 noch näher eingegangen.

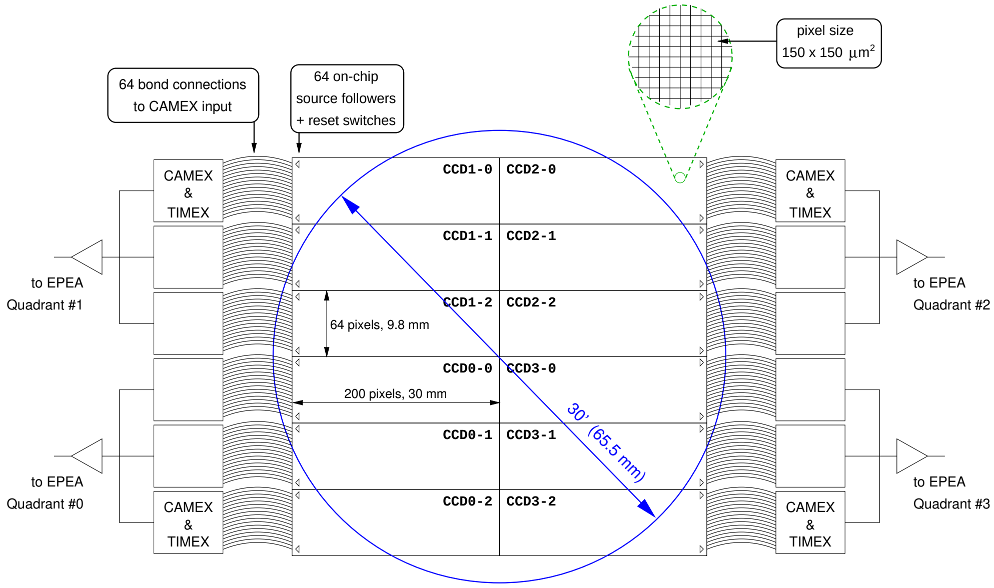



Abbildung 3.3: Aufbau der EPIC-pn Kamera aus den 12 pn-CCDs mit den Verstärkern, von denen jeweils 3 zu Quadranten zusammengefasst werden.

## 3.2 XEUS

Trotz oder gerade wegen der sehr erfolgreich verlaufenden Röntgenmissionen *XMM-Newton* und *Chandra* plant die ESA eine Nachfolgemission. Die Lebensdauer von *XMM-Newton* ist auf 10 Jahre ausgelegt, was hoffentlich eine Laufzeit bis mindestens 2009 bedeutet. Doch auf welche wissenschaftliche Ziele sollte eine Nachfolgemission ausgerichtet sein? Aktuelle Fragen, die die Röntgenastronomie interessieren, sind unter anderem:

- Wie haben sich die Galaxien und Galaxien Cluster gebildet?
- Wann entstanden die supermassiven Schwarzen Löcher in den Zentren der Galaxien?
- In welchem Zusammenhang steht die Entwicklung von Sternen und Schwarzen Löchern?
- Wann und wie entstanden die schweren Elemente?
- Was ist das Schicksal der Baryonen in unserem Universum?
- Wie verhält sich Materie in extremen Gravitationspotentialen?

Die Antworten auf diese Fragen könnte die *XEUS*-Mission liefern. **XEUS** steht für **X**-Ray **E**volving **U**niverse **S**pectroscopy Mission und ist ein Teil des ESA Horizon 2000+ Programmes (Wilson et al. 2003). Zu diesem frühen Zeitpunkt, der Start ist geplant für 2015–2019, sind der Missionsablauf und die genaue Instrumentierung mit den Betriebsparametern noch nicht endgültig festgelegt. Im ursprünglichen Szenario für *XEUS*, das bisher allen Veröffentlichungen zugrunde lag, war auch eine Service Mission an der Internationalen Raumstation ISS mit eingeplant. Da die Zukunft der Raumstation aus politischen Gründen, ebenso wie die Verfügbarkeit von Space Shuttle Flügen, nicht sicher ist, wird derzeit ein alternatives Missionsszenario ausgearbeitet. Der hier beschriebene Satellitenaufbau entspricht dem Stand der Planungen im Sommer 2004.

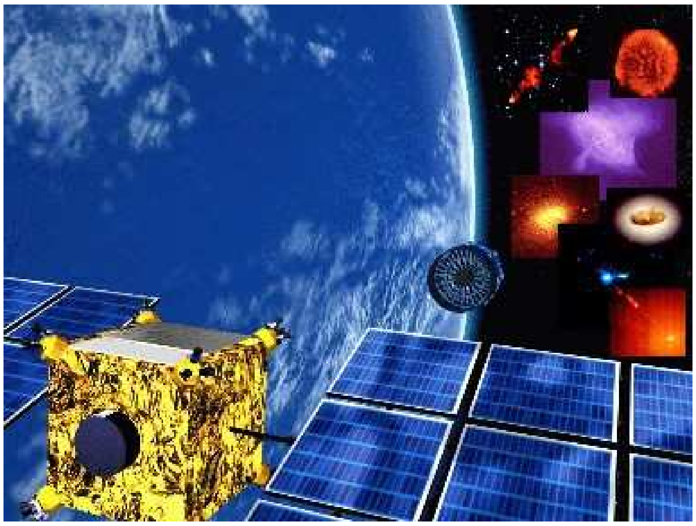


Abbildung 3.4: Künstlerische Darstellung von *XEUS*, im Vordergrund ist der Detektorsatellit, im Hintergrund der Spiegelsatellit (Wilson et al. 2003).

Wissenschaftliches Hauptziel (Arnaud et al. 2000) dieser Mission ist vor allem die Beobachtung von weit entfernten, jungen Objekten mit Rotverschiebung $z > 4$ im Röntgenbereich. Von diesen sollen direkt die Röntgenspektren gemessen werden, da sie im Optischen meist nicht zu sehen oder zu identifizieren sind. Diese hochrotverschobenen Objekte besitzen einen Fluss von $< 10^{-18}\,\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}}$, was ungefähr $100\times$ unter dem Detektionslimit von *XMM-Newton* ist. Aus diesen Spektren soll die Rotverschiebung und somit das Alter der Objekte bestimmt werden. Mit Hilfe der Häufigkeitsverteilung von schweren Elementen aus den aufgezeichneten Spektren besteht die Möglichkeit, die Elementhäufigkeit in Abhängigkeit der von Rotverschiebung zu bestimmen. Damit kann die Entwicklung unseres Universums nachvollzogen werden.

Durch die wissenschaftlichen Ziele werden auch die Anforderungen an die Detektor- und Spiegelsysteme definiert. Die $\approx 2''$ HEW als minimale Ortsauflösung ist notwendig, um die stark rotverschobenen Objekte zu isolieren. Das große Gesichtsfeld ist nötig, um diese leuchtschwachen Quellen zuerst zu detektieren, da sie selten vorkommen, um sie danach mit hoher spektroskopischer Auflösung zu untersuchen. Die untere Energieschwelle ergibt sich aus dem Ziel Gruppen von Galaxien zu observieren, bei denen die wichtige, rotverschobene Sauerstoffemissionsline zwischen 0.05–0.25 keV liegt. Die obere Grenze der Energie liegt bei 20–50 keV und basiert auf der Beobachtung naher AGNs, die ihre höchsten Flüsse in diesem Energieband haben.

### 3.2.1 Die Mission

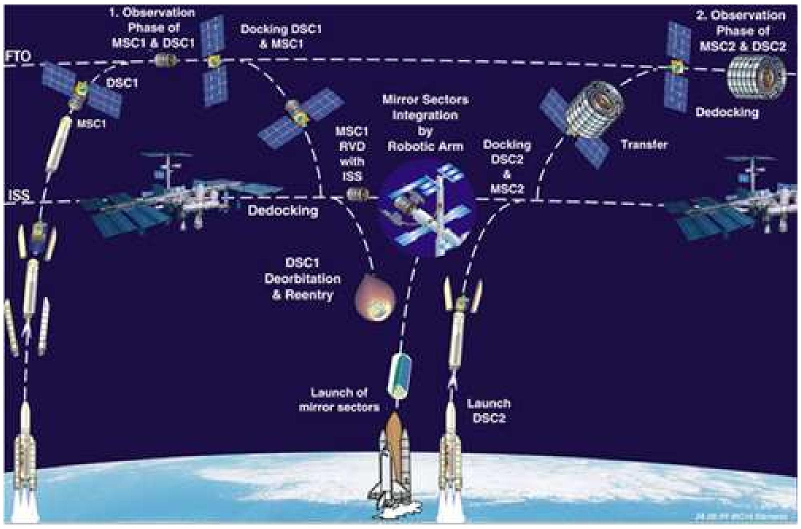



Abbildung 3.5: Missionsschema in den verschiedenen Phasen, für den geplanten Low Earth Orbit (Wilson et al. 2003).

Um genügend effektive Sammelfläche für die leuchtschwachen Objekte zur Verfügung zu haben, und wegen der oberen Energiegrenzen von 50 keV, besitzen die Spiegel eine Brennweite von 50 m. Damit ist bei einem geplanten Spiegeldurchmesser von 10 m ein ausreichend kleiner Einfallswinkel auf den Spiegeln des Wolterteleskops zu erreichen. Durch die große Brennweite ist es notwendig, das Spiegel- und Detektorsystem zu trennen und auf zwei Satelliten zu verteilen. Diese werden von einer Rakete in einen sogenannten Fellow Traveler Orbit (FTO) gebracht, bei dem sie immer zueinander ausgerichtet sind. Die Positionierungsgenauigkeit zwischen den beiden Satelliten muss besser als 1 $mm^3$ sein. Die ursprünglich geplante Mission gliedert sich in zwei Phasen. Zu Beginn der *XEUS*-Mission hat der Spiegel einen Durchmesser von 4.5 m und eine Sammelfläche von 6 $m^2$ bei 1 keV und 3 $m^2$ bei 8 keV. Dieser Spiegelsatellit wird auch Mirror Space Craft 1 (MSC 1) genannt. Ihm zugehörig ist das Detector Space Craft 1 (DSC 1) auf dem sich die wissenschaftlichen Instrumente befinden. Der Orbit, den *XEUS*-1 einschlagen soll, ist mit 600 km etwas höher als der der ISS. Nach 4-5 Jahren, wenn das DSC 1 seinen Treibstoff durch die Ausrichtungsmanöver aufgebraucht hat, wird es kontrolliert zum Absturz gebracht. Das MSC 1 wird langsam an die ISS angenähert. Dort dockt es an und zusätzliche Spiegelschalen und neue Steuerdüsen werden angebracht. Der Durchmesser des neuen MSC 2 ist dann 10 m und es besitzt eine effektive Sammelfläche von 30 $m^2$ bei 1 keV und 3 $m^2$ bei 8 keV. Wegen dieser Größe ist es auch derzeit nicht machbar die *XEUS*-2 Mission direkt von der Erde aus zu starten. Ein weiter Vorteil besteht darin, dass ein neues Detector Spacecraft mit neuen weiterentwickelten Instrumenten gebaut werden kann. Das DSC 2 wird dann gleich in den neuen FTO des MSC 2 gebracht. Der Ausbau der Spiegelfläche ist nötig um die Spektren der Quellen mit der erforderlichen Genauigkeit untersuchen zu können.

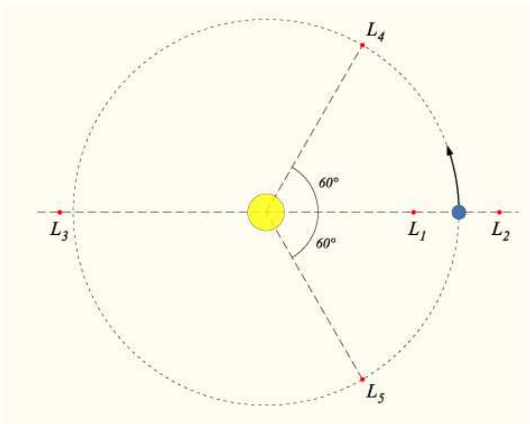


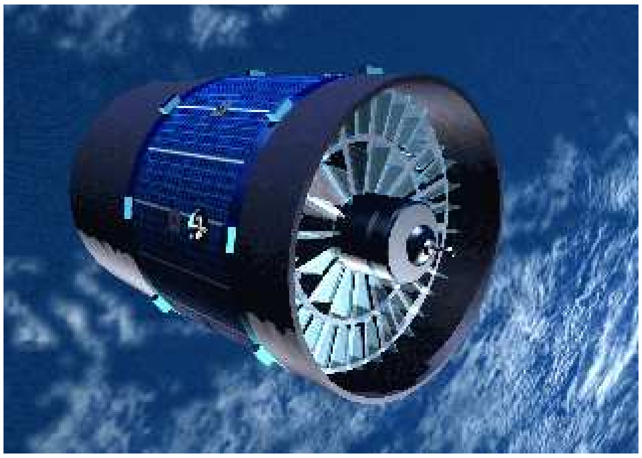

Abbildung 3.6: Lagrange Punkte für das Erde-Sonne System.

Das neue Missionsszenario, von der *XEUS Science Advisory Group* befürwortet, besteht darin, die beiden *XEUS* Satelliten im Lagrange Punkt L2 (Abbildung 3.6) zu positionieren. Dieses instabile Gravitationsminimum befindet sich $1.5 \cdot 10^6$ km außerhalb der Erdumlaufbahn um die Sonne. Dabei wird die Vergrößerung der Spiegelflächen durch eine Service Mission an der International Space Station unmöglich. Das geplante Mirror Space Craft soll hierbei eine Sammelfläche von 10 $m^2$ bei 1 keV haben. Diese neue Orbitposition hat im Vergleich zum Low Earth Orbit des ersten Szenarios mehrere Vorteile. Dazu zählen die Abschirmung der Sonne durch die Erde, ein niedriger Strahlungshintergrund, eine lange, ununterbrochene Beobachtungsmöglichkeit des nahezu ganzen Himmels, ein geringer Treibstoffverbrauch bei Ausrichtungsmanövern, sowie ein einfacheres Lagekontrollsystem (AOCS). Leider ist die mögliche Satellitenmasse aufgrund der weiten Entfernung auf $\sim 1.5$ t beschränkt.

Zuerst soll das MSC mit einer Soyuz-Fregat in den Lagrange Punkt L2 gebracht werden. 6 Wochen später wird im nächsten Startfenster das DSC gestartet. Durch die Trennung von DSC und MSC ist es auch in der L2 Position möglich, das Detector Space Craft nach 5 Jahren durch ein Neues zu ersetzen, wenn die Kühlmittel und der Treibstoff aufgebraucht sein sollten.

### 3.2.2 Die Spiegel

Wie oben schon abgeleitet, sollen die Spiegel auf dem MSC eine Winkelauflösung (PSF) von $2''$ HEW besitzen, bei einem Durchmesser von 4.5–10 m und einem zu fokussierenden Energiebereich von 0.05–50 keV (Wilson et al. 2003). Die Spiegel befinden sich zur Zeit in einer Machbarkeitsstudie. Sie werden im Vergleich zu den *XMM-Newton*-Spiegeln nicht mehr aus einem Stück hergestellt, sondern aus Segmenten (Petals) zusammengesetzt. Fragen, die dabei noch zu klären sind, wären die Herstellung kostengünstiger Rohformen, die Mandrells oder Moulds, die Technik, mit der die Petals zusammengesetzt werden, um die erforderte Genauigkeit und HEW sicherzustellen.



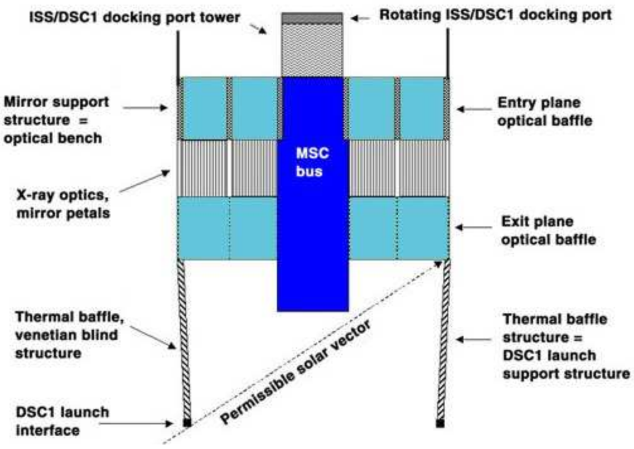



Abbildung 3.7: Außenansicht und Schnitt durch das MSC (Wilson et al. 2003).

Das größte Problem liegt allerdings im Gewicht der Spiegel, da die Nutzlast für den L2 Orbit gegenüber einem Low Earth Orbit deutlich eingeschränkt ist. Die 3 Spiegelmodule bei *XMM-Newton* wiegen $\approx 600$ kg bei einer HEW von $14''$ und einer Sammelfläche von $4500\,\mathrm{cm}^2$ bei 1 keV. Das Spiegelsystem von *Chandra* mit $400\,\mathrm{cm}^2$ bei 1 keV und der sehr guten Winkelauflösung vom $0.5''$ wiegt 950 kg. Die Spiegel von *XEUS* müssen daher bei gleichbleibender Steifigkeit um einen Faktor 10 leichter werden.

Ein interessanter Ansatz, von Bavdaz et al. (2004) und Beijersbergen et al. (2004) beschrieben, besteht in der Verwendung von Siliziumwafern aus der Halbleiterindustrie als Grundlage der Spiegel. Die Wafer sind flach gefertigt ($1\,\mu$m Abweichung auf 70 mm Länge) und besitzen eine Mikrorauhigkeit auf ihrer Oberfläche von $\sim 5$ Å. Diese hohe optische Qualität macht sie zusammen mit ihrer mechanischen Stabilität zu einem geeigneten Testobjekt. In die Wafer werden Rippen mit einer Breite von ca. $200\,\mu$m geätzt. Die $70 \times 70\,\mathrm{mm}^2$ großen Stücke werden aufeinander gestapelt und in eine leicht runde Form gebogen. Die einzelnen Wafer werden dabei ohne Klebstoff miteinander durch “annealing” verbunden. Dazu werden die gestapelten Wafer aufgeheizt, sodass sich die Kristallgitter der Wafer verbinden, was nur durch die extrem flache und glatte Oberfläche möglich ist. Die Reflexion findet an der glatten, unbehandelten Rückseite des Wafers statt, der die nächste Reihe mit den Rippen bildet (siehe Abbildung 3.10). Die Oberfläche kann zusätzlich mit einer Vergütungsschicht, z.B. aus Gold, überzogen werden, um die gewünschten Energieresponse zu erzeugen. Um Mehrfachstreuung zu unterdrücken, kann die Innenseite der Rillen zusätzlich aufgerauht werden. Erste Testmessungen an einem Sample mit 5 übereinander gestapelten Wafern, die jeweils 31 Poren hatten, ergaben eine HEW von $5.3''$. Die Wolter-Spiegel werden dabei durch zwei Kegel, mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln, approximiert.

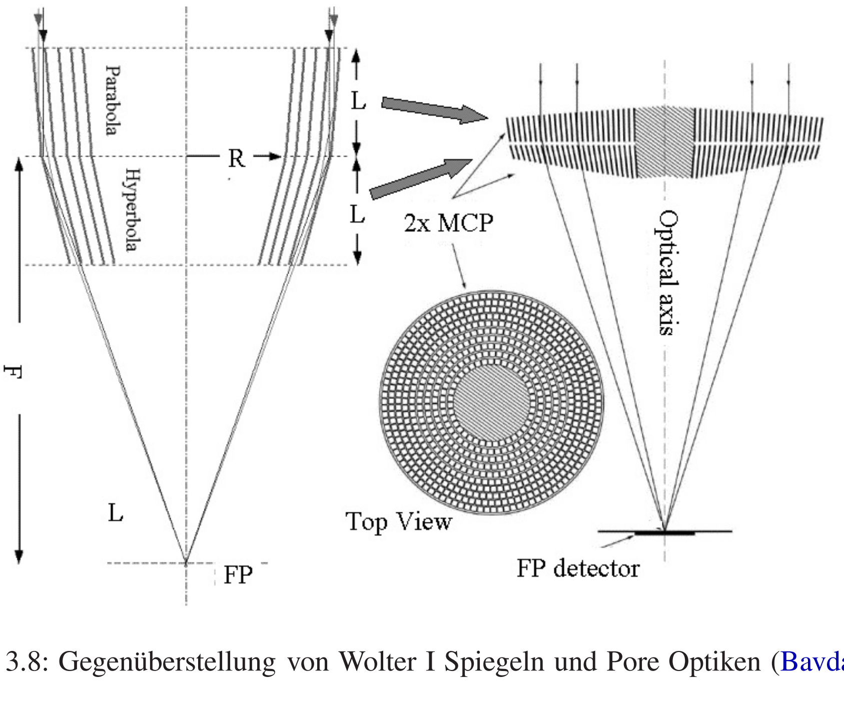



Abbildung 3.8: Gegenüberstellung von Wolter I Spiegeln und Pore Optiken (Bavdaz et al. 2004).

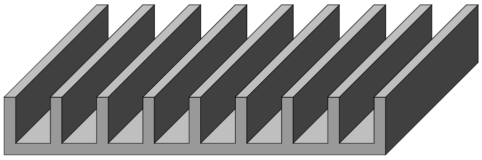


Abbildung 3.9: Skizze eines gerippten Silizium Wafers, mit einer Dicke von 200 $\mu$m.

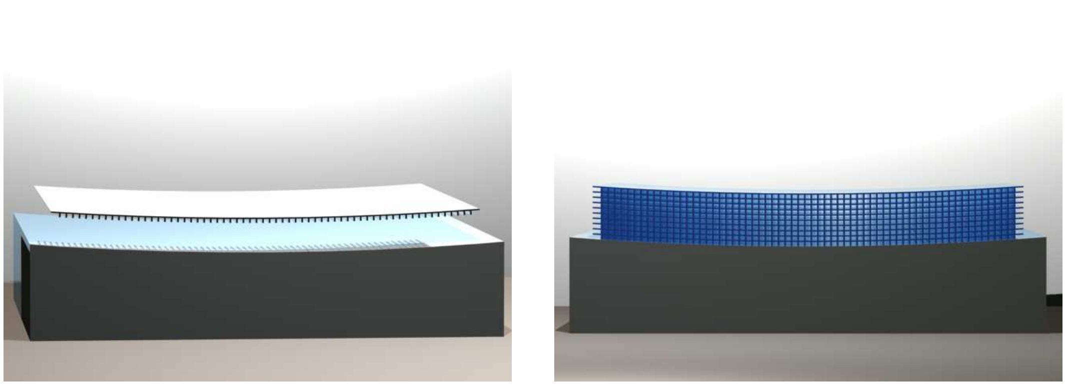


Abbildung 3.10: Gestapelte Wafer, die auf einem Mandrell in die richtige Ausgangsform gebracht werden (Beijersbergen et al. 2004).

### 3.2.3 Der Detektorsatellit

Auf dem Detector Spacecraft werden sich verschiedene Instrumente befinden (Wilson et al. 2003), z.B. ein sogenannter Wide Field Imager (WFI) auf Siliziumbasis mit einem Gesichtsfeld von ungefähr $5'$. Dieser soll unter anderem den beiden Narrow Field Imagern (NFI) als Sucher dienen und interessante Objekte mit hoher Rotverschiebung aufspüren. Die beiden NFI sollen ein FOV von $30''$ besitzen und in den Energiebereichen von 0.05–3 keV und 1–7 keV, mit einer Energieauflösung von 2–5 eV, arbeiten.

#### 3.2.3.1 Der Wide Field Imager (WFI)

Für den WFI ist derzeit ein Active Pixel Sensor aus p-Channel Depleted Field Effekt Transistors (DEPFET) geplant. Ein APS ist definiert als ein zweidimensional aufgebauter Detektor mit einem Verstärkungselement in jedem Pixel. Der WFI besteht aus $1024 \times 1024$ Pixeln, die je zur Hälfte in eine Richtung parallel ausgelesen werden. Jedes dieser Pixel ist prinzipiell direkt ansprech- und auslesbar, ohne wie bei einem CCD die gesammelten Ladungen von einem Pixel in das Nächste schieben zu müssen. Die Auslesezeit für jede Reihe soll 2.5 $\mu$s betragen, wobei der ganze Detektor in 1.25 ms ausgelesen werden soll. Das Verhältnis von Integrations- zu Auslesezeit wird mit 800:1 angenommen. Auf die Vor- und Nachteile von DEPFETs wird in Kapitel 4.4 näher eingegangen, nachdem die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren detaillierter erklärt wurde.

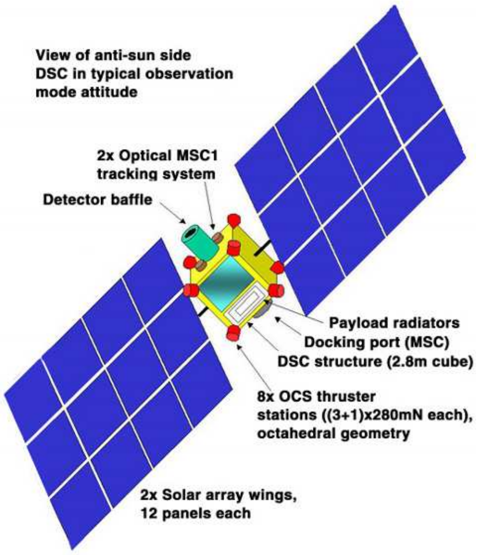



Abbildung 3.11: Das geplante Detector Spacecraft (Wilson et al. 2003).

#### 3.2.3.2 Die Narrow Field Imager

Die NFI sind die eigentlichen spektroskopischen Instrumente auf *XEUS*. Sie sollen die einfallende Röntgenstrahlung mit einer Energieauflösung von bis zu einem 1 eV untersuchen. Da sich der Energiebereich von 0.05–7 keV nicht mit einem Detektor abdecken lässt, der über das gesamte Band mit einer solchen Energieauflösung und Effizienz arbeitet, werden zwei Instrumente auf *XEUS* integriert.

Der Superconduction Tunnel Junction Detektor (STJ) soll den Bereich zwischen 0.05–3 keV abdecken (Wilson et al. 2003). Er wird bei sehr niedrigen Temperaturen in seinem supraleitenden Zustand betrieben. Wenn ein Photon von einem Supraleiter absorbiert wird, werden Phononen angeregt, was dazu führt, dass Cooperpaare aufgebrochen und freie Ladungsträger erzeugt werden. Diese als Quasipartikel bezeichneten Ladungsträger werden dann durch den STJ nachgewiesen.

Das Instrument, das den Energiebereich von 1–7 keV abdecken soll, ist ein Transition Edge Sensor (TES) (Wilson et al. 2003). Hier wird ein Supraleiter nahe seines Phasenübergangs zum normalleitenden Zustand betrieben, typischerweise liegt die Temperatur bei $\approx 100$ mK. Wenn in einem TES ein Photon absorbiert wird, heizt er sich durch Phononenanregung lokal auf und verlässt den supraleitenden Zustand. Dabei wird ein Stromfluss durch einem SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) registriert und verstärkt. Mit Hilfe eines Kältebades geht er rasch wieder in den supraleitenden Zustand über. Bisher existieren nur einzelne Pixel, die Zählraten von 500 cts $s^{-1}$ verarbeiten können. Die Funktionsfähigkeit von einem Array muss erst noch gezeigt werden.

Tabelle 3.3: Parameter der drei Hauptinstrumente auf dem DSC 1 (Wilson et al. 2003).

| **Parameter** | **WFI** | **NFI1** | **NFI2** |
|---|---|---|---|
| Detektor Typ | Active Pixel DEPFET | STJ | TES |
| Gesichtsfeld | $5'$ | $30''$ | $32''$ |
| Pixelanzahl | $1024 \times 1024$ | $48\times48$ | $32\times32$ |
| Pixelgröße [arcsec] | 0.3 | 0.6 | 1 |
| Energieauflösung | 125 eV @ 6 keV | 3 eV @ 1 keV | 2 & 5 eV @ 1 & 8 keV |
| Quanteneffizienz | 100% @ 6 keV | 90% @ 1 keV | >90% @ 6 keV |
| Zeitauflösung | $< 5$ ms | $< 5\,\mu$s | $< 5\,\mu$s |
| Zählraten Grenze | 200–1000 Hz/PSF | 25000 Hz/PSF | 250 Hz/PSF |
| Betriebstemperatur | 180 K | 300 mK | 35 mK |

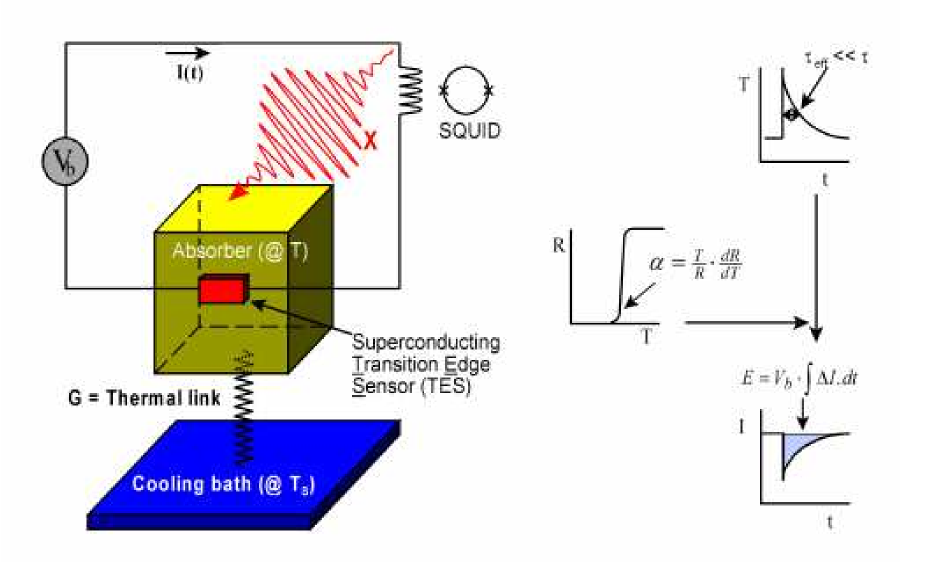



Abbildung 3.12: Aufbau eines TES, mit dem Absorber, Kältebad und SQUID. **Rechts**: Oben der zeitliche Temperaturverlauf bei der Absorption eines Photons. Die Mitte zeigt die Abhängigkeit des Widerstand von der Temperatur. Unten Diagramm des Stromflusses mit der Zeit (Wilson et al. 2003).

### 3.2.4 Der Fast Timing Detektor

Neben den drei Hauptinstrumenten gibt es noch Pläne, andere wissenschaftliche Ziele mit eigenen Detektoren an Bord des DSC zu verfolgen. Dazu zählen eine Kamera für den harten Röntgenbereich bis 100 keV, ein WFI mit vergrößertem Gesichtsfeld, ein Polarimeter, und ein Fast Timing Detektor (FTD). Dieser wird auch XTRA (*XEUS* Timing for Relativistic Astrophysics) genannt. Eine erweiterte Einführung in das Konzept von XTRA und eine aktuelle Zusammenfassung der Planungen findet sich in Barret (2004). Die große Spiegelfläche, die *XEUS* benötigt um die weitentfernten Röntgenquellen aufzuspüren, kann auch dazu genutzt werden, Fast Timing Studien zu betreiben. Hier soll auf die Anforderungen an den Fast Timing Detektor eingegangen werden, die sich aus der wissenschaftlichen Zielsetzung (siehe Abschnitt 2.3) ergeben. Mit Hilfe des FTD kann bei guter Energieauflösung des verwendeten Detektors auch zeitaufgelöste Spektroskopie betrieben werden, da helle Röntgenquellen mit Zählraten im Bereich von Mcts $s^{-1}$ registriert werden. Simulationen haben gezeigt, dass eine helle Quelle, wie z.B. der Crab Pulsar, mit ungefähr 1 Mcts/s in der ersten Ausbaustufe von *XEUS* registriert wird (Barret 2004). Es ist bekannt, dass X-Ray Burster und Transients bis zu 10× heller sein können. Mit der gegenüber *RXTE* deutlich verbesserten Sensitivität (*RXTE* PCA effektive Fläche ist $\sim 6000\,\mathrm{cm}^2$) sollte es möglich sein, relativistische Effekte nachzuweisen. Weiterhin können quasiperiodische Oszillationen (QPOs) im Vergleich zu *RXTE* bei gleicher Signifikanz in kürzerer Zeit nachgewiesen werden. Das Signal- zu Rauschverhältnis bei einer Einzelereignisstatistik ist gegeben durch

$$SNR_\sigma = \frac{1}{2}\frac{S^2}{B+S}r_S^2\left(\frac{T}{\Delta\nu}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.2}$$

(Swank 2004) wobei, $\Delta\nu$ die Bandbreite der Variabilität ist, $S$ und $B$ die Zählraten der Quelle und des Hintergrundes, $T$ die Integrationszeit und $r_s$ die rms-Amplitude der Variation in Einheiten von S. Aus dieser Gleichung lässt sich zeigen (Barret et al. 2003), dass ein QPO mit der gleichen Signifikanz von *XEUS* 100× schneller erkannt wird, als mit *RXTE*. Ein QPO, der bei *RXTE* mit einer $5\,\sigma$ Signifikanz detektiert wird, kann in der gleiche Beobachtungszeit vom *XEUS* mit $100\,\sigma$ nachgewiesen werden.

Die untere Energieschwelle für das *RXTE*-PCA[3] liegt bei 2.5 keV. Die geforderte untere Grenze von 0.5 keV für den FTD ermöglicht es auch weiche Röntgenquellen wie z.B. Super Soft Sources, einzelne Neutronensterne oder millisekunden Pulsare, zeitlich gut aufgelöst zu untersuchen.

#### Anforderungen an den Fast Timing Detektor

**Energieauflösung**

Der FTD sollte eine Zeitauflösung im Bereich von $10\,\mu$s und eine Totzeit von $\approx 1\%$ besitzen. Die Energieauflösung sollte sich bei 200 eV für den kompletten Bandbereich von 0.5–15 keV bewegen.

[3] Proportional Counter Array

**Zählraten**
Der FTD sollte im Stande sein, maximale Zählraten von 3 Mcts/s bei *XEUS*-1, bzw. 12 Mcts/s bei *XEUS*-2 mit den oben genannten Parametern zu detektieren.

**Strahlungshärte**
Da der FTD während seiner Lebensdauer einer sehr hohen Strahlungsdosis ausgesetzt ist, sollte er strahlungshart sein.

**Erweiterter Energiebereich**
Die zeitliche Variabilität von Quellen tendiert dazu, bei höheren Energien stärker zu werden. Da die Spiegel Energien mit bis zu 50 keV fokussieren können, sollte versucht werden, den Detektor an diesen Energiebereich anzupassen.

Alle diese Eigenschaften lassen sich nicht mit einem einzigen Detektor erreichen. Ein Vorschlag ist deshalb ein Detektorarray zu benützen und es “Out of Focus” zu betreiben, um den Brennstrahl über möglichst viele Pixel zu verteilen. Für eine Quelle die zum Beispiel $10^5$ cts/s produziert, darf der Detektor für die Forderung nach 1% Totzeit, eine solche von 100 ns besitzen. Wird der Strahl über z.B. 10 Pixel verteilt ergibt sich eine maximale Zählrate von $10^6$ cts/s. Hierbei gilt:

$$\frac{D/2}{F} = \frac{b}{d} \qquad \Longrightarrow \qquad b = \frac{1}{2} \cdot d \cdot D \tag{3.3}$$

Aus dem Spiegeldurchmesser $D$ und der Brennweite $F$ lässt sich mit den Werten von *XEUS* ($D = 4$ m, $F = 50$ m) berechnen, dass der Brennpunkt eine Fläche von $12 \times 12$ mm$^2$ einnimmt, wenn der FTD $d = 15$ cm aus der Brennebene herausgeschoben wird. Dies kann entweder erreicht werden, indem er mechanisch aus der Brennebene geschoben oder montiert wird, oder der Abstand zwischen dem Spiegel- und dem Detektorsatelliten verändert wird. Ein solcher Detektor kann entweder durch Siliziumdriftkammern (SDD - Silicon Drift Detector) oder eine Aktive Pixel Matrix aus DEPFETs, ähnlich wie bei WFI geplant, realisiert werden. Im nächsten Kapitel soll zunächst einmal auf die prinzipielle Funktionsweise von Halbleiterdetektoren eingegangen werden, bevor spezielle Vorschläge für einen Aufbau gemacht werden.

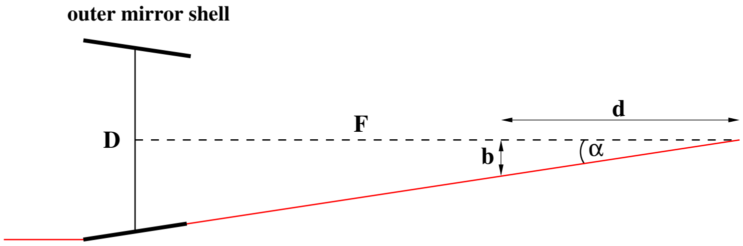



Abbildung 3.13: Geometrische “Out of Focus” Überlegungen (nach Kendziorra 2003).

# Kapitel 4

# Ortsauflösende Halbleiterdetektoren für Fast Timing

Alle im weiteren Verlauf des Kapitels erklärten Detektoren basieren auf dem Funktionsprinzip der Seitwärtsdepletion. Daher beginnt dieses Kapitel mit einer kleinen Einführung in die Halbleiterlehre und zeigt die Grundbegriffe und Funktionsweise von Halbleiterdetektoren auf. Folgende Eigenschaften prädestinieren sie für den Nachweis von Strahlung (Lutz 1999):

- eine kleine Bandlücke (Si: 1.12 eV bei Zimmertemperatur) im Vergleich zu Gasdetektoren (30 eV), was zu einer großen Anzahl an generierten Ladungsträgern führt;
- eine hohe Dichte (Si: 2.33 g/cm$^3$), die es ermöglicht, dünne Detektoren zu verwenden;
- die Beweglichkeit der Elektronen ($\mu_\mathrm{e} = 1450\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$) und Löcher ($\mu_\mathrm{p} = 450\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$) ist trotz der hohen Dichte sehr hoch, weswegen die Elektronen auch in ca. 10 ns zur Andode driften können;
- als Festkörper besitzen sie eine eigene selbsttragende Struktur;
- durch verschiedene Herstellungsprozesse ist es möglich, bestimmte Konfigurationen und Potentialverläufe im Halbleitermaterial zu erzeugen;
- Detektor und Ausleseelektronik können aus dem gleichen Material sein, was eine Integration von beiden ermöglicht.

## 4.1 Grundlagen

### 4.1.1 Intrinsische Halbleiter

In den nachfolgenden Abschnitten dienten Lutz (1999), Knoll (2000) sowie Unterlagen aus Kern (2002) als Ausgangsmaterial.

Isolatoren, Halbleiter und Leiter unterscheiden sich in der Größe ihrer Bandlücke. In einem Festkörper existieren Energiebänder, die zustande kommen, weil sich die Atome auf ihren Gitterplätzen gegenseitig beeinflussen und damit die Einzelniveaus der Atome bei leicht unterschiedlichen Energien liegen. Das oberste vollständig besetzte Band wird als Valenzband bezeichnet. Es kann nicht zur Leitung in einem Festkörper beitragen, da für jedes Elektron, das sich in eine Richtung bewegt, ein anderes Elektron sich in genau die entgegengesetzte Richtung bewegen muss. Im Gegensatz dazu steht das leere Leitungsband, in dem sich die Ladungsträger frei bewegen können. Ist die Energielücke $E_g$ zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband größer als 3 eV, so wird von einem Isolator gesprochen, da die Elektronen die Lücke durch thermische Anregung nicht überwinden können. Bei einem Leiter schließen das Valenz- und das Leitungsband aneinander an, so dass ein Elektron zwischen ihnen wechseln kann.

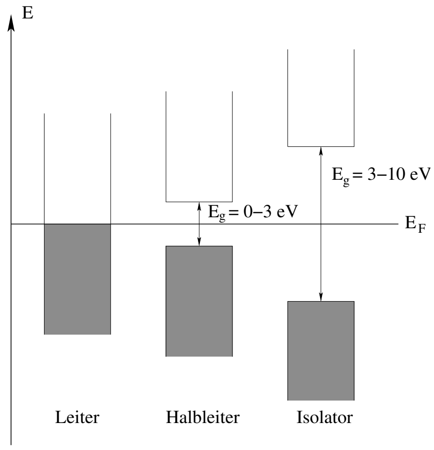



Abbildung 4.1: Klassifizierung von Festkörpern mit Hilfe der Bandlücke $E_g$. Grau gezeichnet ist das Valenzband VB, hell dargestellt ist das Leitungsband LB.

Beim Halbleiter ist die Bandlücke kleiner als 3 eV, so dass Elektronen durch thermische Anregung vom vollen Valenzband in ein leeres, energetisch höher liegendes Leitungsband wechseln können. Bei Silizium beträgt die Bandlücke bei Zimmertemperatur 1.12 eV. Die Anzahl der freien Ladungsträger $n_i$ bei einem reinen Halbleiter (intrinsische Leitung) ist $n_i(300\,\mathrm{K}) = 1.45 \cdot 10^{10}$ [cm$^{-3}$] bei Zimmertemperatur, bzw. $n_i(77\,\mathrm{K}) = 2.30 \cdot 10^{-20}$ [cm$^{-3}$] bei 77 K.

Für die spätere Nutzung als Strahlungsdetektor muss zwischen direkten und indirekten Halbleitern unterschieden werden. Bei direkten Halbleitern (GaAs) befindet sich das Minimum des Leitungsbandes ($LB_{min}$) im Energie-Wellenvektor-Diagramm genau oberhalb des Maximums des Valenzbandes ($VB_{max}$). Es kann also ein Photon mit ausreichender Energie durch den inneren Photoeffekt direkt in ein Elektron-Loch-Paar umgewandelt werden.

Silizium ist ein indirekter Halbleiter, da sich $LB_{min}$ und $VB_{max}$ um einen Wellenvektor $\vec{k}$ unterscheiden. Nur Photonen, die diesen bestimmten Wellenvektor $\vec{k}$ an ein Elektron im Valenzband übertragen, können ein Elektron mit der minimalen Energie von 1.12 eV in das

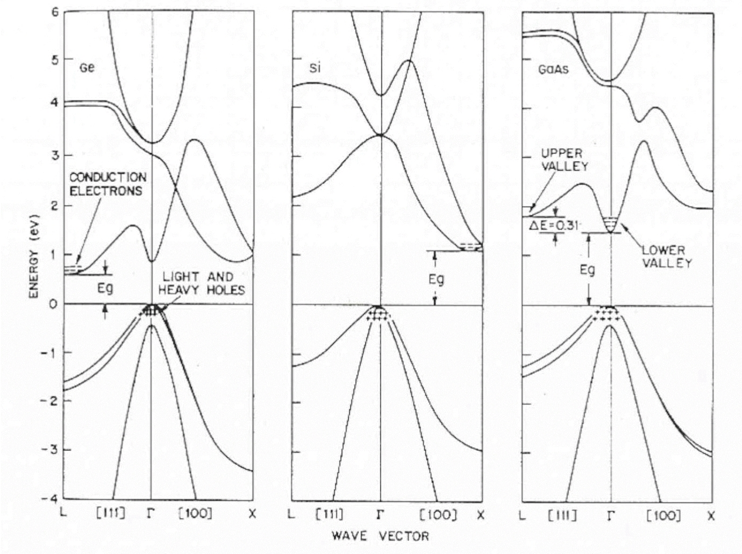



Abbildung 4.2: Bandstruktur für Ge, Si und GaAs (Müller 1991).

Leitungsband heben. Die direkte Bandlücke von Si hat einen Wert von 3.2 eV. Hat das erzeugte Elektron-Loch-Paar eine Energie, die größer ist als die Bandlücke, minimieren die Elektronen und Löcher ihre Energie mit Stößen oder durch Aussendung von niederenergetischen Photonen, um in Richtung der Bandkanten zu gelangen.

Trifft ein Röntgenphoton auf ein Siliziumatom in einem Festkörper, so schlägt es bevorzugt ein Elektron aus der K- oder L-Schale heraus. Die kinetische Energie des Elektrons entspricht der des Photons abzüglich der Ionisationsenergie. Durch Stoßprozesse des Elektrons mit anderen Atomen werden weitere Elektron-Loch-Paare generiert, wobei auch Stöße mit dem Kristallgitter berücksichtigt werden müssen. Diese Phononen Anregungen erhöhen natürlich die mittlere Energie, die nötig ist, um effektiv ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Im Silizium liegt die mittlere Energie für diesen Prozess bei $\Delta$E$=$ 3.65 eV, weist aber auch eine Temperaturabhängigkeit auf. Mit

$$n = \frac{E_{\mathrm{ph}}}{\Delta E} \tag{4.1}$$

lässt sich sehr leicht die Anzahl $n$ der generierten Ladungsträger berechnen. Ein 6.4 keV Photon erzeugt also im Mittel 1600 Elektronen. Diese hohe Zahl ist verantwortlich für das gute Energieauflösungsvermögen von siliziumbasierten Detektoren.

### 4.1.2 Dotierte und inhomogene Halbleiter

Um intrinsische Stromleitung zu erhalten, wird möglichst reines, von Gitterfehlern freies Halbleitermaterial gebraucht. Durch das Einbinden von Fremdatomen werden die Eigenschaften, wie z.B die Leitfähigkeit, des Halbleiters gezielt verändert. Dieser Vorgang wird dotieren genannt.

Das Einbinden von Elementen aus der III. Hauptgruppe in das vierwertige Siliziumgitter erzeugt die sogenannte p-Dotierung. Die Elemente aus dieser Gruppe haben ein Elektron weniger in ihrer Atomhülle. Im Kristallgitter hat dies zur Folge, dass ein freies Energieniveau knapp über der Valenzbandkante entsteht. Ein Elektron aus dem Valenzband kann durch geringe thermische Anregung diesen Zustand besetzen. Die Dotieratome (z.B. Bor) werden daher Akzeptoren genannt. Die elektrische Leitung besteht aus Löchern oder Defektelektronen im Valenzband.

Um n-Dotierung zu erhalten, werden Elemente aus der V. Hauptgruppe (z.B. Phosphor) genommen, die ein Elektron mehr besitzen, als das intrinsische Halbleitermaterial. Das zusätzliche Elektron ist im Vergleich zu den Elektronen von Silizium nur leicht gebunden und befindet sich energetisch gesehen dicht unterhalb der Leitungsbandkante. Durch thermische Anregung können sie leicht in das Leitungsband wechseln, die Leitungsart wird maßgeblich durch die Elektronen bestimmt.

Werden ein p- und ein n-dotierter Halbleiter in Kontakt gebracht, so wandern aufgrund der Konzentrationsunterschiede der Ladungsträger in den beiden Hälften die Elektronen aus dem n-Leiter in die p-dotierte Zone und rekombinieren dort mit den Löchern. Die Löcher aus dem p-dotierten Material wandern ebenfalls in den n-Leiter und rekombinieren mit den Elektronen. Der Fluss an Ladungsträgern ist gegeben durch die Diffusionsgleichung:

$$\begin{aligned} F_n &= -D_n \nabla n \\ F_p &= -D_p \nabla p \end{aligned} \tag{4.2}$$

$D_x$ ist die Diffusionskonstante der jeweiligen Ladungsträgersorte und $\nabla x$ der Gradient der Ladungsträgerkonzentration. In die Diffusionskonstante

$$D = \frac{kT}{q} \mu \tag{4.3}$$

geht neben der Temperatur und Ladung auch die Beweglichkeit $\mu$ der jeweiligen Ladungsträgerart ein, die ebenfalls von der Temperatur und der Konzentration der Dotierung abhängt.

Durch die positiv geladenen Atomrümpfe der Dotieratome wird im n-dotierten Bereich eine positive Raumladung erzeugt. Es entsteht ein elektrisches Feld, das vom n-dotierten Bereich in das nun negativ aufgeladene p-Gebiet zeigt.

Dieses Feld und der dadurch verursachte Driftstrom wirken dem Diffusionsstrom entgegen und es stellt sich ein Gleichgewicht ein. $J$ ist die sich einstellende Stromdichte, der erste Term ist der Anteil des Driftstromes, der zweite der der Diffusion.

$$\begin{aligned} J_n &= q\mu_n n\vec{E} + qD_n \nabla n \\ J_p &= q\mu_p p\vec{E} - qD_p \nabla p \end{aligned} \tag{4.4}$$

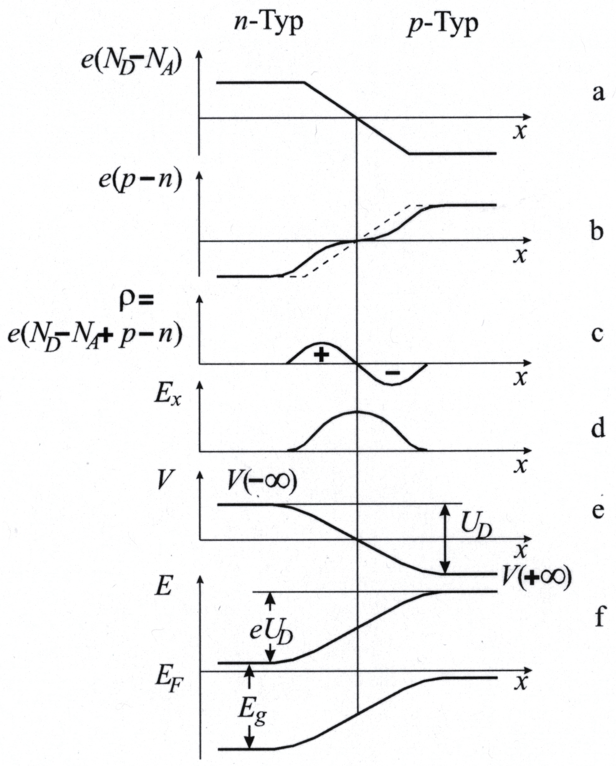



Abbildung 4.3: pn-Übergang, ohne äußere Spannung: a) zeigt den Dotierungsverlauf, die Raumladungsdichte der, b) freien Ladungsträger und c) fixen Ladungsträger (Donatoren- und Akzeptorenatomrümpfe). In d) ist die sich einstellende elektrische Feldstärke $E$ gezeichnet, e) zeigt das daraus resultierende Potential $V$ und in f) ist der Bandverlauf dargestellt (Müller 1991).

Die Kontakt- oder Diffusionsspannung $V_{\text{kon}}$, die entsteht, wenn ein p- und ein n-Leiter zusammengebracht werden, wird beschrieben durch:

$$V_{\text{kon}} = \frac{kT}{q} \frac{N_{\text{A}} \cdot N_{\text{D}}}{n_i^2} \tag{4.5}$$

$N_{\text{A}}$ und $N_{\text{D}}$ sind die entsprechenden Konzentrationen an Akzeptoren und Donatoren, $n_i$ die intrinsische Ladungsträgeranzahl bei der vorhandenen Temperatur.

Die Trennschicht stellt ein hochohmiges Gebiet dar, das nahezu frei von beweglichen Ladungsträgern ist und Depletions- oder Verarmungszone genannt wird. Diese Vorgänge finden bei $n^+$n- und $p^+$p-Übergängen, die eine unterschiedlich starke Dotierung besitzen, ebenfalls statt.

Wird von außen eine Spannung an einen pn-Übergang angelegt, kann er in Durchlass- oder in Sperrrichtung gepolt werden. Legt man den Pluspol der Spannungsquelle an den n-Halbleiter an, so vergrößert sich die Verarmungszone und nur ein kleiner Diffusionsstrom fliesst noch, da die Elektronen des n-Gebiets zur Spannungsquelle wandern.

Ist die Spannungsquelle mit dem Minuspol am n-Halbleiter angeschlossen, so ist der Übergang in Durchlassrichtung geschaltet und der Stromfluss im Halbleiter steigt mit der angelegten Spannung an. Die Elektronen wandern durch das p-dotierte Gebiet zur Anode hin.

Den Grundbaustein aller Halbleiterdetektoren bildet der pn-Übergang in verschiedenen Ausführungen. Ohne ihn würden die von den Photonen erzeugten Elektron-Loch-Paare wieder strahlungslos rekombinieren und wären für den Nachweis verloren. Das Detektormaterial würde sich durch die angeregten Phononen einfach nur leicht erwärmen. Findet die Photoabsorption hingegen in der Depletionszone statt, werden aufgrund des angelegten elektrischen Feldes die Elektron-Loch-Paare getrennt, bevor sie rekombinieren können.

### 4.1.3 Seitwärtsdepletion

In allen unten beschriebenen Detektoren, pn-CCD, Siliziumdriftkammern und die Depleted Field Effect Transistors (DEPFET) wird das Prinzip der Seitwärtsdepletion genutzt, das von Gatti & Rehak (1984) vorgeschlagen wurde, um ihre Depletionszone zu vergrößern. Dies ist nötig, da der Wechselwirkungsquerschnitt von Photonen mit Materie abnimmt, je höher-energetisch ein Photon ist. Wird die Depletionszone über den gesamten nutzbaren Bereich, die Dicke des Si-Wafers, ausgedehnt, können hochenergetische Photonen nachgewiesen werden. Mit einer Waferdicke von $500\,\mu$m können seitwärtsdepletierte Halbleiterdetektoren Photonen mit einer Energie von 15 keV zu 80% nachweisen (Lechner et al. 2003). Eine Zusammenfassung der gängigen Halbleiterdetektoren für Röntgenastronomie findet sich in Strüder (2000) und Lutz (1999).

Wird auf einem Wafer, der aus n-dotiertem Silizium besteht, nachfolgend immer als Bulk bezeichnet, an der Ober- und Unterseite eine stark p-dotierte Schicht implantiert, entsteht ein pnp-Übergang. Durch Anlegen einer Sperrspannung (Minuspole an den $p^+$-Schichten) bildet sich an den Übergängen eine Verarmungszone aus. Steigt die angelegte Spannung, vergrößern sich die Depletionszonen, bis sie sich in der Mitte des Wafers treffen und das Bulk komplett depletiert ist. Wird die Spannung, die an den p-Schichten anliegt, variiert, kann das Potentialminimum im Bulk verschoben werden. Zweckmäßigerweise wird das Potentialminimum in Richtung Vorderseite verschoben, da dort die Auslesekontakte für die gesammelten Elektronen aufgebracht sind. Die untere Energieschwelle der nachweisbaren Photonen ist durch das Material und die Dicke der homogenen, p-dotierten Schicht auf der Rückseite des Wafers, durch die die Photonen in ihn eindringen, bestimmt (Lutz 1999).

Um diese Detektoren neben der Positionsmessung auch für eine Energiebestimmung der einzelnen Photonen nutzen zu können, ist es unabdingbar, jedes Photon einzeln nachzuweisen, um aus der erzeugten Ladung die Energie zu bestimmen. Die Detektoren müssen ausgelesen werden bevor das nächste Photon dasselbe Pixel trifft, da sonst die Energie der Einzelereignisse nicht mehr richtig zugeordnet werden kann.

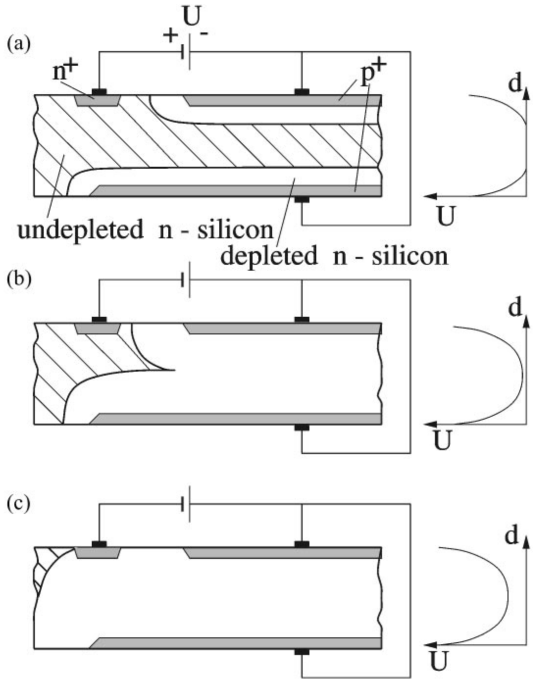



Abbildung 4.4: Prinzip der Seitwärtsdepletion (Strüder 2000).

### 4.1.4 Strahlungsschäden

Wenn hochenergetische Strahlung oder Teilchen auf das Halbleitermaterial treffen, können sie mit den Elektronen im Festkörper, aber auch mit den Atomkernen wechselwirken. Findet eine Reaktion mit dem Kern statt, hat dies meist eine dauerhafte Störung des Kristallgitters zur Folge, im Vergleich zur temporären Störung der Elektronenkonfiguration (Lutz 1999). Die Verschiebung eines Atoms im Gitter oder die Umwandlung in ein anderes Element, z.B. durch Neutroneneinfang, hat verschiedene Auswirkungen. Es entstehen Störstellen, an denen die Ladungen rekombinieren können, die Effizienz mit der Ladungen transportiert werden können verschlechtert sich (siehe Abschnitt 4.2.2.5). Die Raumladungszone und damit die nötigen Betriebsspannungen werden hiervon ebenfalls verändert. Ein großer Teil der Strahlungsschädigung entsteht an der Oberfläche, zumeist im Isolatormaterial ($SiO_2$). Das Problem dort ist die zusätzliche Ladung, die ionisierende Strahlung im Isolator generiert. Die sehr beweglichen Elektronen diffundieren in das Halbleitermaterial aufgrund der hohen elektrischen Feldstärke an der Verbindungsstelle von Oxid und Halbleitermaterial. Dadurch werden positive Ladungen (Löcher) erzeugt, die zu einer Veränderung der Bandstruktur führen. Die Anbringung der wichtigen Strukturen, die z.B für das Schieben der Ladungen oder den Auslesevorgang zuständig sind, auf der der eindringenden Strahlung abgewandten Seite, macht diese Detektoren strahlungsunempfindlich.

## 4.2 pn-CCDs

### 4.2.1 Struktur und Funktion

Das pn-CCD, wie in Strüder et al. (2001) beschrieben, beruht auf dem oben genannten Prinzip der Seitwärtsdepletion. Durch die 300 $\mu$m Dicke des Wafers können Photonen mit Energien zwischen 0.1–15 keV nachgewiesen werden. Auf der Rückseite wird eine homogene p-Schicht aufgebracht, durch die die Photonen in das CCD eindringen. Deswegen wird das pn-CCD auch als backilluminated bezeichnet. Die von den Photonen erzeugten Signalladungen werden in einem Potentialminimum aufgesammelt, das 12 $\mu$m unterhalb der Vorderseite liegt. Dies wird durch eine sehr große negative Spannung ($\sim -200$ V) an der Rückseite erreicht. Auf der Vorderseite sind Kontakte aufgedampft, die es ermöglichen, die Elektronen in Richtung der Ausleseanode zu verschieben. Dazu werden die Phi-Pulse verwendet, also zeitlich variable Spannungen, die das Potential in einem regelmäßigen Muster anheben und absenken, um damit die Elektronen, die sich in einem Pixel gesammelt haben, in das nächste Pixel zu verschieben.

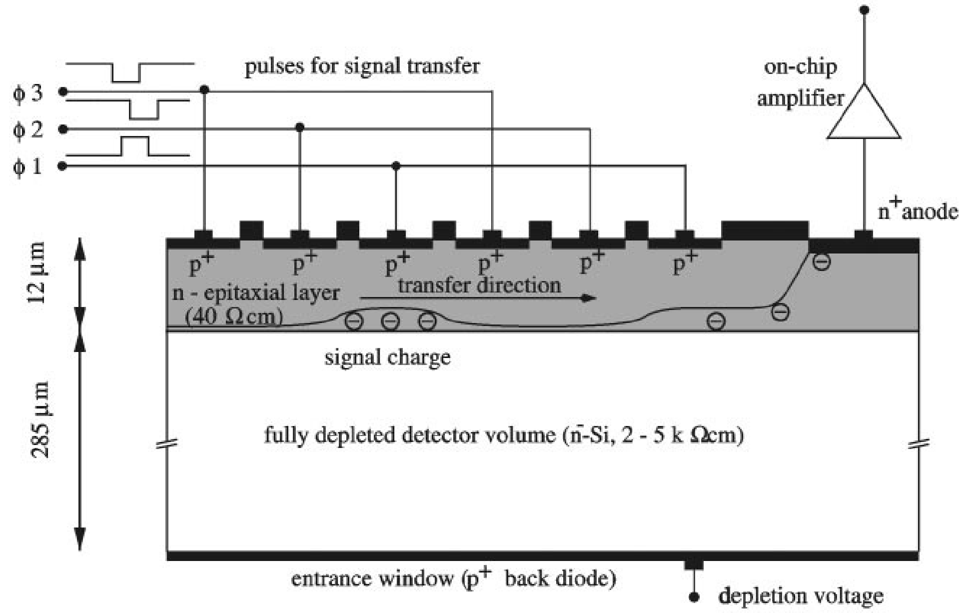



Abbildung 4.5: Pixelstruktur und Ladungstransfer im pn-CCD (Strüder 2000).

Die Pixel werden in einer Richtung aus jeweils 3 p-Kontakten gebildet, an denen die Phi-Pulse anliegen. Durch Channelstops wird die Pixelgröße in der zweiten Richtung festgelegt. Channelstops liegen immer zwischen 2 Spalten und sind tief in das Bulk implantierte Ionen, die als Barriere für die Elektronenwolke dienen. Das bei *XMM-Newton* und im Messaufbau verwendete pn-CCD besteht aus 64 Spalten und 200 Pixeln mit einer Pixelgröße von 150$\mu$m $\times$ 150$\mu$m. Die 64 Spalten werden gleichzeitig durch den CAMEX (CMOS-Amplifier and Multiplexer Chip) ausgelesen. Das Signal, das an der Ausleseanode anliegt, wird zuerst mit dem First Field Effekt Transistor (FFET) auf dem Detektor direkt vorverstärkt, da sonst das Signal aufgrund der Eigenkapazität der dünnen Bonddrähte, mit denen das CCD mit dem CAMEX verbunden ist, sofort einbrechen würde.

Der CAMEX ist ein hochintegrierter Verstärkerchip, der analoge und digitale Signalverarbeitung ausführen kann. Zuerst wird die Spannung, die an seinem Eingang anliegt, analog vorverstärkt und $4\times$ abgetastet (Baseline Sampling). Das Signal der FFET wird nun an den CAMEX angelegt und das Signal Sampling ($4\times$) und die Rauschfilterung wird durchgeführt. Der CAMEX verstärkt durch das 4-fach Correlated Sampling die Differenz zwischen den Signalniveaus. Alle 64 Kanäle werden parallel verarbeitet und dann in ein Sample & Hold Register geschrieben, das von einem Multiplexer abgefragt wird, der die Informationen seriell auf den ADC schiebt. Während die Daten noch im S+H Register stehen, kann der CAMEX bereits die nächste Zeile verarbeiten. Die Funktionsweise und der Aufbau des CAMEX ist in der Diplomarbeit von Martini (1993) genauer beschrieben.

### 4.2.2 Betriebseigenschaften

Beim Betrieb des pn-CCDs auf *XMM-Newton* und bei Testmessungen müssen verschiedene Effekte beachtet oder korrigiert werden. Dazu gehören die nachfolgend aufgezählten:

**Partial Events** treten auf, da Photonen mit einer Energie unterhalb 100 eV nicht registriert werden können, weil sie schon in der Totschicht, den Borimplantaten der p-Schicht, wechselwirken. Bei einer Photonenenergie zwischen 0.1–0.5 keV findet die Wechselwirkung der Photonen mit dem Festkörper in der Nähe der Totschicht statt, die bis zu einer Tiefe von 300 nm reicht. Deshalb kann ein Teil der generierten Ladungswolke, die Elektronen, mit den Akzeptoren aus der p-Schicht rekombinieren. Diese sind somit für die Signalverarbeitung verloren und es wird eine geringere Energie gemessen, als das Photon wirklich hatte. Nur die Elektronen, die mit Hilfe des Driftfeldes das Potentialminimum erreichen, werden gemessen. Das Spektrum ist in diesem Energiebereich nach unten verschoben. Diese Ereignisse werden als Partial Events bezeichnet.

**Pile-up** bezeichnet das Treffen von mehreren Photonen auf ein Pixel während des Integrationszeitraumes. Es lässt sich nicht mehr bestimmen, welche Energien die einzelnen Photonen hatten, sondern nur noch die gesamte, im Pixel deponierte Energie. Dies tritt hauptsächlich bei sehr hellen Quellen auf, die eine große Zählrate auf dem Detektor verursachen. In Linienspektren führt der Pile-up zu weiteren Linien bei Energien, die ganzzahlige Vielfache der Grundlinie sind. Diese entstehen wenn $n$ Photonen der gleichen Energie auf das Pixel treffen, bevor es ausgelesen werden kann. In kontinuierlichen Spektren ist der Pile-up meist nur durch Faltung mit einem Modellspektrum zu erkennen. Treffen zwei Photonen zwei benachbarte Pixel, wird von Pattern Pile-up oder Pseudo Doubles gesprochen. In Auswerteprogrammen zeigen diese das gleiche Verhalten wie der Pile-up. Die Zählrate ab der Pile-up auftritt, kann durch die verschiedenen Auslesemodi des pn-CCD, die in Abschnitt 4.2.3 erklärt werden, der Quellhelligkeit angepasst werden.

**Split Events** sind Ereignisse, bei denen ein Teil der entstandenen Ladungswolke, abhängig vom Entstehungsort, in einem oder mehreren benachbarten Pixeln liegt. Die Ausdehnung der Ladungswolke ist durch Diffusion und Coulombabstoßung bestimmt. Je höherenergetisch das Photon war, desto mehr Elektron-Loch-Paare wurden erzeugt. In der Elektronenwolke ist die Konzentration an Elektronen höher als in der Umgebung, was zu Diffusion führt. Zwischen den Elektronen wirkt die Coulombabstoßung, sodass sich die Ladungswolke stärker vergrößert, je mehr Elektronen in ihr enthalten sind. Die Größe der angelegten Depletionsspannung wirkt sich auf die Driftzeit zum Potentialminimum aus und somit auf die Dauer, in denen die Coulombabstoßung und die Diffusion die Ladungswolke aufweiten können. Die Splitverteilung ist prinzipiell nur vom Verhältnis der Ladungswolkengröße zur Pixelgröße abhängig. Die Verteilung in Single und Double Events entspricht $\sim 70\%$ und $\sim 30\%$. Die Energieverteilung eines Linienspektrums ist "badewannenförmig", weshalb auch die untere Energieschwelle, unterhalb derer Ereignisse als Rauschen betrachtet werden, von Bedeutung ist. Wird diese zu hoch angesetzt, fehlt bei der Spliterkennung in der Auswertungssoftware der Splitpartner. Dies äußert sich z.B. bei einem Linienspektrum in einer Verbreiterung der Spektrallinie. Kendziorra et al. (2004) zeigen die Auswirkungen einer Veränderung der unteren Energieschwelle für hohe Zählraten auf.

**Out Of Time Events** sind Ereignisse, die beim Auslesen auftreten. Trifft ein Photon im Auslesevorgang auf ein Pixel, wird das Photon nicht an dem Ort registriert, an dem es auf das CCD trifft, sondern in dem Pixel, das sich während des Schiebevorgangs an dieser Stelle befand. Es kann bei der Auswertung der Daten nicht festgestellt werden, ob die integrierte Ladung bereits in diesem Pixel war oder durch ein Out of Time Event hinzugefügt wurde. Wichtig, um die relative Anzahl der Out of Time Events zu bestimmen, ist das Verhältnis zwischen Integrations- und Auslesezeit ($t_{\mathrm{int}}/t_{\mathrm{auslese}}$).

#### 4.2.2.1 Offset

Als Offset wird im allgemeinen eine additive Konstante auf ein Signal bezeichnet. Die Elektronik liefert ein Ausgangssignal, ohne ein Eingangssignal, z.B. das CCD ein Signal, ohne ein Photon detektiert zu haben. Dieser Offset muss vom gemessenen Signal abgezogen werden, wenn die richtige Photonenenergie berechnet werden soll. Der Hauptanteil des Offsets beim pn-CCD kommt nicht von einer einzigen Komponente, sondern setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen. Hierzu zählen die einzelnen Pixel der CCD, die erste Verstärkungsstufe (First FETs) auf dem Wafer, der Operationsverstärker, der das Ausgangssignal des CAMEX dem Spannungsniveau des ADC angleicht und der ADC selbst. Den größten Anteil am Offset liefern aber die Verstärkerstufen des CAMEX. Um diesen Offset zu korrigieren wird eine sogenannte Offsettabelle erstellt, in der der Offset für jedes einzelne Pixel bestimmt und in einer Tabelle festgehalten wird. In der EPEA wird bei einer Messung für jedes Pixel der in der Offsetmap gespeicherte Wert abgezogen. Da der Offset temperatur- und spannungsabhängig ist, muss er bei einer Änderung von Systemparametern neu berechnet werden.

#### 4.2.2.2 Rauschen

Das Rauschen wird durch verschiedene Komponenten verursacht und verschlechtert die Energieauflösung, da es das Messsignal verbreitert. Das Rauschen ist, wie der Offset, temperaturabhängig. Es existiert das Fano-Rauschen, das die theoretisch erreichbare maximale Energieauflösung darstellt. Die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren ist kein völlig voneinander unabhängiger Prozess, der mit einer Poissonstatistik beschrieben werden kann. Der Fanofaktor $F$ ist eine Materialkonstante und beschreibt die Abweichung von der Einzelstatistik. Für Silizium ist $F \approx 0.12$.

$$\langle \Delta N^2 \rangle = F \cdot N = F \frac{E}{\varepsilon} \tag{4.6}$$

Die Gleichung gibt die Varianz der $N$ Signalelektronen an, die ein Photon mit Energie $E$ in einem Material mit einer mittleren Energie $\varepsilon$, die nötig ist, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, generiert (Lutz 1999). Das Rauschen wird bei Halbleiterdetektoren meist in ENC, der äquivalenten Rauschladung, angegeben. Dieser Wert gibt an, wieviele Elektronen auf dem Gate des Transistors, der das Signal verstärkt, liegen müssen, um eine entsprechende Änderung des Drainstromes zu bewirken.

Andere Rauschkomponenten sind das thermische Rauschen der CCD-Pixel, Rauschen durch Leck und Störstellen auf dem Wafer. Weiterhin sorgt der FFET und die Ausleseanode durch den Anodenleckstrom für elektronisches Rauschen im System.

#### 4.2.2.3 Common Mode

Da die Versorgungsspannung der FFET auf dem CCD und die Verstärkerstufen im CAMEX nicht betriebsspannungskompensiert sind, führen, wegen des hohen Verstärkungsfaktors, selbst kleinste Schwankungen der Betriebsspannung zu messbaren Schwankungen des Offsets, die zeitlich nicht konstant sind. Dies betrifft durch die parallele Verarbeitung immer eine komplette Zeile. Die Verbreiterung des Signals durch diesen Effekt wird Common Mode genannt.

#### 4.2.2.4 Gain

Die Signale, die am CAMEX ankommen, werden von diesem rauschgefiltert und verstärkt. Da sich die einzelnen FFET nicht identisch bauen lassen, besitzt jeder von ihnen geringfügig andere Eigenschaften. Dies führt zu einer leicht unterschiedlichen Verstärkung für jede einzelne Spalte (siehe Abb. 7.2). Die Energien für monochromatische Photonen sind spaltenabhängig, was sich in einer größeren FWHM zeigt. Beim Auswerten des Signals lässt sich der Gain leicht korrigieren. Dazu wird der Detektor mit einer monochromatischen Quelle mit bekannter Energie bestrahlt. Werden nun die gemessenen Energien der einzelnen Spalten mit der eingestrahlten verglichen, kann die Verstärkung spaltenweise bestimmt werden. Bei der Auswertung werden die Spalten dann einfach mit einem Korrekturfaktor versehen, der die verschiedene Verstärkung ausgleicht.

#### 4.2.2.5 CTE

Die CTE (Charge Transfer Efficiency) beschreibt die Güte, mit der Ladungen im CCD geschoben werden können. Der Ladungsverlust beim Schieben kommt hauptsächlich durch Gitterdefekte und Störstellen (Traps) zustande. Diese Störstellen, zumeist Verunreinigungen durch Titanatome, nehmen die Ladungen auf und geben sie mit einer gewissen, temperaturabhängigen Zeitkonstante wieder ab. Die Details zur CTE wurden von Bihler (1996) behandelt. Die CTE gibt das Verhältnis der Energie (Ladung) in Zeile $i$ zu der Energie (Ladung) nach dem Schiebevorgang in Zeile $i+1$ an.

$$\mathrm{CTE} = \frac{E_{i+1}}{E_i} < 1 \tag{4.7}$$

$E_{i+1}$ ist die nach dem Schieben noch vorhandene Ladung. Mit

$$E_{reg} = E_n \cdot \mathrm{CTE}^n \tag{4.8}$$

lässt sich aus der gemessenen Energie und der CTE die Energie im Pixel berechnen, wenn die Ladung $n\times$ geschoben wurde. Die Effizienz der Schiebevorgänge liegt bei über 99.96%, was sich bei 200× Schieben trotzdem in einer Abweichung der Signalladung von 5% der erzeugten Elektronen äußert. Die CTE zeigt neben einer Zeitabhängigkeit von den Schiebepulsen und der Integrationszeit auch eine Abhängigkeit von der eingestrahlten Photonenrate. Bei hohen Zählraten werden die Störstellen mit den generierten Elektronen effektiv abgesättigt, sodass sich die CTE verbessert.

### 4.2.3 Betriebsmodi

Das pn-CCD kann in verschiedenen Betriebsmodi ausgelesen werden, die sich in der Orts-, Energie- und Zeitauflösung unterscheiden. Die Angaben zu den maximalen Helligkeiten der Quelle stammen aus Briel et al. (2000). Eine genau Beschreibung der einzelnen Betriebsmodi findet sich in Ehle & M. Breitfellner (2003) und Strüder et al. (2001).

**Full Frame Modus** bezeichnet die Integration des gesamten CCDs über einen Zeitraum von 67 ms, mit anschließendem Auslesen aller in den 200 Zeilen gesammelten Ladungen in 5 ms. Punktquellen mit normaler Intensität (< 0.7 mCrab), d.h. einer Zählrate bis 6 cts $s^{-1}$, werden mit diesem Modus beobachtet, der einen Out of Time Event Anteil von $t_{\mathrm{int}}/t_{\mathrm{auslese}} \approx 7\%$ hat. Dieser Anteil kann durch Verlängern des Integrationszeitraumes auf 200 ms auf 2.5% reduziert werden (Extended Full Frame Modus).

**Window Modes** sind abgewandelte Full Frame Modes, bei denen nur ein Teil des CCD betrachtet wird. Die interessierende Region wird normal ausgelesen (schieben & verstärken), alles außerhalb der Region mit schnellem Schieben (nur schieben) zur Ausleseanode gebracht und dort gelöscht. Hiermit kann der Pile-up und die Out of Time Event Anzahl reduziert werden.

**Timing Modus** ist für Quellen geeignet, die bis $\approx 4000\,\mathrm{cts\,s^{-1}}$ ($\sim 0.15\,\mathrm{Crab}$) an Ereignissen auf dem Detektor hinterlassen. Beim Timing Modus kann eine zeitliche Auflösung von $30\,\mu\mathrm{s}$ erreicht werden, was bei diesen Zählraten einem Pile-up von $< 1\%$ entspricht. Es werden beim Auslesen immer 10 Zeilen schnell auf den CAMEX geschoben und dann ausgewertet. Das Zusammenfassen von 10 Zeilen wird Makrozeile genannt. Nach 20 Makrozeilen ist das CCD ebenfalls komplett ausgelesen. Allerdings geht die Ortsauflösung in Schieberichtung verloren. Dieser Modus wird für helle Quellen oder für Timing Analysen schnell veränderlicher Quellen verwendet.

**Burst Modus** ist die zeitlich am besten aufgelöste Betriebsart. Mit dem Burst Modus wird das 1 % Pile-up Limit bei einer Zählrate von $60\,000\,\mathrm{cts\,s^{-1}}$ ($> 6\,\mathrm{Crab}$) erreicht. Die Quelle sollte sich über den Zeilen 180–200 befinden. Es finden nun 200 schnelle Schiebevorgänge statt, sodass 200 Zeilen unter der Quelle hindurch gezogen werden. Anschließend werden die ersten 180 Zeilen normal ausgelesen und die letzten 20 Zeilen, über denen sich die Quelle beim Beginn des langsamen Auslesens befand, werden gelöscht. Nun finden wieder 200 schnelle Schiebevorgänge statt. Der Burst Modus liefert zwar eine zeitliche Auflösung von $0.7\,\mu\mathrm{s}$, hat allerdings nur eine effektive Beobachtungszeit von 3%.

## 4.3 Siliziumdriftkammern

### 4.3.1 Struktur und Aufbau

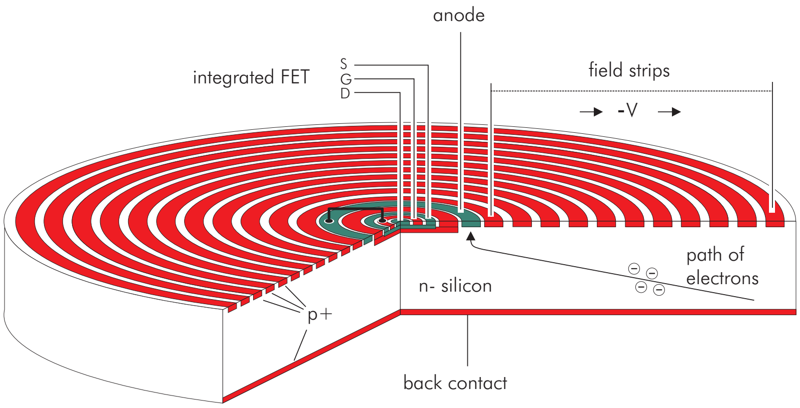



Abbildung 4.6: Aufbau einer Siliziumdriftkammer (Strüder et al. 2004a).

Eine Siliziumdriftkammer (Silicon Drift Detector / SDD) beruht auch auf dem Prinzip der Seitwärtsdepletion (Gatti & Rehak 1984). Auf der Unter- oder Rückseite, durch die auch die Röntgenquanten eindringen, befindet sich eine homogene $p^+$-dotierte Schicht. Auf der Vorderseite sind konzentrische Ringe aus $p^+$-dotiertem Silizium um den Bulk bei passend angelegter Spannung zu depletieren. Im Gegensatz zum pn-CCD erhalten die Ringe an der Ausleseseite verschiedene negative Spannungen, um einen Potentialverlauf zu erzeugen, dessen Minimum in der Mitte der Driftkammer, knapp unterhalb der Ausleseanode, lokalisiert ist (Abb. 4.7). Da kein feldfreier Ort im Detektor existiert, ist es egal, wo das Photon die Elektronenwolke erzeugt. Die Elektron-Loch-Paare werden getrennt und die Löcher driften zur Rückseite, wo sie dann an der p-Schicht abgesaugt werden, während die Elektronen in die Mitte des Detektors zur Ausleseanode wandern (Strüder 2000; Eggert 2002). Typische Driftzeiten liegen hierbei zwischen 0.1–1 ns pro $\mu$m Driftlänge. Die Spannungen an

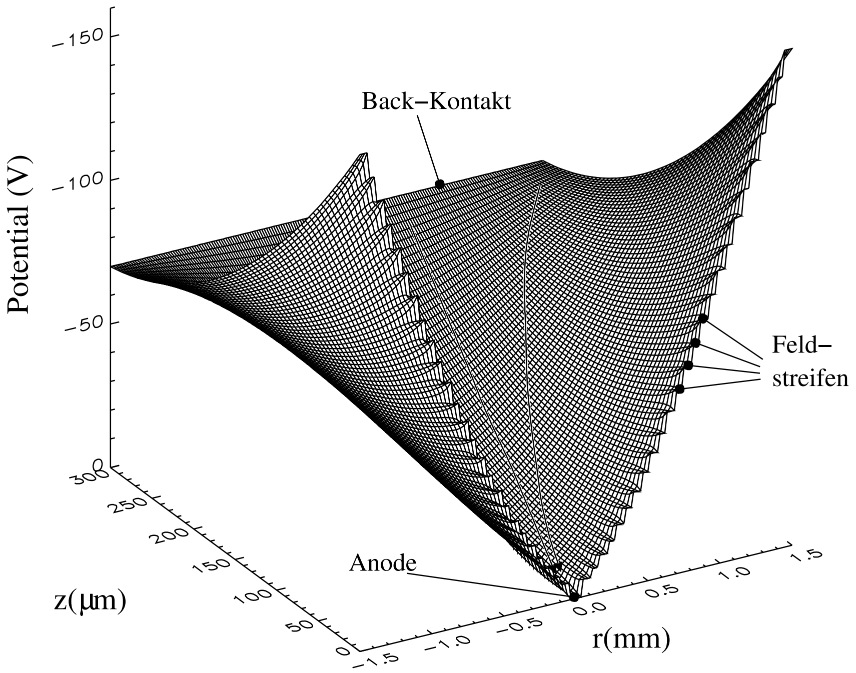



Abbildung 4.7: Potentialverlauf in einer Siliziumdriftkammer (Strüder et al. 2004a).

den Driftringen müssen nur für den äußersten und den innersten Ring extern zugeführt werden. Die Spannungen an den Ringen dazwischen werden durch Spannungsteiler generiert (Strüder et al. 1998; Lechner et al. 2000). Es können dadurch Driftkammern mit verschiedenen Geometrien und Größen hergestellt werden.

Die Ausleseanode besteht aus einem auf dem Detektor integrierten n-JFET, um die Kapazitäten zur ersten Verstärkungsstufe zu reduzieren und Streukapazitäten zu minimieren (Strüder et al. 1998). Es sind keine Drahtverbindungen vorhanden, an denen das Signal einbrechen könnte. Ein weiterer Vorteil dieser Konstruktion besteht darin, dass das für Röntgenstrahlen sensitive Volumen von der Größe der Ausleseanode entkoppelt ist. Damit ergeben sich kürzere Anstiegszeiten und eine größere Amplitude des Signales, es wird weniger empfindlich für elektronisches Rauschen (siehe auch Lechner et al. 2001). Ein n-Junction

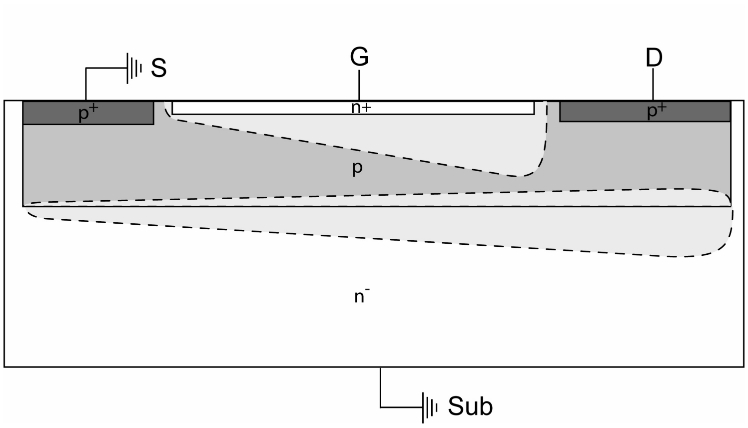



Abbildung 4.8: Schnitt durch einen JFET. Schwarz gezeichnet sind die Kontaktstellen für den Anschluss von Source und Drain, hellgrau die sich einstellenden Verarmungszonen. Der Kanalquerschnitt, der die Leitung zwischen Source und Drain herstellt, ist mittelgrau dargestellt.

Field Effekt Transistor ist aus einem n-dotierten Träger aufgebaut, auf dem die Anschlüsse für Source und Drain liegen. Das Gatematerial ist eine p-Dotierung, unterhalb derer sich der n-Kanal befindet. Es bildet sich ein flächiger pn-Übergang aus, der mit ansteigender Sperrspannung breiter wird (siehe Abb. 4.3.1). Da sich in der Depletionszone keine freien Ladungträger mehr befinden, wird der wirksame Kanalquerschnitt von Source zu Drain, in Abhängigkeit von der Gatespannung, eingeschnürt. Das Potentialminimum, an dem sich die Elektronen sammeln, ist mit dem Gate des JFET verbunden. Anhand des Stromes der zwischen Source und Drain fliesst, kann dann die Ladung gemessen werden, die sich im Detektor angesammelt hat.

### 4.3.2 Betriebseigenschaften

Lechner et al. (2000) haben für einen SDD mit 5 $mm^2$ Oberfläche bei Zimmertemperatur eine Energieauflösung von 220 eV FWHM bei 5.9 keV gemessen. Durch Kühlung mit einem Peltierelement auf $-20°$ C kann die Energieauflösung auf 160 eV verbessert werden. Der n-JFET der Ausleseanode ist selbstlöschend, sodass kein Reset-Impuls von außen gegeben werden muss. Durch die Ladung, die sich auf dem Gate sammelt, entweder von einem Photon erzeugt oder thermisch generiert, lädt es sich langsam negativ auf. Bei einer bestimmten Potentialdifferenz zum Leitungskanal, der Source und Drain miteinander verbindet, bricht die Verarmungszone am Drainende des Gates zusammen. Das Gate wird entleert, der Detektor ist gelöscht. Die Größe und Form der Ladungswolke, die auf das Gate transferiert wird, bestimmt die Signalform, die der Pulsformer dann in ein gültiges oder ungültiges Signal umwandelt (Strüder 2000).

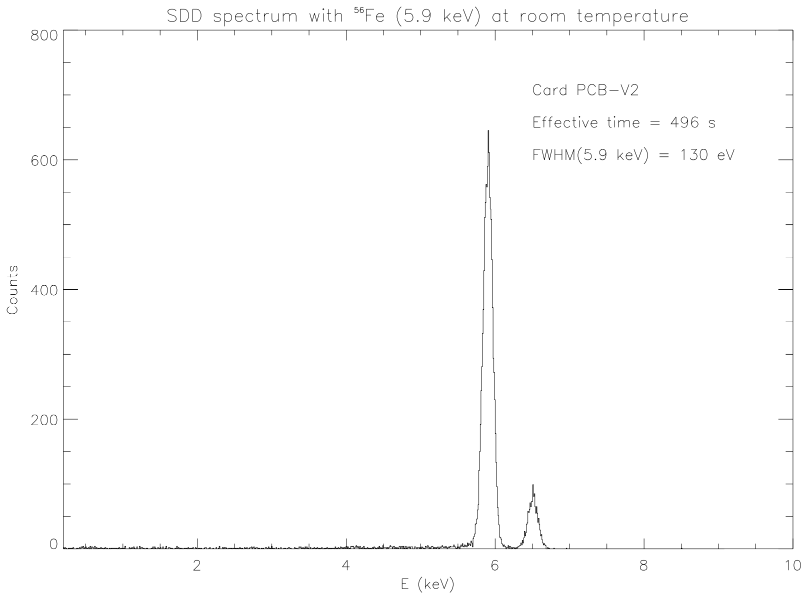



Abbildung 4.9: Spektrum einer $^{55}$Fe-Quelle aufgezeichnet mit einer Siliziumdriftkammer bei Raumtemperatur (Barret 2004).

Durch die Minimierung der Kapazität mit der Integration der Ausleseanode auf dem Detektor (250 fF Ausgangskapazität bei Lechner et al. 2000), können Pulsformzeiten (Puls Shaping Time Constants) von $1\,\mu$s erreicht werden, ohne die sehr gute Energieauflösung zu verschlechtern. Dies ermöglicht es, Zählraten von $10^5$ cts $s^{-1}$ zu spektroskopieren.

Der Leckstrom für eine Driftkammer mit 5 mm$^2$ Fläche und einer Dicke von $300\,\mu$m ist kleiner als 1 nA cm$^{-2}$. Die Quanteneffizienz liegt im Bereich von 300 eV–10 keV bei über 90% (Lechner et al. 2001). Die untere Energieschwelle ist vom Eintrittsfenster, d.h. dem Material auf der Rückseite des Wafers, durch das die Strahlung in das depletierte Volumen eindringt, abhängig. Die Ortsauflösung ist festgelegt durch die Größe einer Driftkammer, im Gegensatz zu einem CCD, bei dem die Pixelgröße die Ortsauflösung definiert.

## 4.4 DEPFET

### 4.4.1 Struktur und Funktion

Der Depleted Field Effect Transistor ist, wie die beiden vorher beschriebenen Detektoren, ebenfalls ein energieauflösender Detektor, der auf dem Seitwärtsdepletionsprinzip basiert und erstmals von Kemmer & Lutz (1987) vorgeschlagen wurde. Details der nachfolgend skizzierten Funktionsweise eines DEPFET finden sich in Lechner et al. (2003); Holl et al. (2003); Strüder et al. (2004b) sowie in Lechner et al. (2001). An der Rückseite des DEPFET, durch die die Strahlung eindringt, ist eine gleichmäßige Schicht aus p-dotiertem Material aufgebracht. Die Vorderseite ist mit einem p-Kanal Transistor belegt. Durch Anlegen einer Spannung an der Rückseite und an den Transistor auf der Vorderseite, kann das n-Substrat des Wafers depletiert werden. Mit Hilfe von tief in das n-Substrat eingebrachten starken n-Dotierungen kann ein Potentialminimum an einem festgelegten Ort erzeugt werden. Die Elektron-Loch-Paare, die durch Photoabsorption oder thermische Anregung erzeugt werden, werden getrennt und die Elektronen driften in das Potentialminimum, das unterhalb des Transistors an der Vorderseite erzeugt wird. Das Potentialminimum an der n-Dotierung wird auch internes Gate genannt, da es den Transistor ebenfalls mitsteuert.

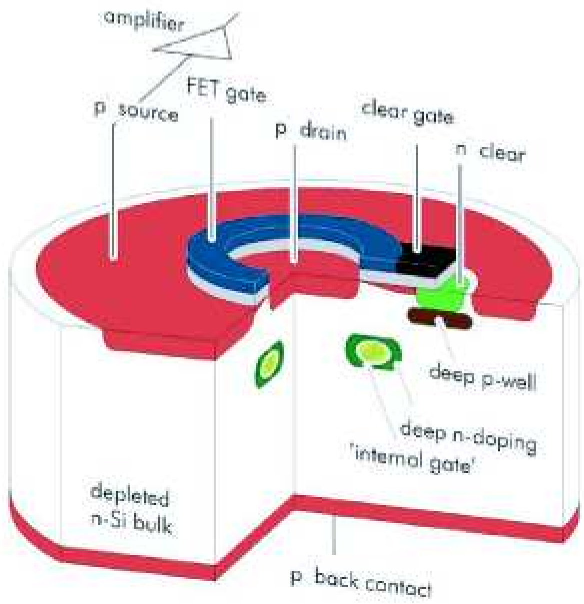



Abbildung 4.10: Aufbau eines DEPFET (Strüder et al. 2004b).

Der Stromfluss im p-Kanaltransistor wird nun mitbestimmt durch die Anzahl der Elektronen im internen Gate, da diese ein Feld unterhalb des (externen) Gates des Transistors

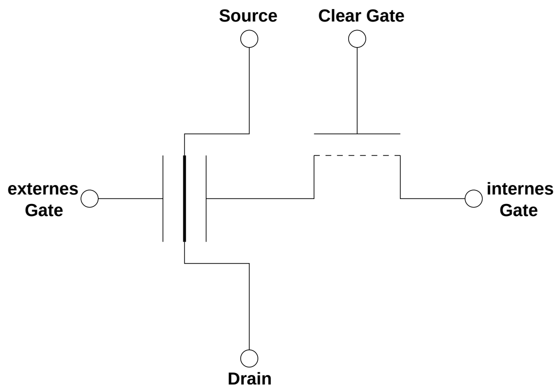



Abbildung 4.11: Prinzipschaltbild eines DEPFET

erzeugen. Der Kanal für Stromfluss von Source zu Drain wird durch das zusätzliche Feld eingeschnürt. Das interne Gate hat eine Sensitivität von 200 pA pro Elektron (Klein et al. 1997) und kann durch seine Geometrie und Dotierung bis zu $10^5$ Elektronen aufnehmen bevor es überläuft. Da die Elektronen im internen Gate beim Auslesen nicht gelöscht werden, muss ein separater Clear Kontakt neben dem p-Kanal Transistor angebracht werden. Liegt am Clear ein positives Potential (9–10 V) an, driften die Elektronen dorthin und werden abgesaugt (siehe Abb. 4.12). Strüder et al. (2004b) haben gezeigt, dass mit dieser Spannung alle Elektronen aus dem internen Gate entfernt werden. Während des Clearpulses können keine Photonen nachgewiesen werden, da die generierten Elektronen sofort zum Clear Kontakt driften. Deshalb sollte der Clearpuls auch möglichst kurz gehalten werden. Wird kein Photon registriert muss nach einer gewissen Zeit trotzdem ein Clearpuls gegeben werden, weil sich thermisch generierte Ladungen im internen Gate sammeln. Diese fliessen allerdings, wenn sich genügend Elektronen im internen Gate befinden, über eine niedrige Potentialschwelle, z.B zur Source, ab (Lechner et al. 2003).

### 4.4.2 Betriebseigenschaften

Das Konzept des DEPFET hat viele Vorteile. Zum Beispiel wird die Ladung im internen Gate unabhängig davon angesammelt, ob der Transistor ein- oder ausgeschaltet ist. Damit lässt sich die Leistungsaufnahme reduzieren. Ein Auslesezyklus bei einem DEPFET würde dann wie folgt ablaufen (Strüder et al. 2004b):

1. Integration der Signalladungen bei ausgeschaltetem Transistor;
2. Spannung auf das externe Gate geben und damit den DEPFET einschalten;
3. Messen der gesammelten Signalladung durch den Stromfluss zwischen Source und Drain (Signal Sampling);
4. Internes Gate mit dem Clearkontakt löschen;

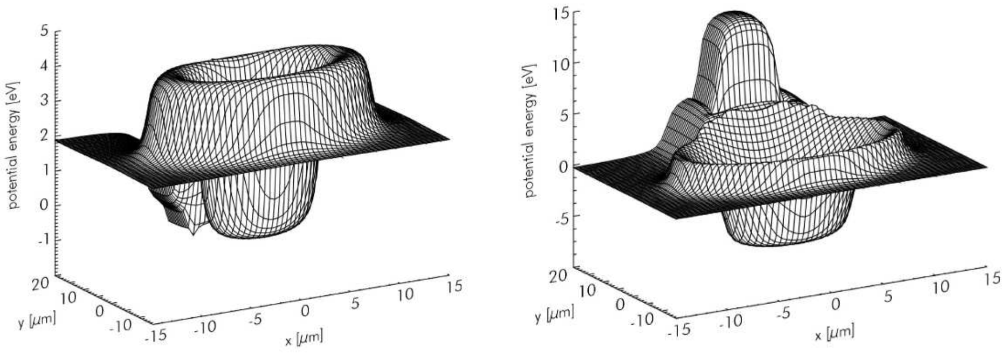



Abbildung 4.12: Potentiale eines DEPFET.**Links**: Das ringförmige attraktive Potential des internen Gates während der Integration. **Rechts**: Potentialverlauf beim Anliegen des Clear Pulses (Lechner et al. 2003).

5. Messen des Stromes mit leerem internen Gate (Baseline Sampling);

6. Ausschalten des DEPFET;

Aus dem Vergleich des Stromflusses vom Baseline und Signal Sampling kann auf die vom Photon erzeugte Ladung zurückgerechnet werden. Die Ausleseanode ist ebenfalls auf dem Detektor integriert, was die Kapazitäten beim Auslesevorgang minimiert. Die Größe des DEPFET kann variiert werden, muss aber aufgrund herstellungstechnischer Grenzen mindestens $35\,\mu\text{m}\times35\,\mu\text{m}$ für das kreisförmige Design betragen. Ein weiterer Vorteil besteht in der Möglichkeit mit Hilfe eines zweiten Gates die Ladung mehrfach auszulesen, da sie im Vergleich z.B. zum pn-CCD oder SDD nicht durch den Auslesevorgang zerstört wird. Mit dem "Repetitive Non-Destructive Readout" können Energiemessungen mit Sub-Elektronauflösung erreicht werden (Strüder et al. 2002).

Erste Messungen von Strüder et al. (2004b) zeigen, dass die Quanteneffizienz für 10 keV $> 96\%$ für 20 keV noch bei 45% ist. Das Eintrittsfenster (p-Dotierung der Rückseite) hat eine Dicke von 15 nm, das entspricht einer Effizienz von 80% bei 277 eV (C $K_\alpha$-Linie). Für Testmessungen lieferte eine $^{55}$Fe-Quelle Mn $K_\alpha$ (5.9 keV) und Mn $K_\beta$ (6.5 keV) Linien mit einer Halbwertsbreite von 131 eV bei Zimmertemperatur. Da die Daten mit einem einzelnen DEPFET aufgenommen wurden, konnten Split Events nicht erkannt und korrigiert werden. Dies zeigt sich im erhöhten Untergrundrauschen und führt zu einer Verbreiterung der Mn $K_\alpha$ Linie. Das Verhältnis zwischen Integrationszeit und Auslesezeit kann bis zu 1000 : 1 betragen (Strüder et al. 2004b).

Labormessungen von Leutenegger et al. (2000) haben gezeigt, dass SDD Strahlungsdosen von $10^{13}$ Photonen mit einer Energie von mehr als 12 keV, ohne Einbußen in der Energieauflösung, verkraften. Dies entspricht einer 3 Jahre dauernden Beobachtung einer Quelle, die $10^5$ cts s$^{-1}$ auf dem Detektor hinterlässt.

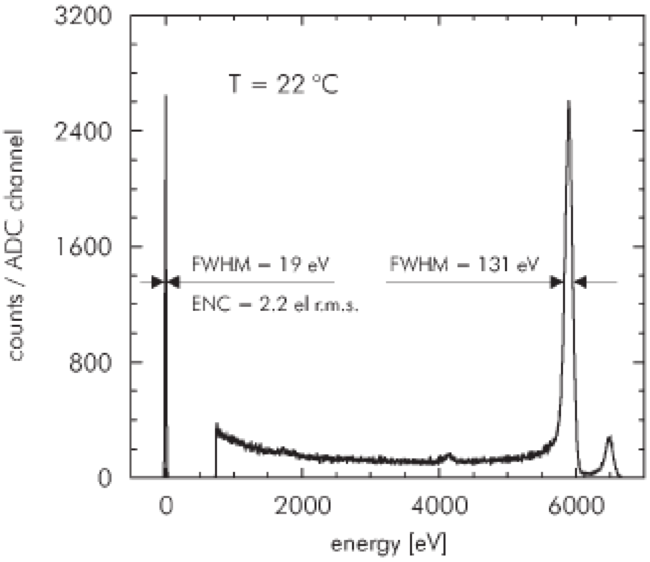



Abbildung 4.13: Spektrum einer $^{55}$Fe-Quelle aufgenommen mit einem einzelnen DEPFET. Der Noise Peak bei 0 eV wurde in einer Einzelmessung, ohne Quelle, aufgezeichnet. Der niederenergetische Hintergrund stammt von Split Events am Rand des Detektors, was die FWHM der Linien zusätzlich verbreitert. Die Peaks bei 5.9 und 6.5 keV sind die Mn $K_{\alpha}$ und Mn $K_{\beta}$ Linie (Strüder et al. 2004b).

## 4.5 Diskussion der Detektoren

In diesem Abschnitt sollen nun die Vor- und Nachteile der vorgestellten Detektoren noch einmal gegenüber gestellt werden. Allen ist gemeinsam, dass sie backilluminated sind und damit keine Relikte oder ungleichmäßige Absorptionen durch die Kontaktierungen entstehen. Weiterhin schützen sie dadurch ihre Auslesestrukturen und sind deswegen als strahlungshart einzustufen. Es tritt keine Verschlechterung der Leistungsfähigkeit auf, die von niederenergetischen Protonen hervorgerufen wird, wie z.B an der ASIC Kamera von *Chandra*. Die Detektoren eignen sich gut für Umgebungen, bei denen hohe Zählraten auftreten.

**pn-CCD**

+ gute Ortsauflösung bei gleichzeitig guter Energieauflösung (≈150 eV @ 5.9 keV)

+ selbst schützend durch 300 $\mu$m Dicke

0 maximale Zählrate von 60 000 cts $s^{-1}$ im Burst Modus, allerdings nur 3% lifetime

– langsamer Ladungstransfer, was die mögliche Ausleserate limitiert

– nur sequentiell auslesbar

– CTE wird im Betrieb durch Strahlungsschäden langsam schlechter

– Betriebstemperatur bei $-100°$ C

**SDD**

+ gute Energieauflösung (≈140 eV @ 5.9 keV)

+ selbst schützend durch 500 $\mu$m Dicke im neuen Produktionszyklus

+ kein Ladungstransfer beim Auslesen nötig

+ Zählraten bis $10^5$ cts $s^{-1}$ möglich

+ benötigter Temperaturbereich $-30$ bis $+20°$C

– Ortsauflösung nur mit einem Array von SDD möglich

– hinter jeder SDD in einem Array eine Verstärkereinheit nötig, hoher Leistungsverbrauch

**DEPFET**

+ gute Energieauflösung (≈130 eV @ 5.9 keV)

+ selbst schützend durch 500 $\mu$m Dicke im neuen Produktionszyklus

+ kein Ladungstransfer beim Auslesen nötig

+ Zählraten bis $10^5$ cts $s^{-1}$

+ jedes Pixel einzeln und direkt ansprechbar

+ lokale Selektierbarkeit der auszulesenden Region, dadurch bessere maximale Auslesegeschwindigkeit

+ abschaltbar während der Integrationszeit, geringer Leistungsverbrauch

– komplexe Produktion

– bisher nur $64 \times 64$ Pixelarray getestet

## 4.6 Mögliche Implementationen auf *XEUS* als Fast Timing Detektor

Wie kann nun ein Fast Timing Detektor (FTD) realisiert werden, der den im Abschnitt 3.2.4 aufgezählten Eigenschaften genügt? Ein FTD mit einem pn-CCD kommt nicht in Frage, da es die auftretenden hohen Zählraten nicht verarbeiten kann, ohne in das Pile-up Limit zu geraten. Im Halbleiterlabor des Max-Planck Instituts für extraterrestrische Physik (HLL-MPE) wird momentan (2004) ein Nachfolger des pn-CCD gefertigt. Das Funktionsprinzip bleibt das Gleiche, es besitzt aber einen Frame Store Bereich, in den das Bild schnell geschoben wird (Meidinger et al. 2004). Dies minimiert die Out of Time Events, da das Verhältnis von Auslese- zu Integrationszeit verkleinert wurde. Der eigentliche Auslese- und Verarbeitungsvorgang wird dann vom strahlungsgeschützten Framestore Bereich aus durchgeführt, während das nächste Bild bereits aufgenommen wird. Leider lassen sich mit dieser Methode auch keine Zählraten von mehr als $10^5$–$10^6$ cts $s^{-1}$ verarbeiten.

### 4.6.1 SDD-Array

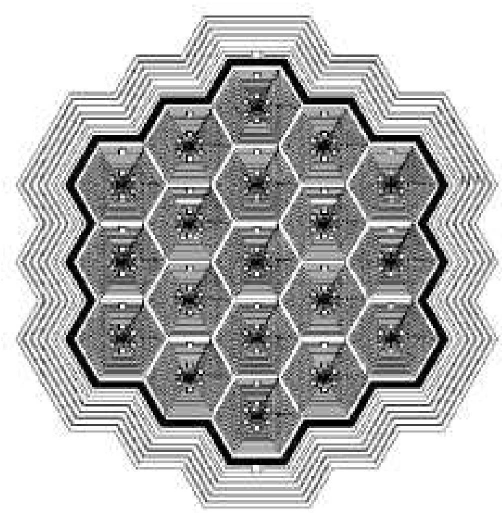


Abbildung 4.14: Siliziumdriftkammer Array mit 19 hexagonalen Zellen (Strüder et al. 2004a).

Ein Array aus Siliziumdriftkammern wurde von Barret et al. (2003) als FTD vorgeschlagen, was auch als mögliche Realisation in Wilson et al. (2003) aufgenommen wurde. Der Vorschlag, diskutiert in Strüder et al. (2004a), besteht darin, 19 hexagonale Siliziumdriftkammern auf einem Wafer zu formen, die sich eine Spannungsversorgung, das Eintrittsfenster und den Guardring teilen. Jede einzelne dieser Zellen hat eine Fläche von 5 mm$^2$, was einer Gesamtfläche von $\approx 1\,\mathrm{cm}^2$ entspricht. Wird der Detektor außerhalb der Fokalebene plaziert, kann die Point Spread Function einer Quelle über dieses Array verteilt werden. Damit kann die geforderte Zählrate von $10^6$ cts $\mathrm{s}^{-1}$ und die Totzeit von $< 1\%$ erreicht werden. Die 19 Driftkammern werden monolithisch auf einem Wafer gefertigt. Durch die kleine feldfreie Zone zwischen zwei Kammern, wird die Split Event Entstehung unterdrückt.

Durch ein Event wird der Auslesevorgang im Detektor automatisch getriggert, es ist kein Auslesepuls von außen nötig. Jede Ladung, die im Detektor generiert wird, während die Ausleseelektronik (z.B. Puls Shaper) ein Ereignis verarbeitet, wird ebenfalls sofort mitausgelesen. Es kann deswegen Pile-up bei hohen Zählraten auftreten. Trifft die Strahlung den Detektor während seiner Totzeit, in der die Ladungen in der Elektronik gelöscht werden, wird das Event nicht registriert. Die von Barret (2004) gemessenen Totzeiten für das 19 Pixel SDD-Array liegen bei 500 ns, wobei der Hauptteil aus der Puls Shaping Time stammt. Wird eine schlechtere Energieauflösung in Kauf genommen, sind 150 ns Totzeit erreichbar (siehe Abb. 4.15).

Zu diesem möglichen Detektorkonzept wurden Simulationen erstellt, die im nächsten Kapitel vorgestellt werden.

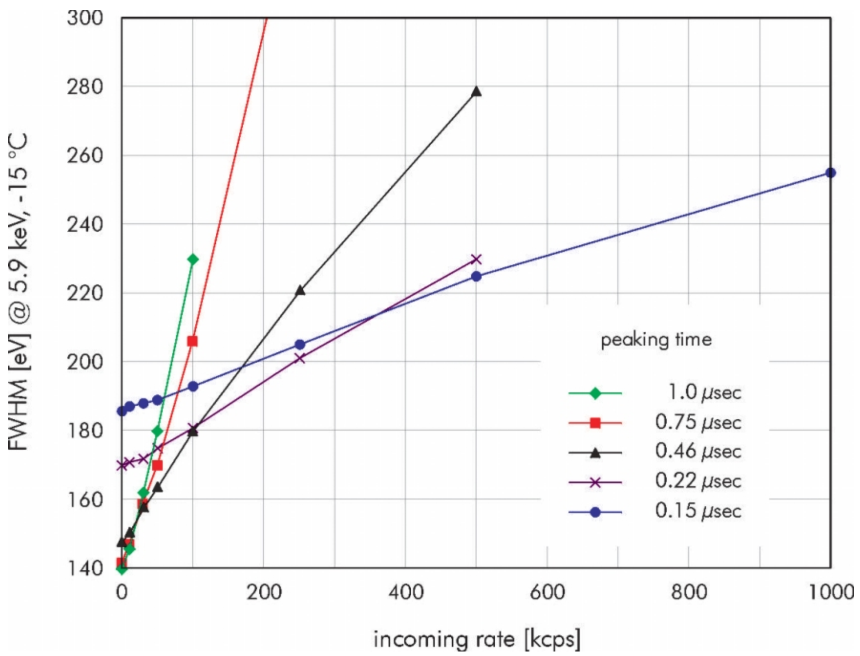



Abbildung 4.15: Abhängigkeit der Energieauflösung von der Puls Shaping Time und Photonenankunftsrate (Strüder et al. 2004a).

### 4.6.2 DEPFET-Matrix

Ein neuer Vorschlag, vorgestellt von Kendziorra (2003), für einen Fast Timing Detektor besteht darin, die Eigenschaften der DEPFETs auszunutzen und eine dem Wide Field Imager ähnliche Struktur aufzubauen (vgl. Abschnitt 3.2.3.1). Geplant ist ein quadratisches Array aus $20 \times 40$ Pixeln mit einer Größe von $600\,\mu\text{m} \times 300\,\mu\text{m}$, das außerhalb der Fokalebene positioniert werden kann (siehe auch Abb. 3.13). Das Pile-up Limit von *XMM-Newton* liegt bei einer Zählrate, die 1/40 Ereignis pro Pixel und Auslesevorgang erreicht. Aus der geforderten maximalen Zeitauflösung von $1\,\mu\text{s}$ ergeben sich $10^5$ Auslesezyklen pro Sekunde. Damit die für *XEUS*-1 prognostizierten $2 \cdot 10^6$ cts s$^{-1}$ ohne Pile-up detektiert werden können, sind ca. 800 Pixel nötig:

$$N_{\text{Pixel}} = 40 \cdot \frac{2 \cdot 10^6}{10^5} = 800 \tag{4.9}$$

Die Größe der einzelnen Pixel basiert auf der Forderung die Point Spread Function einer punktförmigen Quelle auf möglichst viele Pixel zu verteilen. Die Pixelgröße für den WFI liegt bei $75\mu$m Kantenlänge. Die großen Pixel des FTD könnten falls nötig mit Driftringen wie bei Siliziumdriftkammern hergestellt werden, um den erforderlichen Potentialverlauf über die Ausdehnung eines Pixels zu gewährleisten, so dass sich die generierten Elektronen im internen Gate sammeln.

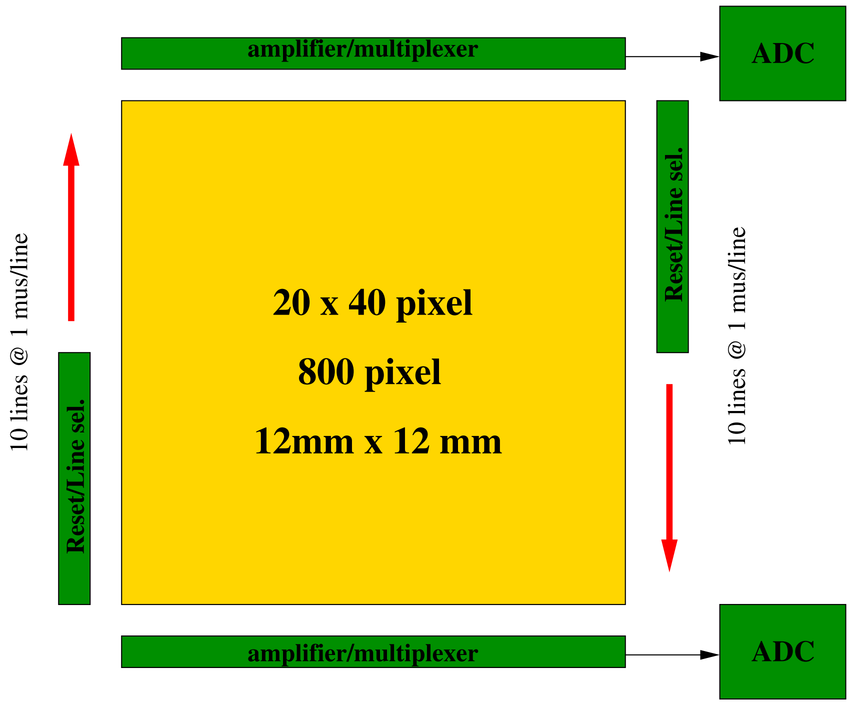



Abbildung 4.16: Aufbau einen FTD mit DEPFETs (Kendziorra 2003).

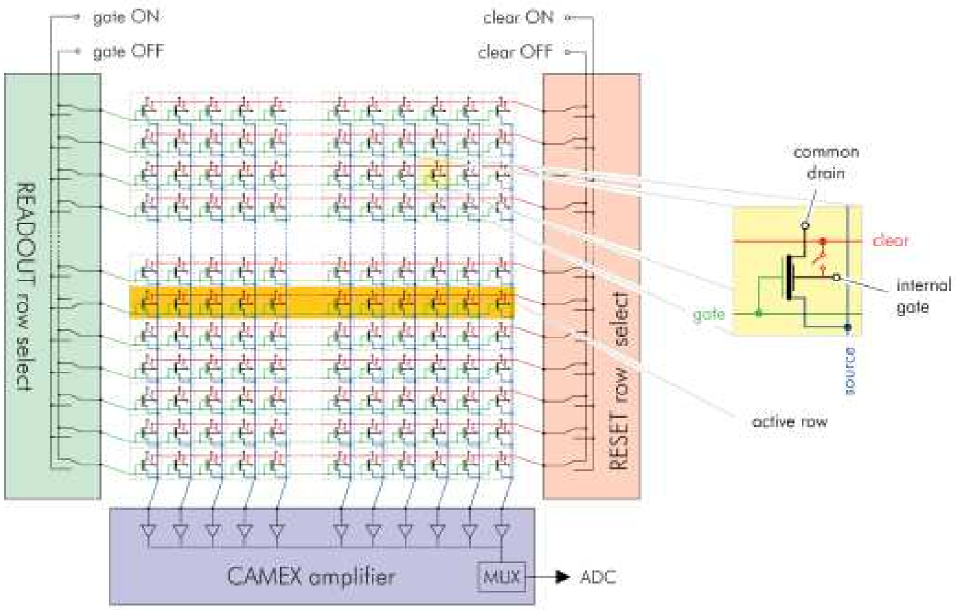



Abbildung 4.17: Anschluss der Steuer- und Verstärkerchips am WFI (Strüder et al. 2002).

Die DEPFETs besitzen immer zeilenweise einen gemeinsamen, durchlaufenden Gate- und Drainkontakt. Die Sourcekontakte werden immer spaltenweise zusammengeschlossen und enden bei einem CAMEX. Die Verstärkung erfolgt durch zwei CAMEX Chips, bei denen jeweils 40 Eingänge betrieben werden, sodass immer eine gesamte Zeile parallel ausgelesen werden kann. Mit Hilfe der Switcher Chips werden die einzelnen Zeilen der Reihe nach ein- und ausgeschaltet, indem Spannung auf den Gatekontakt gegeben wird. Dadurch liegt das Sourcesignal am CAMEX an und kann verarbeitet werden. Danach wird die ausgelesene Zeile mit dem zweiten Switcher Chip gelöscht, indem er ein positives Potential an den Clearkontakt anlegt. Die Ausgänge der Switcher Chips werden von einem $256 \times 4$ Bit RAM Sequenzer gesteuert, der dafür sorgt, dass die Spannungen das richtige zeitliche Verhalten haben (Holl et al. 2003). So lassen sich Regionen für einen Auslesevorgang selektieren, dies vereinfacht die Realisierung von verschiedenen Auslesemodi, z.B. für den WFI. Eine wichtige Änderung gegenüber dem pn-CCD besteht darin, dass der Gain nicht mehr zeilenweise, sondern für jedes Element eines DEPFET Arrays einzeln berücksichtigt werden muss.

In den ersten Experimenten von Strüder et al. (2004b) mit einem konventionellen DEPFET Array mit $64\times64$ Pixeln, die eine Größe von $75\,\mu\text{m}\times75\,\mu\text{m}$ haben, wurde gezeigt, dass eine Auslesegeschwindigkeit von $1\,\mu\text{s}$ im Bereich des Möglichen liegt, da kein Ladungstransfer durchgeführt werden muss. Wenn nun der FTD in zwei Richtungen ausgelesen wird, je 10 Zeilen in eine, so kann der Detektor in 10 $\mu$s komplett ausgelesen werden.

Der große Vorteil dieses Vorschlags besteht darin, die Technik und das Wissen, das bei der Herstellung des Wide Field Imagers gesammelt wurde, für den Bau des FTD nutzen zu können.

# Kapitel 5

# Simulationen

## 5.1 Monte Carlo Simulationen

Ziel der hier vorgestellten Simulationen ist es, erste realistische Abschätzungen von Totzeiteffekten in den Fast Timing Detektoren auf *XEUS* zu liefern. Die in IDL (Interactive Data Language) geschriebenen Simulationsprogramme sind modular aufgebaut. Es existiert jeweils ein Programm, um die beiden, prinzipiell verschiedenen Detektoren, das SDD- und DEPFET-Array, und die mit ihnen verbundene Ausleseelektronik in ihrem Verhalten zu beschreiben. Als Input der Totzeitsimulationen dienen gemessene oder idealisierte Lichtkurven und Spektren von zeitlich variablen Quellen. Die Energieverteilung wird in PHA-Kanälen angegeben und kann auf einfache Art mit Standardsoftware (wie z.B. XSPEC) erzeugt werden. Mit XSPEC ist es möglich, kompliziertere Modellspektren mit geringem Aufwand zu erhalten und die Ergebnisse zu untersuchen. Bei den Totzeitsimulationen wird die effektive Fläche der modifizierten *XEUS*-Mission benützt, die von einer Sammelfläche von $10\,\mathrm{m}^2$ bei 1 keV ausgeht. Der Detektor Response Matrix[1] liegt das EPIC pn-CCD zugrunde, das ein ähnliches Energieverhalten zeigt, wie die monolithisch aufgebauten SDD- und DEPFET-Arrays.

Für das DEPFET-Array, nachfolgend auch als APS (Active Pixel Sensors) bezeichnet, kann zwischen einer homogenen Beleuchtung oder einer gaußförmigen Point Spread Function des Spiegels auf dem Detektor gewählt werden. Bei den hier vorgestellten Simulationen wurde eine Gauß'sche Verteilung der Photonen auf dem APS angenommen, die zentral über der Mitte des Detektors sitzt und in beide Raumrichtungen auf der Detektoroberfläche eine Standardabweichung $\sigma = 30\%$ des Detektordurchmessers besitzt. Das SDD-Array wird aufgrund seiner hexagonalen Zellstruktur momentan nur homogen beleuchtet, die gaußförmige Point Spread Function wird später noch hinzugefügt werden.

Nachdem die Lichtkurve der Quelle und das zugehörige Spektrum erstellt und die Beleuchtungsart ausgewählt wurde, kann die Simulation gestartet werden. Zuerst wird die vorgegebene Lichtkurve in einzelne, gleich große Zeitbins aufgeteilt. Aus der in den Zeitbins abgespeicherten Zählrate $r$ [cts s$^{-1}$], wird nun der zeitliche Abstand $\Delta\tau$ zwischen zwei

[1] Quelle: ESA-Homepage ftp://www.rssd.esa.int/pub/XEUS/RESPONSE

Photonen berechnet, wobei angenommen wird, dass die Photonenverteilung einer Poissonstatistik gehorcht. Der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Photonen folgt deshalb einer Exponentialverteilung mit einem Mittelwert um $1/\langle r \rangle$. Das Eingangsspektrum wird in eine kummulative Verteilung umgerechnet, mit der dann die Energie des ankommenden Photons über einen Zufallszahlengenerator bestimmt werden kann. Bei der Energiezuordnung werden keine Hintergrundereignisse berücksichtigt.

Nach der Energiebestimmung wird die Position auf dem Detektor ($x$- und $y$-Koordinate) an der das Photon auftrifft, je nach gewählter Beleuchtung (homogen oder inhomogen) mit einem Zufallszahlengenerator bestimmt. Aus den $x$- und $y$-Koordinaten wird das zu dieser Position zugehörige Pixel bestimmt. Bei der Interaktion des Photons mit dem Halbleiterdetektor entsteht eine gaußförmige Ladungswolke, deren Größe mit einer Standardabweichung $\sigma_{cc} = 2\mu$m angenommen wird. Der Wert stammt aus Wilson et al. (2003) und ist typisch für einen Halbleiter mit einer Dicke vom $500\,\mu$m und wird beim WFI ebenfalls benützt. Die Größe der Ladungswolke kann aber als Eingangsparameter in der Simulation verändert werden. Bei APS muss aufgrund der Pixelgröße von $600\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ eine Ausbreitung der Ladungswolke in umliegende Pixel berücksichtigt werden. Dazu wird in den Simulationen der Anteil der Ladung berechnet, der in benachbarte Pixel gelangt, wenn der Ankunftsort des Photons weniger als $3\sigma_{cc}$ vom Rand des Pixels entfernt ist. Bei den ersten, hier vorliegenden Simulationen wurden nur Double Events berechnet, d.h. die Ladungswolke teilt sich über zwei Pixel aus. Hierzu wird die IDL-Funktion

$$\text{gaussint}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{x} e^{-t^2/2}\, dt \tag{5.1}$$

verwendet. Diese liefert einen Wert für das auf 1 normierte Gaußintegral von $-\infty$ bis $x$, wobei $x$ die Pixelgrenze darstellt. Dieser Wert entspricht somit dem Anteil der Ladung, die in einem benachbarten Pixel landet. Der Anteil an der Ladungswolke des vom Photon getroffenen Pixels ist dann $1 - \text{gaussint}(x)$. Bei der Berechnung ist allerdings noch die Ladungswolkengröße $\sigma_{cc}$ zu berücksichtigen, da das Gaußintegral in der oben angegebenen Form eine Standardabweichung $\sigma = 1$ hat.

Natürlich können auch Konfigurationen auftreten, in denen sich die Ladungswolke auf drei oder sogar vier Pixel verteilt, z.B wenn die Interaktion von einem Photon mit dem Siliziumwafer in einer Ecke des Pixels stattfindet. Diese Mehrfachereignisse sind zu vernachlässigen, ihr Anteil ist in erster Linie abhängig vom Verhältnis der Ladungswolkengröße zur Pixelgröße. Da bei den SDD die Pixel mit einer Fläche von $\sim 5\,\text{mm}^2$ deutlich größer sind als die Pixel im APS und durch einen kleinen Abstand voneinander getrennt sind, werden hier solche Split Events nicht auftreten.

In der Simulation wird für das erzeugte Photon entschieden, ob der Detektor das Photon registrieren kann. Für die SDDs wurde eine Totzeit von 500 ns angenommen. Trifft das Photon in eine SDD-Kammer, in der innerhalb der letzten 500 ns ein Photon ausgelesen wurde, so wird das neue Photon nicht registriert. Beim SDD-Array sollte bei sehr hohen Zählraten ($> 10^6$ cts/s) Pile-up auftreten. Dieser wird aber in den Simulationen nicht berücksichtigt, da die dazu notwendigen Informationen über die Ausleseelektronik nicht vorhanden sind. Um den Pile-up realistisch simulieren zu können, müssen die genaue Driftzeit zur Ausleseanode, sowie die Pulsform- und Einschwingzeiten der Elektronik bekannt sein. Die SDDs werden durch ein Ereignis zum Auslesen getriggert, im Gegensatz zum APS, bei dem ein zyklischer Auslesevorgang angenommen wurde. Für jede Zeile im APS wird eine Tot- /Auslesezeit von $1\,\mu$s angesetzt, innerhalb derer kein Ereignis detektiert werden kann. Der gesamte $20 \times 40$ Pixel große Detektor wird somit in $20\,\mu$s ausgelesen. Das Auslesen in zwei Richtungen (vgl. Abs. 4.6.2) muss noch in den Code implementiert werden und sollte das Pile-up Verhalten des simulierten APS verbessern. Da immer eine komplette Zeile parallel ausgelesen wird, kann in dieser Zeit kein Photon in dieser Zeile nachgewiesen werden. Die Ereignisse werden in den Pixeln über einen Zeitraum von $19\,\mu$s (20 Zeilen und je $1\,\mu$s/Linie) integriert.

Der Pile-up lässt sich im Vergleich zu den SDDs leicht berechnen, da in einem Pixel, das seit dem letzten Auslesen bereits von ein Photon getroffen wurde, die Energie des neuen Photons aufaddiert wird. Beim Auslesen des Detektors wird das registrierte Photon in eine Eventliste geschrieben. Im SDD-Array entspricht die Auslesezeit der Photonenankunftszeit. Beim APS kann zwischen der Auslesezeit und der realen Ankunftszeit ein kompletter Lesezyklus liegen. Die Eventliste enthält neben der Energie die Pixelnummer, die Auslesezeit, die reale Ankunftszeit sowie die Information, ob es sich um einen Teil eines Split Events handelt.

Die ersten Ergebnisse, die mit Hilfe der Simulationen erstellt wurden, sind hier aufgeführt und von Wilms et al. (2004) veröffentlicht worden. Alle nachfolgenden Grafiken, mit Ausnahme des Original Power Spektrums von GX $5-1$, wurden mit den Simulationsprogrammen erstellt.

### 5.1.1 Crab Pulsar

Die Form des Pulsprofiles stammt von Kirsch (2003) und wurde von *XMM-Newton* im Energiebereich 0.6–8.5 keV aufgenommen und für *XEUS* skaliert. Bei den Simulationen des Crab Pulsars (vgl. Abb. 5.1) zeigen sich die hohen Zählraten, die auf den Detektoren erwartet werden. Das Grundniveau liegt bei $6 \cdot 10^5$ cts s$^{-1}$, die Zählrate im Hauptpeak des Pulsprofiles ist $2.2 \cdot 10^6$ cts s$^{-1}$. Die Abbildungen der beiden Detektoren zeigen, dass es mit dem Fast Timing Instrument auf *XEUS* möglich ist, die einzelnen Pulse des Crab Pulsars im Röntgenbereich detailliert aufzunehmen. Durch die hohen aufgezeichneten Zählraten besteht die Möglichkeit phasenaufgelöste Spektroskopie an Pulsaren zu betreiben und den Energiebereich zu erweitern, in dem Emissionsprozesse untersucht werden können.

Abbildung 5.1 zeigt, dass beide für *XEUS* vorgeschlagene Detektorimplementationen es prinzipiell erlauben werden, Quellen mit einer Intensität, die der des Crab Pulsars entspricht, detailliert zu studieren. Die Zählrate der Peakflüsse ist gegenüber der Originalzählrate durch Totzeit und Pile-up Effekte reduziert. Die Abweichung beträgt 5% beim SDD-Array und 16% bei der DEPFET Matrix. Durch den Einbau des vorgeschlagenen beidseitigen, parallelen Auslesens, sollten die Abweichung beim DEPFET zum SDD-Array vergleichbare Werte annehmen. Die Abweichung ist aber in beiden Fällen größer als die geforderten 1%.

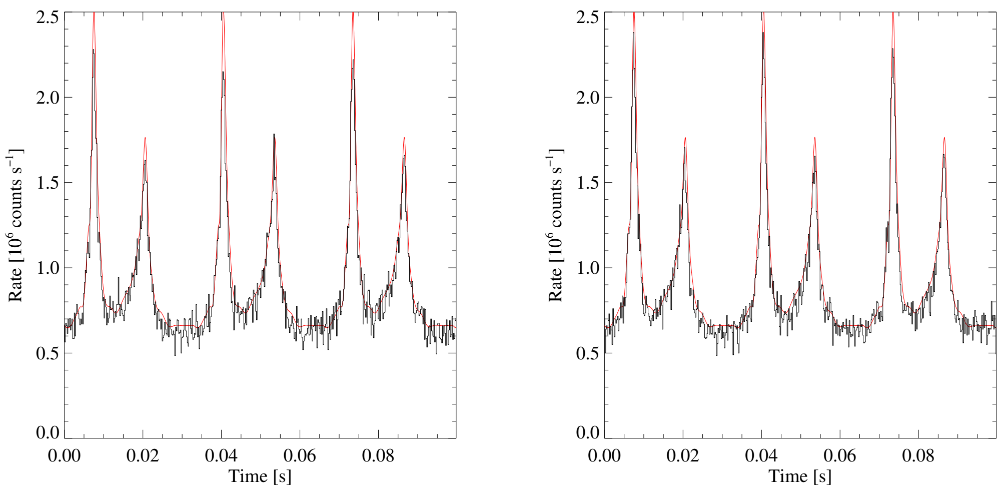



Abbildung 5.1: **Links**: Simulierte SDD-Array Lichtkurve des Crab Pulsars im Energieband 1–10 keV, mit einer Zeitauflösung von 0.2 ms und einer mittleren Zählrate von $10^6$ cts $s^{-1}$. Gelb eingezeichnet ist die Eingangszählrate, schwarz die Lichtkurve nach der Totzeitsimulation. **Rechts**: Gleiche Parameter, mit der DEPFET-Matrix als Detektor.

### 5.1.2 kHz quasiperiodische Oszillationen

Eine der Hauptaufgaben von XTRA soll die detailliertere Untersuchung der von *RXTE* entdeckten kHz quasiperiodischen Oszillationen sein. Aus diesem Grund wurden Simulationen des LMXBs GX $5-1$ durchgeführt, der zur Gruppe der Z-Quellen gehört. Die kHz QPOs in GX $5-1$ wurden von Wijnands et al. (1998) entdeckt und von Jonker et al. (2002) ausführlich untersucht. Die Quelle befindet sich bei $S_z = 0.6$ auf dem horizontalen Ast (siehe 2.8) und zeigt eine Oszillation bei einer Frequenz von 31.9 Hz (Horizontal Branch Oscillation / HBO) mit 6.8 Hz FWHM und einer Amplitude von $\sim 5\%$. Eine Oberschwingung ($2^{\mathrm{nd}}$ HBO) bei 64 Hz ist vorhanden mit einer FWHM $\approx 13$ Hz. Erklärungen für die HBO in GX $5-1$ werden in einer präzedierenden Akkretionsscheibe vermutet, die nahe des inneren Randes verbogen ist. Details hierzu finden sich in Jonker et al. (2000) und Jonker et al. (2002). Zwei kHz quasiperiodische Oszillationen sind auf dem Horizontal Branch ebenfalls vorhanden mit Frequenzen von 355 Hz, mit 128 Hz FWHM und einer rms-Amplitude von 2.6%, sowie bei 688 Hz, mit einer 2.6% rms-Amplitude und einer FWHM von 182 Hz. Um diese Quelle zu simulieren, wurde ein theoretisches Power Spektrum aus Lorentzkurven mit den oben genannten Werten erstellt. Um eine realistische Lichtkurve zu erhalten wurde der Algorithmus von Timmer & König (1995) in einer leicht modifizierten Version benutzt. Dieser Algorithmus wurde geschrieben um AGN Lichtkurven zu modellieren und bietet die Möglichkeit die Fouriertransformation in Amplitude und Phase zufällig zu verändern, um eine realistische $\chi^2$-Verteilung des Power Spektrums zu erhalten. Die gewünschte Lichtkurve ergibt sich dann aus der inversen Fouriertransformation des Power Spektrums.

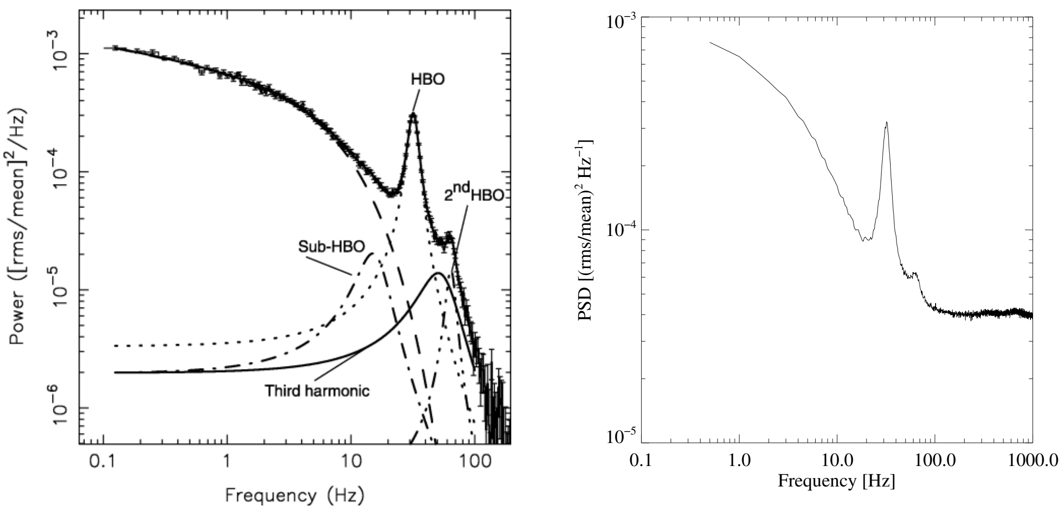



Abbildung 5.2: **Links:** Das über 2–60 keV gemittelte Power Spektrum der Quelle GX 5−1 wurde von Jonker et al. (2002) für den $S_z = 0.60$ Zustand, mit einer Gesamtbeobachtungszeit von 584 ks gemessen. **Rechts:** Simuliertes Power Spektrum für den APS Detektor (6 ks Beobachtungszeit). Beide Peaks der HBO sind klar erkennbar. Im simulierten PSD wurde das Poissonrauschen nicht korrigiert, dies zeigt sich in einem flachen Kurvenverlauf oberhalb von 100 Hz.

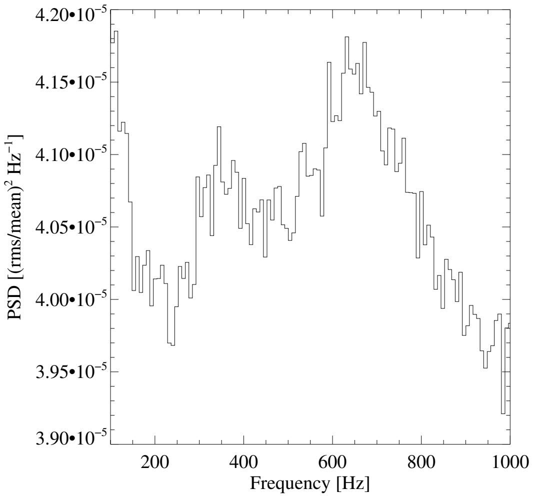



Abbildung 5.3: Das hier dargestellte PSD, im Frequenzbereich von 100–1000 Hz mit 8 Hz Bins, ist eine Auschnittsvergrößerung des simulierten PSD von Abb. 5.2. Die schwachen kHz QPOs bei 355 Hz und 688 Hz sind trotz der kurzen Beobachtungszeit von 6 ks klar von Poissonrauschen trennbar. Der Anstieg unterhalb $\sim 200$ Hz wird von niederfrequentem Rauschen verursacht.

Die in Abb. 5.2 und 5.3 gezeigten PSDs (Gesamtbeobachtungszeit 6080 s) sind Mittelwerte von 380 PSDs mit einer jeweiligen Beobachtungsdauer von 16 s. Die Zählrate auf den Detektoren wurde mit 50 000 cts $s^{-1}$ angenommen. Beide abgebildeten PSDs wurden nach Miyamoto normiert (Miyamoto et al. 1991). Die Fläche unter dem PSD ist dabei die gemittelte Schwankung des Quellsignals, normiert mit der mittleren Zählrate unter Berücksichtigung der Hintergrundzählrate. Dadurch lassen sich Veränderungen in der Amplitude von unterschiedlich hellen Objekten sehr gut vergleichen. Eine ausführlichere Diskussion der Eigenschaften von PSD und deren Normierungen findet sich bei Pottschmidt (2002).

Diese Simulationen bestätigen die in Abschnitt 3.2.4 mit Hilfe von Gleichung 3.2 gemachten Aussagen über das Signal zu Rauschverhältnis eines Fast Timinig Detektors bei einer zur Verfügung stehenden Spiegelfläche von 10 $m^2$. *XEUS* kann in Regionen mit einem geringen Röntgenhindergrund QPOs mit gleicher Signifikanz, in einer 10× kürzeren Zeit, als *RXTE* registrieren. Für schwächere Röntgenquellen sollte die Sensitivität von *XEUS* gegenüber dem *RXTE*-PCA aufgrund der geringeren Hintergrundzählrate noch größer sein.

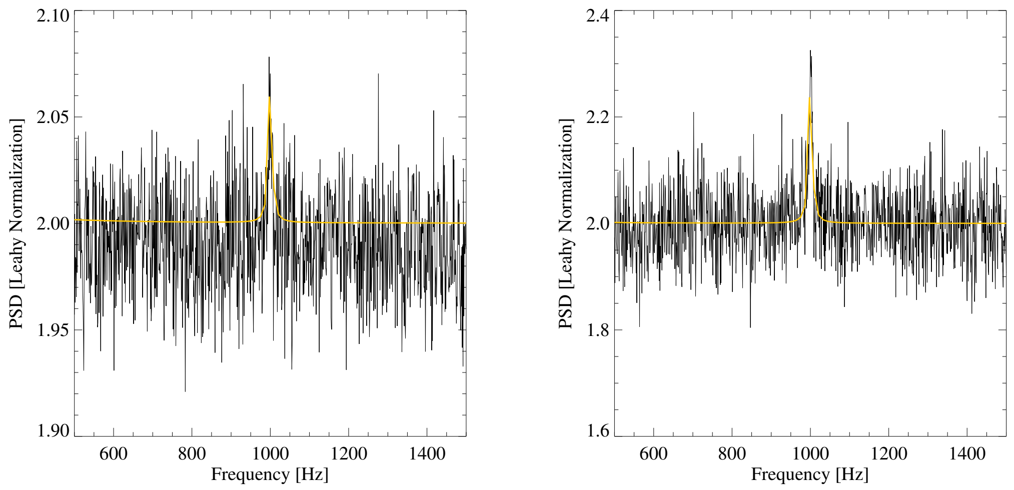



Abbildung 5.4: Simuliertes Power Spektrum einer Quelle mit einer kohärenten Oszillation (1000 Hz mit 10 Hz FWHM), aufgezeichnet mit dem Siliziumdriftkammer-Array. Gelb eingezeichnet ist die das Eingangs-PSD. **Links:** 1% rms-Amplitude detektiert in 960 s. **Rechts:** Um eine QPO mit der gleichen Signifikanz bei d einer rms-Amplitude von 0.5% nachzuweisen werden 8 ks Beobachtungszeit benötigt.

Bei den Simulationen, die in Abbildung 5.4 dargestellt sind, wurde versucht, eine QPO zu simulieren, die eine sehr kohärente Rotationsperiode besitzt. Als Grundlage diente wieder das PSD und die Lichtkurve von GX 5−1, der eine Oszillation bei 1 kHz mit einer FWHM von 10 Hz überlagert wurde. Es wird angenommen, dass jeder Neutronenstern im Power Spektrum eine Oszillation aufgrund seiner Rotation aufweist. Perioden mit Frequenzen von über 1 kHz entstehen, wie in Gleichung 2.20 gezeigt, in unmittelbarer Nähe des

Neutronensterns. Der Neutronenstern rotiert in diesem Frequenzbereich nahe der Break Up Frequenz, bei der er aufgrund der Zentrifugalkraft auseinander gerissen wird. Haben die Oszillationen ihren Ursprung direkt auf der Oberfläche des NS, ergeben sich aus dem konstanten Spin keine Abweichungen in der Periode und es entsteht ein enger Peak im PSD.

Es existieren Fälle, wie z.B. Sco X-1, bei denen bisher keine Oszillationen dieser Art nachgewiesen werden konnten, da die Instrumente, die für hoch zeitaufgelöste Studien zur Verfügung stehen, nicht empfindlich genug sind (siehe Swank 2004 für Details). Die Simulationen in Abb. 5.4 zeigen, dass XTRA kohärente Oszillationen mit 1% rms-Amplitude in 1 ks und mit 0.5% rms-Amplitude in 10 ks nachweisen kann. Das PSD wurde in der Leahy Normierung (Leahy et al. 1983) gezeichnet, die das PSD auf die mittlere Photonanzahl normiert. Die Leahy-Normierung ist geeignet, um statistische Aussagen über die Varianz zu treffen, z.B. über Abweichungen von der Poissonstatistik. Bei ihr liegt das frequenzunabhängige Rauschen, auch Poisson- oder Weißes Rauschen genannt, immer bei einer Stärke von 2.

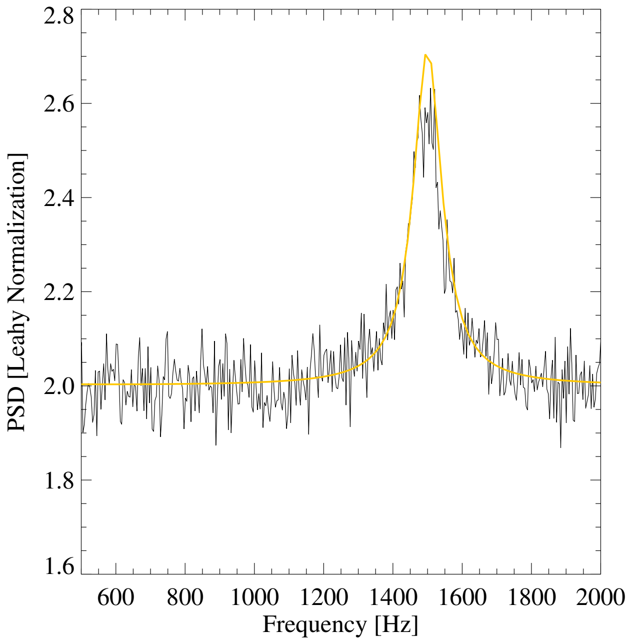



Abbildung 5.5: Simuliertes Power Spektrum einer QPO bei 1500 Hz mit 100 Hz FWHM simuliert mit 50 000 cts $s^{-1}$ auf dem DEPFET-Array. Eine rms-Amplitude von 5% wurde bei einer Beobachtungszeit von 400 s mit einer Signifikanz von 5 $\sigma$ detektiert.

Die Grundlage der Abbildungen 5.5 und 5.6 bildet wieder das PSD von GX 5−1, der eine simulierte quasiperiodische Oszillation mit einer Frequenz von 1500 Hz und einer FWHM von 100 Hz überlagert wurde. Diese Frequenzen entsprechen einer Orbitalpe-

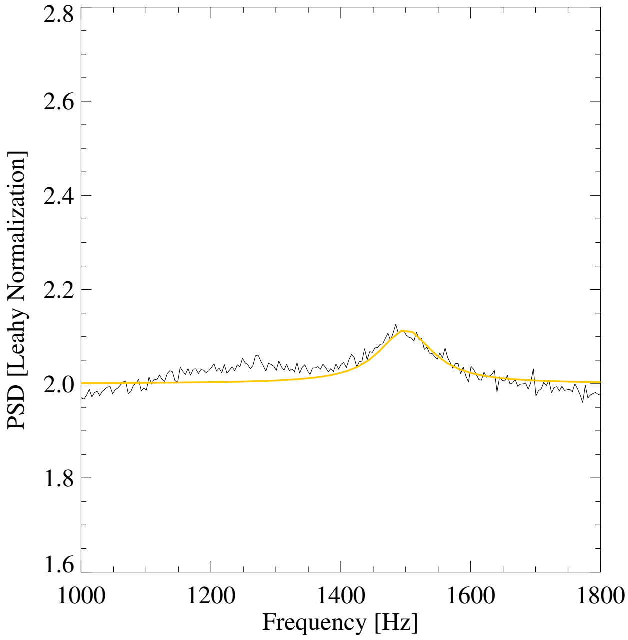



Abbildung 5.6: Simuliertes Power Spektrum mit den gleiche Parameter wie in Abb. 5.5 nur mit 2% rms-Amplitude. Die Integrationszeit beträgt 12640 s.

riode von Materie in der Akkretionsscheibe, die nahe am Innermost Stable Circular Orbit rotiert. Die bislang höchste QPO Frequenz liegt bei 1330 Hz in 4U 0614+09 und wurde von van Straaten et al. (2000) gemessen. XTRA kann diese Oszillation mit einer 5% rms-Amplitude mit einer Signifikanz von 5 $\sigma$ in nur 400 s nachweisen. Da QPOs oberhalb einer Frequenz von 1 kHz im Regelfall eine kleiner Amplitude haben, wurde eine weitere Simulation mit einer 2% rms-Amplitude durchgeführt. Die Abbildung 5.6 zeigt für diesen Fall das PSD bei einer Beobachtungszeit von 12 ks. Für den sinusförmigen Verlauf der Kurve werden Totzeiteffekte auf dem Detektor und Korrelationen des Zufallszahlengenerators verantwortlich gemacht, dies unterstreicht die Notwendigkeit weiterer Untersuchungen.

### 5.1.3 QPOs von Schwarzen Löchern

Eine weitere Kategorie von Beobachtungen, die mit XTRA möglich sind, ist die Variabilität von Schwarzen Löchern. Schwarze Löcher in Doppelsternsystemen zeigen, ebenso wie akkretierende Neutronensterne, Oszillationen, die allerdings bei etwas niedrigeren Frequenzen (Pottschmidt et al. 2003) liegen. Es wird vermutet, dass die Gründe für diese Periodizität die gleichen sind, die auch bei den Neutronensternen dieses Verhalten verursacht. Mit XTRA ist es möglich diese Oszillationen, wie in Abbildung 5.7 gezeigt, in kurzer Zeit (224 s)

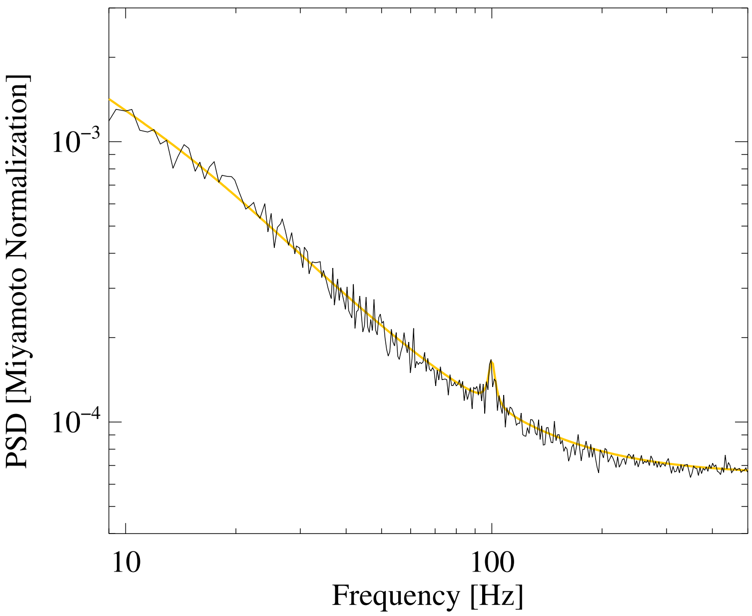



Abbildung 5.7: Simuliertes Power Spektrum für ein Schwarzes Loch im Hard State. Simuliert wurde ein QPO bei einer Frequenz von 100 Hz und einer 2% rms-Amplitude. Die Beobachtungszeit war 224 s mit dem SDD, die Signifikanz der Oszillation beträgt 7 $\sigma$.

nachzuweisen. Die kurze Nachweisdauer ist nötig, um die Quellen bei ihren kurzlebigen, schwachen Ausbrüchen zu beobachten.

### 5.1.4 Neutronenstern Eklipsen

Eine weitere Simulation stellt eine Neutronenstern Bedeckung durch den Begleitstern dar. Hierbei wird angenommen, dass ein typischer Neutronenstern mit $M \approx 1.4\,M_\odot$ sich auf einem Orbit mit konstanter Geschwindigkeit $v = 200\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ um den Begleitstern bewegt. Für einen Neutronenstern mit $r = 10\,\mathrm{km}$ bedeutet dies, dass er innerhalb von $\Delta t = 50\,\mathrm{ms}$ hinter dem Begleiter verschwindet. In der Simulation (siehe Abb. 5.8) wurde eine Lichtkurve erzeugt, die mit einer Ausgangszählrate von 13000 cts $\mathrm{s^{-1}}$ beginnt, um dann linear innerhalb von 50 ms auf 8000 cts $\mathrm{s^{-1}}$ abzufallen. Die Parameter stammen aus Heinz & Nowak (2001) und wurden für die $10\,\mathrm{m^2}$ große Sammelfläche von *XEUS* extrapoliert. Die nicht verschwindende Zählrate im Minimum soll einer eventuell vorhandenen heißen Korona Rechnung tragen, welche die vom Neutronenstern emittierte Strahlung streut. Abbildung 5.8 zeigt eine über 10 Beobachtungen gemittelte Lichtkurve. Aus der Dauer $\Delta t$, in der die Zählrate absinkt, lässt sich der Radius des Neutronensterns mit einem Fehler von $\sim 20\%$ bestimmen. Es sollte allerdings beachtet werden, dass die Ausdehnung des Röntgenstrah-

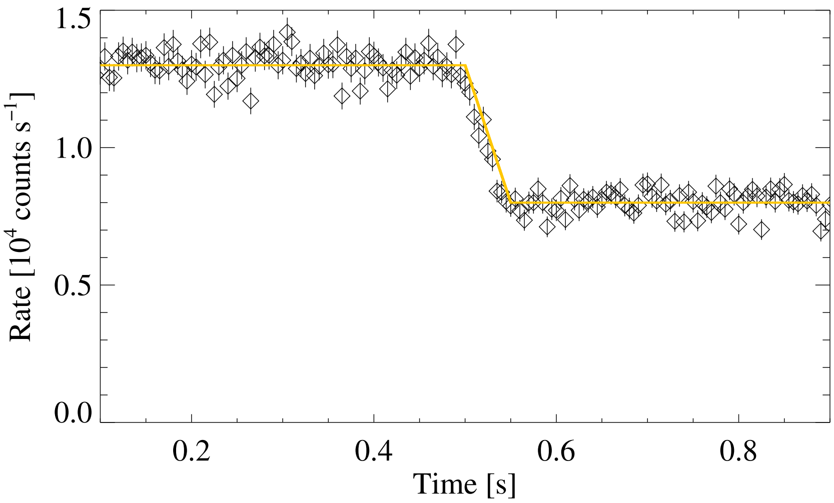



Abbildung 5.8: Lichtkurve, für einen bedeckenden LMXB, die über 10 Beobachtungen gemittelt wurde, aufgezeichnet mit einem SDD.

lung emittierenden "Hot Spots" für magnetische Neutronensterne in der Größenordnung von $\sim 1\,\mathrm{km}$ liegt. Die Simulation zeigt das Potential, das in der Kombination von einer $10\,\mathrm{m}^2$ großen Sammelfläche (*XEUS*) und einem Detektor mit einer Zeitauflösung von $10\,\mu$s steckt. Es wurden keine systematischen Fehler, z.B. durch eine unbekannte Inklination des Doppelsternsystem, berücksichtigt. In diesen ersten einfachen Simulationen wurde angenommen, dass der Neutronenstern hinter einer scharf definierten Oberfläche des Begleiters verschwindet. Eine Verschmierung der Lichtkurve durch die im Begleiter vorhandene Atmosphäre wurde nicht berücksichtigt. Falls diese Zeitauflösung und Zählraten erreicht werden, könnte durch Veränderungen des Neutronensternspektrums während des Eintritts Hinweise auf die Zusammensetzung der Begleitsternatmosphäre erlangt werden.

# Kapitel 6

# Der neue Messstand

## 6.1 Aufbau

Eines der Ziele dieser Diplomarbeit bestand darin, einen neuen Messstand für das pn-CCD von *XMM-Newton* aufzubauen. Der seitherige Aufbau ist groß genug, um eine ganze pn-CCD Kamera mit vier Quadranten aufzunehmen. In Folge der Größe ist er schwer zu warten und das Evakuieren und Abkühlen des CCDs dauert ungefähr 2 Tage. Um in Zukunft eine flexiblere Handhabung zu ermöglichen, ist der neue Messaufbau in seinen Ausmaßen deutlich kompakter. Die Ansteuerung durch die Elektronik wurde zusammengefaßt, unter Verwendung derselben Hardware, wie sie auch auf *XMM-Newton* genutzt wird. Dadurch vereinfacht sich die Bedienung, was ein nützlicher Nebeneffekt ist, da der neue Messstand künftig auch zur Durchführung von Versuchen im “astronomischen Praktikum” dienen soll.

## 6.2 Die Komponenten

### 6.2.1 Die Vakuumkammer

Die Vakuumanlage besteht aus einer kleinen Kammer, an die verschiedene Manipulatoren angeschlossen werden können. Dem CCD gegenüber können unterschiedliche radioaktive Präparate angebracht werden, die bei ihrem Zerfall Röntgenstrahlung emittieren. Im Normalfall ist die verwendete Quelle $^{55}$Fe deren Spektrum, wie in Abschnitt 2.1.6 erläutert, Mn K-Linien bei Energien von 5.9 keV und 6.49 keV aufweist. Das Vorvakuum ($10^{-2}$ mbar) wird mit einer ölfreien Drehschieberpumpe erzeugt. Der Arbeitsdruck für den Betrieb des CCDs muss kleiner sein als $3 \cdot 10^{-5}$ mbar, dies wird mit einer Turbomolekularpumpe erreicht. Die Druckmessung geschieht über eine Dual Gauge Messsonde. In ihr sind eine Pirani-Sonde für Drücke oberhalb $10^{-3}$ mbar und eine Kaltkathode für Drücke bis $10^{-10}$ mbar kombiniert, wobei zwischen beiden Sonden automatisch umgeschaltet wird. Die Vakuumpumpen sind an eine Wiederanlaufsperre angeschlossen, die verhindert, dass die Pumpen nach einem Stromausfall selbstständig den Betrieb wieder aufnehmen. Dies soll verhindert werden, da sonst feuchte Umgebungsluft durch die Vorpumpe eindringt und

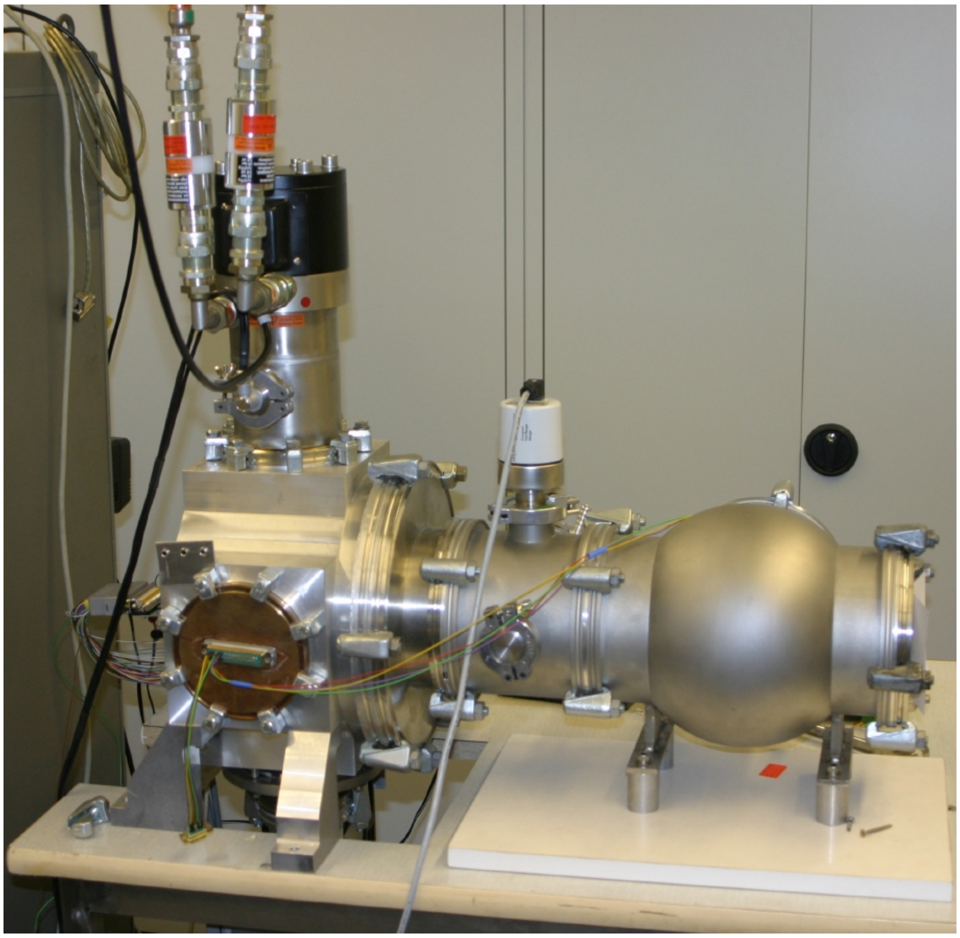


Abbildung 6.1: Der neue Messaufbau mit angeschlossenem Kaltkopf (links oben im Bild).

sich unbemerkt als Eis auf der kalten CCD-Oberfläche niederschlagen kann. Nach einem Ausfall der Pumpen muss das CCD im Messstand auf Raumtemperatur gebracht und die Vakuumanlage mit Stickstoff gespült werden, um eine Verschmutzung der Vakuumkammer zu verhindern. Dafür und auch zum kontrollierten Belüften ist ein Anschluss an eine Stickstoffflasche vorhanden. Die Anlage wurde vor dem ersten Betrieb eine Woche lang ausgeheizt. Da Oberflächen Gase und Feuchtigkeit aufnehmen, kann an einer Vakuumanlage, die über einen längeren Zeitraum der normalen Atmosphäre ausgesetzt war, kein Druck unterhalb von $\sim 10^{-4}$ mbar erreicht werden. Die Vakuumkammer wurde mit Heizbändern auf eine Temperatur von ca. 85°C aufgeheizt, um die Gase und Lösungsmittel schneller aus den Wänden herauszulösen. Bauteile, die innerhalb einer evakuierten Umgebung eingesetzt werden, sollten gegen Verschmutzung geschützt und vor einem Einbau mit Alkohol gereinigt werden. Beim ersten Betrieb wurde schon ein Druck von $2.2 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht.

### 6.2.2 Kühlung

Um das thermische Rauschen zu verringern, wird das pn-CCD auf ca.-100°C heruntergekühlt. Das Abkühlen geschieht mit einem Heliumkaltkopf. Durch einen Kompressor wird in einem geschlossenen Kreislauf Helium zuerst auf 22 bar komprimiert, dann über Hochdruckleitungen zum Kaltkopf geführt. Dort expandiert das Helium adiabatisch und kühlt ab. Das kalte Helium nimmt Wärme aus dem angrenzenden Kühlfinger auf und wird zum Kompressor zurückgeleitet. Das CCD ist in einen Null-Kraft-Sockel eingebaut, durch den es mit der Elektronik verbunden ist. Auf der Vorder- und Rückseite des CCDs werden Kühlmasken aufgesetzt, die mit dicken Kupferdrähten an den Kaltkopf angeschlossen sind. Die Temperatur muss während einer Messung in einem Bereich von ±0.5°C konstant gehalten werden, da die Höhe des Offsets (vgl. Abs. 4.2.2.1) temperaturabhängig ist. Die Temperaturregelung wird durch das Steuergerät des Kaltkopfes übernommen, das die Temperatur an der Anschlussplatte, mit Hilfe einer Gegenheizung, regeln kann. Zur Temperaturkontrolle sitzen PT100 Widerstände auf der Kühlmaske und auf der CCD Keramik. Auf dem CCD selbst sind Dioden eingebaut, mit deren Hilfe die Temperatur ebenfalls bestimmt werden kann.

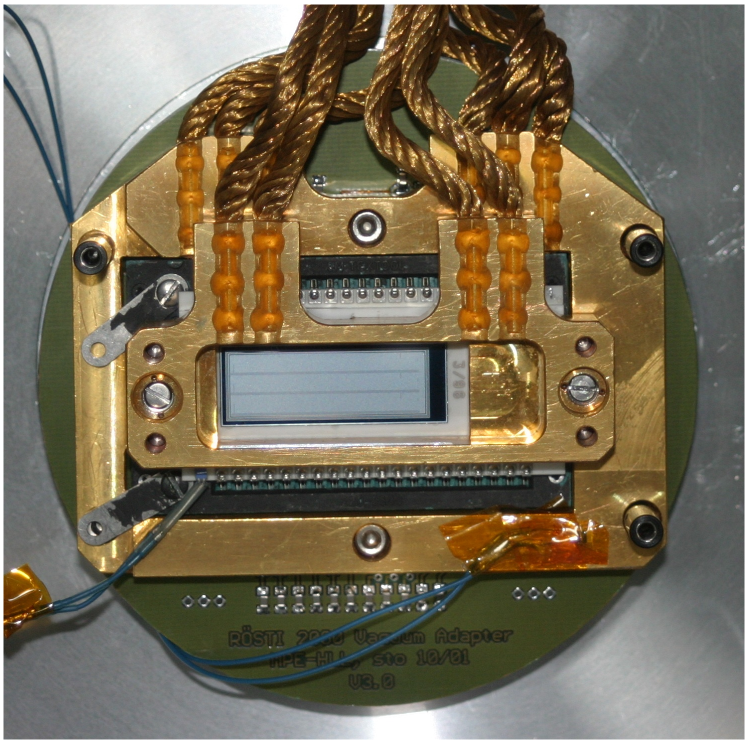



Abbildung 6.2: Das pn-CCD (Mitte) mit vergoldeter Kühlmaske. Mit den Hebeln vom Null-Kraft-Sockel links im Bild, wird das CCD befestigt.

### 6.2.3 Spannungsversorgung

Die Spannungsversorgung der Steuerelektronik besteht aus einem Netzgerät, das die verschiedenen Grundspannungen (±5 V, ±5.6 V, ±15 V, -35 V) bereitstellt. Eine Hochspannungsquelle liefert die 200 V für den Rückkontaktanschluss des CCDs. Alle anderen Spannungen, die für das CCD, den CAMEX oder die Auswerteelektronik benötigt werden, erzeugt die Quadrantenbox aus den Grundspannungen.

### 6.2.4 EPEA

Der zentrale Baustein der Ausleseelektronik ist der **E**pic-**p**n **E**vent **A**nalyzer (EPEA). Dessen Hauptaufgaben sind (vgl. Abschnitt 3.1.3.1) die Ansteuerung der einzelnen Quadranten, die Durchführung von Korrekturen an den Datensignalen des pn-CCDs, die Verwaltung und Einstellung des Auslesemodus und die Verwaltung von Housekeeping Daten. Die Vorverarbeitung der Daten an Bord von *XMM-Newton* ist notwendig, da nur eine begrenzte Bandbreite zur Kommunikation mit dem Satelliten zur Verfügung steht und die Rohdaten des CCDs nicht komplett übertragen werden können.

Das Datensignal verläßt die Vakuumkammer über ein abgeschirmtes Kabel, das zum Analog-Digital Konverter (ADC) in der EPEA Box führt. Bevor die analogen Ausgangssignale im ADC digitalisiert werden, führt zuerst ein Operationsverstärker eine Spannungsanpassung durch, um den gesamten dynamischen Bereich des 12 Bit ADC auszunutzen.

Die EPEA ist aus drei unterschiedlichen Karten aufgebaut, die verschiedene Funktionen übernehmen. Um gegen Ausfälle in der Elektronik abgesichert zu sein, hat jeder Quadrant an Bord von *XMM-Newton* seine eigene CPU- und SECOM-Karte. Weiterhin gibt es 4 Analog-Digital Konverter, sowie einen Mastersequenzer in nomineller und redundanter Ausführung. Eine detaillierte Beschreibung der EPEA findet sich bei Kuster (1997) und Bihler (1996), die Funktionsweise des Quadrantensequenzers wird in Kretschmar (1997) erläutert.

**SECOM-Karte**

Auf der SECOM-Karte befinden sich der Quadrantensequenzer, das High Bit Rate Interface und die Common-Mode Schaltung. Der Quadrantensequenzer übernimmt die Ansteuerung der drei CCDs in einem Quadranten. Er erzeugt die Steuersignale für die Phi-Pulse in der Quadranten Box, die für das Schieben der Ladungen auf dem CCD verantwortlich sind, und die Steuerimpulse für die drei CAMEX und TIMEX Chips im jeweiligen Quadranten. Auf der SECOM-Karte werden den CCD Signalen die richtige Zeilen- und Spaltennummer zugeordnet und von jedem Pixel der zu Beginn einer Messung bestimmte Offsetwert subtrahiert. Die zweite Schaltungsgruppe auf der SECOM-Karte ist die des Common-Mode Filters. Der Common Mode führt, wie in Abschnitt 4.2.2.3 beschrieben, immer zu einer Energieverschiebung einer ganzen Zeile. Um ihn zu berechnen, wird eine Median Korrektur an den Daten durchgeführt. Hierzu werden die 64 Energiewerte einer Zeile der Größe nach sortiert und der Wert an der 32. Stelle ist die Common Mode Verschiebung für diese Zeile. Die Median

Korrektur ist der Mittelwertbildung vorzuziehen, da selbst nur ein Ereignis mit hoher Energie in einer Zeile oder ein MIP, zu einer starken einseitigen Verschiebung des Mittelwertes führen würde. Die Mehrzahl der vorkommenden Ereignisse stammen aus Untergrundrauschen mit vergleichbarer Energie. Bei der Median Korrektur ist somit die Schwankung um den Wert in der Mitte meist gering, hohe Energien beeinflussen den Median nicht so stark wie den Mittelwert. Auf der SECOM-Karte befindet sich noch das High Bit Rate Interface (HBR I/F), das die wissenschaftlichen Daten an die EPDH weiterleitet, bevor sie zur Erde telemetriert werden. Große Teile der Schaltungen sind in einen ASIC[1] eingearbeitet, der vom IAAT entwickelt wurde. Der Vorteil eines solchen hochintegrierten Bauteiles ist eine schnelle Signalverarbeitung, die kurze Auslesezeiten (ca. 5 ms) ermöglicht, da der ASIC mit einer Taktrate von 25 MHz arbeitet.

**Mastersequenzer**

Der Mastersequenzer übernimmt die Ansteuerung der einzelnen Quadranten. Er erhält von der EPCE Parameter, die

- serielles oder paralleles Auslesen
- aktive Quadranten
- Wartezeit zwischen den Auslesevorgängen von Quadranten

angeben.

**CPU-Karte**

Auf der CPU-Karte sitzt ein strahlungsharter Microprozessor (Harris 80C86) mit einer Taktfrequenz von 4,91 MHz und einem Arbeitsspeicher von 192 kb. Die Software, die den Prozessor steuert, ist in einem EPROM untergebracht und kann bei Bedarf geändert und neu in den Prozessor geladen werden. Im Arbeitsspeicher werden die Offset- und Rauschtabellen während der Berechnung abgespeichert. Die Tabellen werden dann zusammen mit der Bad-Pixel-Map, die angibt welche Pixel fehlerhaft sind und aus dem Datenstrom gelöscht werden sollen, in den Offset-RAM der SECOM-Karte übertragen. Die CPU ist ebenfalls dafür zuständig, den Datenstrom zwischen dem Ausgangspuffer der SECOM-Karte und dem HBR I/F aufrecht zu erhalten. Es wird von ihr auch eine MIP Korrektur durchgeführt. Minimal Ionisierende Teilchen hinterlassen auf dem Detektor eine typische Spur, die erkannt und aus den Daten herausgefiltert wird. Auf der CPU-Karte sitzt auch das Low Bit Rate Interface (LBR I/F), das Kommandos von der EPCE an die EPEA empfängt und Housekeeping Informationen (HK) an die EPCE übermittelt (siehe Abs. 3.1.3.1).

[1] Application Specific Integrated Circuit

### 6.2.5 Quadranten Box

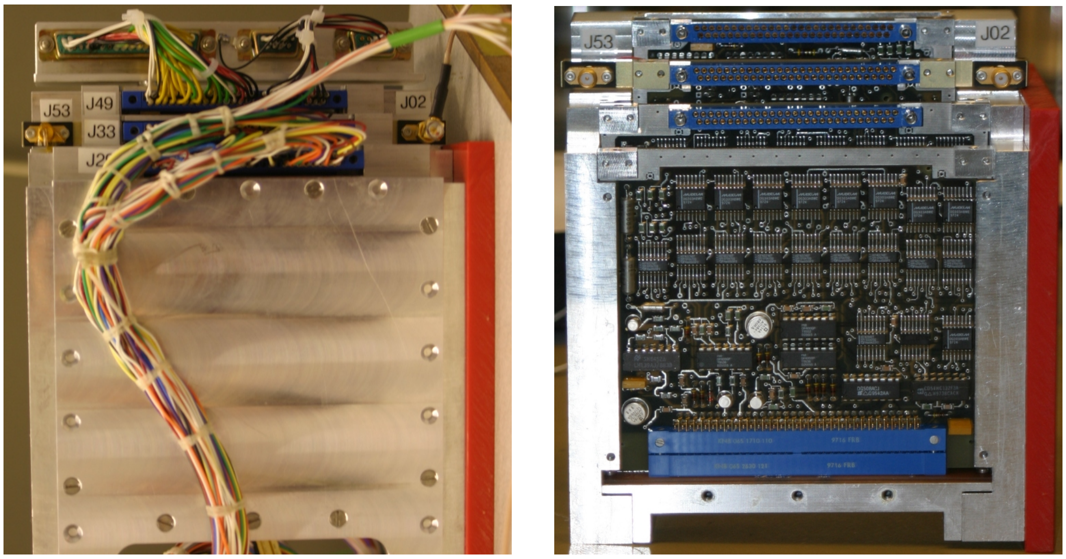



Abbildung 6.3: **Links**: Quadrantenbox mit Verkabelung. **Rechts**: Ansicht der 4 Steckkarten.

In der Quadranten Box, die Teil der Flugelektronik ist, sind vier Karten, die Housekeeping-, die Analog Interface-, die Digital Interface- und die UVAR-Karte, zusammengefasst. Diese bilden die Schnittstelle der Ansteuerelektronik zum CCD. Die Aufgabe der Quadranten Box ist die Erzeugung aller von den CCDs im Quadranten benötigten Spannungen sowie der analogen Ansteuerpulse, die aus den digitalen Steuersignalen der EPEA generiert werden. Hierzu zählen:

- Erzeugung und Schaltung der CCD Spannungen
- Erzeugung der analogen CAMEX Spannungen
- Erzeugung der Phi Treiber Pulse aus der Steuersignalen der EPEA
- Umwandlung von Strom und Spannungswerten für die Housekeeping Daten
- Übermittlung der HK Daten an die EPCE
- Empfang von Kommandos der EPCE
- Erste Anpassung des CAMEX Ausgangssignals an den Dynamikbereich des ADC

Mit Hilfe der Quadranten Box wird das CCD auch ein- und ausgeschaltet. Hierzu dient ein Batch-Programm, in dem eine Liste von Kommandos gespeichert ist, welche das Einschalten von Spannungswerten in der Quadranten Box zeitlich steuert.

### 6.2.6 Chopperrad

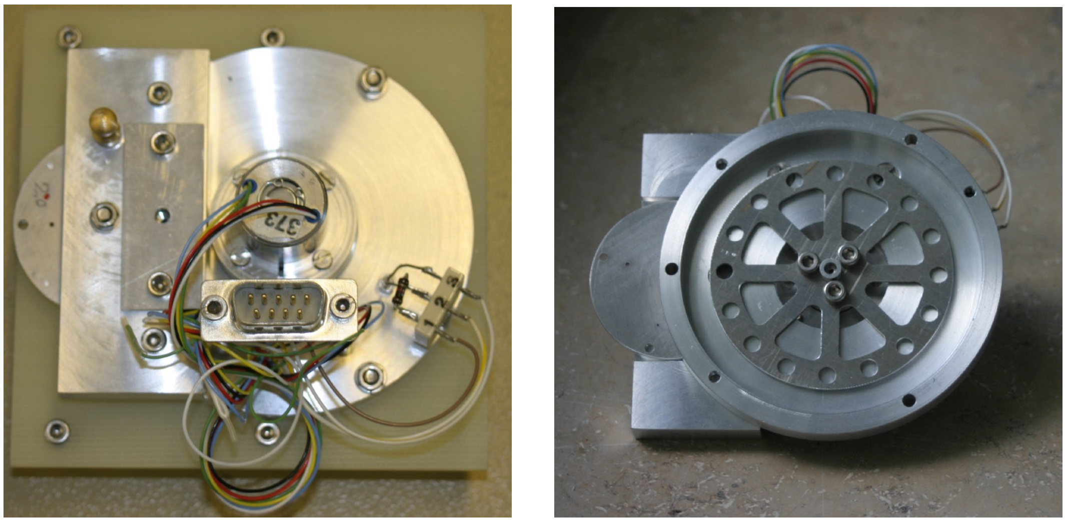



Abbildung 6.4: **Links**: Rückseite des Chopperrades. Ganz links ist die Blende zu sehen. Unterhalb des Messingstiftes ist die Halterung für das radioaktive Präparat, sowie der Schrittmotor zu erkennen. **Rechts**: Das gelochte Chopperrad selbst.

Das Chopperrad dient zur Simulation zeitlich variabler Quellen. Die zwei Hauptbestandteile sind der Schrittmotor als Antrieb sowie das Chopperrad selbst, die sich beide im Vakuum befinden. An der Ansteuerelektronik lassen sich 9 Einstellungen auswählen, die mit einer bestimmten, festen Umdrehungszahl der Antriebsachse verknüpft sind. Die gemessene Pulsperiode in den Datensignalen ist sowohl abhängig von der Umdrehungszahl der Antriebsachse, als auch von der Geometrie des Chopperrades. In diesem Messaufbau ist derzeit ein Chopperrad mit 16 Löchern von je 4 mm Durchmesser montiert, die sich in einem Abstand von 25 mm zur Drehachse befinden. Aufgrund des geringen Drehmoments des Schrittmotors können hohe Frequenzvorgaben (kurze Pulsperioden) durch Anlaufschwierigkeiten nicht problemlos auf das Chopperrad übertragen werden. Weiterhin resultieren nicht alle Einstellungen an der Ansteuerelektronik in einer gleichmäßigen Rotation, da der Schrittmotor pro Ansteuerungstakt eine 90° Drehung ausführt. Erste, vorläufige Überprüfungen ergaben gleichmäßige Pulsperioden für Einstellungen von 4–7, dies entspricht einer Pulsperiode von 0.64–5 ms für diese Chopperradgeometrie.

Auf der Rückseite des Chopperrades existiert eine Halterung für eine radioaktive Quelle. Davor sitzt eine Blende mit verschieden großen Löchern (0.5–2 mm) um die Quellstärke variieren zu können. Das Chopperrad sitzt für Testmessungen in unmittelbarer Nähe des pn-CCDs. Zwischen Chopperrad und CCD befindet sich noch ein Kollimator, der dafür sorgt, dass nur eine Fläche mit einem Durchmesser von 2 mm auf dem CCD bestrahlt wird. Der Gesamtabstand zwischen Quelle und pn-CCD beträgt 22 mm.

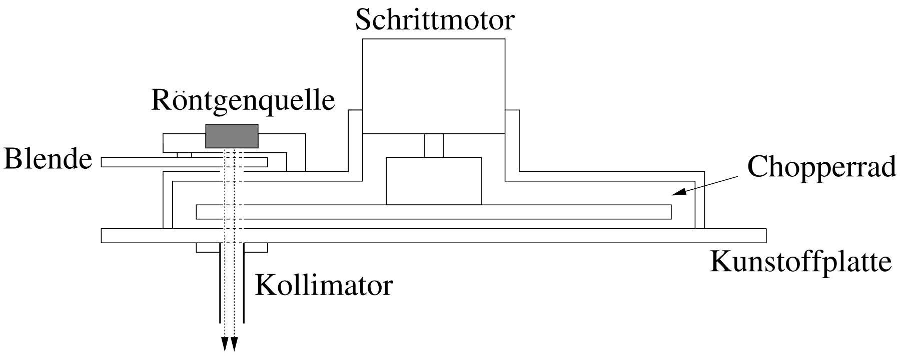



Abbildung 6.5: Skizze des Chopperrades.

### 6.2.7 Datenwege

Nach der Aufbereitung durch die EPEA werden die Daten über das HBR I/F an die PEP-Station weitergeleitet. Hierbei handelt es sich um eine Workstation mit einem Echtzeitbetriebssystem, das die Daten über einen Ethernetanschluss auf den Windows NT Steuerungsrechner überträgt. Mit Hilfe der PEP-Station ist es auch möglich, direkt eine Online-Analyse der aufgezeichneten Daten vorzunehmen, da sie in einen reservierten Bereich des Arbeitsspeichers (Shared Memory) geschrieben werden, auf den von einem Linuxrechner aus zugegriffen werden kann. So können Änderungen an Bertriebsparametern anhand des Spektrums und der Intensitätskarte gleich überprüft werden. Da dieses Programm nur rudimentäre Möglichkeiten zur Analyse bietet, können die auf dem Windows NT Rechner gespeicherten sogenannten HK-Files, die auch die wissenschaftlichen Daten enthalten, weiter untersucht werden. Es können, mit Hilfe eines weiteren IDL Programms, die einzelnen Zählerstände und zeitlichen Verläufe im Detail betrachtet werden. Eine Bestimmung des Gains und der CTE ist damit ebenso möglich, wie ein Fit an das Spektrum mit verschiedenen Spektrallinien.

### 6.2.8 Betrieb

Nach dem Einschalten der Vakuumpumpe kann ab einem Druck von $3 \cdot 10^{-5}$ mbar die Kühlung eingeschaltet werden. Liegt die CCD Temperatur bei ca. $-100^{\circ}$ C, kann mit den Messungen begonnen werden. Dazu werden zuerst die Steuerungsprogramme am Windows NT Rechner gestartet. Ist dies geschehen, wird die Spannungsversorgung der EPEA und der Quadranten Box eingeschaltet. Mit Hilfe des Batchprogrammes `PONPRAKT` werden die CCD-Spannungen in der Quadranten Box eingeschaltet. Die Spannungen sind an das CCD angepasst und wurden in die BATCH Datei einprogrammiert. Jede eingeschaltete Spannung muss mit dem Befehl `BATCH CONT` bestätigt werden. Hierbei kann die Spannung auch mit

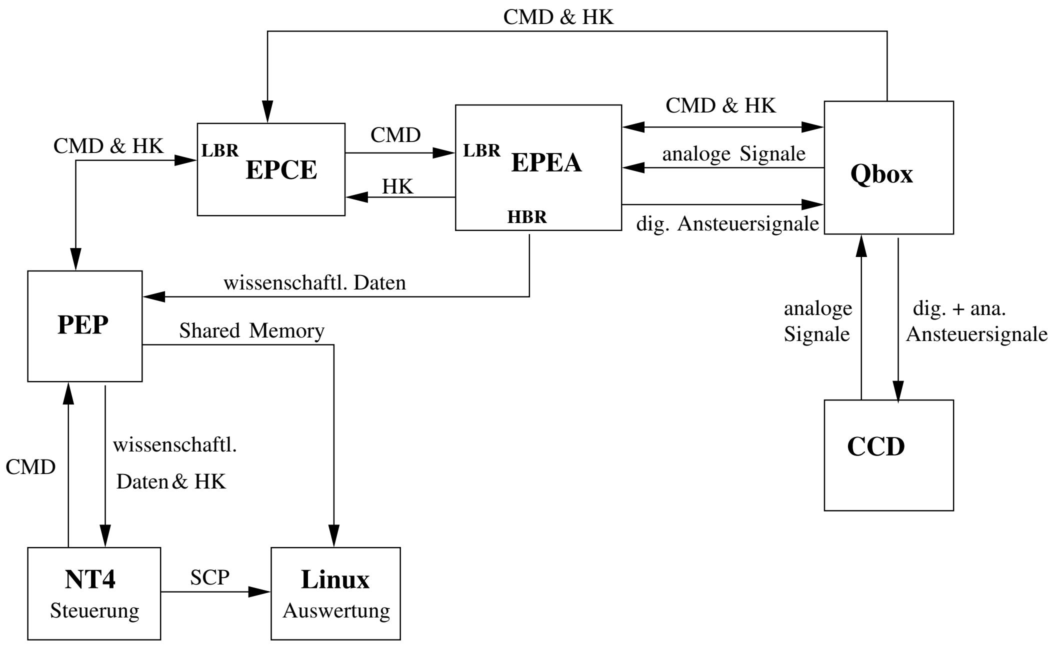



Abbildung 6.6: Die Daten- und Kommandowege im neuen Messstand.

einem neuen Wert versehen werden. Die Hochspannung für die Depletion des CCDs muss, nach Aufforderung, von Hand eingeschaltet und vorsichtig auf ca. $-200$ V erhöht werden. Die Einschaltprozedur ist damit vollständig, das CCD ist betriebsbereit. Allerdings sollte mit Messungen oder der Berechnung von Offset- oder Rauschtabellen noch gewartet werden, bis sich das CCD wieder im thermischen Gleichgewicht befindet, da vom CAMEX-Chip, in unmittelbarer Nähe des CCDs, 1 Watt an Verlustleistung ins System eingebracht und das CCD dadurch lokal aufgeheizt wird.

Den Ausschaltvorgang übernimmt das Batchprogramm `POFFPRAKT`, das die Spannungen in der Quadranten Box ausschaltet. Nachdem die Kommados ausgeführt wurden, können die Steuerungsprogramme beendet und die Grundspannungsversorgung ausgeschaltet werden.

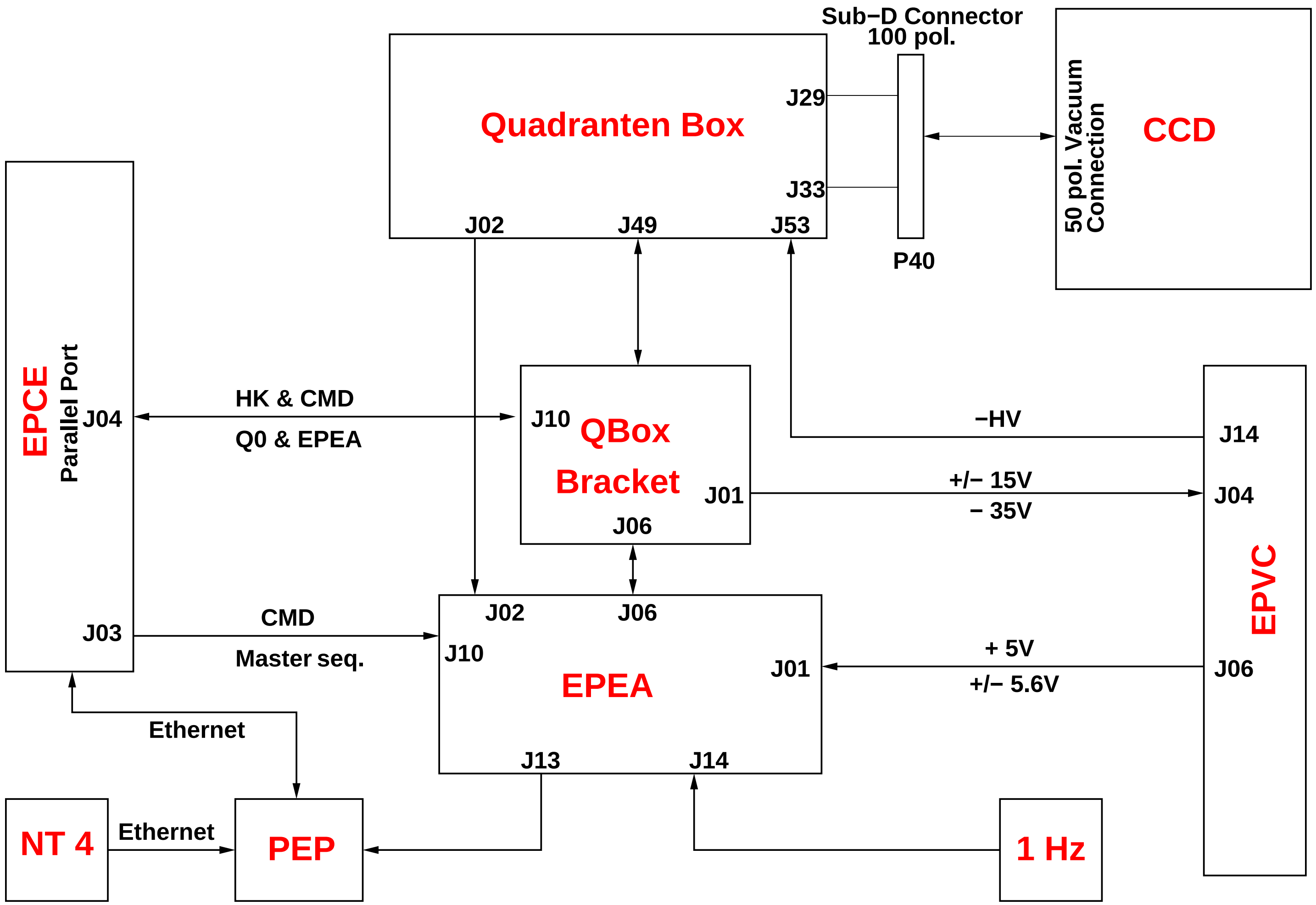



Abbildung 6.7: Verkabelungsplan des Messstands.

# Kapitel 7

# Messungen

Aufgrund von technischen Schwierigkeiten kam es zu Verzögerungen beim Aufbau des Messstandes. Da er erst spät im Verlauf der Diplomarbeit voll betriebsbereit war, konnten nur wenige Messungen durchgeführt werden.

Bei der Inbetriebnahme des neuen Messstandes wurde das pn-CCD 9-1-11 eingesetzt und im Steuerungsprogramm der Quadranten Box die Spannungen anhand des CCD Datenblatts eingestellt. Die ersten Messungen wurden durchgeführt, um die korrekte Funktionsweise des CCDs und der Elektronik zu überprüfen. Im Zuge dieser Messungen wurde das CCD homogen durch eine $^{55}$Fe-Quelle bestrahlt. Hierbei wurde festgestellt, dass die Spannung der Guard Ring Anode (GRA), die zur Isolierung der CCD-Anode und Ausleseelektronik von der Detektorregion dient, langsam auf $-30$ V ansteigt. Dies hatte zur Folge, dass nach ca. 15 Minuten die im CCD gesammelten Ladungen nicht mehr zur Ausleseanode gelangten, sondern von der Guard Ring Anode abgesaugt wurden, und deshalb von der Ausleseelektronik keine Ereignisse mehr registriert wurden. Die Erfahrungen mit den Flug-CCDs zeigen, dass die GRA auf Masse gelegt werden kann, ohne den Detektor negativ zu beeinflussen.

Die ersten Testmessungen an diesem CCD dienten zur Gain- und CTE-Bestimmung und wurden im Fullframe Mode bei CCD Temperaturen von $-90$ bis $-120$°C aufgenommen. Wie in Abbildung 7.1 ersichtlich ist, werden die Spalten 42–63 nicht ausgelesen, da dort die Halbleiterstruktur des CCD 9-1-11 Defekte aufweist.

In Abbildung 7.2 ist die mit dem Auswertungsprogramm `GO` bestimmte Verstärkung der Kanäle (Spalten) zu sehen. Es ist zu erkennen, dass das erste Drittel des CCDs eine stärkere Verstärkung als das zweite Drittel aufweist. Wie zu erwarten war, zeigt der Gainverlauf als solches keine Temperaturabhängigkeit, die einzelnen Kanäle besitzen aber eine leicht unterschiedliche Verstärkung. Die Gainkorrektur sollte deshalb bei jeder Auswertung angewandt werden.

Die CTE für das CCD 9-1-11 liegt in der Größenordnung von $\approx 0.9993$. Es wurde keine systematische Untersuchung des CTE-Verlaufs gemacht, da bei diesen Testmessungen der Schwerpunkt auf der prinzipiellen Funktionsfähigkeit des pn-CCDs in diesem Aufbau lag. Die schlechte CTE kann an einem unvollständigen Ladungstransport liegen, wenn die

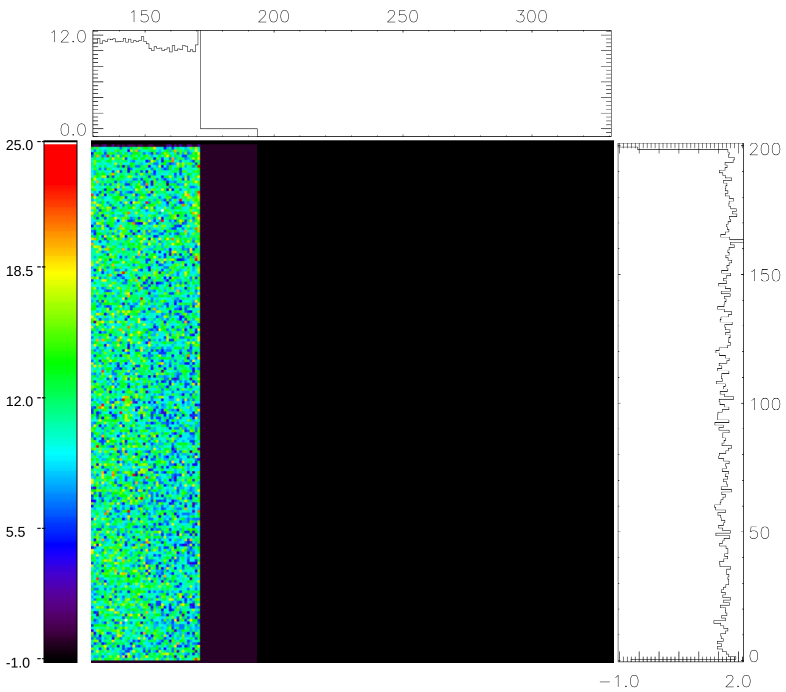



Abbildung 7.1: Energiebild einer homogene Beleuchtung von CCD 9-1-11, aufgezeichnet im Fullframe Mode. Die unterschiedliche Verstärkung im ersten und zweiten Drittel der Spalten ist zu erkennen. Der violette Bereich kennzeichnet die nicht ausgelesen Spalten des CCDs.

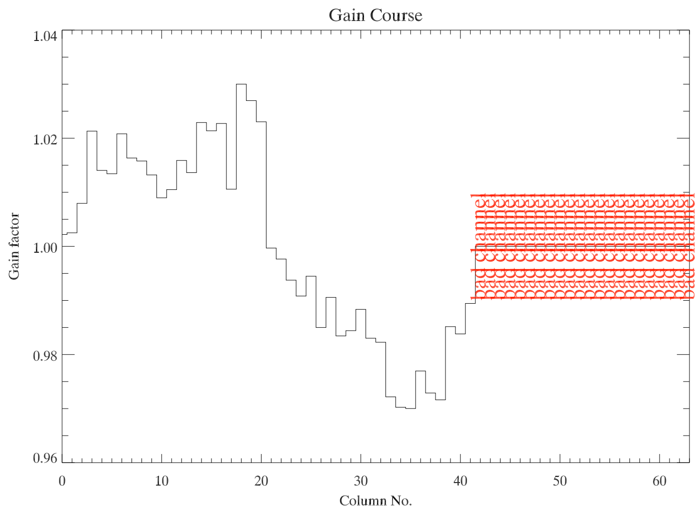



Abbildung 7.2: Der typische Gainverlauf im CCD 9-1-11. Die mit “Bad Channel” bezeichneten Spalten wurden nicht ausgelesen.

Spannungen der Phi-Pulse zu niedrig sind. Eine andere Erklärung könnte eine große Anzahl von Störstellen im Halbleitermaterial sein.

## 7.1 Messungen der Punktquelle

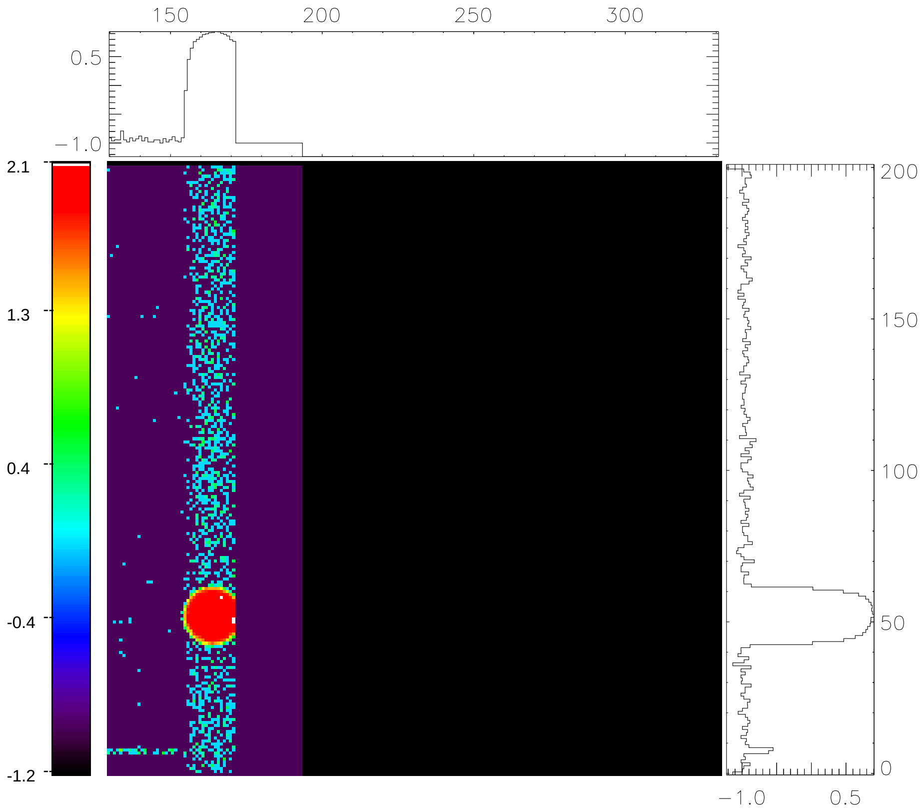



Abbildung 7.3: Punktquelle aufgenommen in Fullframe Mode. Es sind deutlich die Out Of Time Events zu erkennen.

Das eigentliche Ziel der Messungen in dieser Diplomarbeit war die Verifizierung des Totzeitsimulationsprogrammes. Dies sollte erreicht werden, in dem vor das pn-CCD eine starke Röntgenquelle montiert wird, die eine zu einem Pile-up führende Zählrate auf dem CCD liefert. Das Chopperrad dient, wie in Kapitel 6.2.6 angesprochen, zusammen mit dem Kollimator zur Erzeugung eines periodisch variablen Signals einer Punktquelle. Der Kollimator besitzt einen Durchmesser von 2 mm und endet ca. 4 mm vor dem CCD. Der Strahl weitet sich deshalb etwas auf und beleuchtet eine Kreisfläche mit einem Radius von ca. 8 Pixeln auf dem CCD. Um die Pulsationen der Quelle, mit einer Periode von 3–5 ms, nachzuweisen, werden die Messungen im Timing Mode durchgeführt.

In der Simulationsroutine kann das zyklische Auslesen des DEPFET-Arrays in die Simulation des Timing Mode umgeschrieben werden. Die Anpassung der Eingangsparameter wie Pixelgröße, Pixelanzahl, Detektordicke, PSF der Quelle auf dem pn-CCD usw. gestaltet sich durch die Struktur des Programmes einfach. Die Energie Response des Detektors muss nicht umgestellt werden, da die Response Matrix des pn-CCDs im Algorithmus schon verwendet wird. Mit Hilfe des Pile-up lässt sich die Simulationsroutine mit den Messungen vergleichen, indem die gemessene Stärke und der zeitliche Verlauf des Pile-up einander gegenübergestellt werden. Diese Messungen sind deshalb in dieser Form sinnvoll, da es Ziel der Simulation ist, den Einfluss von Pile-up und Totzeiteffekten auf die gemessenen Lichtkurven von Quellen, die auf Zeitskalen von Millisekunden variabel sind, zu studieren.

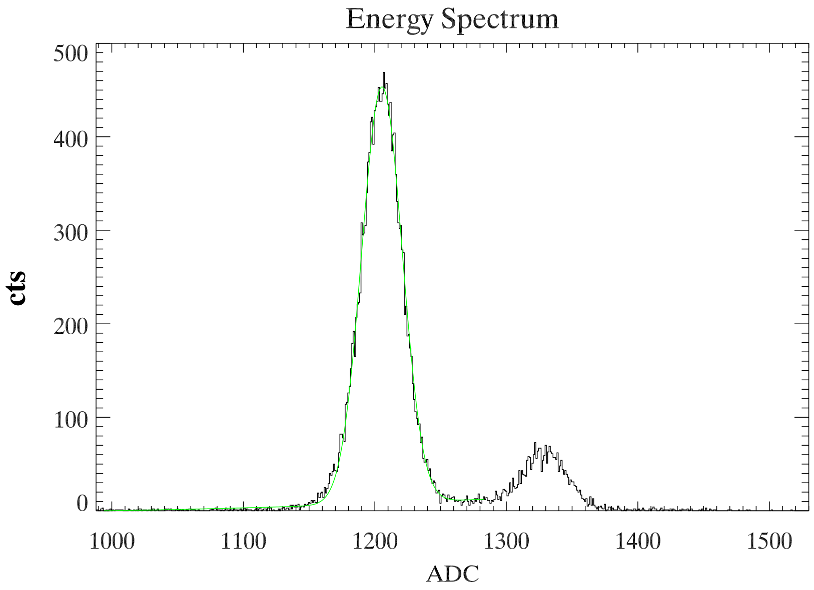



Abbildung 7.4: Gemessenes $^{55}$Fe-Spektrum der Punktquelle. Hierbei wurden nur Single Ereignisse benutzt. Der Gain und die CTE = 0.999358 wurden korrigiert. Ein einfacher Gaußfit an die Mn-$K_\alpha$ Linie (5.89 keV) liefert einen Peak bei 1205.45 ADC mit einer Breite von 177.03 eV FWHM.

Das gemessene Spektrum der Fe-Quelle (Abb. 7.4) zeigt eine recht gute Energieauflösung von 177.03 eV FWHM. Die, mit der Flug-CCD verglichen, schlechte CTE von 0.9993 wirkt sich hier nicht aus, da die Quelle im vorderen Drittel (Zeile 43–62) liegt und nur einen Durchmesser von 16 Pixeln hat. Somit sind die Verluste beim Ladungstransport zwischen Anfang und Ende der Quelle in Schieberichtung nicht von Bedeutung.

Bei den Messungen traten zwei schwerwiegende Probleme auf. Erstens war die radioaktive Quelle zu schwach, was sich in niedrigen gemessenen Zählraten im Fullframe Mode bemerkbar machte. Die benutzte $^{55}$Fe Quelle ist die stärkste verfügbare dieser Art am

Astronomischen Institut. Die Zählrate, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird, reicht nicht aus, um Pile-up im Fullframe Mode zu produzieren (vgl. Abb 7.5). Da das Pile-up Limit im Timing Mode deutlich höher liegt (4000 cts $s^{-1}$), können die erforderlichen Messungen nicht durchgeführt werden. Die Beschaffung einer stärkeren Quelle hat aus Zeit- und Kostengründen den dieser Diplomarbeit gesetzten Rahmen leider gesprengt.

Zweitens gab es Probleme beim Betrieb des CCDs 9-1-11 im Timing Mode. Es wurde festgestellt, dass im CAMEX die erste Makrozeile (siehe Abs. 4.2.3) korrekt ausgelesen wird, er aber danach für alle weiteren Makrozeilen in die untere Sättigung übergeht. Nach 20 Makrozeilen, wenn das komplette CCD ausgelesen ist, wird wieder die erste Makrozeile richtig gelesen. Es wird vermutet, dass die Ursache im CAMEX selbst oder in einer falsch geschalteten Spannung in der Quadranten Box liegt. Leider konnte dies, in der kurzen verbliebenen Zeit, nicht mehr behoben werden. Da die radioaktive Quelle ohnehin nicht stark genug ist, um Pile-up auf dem CCD hervorzurufen, kann nun systematisch nach der Ursache für das Fehlverhalten des Timing Modes gesucht werden.

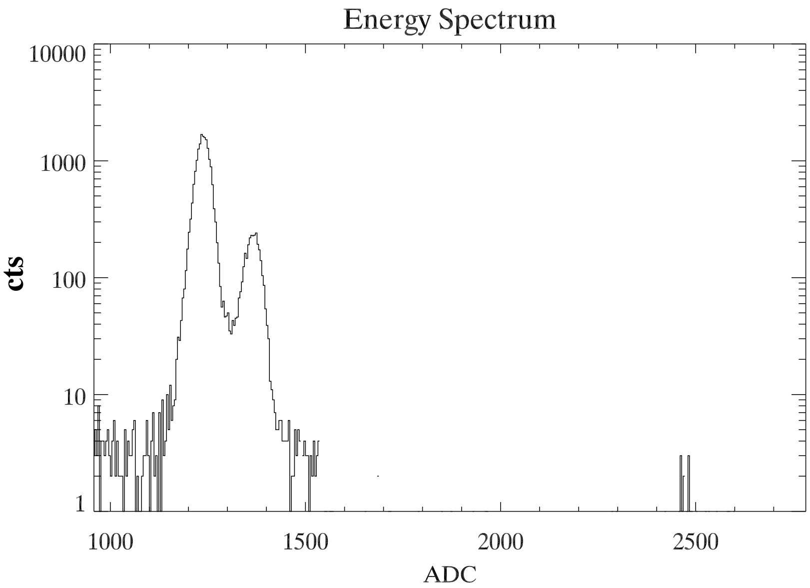



Abbildung 7.5: Der im Fullframe Mode gemessene Pile-up (in logarithmischer Darstellung) nach 25 min ist vernachlässigbar.

Aus den gemessen Zählraten des unterschiedlich beleuchteten CCDs kann die Quellstärke berechnet werden, die nötig ist, um das Pile-up Limit im Timing Mode zu erreichen.

## 7.2 Berechnung der nötigen Quellstärke

Die derzeit benutzte $^{55}$Fe Quelle wurde im März 1985 angeschafft und hatte damals eine Aktivität von $A_0 = 7.4 \cdot 10^8$ Bq. Mit der Zerfallskonstante $\lambda = 0.257\,[\mathrm{a}^{-1}]$ lässt sich die aktuelle Aktivität (August 2004) berechnen.

$$A = A_0 \cdot \exp^{-\lambda t} = 7.4 \cdot 10^8\,[\mathrm{Bq}]\,\exp^{-0.257 \cdot 19.4} = 5 \cdot 10^6\,\mathrm{Bq} \tag{7.1}$$

Um die Quellstärke der benötigen radioaktiven Quelle abschätzen zu können, werden die homogene und die punktförmige Beleuchtung untersucht, wobei zuerst der Fall eines homogen beleuchteten CCDs behandelt wird.

Aus der Geometrie des Aufbaus kann die erwartete Zählrate auf dem CCD bestimmt werden, wenn sich die Quelle im Abstand von 63 cm zum CCD befindet. Das CCD hat eine Fläche von 3 cm×1 cm und kann als homogen beleuchtet angesehen werden. Die Quelle mit einem Durchmesser von 13 mm wird für diese Abschätzung als punktförmig angenommen. Aus dem Raumwinkel, den das CCD mit seinen 40 funktionsfähigen Spalten einnimmt, lässt sich die Zählrate berechnen, die auf dem Chip erwartet wird

$$\text{erwartete Zählrate} = A_0 \cdot \frac{3 \cdot 1 \cdot (40/64)}{4\pi \cdot 63^2} = 188\,\mathrm{cts\ s}^{-1} \tag{7.2}$$

Um die gemessenen Zählraten mit der berechneten vergleichen zu können, müssen noch Korrekturen angebracht werden. Für die Bestimmung der wirklichen Anzahl von Photonen auf dem Detektor werden nur die Single Events betrachtet. Aufgrund einer sehr stark ausgeprägten Rauschkomponente bei einem Teil der Messungen würde bei der Mituntersuchung von Doubles das Messergebnis verfälscht werden, da nicht zwischen thermisch und durch Strahlung generierten Doubles unterschieden werden kann. Werden nur die Single Events selektiert, erhält man hauptsächlich die Ereignisse, die in den Mn-K Linien liegen. Da die Anteile der Singles (70%) und Doubles (30%) für das CCD bekannt sind, kann aus der gemessen Singlerate (siehe Tab. 7.1) von $\sim 60\,\mathrm{cts\ s}^{-1}$ auf die Gesamtereignisrate aus den Mn-K Linien zurückgerechnet werden. Hierbei wird ein Zählrate von $86\,\mathrm{cts\ s}^{-1}$ bestimmt. Diese Rate liegt damit nur bei $\sim 46\%$ der erwarteten Zählrate.

Dies ist aber nicht verwunderlich, da bei der Berechnung der erwarteten Zählrate der Quelle keine Absorption der Strahlung in der Quelle selbst oder im Berylliumfenster berücksichtigt wurde. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des CCDs im Energiebereich um 6 keV liegt bei 99.5%. Es ist bekannt, dass auch in anderen $^{55}$Fe-Quellen Differenzen zwischen der Aktivität und der Rate der emittierten Photonen auftreten.

Die zweite Gruppe der in Tabelle 7.1 angegebenen Zählraten wurde bei punktförmiger Beleuchtung aufgezeichnet. Die Quelle war im Chopperrad montiert, das einen Abstand von 22 mm zum CCD hatte. Da es eine Flächenquelle mit $F_\mathrm{A} = 132\,\mathrm{mm}^2$ ist, kann durch den Kollimator (2 mm Durchmesser) mit einer Fläche $F_\mathrm{K} = 3.14\,\mathrm{mm}^2$ nur der 42. Teil der Aktivität der Quelle überhaupt genutzt werden. Das Chopperrad ist bei der Zählrate auf dem CCD auch zu berücksichtigen, da die Quelle hierdurch periodisch abgedeckt wird. Im Fullframe Mode kann durch die fehlende Zeitauflösung nur eine mittlere Zählrate gemessen werden. Die Zählrate im nicht abgedeckten Zustand kann aus dem Tastverhältnis des

Tabelle 7.1: Gemessene Single Event Raten im Fullframe Mode, für homogene und punktförmige Beleuchtung.

| Beleuchtungsart | Zählrate (cts $s^{-1}$) |
|---|---|
| homogen | 61 |
| | 57 |
| | 60 |
| punktförmig | 13 |
| | 11 |
| | 13 |

Chopperrades berechnet werden. Mit der in Abschnitt 6.2.6 beschriebenen Geometrie kann das Verhältnis für die Quelle von 1/3 offen zu 2/3 geschlossen ermittelt werden. Somit ist die Zählrate der Quelle im offenen Zustand das dreifache der mittleren Zählrate. Wird die gemessene mittlere Zählrate mit $\sim 13$ cts $s^{-1}$ angenommen, ergibt sich hieraus eine Zählrate für den geöffneten Zustand von 39 cts $s^{-1}$. Für eine korrekte Berechnung müssten eigentlich noch die 7% Out Of Time Events berücksichtigt werden, diese stellen allerdings für die Abschätzung einen vernachlässigbaren Anteil dar.

Die erwartete Zählrate der Quelle ergibt sich aus dem reduzierten Anteil der Aktivität $A_{\mathrm{red}}$

$$A_{\mathrm{red}} = \mathrm{A} \cdot \frac{F_{\mathrm{K}}}{F_{\mathrm{A}}} = 5 \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{42} = 119\,000\,\mathrm{cts\ s^{-1}} \tag{7.3}$$

sowie dem Abstand zum CCD und dem daraus resultierenden Raumwinkel der beleuchteten Fläche $F_{\mathrm{B}}$. Diese hat einen gemessenen Radius von ca. 8 Pixel. Mit einer Pixelgröße von $150\,\mu$m ergibt sich eine beleuchtete Fläche von $F_{\mathrm{B}} = 4.5\,\mathrm{mm}^2$. Die erwartete Zählrate ergibt sich somit als:

$$\text{erwartete Zählrate} = \frac{4.5\,\mathrm{mm}^2}{4\pi \cdot 22^2\,\mathrm{mm}^2} \cdot A_{\mathrm{red}} = 88\,\mathrm{cts\ s^{-1}} \tag{7.4}$$

Der Unterschied zwischen der erwarteten und der korrigierten gemessen Zählrate (39 cts $s^{-1}$) bei der punktförmigen Beleuchtung liegt bei 45%. Dies bestätigt die bei homogener Beleuchtung getroffenen Aussagen.

Aus der oben beschriebenen Geometrie der punktförmigen Beleuchtung kann die Aktivität, bzw. die Photonenrate bestimmt werden, welche die neue Quelle für die Untersuchung des Pile-up haben muss. Im Timing Mode sollte eine Zählrate von 5000–10 000 cts $s^{-1}$ auf dem CCD hervorgerufen werden. Eine Quelle mit einer Aktivität von $3700 \cdot 10^6$ Bq hat eine vom Hersteller angebene Photonenrate (Mn-K Photonen) von $Ph_{\mathrm{rate}} = 70 \cdot 10^6$ ph $s^{-1}$ $sr^{-1}$. Zwischen der aktiven Fläche $F_{\mathrm{A}}$ und der Kollimatorfläche $F_{\mathrm{K}}$ besteht, bei einen Durchmesser der geplante Quelle von 10 mm, ein Verhältnis von 1/26. Die von dem nutzbaren Teil der Quelle in den gesamten Raum ausgestrahlte Photonenrate $Ph_{\mathrm{red}}$ ist,

$$Ph_{\mathrm{red}} = Ph_{\mathrm{rate}} \cdot 4\pi \cdot \frac{F_{\mathrm{K}}}{F_{\mathrm{A}}} \quad . \tag{7.5}$$

Wird nun angenommen, dass die reduzierte Photonenrate $Ph_{\mathrm{red}}$ aus einer Punktquelle kommt, lässt sich abschätzen, welchen Raumwinkel die beleuchtete CCD-Fläche $F_{\mathrm{B}}$ in einem Abstand von 22 mm einnimmt.

$$\begin{aligned}\text{erwartete Zählrate} &= \frac{4.5\,\mathrm{mm}^2}{4\pi\cdot 22^2\,\mathrm{mm}^2}\cdot Ph_{\mathrm{red}}\\ &= \frac{4.5}{22^2}\cdot\frac{F_{\mathrm{K}}}{F_{\mathrm{A}}}\cdot Ph_{\mathrm{rate}}\\ &= \frac{4.5}{484}\cdot\frac{1}{26}70\cdot 10^6\,\mathrm{cts~s}^{-1}\\ &= 25000\,\mathrm{cts~s}^{-1}\end{aligned} \tag{7.6}$$

Dieser Wert liegt höher als gefordert. Mit Hilfe der Blende zwischen Quelle und Chopperrad kann dann die Zählrate noch reduziert werden. Für die Blende mit einem Durchmesser von 0.5 mm kann die erwartete Zählrate auf dem CCD mit 400 cts $\mathrm{s}^{-1}$ angegeben werden. Damit besteht die Möglichkeit, das Pile-up Verhalten bei verschieden starker Einstrahlung zu untersuchen. Mit dieser Quelle sollte die Untersuchung von zeitlich veränderlichem Pile-up in pulsierenden Punktquellen möglich sein.

# Kapitel 8

# Zusammenfassung und Ausblick

In den Simulationen konnte gezeigt werden, dass ein Fast Timing Detektor an Bord von *XEUS* QPOs und andere periodische Veränderungen im Milli- und Submillisekunden Bereich auflösen kann. Dies geschieht, wie in den Beispielen dargestellt, in kurzer Beobachtungszeit und mit hoher Signifikanz. Es wurde ebenfalls deutlich, dass die vorgeschlagenen Detektorkonzepte, SDD- und DEPFET-Array, für Zählraten von $10^6$ cts s$^{-1}$ funktionieren. Ein Punkt, der bei der Programmierung des DEPFET-Arrays auftrat, ist die schwierigere Spliterkennung im tatsächlichen Betrieb. Durch das zyklische Auslesekonzept werden Split Ereignisse zu verschiedenen Zeiten ausgelesen, was die Spliterkennung erschwert.

Bei den Simulationen sollte eine nähere Untersuchung des unterschiedlichen Verhaltens, bei der Benutzung der beiden Zufallszahlengeneratoren, ran2 und ran3, erfolgen. Weiterhin sollte in den Simulationscode für das DEPFET-Array, das von Dr. Eckhard Kendziorra vorgeschlagene beidseitige Auslesen eingebaut werden. Damit sollte es möglich sein, die Totzeit von 16% bei Flüssen von $10^6$ cts/s auf $\approx 5\%$, wie beim SDD-Array zu drücken. In dem SDD-Array besteht die Möglichkeit, durch die Implementation von zwei Auslesekanälen eine energieabhängige Totzeit zu erhalten. Hierbei könnte es sich um jeweils einen Kanal für den niederenergetischen und einen für den hochenergetischen Anteil der detektierten Strahlung handeln. Das Totzeitverhalten der Ausleseelektronik könnte dadurch verbessert werden, da z.B. unterschiedlich lange Pulsformzeiten möglich sind. Ein Punkt, der ebenfalls noch in den Modellcode für eine realistischere Simulation eingebracht werden kann, ist ein Jitter in der Totzeit des Detektors. Ein detailiertes Verständnis der Ursachen der Totzeit in den Detektoren und der Ausleseelektronik ist nötig, um die zu erwartenden Ergebnisse der Fast Timing Studien in den schnell variablen Quellen zu interpretieren.

Die Erstellung einer neuen, an die Detektoren angepassten Responsematrix, in der die korrekte Dicke angenommen wird, sollte ebenfalls geschehen. Damit wäre dann auch eine Untersuchung der Totzeit- und Ausleseeinflüsse auf die Spektren, mit der schon implementierten Energiesimulation, möglich.

Zum Hardware Teil dieser Diplomarbeit bleibt festzustellen, dass der neue Messstand betriebsbereit ist. Der Fullframe Mode liefert zufriedenstellende Ergebnisse, bei homogener und punktförmiger Beleuchtung. Die Ansteuerung der Spannungen mit Hilfe des Computers erleichtert die Handhabung des neuen Messstandes, ebenso wie die kompakteren Ausmaße.

Die ersten Testmessungen lieferten Ergebnisse, die die prinzipielle Funktion des Aufbaus zeigen, aber auch klar machen, dass das gewünschte Ergebnis, die Verifizierung der Simulationen, mit den derzeitigen radioaktiven Präparaten nicht durchzuführen ist. Es konnte anhand der Messungen eine Abschätzung der Aktivität der benötigten Quelle getroffen werden. Die angesprochenen Probleme des CAMEX im Timing Mode werden weiter untersucht und die Messungen des Pile-up werden nach dem Ende der Diplomarbeit fortgesetzt, sobald die neue Quelle eingetroffen ist.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass ein Fast Timing Instrument an Bord von *XEUS*, die geplanten Ziele der Mission bereichern würde und Untersuchungen mit sehr guter zeitlicher Auflösung durchführen kann, als auch bisher nicht bekannte Phänomene aufdecken könnte.

# Literaturverzeichnis


Arnaud M., Bracons X., Barret D., et al., 2000, X-ray Evolving-Universe Spectroscopy - The XEUS Science Case, XEUS Astrophysics Working Group, ESA Publications Division, ESA SP-1238

Barret D., 2004, ArXiv Astrophysics e-prints astro-ph/0401099

Barret D., Skinner G.K., Kendziorra E., et al., 2003, In: XEUS - studying the evolution of the hot universe., p.211

Bavdaz M., Lumb D., Peacock A., et al., 2004, In: Proc. SPIE Vol. 5488., in press

Beijersbergen M., Kraft S., Ramses G., et al., 2004, In: Proc. SPIE Vol. 5488., in press

Bihler E., 1996, Analyse spezieller Effekte beim Auslesen der pn-CCD-Detektoren für die Röntgensatelliten XMM und ABRIXAS, Technical report, Universität Tübingen

Bondi H., Hoyle F., 1944, MNRAS 104, 273

Briel U.G., Aschenbach B., Balasini M., et al., 2000, In: Proc. SPIE Vol. 4012, p. 154-164, X-Ray Optics, Instruments, and Missions III, Joachim E. Trümper; Bernd Aschenbach; Eds., p.154

Charles P.A., Seward F.D., 1995, Exploring the X-ray Universe, Cambridge University Press (Cambridge)

Cui W., Morgan E.H., Titarchuk L.G., 1998, Astrophys. J., Lett. 504, L27+

den Herder J.W., Brinkman A.C., Kahn S.M., et al., 2001, A&A 365, L7

Diehl R., Knödlseder J., Lichti G.G., et al., 2003, A&A 411, L451

Diehl R., Oberlack U., Knödlseder J., et al., 1998, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag 506, 393

Eggert T., 2002, Der Ketek Silizium Driftdetektor: Grundlagen, Anwendungen, Funktionsprinzipien, online available at www.ketek.net

Ehle M., M. Breitfellner R.G.R., 2003, XMM-Newton User's Handbook, XMM-Newton SOC Team, 2.1 edition

Ehle M., M. Breitfellner R.G.R., 2004, XMM-Newton User's Handbook, XMM-Newton SOC Team, 2.2 edition

Ford E.C., 1999, Astrophys. J., Lett. 519, L73

Gatti E., Rehak P., 1984, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 225, 608

Giacconi R., Gursky H., Paolini F.R., Rossi B.B., 1962, Phys. Rev. Lett. 9, 439

Hasinger G., van der Klis M., 1989, A&A 225, 79

Heinz S., Nowak M.A., 2001, MNRAS 320, 249

Hempelmann A., Schmitt J.H.M.M., Schultz M., et al., 1995, A&A 294, 515

Holl P., Fischer P., Hartmann R., et al., 2003, In: X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Edited by Joachim E. Truemper, Harvey D. Tananbaum. Proceedings of the SPIE, Volume 4851, pp. 770-778 (2003)., p.770

in't Zand J.J.M., Heise J., Muller J.M., et al., 1998, A&A 331, L25

Jonker P.G., van der Klis M., Homan J., et al., 2002, MNRAS 333, 665

Jonker P.G., van der Klis M., Wijnands R., et al., 2000, ApJ 537, 374

Karttunen H., Kröger P., Oja H., et al., 1996, Fundamental Astronomy, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest), 3rd edition

Kemmer J., Lutz G., 1987, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 253, 365

Kendziorra E., 2003, Propsal for a Fast Timing Detector on XEUS1, private communication

Kendziorra E., Wilms J., Haberl F., et al., 2004, In: Proc. SPIE Vol. 5488., in press

Kern D., 2002, Einführung in die Halbleiterlehre, Lecture

Kirsch M., 2003, In-Orbit-Kalibration der EPIC-pn-Kamera auf XMM-Newton in hoch zeitauflösenden Modes und Pulsphasenspektroskopie des Crab-Pulsars, Dissertation, Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Klein P., Cesura G., Fischer P., et al., 1997, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 392, 254

Knoll G.F., 2000, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons (New York, Chichester, Weinheim, Brisbane, Toronto, Singapore), 3rd edition

Kretschmar B., 1997, Entwicklung und Realisierung des Quadranten-Steuerwerks fü die pn-CCD-Kamera für an Bord der Satelliten XMM und ABRIXAS, Diplomarbeit, Universität Tübingen

Kretschmar P., 1996, Hochenergierötgenspektren der akkretierenden Röntgenpulsare Vela X$-$1 und A 0535+26, Dissertation, Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Kreykenbohm I., 2004, X-Ray spectra of highly magnetized neutron stars in binary systems, Dissertation, Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Kuster M., 1997, Untersuchung spezieller Eigenschaften des pn-CCD Arrays für die Röntgensatelliten XMM und Abrixas, Diplomarbeit, Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Kuster M., 2003, Combined Spectral and Temporal Analysis of a Her X-1 Turn-on, Dissertation, Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Leahy D.A., Darbro W., Elsner R.F., et al., 1983, ApJ 266, 160

Lechner P., Buttler W., Fiorini C., et al., 2000, In: Proc. SPIE Vol. 4012, p. 592-599, X-Ray Optics, Instruments, and Missions III, Joachim E. Truemper; Bernd Aschenbach; Eds., p.592

Lechner P., Fiorini C., Hartmann R., et al., 2001, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 458, 281

Lechner P., Hartmann R., Holl P., et al., 2003, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 509, 302

Leutenegger P., Kemmer J., Lechner P., et al., 2000, In: Proc. SPIE Vol. 4012, p. 579-591, X-Ray Optics, Instruments, and Missions III, Joachim E. Truemper; Bernd Aschenbach; Eds., p.579

Lewin W.H.G., van Paradijs J., van den Heuvel E.P.J., 1995, X-Ray Binaries, Cambridge University Press (Cambridge)

Lutz G., 1999, Semiconductor Radiation Detectors, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, Barcelona, Hong Kong, London, Milan, Paris, Tokyo), $1^{st}$ edition

Méndez M., van der Klis M., Ford E.C., et al., 1999, Astrophys. J., Lett. 511, L49

Martini R., 1993, Aufbau eines Messplatzes zur Kalibrierung der integrierten Ausleseeinheit CAMEX64 für Röntgen-CCDs, Diplomarbeit, Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Meidinger N., Andricek L., Bonerz S., et al., 2004, In: X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XIII. Edited by Flanagan, Kathryn A.; Siegmund, Oswald H. W. Proceedings of the SPIE, Volume 5165, pp. 26-36 (2004)., p.26

Miller M.C., 2003 astro-ph/0312449

Miller M.C., Lamb F.K., Psaltis D., 1998, ApJ 508, 791

Miyamoto S., Kimura K., Kitamoto S., et al., 1991, ApJ 383, 784

Müller R., 1991, Grundlagen der Halbleiter-Elektronik, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, Barcelona, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest), seventh edition

Padmanabhan T., 2000, Theoretical Astrophysics, Volume I: Astrophysical processes, Theoretical Astrophysics, Volume I: Astrophysical processes, by T. Padmanabhan. Cambridge University Press, 2000, 601 pp

Padmanabhan T., 2001, Theoretical Astrophysics, Volume II: Stars and Stellar Systems, Theoretical Astrophysics, Volume II: Stars and Stellar Systems, by T. Padmanabhan. Cambridge University Press, 2001, 594 pp.

Pottschmidt K., 2002, Ph.D. thesis, Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Pottschmidt K., Wilms J., Nowak M.A., et al., 2003, A&A 407, 1039

Psaltis D., Lamb F.K., Miller G.S., 1995, Astrophys. J., Lett. 454, L137+

Strohmayer T.E., Zhang W., Swank J.H., et al., 1996, Astrophys. J., Lett. 469, L9+

Strüder L., 2000, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 454, 73

Strüder L., Barret D., Fiorini C., et al., 2004a, In: X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XIII. Edited by Flanagan, Kathryn A.; Siegmund, Oswald H. W. Proceedings of the SPIE, Volume 5165, pp. 19-25 (2004)., p.19

Strüder L., Briel U., Dennerl K., et al., 2001, A&A 365, L18

Strüder L., Hasinger G., Holl P., et al., 2004b, In: X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XIII. Edited by Flanagan, Kathryn A.; Siegmund, Oswald H. W. Proceedings of the SPIE, Volume 5165, pp. 10-18 (2004)., p.10

Strüder L., Hasinger G., Kollmer J., et al., 2002, In: Proc. SPIE Vol. 4497, p. 41-49, X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XII, Kathryn A. Flanagan; Oswald H. Siegmund; Eds., p.41

Strüder L., Meidinger N., Stötter D., 1998, High Resolution X-ray Spectroscopy close to room temperature, online available at http://www.rontec.com/de/download/publikation_5.pdf

Swank J., 2004, ArXiv Astrophysics e-prints astro-ph/0402511

Timmer J., König M., 1995, A&A 300, 707

Trümper J., Pietsch W., Reppin C., et al., 1978, ApJ 219, L105

Turner M.J.L., Abbey A., Arnaud M., et al., 2001, A&A 365, L27

Urry C.M., Padovani P., 1995, PASP 107, 803

van der Klis M., 1989, In: Ögelman H., van den Heuvel E. (eds.) Timing neutron stars., Kluwer, Dordrecht, p. 27

van der Klis M., 2000, ARA&A 38, 717

van der Klis M., Swank J.H., Zhang W., et al., 1996, Astrophys. J., Lett. 469, L1+

van Straaten S., Ford E.C., van der Klis M., et al., 2000, ApJ 540, 1049

Wijnands R., Mendez M., van der Klis M., et al., 1998, Astrophys. J., Lett. 504, L35+

Wijnands R., van der Klis M., 1998, Nat 394, 344

Wilms J., 1996, Reprozessierung von Röntgenstrahlung in galaktischen und extragalaktischen Röntgenquellen, Diplomarbeit, Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Wilms J., 2001, Astrophysical Radiation Processes, Lecture astro.uni-tuebingen.de/ wilms/teach/radproc/

Wilms J., 2002, Röngtenastronomie 2, Lecture astro.uni-tuebingen.de/ wilms/teach/xray2/

Wilms J., Kendziorra E., Martin M., et al., 2004, In: Proc. SPIE Vol. 5488., in press

Wilson A., Barret D., Bavdaz M., et al., 2003, X-ray Evolving-Universe Spectroscopy - The XEUS Instruments, X-ray Evolving-Universe Spectroscopy - The XEUS Instruments / Ed.: Andrew Wilson. ESA SP-1273. Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-977-4, 2003, 134 pp.

Zhang W., Strohmayer T.E., Swank J.H., 1997, Astrophys. J., Lett. 482, L167+

# Online Referenzen

*Astrophysics Data System* (ADS), National Aeronautics and Space Administration (NASA):
http://adswww.harvard.edu/index.html

*High Energy Astrophysics Science Archive Research Center* (HEASARC), National Aeronautics and Space Administration (NASA):
http://heasarc.gsfc.nasa.gov

*XEUS Webpage*, Eurpean Space Agency (ESA):
http://www.rssd.esa.int/index.php?project=XEUS

*XMM-Newton Webpage*, Eurpean Space Agency (ESA):
http://xmm.esa.int/

*Jörn Wilms Lectures*, University of Warwick:
http://astro.uni-tuebingen.de/~wilms/teach/

# Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich während meiner Diplomarbeit in jeglicher Art unterstützt haben. Mein Dank gilt allen Institutsmitgliedern, die ein sehr angenehmes Arbeitsklima schaffen, insbesondere seien hier erwähnt:

**Prof. Dr. R. Staubert**, für die Vergabe dieses Themas und die Korrektur der Arbeit.

**Dr. E. Kendziorra**, für die gute Betreuung und die hilfreichen Anregungen, beim Kampf mit der Hardware.

**Dr. J. Wilms**, der mich für die Röntgenastronomie begeistert hat und für die nie nachlassende Unterstützung, über Ländergrenzen hinweg, bei Problemen aller Art.

**Dr. I. Kreykenbohm**, für alle guten Linux Ratschläge und LaTeX Kniffe, die das Leben erleichtern.

**Wiebke Hartmann**, die extrem viel Verständnis für mich hatte und in den letzten Wochen der Diplomarbeit mein Draht zum Rest der Welt war.

**Slawomir Suchy**, für das gemeinsam durchlebte und durchlittene Physikstudium.

Der **Espresso Runde**, für vergnügliche und aufmunternde Gespräche in lockerer Atmosphäre.

**Meinen Eltern**, die mich immer unterstützt haben und ohne die das Studium in dieser Form nicht möglich gewesen wäre.

**Giuseppe Distratis**, **Nicolay Hammer** und **Daniel Kusterer**, für die interessanten physikalischen und nichtphysikalischen Diskussionen.

Den **Korrekturlesern** dieser Arbeit, denen zu Beginn viel zugemutet wurde.

Dem Team der mittäglichen **Bibliotheksbesucher**.

Danke