Untersuchung von Kalibrationsmethoden für den Timing Mode des Röntgen-pn-CCDs auf XMM-Newton

Diplomarbeit

vorgelegt von Tilman Kaiser
Abteilung Astronomie
des Instituts für Astronomie und Astrophysik
an der Eberhard Karls Universität Tübingen

Juni 2000

Zusammenfassung

Die Kalibration eines Detektors hat sämtliche physikalischen und technologischen Effekte zu berücksichtigen, die einen Einfluß auf die Meßgrößen haben, welche mit dem Detektor bestimmt werden können.

Diese Diplomarbeit untersucht Kalibrationsmethoden für den Timing Mode des EPIC-pn-CCD Detektors. Dieser Detektor wurde vom Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik in Garching (MPE) und von der Abteilung Astronomie des Instituts für Astronomie und Astrophysik in Tübingen (IAAT) entwickelt. Das pn-CCD wird als abbildender Röntgendetektor in der European Photon Imaging Camera (EPIC) auf dem X-Ray Multi Mirror Satelliten (XMM-Newton) der European Space Agency (ESA) eingesetzt.

In früheren Arbeiten am IAAT konnte die Kalibration für den Timing Mode noch nicht in allen Aspekten mit hinreichender Genauigkeit durchgeführt werden. Das zweite Flugmodell, das auf XMM zum Einsatz kommt, wird im Timing Mode erstmals in dieser Arbeit untersucht. Um eine bessere Standardisierung zu erreichen als bei früheren Kalibrationsauswertungen am IAAT, wurde bei der Auswertung die Analysesoftware OFFLINE von K. Dennerl (MPE) eingebunden. Im Unterschied dazu stützt sich die 1998 gemachte Kalibrationsanalyse von M. Kirsch (IAAT) im wesentlichen auf die FLAG-Software von E. Bihler (IAAT). Bei der Analyse in der vorliegenden Diplomarbeit werden nur die Ergebnisse der OFFLINE-Software verwendet, die auch im Timing Mode gültig sind. Die weitere Analyse erfolgt mit Prozeduren, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Mit diesen Prozeduren wurde erstmals eine Automatisierung der CTE-Berechnung im Timing Mode implementiert.

Bis zum Start von XMM am 10. Dezember 1999 konnten aus Zeitgründen an beiden Flugmodellen nicht genügend Kalibrationsmessungen für eine gründliche Untersuchung des Timing Modes durchgeführt werden. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit im Februar und März 2000 weitere Messungen mit dem FM1 an der PANTER-Anlage in Neuried durchgeführt. Letztendliches Ziel der Untersuchungen des FM1 ist, die Ergebnisse dieser Untersuchungen auf das im Orbit befindliche FM2 zu übertragen.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Die Tabellen wurden im Rahmen dieser Arbeit erstellt.

Soweit kein anderen Quellen angegeben sind, wurden die Bilder von

- Kapitel 3 und 4 von der folgenden MPE-Seite im Internet heruntergeladen: http://wave.xray.mpe.mpg.de/xmm/art
- Kapitel 10, 11, 12, 13 und 14 im Rahmen dieser Arbeit erstellt.

Kapitel 1

Einführung

Wilhelm Conrad Röntgen entdeckte 1895 bei der Untersuchung von Kathodenstrahlen[1] eine Strahlung, die feste Gegenstände durchdringt [vgl. (Segré 1981)]. Als er die Ergebnisse seiner Arbeit über diese mysteriösen X-Strahlen veröffentlichte, fand dies nicht nur in physikalischen Fachkreisen, sondern auch in breiten Bevölkerungsschichten ungewöhnliche Beachtung. Die Physik selbst stand am Anfang eines neuen Zeitalters. Manchmal wird diese neue Physik, der wir Relativitäts- und Quantentheorie verdanken, als moderne Physik bezeichnet. Die Entwicklung der Röntgenastronomie wäre ohne diese moderne Physik nicht möglich gewesen.

Bei Röntgens X-Strahlen handelt es sich um energiereiche Photonen, die nicht mit dem Auge wahrgenommen werden können. Im Kosmos entsteht diese Strahlung in Hochenergie-Prozessen, wie sie in Abschnitt 2.4 behandelt werden. Die Röntgenquellen der Astrophysik sind allerdings nicht so greifbar wie Röntgens Elektronenstrahlröhre. So verstrich mehr als ein halbes Jahrhundert nach Entdeckung der Röntgenstrahlung, bis die Sonne als erste kosmische Röntgenquelle ausgemacht wurde. 1962 wurde die erste Röntgenquelle jenseits des Sonnensystems im Sternbild Scorpius von Pionieren der Röntgenastronomie entdeckt. Diese Quelle erhielt nach der alten Nomenklatur als erste Röntgenquelle in diesem Sternbild den Namen Scorpius X-1. Sco X-1 ist im optischen Wellenlängenbereich unauffällig. Die Entdeckung löste sofort reges Interesse an der Röntgenastronomie aus. Dieses Interesse ist seit damals nie abgebrochen, so daß dieser Forschungszweig unaufhörlich wächst.

[1] Bei Kathodenstrahlen handelt es sich um Elektronen, die aus der Glühkathode einer Elektronenstrahlröhre austreten. Erst 1897 stellte sich heraus, daß Kathodenstrahlen freie negativ geladene Teilchen sind. Das Verhältnis von Ladung zu Masse dieser Elektronen wurde damals von J. J. Thomson bestimmt.

Kapitel 2

Röntgenastronomie

2.1 Die atmosphärische Absorption

Während es möglich ist, extraterrestrische elektromagnetische Strahlung im Optischen z.B. mit dem Auge oder im Radiobereich mit großen Radioantennen auf der Erdoberfläche zu empfangen, kann im Bereich der Röntgenwellenlängen die Strahlung die Erdatmosphäre nicht durchdringen. Ohne diese schutzgebende Hülle hätte sich auf der Erde überhaupt kein Leben entwickeln können, da Röntgenstrahlung Molekülstrukturen zerstört. Es ist also unmöglich, Röntgenstrahlung astronomischer Quellen mit bodengebundenen Instrumenten zu beobachten. Um kosmische Röntgenstrahlung in hinreichendem Maß registrieren zu können, dürfen die Detektoren nicht viel mehr als 0.1% der Erdatmosphäre über sich haben.

Höherenergetische Röntgenstrahlung durchdringt die Atmosphäre stärker als niederenergetische Röntgenstrahlung. Strahlung mit einer Energie von 30 keV[1] dringt bis zu ca. 35 km Höhe durch. Diese Strahlung kann von Detektoren auf speziellen Ballonen gemessen werden. Strahlung mit der Energie von 3 keV kann erst ab einer Höhe von ca. 80 km detektiert werden. Für diese Höhe werden schon Raketen benötigt. Wenn die Strahlung eine Energie von 1 keV hat und parallel zur Erdoberfläche einfällt, so kann sie erst in 200 km Höhe detektiert werden.

2.2 Die Entdeckung kosmischer Röntgenquellen

Die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Umstände erklären, warum sich die Röntgenastronomie erst nach dem zweiten Weltkrieg entwickeln konnte, als die V2-Raketentechnologie zur Verfügung stand. So entdeckte das Naval Research Laboratory mit dieser Technologie 1949, daß die Sonne Röntgen- und UV-Strahlen entsendet. Die Sonne strahlt im Röntgenbereich mit ca. $4 \times 10^{20} J \cdot s^{-1}$ eine 10^6-mal geringere Leistung ab als im optischen Bereich.

Die Detektoren, die Anfang der 60er Jahre zu Verfügung standen, konnten wegen einer zu geringen Empfindlichkeit die nächsten sonnenähnlichen Sterne nicht als Rönt-

[1] Das keV ist eine typische Energieeinheit in der Röntgenastronomie, $1\ eV = 1.60217733(49) \times 10^{-19} J$.

genquellen identifizieren. So blieb die Sonne bis Anfang der 60er das einzig wirklich interessante Forschungsobjekt für die wenigen Wissenschaftler, die sich mit der Röntgenastronomie befaßten.

Die Überraschung war groß, als 1962 bei einer Untersuchung von möglichen Wechselwirkungen von Röntgenstrahlung der Sonne mit der Mondoberfläche[2] zufällig die Röntgenquelle Sco X-1 von R. Giaconni et al. entdeckt wurde. In den wenigen Minuten, in denen die Aerobee-Rakete um ihren Umkehrpunkt drehte, registrierten Geiger-Zähler einen heftigen Zählratenausschlag, der weder auf Sonne noch Mond zurückzuführen war. Weitere Röntgen-Beobachtungen mit Raketen konnten Sco-X1 immer besser lokalisieren. 99.9% der Strahlung von Sco X-1 tritt als Röntgenstrahlung mit einer Leistung von ca. $2 \times 10^{30} J \cdot s^{-1}$ auf. Sein optischer Begleiter hat eine scheinbare Helligkeit von 13. Größenklasse und kann mit dem bloßen Auge nicht gesehen werden.

2.3 Weitere Entwicklungen in der Röntgenastronomie

Welcher Natur Sco X-1 ist, konnte erst 1971 mit dem ersten Röntgensatelliten Uhuru geklärt werden. Es handelt sich dabei um ein Röntgendoppelsternsystem wie es in Abschnitt 3.1.1 beschrieben wird. Mit Raketen- und Ballonexperimenten konnten bis 1970 etwa 50 kosmische Röntgenquellen entdeckt werden. Während der drei Jahre langen Uhuru-Mission wurde zum ersten Mal der gesamte Himmel durchmustert. Wegen der wiederholten Aufnahme derselben Regionen wurden von den konventionellen Proportionalzählern auf Uhuru bis zu 10-mal schwächere Quellen detektiert, als bei früheren Experimenten. Mit Uhuru konnten 339 Röntgenquellen katalogisiert werden.

2.3.1 Anfänge der Röntgenastronomie in Deutschland

Im Oktober 1971 entstand die erste Röntgenastronomische Arbeitsgruppe der Bundesrepublik Deutschland unter der Leitung von Joachim Trümper in Tübingen. Obwohl diese Arbeitsgruppe anfänglich sehr klein war, konnte sie schon im Sommer 1973 ein Ballonexperiment in Texas durchführen. 1976 gelang im Rahmen dieses weitergeführten Ballonprogramms eine bedeutende Messung bei dem Röntgendoppelsternsystem Hercules X-1. Diese Pionierarbeit war der Grundstein für die Kooperation zwischen dem Max Planck Institut für extraterrestrische Physik (MPE) in Garching, an dem J. Trümper 1975 Direktor wurde, und dem Astronomischen Institut in Tübingen (IAAT), an dem zwei Mitarbeiter aus dieser Ballongruppe, R. Staubert und E. Kendziorra, die Arbeit in der Röntgenastronomie seither prägten.

2.3.2 Wichtige Entwicklungen im Hinblick auf den deutschen XMM-Beitrag

Im Sommer 1990 wurde in der Röntgenastronomie mit dem Start von ROSAT (ROentgen SATellit) ein entscheidender Schritt vorwärts gemacht. J. Trümper vom MPE war Leiter des wissenschaftlichen ROSAT-Projekts und die beiden einzigen westdeutschen Institute für Röntgenastronomie waren maßgeblich an der Deutsch-Amerikanisch-Britischen-

[2] In den USA war diese Untersuchung unter anderem durch das Apollo-Programm motiviert. Mit diesem von Präsident J. F. Kennedy geförderten Programm wollten die USA der Sowjetunion bei der ersten bemannten Mondlandung zuvorkommen.

Mission beteiligt. ROSAT besaß ein Röntgenteleskop mit einer Apertur von 84 cm. In der Fokalebene befanden sich zwei redundante Gasproportionalzähler mit verhältnismässig guter Energieauflösung sowie eine Multi Channel Plate (MCP) Kamera mit hoher Ortsauflösung. Mit ROSAT wurde nach Uhuru und HEAO1 die dritte Durchmusterung des Röntgenhimmels gemacht. Die Zahl der bekannten Röntgenquellen erweiterte sich durch ROSAT von etwa 5000 auf 150000 Quellen.
Das Europäische X-Ray-Multi-Mirror-Projekt wird eine weiterer Meilenstein in der Geschichte der Röntgenastronomie sein. Am XMM-Projekt, das grundlegend für diese Arbeit ist, sind MPE und IAAT kooperativ beteiligt. Eine Beschreibung anderer röntgenastronomischer Projekte befindet sich im Lehrbuch (Charles 1995).

2.4 Kosmische Röntgenstrahlung

2.4.1 Das elektromagnetische Spektrum

Niederenergetische Strahlung
Bei niedrigen Energien wird die elektromagnetische Strahlung typischerweise mit ihrer Wellenlänge angegeben, wobei die folgende quantenmechanische Relation zwischen Energie E und Wellenlänge λ genutzt wird:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \tag{2.1}$$

Dabei sind die Naturkonstanten h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Der UV-Bereich liegt energetisch unmittelbar unterhalb des Röntgenbereichs. Die Wellenlängen in der UV-Astronomie werden meist in Ångström (1 Å = $10^{-8} cm$) angegeben. Durch $\lambda[\text{Å}] = \frac{12.4}{E[keV]}$ wird eine nützliche Umrechnungsrelation zwischen Energien und Wellenlängen geliefert.

Tabelle 2.1: Wellenlängen des elektromagnetischen Spektrums vom Radio- bis zum UV-Bereich

Strahlungsbereich	Ultraviolett	Optisch	Infrarot	Radio
Wellenlänge in Å	310 - 3800	3800 - 7000	$7000 - 10^7$	ab 10^7

Hochenergetische Strahlung
Die Energiegrenzen für Röntgenstrahlung werden unterschiedlich definiert. Die untere Grenze liegt zwischen 40 und 100 eV, die obere zwischen 500 und 1000 keV. Für die Röntgenastronomie läßt sich dieser Energiebereich noch feiner in die in Tab. 2.2 gezeigten Bereiche gliedern.

Tabelle 2.2: Energien des elektromagnetischen Spektrums im Röntgenbereich

Röntgenstrahlung	ultraweich	weich	hart	ultrahart
Energie in keV	0.04 - 1	1-10	10-100	100-1000

Zu höheren Energien schließt sich die Gammaastronomie bis zu beliebig hohen Energien der Strahlung an. Die γ-Strahlung muß also nicht wie in der Kernphysik aus nuklearen Prozessen kommen.

2.4.2 Strahlungsmechanismen

Im Detail können die physikalischen Prozesse, bei denen Röntgenstrahlung entsteht, beliebig kompliziert aussehen. Eine ausführliche Behandlung dieser Mechanismen soll nicht Thema dieser Arbeit sein. Ich werde im folgenden nur einen kurzen Überblick geben und Prozesse, die für die Entstehung von Röntgenstrahlen in Kalibrationsanlagen verantwortlich sind, besonders hervorheben. Die hier behandelten Strahlungsprozesse geben ebenfalls Aufschluß über die Wechselwirkungsprozesse von Strahlung mit Materie, wie den Photoeffekt, den Comptoneffekt und die Paarbildung. Diese Prozesse sind natürlich für die Detektorphysik wichtig. Im allgemeinen entsteht elektromagnetische Strahlung bei der Beschleunigung geladener Teilchen. Die Strahlungscharakteristik elektromagnetischer Dipolstrahlung verläuft im Ruhesystem der Ladung torusförmig um die Beschleunigungsrichtung mit einem Intensitätsmaximum senkrecht zur Ladungsbeschleunigung. Bei der Entstehung von kosmischer Röntgenstrahlung wird im wesentlichen unterschieden zwischen thermischen und nicht-thermischen Mechanismen.

Thermische Mechanismen

Thermischen Spektren liegt im thermodynamischen Gleichgewicht eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung bzw. eine Boltzmannsche Energieverteilung zu Grunde. Das bedeutet, daß die mittlere Geschwindigkeit bzw. Energie aller Teilchen eines Gases im thermodynamischen Gleichgewicht gleich ist und durch die Gastemperatur definiert werden kann. Zu den thermischen Mechanismen gehören:

- Comptonstreuung an thermischen Elektronen
- thermische Bremsstrahlung
- Röntgenlinien-Emission
- Rekombinationstrahlung durch Elektroneneinfang bei Ionen
- Plancksche Hohlraumstrahlung

Bei Temperaturen über $10^6 K$ werden die Atome eines Gases ionisiert. Das so entstandene Plasma besteht aus positiven Ionen und Elektronen. Thermische Elektronen erhalten ihre Geschwindigkeit dadurch, daß ein heißes Plasma im Sinne der Thermodynamik einen Temperaturausgleich anstrebt. Der Wärmeaustausch erfolgt im allgemeinen durch Teilchenstöße und Strahlung. Ist das Plasma nicht transparent, können thermische Elektronen von Photonen durch **Comptonstöße** beschleunigt werden, wobei sich der

Energieverlust der Photonen in einer größeren Wellenlänge nach dem Stoß äußert.

Wenn das Gas dünn genug ist, so ist es transparent für die eigene Strahlung. Fliegt ein Elektron nahe an einem positiven Ion vorbei, so erfährt es durch Coulombkräfte eine Beschleunigung. Diese Beschleunigung bewirkt in diesem Fall hauptsächlich eine Krümmung der Bahn. Die dabei tangential zur Elektronenbahn ausgesandte Strahlung wird **Bremsstrahlung** genannt. Im thermodynamischen Gleichgewicht wird die Intensität der Bremsstrahlung als Kontinuum über alle Energien bis zu einer maximalen Energie E_{max} abgestrahlt. E_{max} entsteht dadurch, daß das Elektron seine gesamte kinetische Energie verliert. Eine erste naive Abschätzung für die Temperatur des Plasmas ergibt sich durch

$$E_{max} = E_{kin} = \frac{m_e {\mathrm{v}_{\mathrm{therm}}}^2}{2} = k_B T \tag{2.2}$$

wobei $k_B = 8.62 \times 10^{-5} eV/K$ die Boltzmannkonstante und m_e die Elektronenmasse ist. Daraus folgt, daß ultraweiche Röntgenstrahlung ab einer Plasmatemperatur von ca. $10^6 K$ möglich ist.

Für die Intensität von thermischer Bremsstrahlung gilt:

$$I(E,T) \propto G(E,T) \cdot \frac{e^{-\frac{E}{kT}}}{\sqrt{kT}} \tag{2.3}$$

Der Intensitätsabfall zu hohen Energien erfolgt exponentiell. Die Energie- und Temperaturabhängigkeit der Gauntfunktion G(E,T) kann folgendermaßen angegeben werden:

$$G(E,T) \propto \cdot ln(\frac{2.246 k_B T}{E}) \tag{2.4}$$

Das thermische Bremskontinuum läßt sich durch die Plasmatemperatur charakterisieren. Ein solches Bremskontinuum wird auch bei konventionellen Elektronenstrahlröhren beobachtet. Hier werden die Elektronen vom Anodenpotential des Targets abgebremst. Bei der Kalibration mit einer konventionellen Röntgenröhre ist also mit Bremsstrahlung zu rechnen.

Ein großer Teil der gesamten Abstrahlung eines heißen Plasmas kommt durch **Linienemission** zustande. Bei Temperaturen zwischen 10^6 und $10^8 K$ sind die häufigsten Elemente Wasserstoff und Helium vollständig ionisiert. Nur die schweren Elemente behalten je nach Temperatur die Elektronen der K- oder L-Schale. Ein schnelles Elektron kann bei der Kollision mit einem Ion seine Energie auf ein Schalenelektron übertragen, so daß dieses ein höheres Energieniveau besetzen kann. Das Zurückkehren des Ions von diesem angeregten Zustand in den Grundzustand erfolgt oftmals durch kaskadenartige Elektronenübergänge von höherenergetischen auf niederenergetische Schalen. Dabei wird Strahlung abgegeben, die charakteristisch für den Energieunterschied $\Delta E = h\nu$ zwischen den am Übergang beteiligten Schalen ist. Ein Elektronenübergang von der L- auf die K-Schale erzeugt die sogenannte K-α-Strahlung. Ein Übergang von der M- auf die L-Schale erzeugt L-α-Strahlung. Wird ein freies Elektron von der K-Schale eines Ions eingefangen, so entsteht im Spektrum die K-Kante. Sowohl diese Frei-Gebunden-Strahlung als auch die Gebunden-Gebunden-Strahlung spielen bei der Kalibration von

XMM eine Rolle. Charakteristische Strahlung erscheint in Form von Spektrallinien, die oftmals einem Bremskontinuum überlagert sind. Der Verhältnis von Kontinuums- zu Linienstrahlung hängt von der Temperatur ab. Im Energiebereich, den XMM untersuchen wird, wird die Linienemission der Elemente Fe, O, Mg, S, Si, Na, Ca, Ar, Ne und Ni am meisten hervorstechen.

Bei Wärmestrahlung aus relativ dichter Materie, wie z.B. Sternen oder kompakten Objekten, kann diese oft als **Plancksche Hohlraumstrahlung** idealisiert werden. Die Strahlungsintensität ergibt sich nach M. Planck durch

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{exp(h\nu/k_B T) - 1} \tag{2.5}$$

in Einheiten von $ergcm^{-2}sec^{-1}$ in einem Frequenz- und Raumwinkelbereich. Die Nullstellen der nach der Frequenz differenzierten Intensität liefern die Extrema der Intensität. Auf diese Weise ergibt sich das Verschiebungsgesetz von W. Wien. Die Frequenz ν_{max} ist nur von der Temperatur abhängig:

$$\nu_{max}[Hz] = 5.9 \times 10^{10} T[K] \tag{2.6}$$

Hat das Objekt eine Temperatur von $10^6 K$, so liegt die maximale Intensität der Wärmestrahlung bei einer Frequenz von $5.9 \times 10^{16} Hz$, was bedeutet, daß das Objekt im ultraweichen Röntgenbereich maximal abstrahlt.

Nicht-thermische Mechanismen

Bei nicht-thermischen Spektren besteht eine Potenzgesetzbeziehung zwischen der Photonenenergie E und dem Strahlungsfluß F:

$$F \propto E^{-\alpha} \tag{2.7}$$

Je größer der spektrale Index α ist, desto weicher ist das Spektrum. Zu diesen Mechanismen gehören:

- Synchrotronstrahlung
- inverse Comptonstreuung
- Paarbildung und -vernichtung

Bei der **inversen Comptonstreuung** übertragen hochenergetische Elektronen Energie auf Photonen. Dies äußert sich bei den Photonen in einer Wellenlängenverkürzung, z.B. von UV- zu Röntgenwellenlängen.
Bei hoher Strahlungsenergiedichte kann **Paarbildung** stattfinden. Dieser Prozeß, bei dem Elektron-Positron-Paare gebildet werden, kann erst bei Strahlungsenergien ab 1022 keV auftreten, da dann die jeweilige Ruheenergie $E_0 = m_e c^2 = 511$ keV für das Elektron und sein Antiteilchen zu Verfügung steht. Elektron-Positron-Paare können sich in einem umgekehrten Prozeß gegenseitig vernichten, wobei ihre jeweilige Ruheenergie von 511 keV in Strahlung umgesetzt wird.

Sowohl inverse Comptonprozesse als auch Paarbildungsprozesse spielen bei der Kalibration des Röntgen-pn-CCDs auf XMM keine Rolle.

Viele Potenzgesetzspektren entstehen durch **Synchrotronstrahlung**. Dabei handelt es sich um die gleiche Art von Strahlung, wie sie in vielen Elektronenbeschleunigungsanlagen auf der Erde auftritt.[3] Diese Strahlungsverluste, die in der Teilchenphysik einen lästigen Nebeneffekt bei der Beschleunigung geladener Teilchen darstellen, sind vielen anderen Wissenschaftlern willkommen: Das Röntgen-pn-CCD von XMM wurde an Synchrotronanlagen bestrahlt.

Synchrotronstrahlung macht sich besonders bei Beschleunigung leichter Teilchen wie Elektronen bemerkbar. Da die abgestrahlte Leistung bei Synchrotronstahlung umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Ruhemasse der beschleunigten Teilchen ist, spielt sie z.B. für Protonen keine Rolle. Synchrotronstrahlung entsteht beim Ablenken relativistischer Elektronen durch Magnetfelder. Bei dieser durch Magnetfelder verursachten Strahlung ist die Beschleunigungsrichtung aufgrund der Richtung der Lorentzkraft

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = q_e \vec{v} \times \vec{B} \tag{2.8}$$

grundsätzlich senkrecht zur Bewegungsrichtung. Wenn die Geschwindigkeit der beschleunigten Elektronen wesentlich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist, erfolgt die Dipolstrahlung im Laborsystem torusförmig um die Beschleunigungsrichtung. Je höher die Elektronengeschwindigkeit, desto größer ist die Bündelung der Strahlungscharakteristik tangential zur Bewegungsrichtung nach vorne. Der Raumwinkel θ der Bündelung ist umgekehrt proportional zum relativistischen $\gamma-$Faktor:

$$\theta \propto \frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2} \tag{2.9}$$

Die abgestrahlte Leistung ist proportional zum Quadrat des Produkts aus Elektronenenergie und Magnetfeldstärke:

$$P \propto B^2 E^2 \tag{2.10}$$

Gibt es nur eine Magnetfeldrichtung, so ist die Strahlung linear polarisiert. In einer Synchrotronanlage tritt die Röntgenstrahlung stark gebündelt und polarisiert tangential zur Elektronenbahn aus dem Synchrotron aus.

2.4.3 Kosmische Energiequellen

Die Strahlungsmechanismen machen noch keine Aussage über die Entstehung von Röntgenenergien im Kosmos. Die **Kernfusion**, die aufgrund der starken Wechselwirkung im Inneren von Sternen wie der Sonne abläuft, liefert ca. $6 \times 10^{18} erg$ pro Gramm Materie, die verschmilzt ($1 erg = 10^{-7} J$). Eine Energiequelle, die bei besonders massiven kompakten Objekten wie Neutronensternen effizienter ist, wird durch die Gravitationskraft geliefert. Dabei wird potentielle Energie in kinetische Energie bzw. Wärme- oder Strahlungsenergie umgewandelt.

[3] 1946 wurde an einem 70 MeV Synchrotron-Beschleuniger das Entweichen von hochpolarisierter Strahlung entdeckt, was der Synchrotronstrahlung ihren Namen gibt.

Der Energieumsatz bei **Massenakkretion** ist:

$$\Delta E_{acc} = G \cdot \frac{M \cdot m}{R} \tag{2.11}$$

Dabei ist G die Gravitationskonstante und m die Masse, die aus dem Unendlichen an eine Masse M bis auf einen Abstand R gebracht wird. Bei einem Neutronenstern mit einer Sonnenmasse und einem Radius von $R = 10$ km ergibt sich bei der Akkretion von einem Gramm Materie ein Energieumsatz von $10^{20} erg$. Eine genauere theoretische Abhandlung über Massenakkretion in der Astrophysik befindet sich im Lehrbuch (Frank 1992).

2.4.4 Quelltypen

Seit dem Beginn der 80er Jahre ist die folgende Klassifizierung von Röntgenquellen gebräuchlich:

- Stellare Koronale Quellen,
- akkretionsgetriebene binäre Systeme bestehend aus einem Stern und einem kompakten Objekt, für welches drei mögliche Erscheinungsformen bekannt sind:
  weiße Zwerge, Neutronensterne und Schwarze Löcher,
- Supernova Überreste (Supernova Remnants - SNRs),
- normale Galaxien mit heißem interstellaren Medium, SNRs oder XRBs,
- aktive Galaxien (Active Galactic Nuclei - AGN),
- Galaxienhaufen mit heißem Medium zwischen den Galaxien.

Solche Quellen wurden von einer Reihe von Röntgensatelliten identifiziert. Von der XMM-Mission erhofft sich die Wissenschaft weitere Klärung in Bezug auf diese Objekte. Die wissenschaftlichen Aufgaben von XMM werden auszugsweise in Abschnitt 3.1 behandelt. Die große Vielfalt der Erscheinungen am Röntgenhimmel macht es schwierig, in dieser Arbeit eine vollständige Darstellung zu liefern. Der interessierte Leser sei auf die Literatur z.B. (Charles 1995) verwiesen.

Kapitel 3

X-Ray Multi Mirror Mission

Die XMM-Mission wird von der European-Space-Agency (ESA) getragen. Der Start des Satelliten fiel in den Zeitraum dieser Arbeit. Die Röntgenastronomische Arbeitsgruppe des IAAT war zusätzlich an einer anderen wissenschaftlichen Satelliten-Mission beteiligt. Der Start des deutschen ABRIXAS-Satelliten (A Broadband Imaging X-Ray All-Sky Survey) erfolgte Ende April 1999. Die wissenschaftliche ABRIXAS-Mission wurde im Juli 1999 vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) für gescheitert erklärt[1]. ABRIXAS war für eine Himmelsdurchmusterung im mittelenergetischen Röntgenbereich konstruiert worden und hätte damit für XMM Pioniersarbeit leisten können. Außerdem wäre die pn-CCD-Röntgenkamera, die von MPE und IAAT für XMM und ABRIXAS entwickelt wurde, erstmals im Orbit zum Einsatz gekommen.

Charakteristisch für XMM ist seine Fähigkeit, sehr schwache Quellen detektieren zu können. Dies liegt hauptsächlich in der großen effektiven Fläche der Teleskope und der Möglichkeit zu langen Beobachtungszeiten im hochexzentrischen Orbit begründet. Die minimale Strahlungsintensität einer detektierbaren Quelle liegt bei ca. $10^{-16} erg \cdot s^{-1} cm^{-2}$. Damit ist XMM zehnmal sensitiver als ROSAT.

Außerdem ist XMM für ein breites Energieband empfindlich. Im Röntgenbereich deckt XMM 0.1 bis 15 keV ab während ROSAT nur von 0.1 bis 2.4 keV empfindlich war. Ein weiterer Vorteil ist die Möglichkeit zur simultanen Beobachtungen der Röntgenquellen im Optischen und UV-Bereich mit einem zusätzlichen Teleskop an Bord.

XMM verfügt mit seinen zwei Reflexionsgitterspektrometern (RGS) über eine hohe spektrale Auflösung und eine gute Winkelauflösung. Technischen Details zu den Instrumenten werden in Kapitel 4 behandelt.

3.1 Die wissenschaftliche Mission

Da die Vielfalt und Komplexität der wissenschaftlichen Fragen, auf die XMM eine Antwort geben könnte, den Rahmen dieser Diplomarbeit sprengt, kann hier nur eine kleine

[1] Bei ABRIXAS fiel wegen eines Designfehlers im Batterieschaltkreis die Stromversorgung des Satelliten kurz nach dem Start aus.

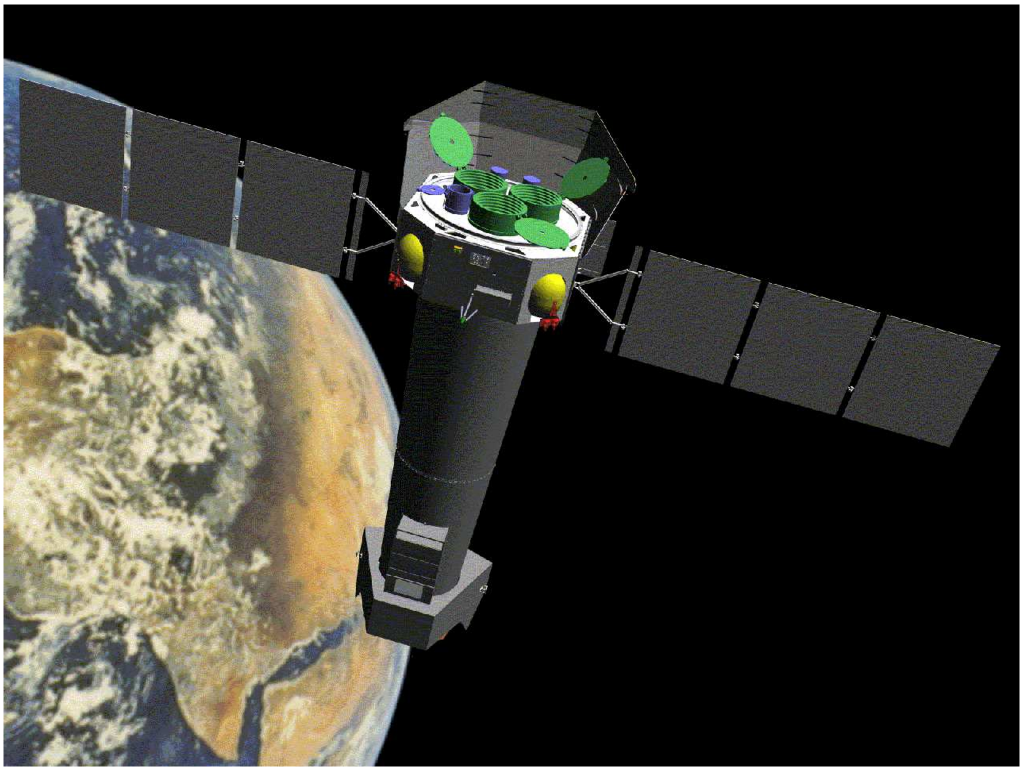

Abbildung 3.1: Der XMM-Satellit mit ausgeklappten Solarpanelen und den geöffneten Teleskopen: in der Mitte die drei Röntgenteleskope und daneben vorne links der optische Monitor. Die Röntgendetektoren befinden sich im Bild unten in der Fokalebene.

Auswahl aufgeführt werden. Hierbei erwähne ich besonders die Themen, die am IAAT für die Röntgenastronomie von Interesse sein könnten.

3.1.1 Akkretionsgetriebene Binäre Systeme mit Neutronenstern oder Schwarzem Loch

Diese Systeme werden auch Röntgendoppelsternsysteme oder X-Ray Binaries (XRBs) genannt. Die Energie für die Röntgenstrahlung wird durch Akkretion erzeugt. In diesem Sinn wird Materie des Begleitsterns auf das kompakte Objekt übertragen. Wenn der Begleitstern sein Roche-Volumen ausfüllt, so kann Masse über den inneren Lagrangepunkt des binären Systems in den Anziehungsbereich des kompakten Objekts gelangen. Bei vielen XRB´s wird die Masse über eine Akkretionsscheibe in Spiralbahnen auf das kompakte Objekt beschleunigt. Beim Aufprall der Materie auf die Oberfläche eines Neutronensterns entsteht Röntgenstrahlung. Ist das kompakte Objekt ein Schwarzes Loch, so können Röntgenflüsse in einer Größenordnung von $10^{39} erg/s$ entstehen. Die Spektren von XRBs haben Potenzgesetzform und meistens eine Fe-K-α Emissionslinie bei 6.4 keV. Die Art der Linienemission von bestimmten Eisenionisationszuständen liefert ein Kriterium, um die überfließende Materie des Doppelsterns und seine Geometrie zu untersuchen. XMM ist ideal für solche Untersuchungen, weil die RGS eine gute Energieauflösung und die Teleskope eine hohe Empfindlichkeit haben.

Da XMM mit dem EPIC-pn-CCD über einen Detektor mit sehr guter Zeitauflösung verfügt, wird die Zeitanalyse von XRBs auch aufschlußreich sein. Ist das kompakte Objekt ein rotierender Neutronenstern, so ist es von Interesse, die zeitliche Änderung bei der Abstrahlung des Röntgenpulsars zu analysieren. Es gibt Pulsperioden, die im msec-Bereich liegen. Die Pulsprofile solcher Neutronensterne geben nicht nur Aufschluß über die Geometrie des XRBs, sondern enthalten auch Information über die Akkretionssäulen an den magnetischen Polen des Neutronensterns.
Im Vergleich zu bisherigen Beobachtungen im Röntgenbereich wird mit XMM auch eine bessere Massenbestimmung für Neutronensterne möglich sein.

3.1.2 Aktive Galaxien – Active Galactic Nuclei

Aktive Galaxien besitzen in ihrem Kern ein Gebiet höherer Aktivität. Daher kommt auch die englische Bezeichnung Active Galactic Nuclei (AGN). Aktive Galaxien haben verschiedene Ausprägungen. Mit Modellen wird versucht, diese verschiedenen Arten zusammenzufassen. AGN besitzen nicht-thermische Spektren über einen großen Wellenlängenbereich. Der Kern von typischen aktiven Galaxien, wie Seyfert-Galaxien, strahlt so hell wie die Galaxie selbst mit Leuchtkräften von 10^{43} bis 10^{45} erg/s. Es gibt aber noch hellere aktive Galaxien wie die Quasare. Es wird angenommen, daß diese hohen Leuchtkräfte durch Massenakkretion auf ein Schwarzes Loch von mehr als 10^7 Sonnenmassen im Zentrum zustande kommt. Eine rotierende Akkretionsscheibe um das Loch sorgt unter Umständen für einen Materiejet entlang der Rotationsachse. Diese Jetphänomene treten wahrscheinlich auch in Verbindung mit Magnetfeldern ausgehend von den Magnetfeldpolen auf. Auf diese Weise kann durch Synchrotronstrahlung ein nicht-thermisches Spektrum entstehen.

Das Standardmodell, das es von AGN gibt, nimmt an, daß der Unterschied zwischen Seyfert1- , Seyfert2-Galaxien und BLac-Objekten nur im Blickwinkel besteht, unter dem die aktive Galaxie betrachtet wird. Angenommen wird, daß die harte Röntgenstrahlung von **Seyfert1-Galaxien** aus dem Kern aktiver Galaxien nicht durch die Akkretionscheibe absorbiert wird, da die Beobachtungsrichtung in einem steilen Winkel zur Akkretionsscheibe liegt.
Bei der Emission von **Seyfert2-Galaxien** wird angenommen, daß sie sich aus stark absorbierter Strahlung aus dem Kern und gestreuter Strahlung, die aus der Nähe der Rotationsachse des zentralen Objekts kommt, zusammensetzt. Diese Strahlung ist mit einem flachen Blickwinkel zur Akkretionsscheibe zu erklären. Die Strahlung aus dem Kern wird bei diesem Winkel überwiegend von einem molekularen Staubtorus um den Kern absorbiert.
Die besonders harte und variable Röntgenstrahlung von **BLac-Objekten** wäre mit einem Blickwinkel direkt in den Jet zu erklären.

Um dieses Modell genauer zu überprüfen, werden Beobachtungen mit XMM nötig sein. Dabei kommt XMM zu gute, daß eine Beobachtung bis 15 keV möglich ist. Diese hochenergetische Strahlung wird weniger stark von der interstellaren Materie absorbiert, so daß es bei der Beobachtung mit XMM möglich ist, Informationen aus der Nähe des Galaxienkernes zu erhalten.

Ein weiterer Vorteil von XMM ist die Möglichkeit zur simultanen Beobachtung der Quellen im optischen und im UV-Bereich. Der Zeitunterschied zwischen der Röntgenstrahlung und der optischen Strahlung sagt etwas über die Strahlungsprozesse aus, die in der Umgebung des Kerns stattfinden.

3.1.3 Die Diffuse Röntgenhintergrundsstrahlung und Kosmologische Aspekte

Diese Strahlung wird im englischen als Diffuse X-Ray Background (DXRB) bezeichnet. Röntgenastronomen hoffen, daß sie mit einigen ausreichend langen XMM-Deep-Field Beobachtungen viele neue Quellen entdecken können. Von einigen dieser neuen Quellen sollte ein qualitativ hochwertiges Spektrum aufgenommen werden können. Die Spektren der gefundenen AGN, Quasare und Galaxienhaufen werden dann von den bekannten Spektren des DXRBs abgezogen. Die Spektren der verbleibenden Komponente, können nun mit den bekannten Spektren aller möglichen Objektklassen verglichen werden.

Mit XMM wird es möglich sein, einen Beitrag von Punktquellen zum DXRB zu bestimmen. Es ist wahrscheinlich, daß XMM in der Lage ist, die vor 35 Jahren aufgeworfene Frage zu klären, ob der DXRB tatsächlich diffus oder nur eine Überlagerung von diskreten Quellen ist. Die Lösung dieses Problems wird neue Einsichten für die Evolutionstheorie von Quasaren und Galaxien liefern. Vielleicht wird auf diese Weise eine neue Bestimmung der Massendichte des Universums möglich sein. Mit Kosmologischen Aspekten der XMM-Mission befaßt sich am IAAT K. Giedke in seiner Diplomarbeit.

3.2 Die Organisation der XMM-Mission

Die XMM-Mission wurde 1984 vom Wissenschaftsrat der ESA als sogenannte zweite Cornerstone Mission für das Horizon-2000 Programm vorgeschlagen und 1985 in Rom vom ESA-Ministerrat bestätigt. Die wissenschaftlichen Instrumente wurden in Kooperation verschiedener Institute und Firmen entwickelt und gebaut. Dabei teilten sich Multinationale Teams sowohl Kosten als auch Arbeit.

Die Länder, die sich mit ihrem nationalen Haushalt an der Finanzierung der Instrumentierung beteiligen, sind Belgien, Deutschland, Frankreich, Großbritannien, Italien, die Niederlande, die Schweiz und die USA. Jedes Instrumententeam wird von einem Principal Investigator geleitet. Er trägt die Verantwortung gegenüber der ESA für die Ablieferung funktionierender Hardware und Erfüllung der dazugehörenden Dienstleistungen. Im folgenden sind die drei großen wissenschaftlichen Instrumente, der Principal Investigator und sein Institut aufgelistet:

- European Photon Imaging Camera (EPIC), M. Turner,
  Leicester University
- Reflection Grating Spectrometer (RGS), A. C. Brinkman,
  SRON Laboratorium voor Ruimte Onderzoek in Utrecht
- Optical Monitor (OM), K. Mason,
  Mullard Space Science Laboratory Dorking (Surrey)

Nachdem XMM im Orbit kalibriert worden ist, wird der Wissenschaftsgemeinschaft ab Mitte diesen Jahres Beobachtungszeit zu Verfügung gestellt. Eine minimale Betriebsdauer des Satelliten ist auf zweieinhalb Jahre angesetzt. Von Seiten der Wissenschaft besteht die Hoffnung, daß mit XMM zehn Jahre lang sinnvolle Beobachtungen durchgeführt werden können.

3.3 Start und Orbitmanöver mit XMM

3.3.1 Start mit der Ariane 5

Die neu entwickelte Ariane 5 hatte vor ihrem XMM-Einsatz bei einem Start einen teuren Fehlschlag erlitten. Im Juni 1996 kam die erste Ariane 5 kurz nach dem Start wegen eines Softwarefehlers im Navigationssystem von der geforderten Bahn ab. Durch den darauffolgenden Selbstzerstörungsautomatismus wurde auch die wissenschaftliche Nutzlast an Bord vernichtet. Vor dem XMM-Start hatte es lediglich zwei geglückte Qualifikationstarts mit einer Dummylast gegeben.

Da der XMM-Satellit der Firma Dornier einschließlich aller Instrumente an Bord ein Gewicht von 3.8 Tonnen und eine Länge von 10 m erreicht, kann er von einer Ariane 4 Rakete nicht mehr in den gewünschten Orbit gebracht werden. So gab es für die ESA keine andere Möglichkeit, als XMM von einer Ariane 5 in den Weltraum transportieren zu lassen. Die Erleichterung war dementsprechend groß, als am 10. Dezember 1999 XMM von seiner Startrampe in Kourou (Französisch-Guyana) erfolgreich in seine hochexzentrische Umlaufbahn geschickt wurde.

3.3.2 Frühe Orbitmanöver

XMM wurde in einer Höhe von ca. 800 km von der Ariane 5 getrennt. Die Solarpanele, mit denen der Satellit eine Spannweite von 16.6 m hat, entfalteten sich wenige Stunden nach dem Start problemlos. Das solare Schutzschild der Teleskope öffnete sich planmäßig. Durch Zündung von Hydrazin-Antriebsdüsen wurde die Geschwindigkeit des Satelliten während eines zweieinhalbstündigen Brennvorgangs so erhöht, daß das Perigäum auf ca. 4900 km erhöht werden konnte. Zwei weitere Boostvorgänge während der nächsten beiden Perigäumsdurchläufe brachten XMM in seine endgültige Bahn.

3.3.3 Die Umlaufbahn von XMM

Der Orbit hat eine Inklination von 40° mit einem südlichen Apogäum von ca. 114 000 km und einem nördlichen Perigäum von ca. 7000 km über der Erdoberfläche. Er wird von XMM in 48 Stunden durchlaufen, so daß der Satellit immer in derselben Position über der Erde sein Perigäum erreicht. Wenn der Satellit die van-Allen-Strahlungsgürtel der Erde durchquert hat, bleibt auf dem restlichen Orbit noch eine Beobachtungszeit von rund 40 Stunden.

3.4 XMM als Observatorium im Orbit: Newton

3.4.1 Bodenstationen

Die Kontrolle des Satelliten vom Boden aus erfolgt am Mission Operations Centre (MOC) in Darmstadt, wobei die Daten von den Bodenstationen in Perth (Australien) und Kourou je nach Position des Satelliten bezogen werden. Die wissenschaftlichen Daten vom Satelliten werden vom MOC in das XMM Science Operations Center VILSPA (SOC) in Villafranca bei Madrid in Spanien übertragen und an den einzelnen Beobachter weitergegeben. Zusätzlich wird das XMM Survey Science Centre (SSC) an der Leicester University in Großbritannien die Beobachtungsdaten prozessieren, archivieren und mit schon existierenden Daten vergleichen.

3.4.2 Commissioning-Phase, First-Light-Aufnahme, In-Orbit-Kalibration

Abgesehen von einer kurzen Stand-By-Pause wegen des Wechsels in das Jahr 2000 waren die ersten Wochen nach dem Start der Überprüfung aller Satelliten- und Instrumentfunktionen vorbehalten. Diese Instrument-Commissioning-Phase dauerte bis Anfang März. Im März 2000 begann die In-Orbit-Kalibration der wissenschaftlichen Instrumente mit hinreichend bekannten Röntgenquellen.
Am 9. Februar wurden in einer Pressekonferenz in VILSPA die ersten XMM-Kamerabilder der Öffentlichkeit vorgestellt. Hier wurde auch der neue Beiname des funktionierenden Röntgenteleskops XMM-Newton bekanntgegeben. In dieser Arbeit soll weiterhin die kürzere Bezeichnung XMM beibehalten werden, da es sich um eine Arbeit über die Bodenkalibration des Satelliten handelt und frühere Arbeiten darüber auch diese Bezeichnung verwenden.

Kapitel 4

Instrumente auf XMM

Eine schematische Gesamtansicht der Instrumente auf XMM ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Mehr Details zu den Instrumenten auf XMM finden sich im XMM-Handbuch (Dahlem 1999).

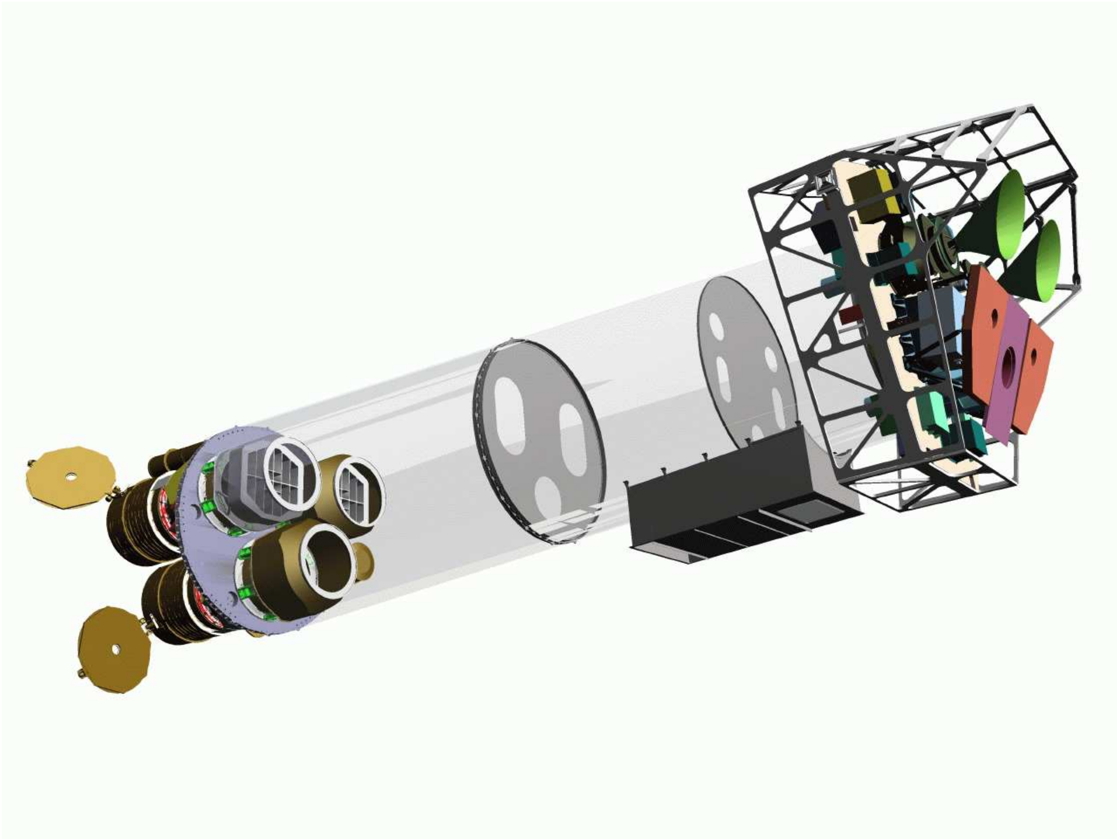

Abbildung 4.1: Instrumente auf XMM: am linken Ende des Teleskoptubus befinden sich zwei Spiegelmodule mit Gittern und das dritte Modul für das pn-CCD. Dort befindet sich auch der optische Monitor und der EPIC-Strahlungsmonitor. Am rechten Ende ist die Fokalebene mit ihren Instrumenten: oben befinden sich die zwei EPIC-MOS-Kameras mit ihren trichterförmigen Radiatoren. Unten befinden sich in der Mitte die EPIC-pn-Kamera und außen die zwei RGS-Kameras mit ihren plattenförmigen Radiatoren.

4.1 Das Röntgenteleskop

4.1.1 Reflexion von Röntgenstrahlen

Röntgenstrahlen werden bei normalem Einfall auf einen Spiegel nicht wie optisches Licht reflektiert, sondern aufgrund ihrer höheren Energie gestreut. Reflektiert werden sie nur, wenn sie auf einer glatt polierten Metallfläche unter sehr kleinen Winkeln einfallen. Beim Wolter-I-Teleskop werden die Röntgenstrahlen zuerst an einer parabolischen und dann an einer koaxialen hyperbolischen Fläche reflektiert, um danach im Brennpunkt zusammenzulaufen (Siehe Abb. 4.2). Je energiereicher die Röntgenstrahlen sind, desto kleiner müssen die Einfallswinkeln für eine effektive Reflexion sein. Das bedeutet, daß das Verhältnis von Spiegeldurchmesser zu Fokallänge so klein sein sollte, daß der typische Glanzwinkel für Röntgenstrahlung von 2° erreicht werden kann.

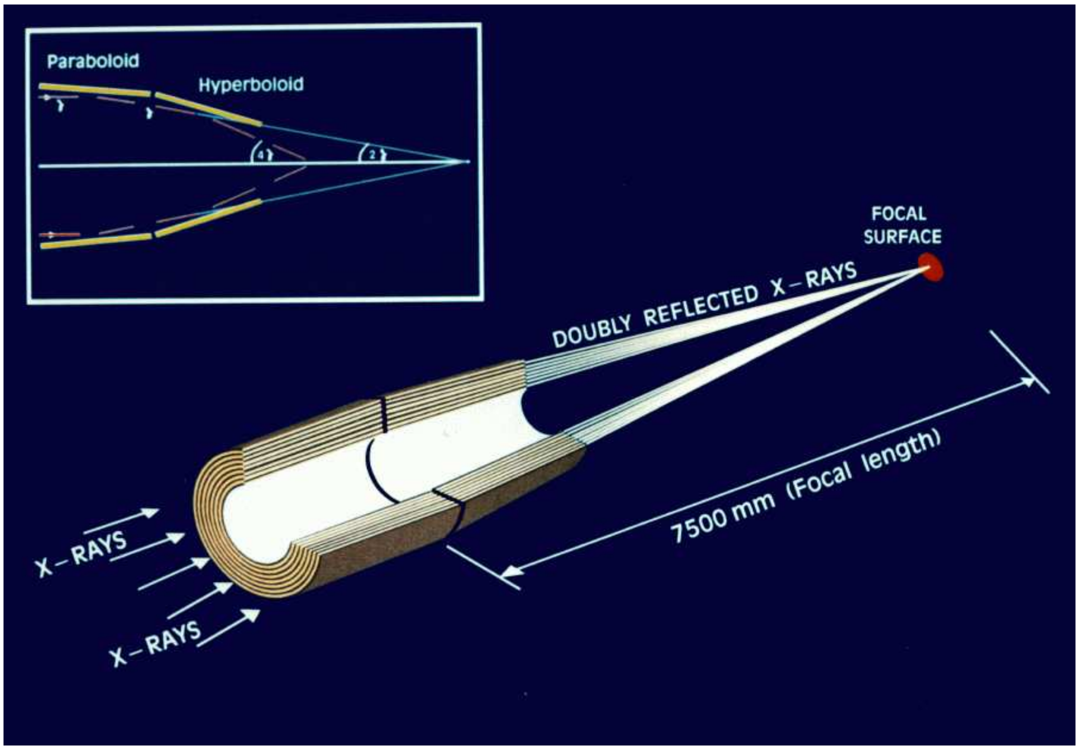

Abbildung 4.2: Wolter-I-Anordnung mit Fokus

4.1.2 Die Fertigung der XMM-Spiegel

Die Röntgenspiegel der XXM-Mission sind nach dem Wolter-I-Prinzip aufgebaut. Die etwa 1 mm dicken Nickelspiegel von XMM sind auf der Innenseite mit Gold beschichtet. Gold begünstigt wegen seiner hohen Kernladunszahl die Reflektivität von Röntgenstrahlen. Die Goldoberfläche wurde auf einer speziellen Negativform 200 nm dick aufgedampft. Diese Aluminiumform wurde von der Firma Zeiss in Oberkochen auf eine Genauigkeit von einem μm gefertigt. Durch Polieren konnte die Oberflächenrauhigkeit dieser Abformkörper auf ca. 0.3 nm herabgesetzt werden.

Auf die Goldfläche wurde Nickel durch elektrolytische Abscheidung weniger als 1 mm dick aufgetragen. Durch Abkühlung der Form läßt sich wegen der unterschiedlichen thermischen Ausdehnung von Aluminium und Nickel die Spiegelschale von der Form trennen.

4.1.3 Aufbau und Eigenschaften der Spiegelmodule

Das Teleskop besteht aus drei großen Spiegelmodulen und den Meßinstrumenten in der Fokalebene. Jedes Spiegelmodul besteht aus 58 konzentrisch ineinander verschachtelten Spiegelschalen, um eine möglichst große effektive Sammelfläche zu erhalten (vgl. Abb. 4.2). Die größte Spiegelschale hat eine Apertur von 70 cm. Jede dieser Spiegelschalen hat eine Brennweite von 7.5 m und eine Gesichtsfeld von 30 arcmin. Mit der kleinsten Spiegelschale kann Röntgenstrahlung bis 15 keV reflektiert werden. Die Punktbildfunktion (Point-Spread Function - PSF) des Spiegelmoduls für die pn-Kamera hat eine volle Halbwertsbreite von 6.6 arcsec (Full Width at Half Maximum - FWHM). Die Winkelauflösung beträgt für die Energiehalbwertsbreite 15 arcsec (Half Energy Width - HEW). Das beste Spiegelmodul besitzt eine PSF mit einer FWHM von 4.6 arcsec und einer HEW von 12.6 arcsec.

Die drei Spiegelmodule haben ingesamt eine effektive Fläche von 4300 cm^2 bei 1.5 keV und 1800 cm^2 bei 8 keV. Ausgebreitet würden die 178 Spiegelschalen eine Fläche von 120 m^2 bedecken. Die effektive Fläche ist geringer als diese Fläche und auch geringer als die geometrische Projektion der Spiegelschalen, da sie die Sammelfläche der Optik unter Berücksichtigung von Korrekturen durch Absorbtion am Eintrittsfenster, Reflektivität der Spiegel etc. darstellt. Mit dieser effektiven Fläche kann XMM sechsmal so viel Röntgenstrahlung sammeln, wie das im Sommer 1999 gestartete US-Amerikanische Röntgenobservatorium Chandra, das dafür eine bessere Winkelauflösung besitzt. Obwohl nur drei Spiegelmodule für das Flugmodell benötigt werden, wurden zwei weitere Ersatzmodule hergestellt, getestet und kalibriert.

4.2 Reflection Grating Spectrometer - RGS

Die Röntgenstrahlen zweier Teleskope gelangen direkt im Anschluß an das jeweilige Spiegelmodul in eine Anordnung von 182 Reflexionsgittern (RGA - Reflexion Grating Array), die für die spektroskopisch wichtigen Interferenzeffekte der Röntgenstrahlen hinter den Gittern sorgen. Die RGA haben eine Gitterkonstante von 645 Linien pro mm. Im sekundären Fokus des jeweiligen Gitters interferieren die Röntgenstrahlen wellenlängenabhängig an versetzten Punkten des Rowland-Kreises konstruktiv. Die RGS-Kameras bestehen jeweils aus einer Reihe von neun MOS-CCDs, die entlang der Dispersionsrichtung des Spektrometers auf dem Rowland-Kreis angeordnet sind. Jedes MOS-CCD besitzt 768×1024 Pixel mit einer Pixelgröße von $27 \times 27\ \mu\mathrm{m}^2$. Auf diese Weise paßt das vom Gitter erzeugte Spektrum von 253 mm Länge in der Fokalebene noch auf das Array.

Jedes der zwei RGS-CCD-Arrays empfängt ca. 40% des gesamten vom jeweiligen Spiegelmodul fokussierten Röntgenlichts. 50% des Röntgenlichts wird durch

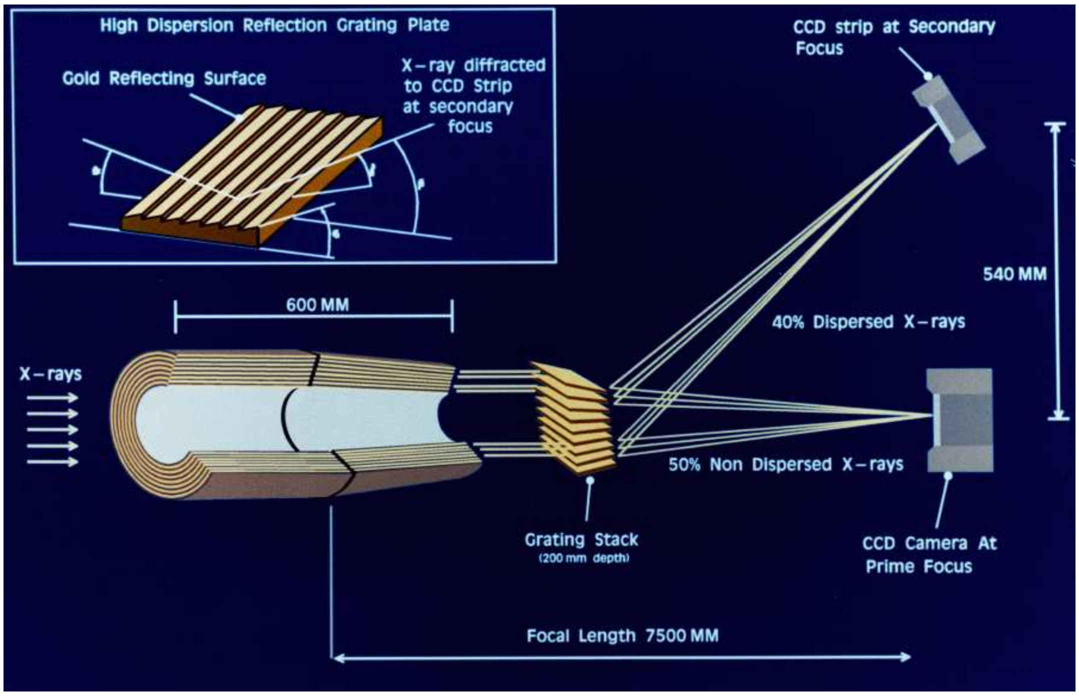

Abbildung 4.3: Schematische RGS-Anordnung eines Spiegelmoduls mit Gitter, primärem und sekundärem Fokus

die Reflexionsgitter nicht abgelenkt und fällt im Gaußschen Primärfokus auf die EPIC-MOS-CCDs Eine schematische Darstellung eines Spiegelmoduls mit Gitter und dem Strahlenverlauf zum primären und sekundären Fokus befindet sich in Abbildung 4.3.

Von allen wissenschaftlichen Instrumenten, die sich an Bord von XMM befinden, besitzen die RGS die größte spektrale Auflösung, mit $200 < \frac{E}{\Delta E} < 800$ für den Röntgenbereich von $0.35 - 2.5$ keV. Dieser Bereich enthält besonders viele Emissionslinien, wodurch man auf die Zusammensetzung des emittierenden Materials schließen kann. Außerdem ist das RGS noch für Intensitäten von $3 \times 10^{-13} erg \cdot s^{-1} cm^{-2}$ empfindlich.

4.3 Optical Monitor - OM

Obwohl XMM hauptsächlich der Beobachtung von Röntgenstrahlen dient, kann auch der Optische und der UV-Bereich von 170 bis 600 nm mit einem modifizierten Ritchey-Chrétien Teleskop untersucht werden. Bei der Spiegelanordnung des OM trifft das Licht zuerst auf einen Primärspiegel mit einem Durchmesser von 30 cm und wird von dort auf einen Sekundärspiegel mit 7 cm Durchmesser reflektiert, um dann durch ein Loch in der Mitte des Primärspiegels auf das Detektorsystem fokussiert zu werden. Der OM hat eine Brennweite von ca. 3.8 m, ein Gesichtsfeld von 17 arcmin und eine Winkelauflösung von einer arcsec. Der OM besitzt die gleiche Beobachtungsrichtung wie die Röntgenteleskope, so daß gleichzeitig dieselben Objekte in einem sehr breiten Wellenlängenbereich untersucht werden können.

4.4 European Photon Imaging Camera - EPIC

Die European Photon Imaging Camera (EPIC), die für XMM zum Einsatz kommt, ist neben dem Reflexions Gitter Spektrometer (RGS) und dem Optischen Monitor (OM) der bildgebende Röntgendetektor. Sie stellt für die drei Wolterteleskope, die Instrumente zur Verfügung, die im jeweiligen primären Fokus eines Spiegelmoduls die Röntgenstrahlung auffangen. EPIC besteht aus einem Strahlungsmonitor und drei Charge Coupled Device Kameras. Alle drei CCD-Kameras bilden mit ihrer Detektorfläche das Gesichtsfeld des Teleskops von 30 arcmin in 7.5 m Brennweite ab. Jeweils ein MOS-CCD teilt sich mit einem RGS die Strahlen eines Spiegelmoduls während das pn-CCD der EPIC-pn-Kamera ein eigenes Spiegelmodul besitzt.

4.4.1 Die EPIC-MOS-Kamera

Die zwei EPIC-MOS-Kameras bestehen jeweils aus sieben MOS-CCDs. Diese CCDs sind mit der in optischen CCDs hochentwickelten Metall-Oxyde-Semiconductor-Technologie gebaut. Jedes MOS-CCD verfügt über 600×600 Pixel mit einer Pixelgröße von $40 \times 40\,\mu\text{m}^2$. Die erzeugte Ladung kann im Standardmodus in 2.7 sec. ausgelesen werden. Die MOS-CCDs können weiche Röntgenstrahlen mit einer guten Energieauflösung detektieren. Die Quanteneffizienz der EPIC-MOS-CCDs ist bei höheren Röntgenenergien nicht so gut, wie die des EPIC-pn-CCDs. Das ist im wesentlichen darauf zurückzuführen, daß die MOS-CCDs mit $40\,\mu m$ eine ca. 7-mal kleinere sensitive Schichtdicke als das pn-CCD besitzen. Dafür ist die Ortsauflösung der MOS-CCDs wegen der kleineren Pixelgröße besser als die des pn-CCDs.

4.4.2 Die EPIC-pn-Kamera

Der Kamerakopf: EPCH
Das pn-CCD befindet sich im Zentrum eines Kamerakopfes, der als **EPCH** (EPIC pn-CCD Camera Head) bezeichnet wird. Damit hochenergetische Protonen das pn-CCD nicht schädigen können, ist es von einem Schutzschild aus Aluminium umgeben. Während des Starts ist das Kamerasystem evakuiert, damit keine Schädigung durch die enorme akustische Belastung eintritt. Erst im Orbit wird die Vakuumtür der Kamera geöffnet und der Detektor kann ausgasen. Mit einem Filterrad können noch verschiedene Filter vor die Kamera geschoben werden, vor allem um optisches und UV-Licht herauszufiltern. Bei hohen Teilchenflüssen kann das Filterrad in eine geschlossene Position gefahren werden, um eine mögliche Schädigung des pn-CCDs durch Teilchen zu vermeiden. Für die Kalibration im Orbit steht eine Fe-55+Al-Quelle zur Verfügung.

Um im Orbit die gewünschte Betriebstemperatur auf $-90°C$ zu halten, wird die im Detektor erzeugte Wärme über einen Kühlfinger und einen plattenförmigen Radiator an den um die 3 K kalten Weltraum abgestrahlt. Dabei ist es notwendig, daß dieser nicht auf die Sonne, die Erde oder den Mond gerichtet ist. Da die Temperatur des Detektors nicht über $0.5°C$ nach oben und unten abweichen sollte, bedarf es einer regulierenden Gegenheizung, über die die gewünschte Temperatur eingestellt wird. Während des Ausgasens können sich durch den anfänglich höheren Wasserdampfgehalt Eispartikel auf der

Waferoberfläche niederschlagen. Mit der Dekontaminationsfunktion der Gegenheizung kann die Waferoberfläche bei $20°C$ von diesen Verunreinigungen befreit werden. Die neueren Informationen zum Kamerakopf wurden der Veröffentlichung (Pfeffermann 1999) entnommen.

Aufbau des pn-CCDs

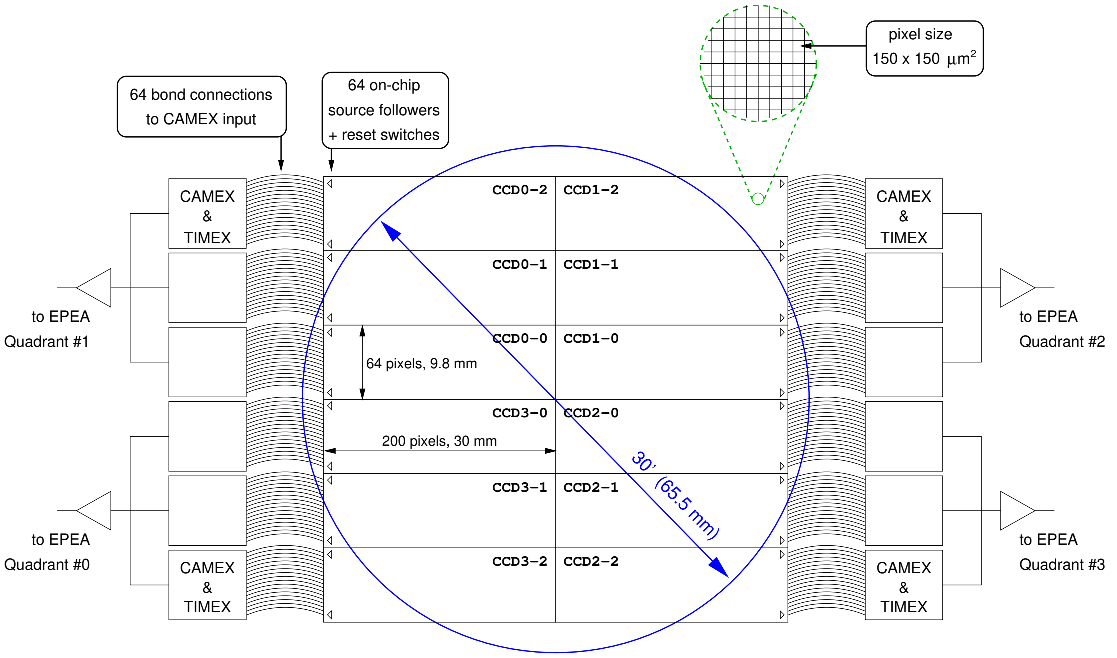

Abbildung 4.4: Schematische Aufsicht auf alle vier Quadranten des pn-CCDs und einen Teil der Ausleseelektronik [vgl. Veröffentlichung (Meidinger 1999)]

Das Herz des bildgebenden EPIC-pn-Detektors ist das pn-CCD. Das pn-CCD ist in vier Quadranten aufgeteilt, die jeweils drei CCDs enthalten. Jedes CCD ist als ein Array von 64 Spalten und 200 Zeilen strukturiert. Ein Pixel (Picture Element) dieses Arrays besitzt eine Fläche von $150 \times 150\,\mu\mathrm{m}^2$ und jedes der 12 CCDs somit eine Fläche von $9.6 \times 30\ \mathrm{mm}^2$. Die 12 CCDs sind auf einem monolitischen Siliziumwafer zu einem pn-CCD-Detektor zusammengefaßt. Das gesamte pn-CCD besitzt somit eine sensitive Fläche von ca. $57.6 \times 60\ \mathrm{mm}^2$. In einer Teleskopbrennweite von 7.5 m entspricht dies Winkeln von 26.4 arcmin und 27.5 arcmin was ungefähr dem Gesichtsfeld des Teleskops entspricht. Ebenso kann mit $tan(\alpha) = \frac{150 \times 10^{-6}\,m}{7.5\,m}$ die Winkelauflösung des pn-CCDs zu $\alpha = 4.1\ arcsec$ berechnet werden. Diese Winkelauflösung ist besser als die des Teleskops. Schematisch ist die Aufsicht auf das pn-CCD in Abbildung 4.4 zu sehen.

Ausleseelektronik des pn-CCDs

Die Einteilung des pn-CCDs geschah auf diese Weise, um möglichst viele unabhängig voneinander arbeitenden Detektoreinheiten zu haben. In diesem Sinn besitzt auch jeder Quadrant eine eigene Ausleseelektronik, den EPIC-pn-CCD Event Analyser (EPEA), der hauptsächlich in Tübingen entwickelt wurde. Die 64 Spalten eines CCDs werden parallel ausgelesen. Die Ausgangssignale werden noch auf dem Wafer von **64 JFETs**

(Junction Field Effect Transistor) vorverstärkt. Die JFETs sind über Bonddrähte mit dem hochintegrierten Verstärkerchip **CAMEX64** (CMOS Amplifier and Multiplexer Chip) verbunden, wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Die zeitliche Steuerung des CAMEX erfolgt extern durch eine digitale Kontrolleinheit, den **TIMEX**, der genau wie der CAMEX als ASIC (Application Specific Integrated Circuit) realisiert ist. Im CAMEX wird nach einer weiteren Verstärkung das Signal um seinen Offset korrigiert und das Rauschen herausgefiltert. Nach diesen Korrekturen werden die 64 Signale nachverstärkt und von einem Multiplexer zum seriellen Auslesen an einen Analog Digital Converter weitergeleitet. Dieser ADC befindet sich in der EPEA-Box.

Die **EPEA-Elektronik** kontrolliert das Auslesen des pn-CCDs und gewinnt Energie, Zeit- und Ortsinformationen von detektierten Ereignissen (Events). Für den Offset und das Common-Mode-Rauschen der Eventamplituden wird im **Digital Event Processor** (DEP) der EPEA eine Korrektur durchgeführt. Der Common Mode wird in Abschnitt 6.3.1 erklärt. Des weiteren werden im DEP die schlechten Pixel und die Events, die von ionisierenden Teilchen stammen könnten, aussortiert.

Weitere Detektoreinheiten und Merkmale

Neben der EPEA- und der EPCH-Elektronik gibt es noch eine Data-Handling Einheit (EPDH), eine Voltage-Converter Einheit (EPVC) und eine Control-Electronics Einheit (EPCE).

- Die **EPDH** ist das elektronische Interface zwischen dem Satellit und der pn-Kamera für den Daten- und Kommandoaustausch.
- Die **EPVC** wandelt die Primärspannung des Satelliten von 28 V in die von den einzelnen Untereinheiten benötigten Spannungen um.
- Die einzelnen Untereinheiten werden von der **EPCE** gesteuert. Zusätzlich werden die Housekeepingdaten von der EPCE gesammelt.

Die wichtigsten Eigenschaften dieser Kamera sind eine sehr gute Quanteneffizienz von mehr als 90% in einem Energiebereich von 0.3 bis 10 keV und eine hohe Zeitauflösung mit einem einstellbaren Bereich von 280 msec bis 7 μsec. Die Funktionsweise des pn-CCDs wird in Abschnitt 5.2 noch genauer erklärt werden.

4.4.3 Der EPIC-Strahlungsmonitor

Die Teilchendetektoren

XMM ist mit drei unabhängigen Siliziumteilchendetektoren ausgestattet, die außen am Satelliten zusammengefaßt als **EPIC Radiation Monitor System** (ERMS) montiert sind. Zwei dieser Detektoren wurden gebaut, um hochenergetische Teilchen wie Elektronen ab 200 keV und Protonen ab 10 MeV zu registrieren. Der dritte Teilchendetektor ist sensitiv für Elektronen ab 30 keV und mittelenergetische Protonen. Sämtliche Röntgendetektoren besitzen eine Abschirmung gegen diese Elektronen und Protonen. Die Aufgabe des Strahlungsmonitors wird sein, beim Durchfliegen der van-Allen Strahlungsgürtel der Erde und beim Auftreten von solaren Flares oder kosmischen Teilchenschauern die erhöhte Strahlungsintensität aufgrund von Teilchenströmen zu messen.

Strahlungsschäden durch niederenergetische Protonen

Als im Sommer 1999 bei dem amerikanischen Röntgensatelliten Chandra schon wenige Orbits nach dem Start Schädigungen der CCDs durch niederenergetische Protonen festgestellt wurden, stellte sich die Frage, ob XMM auch davon betroffen sein würde. Protonen mit Energien um 100 keV haben eine Materiewellenlänge im Röntgenbereich und können daher durch die Röntgenspiegel auf die CCD-Detektoren fokussiert werden. Dort erzeugen sie in den oberen CCD-Schichten Strahlungsschäden in Form von Gitterfehlstellen, die nur bei hohen Temperaturen (beim EPIC-pn-CCD ab ca. 500 K) wieder ausgeheilt werden können. Wenn im CCD die Signalelektronen in der oberen Schicht (frontal bestrahlte CCDs) oder in Tiefen von wenigen μm ausgelesen werden, können sie von diesen Störstellen eingefangen werden. Das ausgelesene Signal liegt dadurch bei niedrigeren Energien. Die Energieauflösung des CCDs ist somit herabgesetzt.

Die EPIC-MOS-CCDs sind in dieser Hinsicht am meisten gefährdet. Sowohl die RGS-MOS-CCDs als auch das EPIC-pn-CCD sind nicht so stark durch Protonenschädigung bedroht, da die Ausleseschichten jeweils relativ tief liegen (beim pn-CCD in ca. 285 μm). Das EPIC-pn-CCD wurde im Hinblick auf eventuelle Strahlungsschäden durch niederenergetische Protonen von T. Clauß am IAAT untersucht. Im Falle von solaren Flares, die mit dem Strahlungsmonitor festgestellt werden können, kann ein vor den EPIC-MOS-CCDs befindliches Filterrad noch rechtzeitig in die geschlossene Position gefahren werden. Bei diesen explosiven Teilchenausbrüchen werden die hochenergetischen Protonen XMM vor den niederenergetischen Protonen erreichen.

Kapitel 5

Entwicklung des pn-CCDs

Dieses Kapitel soll zu Beginn ein paar physikalische Grundlagen behandeln, die für das Verständnis des pn-CCDs nützlich sind.

5.1 Halbleiterphysik

Die elektrische Leitfähigkeit eines Halbleiters wie Silizium liegt bei Zimmertemperatur zwischen der guten Leitfähigkeit eines Metalls und der schlechten Leitfähigkeit eines Isolators. Im Gegensatz zu Metallen nimmt die Leitfähigkeit von Halbleitern zu niedrigeren Temperaturen ab und zu höheren Temperaturen zu. Dies läßt sich mit der Anordnung der Energiebänder dieser Materialien erklären.

5.1.1 Intrinsische Halbleiter

Energiebänder im Festkörper

Das weit verbreitete Silizium $(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2)$ bildet als Kristall eine Diamantstruktur aus. Bei n Si-Atomen im Kristall spaltet sich jeder Energiezustand n-fach auf. Die Einzelniveaus liegen so eng zusammen, daß sie annäherungsweise zu einem Band verschmelzen. Im Si-Kristall überlappen die 3s und 3p Bänder und erzeugen ein gefülltes Valenzband mit vier Elektronen pro Atom $(3s^2 3p^2)$ und ein leeres Leitungsband.

Die Energielücke zwischen dem energetisch höheren Leitungsband und dem darunterliegenden Valenzband ergibt sich aus der Energiedifferenz beider Bänder:

$$E_{gap} = E_L - E_V \tag{5.1}$$

Bei Silizium ist die minimale Energielücke ungefähr $E_{gap} \approx 1.1 eV$ groß. Bei genügender Erwärmung des Halbleiters können Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband gelangen und als elektrischer Strom registriert werden. Intrinsische Halbleiter wie Silizium oder Germanium befinden sich im Periodensystem in der IV. Hauptgruppe.

In einem typischen Isolator beträgt die Energielücke E_{gap} mehrere eV. Bei Metallen ist im Gegensatz zu Isolatoren oder Halbleitern das Leitungsband immer mit Elektronen besetzt. Das rührt daher, daß sich Valenzband und Leitungsband überlappen.

Der direkte Elektronenübergang

Wenn im Energie-Wellenzahl-Diagramm das Minimum des Leitungsbands senkrecht über dem Maximum des Valenzbandes liegt, wie beim Verbindungshalbleiter GaAs, dann ist ein direkter Elektronenübergang durch den inneren Photoeffekt möglich. Im Unterschied zum normalen Photoeffekt, der von Einstein 1905 vorhergesagt wurde, tritt beim inneren Photoeffekt das Elektron nicht aus dem Material aus. Damit die vom Photon auf das Elektron übertragene Energie für einen direkten Elektronenübergang ausreicht, muß das absorbierte Photon die Bandlückenenergie E_{gap} haben.

Der indirekte Elektronenübergang

Bei Si liegen die entsprechenden Bandextrema nicht senkrecht übereinander, sondern um eine Wellenzahldifferenz Δk verschoben. Eine Wellenzahländerung ist nach der de-Broglie-Relation mit einer Impulsänderung verbunden:

$$\vec{p} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi}\vec{k} \tag{5.2}$$

Damit ein indirekter Elektronenübergang stattfinden kann, muß dieser Impuls von einem Phonon übertragen werden. Das bedeutet, daß mit thermischer Energie Gitterschwingungen angeregt werden. Unter Umständen wird diese Energie durch das Photon bereitgestellt. Bei 300 K benötigt ein Photon im Mittel mindestens 3.65 eV, um ein solches Elektron-Loch-Paar im Silizium zu erzeugen. Die Paarerzeugungsenergie pro Elektron-Loch-Paar $\omega(T)$ ist temperaturabhängig und unterliegt Fluktuationen. Bei 183 K ist $\omega(T) = 3.72$ eV.

5.1.2 Dotierte Halbleiter

Wenn in einen intrinsischen Halbleiter Fremdatome eingebaut werden, so handelt es sich um einen dotierten Halbleiter. Ein Dotieranteil von 10^{-6} kann die elektrischen Eigenschaften des Halbleiters entscheidend beeinflussen. Es gibt zwei Typen von dotierten Halbleitern.

n-Halbleiter

Im n-Halbleiter werden Fremdatome eingebaut, die ein Elektron mehr haben als der intrinsische Halbleiter. Bei Silizium erfolgt die n-Dotierung mit sogenannten Donator-Atomen aus der V. Hauptgruppe wie Phosphor. Das überschüssige Elektron des Donator-Atoms sitzt energetisch leicht unterhalb des Leitungsbands, auf dem Donator-Niveau. Es kann durch thermische Anregung in das Leitungsband gelangen und dort zur Elektronenleitung beitragen. Dadurch wird aus dem Donator-Atom ein positives Donator-Ion. Das Ferminiveau des n-Halbleiters liegt zwischen dem Donator-Niveau und der Leitungsbandunterkante:

$$E_F(n) = E_L(n) - \delta_n \tag{5.3}$$

p-Halbleiter

Im p-dotierten Silizium befinden sich Fremdatome der III. Hauptgruppe wie Bor, die ein Elektron weniger als der intrinsische Halbleiter besitzen. Hier hinterlassen diese sogenannten Akzeptor-Atome Löcher oder Defektelektronen, die ihr Energieniveau, das Akzeptor-Niveau, knapp über der Valenzbandoberkante haben. Durch thermische

Anregung können Elektronen in diese Akzeptoren springen, wobei sich im Valenzband eine Löcherleitung ausbildet und auf dem Akzeptor-Niveau negative Akzeptor-Ionen entstehen. Das Ferminiveau liegt hier entsprechend zwischen Akzeptor-Niveau und Valenzbandoberkante:

$$E_F(p) = E_V(p) + \delta_p \tag{5.4}$$

5.1.3 Die pn-Diode

Ein pn-Übergang entsteht am Kontakt von p- und n-Schicht und wirkt als Diode. Dies soll kurz erläutert werden. Zunächst soll keine äußere Spannung am Übergang anliegen. In der Nähe des Übergangs diffundieren Elektronen aus der n-Region in die p-Region (x-Richtung). Aufgrund des negativen Gradienten der Elektronenkonzentration $n_e(x)$ in x-Richtung ergibt sich nach dem Fickschen Gesetz eine positive Elektronenstromdichte $j_e(x)$:

$$j_e(x) = -\mu_e k_B T \cdot \frac{\partial n_e(x)}{\partial x} \tag{5.5}$$

Dabei ist μ_e die Mobilität der Elektronen und k_B die Boltzmannkonstante.
Eine entsprechende Gegenbewegung der Löcher ergibt sich von der p- in die n-Region mit positivem j_h. Im Übergangsbereich hinterlassen die diffundierten Elektronen positive Donator-Ionen in der n-Region mit der Dichte n_D, während in der p-Region durch die Rekombination von Defektelektronen mit diffundierten Elektronen negative Akzeptor-Ionen mit der Dichte n_A entstehen. Diese festsitzenden Ionenladungen rufen ein Raumladungsfeld im pn-Übergangsbereich hervor. Dieses Feld erzeugt einen Driftstrom, der dem Diffusionsstrom entgegengesetzt ist und somit die Grenzregion frei von elektrischen Ladungen hält. Die elektrische Verarmungszone, die dadurch entsteht, wird als Depletionszone und die Potentialdifferenz am pn-Übergang wird als Kontaktspannung V_0 bezeichnet. Die Energieniveaus der Bandkanten ändern sich am pn-Übergang um diese Kontaktspannung:

$$E_F(p) = E_V(p) + \delta_p = E_V(n) + e \cdot V_0 + \delta_p \tag{5.6}$$

Sie verbiegen sich genau so, daß die Ferminiveaus von p-und n-Halbleiter energetisch gleich liegen. Dies spiegelt die Tatsache wieder, daß wegen $\vec{j}_{diff} = \vec{j}_{drift}$ insgesamt kein Strom fließt. Durch gleichsetzen der Ferminiveaus von Gleichung 5.3 und 5.6 ergibt sich die Kontaktspannung:

$$e \cdot V_0 = E_L(n) - \delta_n - E_V(n) - \delta_p = E_{gap} - (\delta_n + \delta_p) \approx E_{gap} \tag{5.7}$$

Das folgende ist ein kurzer Ausflug in die Elektrostatik, den der an der Theorie interessierte Leser vielleicht in der bisherigen Erklärung vermißt hat. Die Grundlagen der Halbleiter-Elektronik werden ausführlicher als hier im Lehrbuch (Mueller 1983) behandelt. Eine übersichtliche Abhandlung des Themas befindet sich im Lehrbuch (Demtroeder 1996) im Kapitel über Halbleiter. Genauer läßt sich die Kontaktspannung mit

$$V_0 = \Phi(p) - \Phi(n) \tag{5.8}$$

über die Potentiale im n- und p-Halbleiter berechnen. Diese Potentialdifferenz kann berechnet werden, indem das Driftfeld über den Depletionsbereich integriert wird. Denn es gilt:

$$E_{drift}(x) = -\frac{\partial\Phi(x)}{\partial x} \tag{5.9}$$

In der Regel wird $\Phi(x)$ über die Ladungsverteilung $\rho(x)$ berechnet. Durch weiteres Differenzieren von Gleichung 5.9 ergibt sich mit der ersten Maxwellgleichung die Poissongleichung:

$$\frac{\partial^2\Phi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\partial E_{drift}}{\partial x} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \tag{5.10}$$

ε ist die Dielektrizitätskonstante des Materials. Die Ladungsdichte ist gegeben durch

$$\rho(x) = -q_e(n_e(x) - n_h(x) + n_A(x) - n_D(x)) \tag{5.11}$$

Die einzelnen Ladungsträgerdichten ergeben sich aus der Fermiverteilung. Durch zweimaliges Integrieren der Poissongleichung 5.10 über den Depletionsbereich läßt sich nun die Kontaktspannung aus der Ladungsverteilung berechnen.

Diode im Sperrzustand

Legt man eine äußere Spannnung mit dem Pluspol am n-Halbleiter an, so stellt der pn-Übergang eine Diode dar, die in Sperrrichtung geschaltet ist. Die äußere Spannung addiert sich zum Kontaktpotential und hemmt den Elektronenfluß vom n-Halbleiter in den p-Halbleiter. Das Flußgleichgewicht ist aufgehoben. Das Ferminiveau verbiegt sich am Kontakt um die äußere Spannung, so daß es im n-Halbleiter energetisch tiefer liegt. Dadurch fließt nur noch ein minimaler Diffusionsstrom von Elektronen j_e aus der n-Region in die p-Region (positives Vorzeichen) und von Löchern j_h in umgekehrter Richtung. Dieser Sperrstrom ist in seiner Größe unabhängig von der äußeren Spannung aber ihr grundsätzlich entgegengesetzt $j_1 = j_e + j_h$. Ist die äußere Sperrspannung zu groß, wird die Diode durch einen lawinenartigen Durchbruchsstrom zerstört.

Diode in Flußrichtung

Wenn die äußere Spannung mit ihrem Pluspol an den p-Halbleiter gelegt wird, so ist die Diode in Flußrichtung geschaltet. Das Kontaktpotential wird dadurch reduziert und der Elektronenfluß vom n-Halbleiter in den p-Halbleiter gefördert. Das Ferminiveau verbiegt sich in die andere Richtung, so daß es im n-Halbleiter höher liegt. Der Elektronenstrom vom n-Halbleiter in den p-Halbleiter und ebenso der Löcherstrom in umgekehrter Richtung steigen exponentiell mit der äußeren Spannung:

$$j_2 = (j_e + j_h)(e^{\frac{q_e U_{ext}}{k_B T}}) \tag{5.12}$$

Verringert wird dieser durch die Elektronen- und Löchersperrströme:

$$j_{res} = j_2 - j_1 = (j_e + j_h)(e^{\frac{e U_{ext}}{k_B T}} - 1) \tag{5.13}$$

Dieses ist die theoretische Strom-Spannungs-Charakteristik einer pn-Diode, die in Flußrichtung angeschlossen ist.

5.2 Funktionsweise des pn-CCDs

Wie in Abschnitt 5.1.1 erläutert kann ein Photon im Silizium im Mittel mit der Energie $\omega(T)$ ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband anheben und damit ein Defektelektron im Valenzband erzeugen.
Geschieht dieser Effekt in der Depletionszone einer pn-Diode im Sperrzustand, so kann das ins Leitungsband angehobene Elektron vom Sperrfeld abgesaugt und als kurzer Stromstoß registriert werden. Auf diese Weise können Photonen detektiert werden, die in den Depletionsbereich einfallen. Aus diesem Grund ist der Depletionsbereich der sensitive Bereich eines solchen Halbleiterdetektors.
Der erzeugten Ladungsmenge N kann nun im statistischen Sinn eine Photonenenergie zugeordnet werden:

$$E_\gamma = \omega(T) \cdot N \tag{5.14}$$

Da die Prozesse zur Ladungserzeugung voneinander abhängen, muß die Standardabweichung von N, die gemäß der Poissonstatistik $\sqrt{N}$ ist, noch mit einem Faktor multipliziert werden:

$$\sigma_N = \sqrt{F} \cdot \sqrt{N} \tag{5.15}$$

Der Fanofaktor F liegt bei Silizium zwischen 0.084 und 0.143. Die Fluktuationen bei der Ladungserzeugung werden Fanorauschen genannt. Dieses Rauschen schränkt die Energieauflösung prinzipiell ein.
Je höher die Energie der Photonen ist, desto größer ist ihre Eindringtiefe in ein bestimmtes Material. Die Depletionszone des pn-CCDs hat eine Dicke von 285 μm, damit Röntgenphotonen von 15 keV noch in ihr absorbiert werden können. Mit einem konventionellen pn-Dioden-Halbleiterzähler ist diese große Depletionstiefe nicht erreichbar.

5.2.1 Seitwärtsdepletion

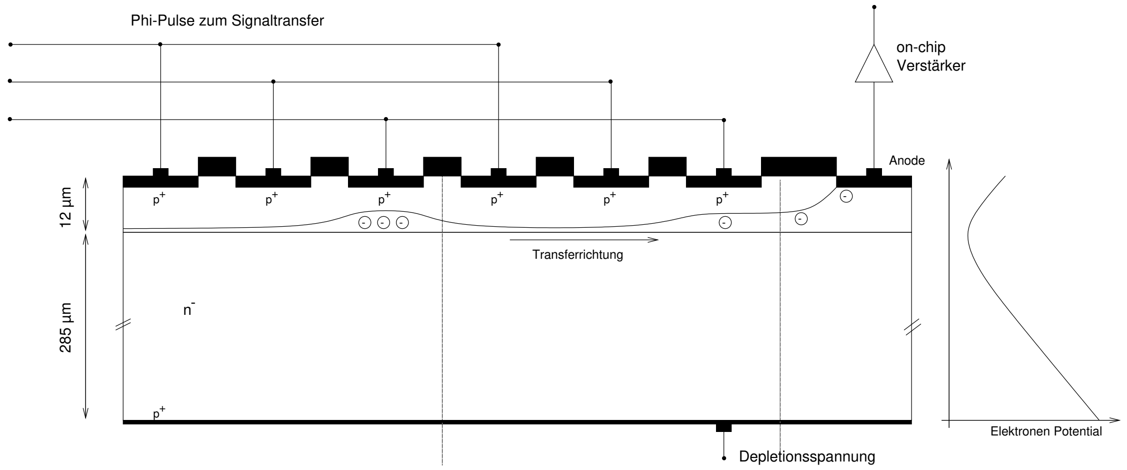

Abbildung 5.1: Querschnitt des pn-CCDs und Elektronenpotential in Abhängigkeit der Detektortiefe schematisch [vgl. Veröffentlichung (Meidinger 1999)]

Die gewünschte Depletionsdicke von 285 μm erforderte ein anderes Konzept als bei den Detektoren der EPIC-MOS-Kamera. Am Halbleiterlabor des MPI wurde diese Dicke

mit der Methode der Seitwärtsdepletion erreicht. Auf der Vorder- und Rückseite des n-dotierten Siliziums wird eine mit Bor dotierte p-Schicht angebracht. Im folgenden ist mit der Detektorvorderseite die Seite gemeint, bei der die Ladungen ausgelesen werden. Die beiden p-Schichten auf Vorder- und Rückseite werden an die Kathode angeschlossen, während das n-Silizium an der Vorderseite an der Anode angeschlossen ist. Dadurch entstehen zwei pn-Übergänge, die in Sperrichtung gepolt sind.
Wenn die Sperrspannung erhöht wird, weiten sich die beiden Depletionszonen von den p-Schichten ausgehend tiefer in die n-Schicht hinein aus und nähern sich so einander an. Wenn sich beide Depletionszonen in der Mitte zwischen den p-Schichten treffen, so ist der n-Halbleiter voll depletiert. Das Potentialminimum, in dem sich die von den Photonen ausgelösten Elektronen sammeln, befindet sich in der Mitte zwischen den beiden p-Schichten, wenn an ihnen die gleiche Kathodenspannung anliegt.
Für das Verschieben der Ladungen zur Ausleseanode an der Vorderseite ist es natürlich vorteilhaft, wenn dieses Potentialminimum auch an der Vorderseite des n-Siliziums liegt. Wenn das Potential an der vorderen p-Schicht weniger negativ ist als das Potential an der hinteren p-Schicht, liegt das Potentialminimum näher an der Vorderseite. Ein solches CCD wird als Backilluminated-CCD bezeichnet, wenn die Photonen auf der CCD-Rückseite einfallen.

5.2.2 Ortsauflösung mit dem pn-CCD

Der bisher beschriebene Detektor hat nur eine energieauflösende Funktion. Um damit Bilder zu erzeugen, muß noch der Auftreffpunkt der Photonen bestimmt werden. Hier bietet sich die Charge-Coupled-Device-Technik an, die schon seit längerer Zeit in der optischen Astronomie die Photoplattentechnik abgelöst hat. Mit einem CCD kann nicht nur Information über die Energie eines Photons gewonnen werden, sondern auch der Ort und die Zeit seines Auftreffens bestimmt werden.
Um ein CCD zu erhalten, muß der oben beschriebene pnp-Halbleiter auf der vorderen p-Schicht noch als Array strukturiert werden. Die 64 Spalten oder Transportkanäle eines CCDs, durch welche die Elektronen zur Ausleseanode geschoben werden, wurden durch Ionenimplantation realisiert. Die in die p-Schicht hineingeschossenen Ionen stellen eine Potentialbarriere für die Elektronen dar und eignen sich, wenn sie den Kanal auf beiden Seiten flankieren, als sogenannte Channelstops. Jeder Kanal besteht aus 200 Pixeln.
Jedes Pixel ist in drei p-Streifen unterteilt, die als drei Elektronenregister fungieren. Ein Pixel sollte in der Phase, in der Elektronen gesammelt werden, in seinem ersten Register eine Potentialmulde für Elektronen haben. Dieses sogenannte $\Phi1$-Register dient also in der Integrationsphase eines CCDs als Elektronenspeicher. Entlang der Kanäle müssen pro Pixel drei unterschiedliche Spannungen angreifen, um die einzelnen Pixel voneinander abzugrenzen und die Ladungen zwischen den Registern zu transferieren. Das erste, zweite bzw. dritte Register jedes Pixels liegt an einer eigenen Spannung $\Phi1$, $\Phi2$ bzw. $\Phi3$ an. Durch zeitliches Verändern dieser drei nebeneinanderliegenden Spannungspulse kann die Potentialmulde so umgeformt werden, daß die Elektronen ins Nachbarpixel befördert werden. Auf diese Weise kann die generierte Ladung zur Ausleseanode transferiert werden. Eine ähnliche Abbildung wie 5.1 und neuere Erkenntnisse zur Funktionsweise des Detektors finden sich in der Veröffentlichung (Meidinger 1999).

Kapitel 6

Wichtige Effekte für die Kalibration

6.1 Effekte beim Photoneneinfall

6.1.1 Partial Events

Dieser Effekt betrifft vor allem Photonen mit Energien zwischen 100 und 500 eV. Diese Photonen haben einen größeren Wechselwirkungsquerschnitt mit den Borimplantaten der rückseitigen p-Schicht. Photonen, die energetisch unter 100 eV liegen, werden mit hoher Wahrscheinlichkeit schon in der Totschicht absorbiert. Die Totschicht erstreckt sich ungefähr bis zur maximalen Konzentration der Borimplantation, die ca. 27 nm hinter dem Eintrittsfenster liegt. Die Borimplantate treten bis in 270 nm Tiefe hinter dem Eintrittsfenster auf. Der Bereich von 27 bis 270 nm wird Partial-Event-Bereich genannt. Photonen, deren Energie zwischen 100 und 500 eV liegt, geben ihre Energie an Elektronen im Partial-Event-Bereich ab. Diese Elektronen rekombinieren zum Teil mit Akzeptoren der p-Schicht und stehen nicht mehr für ein Signal zur Verfügung. Nur ein Teil der in der Partial-Event-Schicht ausgelösten Elektronen wird durch das Drift-Feld des Detektors zur Pixelebene gesaugt werden. Ereignisse, die aufgrund der Absorption in der Partial-Event-Schicht zu geringeren Energien verschoben werden, heißen Partial Events. Die Zahl der Elektronen N(d), die zur Pixelebene gelangen, kann durch eine exponentielle Abhängigkeit von der Eindringtiefe d hinter der Totschicht beschrieben werden:

$$N(d) = N(0)(1 - e^{-\frac{d}{\tau}}) \tag{6.1}$$

Dabei ist $N(0)$ die Zahl der ursprünglich erzeugten Elektronen. Der Term in Klammern wird auch als Charge-Collection-Efficiency bezeichnet [vgl. Diplomarbeit (Kuster 1997)]:

$$CCE(d) = 1 - e^{-\frac{d}{\tau}} \tag{6.2}$$

6.1.2 Split Events

Wenn die Ladungswolke, die von einem Photon ausgelöst wird, am Rande eines Pixels auftrifft, kann sie in ein benachbartes Pixel hineinreichen. Das geschieht insbesondere, da sich die erzeugte Ladungswolke auf ihrem Weg im Driftfeld zur Pixelebene durch Diffusion und Coulombabstoßung noch ausdehnt. Die Split Events werden ausführlicher als hier in der Diplomarbeit (Colli 1997) und der Veröffentlichung (Dennerl 1999) behandelt.

Single Events

Bleibt die Ladungswolke auf ein Pixel beschränkt, weil sie in dessen Potential gefangen ist, wird das Ereignis als Single Event bezeichnet. Die Single Events sind ideal für die Analyse, da sie die gesamte Energie des Ladungspakets enthalten. Wenn die Ladungswolke unter dem Einfluß mehrerer Pixelpotentiale steht, verteilt sie sich über zwei, drei oder vier Pixel und man erhält ein Double, Triple oder Quadruple Event. Wegen der relativ großen Ausmaße eines Pixels von $150\,\mu m \times 150\,\mu m$ erhält man keine höheren Split Events. Weiterhin gibt es nur bestimmte Muster.

Double Events

Durch Split Events verteilt sich die Energie des Signals auf mehrere Pixel, was zum Beispiel bei den Doubles sehr gut korrigiert werden kann. Das unkorrigierte Spektrum eines Signals, in dem Doubles enthalten sind, hat neben der eigentlichen Singles-Signalenergie noch ein niederenergetisches Randmaximum. Dieses Randmaximum, das von den Doubles verursacht wird, verleiht dem Spektrum "Badewannenform". Bei den Doubles können keine diagonalen Pixel zusammengehören, d.h. es gibt auf dem zweidimensionalen Array von Pixeln nur vier Möglichkeiten, ein zweites Pixel um ein Ausgangspixel so anzuordnen, daß ein Double entsteht. Mit Ausgangspixel wird im folgenden das Pixel bezeichnet, in dem der Schwerpunkt der Ladungswolke sitzt.

Triple Events

Bei den Triples gibt es nur L-Formen, wobei der Hauptanteil der Ladung auf dem Ausgangspixel sitzt, also im Pixel, welches die Ecke des Ls ausmacht. Auch hier gibt es wieder vier Möglichkeiten, zwei weitere an das Ausgangspixel angrenzende Pixel mit Ladung aufzufüllen. Die Idee ist, daß sich die Ladung vom Ausgangspixel nicht diagonal in ein benachbartes Pixel ausbreitet. Eine Ladungswolke, deren Schwerpunkt in einer Ecke des Ausgangspixels liegt, breitet sich über die beiden Grenzwände dieser Pixelecke aus. Die zwei Ausbreitungsrichtungen der Ladung sind beim Triple im Gegensatz zum Double durch diese Ecke festgelegt. Auf diese Weise kann also nur ein L entstehen. Da das Ausgangspixel vier Ecken besitzt, gibt es vier Möglichkeiten für Triples pro Ausgangspixel.

Quadruple Events

Auf dieselbe Weise wie die Triples sind die Quadruples zu betrachten. Bei ihnen sind die vier Pixel quadratisch angeordnet, wobei sich die maximale Ladung wieder im Ausgangspixel befindet. Die minimale Ladung befindet sich von dort gesehen in einem Diagonalpixel. Da es wie beim Triple auch beim Quadruple nur vier Ecken pro Ausgangspixel gibt, gibt es ebenfalls nur vier Möglichkeiten, Quadruple zu bilden. Die Diagonalrichtungen werden von der Pixelecke vorgegeben, in der die Ladungswolke ihren Schwerpunkt hat. Zusammen gibt es also 12 verschiedene Muster. Außerdem können noch andere Muster auftreten, die nicht in dieses Schema passen.

MIPs

Minimal Ionisierende Teilchen (Minimum-Ionizing-Particles - MIPs) hinterlassen auf dem CCD Spuren. Dabei sind die Spuren auf dem CCD erkennbar als von Events getroffene Pixel, die in einer Linie liegen.

6.1.3 Pile-Up Events

In der inaktiven Phase eines CCDs wird die Ladung im CCD nicht zur Ausleseanode geschoben, sondern ausschließlich in den Sammelregistern integriert. Beim Pile-Up Effekt fallen während dieser Phase innerhalb eines Integrationszyklus' verschiedene Photonen auf das gleiche Pixel und deponieren dort ihre Energie. Die Energie, die gemessen wird, hätte aber ebensogut von nur einem Photon kommen können. Bei monoenergetischer Bestrahlung können also mehrere Linien beobachtet werden. Dabei handelt es sich um die Einstrahlungsenergie und Vielfache davon. Nur mit größerem Aufwand ist dieser Effekt bei kontinuierlichen Spektren festzustellen, indem diese mit Modellspektren gefaltet werden. Dieser Effekt tritt vor allem bei pointierten Beobachtungen heller Objekte mit längerer Integrationszeit auf.

6.1.4 Out Of Time Events

Photonen werden auch während des Auslesens in der aktiven Phase eines CCDs registriert. Da sie außerhalb der Integrationszeit auftreten, werden sie Out Of Time Events genannt. Diesen Photonen kann nicht mehr ihre korrekte Zeile zugewiesen werden, da die integrierten Ladungen auf ihrem Weg zur Ausleseanode ihre ursprünglichen Zeile verlassen. Ladungen, die während des Auslesens zu den integrierten Ladungen dazukommen, können von diesen nicht unterschieden werden. Durch Out Of Time Events geht die Ortsinformation in der Schieberichtung verloren.

6.2 Effekte beim Ladungstransfer

6.2.1 Einfang von Elektronen

Beim Transport der Elektronen durch den Halbleiter, können diese von Störstellen eingefangen werden. Dazu muß sich das Energieniveau der Störstellen innerhalb der Bandlücke leicht unterhalb des Energieniveaus der Transportregion befinden. Es gibt eine Wahrscheinlichkeit dafür, daß Elektronen von solchen Störstellen eingefangen werden. Die Einfangwahrscheinlichkeit für Elektronen in sec^{-1} ist:

$$c_n = \sigma \mathrm{v}_{\mathrm{therm}} n_e \propto n_e \sqrt{T} \tag{6.3}$$

Die thermische Geschwindigkeit von Elektronen $\mathrm{v}_{\mathrm{therm}}$ ist wie in Gleichung 2.2 über die Temperatur definiert. Hierbei ist σ der Wirkungsquerschnitt für Elektroneneinfang. Die Einfangwahrscheinlichkeit ist also proportional zur freien Elektronendichte n_e und zur Wurzel der Temperatur.

6.2.2 Emission von Elektronen

Ein von einer Störstelle eingefangenes Elektron hat eine Wahrscheinlichkeit wieder befreit zu werden. Die Emissionswahrscheinlichkeit für solche Elektronen in sec^{-1} ist:

$$e_n = AT^2 e^{-\frac{E_{\mathrm{act}}}{k_B T}} \tag{6.4}$$

Dabei ist E_{act} die thermische Aktivierungsenergie für die Emission von Elektronen in eV und A eine temperaturunabhängige Konstante in $K^{-2}sec^{-1}$. Wenn für die Störstellen Titan verantwortlich ist, ergeben sich nach der Veröffentlichung (Krause 1999) folgende Parameter:

- $E_{act} = 0.258\ eV$
- $A = 1.3 \cdot 10^6\ K^{-2}sec^{-1}$
- $\sigma = 3.3 \cdot 10^{-14}\ cm^2$

Wird davon ausgegangen, daß Elektronen nach ihrer Emission nicht wieder eingefangen werden, so ergibt sich folgende Differentialgleichung für die Zahl der eingefangenen Elektronen N_{ec}:

$$\frac{\partial N_{ec}(\vec{r},t)}{\partial t} = -e_n \cdot N_{ec}(\vec{r},t) \tag{6.5}$$

Diese DGL hat die Lösung:

$$N_{ec}(t) = N_{ec}(t=0) \cdot e^{-e_n \cdot t} \tag{6.6}$$

Die Störstellen emittieren Elektronen also exponentiell. Wenn ein Elektron lang genug in einer Störstelle verweilt, dann verpaßt es den Anschluß zu den anderen Elektronen, die schon in das nächste Pixel geschoben wurden. Solche Elektronen sorgen beim Auslesen für den sogenannten Reemissionsschwanz, der hinter dem Signalladungspaket in Ausleserichtung herzieht. Diese Elektronen kommen später am CAMEX an als die Elektronen, die beim Ladungstransport nicht von Störstellen eingefangen wurden. Das Signal der ungebremsten Signalelektronen wird zu niedrigeren Energien verschoben. Wenn die eingefangenen Elektronen rechtzeitig emittiert werden, dann erreichen sie die Signalladung wieder. Rechtzeitig heißt, daß die Signalladung noch im nächsten Register ist. In diesem Fall hat ein Driftfeld zwischen den beiden Registern noch einen Einfluß auf die Nachzüglerelektronen. Wenn man diesen Effekt berücksichtigt, hängt die Zahl der Elektronen, die für das Signal verloren gehen, N_{loss} mit der Zahl der eingefangenen Elektronen $N_{ec}(0)$ folgendermaßen zusammen:

$$N_{loss} = N_{ec}(0) \cdot e^{-e_n \cdot t_{\mathrm{reg}}} \tag{6.7}$$

Wobei e_n die schon erwähnte Emissionswahrscheinlichleit ist und t_{reg} die Zeit für den Ladungstransport zwischen zwei benachbarten Registern ist.

6.2.3 Ladungsverluste: Charge Transfer Efficiency

Die Effizienz des Ladungstransports von einer Zeile zur nächsten wird mit der Charge Transfer Efficiency beschrieben. Sinnvollerweise werden die einzelnen Kanäle getrennt betrachtet. Die CTE pro Pixel läßt sich damit definieren als:

$$CTE = \frac{N_i - N_{\text{loss}}}{N_i} = \frac{N_{i+1}}{N_i} \tag{6.8}$$

wobei N_i die Zahl der Elektronen in Pixel i und N_{i+1} die noch verbleibende Elektronen im darauffolgenden Pixel nach dem Transfer mit dem Ladungsverlust pro Pixel N_{loss} ist. Da Ladungsverluste beim Transport zu einer niedrigeren Signalenergie führen, kann man mit der CTE die Energieverschiebung des Signals nach einer Verschiebung um eine Zeile ebenso beschreiben als:

$$CTE = \frac{E_i - \omega(T) \cdot N_{\text{loss}}}{E_i} \tag{6.9}$$

Dabei ist $\omega(T)$ die in Abschnitt 5.1.1 erwähnte temperaturabhängige Paarerzeugungsenergie pro Elektronen-Loch-Paar. Im Zähler von Gleichung 6.9 steht die durch den Transfer erniedrigte Signalenergie E_{i+1} in eV, da $\omega(T) \cdot N_{\text{loss}}$ den Energieverlust in eV ausmacht. Damit ergibt sich:

$$CTE \cdot E_i = E_{i+1} \tag{6.10}$$

Hier kann die Energie im Gegensatz zu Gleichung 6.9 auch in ADU angegeben werden. Wird für einen Auslesekanal die mittlere CTE beim Verschieben über n Pixel verwendet, dann kann die Signalenergie im n-ten Pixel E_n der Gleichung 6.10 für i=n-1 durch rekursives Einsetzen der n-1 Gleichungen 6.10 von $i = n-2$ bis $i = 0$ aus der ursprünglichen Energie E_0 berechnet werden. Wird das Ladungspaket vom Pixel $i = 0$, indem es generiert wird, bis zur Ausleseanode n-mal geschoben, so läßt sich das entsprechend ausdrücken:

$$E_{\text{readout}} = E_n = E_0 \cdot CTE^n = E_{\text{gen}} \cdot CTE^n \tag{6.11}$$

Um eine gute Energieauflösung zu erreichen, muß das Signal CTE-korrigiert werden. Wenn die CTE bekannt ist, kann mit der gemessenen Energie E_{readout} die Ausgangsenergie E_{gen} des Signals nach Gleichung 6.11 berechnet werden.

Eine lineare Näherung für den Ladungsverlust

Da die Energieverluste beim Transport eines Ladungspakets durch ein Pixel klein gegen E_{gen} sind, kann eine Taylorentwicklung durchgeführt werden. Wenn diese Entwicklung nach dem linearen Glied abgebrochen wird, kann mit einem linearen Verlust pro Pixel gerechnet werden. Dem interessierten Leser soll dies kurz erläutert werden. N-faches Potenzieren von Gleichung 6.9 mit $E_i = E_{\text{gen}}$ liefert:

$$CTE^{\text{n}} = \left(1 - \frac{\omega(T) \cdot N_{\text{loss}}}{E_{\text{gen}}}\right)^{\text{n}} \tag{6.12}$$

Mit der Definition einer Charge Transfer Inefficiency als

$$CTI = 1 - CTE \tag{6.13}$$

kann Gleichung 6.12 geschrieben werden als

$$\frac{E_{\text{readout}}}{E_{\text{gen}}} = \{1 - CTI\}^{\text{n}} \tag{6.14}$$

Da die CTI sehr klein ist, kann Gleichung 6.14 mit einer Taylorentwicklung genähert werden zu:

$$\frac{E_{\mathrm{readout}}}{E_{\mathrm{gen}}} = 1 - n \cdot CTI \tag{6.15}$$

Der Transportverlust in n Pixeln entspricht also einem n-maligen mittleren Pixeltransportverlust. Es stellt sich heraus das diese Näherung sich bei der CTE in der 5. Nachkommastelle auswirkt, wenn der Energieverlust bei einem Schiebevorgang über 190 Zeilen 6% beträgt. Deswegen muß im Einzelfall überlegt werden, ob diese Näherung sinnvoll ist.

Eigenschaften der CTE

Die CTE hängt von Halbleitereigenschaften und von Detektoreigenschaften ab.
Eine typische Halbleitereigenschaft, welche die CTE beeinflußt, ist die mittlere Störstellendichte. Die Rückkontaktspannung ist eine typische Detektoreigenschaft, von der die CTE abhängt. Weiteren Einfluß auf die CTE haben Photonenenergie, Photonenrate und die Betriebstemperatur. Die CTE hängt auch davon ab, wann und wo Ereignisse auftraten und wie sie ausgelesen wurden. Wie weiter in Kapitel 9 erläutert wird, hat der zeitliche Abstand zwischen zwei Ereignissen im selben Auslesekanal auch einen Einfluß.

6.3 Elektronische Effekte

6.3.1 Offset, Noise und Common Mode

Die Elektronik des pn-CCDs liefert ein Ausgangssignal, auch wenn kein Eingangssignal vorhanden ist. Dieses Ausgangsignal wird von der Elektronik zu jedem gemessenen Eingangssignal addiert. Dieser Effekt wird im allgemeinen als Offset bezeichnet. Als Rauschen oder Noise werden Effekte bezeichnet, die das Signal verbreitern und damit die Energieauflösung herabsetzen. Offset und Noise-Effekte werden nicht nur durch die Elektronik hervorgerufen, sondern treten auch schon auf dem CCD auf. Das mit Gleichung 5.15 beschriebene Fanorauschen tritt schon bei der Ladungserzeugung auf. Der mit Gleichung 6.4 behandelte statistische Prozeß der Emission von Elektronen aus Störstellen trägt zum sogenannten Dunkelstromrauschen der Pixel bei. Ein besonderer Effekt für die Elektronik des pn-CCDs ist der Common Mode. Der Common Mode ist ein elektronischer Offset, der hinter dem CAMEX auf das Signal eines jeden Pixels der ausgelesenen Zeile in gleichem Maß addiert wird. Durch Spannungsschwankungen unterscheidet sich dieser Offset von einer Zeile zur nächsten. Dieses Rauschen des Common Modes führt zu einer Verbreiterung des Signals und muß korrigiert werden. Offset und Noise sind Effekte, die bei den verschiedenen Detektionsprozessen mit unterschiedlichem Gewicht in Erscheinung treten. Eine ausführlichere Beschreibung der Elektronik des pn-CCDs befindet sich in der Diplomarbeit (Kuster 1997).

6.3.2 Gain

Ein weiterer Effekt, der in dieser Arbeit untersucht wird, ergibt sich aus der unterschiedlichen Verstärkung der 64 Kanäle. Dies geschieht nach dem Ankommen der Ladungen an der Ausleseanode zum einen bei der Vorverstärkung an den 64 JFETs und danach bei der

Verstärkung an den 64 CAMEX-Kanälen. Wenn man alle 64 Kanäle mit einer Energie bestrahlt, kann diese unterschiedliche Verstärkung herauskorrigiert werden, was man als Gain-Korrektur bezeichnet. In jedem Kanal wird aufgrund der unterschiedlichen Verstärkung eine andere Signalenergie gemessen. Der Gain-Korrekturfaktor, der auch relative Verstärkung genannt wird, kann folgendermaßen definiert werden:

$$V_{rel} = \frac{\langle E_{\mathrm{col}} \rangle}{E_{\mathrm{col}}} \tag{6.16}$$

Dabei ist $\langle E_{\mathrm{col}} \rangle$ der Mittelwert der verschiedenen Energien der einzelnen Kanäle. Nachdem die CTE eines Kanals bestimmt wurde, kann das ausgelesene Signal mit Gleichung 6.11 um den Ladungsverlust korrigiert werden. Dann wird die Gain mit den erzeugten Energien jedes Kanals E_{gen} und ihrem Mittelwert berechnet:

$$Gain = \frac{\langle E_{\mathrm{gen}} \rangle}{E_{\mathrm{gen}}} \tag{6.17}$$

Durch Multiplikation mit diesem Korrekturfakor wird das Energiesignal jedes Kanals auf die gleiche Weise verstärkt.

6.3.3 Amplification

Ist des weiteren auch noch bekannt, mit welcher Energie in eV das CCD bestrahlt wurde, läßt sich mit der in Analog-Digital-Units (ADU) elektronisch gemessenen Energie ein Umrechnungsfaktor ermitteln. Das Verhälnis der verschiedenen Kanalenergien in ADU zur eingestrahlten Photonenenergie in eV liefert die absolute physikalische Verstärkung:

$$V_{abs} = \frac{E_{\mathrm{col}}\,[\mathrm{ADU}]}{E_{\gamma}\,[\mathrm{eV}]} \tag{6.18}$$

Nach der CTE-Korrektur werden statt der ausgelesenen Energien E_{col} die CTE-korrigierten Energien für die Berechnung der Amplification verwendet:

$$A = \frac{E_{\mathrm{gen}}\,[\mathrm{ADU}]}{E_{\gamma}\,[\mathrm{eV}]} \tag{6.19}$$

Kapitel 7

Auslesemodi

Die EPIC-pn-Kamera hat sechs verschiedene Beobachtungsmodi, die durch verschiedenartiges Betreiben des CCDs realisiert werden.

7.1 Der Master- und der Quadrantensequenzer

Die Reihenfolge beim Auslesen der Quadranten wird von einer speziellen Steuerelektronik, dem Master-Sequencer kontrolliert. Die Länge der Wartezeit zwischen dem Auslesevorgang zweier Quadranten t_{wait} kann mit diesem Sequencer gewählt werden. Falls alle Quadranten parallel ausgelesen werden sollen, wird das auch über den Master-Sequencer geregelt. Für jeden Quadranten gibt es einen Sequencer, der bestimmt, wie dieser und insbesondere dessen drei CCDs ausgelesen werden.
Während die Ausleseelektronik eines CCDs alle 64 Pixel einer Zeile parallel ausliest, behandelt der Quadrantensequenzer die Zeilen eines CCDs beim Auslesevorgang sequentiell.

7.2 Verschiedene Schiebeoperationen

Die Zeilen können auf drei verschiedene Arten zur Ausleseelektronik des CAMEX geschoben werden. Die Normal Line Operation bedeutet, daß eine Zeile mit normaler Geschwindigkeit in ca. 720 nsec zum CAMEX geschoben und dort in ca. $22.3\,\mu sec$ ausgelesen wird. Eine Normal Line Operation dauert also ca. $t_{NL} \approx 23.0\,\mu sec$. Wenn die Zeile zum CAMEX geschoben und dort nicht ausgelesen wird, handelt es sich bei der Operation um einen Fast Shift. Hier fallen die $22.3\,\mu sec$ weg, so daß der Fast Shift lediglich 720 nsec dauert. Werden 10 Zeilen in ca. $10 \times 720\,nsec$ zum CAMEX geschoben und dort als Makrozeile in ca. $22.3\,\mu sec$ ausgelesen, so handelt es sich um den im Timing Mode verwendeten Time Shift. Die Dauer des Time Shifts von ca. 29.5 μsec entspricht der Zeitauflösung des Timing Modes .

7.3 Full Frame und Extended Full Frame Mode

7.3.1 Der Full Frame Mode

Der Full Frame Mode ist der Standardmodus von XMM. Quellen mit normaler Helligkeit und normaler zeitlicher Variabilität werden damit beobachtet. Innerhalb einer Zykluszeit von $t_{cycle} \approx 73.3\ ms$ werden alle zwölf CCDs einmal ausgelesen. In der aktiven Phase eines CCDs wird die gesammelte Ladung dieses CCDs innerhalb $t_{readout} = 200 \times t_{NL}$ mit 200 Normal Line Operations zur Ausleseelektronik geschoben. Natürlich treffen auch während der aktiven Phase Photonen auf den Quadranten auf, was die schon erwähnten Out Of Time Events auslöst. Die vier Quadranten und deren drei CCDs werden nacheinander ausgelesen. Das Minimum der Integrationszeit t_{int} eines CCDs ist also durch die Auslesedauer der elf restlichen CCDs bestimmt. Die Integrationszeit kann optional verlängert werden, indem über den Master-Sequenzer eine Wartezeit t_{wait} zwischen dem Auslesen zweier Quadranten gesetzt wird. Durch Verlängerung von t_{int} wächst allerdings die Gefahr, daß der Potentialtopf eines Pixels überläuft oder zumindest vermehrt Pile-Up Events auftreten. Andererseits sollte für eine gute Ortsinformation das Verhältnis $\frac{t_{int}}{t_{readout}}$ möglichst groß sein. Ansonsten vergrößert sich der Anteil der Out Of Time Events. Typischerweise beträgt der Anteil der Out Of Time Events im Full Frame Mode 7 %. In Abbildung 7.1 ist eine Messung im Full Frame Mode dargestellt.

7.3.2 Der Extended Full Frame Mode

Für ausgedehnte Quellen ist der Extended Full Frame Mode besonders geeignet. Wegen der größeren ca. 3.8-mal längeren Integrationszeit als im Full Frame Mode liegt der Anteil der Out Of Time Events hier nur noch bei 1.8 %.

7.4 Small und Large Window Mode

Im Unterschied zu den Full Frame Modes wird in den anderen Modes nur ein Ausschnitt des gesamten Arrays ausgelesen. Bezüglich eines CCDs wird beim Large Window Mode das Bild um 100 Zeilen, beim Small Window Mode um 136 Zeilen mit Fast Shifts zum CAMEX geschoben. Danach wird das Bild von 100 Zeilen beim Large Window bzw. von 64 Zeilen beim Small Window Mode ausgelesen. Wegen der kürzeren Integrationszeiten werden diese Modi bei helleren Quellen verwendet, um Pile-Up Events zu verhindern.

7.5 Timing Mode

Sehr helle Quellen müssen im Timing Mode und im Fall extremer Helligkeit im Burst Mode beobachtet werden. Die Quelle sollte in beiden Auslesemodi auf das CCD 0 von Quadrant 1 fokussiert werden, da nur dieses CCD ausgelesen wird. Dazu werden im Timing Mode die Zeilen des CCDs kontinuierlich mit Time Shifts zum CAMEX geschoben und ausgelesen.

Der Vorteil dieses Modes ist, daß durch kontinuierliches Auslesen Pile-Up Events bis zu bestimmten Grenzraten, den Pile-Up Limits, vernachlässigt werden können. Das bedeutet, daß die Energie einzelner Photonen eher feststellbar und damit die Energieauflösung besser ist. Bei der Betrachtung von Punktquellen mit einer Rate von 4000 $\frac{counts}{sec}$ sind im Timing Mode weniger als 1 % aller Events Pile-Up Events, wie in der Veröffentlichung (Kendziorra 1999) beschrieben wird. Der schnellere Auslesevorgang hat bei pointierter Beobachtung einer Quelle bekannter Position eine höhere zeitliche Auflösung von 29.5 μsec zu Folge (vgl. Abschnitt 7.2). Aus diesem Grund wird der Timing Mode zur Beobachtung von Quellen mit hoher zeitlicher Variabilität eingesetzt.

Ein Nachteil des Timing Modes ist, daß es sich bei allen Events um Out Of Time Events handelt und damit keine Ortsinformation in Schieberichtung zu Verfügung steht. In Abbildung 7.2 wurde die pn-Kamera durch den Schlitz von Abbildung 7.1 im Timing Mode belichtet. Der Schlitz ist im Timing Mode nicht mehr zu erkennen. Die zehn Zeilen, die mit einem Time Shift zum CAMEX geschoben werden, werden als eine Makrozeile ausgelesen. Die Breite einer Makrozeile von $10 \times 150\,\mu m$ entspricht ungefähr der Breite der PSF des Teleskops. Nach zwanzig Makrozeilen sind die ursprünglichen 200 Zeilen des CCDs ausgelesen. Dies entspricht dem Ausleserahmen (Frame) im Full Frame Mode. Nach 200 Makrozeilen wird eine Zäsur durch das Schreiben eines Zeitworts gemacht. Zehn Frames im Full Frame Mode (10×200 Zeilen) entsprechen einem Timing-Mode-Frame (200 Makrozeilen). Mit diesem Rahmen im Timing Mode erfährt die Abbildung gegenüber einer Full Frame Abbildung eine Stauchung um den Faktor $\frac{1}{10}$ in Schieberichtung.

7.6 Burst Mode

Beim Burst Mode ist die Pile-Up Grenze noch höher als im Timing Mode. Die hellsten Punktquellen, die im Burst Mode mit weniger als 1% Pile-Up-Anteil betrachtet werden können, haben eine Rate von 60000 $\frac{counts}{sec}$ [vgl. Veröffentlichung (Kendziorra 1999)].

In diesem Auslesemodus wird die Quelle möglichst in der Nähe von Zeile 190 fokussiert. Die PSF sollte zwischen Zeile 180 und Zeile 200 liegen. Am Anfang eines Auslesezyklus' erfolgen 200 Fast Shifts und anschließend 180 Normal Line Operations. Die Fast Shifts sorgen dafür, daß Quellphotonen mit geringem Pile-Up-Anteil gesammelt werden. Die letzten zwanzig Zeilen sind aufgrund des langsamen Schiebens während der Normal Line Operations wegen hohem Pile-Up-Anteil unbrauchbar. Danach beginnt wieder ein neuer Auslesezyklus.

Der Burst Mode liefert mit einer maximalen theoretischen Zeitauflösung von 0.7 μs die beste Möglichkeit, um Quellen mit hoher Zeitauflösung zu beobachten. Allerdings ist die effektive Belichtungszeit mit 3 % sehr gering, weswegen der Burst Mode wohl eher in Ausnahmefällen zum Einsatz kommen wird.

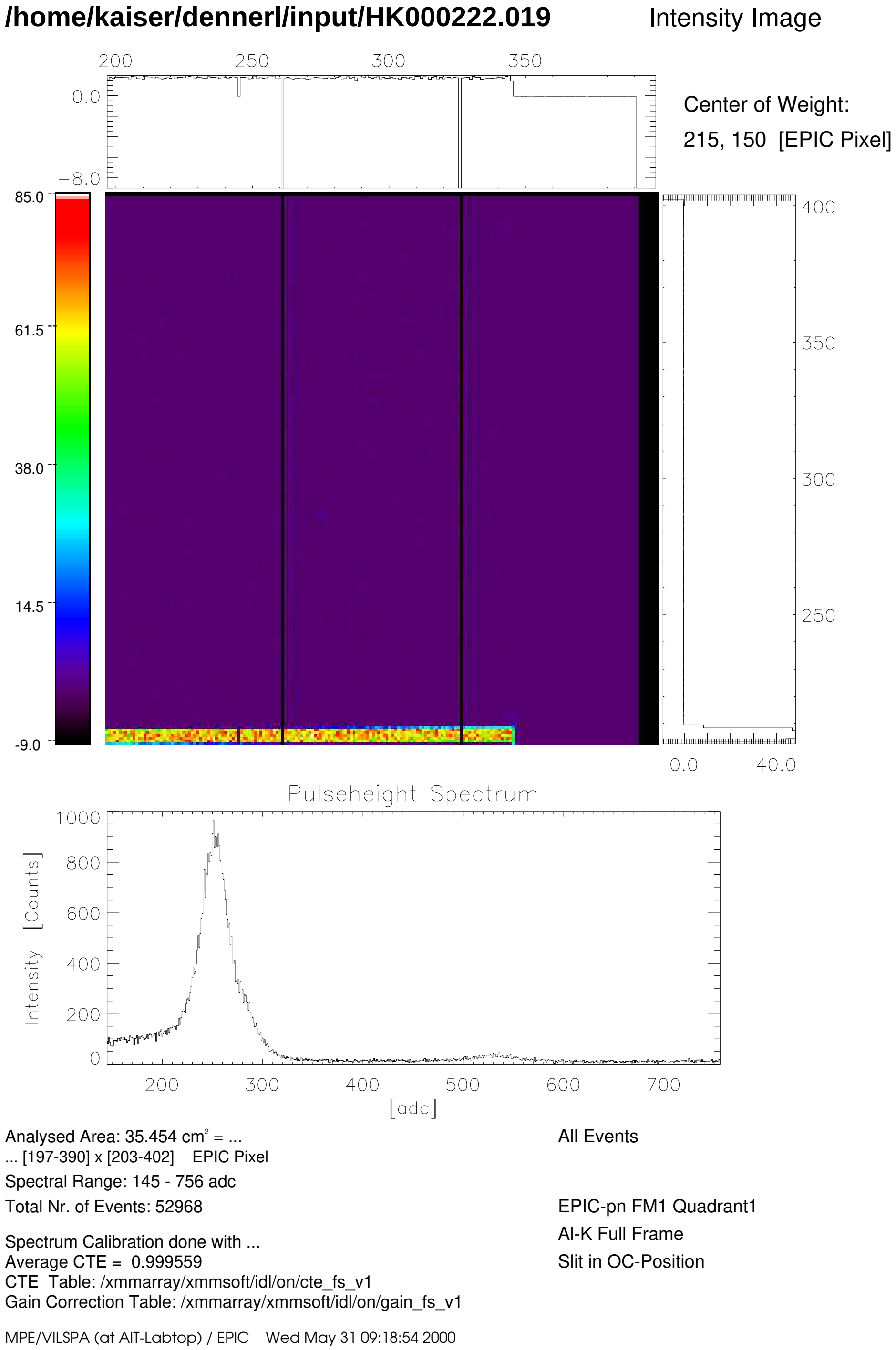

Abbildung 7.1: Messung im Full Frame Mode mit einer Schlitzbelichtung in den letzten sieben Zeilen von CCD 0 Quadrant 1. Die Messung mit einem Al-K-Target, dessen Spektrum in dem ONLINE-Plot unten in ADU aufgetragen ist, wurde an der PANTER-Anlage des MPE durchgeführt (vgl. Abschnitt 12.3).

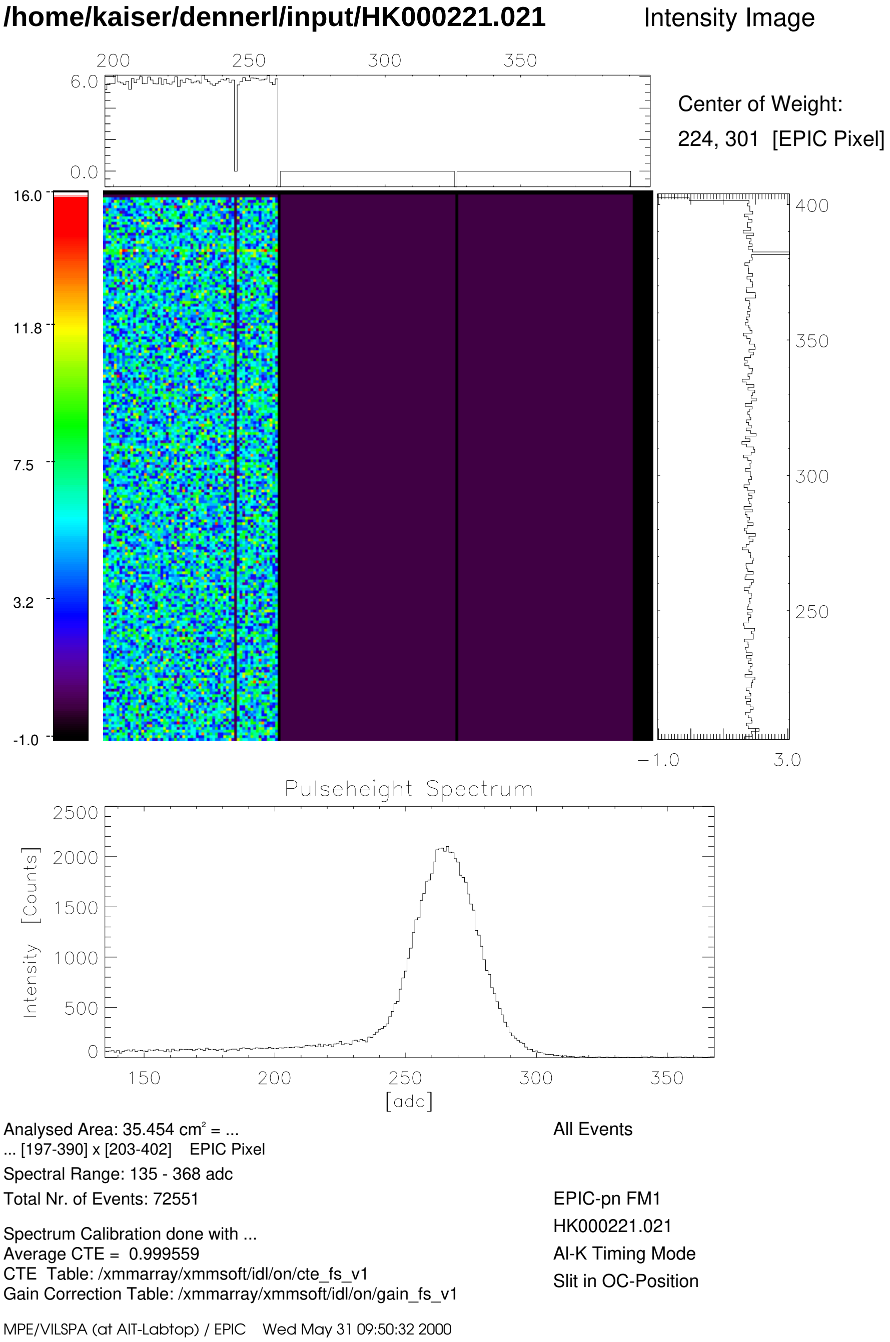

Abbildung 7.2: Messung im Timing Mode mit einer Al-K Schlitzbelichtung in den letzten sieben Zeilen von CCD 0 Quadrant 1 als ONLINE-Plot. Bei der Full Frame Messung in Abb. 7.1 wird die korrekte Zeileninformation der Schlitzbelichtung wiedergegeben. Dahingegen ist im Timing Mode diese Zeileninformation verlorengegangen. Die Linie, die sich durch das CCD in einer Spalte durchzieht, wird von schlechten Pixeln in den letzten sieben Zeilen dieser Spalte verursacht.

Kapitel 8

Ziele der Kalibration

8.1 Allgemeine Ziele der Kalibration

Die Kalibration der pn-Kamera am Boden verfolgt hauptsächlich zwei Ziele. Zum einen soll das Detektorverhalten bei Röntgenphotoneneinfall in den verschiedenen Auslesemodi sowohl in Abhängigkeit von Energie, Rate, Ort und Zeit als auch von CCD-spezifischen Parametern wie Temperatur, pn-Spannungen, Thresholds, etc. untersucht werden.

Auf der anderen Seite sollen theoretische Modelle für das Detektorverhalten mit Hilfe der Kalibrationsergebnisse entwickelt bzw. überprüft werden. In Kapitel 9 soll ein physikalisches CTE-Modell vorgestellt werden.

Das Output-Signal des pn-CCDs hat bezüglich Zeitinformation ein bestimmtes zeitliches Verhalten, das im wesentlichen durch den Auslesemodus gegeben ist. Für die Wiedergabe von Energie- und Ortsinformation besitzt der Detektor ein bestimmtes spektrales und räumliches Verhalten. Das räumliche Verhalten gibt Auskunft darüber, wie das vom Teleskop erzeugte Bild durch Signale in den CCD-Pixeln dargestellt wird. Für die Untersuchung des spektralen Verhaltens ist die Quanteneffizienz maßgeblich. Die Quanteneffizienz ist das Verhältnis der vom Detektor gezählten Photonen zu den Photonen, die auf der Detektorfläche auftreffen. Da Ladungsverluste das Energiesignal abschwächen, geht es bei der Bestimmung der CTE um die Untersuchung des spektralen Verhaltens des Detektors. Ebenso tragen Gain-Effekte wegen der unterschiedlichen Verstärkung des Energiesignals zum spektralen Detektorverhalten bei.

8.2 Ziele dieser Arbeit

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Kalibration des Timing Modes. Bei den in dieser Arbeit gemachten Untersuchungen stehen CTE- und Gain-Effekte im Vordergrund. Das zeitliche Verhalten des pn-CCDs im Timing Mode wird in der Veröffentlichung Kuster 1999 behandelt.

Ein Ziel dieser Arbeit bestand darin, eine größere Standardisierung durch Verwendung der OFFLINE-Software des MPE bei der Kalibration des Timing Modes zu erreichen. Die FORTRAN-Routinen dieser Software sind in leicht modifizierter Form im Science Analysis Subsystem (SAS) Software-Paket von XMM implementiert. Frühere Untersuchungen des ersten Flugmodells, die mit einer Software des IAAT durchgeführt wurden, sollten mit OFFLINE-Auswertungen verglichen werden.

Zu Beginn dieser Arbeit waren das CTE- und Gain-Verhalten des ehemaligen Flugersatzmodells FM2 im Timing Mode noch nicht untersucht worden. Die Auswertung der vorhandenen Kalibrationsmessungen sollte durchgeführt und mit der FM1-Auswertung verglichen werden.

Da davon ausgegangen werden kann, daß die physikalischen Vorgänge in beiden Flugmodellen beim Ladungstransport die gleichen sind, sollte sich das CTE-Verhalten bei FM1 und FM2 in Abhängigkeit von Rate und Energie nicht grundsätzlich unterscheiden. Das physikalische Modell, mit dem die CTE-Energieabhängigkeit im Full Frame Mode erklärt werden kann, soll in Kapitel 9 behandelt werden.

Kapitel 9

Bestimmung der CTE anhand eines physikalischen Modells

Im pn-CCD wird der Ladungsverlust hauptsächlich verursacht durch Verunreinigung des Siliziums durch Titan in einer Konzentration von weniger als $10^{10} cm^{-3}$. Beim Elektronentransport über die maximale Länge eines CCDs, also über 200 Pixel, gehen bis zu einem Fünftel der erzeugten Elektronen verloren. Um diesen Verlust zu korrigieren wurde am MPE von N. Krause et al. ein physikalisches Modell für den Ladungsverlust entwickelt [vgl. Veröffentlichung (Krause 1999)].

9.1 Annahmen für das Modell

Das Modell betrachtet den Einfang und die Emission von Elektronen im Transportkanal. Die Emission und der Einfang von Defektelektronen wird vernachlässigt, da ihre Konzentration im Transportkanal idealerweise gleich Null ist. Weiterhin wird die Annahme gemacht, daß sich die Verteilung der freien Elektronen bei einer kleinen Einfang- und Emissionsrate nicht wesentlich ändert. Die Anpassung der Verteilung nach Einfang und Emission soll sich in vernachlässigbar kurzer Zeit vollziehen. Eine wichtige Rolle bei der Korrektur spielt die Tatsache, daß es immer Ladungen gibt, die unabhängig vom Photoneneinfall gleichmäßig über das gesamte CCD erzeugt werden. Selbst wenn diese Ladung nur wenige Elektronen pro Pixel darstellt, so hat sie schon einen bedeutenden Einfluß auf die CTE. Diese Restladung befindet sich in einem stationären Zustand und wird eine effektive Anzahl von Störstellen absättigen. Diese Störstellen stehen dann für den Einfang von Signalladung nicht mehr zu Verfügung. Die von Röntgenphotonen erzeugte Ladung wird im folgenden Signalladung genannt.

9.2 Der Ladungsverlust im Pixel

Beim Ladungstransport in ein Pixel treten Signalladungsverluste auf. Dieser Verlust läßt sich berechnen aus der Veränderung der Ladungsmenge in den Störstellen eines Pixels beim Transfer der Signalladung in das Pixel. Die Differenz bei der Besetzung der Störstellen kurz vor dem Transport ins Pixel und kurz vor dem Transport ins darauffolgende Pixel ist ein Maß für den Signalladungsverlust. Bevor die Signalladung die Störstellenbesetzung verändert, setzt sich die Störstellenbesetzung zusammen aus Ladung, die von früherem Ladungstransport herrührt, Ladung, die durch thermisches Rauschen auftritt und Ladung, die in diesem Pixel durch Photonen erzeugt wurde, die nicht zum Signal gehören. Die Störstellenbesetzung hängt von der Vorgeschichte des Pixels ab.

9.2.1 Ladungsverluste während des Transfers

Eine angemessene Vereinfachung für den Ladungstranfer von Pixel zu Pixel ist die Annahme, daß die Ladung vom Sammelregister Φ1 kontinuierlich über Φ2 und Φ3 in das Sammelregister des nächsten Pixels geschoben wird. Das bedeutet, daß die Potentialveränderung der Register während des Transfers vernachlässigt wird. Dadurch gibt es einen linearen Zusammenhang zwischen der Zahl der transferierten und der Zahl der eingefangenen Elektronen. Der Ladungsverlust, der in den einzelnen Registern während des Ladungstransfers auftritt wächst also linear mit der Signalladungsmenge.

9.2.2 Ladungsverluste während der Integration

Dahingegen geht der Ladungsverlust während der Integrationsphase mit wachsender Signalladung im Sammelregister in Sättigung. Der Ladungsverlust während der Integrationsphase wird auf den Ladungstransferverlust zum gesamten Ladungsverlust im Pixel addiert.

9.2.3 Die Dichte der eingefangenen Elektronen

Unter der Annahme, daß das Valenzband in Bezug auf Elektronenübergänge außer acht gelassen werden kann, wird die Störstellenbesetzung allein über Einfang und Emission von Elektronen geregelt. Des weiteren wird eine homogene Störstellenverteilung angenommen. Die Dichte der eingefangenen Elektronen ändert sich mit der Zeit nach folgender Differentialgleichung:

$$\frac{\partial n_{ec}(\vec{r},t)}{\partial t} = c_n(\vec{r}) \cdot (n_{\text{trap}} - n_{ec}(\vec{r},t)) - e_n \cdot n_{ec}(\vec{r},t) \tag{9.1}$$

wobei gilt:

t ist die Speicherzeit in sec
e_n ist die Emissionswahrscheinlichkeit für Elektronen in sec^{-1}
c_n ist die Einfangwahrscheinlichkeit für Elektronen in sec^{-1}
n_{ec} ist die Dichte eingefangener Elektronen
n_{trap} ist die Gesamtdichte der Störstellen in cm^{-3}

Die Störstellendichte n_{trap} verändert sich innerhalb eines Pixels nicht. Sie ist unabhängig von der Besetzung der Störstellen. Die DGL 9.1 ist eine Ratengleichung ähnlich den Gleichungen, wie sie z.B. auch bei Lasersystemen auftreten. Die Dichte eingefangener Elektronen nimmt mit der Zeit zu ($\frac{\partial n_{ec}}{\partial t} > 0$), wenn das Produkt aus der Einfangwahrscheinlichkeit und der Dichte der für Elektroneneinfang zur Verfügung stehenden Fallen $n_{\text{trap}} - n_{ec}$ größer ist als das Produkt aus der Emissionswahrscheinlichkeit und der Dichte eingefangener Elektronen n_{ec}.

Als Lösung dieser Differentialgleichung ergibt sich

$$n_{ec}(\vec{r},t) = \frac{n_{\text{trap}}}{1+\frac{e_n}{c_n(\vec{r})}} \cdot \left(1 - e^{-u(\vec{r})\cdot t}\right) + n_{ec}(\vec{r},0) \cdot e^{-u(\vec{r})\cdot t} \tag{9.2}$$

$$u(\vec{r}) = e_n + c_n(\vec{r}) \tag{9.3}$$

Dabei wird für die Initialisierung mit $n_{ec}(\vec{r},0)$ die Gesamtdichte der besetzten Fallen bei t = 0 als Anfangswert benötigt. Falls die Einfangwahrscheinlichkeit c_n vernachlässigbar klein ist, so fällt der erste Term der Lösung 9.2 weg und man erhält eine der Gleichung 6.6 ähnliche Lösung. Da die Konzentration der Störstellen entlang eines Transportkanals leicht variiert, ist eine Mittelung der Störstellenzahl pro Register erforderlich.

9.2.4 Die Dichte der freien Elektronen

Die freie Elektronendichte n_e ist in der obigen Differentialgleichung in der Einfangwahrscheinlichkeit $c_n = \sigma v_{\text{therm}} n_e$ enthalten. Es wurde angenommen, daß die freie Elektronenverteilung im thermischen Gleichgewicht ist und nur vom jeweiligen Ort innerhalb des Pixels abhängt. Die freie Elektronendichte wird innerhalb eines Pixels durch das angelegte Potential und die Dotierung variieren. Am MPE wurde die freie Elektronendichte simuliert. Es zeigt sich, daß das Potential unter einem Sammelregister angenähert werden kannn durch:

$$U_{pot} = ax^2 + by^2 + cz^2 \tag{9.4}$$

Die Größen a,b und c mit der Einheit Vcm^{-2} stehen für die Krümmung des Potentials entlang der jeweiligen Achse eines kartesischen Koordinatensystems eines Registers. Sie können numerisch bestimmt werden. Wenn Coulombkräfte auf die Elektronen vernachlässigt werden, erhält man eine Gauß-Verteilung für die freien Elektronen:

$$n_e(\vec{r}) = const \cdot e^{-\frac{ax^2+by^2+cz^2}{kT}} \tag{9.5}$$

Dabei gilt die Bedingung, daß bei der Integration der Ladungsverteilung über das Volumen des Potentialtopfs alle Ladungen enthalten sind:

$$\int_V n_e(\vec{r})dV = N_e \tag{9.6}$$

Die freie Elektronendichte kann dann im Potentialminimum des Pixels berechnet werden zu:

$$n_e(\vec{r}) = N_e \frac{\sqrt{abc}}{(\pi k_B T)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{ax^2+by^2+cz^2}{kT}} \tag{9.7}$$

9.2.5 Berechnung der gesamten eingefangenen Ladung

Um die gesamte eingefangene Ladung N_{ec} zu erhalten, wird die Ladungsdichte der eingefangenen Elektronen über das Volumen des Potentialtopfs integriert:

$$N_{ec} = \int_V n_{ec} dV \tag{9.8}$$

Dieses Integral hat wegen des komplizierten Ausdrucks von n_{ec} keine analytische Lösung.

9.2.6 Berechnung des Ladungsverlusts und der CTE im Pixel

Mit dem numerisch berechneten N_{ec} kann nach Gleichung 6.7 der Ladungsverlust pro Pixel N_{loss} berechnet werden. In diese Gleichung geht auch die Schiebezeit zwischen zwei Registern t_{reg} ein, die vom Auslesemodus abhängt. Im Timing Mode dürfte wegen einer wesentlich kürzeren mittleren Schiebezeit $\langle t_{reg} \rangle$ als im Full Frame Mode kein so großer Unterschied zwischen N_{loss} und N_{ec} bestehen. Das bedeutet, daß Reemissionskorrekturen im Timing Mode nicht so viel Gewicht haben wie im Full Frame Mode. Gemäß Gleichung 6.9 kann nun mit N_{loss} die mikroskopische CTE eines Pixels berechnet werden.

9.3 Der Verlauf von n_{ec} im Register

Ein Problem ergibt sich dadurch, daß die anfängliche Dichte besetzter Störstellen $n_{ec}(0)$ nicht genau bestimmt werden kann. Wird $n_{ec}(0) = 0$ gewählt, so wächst die Anzahl der besetzten Störstellen bzw. die Zahl der eingefangenen Elektronen mit der Zeit. Die Dichte der eingefangenen Elektronen geht vom Zentrum des Registers aus in Sättigung, da hier die freie Elektronendichte ein Maximum hat. Am Rande des Registers nimmt die Einfangrate proportional zur Gaußkurve der freien Elektronendichte ab.

9.4 Der Einfluß von Vorläufersignalen auf den Ladungsverlust

Durch dieses Modell zeigt sich, daß Vorläufersignale für die CTE wegen der Absättigung von Störstellen eine Rolle spielen. Der Ladungsverlust verringert sich, wenn das Vorläufersignal mehr Signalladung mit sich trägt. Er vergrößert sich, wenn der zeitliche Abstand zwischen den beiden Signalen größer wird, da die Störstellen dann wieder durch Reemission von Elektronen frei werden. Ob bestimmte Vorläufer berücksichtigt werden müssen, hängt also entscheidend von der Emissionwahrscheinlichkeit und damit auch von der Temperatur ab. Beim Timing Mode werden wegen des kontinuierlichen Auslesens und des schnelleren Schiebevorgangs mehr Signale über abgesättigte Störstellen geschoben als im Full Frame Mode. Dadurch sollte die CTE im Timing Mode höher als im Full Frame Mode sein.

Kapitel 10

CTE, Gain und Amplification von Meßdaten

10.1 Vorgehen in Full Frame und Window Modes

In Garching wurde von K. Dennerl et al. eine Software geschrieben, die gut geeignet ist, um die vielen Kalibrationsmessungen, die in den Standardmodi gemacht wurden, nachträglich auszuwerten [vgl. Veröffentlichung (Dennerl 1999)]. Das C-Shell-Script, das die einzelnen Fortran-Unterprogramme aufruft, heißt OFFLINE. In dieses Script, das am IAAT auf einem OSF-Rechner gestartet wird, können mehrere HK-Files mit SET FILES = (file1 file2 etc.) eingetragen werden, die dann sequentiell von OFFLINE bearbeitet werden. OFFLINE greift auf die HK-Files über das Unterverzeichnis INPUT zu. Sinnvollerweise wird der OFFLINE-Durchlauf in drei Schritte eingeteilt, was durch Einstellen von SET MODE = 1 bzw. 2 oder 3 erreicht werden kann. Eine kurze Anleitung zu OFFLINE befindet sich in der Datei INFO-OFFLINE.DOC. Die FORTRAN-Unterprogramme können auch einzeln gestartet werden, wenn die dabei benötigten Dateien schon von den Vorgängerprogrammen erzeugt wurden und vorliegen. Die Unterprogramme sind an ihrer EXE-Endung zu erkennen. Eine kurze Dokumentation zum jeweiligen Unterprogramm liegt unter gleichem Namen mit der Endung DOC vor.

10.1.1 Die CTE mit OFFLINE

Von K. Dennerl et al. wurde eine Prozedur entwickelt, um die CTE einzelner Spalten des pn-CCDs zu bestimmen, die für die Standardmodi angewandt werden kann. Diese Prozedur ist in OFFLINE als CTGCL1.EXE implementiert.

Ein Ladungsverlust eines Signals entlang einer Auslesespalte äußert sich als Verschiebung des Signals zu niedrigeren Energien. Damit diese Energieverschiebung genau bestimmt werden kann, muß die Liniencharakteristik des Signals hinreichend bekannt sein. Diese Linieninformation sollte dann in den zu untersuchenden Signalladungen enthalten sein. Da sich bei Split Events die Linieninformation auf verschiedene Ladungspakete verteilt, können sie für diese Untersuchung nicht genutzt werden.
Des weiteren ist es schwierig, die Ladungsverluste bei Signalen zu bestimmen, die in nicht zu großem zeitlichen Abstand ein Vorläufersignal hatten, da diese Vorläufer, in Ab-

schnitt 9.4 erwähnt, die Dichte der besetzten Störstellen heraufsetzen. Die CTE-Analyse beschränkt sich deswegen auf die Singles, die keine Vorläufer haben und als erste Events innerhalb eines Auslesezyklus' ausgelesen werden. Diese Ladungen werden First Singles genannt. Nach einem Auslesezyklus im Full Frame Mode haben die Störstellen bei der Betriebstemperatur des CCDs die eingefangene Signalladung reemittiert, so daß die First Singles des nächsten Auslesezyklus' wieder für die CTE-Analyse geeignet sind.

Von den First Singles gibt es in der Regel nicht genug, um den Ladungsverlust in einem Pixel festzustellen. Die CTE einer Spalte wird deswegen über Makropixel bestimmt, deren Bin-Größe so festgelegt wird, daß genügend First Singles darin enthalten sind, um die Liniencharakteristik zu erkennen. Außerdem wird von allen First Singles einer Spalte die spektrale Linienform bestimmt. Diese wird mit der spektralen Form der Makropixel dieser Spalte kreuzkorreliert. Diese Korrelation liefert eine erste Abschätzung für die Energieverschiebung, die von einem Makropixel zum nächsten auftritt. Mit dieser Verschiebung wird die spektrale Linienform aller First Singles verbessert. Nun beginnt mit dieser verbesserten Form die Wiederholung dieser Prozedur. Nach ungefähr vier Iterationen konvergiert die Energieverschiebung gegen einen festen Wert, vorausgesetzt die Linienstatistik mit den First Singles ist nicht zu schlecht. Der Fehler für die Linienverschiebung ergibt sich aus der Kreuzkorrelation. Wenn es ausreichend viele First Singles in einer Spalte gibt, dann ist auf diese Weise die Bestimmung des Ladungsverlusts in jedem einzelnen Pixel möglich. Der OFFLINE-Plot einer solchen CTE-Bestimmung im Full Frame Mode ist in Abbildung 10.3 zu sehen.

10.1.2 Die Gain mit OFFLINE

In den Ergebissen, die die OFFLINE-Software aus Garching bei der Gain-Berechnung liefert, steht die Referenzenergie des Peaks ohne Fehlerangaben in Analog Digital Units (ADU) in der ersten Zeile der HK*FS.gain-Datei. Diese Peak-Energie dient ähnlich wie der Energiemittelwert aller Spalten bei der in Abschnitt 6.3.2 definierten Gain-Berechnung als Referenz, auf die sich die relative Verstärkung bezieht. In dieser Datei stehen darunter die Gain-Werte für jeden Kanal (Spalte) und ihre Fehler rechts daneben. Nun können die nicht gain-korrigierten gemessenen Energien jedes Kanals berechnet werden, indem man die Referenzenergie durch den angegebenen Gain-Wert des Kanals teilt.

$$E_{\text{col}} = \frac{E_{ref}}{Gain_{\text{col}}} \tag{10.1}$$

Die Gain-Werte, die das OFFLINE-Unterprogramm GAINCL.EXE liefert, wurden umgekehrt aus dem Referenzpeak und den Energien der einzelnen Kanäle berechnet. Im Fortran-Programm GAINCL.EXE werden im Normalfall nur die First Singles (FS) für die Bestimmung der Spektren verwendet. GAINCL greift auf die Spektren der First Singles im Fits-Format (HK*FS.fits) und die bestimmten CTE-Werte für alle Kanäle (HK*FS.ctg) zu, um die Spektren damit zu korrigieren. Das HK*FS.fits-File, das die First Singles enthält, wurde in dem Selektionsprogramm EVSEL1.EXE erzeugt. Mit GAINCL.EXE HK*.fits kann auch das ursprüngliche HK*.fits-File eingelesen werden, das alle Events enthält. Die Spektrenanalyse von GAINCL, deren Ergebnis dann im entsprechenden HK*.gain steht, bezieht sich dann auf alle Events.

Der Referenzpeak in HK*FS.gain wird durch einen kubischen Spline an dieses CTE-korrigierte First-Singles-Spektrum des gesamten Quadranten bestimmt. Der Peak der gemessenen Energien einer Spalte (Kanal) wird durch einen Gaußfit an das Spektrum der First Singles dieser Spalte bestimmt. Der Fehler ergibt sich aus der Unsicherheit des Fits und bestimmt den Fehler für die Spaltengain σ_{gain}. Das Energiefenster für die Gaußfits wird am Ende der ASCI-Datei DATA.SUM angegeben. Dort steht in der ersten Spalte die Energielinie, in der zweiten Spalte die Energie in keV und in der dritten bzw. vierten Spalte die minimale bzw. maximale Amplitude des Energiefensters für den Gaußfit in ADU.

Am Anfang dieser Arbeit, war es wichtig zu wissen, ob die Referenzpeakenergie aus OFFLINE dem Energiemittelwert der einzelnen Kanäle entspricht, da die Gain in früheren Arbeiten am IAAT über diesen Energiemittelwert berechnet wurde. Dazu können die folgenden Überlegungen hilfreich sein. In Abschnitt 6.3.2 wurde ein Korrekturfaktor für die relative Verstärkung folgendermaßen definiert:

$$V_{rel} = \frac{\langle E_{\mathrm{col}} \rangle}{E_{\mathrm{col}}} \tag{10.2}$$

Rein theoretisch müßte dann der Mittelwert der reziproken relativen Verstärkung gleich eins sein. Um dieses zu sehen, bildet man den Kehrwert der obigen Gleichung und mittelt auf beiden Seiten über alle belichteten Kanäle (Spalten).

$$\langle V_{rel}^{-1} \rangle = \left\langle \frac{E_{\mathrm{col}}}{\langle E_{\mathrm{col}} \rangle} \right\rangle \tag{10.3}$$

Da $\langle E_{\mathrm{col}} \rangle$ im Nenner schon gemittelt wurde und als Konstante vor die Mittelwertssumme gezogen werden kann, ergibt sich:

$$\langle V_{rel}^{-1} \rangle \langle E_{\mathrm{col}} \rangle = \langle E_{\mathrm{col}} \rangle \tag{10.4}$$

Daraus folgt, daß $\langle V_{rel}^{-1} \rangle$ eins ist.

Auf der anderen Seite kann die Gleichung 10.1, die in OFFLINE benutzt wird, über alle Kanäle gemittelt werden. Da E_{ref} ein einheitlicher Wert für alle Kanäle ist, kann E_{ref} bei der Mittelwertbildung vor die Summe gezogen werden:

$$\langle E_{\mathrm{col}} \rangle = E_{ref} \left\langle \frac{1}{Gain_{\mathrm{col}}} \right\rangle \tag{10.5}$$

Nun stellt sich aus den Gainwerten der jeweiligen HK*FS.gain-Datei heraus, daß der Mittelwert von $Gain^{-1}$ nur näherungsweise eins ist. Das bedeutet, daß der Mittelwert von E_{col} ebenfalls nur näherungsweise E_{ref} entspricht. Dies verwundert nicht, da der Referenzpeak in OFFLINE nicht als Mittelwert der einzelnen Kanäle bestimmt wurde, sondern über einen kubischen Spline an den Spektren des gesamten Quadranten berechnet wurde. $\langle Gain^{-1} \rangle$ wurde in dieser Arbeit als gewichtetes Mittel aus den Kehrwerten der Gain der einzelnen Spalten $gain^{-1}$ und ihren Fehlern $\sigma_{gain^{-1}}$ berechnet. Die Fehler von $gain^{-1}$ ergeben sich mittels Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu $\frac{\sigma_{gain}}{gain^2}$. Der gewichtete Mittelwert wird im gleichen Sinne wie in Gleichung 11.4 berechnet. Sinnvollerweise werden die verrauschten Spalten hierbei nicht berücksichtigt. Die verrauschten Spalten verraten sich in der HK*FS.gain-Datei dadurch, daß sie eine gleichbleibende Gain außerhalb von 0.9 und 1.1 und einen viel größeren Fehler besitzen.

10.1.3 Amplification

Um zu sehen, ob GAINCL in der Referenzpeakbestimmung richtig liegt, wurde die aus dem Referenzpeak berechnete Amplification mit der über alle Spalten gemittelten Amplification früherer Auswertungen verglichen. Diese Auswertungen wurden von M. Kirsch im Rahmen seiner wissenschaftlichen Arbeit am IAAT gemacht. Seine Auswertungen stützen sich größtenteils auf die FLAG-Software von E. Bihler (IAAT). Zur Überprüfung der OFFLINE-Ergebnisse im Full Frame Mode bieten sich Full-Frame-Schlitzmessungen am FM1 an, die im Mai und Juni 1998 gemacht wurden. Die von M. Kirsch bestimmte Amplification als Funktion der eingestrahlten Photonenenergie ist in seiner Arbeit und in Abbildung 10.1 mit Sternchen dargestellt. Die Punkte, der mit OFFLINE ausgewerteten Amplification-Energie-Kurve sind mit Pluszeichen dargestellt. Die Unterschiede zwischen beiden Kurven sind einmal damit zu erklären, daß GAINCL den Referenzpeak mit einem kubischen Spline und nicht mit dem Energiemittelwert aus allen Spalten berechnet. Des weiteren geht bei GAINCL in die Referenzpeakbestimmung noch die vorher mit CTGCL1 bestimmte CTE ein, was für Differenzen zur FLAG-Auswertung sorgt. Die von CTGCL1 berechnete CTE findet im Timing Mode keine Berücksichtigung. Für diese Arbeit ist deshalb die Übereinstimmung im Timing Mode (vgl. Abschnitt 10.2.3 und Abb. 10.2) aussagekräftiger.

10.2 Vorgehen im Timing Mode

10.2.1 CTE

Schwierigkeiten bei der Auswertung
Ein Problem bei der Auswertung von Timing-Mode-Messungen ist, daß den Out Of Time Events keine Ortsinformation in Schieberichtung zugeordnet werden kann. Bei einer Flatfield-Belichtung im Full Frame Mode kann, wie schon erwähnt, mit der OFFLINE-Software eine Energieverschiebung von einem Makropixel zum nächsten bestimmt werden. Obwohl alle Makropixel mit derselben Energie bestrahlt wurden, tritt diese Energieverschiebung auf, weil die Ladung in den Makropixeln unterschiedlich weit zur Ausleseanode geschoben wurde. Den von der Software festgelegten Bins für die Makropixel liegt eine korrekte Zeileninformation zugrunde.

Bei einer Flatfieldbelichtung im Timing Mode treten spätestens nach dem ersten Auslesen eines normalen CCD-Frames (zwanzig Makrozeilen mit einer Auslesezeit von 0.59 ms) in allen ausgelesenen Makrozeilen Events auf, die von jeder Zeile kommen können. Da es im Timing Mode ausschließlich Out Of Time Events gibt, gibt es in jeder Makrozeile Ladungen von vorderen und hinteren Zeilen. Im Mittel wurden die Elektronen alle gleich weit geschoben und der Ladungsverlust in allen Makropixeln ist gleich groß. So kann OFFLINE keinen Ladungsverlust von einem Makropixel zum nächsten feststellen und bestimmt für den Timing Mode oftmals eine CTE von 1.0 (vgl.

Abb. 10.4).

CTE-Bestimmung im Timing Mode

Wenn eine Röntgenquelle nur ein paar Zeilen des Detektors bestrahlt, dann werden im Timing Mode alle Ladungen im Mittel um den Zeilenschwerpunkt der Quellenabbildung zum CAMEX geschoben. Wo der Zeilenschwerpunkt liegt, kann nur mit einer Full-Frame-Messung bestimmt werden, die vor der Timing-Mode-Messung durchgeführt wird.

Hieraus ergibt sich die Möglichkeit mit bestimmten Messungen, die CTE im Timing Mode zu bestimmen. Es geht im wesentlichen darum, im Timing Mode einmal die hinteren Zeilen eines CCDs zu bestrahlen und in einer zweiten Messung im Timing Mode nur die vorderen Zeilen desselben CCDs zu bestrahlen. Aufgrund der höheren Ladungsverluste während des längeren Schiebewegs wird sich bei der ersten Messung eine niedrigere Peaklage ergeben als bei der zweiten Messung. Dieser Unterschied ist die Grundlage für die CTE-Bestimmung im Timing Mode. Es gibt nun verschiedene Möglichkeiten den Detektor nur in Teilen zu bestrahlen:

- mit dem Teleskop durch eine Fokus-Messung
- mit dem Teleskop durch eine Out-Of-Fokus-Messung
- ohne Teleskop mit einer Maske vor dem Detektor

Der wesentliche Nachteil einer Kalibrationsmessung mit dem Teleskop ergibt sich dadurch, daß nicht alle Spalten eines CCDs homogen bestrahlt werden. Die Fokusmethode wird noch in den Abschnitten 12.3 und 14.3 erwähnt. Die Out-Of-Fokus-Methode wurde ausführlicher in der wissenschaftlichen Arbeit (Kirsch 1998) behandelt.

Die Schlitzmethode

Bei der dritten Methode bietet sich als Maske ein Schlitz an, der bei einer homogenen Bestrahlung, das CCD in wenigen Zeilen und über alle Spalten belichtet. Um zu wissen, wie weit die Ladung im Mittel geschoben wird muß mit einer Schlitzbestrahlung im Full Frame Mode die Lage des Schlitzes bestimmt werden. Mit dieser Justagemessung für den Schlitz kann der Zeilenschwerpunkt der Photonen auf dem CCD berechnet werden. Jede Zeile wird mit der Zahl der Events gewichtet, die in der Zeile registriert werden. Um die CTE einer Auslesespalte im Timing Mode zu bestimmen, werden mindestens zwei Schlitzmessungen im Timing Mode zusätzlich zu den zwei Justagemessungen im Full Frame Mode benötigt. Eine Schlitzmessung sollte den Schlitz so justiert haben, daß die Strahlung möglichst nah am CAMEX auftrifft. Wenn der Schlitz zum Beispiel die ersten sechs Zeilen bestrahlt, erleidet das Signal nur einen kleinen Ladungsverlust. Der Schlitz der zweiten Messung sollte möglichst weit weg vom CAMEX sein, zum Beispiel in den Zeilen 193 bis 199. Dieses Signal wird fast über alle Zeilen geschoben und erleidet einen hohen Ladungsverlust. Typischerweise beträgt der Unterschied in der Peaklage zwischen vorderem und hinteren Schlitz ca. 6 %.

Das Gleichungssystem für die CTE-Bestimmung

Nun kann die CTE der Spalte makroskopisch mit Gleichung 6.11 bestimmt werden. Sei S_{oc} bzw. S_{nc} der Zeilenschwerpunkt für die Schlitzmessung gegenüber des bzw. nahe des CAMEX' (OC bzw. NC) und E_{oc} bzw. E_{nc} die dazugehörigen ausgelesenen Energiepeaklagen $E_{readout}$ in ADU. Die beiden Schlitze sollen natürlich mit derselben Energie bestrahlt werden, so daß die dort abgelagerte Energie E_{gen} in ADU für beide Schlitze gleich groß sein sollte. Auf diese Weise sind aus Gleichung 6.11 zwei Gleichungen mit den zwei Unbekannten CTE und E_{gen} erhältlich. Nach Eliminieren von E_{gen} und Auflösen nach der CTE ergibt sich

$$CTE = \left(\frac{E_{oc}}{E_{nc}}\right)^{\frac{1}{S_{\mathrm{oc}}-S_{\mathrm{nc}}}} \tag{10.6}$$

Einbeziehen von OFFLINE für die CTE-Bestimmung

Für die Bestimmung der Energiepeaklage bietet sich bei OFFLINE wiederum das Unterprogramm GAINCL an, da dort die Energie des Referenzpeaks bestimmt wird. Die gemessenen Energien jeder Spalte können über die jeweilige Gain der Spalte nach Gleichung 10.1 berechnet werden. Allerdings greift GAINCL auf die CTE-Korrektur von OFFLINE zurück, indem es die Datei HK*FS.ctg einliest. Dieses Problem läßt sich umgehen, indem vorsichtshalber die CTE jeder Spalte auf 1.0 gesetzt wird. Dies bedeutet, daß die CTE-Korrektur bei der ersten Referenzpeakbestimmung nicht berücksichtigt wird.

Dies wird dadurch erreicht, daß im OFFLINE-Script ein Dummyfile CTEeq1-FS.ctg verwendet wird. Dieses Dummyfile muß formal wie die HK*FS.ctg-Files aufgebaut sein. Das wichtige Merkmal dieses Dummyfiles ist, das es für jede Spalte eine CTE von 1.0 enthält. Im OFFLINE-Script muß das Dummyfile den Namen des benötigten HK*FS.ctg-Files erhalten, damit es eingelesen wird. In der momentanen Implementierung liegt das Dummyfile im WORK-Verzeichnis und wird durch einen Kopier-Befehl im Script auf das benötigte HK*FS.ctg-File übertragen.

Auf diese Weise werden die Spektren für den Referenzpeak und die einzelnen Spalten ohne CTE-Korrektur erstellt . Die Spektren können im Timing Mode von OFFLINE gut erstellt werden, da hier nicht die Zeileninformation, sondern Energie- und Amplitude des Signals eine Rolle spielt. OFFLINE-Rohdatenplots von Messungen im Timing Mode befinden sich in Kapitel 12 in den Abbildungen 12.3 und 12.4.

10.2.2 Gain

Eine Bestimmung der relativen Verstärkung nach Gleichung 6.16 kann in OFFLINE mit GAINCL gemacht werden, indem die vorherige CTE-Korrektur außer Kraft gesetzt wird. In der Gainbestimmung soll eine CTE-Korrektur einbezogen werden. In die einzelnen Gainwerte sollen deshalb die für jede Spalte bestimmten ladungsverlustfreien Energien E_{gen} nach Gleichung 6.17 eingehen. Diese Energien gehen aus dem Gleichungssystem in 10.2.1 für die CTE-Korrektur hervor. Dieses Gleichungssystem kann nach E_{gen} aufgelöst werden, wodurch sich

$$E_{\text{gen}} = \left(\frac{E_{nc}^{S_{\text{oc}}}}{E_{oc}^{S_{\text{nc}}}} \right)^{\frac{1}{S_{\text{oc}} - S_{\text{nc}}}} \tag{10.7}$$

ergibt.

Wenn z.B. $\frac{E_{\text{nc}}}{E_{\text{oc}}} = 1.065$ und $m = 195$ und $n = 5$ ist, so ergibt sich: $E_{\text{gen}} = E_{\text{nc}}(1.065)^{\frac{5}{190}}$. Durch fünfmaliges Schieben zur Ausleseanode verringert sich die im Pixel durch Photonen erzeugte Ladungsenergie durch Ladungsverlust in diesem Beispiel um einen Faktor von ungefähr 1.00166.
Die erzeugte Ladungsenergie wird aufgrund der unterschiedlichen Spaltengain zu unterschiedlichen E_{gen} verstärkt. Die Gain wird nun nach Gleichung 6.17 mit E_{gen} berechnet.

10.2.3 Amplification

Die CTE-korrigierte Amplification ergibt sich nach Gleichung 6.19 ebenfalls über E_{gen}. Im Timing Mode kann die Referenzpeakbestimmung von OFFLINE ebenso wie im Full Frame Mode mit früheren Auswertungen von Schlitz-Messungen am FM1 verglichen werden. Verglichen wurde die über alle Spalten gemittelte absolute Verstärkung, also die Amplification ohne CTE-Korrektur, da nur für diese Verstärkung eine frühere Auswertung vorlag. Das Ergebnis dieses Vergleichs ist in Abbildung 10.2 zu sehen. Die Fehler sind kleiner als die Kreuz- und Sterngrößen des Plots. Die absolute Verstärkung wurde für die drei Energien Ti-K, Fe-K und Ge-K bestimmt (vgl. Tabelle 12.1). Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der OFFLINE-Berechnung mit GAINCL und der FLAG-Auswertung.

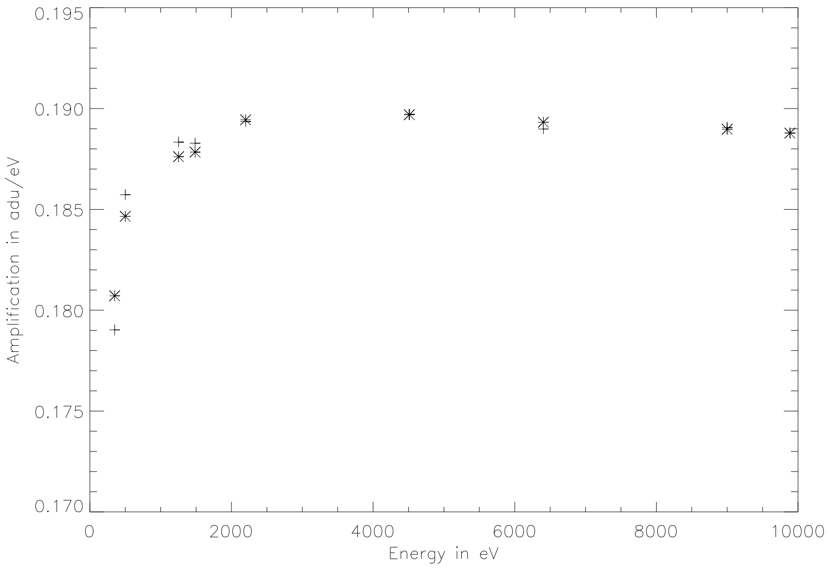

Abbildung 10.1: Vergleich der Amplification von Auswertungen mit OFFLINE (+) und FLAG ($\star$) im Full Frame Mode beim FM1 im Quadranten 0

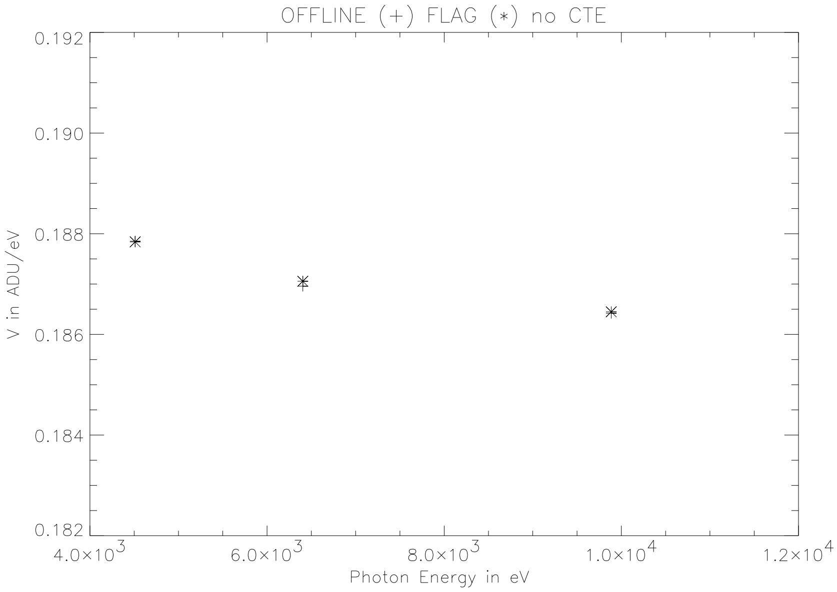

Abbildung 10.2: Vergleich der Amplification von Auswertungen mit OFFLINE (+) und FLAG ($\star$) im Timing Mode beim FM1 im Quadranten 0

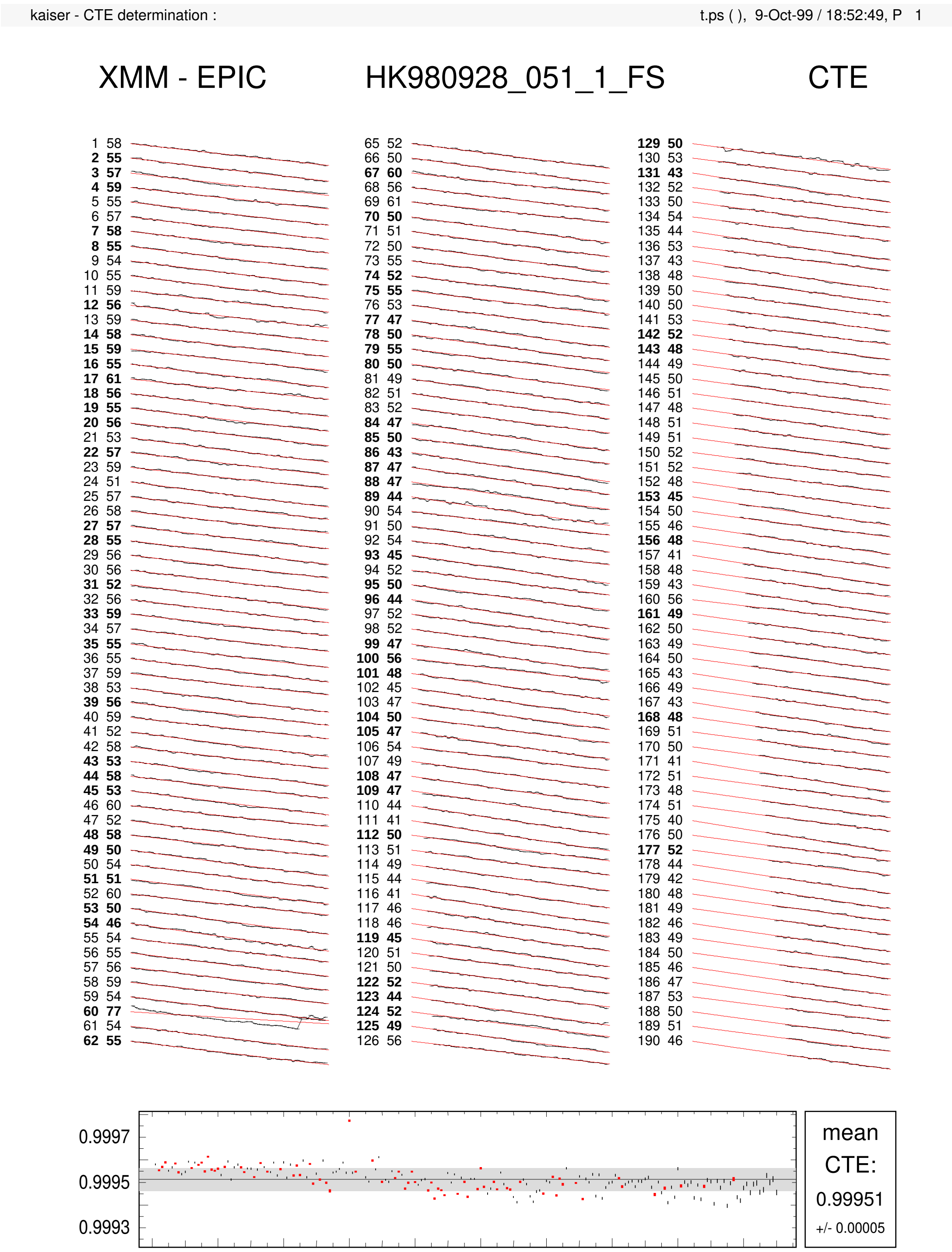

Abbildung 10.3: OFFLINE-CTE-Plot von einer Fe-K-Full-Frame-Messung am FM2 bei $-110°C$. Die CTE ist für die Spalten 1 bis 190 des Quadranten 1 angegeben. Die Kurven zeigen die Signalenergie in Abhängigkeit des Abstands zum CAMEX. Die erste Zahl vor der Kurve gibt die Spaltennummer und die zweite Zahl die CTE in der Form $(CTE - 0.999) \cdot 10^5$ an. Unten sind alle CTE-Werte mit ihren 1σ Fehlern aufgetragen, wodurch die CTE-Unterschiede zwischen den einzelnen Spalten deutlicher werden.

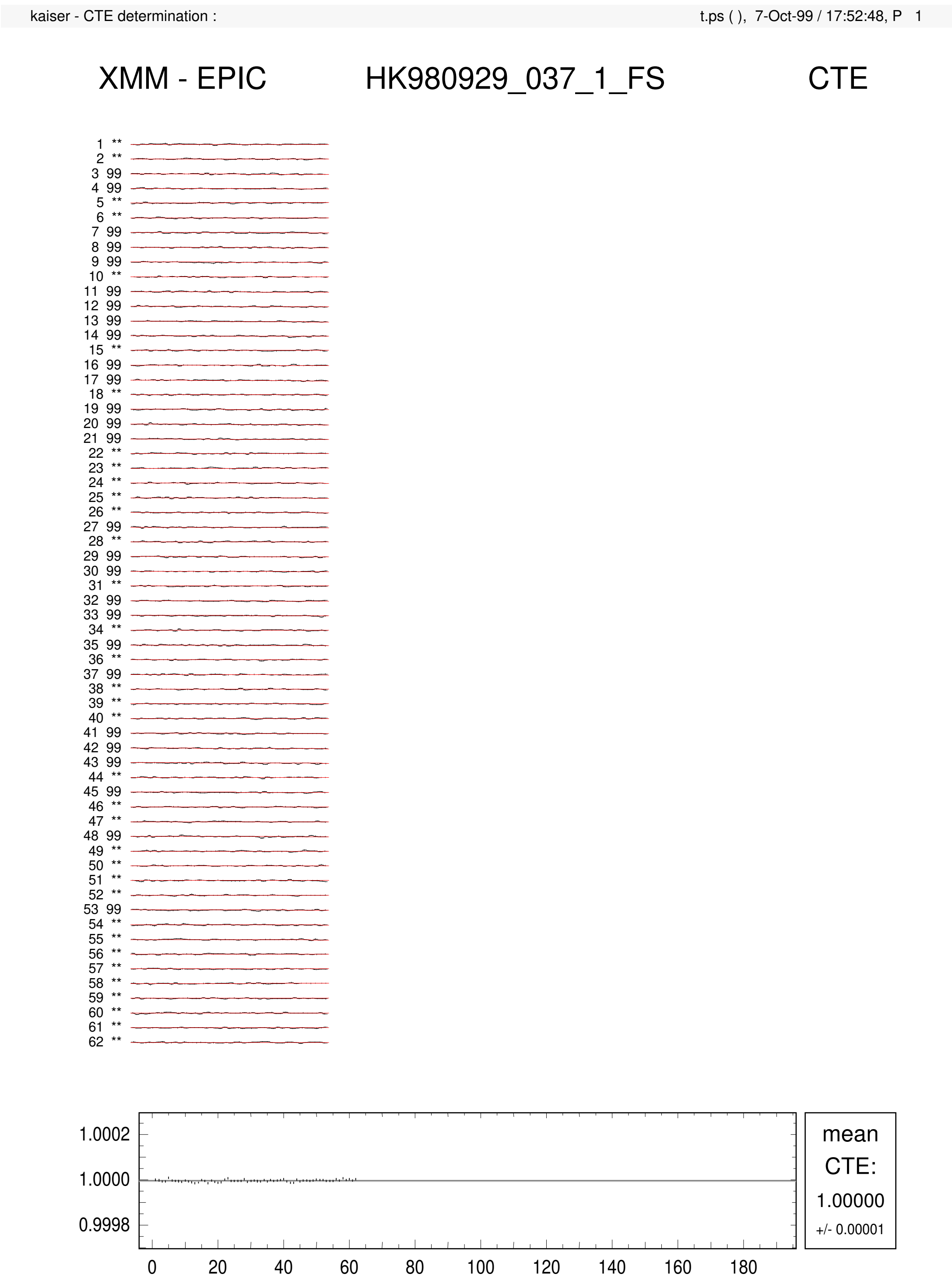

Abbildung 10.4: OFFLINE-CTE-Plot von einer Fe-K-Timing-Messung am FM2. Dargestellt ist die von OFFLINE bestimmte CTE im Quadranten 1 CCD 0. Die zwei Sterne hinter der Spaltennummer bedeuten, daß die CTE der entsprechenden Spalte bei 1.00000 liegt, ansonsten liegt sie bei 0.99999. Die von OFFLINE bestimmte CTE im Timing Mode ist zu gut.

Kapitel 11

IDL-Prozeduren für die Timing-Mode-Analyse

Da mit OFFLINE eine CTE-Bestimmung im Timing Mode nicht möglich ist, mußte im Rahmen dieser Arbeit eine Analyse-Software geschrieben werden. Aus OFFLINE geht hierbei das vorläufige Ergebnis aus den HK*FS.gain-Files ein. Das bedeutet im wesentlichen, daß aus OFFLINE hauptsächlich die Energiefits an die First-Singles-Spektren für jede Spalte aus der GAINCL-Prozedur eingehen. Das OFFLINE-Script wurde im dritten Schritt in der in Abschnitt 10.2.1auf Seite 61 beschriebenen Weise modifiziert und in TKOFFLINE umbenannt. Mit TKOFFLINE wird bei GAINCL keine CTE-Korrektur durchgeführt.

11.1 Vorbereitung der Timing-Mode-Analyse: TKTMCTEPREP

Für die Bestimmung des Zeilenschwerpunkts einer Schlitzbestrahlung und die Bestimmung der Bestrahlungsraten bedarf es eines erneuten Einlesens der Datensätze in den HK-Files, da OFFLINE hierzu keine Informationen liefert. Für diese Zwecke wurde im Rahmen dieser Arbeit das IDL-Programm TKTMCTEPREP geschrieben. Innerhalb des Programms kann gewählt werden, ob der Zeilenschwerpunkt einer Justagemessung oder die Meßdauer im Hinblick auf eine in TKTMAUTOCTE erfolgende Ratenberechnung bestimmt werden soll.

11.1.1 Bestimmung des Zeilenschwerpunkts

Damit der Zeilenschwerpunkt einer Timing-Schlitzmessung bestimmt werden kann, sollte für jede Schlitzmeßreihe im Timing Mode eine Full-Frame-Messung mit den jeweiligen zwei Schlitzpositionen zu Verfügung stehen, da im Full Frame Mode die Zeileninformation im Gegensatz zum Timing Mode vorliegt. Mit dem IDL-Programm TKTMCTEPREP kann der Zeilenschwerpunkt der Counts einer Schlitz- oder Teleskopbeleuchtung in den Positionen Near-CAMEX (nc) und Opposite-CAMEX (oc) bestimmt werden. Das HK-File wird eingelesen und verarbeitet mit den Prozeduren MKREADQUAD und MKREADRAWDATA, die hauptsächlich von M. Kuster (IAAT) geschrieben wurden. In MKREADQUAD werden die Daten eines Quadranten in der IDL-Struktur DATA abgelegt. Aus dieser Struktur können bestimmte Ereignisse herausgegriffen werden. So kann

für die Ereignisse ein bestimmter Energierahmen gewählt werden. Ebenso können bestimmte Spalten aus der Data-Struktur herausgegriffen werden.
Bei manchen Schlitzeinstellungen in Orsay wurde die NC-Einstellung und die OC-Einstellung aus Zeitgründen in ein HK-File gepackt, so daß sich mehrere Schlitzpositionen im Zeilenhistogramm der gesamten Messung überlagern (Siehe Abb. 11.1).

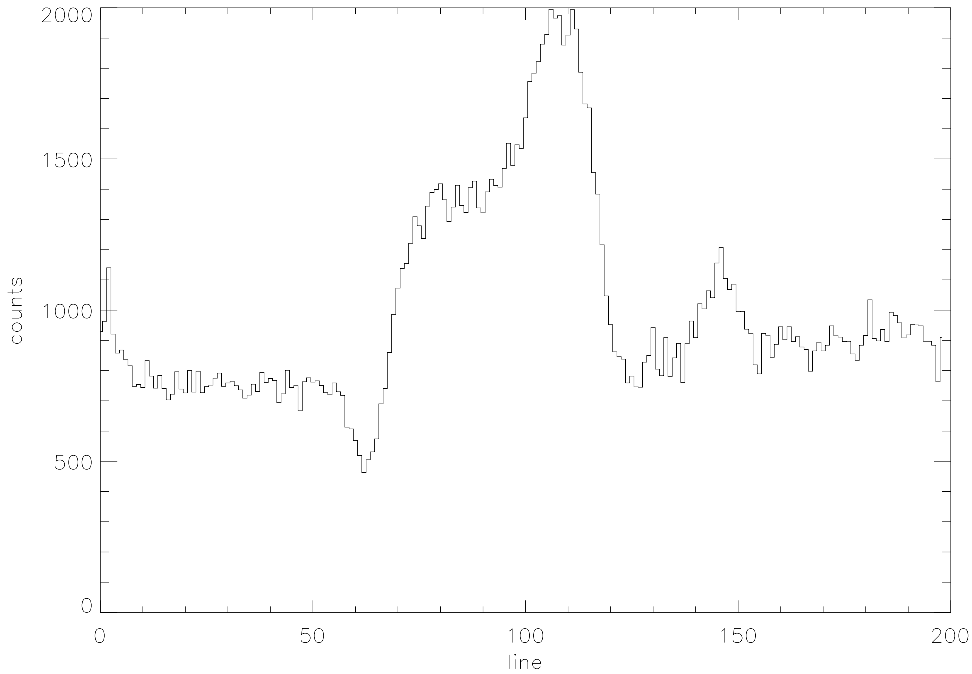

Abbildung 11.1: Zeilenhistogramm der Justagemessung HK981001.002 mit Überlagerung verschiedener Schlitzpositionen

Der korrekte Zeilenschwerpunkt der Schlitzeinstellung ist bestimmbar, wenn nur bestimmte zeitliche Abschnitte der Messung betrachtet werden. Wenn am Anfang der Messung, der Schlitz in der NC-Position eingestellt wurde, kann das Zeilenschwerpunkt bestimmt werden, wenn die in der DATA-Struktur enthaltene Zeit auf den Anfang der Messung beschränkt wird. Mit HISTOGRAM(DATA.LINE) wird ein Count-Histogramm über alle Zeilen erzeugt, damit sichtbar wird, wie sich die zeitliche Beschränkung äußert. Am Anfang sollte noch ein möglichst großer zeitlicher Rahmen gewählt werden, der nur durch die Meßdauer begrenzt ist. Ist der Zeitrahmen nicht zufriedenstellend, kann iterativ ein kleinerer Rahmen gewählt werden (Siehe Abb. 11.2).

Die Zeilenschwerpunktsberechnung erfolgt in den Unterprogrammen TKNCLINEWEIGHT und TKOCLINEWEIGHT nach

$$S = \frac{\sum C_i \cdot L_i}{\sum C_i} \tag{11.1}$$

Dabei sind C_i die Counts in der i-ten Zeile L_i. Die Ergebnisse der Schwerpunktsbestimmung werden in der IDL-Struktur CCDLINEWEIGHT abgelegt.

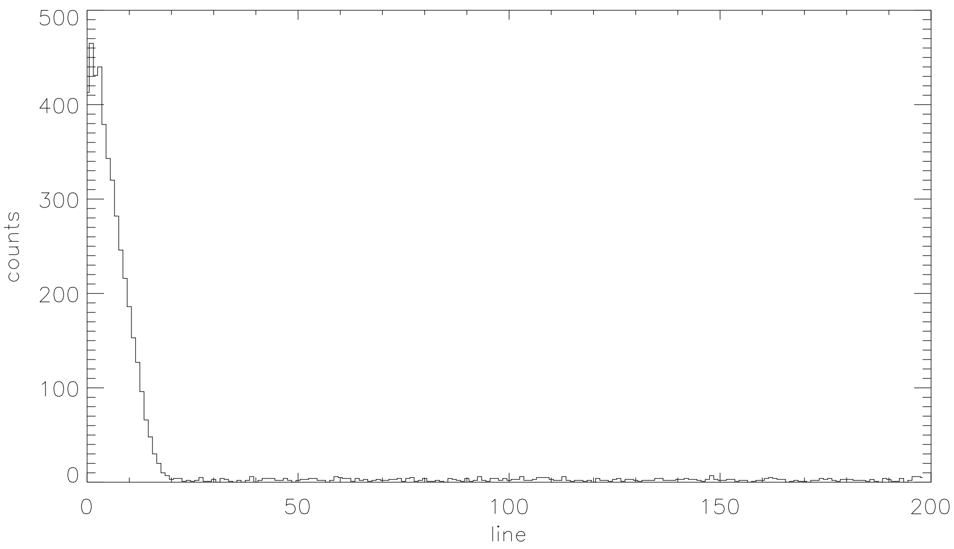

Abbildung 11.2: Zeilenhistogramm der Cu-K-Full-Frame-Messung HK981001.002 mit einem an die NC-Schlitzposition angepaßten zeitlichen Rahmen

11.1.2 Ratenbestimmung

Da OFFLINE keine Angaben zu den Raten einer Bestrahlung liefert, müssen hierfür auch wieder die HK-Files der zu untersuchenden Timing-Messung eingelesen werden. Für eine sinnvolle Aussage zur Ratenabängigkeit sollten die Raten der beiden für die CTE-Bestimmung benötigten Schlitzmessungen ungefähr gleich sein. Die beiden Files dürfen sich nur in ihrer Schlitzposition nc und oc unterscheiden. Auf eine Anfrage bezüglich der Ratenangabe in OFFLINE baute K. Dennerl in die Ausgabe der HK*FS.gain-Files noch in den letzten beiden Spalten die durch First Singles akkumulierte Energie in ADU und die Anzahl der First Singles für jeden Kanal ein. All-Events-Raten ergeben sich, wenn für GAINCL anstatt der HK*FS.fits-Files die normalen HK*.fits-Files genommen werden.
Um eine First-Singles-Rate für jeden Kanal zu bestimmen, muß deswegen nur noch die Meßzeit bestimmt werden, die OFFLINE nicht liefern kann. Dazu wurde ein von M. Kuster am IAAT geschriebenes IDL-Programm MKSTATISTICS in TKTMCTEPREP eingebaut und um die Prozedur TKTIMECORRECTION erweitert. Ein Problem bei der Bestimmung der Meßzeit, ist das eventuelle Auftreten von Swaps im Timecounter. Diese sind als Sprünge im Zeitzähler erkennbar. Sprünge in Form eines kurzen Pulses, der zwischen zwei Events den Zeitzähler nach oben schnellen läßt und dann nach ein paar Events wieder zur ursprünglichen Zeitzählung zurückkehrt, sind zu ignorieren. Lineare Sprünge sind zu berücksichtigen. Hierbei läuft der Zeitzähler über und fängt beim nächsten Event bei einer früheren Zeit (Idealerweise bei 0 sec) an zu zählen. Dadurch zerfällt die Zeitzählung in den Zeitabschnitt vor dem Swap und den Zeitabschnitt nach dem Swap. Beide Abschnitte sind zu addieren, damit sich die richtige Meßzeit ergibt. Die Meßzeit wird in der IDL-Struktur CCDSTAT als DURATION abgelegt.

11.2 Automatisierung der Analyse mit TKTMAUTOCTE

Mit den Prozeduren, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden, konnte die Bestimmung von CTE, Gain und Amplification im Timing Mode erstmals automatisiert werden. Der schematische Aufbau von TKTMAUTOCTE befindet sich in Abbildung 11.3

11.2.1 Der Common-Block: PARAMETER.CMM

Die CTE, die Gain und die Amplification werden jeweils als fünfdimensionale Arrays untersucht. Die Dimensionen dieses Arrays sind über einen IDL-Common-Block PARAMETER.CMM und TKPARAMETERSET.PRO definiert. Die erste Dimension ist die Temperatur, da es Messungen bei $-110°C$, bei $-100°C$ und bei $-90°C$ gibt. Die Temperatur-Dimension wird in TKPARAMETERSET.PRO als eindimensionales Array mit dem Namen TEMPERATURES definiert, das diese drei Temperaturwerte enthält. Die zweite Dimension ist der Linienname, da Messungen bei verschiedenen Linienenergien gemacht wurden und eine Energieabhängigkeit untersucht werden soll. In TKPARAMETERSET ist diese Dimension mit dem Array TARGETS realisiert. Des weiteren gibt es dort das Array ENERGIES, das die Energie des Targets in eV enthält. Die dritte Dimension ist die Rate. Sie wird als Array RATES mit den Werten low, medium und high definiert. Die vierte Dimension QUADRANTS enthält die Werte 0 und 1 und die fünfte Dimension ist durch die 192 Spalten eines Quadranten gegeben.

11.2.2 Einlesen der Logbuchdatei

Für die Analyse der Daten werden bestimmte Angaben zu den auszuwertenden Messungen benötigt. Diese Angaben müssen in einer bestimmten Form in ein ASCI-File eingetragen werden, so daß es von TKTMAUTOCTE eingelesen werden kann. Für das FM1 wurden die Logbuchdaten in die Datei FM1.dat und für das FM2 in die Datei FM2.dat geschrieben. Aus dieser Logbuchdatei werden für die weitere Datenprozessierung der Linienname (Fe-K, Cu-K, ...), der Zeilenschwerpunkt der Messung, die Position (nc, oc), die Temperatur, die Meßdauer, die Größenordnung der Rate (high, medium, low) und der Name des einzulesenden HK*FS.gain-Files aus OFFLINE benötigt. Das gesamte ASCI-File wird in der IDL-Struktur GAININFO abgelegt.

11.2.3 Einlesen der Gainfiles aus OFFLINE

Mit der Prozedur TKGAIN und der Unterprozedur TKGAINREAD werden die HK*FS.gain-Files aus dem OFFLINE-Unterverzeichnis WORK eingelesen und in IDL-Struktur mit dem Namen GSTRUCT verpackt. GSTRUCT enthält in ENERGYREF den Referenzpeak in ADU, in COLUMN die Spaltennummer, in GAIN die Gainwerte jedes Kanals, in SIG ihre Fehler, in ENERGYACC die akkumulierten Energien jedes Kanals (vgl. Abschnitt 11.1.2) und in DURATION die Meßzeit aus der GAININFO-Struktur (vgl. Abschnitt 11.1.2). Jetzt liegen die Ergebnisse der OFFLINE-Prozedur GAINCL in einer IDL-Datenstruktur vor, mit der in IDL weitergerechnet werden kann. Für die Berechnung von CTE, Gain und Amplification pro Kanal wird der gemessene Energiepeak jedes Kanals benötigt.

Die Energie in jeder Spalte kann nach Gleichung 10.1 berechnet werden. Dies geschieht in TKGAIN mit der Funktion TKENERGY. TKENERGY wird die Struktur GSTRUCT übergeben. Neben der Energie wird in TKENERGY eine Rate für jeden Kanal nach 11.1.2 berechnet. Die für die weitere Analyse benötigten Größen werden in der Struktur ESTRUCT abgespeichert. Insbesondere enthält sie in COLUMN die Spaltenbezeichnung, in ENERG die Energie jeder Spalte, in SIGENERG ihren Fehler und in RATE die Rate in jeder Spalte. Die Struktur ESTRUCT wird an TKGAIN zurückgeben und kann nach Beendigung dieses Unterprogramms vom Hauptprogramm TKTMAUTOCTE verwendet werden.

11.2.4 Suche nach NC-OC-Paaren

TKTMAUTOCTE sucht sich aus der GAININFO-Struktur die zwei zueinandergehörenden Schlitzmessungen heraus, die sich nur durch ihre Schlitzposition (nc und oc) und ihren HK-File-Namen unterscheiden. Wenn es zwei Messungen gibt, die sich nur durch ihren Namen unterscheiden, wird schon beim Einlesen der Logbuchdatei von IDL ein Fehler gemeldet. Die Paarsuche geschieht, indem alle Werte der Parameter TEMPERATURES(ii), TARGETS(iii), RATES(iv) und QUADRANTS(v) jeweils mit einer FOR-Schleife durchlaufen werden und mit der Information aus der GAININFO-Struktur verglichen werden. Ist ein NC-OC-Paar gefunden, so werden die Energieinformationen und andere relevante Daten dieses Paares für die Berechnung der CTE und die Korrektur der Gain- und Amplification in der Struktur SLITPAIR verpackt.

11.2.5 Berechnung der CTE und die Korrektur der Gain

Die Struktur SLITPAIR wird nun an TKCTEGAINCALC übergeben. Hier wird zuerst die CTE nach Gleichung 10.6 berechnet. Der Fehler der CTE wird nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet zu:

$$\sigma_{CTE} = \frac{CTE}{S_{\mathrm{oc}} - S_{\mathrm{nc}}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_{oc}}}{E_{oc}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_{nc}}}{E_{nc}}\right)^2} \qquad (11.2)$$

Für die Berechnung der CTE-korrigierten Gain und Amplification wird nach Gleichung 6.17 und 6.19 die generierte Energie E_{gen} benötigt. Diese wird in TKCTEGAINCALC nach Gleichung 10.7 berechnet. Ihr Fehler $\sigma_{E_{\mathrm{gen}}}$ ergibt sich mittels Fehlerfortpflanzung zu

$$\sigma_{E_{\mathrm{gen}}} = \frac{E_{gen}}{S_{\mathrm{oc}} - S_{\mathrm{nc}}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_{oc}} \cdot S_{\mathrm{nc}}}{E_{oc}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_{nc}} \cdot S_{\mathrm{oc}}}{E_{nc}}\right)^2} \qquad (11.3)$$

Für die Berechnung der Gain wird als Referenzenergie der gewichtete Mittelwert von E_{gen} über alle Kanäle $\langle E_{\mathrm{gen}} \rangle$ verwendet:

$$\langle E_{\mathrm{gen}} \rangle = \frac{\sum \omega \cdot E_{\mathrm{gen}}}{\sum \omega} \qquad (11.4)$$

Dabei ist das Gewicht jedes Kanals durch seinen Energiefehler bestimmt:

$$\omega = \frac{1}{\left(\sigma_{E_gen}\right)^2} \tag{11.5}$$

Verrauschte oder nicht belichtete Kanäle sollen kein Gewicht haben. Der Fehler von $\langle E_{\mathrm{gen}} \rangle$ ergibt sich zu

$$\sigma_{\langle E_{gen} \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\sum \omega}} \tag{11.6}$$

Nach der Fehlerfortpflanzung wird der Gainfehler in TKCTEGAINCALC nun bestimmt durch:

$$\sigma_{gain} = Gain \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\langle E_{gen} \rangle}}{\langle E_{gen} \rangle}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_{gen}}}{E_{gen}}\right)^2} \tag{11.7}$$

11.2.6 Ausgabe der Ergebnisse

Die Untersuchung der Parameterabhängigkeit von CTE und Amplification erfolgt über die fünfdimensionalen Datenarrays. Damit nicht alle Arrays einzeln übergeben werden müssen, werden sie in der Struktur TM zusammengefaßt. Die Energie- und Ratenabhängigkeit wird für die CTE mit den Plottingroutinen TKCTE-EPLOT bzw. TKCTE-RPLOT und für die Amplification mit TKAMP-EPLOT bzw. TKAMP-RPLOT für alle Spalten dargestellt. Die Plots werden in ein X-Window auf den Monitor gesetzt und können wahlweise auch als Postscript-File ausgegeben werden. Wird das Hauptprogramm mit TKTMAUTOCTE, TM=TIMINGMODE aufgerufen, so sind die Ergebnisse nach dem Programmdurchlauf auf der IDL-Kommandoebene aus der TM-Struktur in diesem Fall unter dem Namen TIMINGMODE abrufbar.

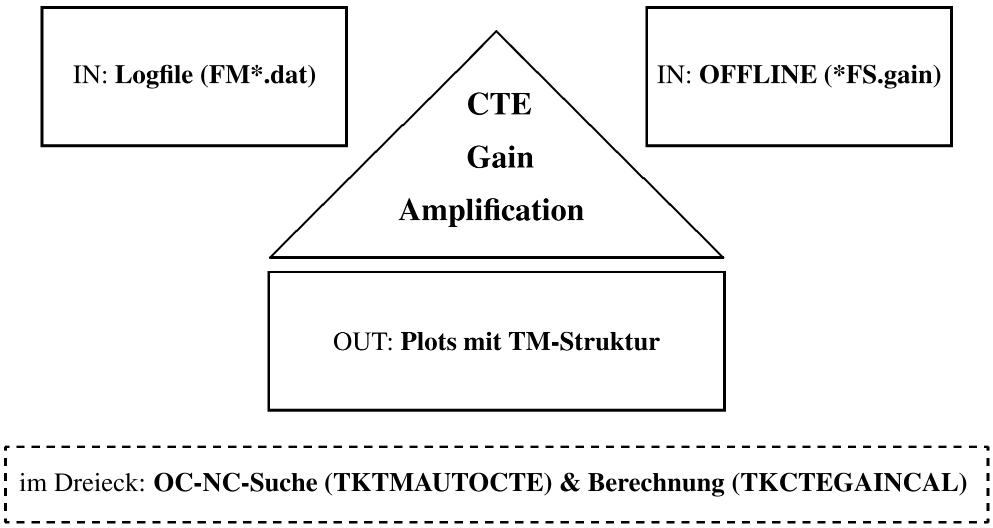

Abbildung 11.3: TKTMAUTOCTE als schematischer Überblick

Kapitel 12

Kalibrationskampagnen am Boden

Zwei Flugmodelle des pn-CCDs wurden in verschiedenen Meßkampagnen unter der Leitung von U. Briel vom MPE an verschiedenen Anlagen kalibriert [vgl. Veröffentlichung (Briel 1999)]. Beide Modelle wurden für den Einsatz auf XMM gebaut und werden deswegen als erstes und zweites Flugmodell (FM1 und FM2) bezeichnet. Auf XMM befindet sich das FM2, da beim FM1 nach einem Thermal-Vakuum-Test im CCD 1 von Quadrant 0 ein Kurzschluß aufgetreten war, der nicht mehr zu beheben war. Da durch diesen Kurzschluß detektierte Ladung abfließt, ist das gesamte CCD 1 in diesem Quadranten des FM1 unbrauchbar. Beim FM1 wurden die meisten Kalibrationsmessungen in München Neuried an der PANTER-Testanlage des MPE durchgeführt. Die für den Timing Mode wichtigen Schlitzmessungen wurden vor dem Start an den Anlagen des Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) bei Paris in Orsay gemacht. Beim FM2 wurden die Kalibrationsmessungen nicht an der PANTER-Anlage, sondern am Berliner Synchrotron der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (BESSY) und am IAS in Orsay durchgeführt.

12.1 Kalibration am BESSY

Am BESSY wurde von R. Hartmann Kalibrationsmessungen durchgeführt, um die Quanteneffizienz des pn-CCDs zu bestimmen. An einem Monochromator wurden Spektren im Full-Frame-Single-Photon-Counting-Mode aufgenommen. Getestet wurden verschiedene Implantationsprofile des p-dotierten Eintrittsfensters bei Si$\langle 100 \rangle$ und Si$\langle 111 \rangle$. Aufgrund der dünnen p-Schicht haben die verschiedenen CCDs alle eine Quanteneffizienz von mehr als 90% [vgl. Veröffentlichung (Hartmann 1999)].

12.2 Kalibration in Orsay

Am Synchrotron des IAS in Orsay wurde die Quanteneffizienz des ersten Flugmodells bestimmt. Außerdem wurden hier das Detektorverhalten von beiden Flugmodellen in den verschiedenen Auslesemodi untersucht. Schlitzmessungen im Timing Mode wurden am IAS beim FM1 im Mai und Juni und beim FM2 im September und Oktober 1998 durchgeführt.

Die Fluoreszenzröntgenröhre

Neben den zwei Speicherringen in Orsay, die Synchrotronstrahlung erzeugen, wird eine Fluoreszenzröntgenröhre betrieben, mit der Linienstrahlung im Röntgenbereich erzeugt werden kann. Mit einer konventionellen Rhodium-Röntgenröhre wird einer Target bestrahlt. Diese Röntgenstrahlung löst Elektronen aus den inneren Schalen der Targetmoleküle heraus. Elektronen von äußeren Schalen werden die energetisch günstigeren inneren Schalen auffüllen und dabei charakteristische Linienstrahlung abgeben. Der Vorteil dieser Fluoreszenzröntgenröhre ist, daß die Linienstrahlung nicht mit der von Elektronen erzeugten Bremsstrahlung überlagert ist wie bei einer konventionellen Röntgenröhre. Im folgenden wird mit K die K-α-Strahlung und mit L die L-α-Strahlung abgekürzt.

Schlitzmessungen im Timing Mode

Am FM1 wurden mit der Fluoreszenzröntgenröhre im Timing Mode bei den in Tabelle 12.1 angegebenen Linien Schlitzmessungen in den zwei Positionen NC und OC gemacht.

Tabelle 12.1: TM-Schlitzmessungen am FM1 in Orsay

Linie	Ti-K	Fe-K	Ge-K
E in keV	4.511	6.404	9.886
T in $°C$	- 110	- 110	- 110

Für eine Untersuchung der Ratenabängigkeit von CTE und Amplification eignen sich von diesen Messungen nur die bei Fe-K und Ge-K, da hier immerhin jeweils drei verschiedene Raten gemessen wurden. Sämtliche Messungen fanden bei einer CCD-Temperatur von $-110°C$ statt.

Am FM2 wurden bei den in Tab. 12.2 angegebenen Linien Schlitzmessungen vorgenommen.

Tabelle 12.2: TM-Schlitzmessungen am FM2 in Orsay

Linie	Fe-K	Cu-K
E in keV	6.404	8.048
T in $°C$	- 110 / 100	- 110 / 90

Der Schlitz, der in Orsay verwendet werden konnte, war so breit, daß damit über 50 Zeilen des Detektors bestrahlt wurden. Eine schmalere Belichtung in den NC-OC-Positionen konnte erreicht werden, indem der Rand eines Quadranten gerade noch bestrahlt wurde (vgl. Abb. 11.2 und Abb. 12.1).

Das CCD wurde bei Fe-K und Cu-K jeweils mit zwei verschiedenen Raten bestrahlt, die aber zum Teil sehr nahe beieinander lagen. Cu-K wurde einmal bei der tatsächlichen Orbitbetriebstemperatur von $-90°C$ und bei $-110°C$ vermessen, während mit Fe-K bei $-100°C$ und $-110°C$ jeweils eine Meßreihe vorgenommen wurde. Dadurch ist eine

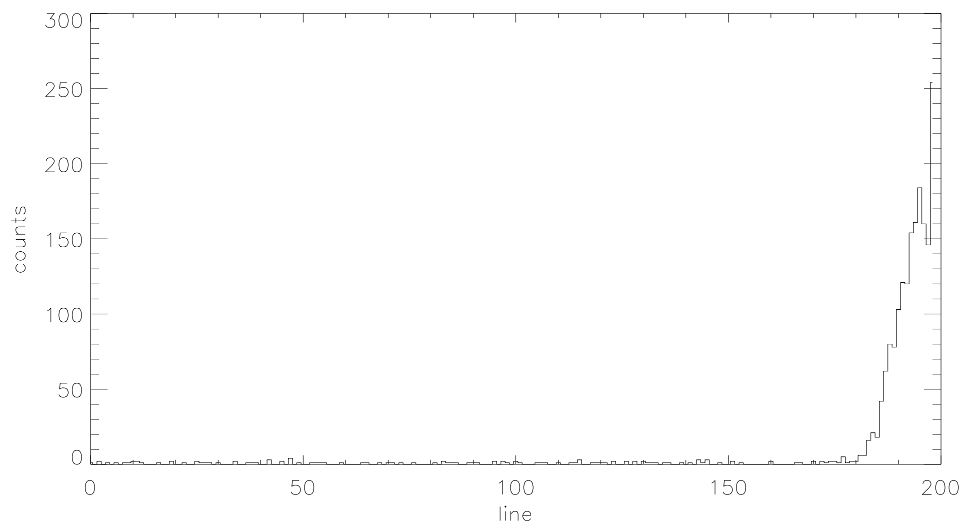

Abbildung 12.1: Zeilenhistogramm der Justagemessung HK981001.002 in Orsay mit einer OC-Schlitzposition

Untersuchung der Energieabhängigkeit beim FM2 nur bei $-110°C$ möglich.

Mit den oben gemessenen Energien läßt sich natürlich keine umfassende Aussage über die Energieabhängigkeit der CTE machen. Aus Zeit- und Prioritätsgründen konnten vor dem XMM-Start sowohl beim FM1 als auch beim FM2 nicht mehr Schlitzmessungen bei verschiedenen Energien im Timing Mode gemacht werden. Im Full Frame Mode zeigte sich eine deutliche Absenkung der CTE zu niedrigeren Energien. Um eine derartige Abhängigkeit auch im Timing Mode zu überprüfen, wurden im Februar und März 2000 im Rahmen dieser Diplomarbeit an der PANTER-Anlage des MPE weitere Messungen hierzu durchgeführt.

12.3 Kalibration an der PANTER-Anlage

Die PANTER-Anlage wurde eigens für die Kalibration von Röntgenteleskopen in den späten 70er Jahren gebaut, da damals die Kalibration des ersten deutschen Röntgensatelliten ROSAT anstand. Das besondere an der PANTER-Anlage ist, daß dort das gesamte EPIC-pn-Detektorsystem mit Teleskop getestet werden kann, da die Vakuumkammer eine Länge von 12 m und einen Durchmesser von 3.5 m hat. Die Eichquelle ist eine konventionelle Röntgenröhre, bei der Elektronen auf ein Target auftreffen. Aufgrund der Abbremsung der Elektronen am Targetpotential wird auch Bremsstrahlung erzeugt. Die Röntgenstrahlen der Eichquelle fallen nach dem Durchqueren einer 130 m langen evakuierten Röhre nahezu parallel auf den Detektor in der Vakuumkammer. An der PANTER-Anlage wurden während der ersten Kalibrationskampagne 1998 für das FM1 hauptsächlich die für die Standardmodi wichtigen Flatfield-Messungen gemacht.

Schlitzmessungen im Timing Mode

Vom 21. bis 27. Februar und vom 27 bis 29. März 2000 konzentrierten sich die

PANTER-Messungen am FM1 auf Timing-Schlitzmessungen. Diese Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Der Schlitz, der an der PANTER-Anlage verwendet werden konnte, führte zu einer Bestrahlung von ca. sieben Zeilen (vgl. Abb. 12.2).

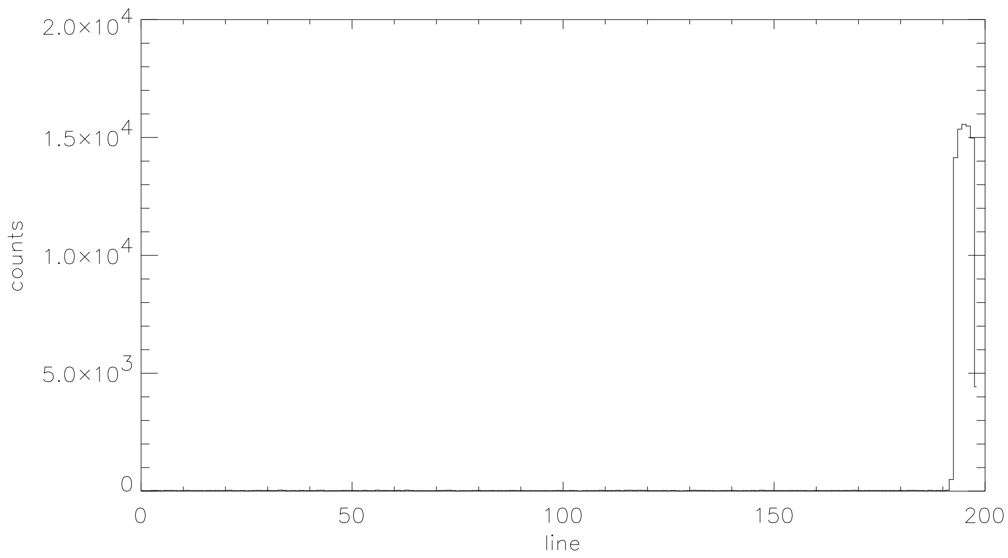

Abbildung 12.2: Zeilenhistogramm der Justagemessung HK000222.019 an der PANTER-Anlage mit einer OC-Schlitzposition

Eine erste Überprüfung aller Messungen erfolgte gleich vor Ort während der Messungen mit der von G. Hartner und A. Kercek in IDL geschriebenen Software ONLINE. Mit ONLINE kann durch Einstellen des entsprechenden Energiefilters überprüft werden, ob durch eine zu hohe Rate ein überhöhter Pile-Up-Anteil im Spektrum vorhanden ist. Wenn die Rate zu hoch für die elektronische Verarbeitung ist, so kann dies mit der Houskeeping-Software EGSE von S. Müller (MPE) festgestellt werden. Dies ist der Fall, wenn der Above-Threshold-Counter (Ax-ATHRC) und der FIFO-Read-Counter (Ax-FIFRC) unterschiedliche Raten anzeigen. Jede Einzelmessung wurde im sogenannten Housekeeping-Format auf ein JAZ-Drive abgespeichert. Die Housekeeping-Daten wurden im Anschluß an die Messungen auf CD gebrannt. Ein Housekeeping-File, das den Namen HK000328.004 trägt, ist das 4. File, das am 28.3.2000 abgelegt wurde. Gleichzeitig wurde ein Logbuch handschriftlich verfaßt, das die an die Kamera gegebenen Kommandos enthält. Im Februar und März 2000 wurden am FM1 TM-Schlitzmessungen bei den in Tab. 12.3 angegebenen Linien gemacht.

Für eine Untersuchung der Ratenabängigkeit von CTE und Amplification wurden Messungen bei verschiedenen Raten bei Cu-L, Al-K, Ti-K, Fe-K und Cu-K gemacht. Die höchste Rate war durch die Leistung der Röntgenquelle begrenzt. Ohne Teleskop können generell nicht so hohe Raten erreicht werden. Dahingegen kann mit Teleskop-Fokusmessungen nur in den Pixeln, die vom Maximum der PSF bedeckt werden, eine hohe Rate erzielt werden. Teleskopmessungen können mit TKTMCTEPREP und

Tabelle 12.3: TM-Schlitzmessungen am FM1 an der PANTER-Anlage

Linie	Cu-L	Mg-K	Al-K	Si-K
E in keV	0.930	1.254	1.487	1.739
T in $^\circ C$	- 90	- 90	- 90	- 90

Linie	Mo-L	Ti-K	Fe-K	Cu-K
E in keV	2.293	4.511	6.404	8.048
T in $^\circ C$	- 90	- 90	- 90	- 90

TKTMAUTOCTE ausgewertet werden. An der PANTER-Anlage wurden im März 2000 mit dem Cu-K Target Fokusmessungen bei drei verschiedenen Raten durchgeführt, um zu testen, ob sich Fokusmessungen für eine Untersuchung der Ratenabhängigkeit bei höheren Raten eignen (Siehe Abschnitt 14.3).

Die Messungen fanden alle bei der Orbit-Betriebstemperatur von $-90^\circ C$ statt. Abbildung 12.4 ist ein Rohdatenplot mit OFFLINE von einer OC-Schlitzmessung, die im März an der PANTER-Anlage gemacht wurde. Die dazugehörige NC-Schlitzmessung befindet sich in Abbildung 12.3. Während der Fe-K-Peak in den Abbildung unten rechts bei der NC-Messung deutlich über 1200 ADU liegt, befindet er sich bei der OC-Messung deutlich unter 1200 ADU. Daraus wird ersichtlich, daß die OC-Messung einen höheren Signalverlust durch den größeren Schiebeweg besitzt.

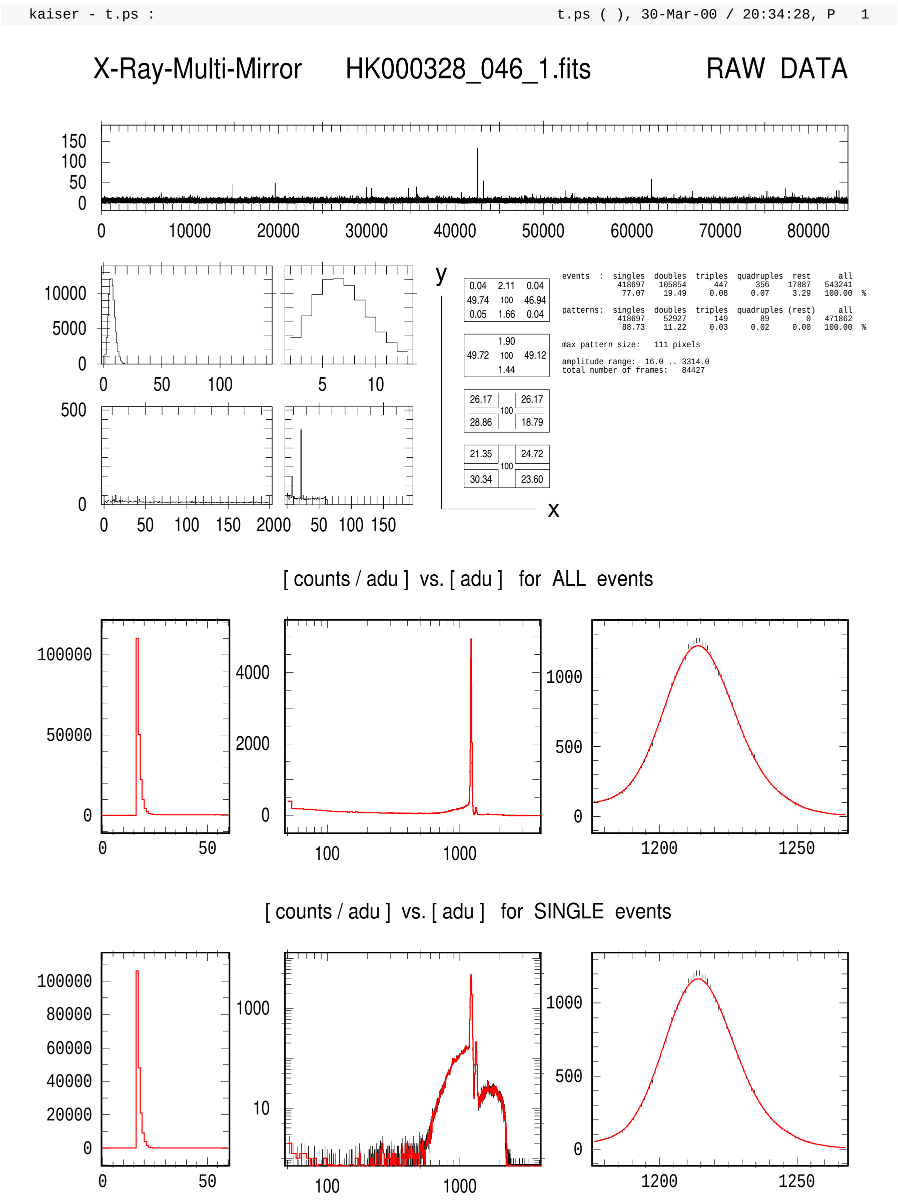

Abbildung 12.3: OFFLINE-Rawdata-Plot von einer Fe-K-Timing-Messung am FM1 mit Schlitz in der NC-Position. Bei diesem Plot, der z.B. oben rechts auch noch eine Statistik der Split Events zeigt, soll hier nur der Plot des Fe-K Peaks für Single Events unten rechts interessieren. Das Maximum der Amplitude in Counts/ADU liegt bei ca. 1215 ADU. Bei der OC-Messung (vgl. Abb. 12.4) liegt die Peakenergie mit ca. 1135 ADU deutlich niedriger.

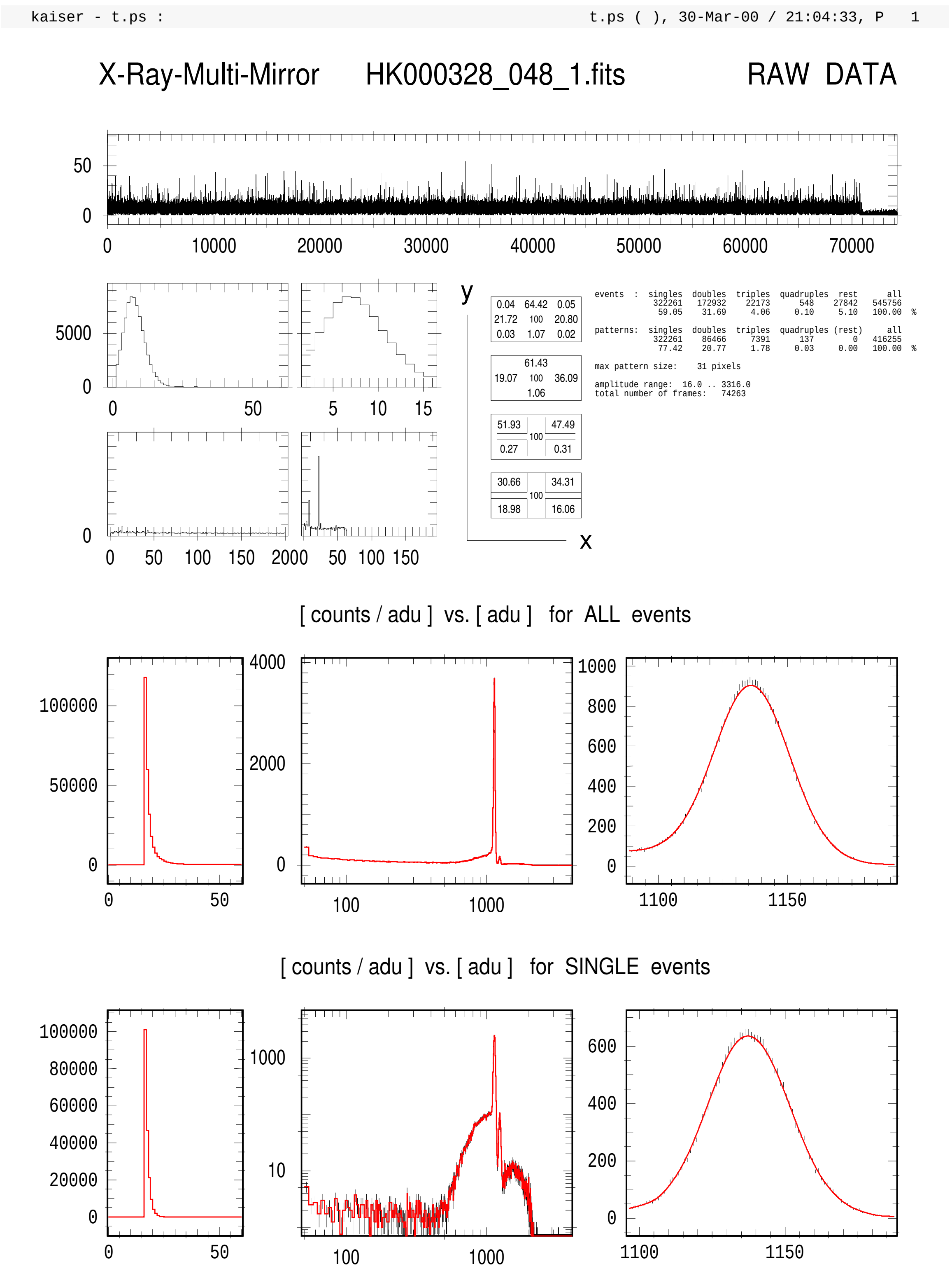

Abbildung 12.4: OFFLINE-Rawdata-Plot von einer Fe-K-Timing-Messung am FM1 mit Schlitz in der OC-Position. Der Fe-K Peak unten rechts liegt mit 1135 ADU deutlich niedriger als bei der NC-Messung mit 1215 ADU (vgl. Abb. 12.3).

Kapitel 13

Ergebnisse der Kalibration des Timing Modes

Die Fehler der folgenden Plots wurden aus den in OFFLINE berechneten Fehlern σ_{Gain} nach den Gaußschen Gesetzen der Fehlerfortpflanzung bestimmt. Diese Fehlerrechnung wird in Abschnitt 11.2.5 beschrieben. Wenn keine Punkte für den Plot verwendet werden, werden diese von den Plotsymbolen überdeckt.

13.1 Analyse beim FM2

Für die CTE-Berechnung des FM2 im Timing Mode konnten nur die in Tabelle 12.2 aufgelisteten Schlitzmessungen von Orsay 12.2 verwendet werden. Andere Timing-Mode-Schlitzmessungen am FM2 stehen nicht zu Verfügung. Bei der Orbitbetriebstemperatur von $-90°C$ konnten die vier Datensätze HK981006.024 bis HK981006.027 verwendet werden.

13.1.1 FM2: Ratenabhängigkeit

Die Messungen mit Cu-K bei $-90°C$ fanden mit zwei leicht verschiedenen Raten statt. Die ursprünglichen mittleren First-Singles-Raten pro Spalte von 6457.4 ADU/sec und 7953.4 ADU/sec wurden in Counts/sec zu 4.2 cts/sec bzw. 5.2 cts/sec umgerechnet. Das ergibt auf 64 Spalten eine mittlere First-Singles-Rate von 268.8 cts/sec bzw. 332.8 cts/sec. Mit allen Events ergibt sich eine höhere Rate von ca. 909 cts/sec bzw. 1306 cts/sec

Amplification und inverse Gain bei Cu-K

Die Amplification stellt laut Gleichungen 6.19 und 6.17 nichts anderes dar, als eine inverse Gain. Der Unterschied besteht darin, daß sich die Amplification auf die eingestrahlte Energie in eV bezieht, während sich die inverse Gain auf den Energiemittelwert aller Spalten bezieht. Dieser Unterschied erklärt auch, warum das mittlere Verhältnis bei den verschiedenen Raten bei der inversen Gain mit 1.0001(56) (vgl. Abb. 13.1) und der Amplification mit 0.9980(56) (vgl. Abb. 13.2) anders ist. Während die eingestrahlte Energie bei beiden Raten mit 8048 eV dieselbe bleibt, verändert sich der Energiemittelwert $\langle E_{\mathrm{gen}} \rangle$ zwischen den beiden Raten. Da dieser Mittelwert über alle Spalten aber nur als Referenz dient und keine physikalischen Aussagen macht, ist die Untersuchung von Raten- und Energieabhängigkeit der Verstärkung mit der Amplification sinnvoller als mit der Gain. Die Auswertung dieser zwei Messungen suggeriert bei der Amplification eine leichte Abnahme mit der höheren Rate (vgl. Abb. 13.2).

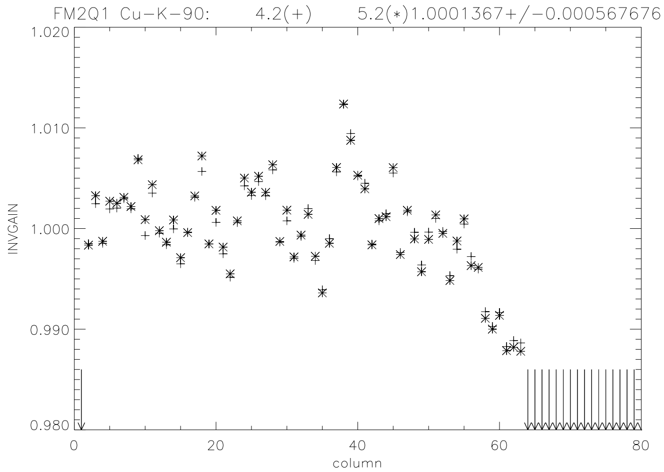

Abbildung 13.1: FM2-Analyse: Ratenabhängigkeit der reziproken Gain bei Cu-K. Raten wie in Abb.13.2

CTE bei Cu-K

Wie aus den Abbildungen 13.4 und 13.5 ersichtlich ist, nimmt die CTE von 909 cts/sec auf 1306 cts/sec mit einem mittleren Faktor von 1.000002(4) nicht signifikant zu.

Fazit

Bei der Betriebstemperatur von $-90°C$ sowie bei $-110°C$ war keine starke Abhängigkeit sowohl der Amplification und als auch der CTE von der Rate feststellbar. Aufgrund der wenigen Messungen sind allerdings keine sicheren Aussagen möglich.

13.1.2 FM2: Energieabhängigkeit

Die Energieabhängigkeit ist beim FM2 nur bei $-110°C$ analysierbar, da Cu-K ansonsten nur bei $-90°C$ und Fe-K nur bei $-100°C$ gemessen wurde.

Amplification bei mittlerer Rate

Wie auch schon in den früheren Auswertungen am FM1 von M. Kirsch festgestellt wurde, fällt die Amplification von Fe-K zu höheren Energien ab (vgl. Abschnitt 10.2.3). Die Amplification nimmt von 6404 eV auf 8048 eV im Mittel um den Faktor 0.9951(8) ab (vgl. Abb. 13.6). Die schwächere Verstärkung bei höheren Energien könnte nach der wiss. Arbeit (Kirsch 1998) auf Sättigungseffekte in der Elektronik zurückgeführt werden.

CTE bei mittlerer Rate

Die CTE hingegen nimmt von 6404 eV nach 8048 eV im Mittel um den Faktor 1.000017(55) signifikant zu. Dieses Ergebnis ist den Abbildungen 13.8 und 13.9 zu

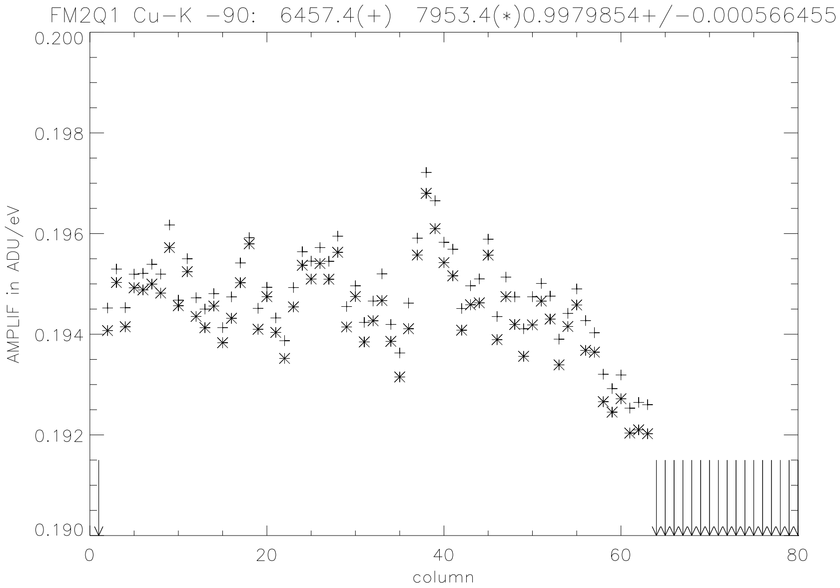

Abbildung 13.2: FM2-Analyse: Ratenabhängigkeit der Amplification bei Cu-K. Die Amplification ist in ADU/eV für alle Spalten für zwei Raten aufgetragen. Sterne haben mit 1306 cts/sec pro CCD eine höhere Rate als die Kreuze mit 909 cts/sec pro CCD. Die in ADU/sec angegeben Raten werden in Abschnitt 13.1.1 umgerechnet. Die Fehlerbalken werden von den Plotsymbolen überdeckt.

entnehmen. Untersuchungen bei $-90°C$ sind nur noch bei der In-Orbit-Kalibration (Siehe Abschnitt 14.4) möglich.

13.1.3 FM2: Temperatureinfluß auf die CTE

Die Temperatur hat einen Einfluß auf die CTE, da die Emissions- und Einfangwahrscheinlichkeiten nach Gleichung 6.3 und 6.4 temperaturabhängig sind. Im Orbit sollte deswegen die Betriebstemperatur des CCDs konstant gehalten werden. Ursprünglich wurde angenommen, daß diese Betriebstemperatur $-110°C$ betragen würde. Aus diesem

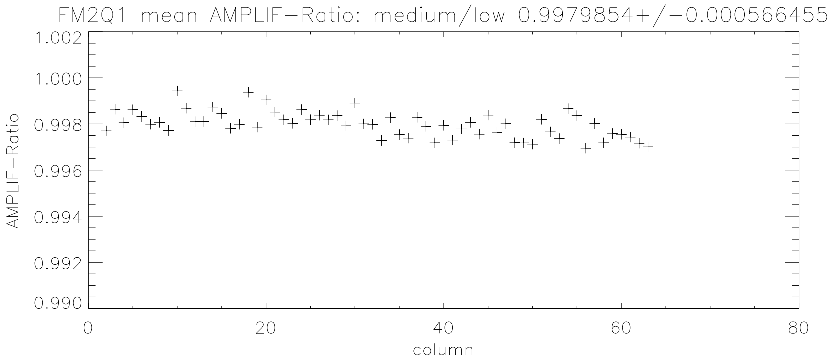

Abbildung 13.3: FM2-Analyse: Amplificationverhältnis bei zwei Raten (vgl. Abb.13.2). Bei diesen beiden Messungen ist die Amplification bei der höheren Rate etwas geringer.

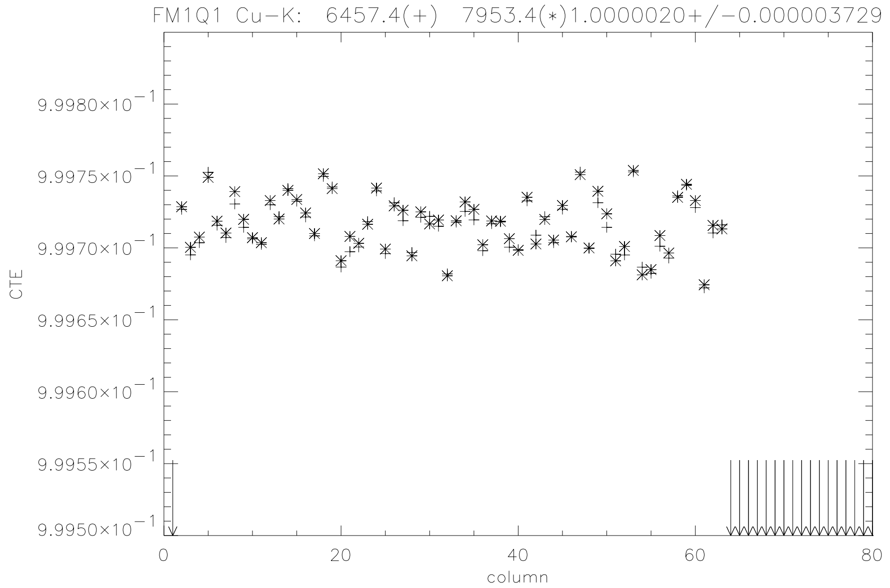

Abbildung 13.4: FM2-Analyse: Ratenabhängigkeit der CTE bei Cu-K. Raten wie in Abb. 13.2

Grund wurden die früheren Messungen am FM1 bei dieser Temperatur gemacht. Der Vergleich der CTE im Timing Mode bei Cu-K mit $-110°C$ und $-90°C$ ergibt, daß die CTE bei $-90°C$ um den Faktor 1.000050(6) besser ist. Bei Fe-K stellt sich im Timing Mode die gleiche Tendenz heraus. Der genaue Verlauf der Temperaturabhängigkeit der CTE dürfte kompliziert aussehen und ist mit zwei Meßpunkten nicht feststellbar.

13.2 Analyse der FM1-Schlitzmessungen in Orsay

Im folgenden konzentriert sich die Präsentation der FM1-Auswertung auf die Schlitzmessungen, die im Rahmen dieser Arbeit an der PANTER-Anlage durchgeführt wurden. Sie liefern aufgrund des größeren Meßumfangs ein genaueres Bild. Die Orsay-Messungen am FM1 wurden in der Arbeit (Kirsch 1998) ausgewertet. Nichtsdestotrotz wurden diese

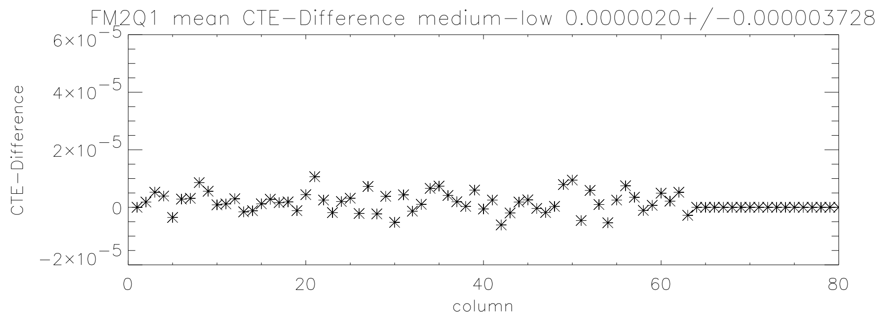

Abbildung 13.5: FM2-Analyse: CTE-Differenz der zwei Cu-K-Messungen bei von Abb. 13.4. Die Differenz ist sowohl negativ als auch positiv.

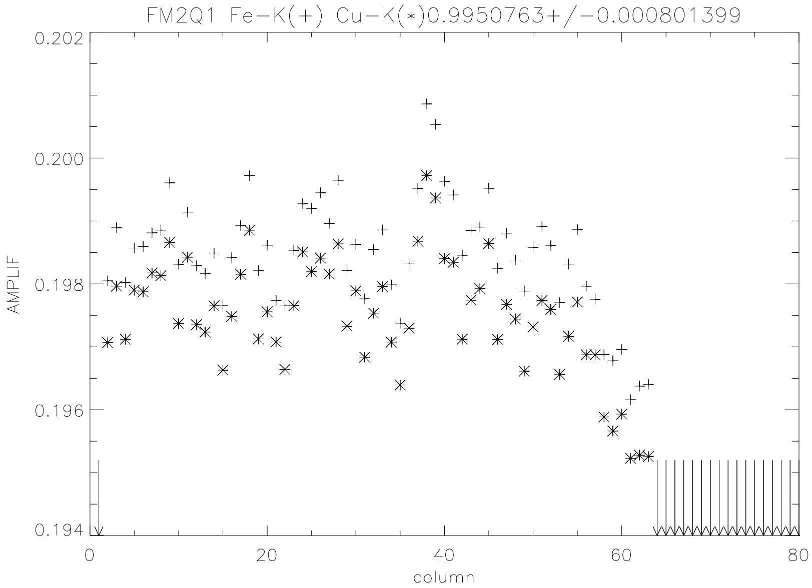

Abbildung 13.6: FM2-Analyse: Unterschied in der Amplification von Fe-K(+) und Cu-K($\star$). Die Amplification liegt bei Cu-K im Mittel um den Faktor 0.9951(8) tiefer als bei Fe-K.

Messungen bei $-110°C$ ebenfalls mit der neuen Software ausgewertet. Die Energieabhängigkeit der Amplification dieser Orsay-Messungen wurde in 10.2.3 dargestellt. Die Auswertung der Orsay-Schlitzmessungen (Ti-K, Fe-K, Ge-K bei $-110°C$ im Quadrant 0 CCD 0) mit der neuen Software ergaben die in Tab. 13.1 gezeigte Energieabhängigkeit für die über alle Spalten gemittelte CTE.

Diese Ergebnisse liegen etwas niedriger als in der Arbeit (Kirsch 1998) aber noch innerhalb des dort angegebenen Fehlerbereichs. Die höhere CTE der PANTER-Schlitzmessungen (vgl. Abb. 14.2) bei $-90°C$ gegenüber der CTE der Orsay-Schlitzmessungen bei $-110°C$ bekräftigt die Feststellung, die in 13.1.3 zum Temperatureinfluß gemacht wurde.

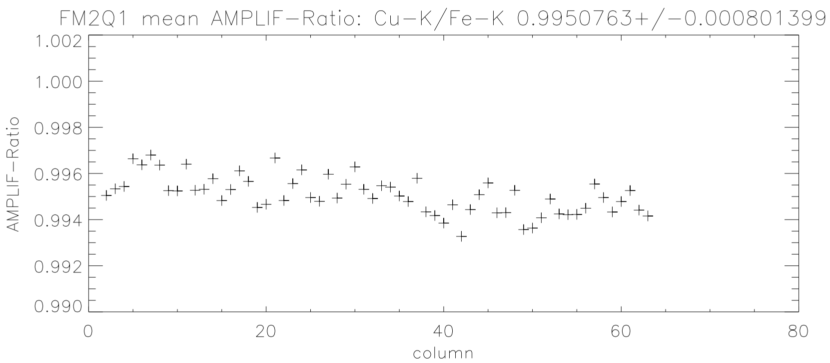

Abbildung 13.7: FM2-Analyse: Verhältnis der Amplification von Cu-K zu Fe-K (vgl. 13.6). Der Unterschied ist deutlicher als bei der Ratenabhängigkeit (vgl. 13.3).

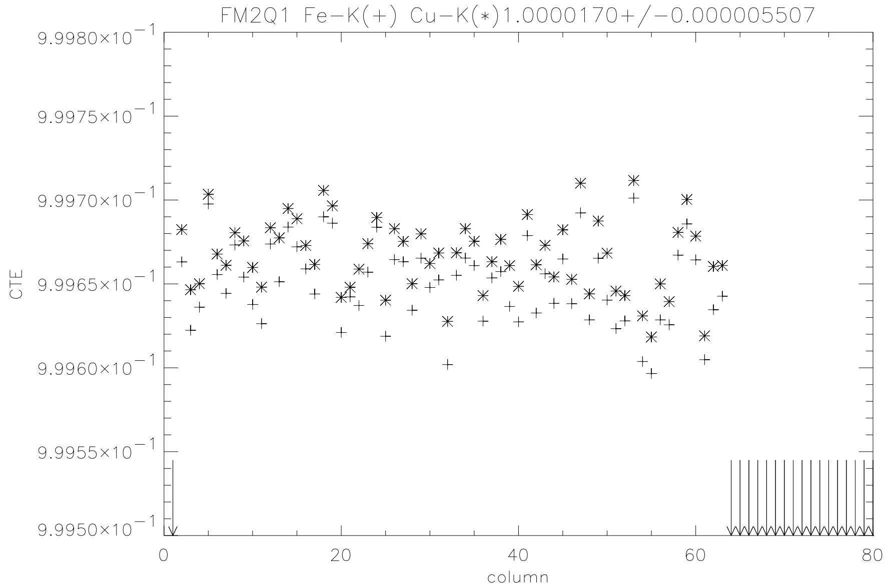

Abbildung 13.8: FM2-Analyse: Unterschied in der CTE von Fe-K und Cu-K. Die CTE liegt bei Cu-K im Mittel um den Faktor 1.000017(6) höher als bei Fe-K

13.3 Analyse der FM1-Schlitzmessungen am PANTER

13.3.1 FM1: Ratenabhängigkeit

Bei der Suche nach einer Ratenabhängigkeit wurden mehrere Messungen mit verschiedenen Raten bei den Energielinien Cu-L, Al-K, Ti-K, Fe-K und Cu-K gemacht.

Amplification und CTE

Die CTE von Cu-K für drei verschiedene Raten ist in Abbildung 13.10 für alle Spalten von 0 bis 63 dargestellt. Die All-Events-Rate ist in cts/sec pro Spalte an der unteren X-Achse aufgetragen.

In Abbildung 13.11 ist die Amplification für Cu-K bei drei verschiedenen Raten dargestellt. Die Raten sind auf der X-Achse als First-Singles-Raten abgetragen, unterscheiden sich aber nicht von den All-Events-Raten in Abb. 13.10.

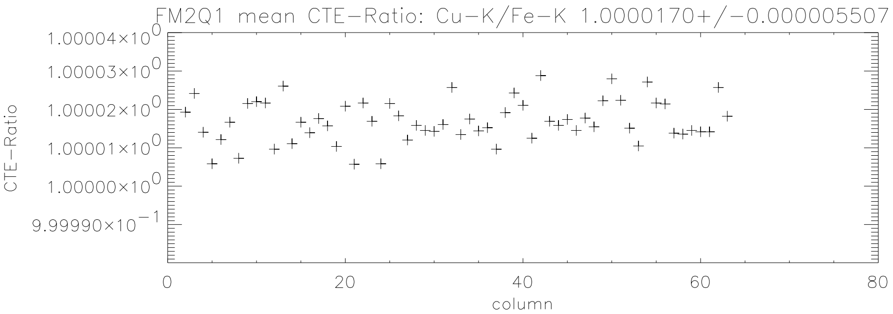

Abbildung 13.9: FM2-Analyse: Verhältnis der CTE von Fe-K und Cu-K (vgl. Abb. 13.8).

Tabelle 13.1: mittlere CTE beim FM1 Quadrant 0 CCD 0 bei $-110°C$

Linie	Ti-K	Fe-K	Ge-K
Energie in keV	4.511	6.404	9.886
mittlere CTE	0.999533(1)	0.999587(1)	0.9996353(7)

Fazit

Bei den untersuchten Linien war im Bereich der gemessenen Raten keine eindeutige Ratenabhängigkeit sowohl der Amplification und als auch der CTE feststellbar. Es kann natürlich sein, daß sich eine spürbare Verbesserung der CTE im Timing Mode erst bei sehr viel höheren Raten zeigt, die mit Schlitzmessungen am PANTER nicht zu erreichen sind. Die größte Rate in einer Spalte lag bei Cu-K bei ca. 21614.6 ADU/sec bzw. ca. 14.1 cts/sec. Für alle Events liegt diese Rate bei 23.3 cts/sec. Da ungefähr sieben Zeilen bestrahlt wurden, wurden in jedem Pixel 3.3 Events pro Sekunde registriert. Bei Fe-K konnte mit 21.6 cts/sec pro Spalte noch eine höhere First-Singles-Rate erreicht werden. Bei 64 Spalten entspricht dies einer mittleren First-Singles-Rate von ca. 1385 cts/sec. Die höchste All-Events-Rate bei Fe-K liegt um den Faktor 1.434 höher als die First-Singles-Rate.

13.3.2 FM1: Energieabhängigkeit

Amplification bei mittlerer Rate

Die Energieabhängigkeit der Amplification bei einer mittleren Rate ist in Abbildung 13.12 dargestellt. Die schlechtere Amplification bei niedrigeren Energien ist mit dem Partial-Event-Effekt nach Gleichung 6.1 erklärbar. Zu höheren Energien nimmt die Amplification wieder ab, was sich mit den früheren Auswertungen deckt (vgl. Abschnitt 10.2.3).

CTE bei mittlerer Rate

In Abbildung 13.13 befindet sich eine Darstellung der Energieabhängigkeit der CTE bei mittlerer Rate. Die bessere CTE bei höheren Energien ist allgemein durch eine größere Absättigung der Störstellen zu erklären [vgl. Arbeit (Kirsch 1998)]. Bei höheren Signalenergien steht mehr Signalladung für die Absättigung zu Verfügung. Der allgemeine Kurvenverlauf kann mit dem in Kapitel 9 beschriebenen Modell qualitativ in Einklang gebracht werden (Siehe 14.2).

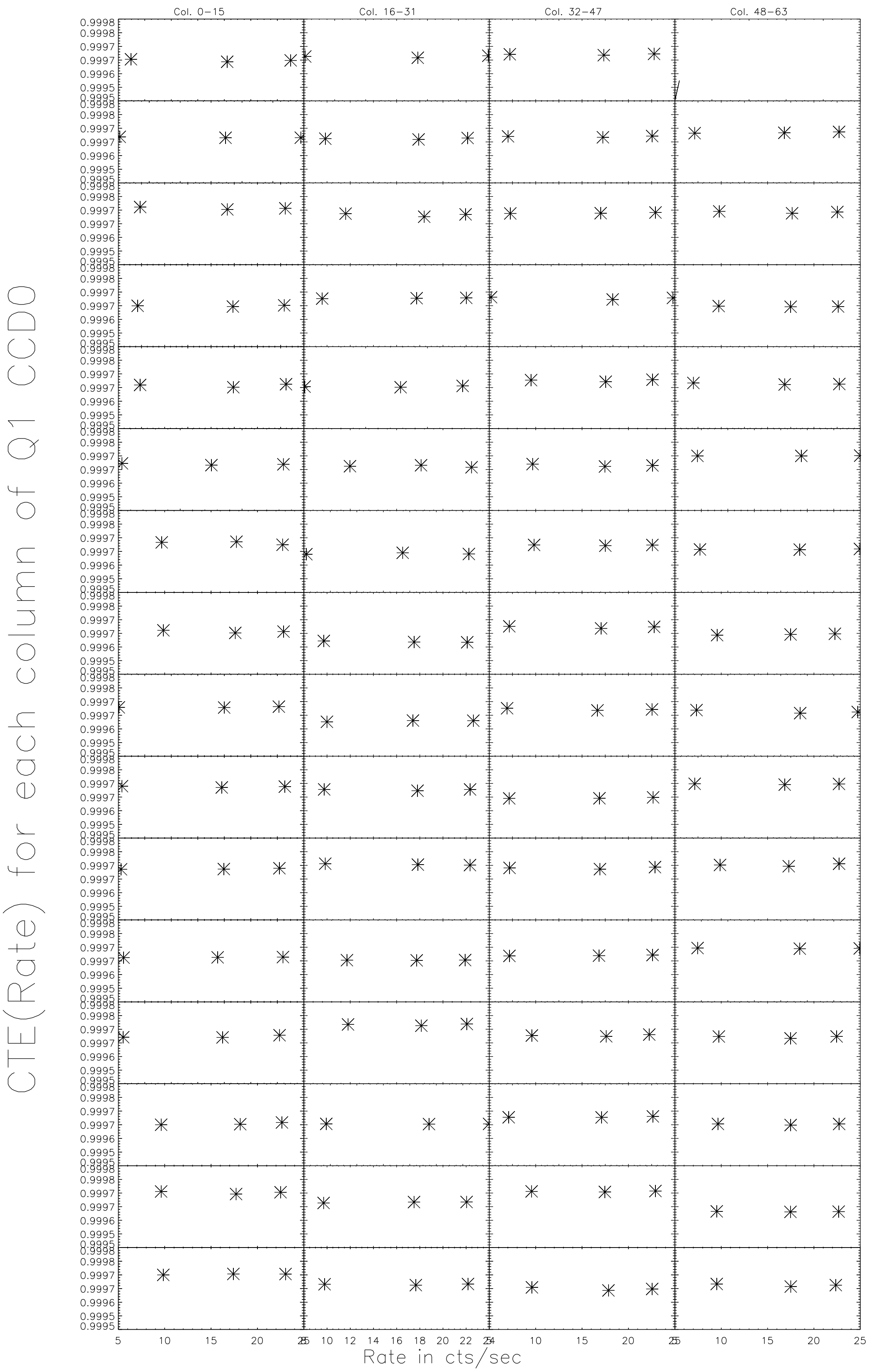

Abbildung 13.10: FM1-Analyse: Ratenabhängigkeit der CTE bei Cu-K mit All-Events-Raten.

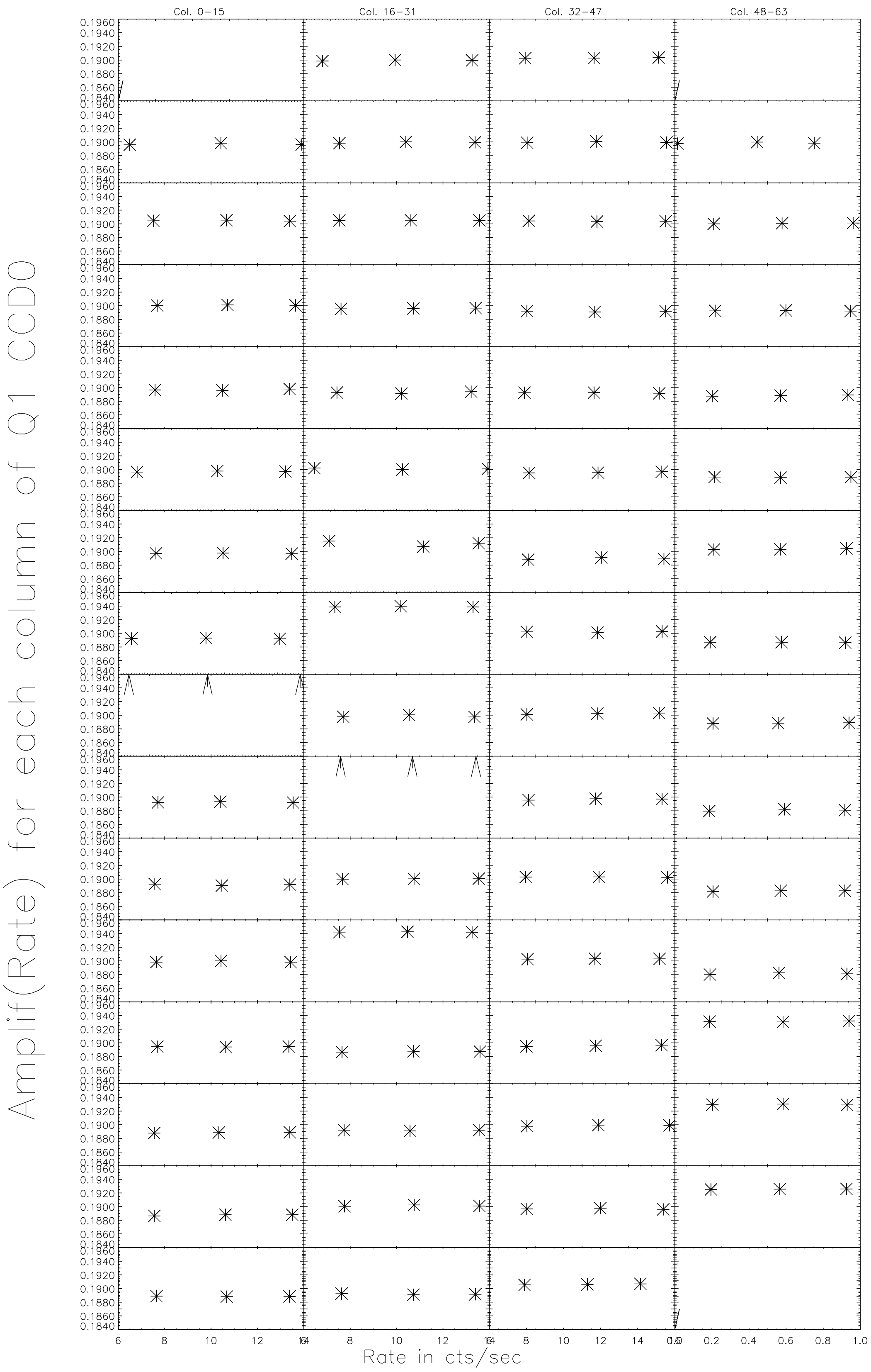

Abbildung 13.11: FM1-Analyse: Ratenabhängigkeit der Amplification bei Cu-K mit First-Singles-Raten.

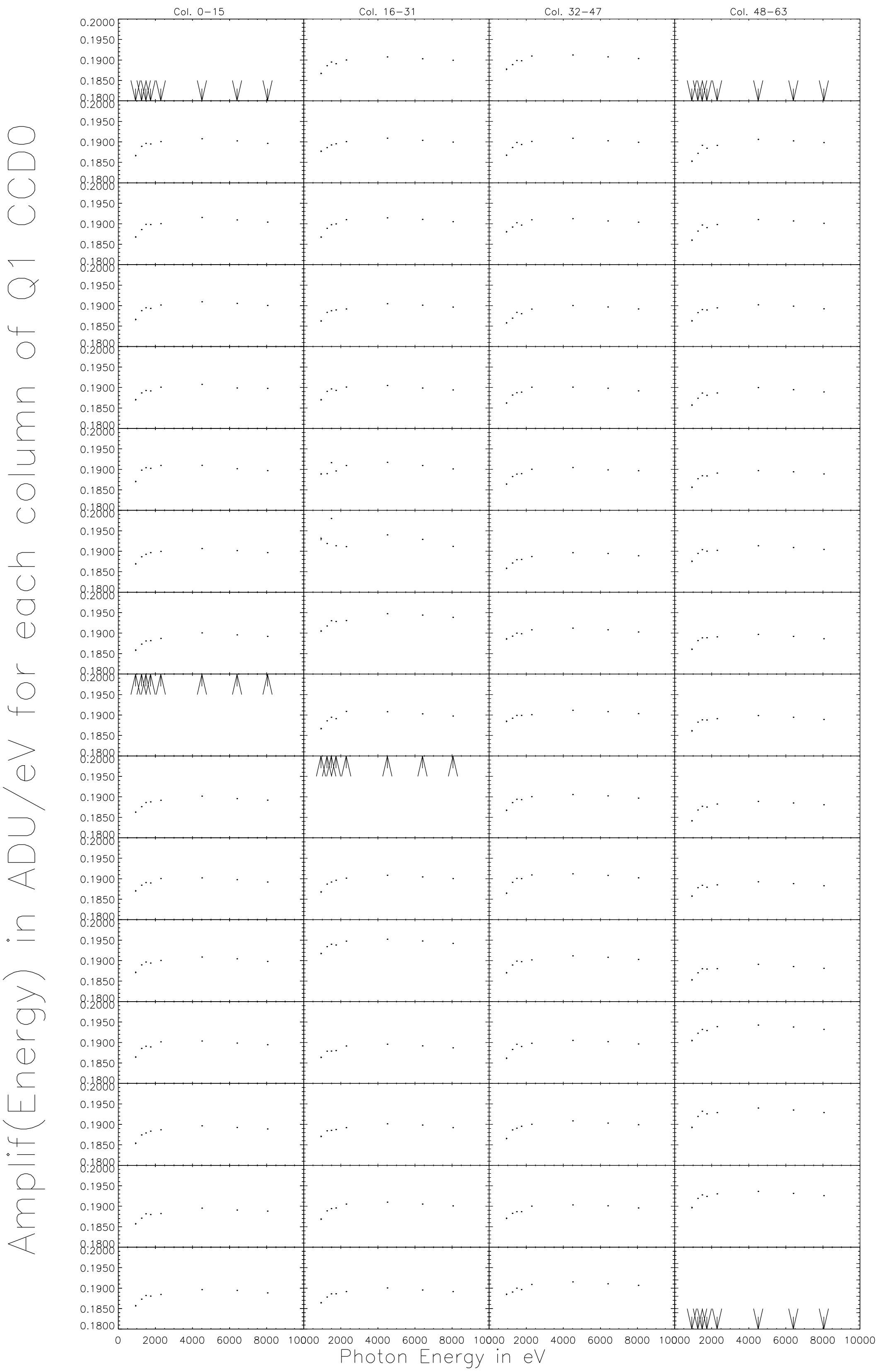

Abbildung 13.12: FM1-Analyse: Energieabhängigkeit der Amplification bei mittlerer Rate

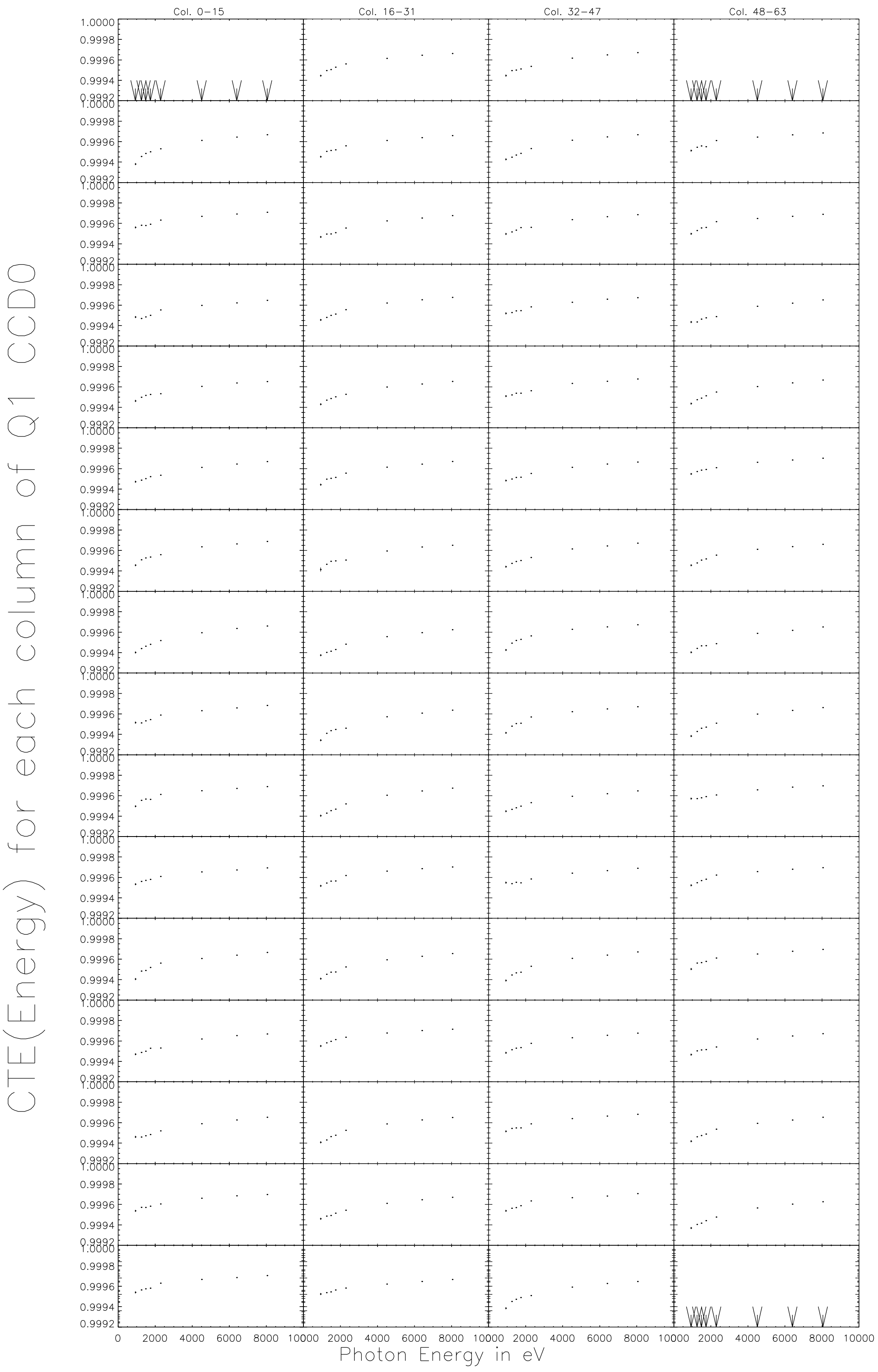

Abbildung 13.13: FM1-Analyse: Energieabhängigkeit der CTE bei mittlerer Rate

Kapitel 14

Ausblick

14.1 CTE von Timing- und Full Frame Mode im Vergleich

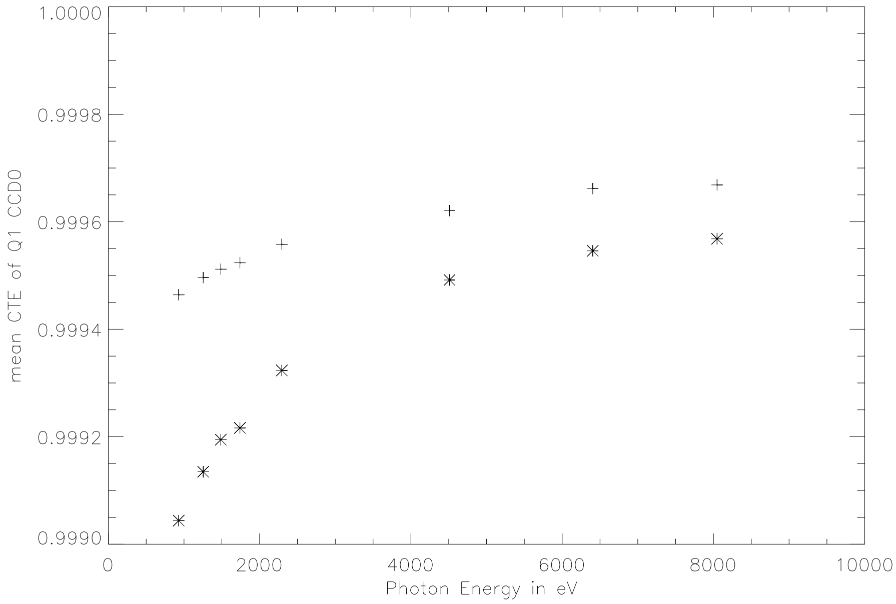

Abbildung 14.1: CTE im Timing- (+) und im Full Frame Mode($\star$)

Für einen Vergleich der Energieabhängigkeit der CTE im Timing- und im Full Frame Mode wurden die Timing-Mode-Auswertungen von Abschnitt 13.3 und Full Frame Mode-Auswertungen FM1 von K. Dennerl et al. verwendet. Da die den TM-Auswertungen zugrundeliegenden Messungen (vgl. Tab. 12.3) am Quadrant 1 des FM1 bei $-90°C$ durchgeführt wurden, wurde nach solchen Auswertungen im Full Frame Mode gesucht. Die Messungen im Full Frame Mode wurden 1998 an der PANTER-Anlage gemacht. Allerdings wurde hier eine andere Rückkontaktspannung verwendet. Die Rückkontaktspannung hat einen größeren Einfluß auf die Amplification [vgl. wiss. Arbeit (Kirsch 1998)], aber auch die CTE bleibt nicht gänzlich unbeeinflußt. Der in Abbildung 14.1 gezeigte Vergleich kann deshalb nur die grobe Tendenz andeuten. Im

Vergleich liegt die mittlere CTE im Timing Mode höher als im Full Frame Mode. Durch das kontinuierliche Schieben im Timing Mode sind mehr Störstellen abgesättigt als im Full Frame Mode. Die Absättigung der Störstellen macht sich im Timing Mode schon bei niedrigeren Energien als im Full Frame Mode bemerkbar, weswegen die Steigung der CTE-Kurve flacher ist.

14.2 Fit des CTE-Modells an die Timing-Mode-Meßdaten

Um zu sehen, ob der im Timing Mode gemessenen Kurvenverlauf der CTE in Abhängigkeit der Energie mit dem physikalischen Modell aus Kapitel 9 zu vereinbaren ist, wurde ein vorläufiges Fitprogramm von N. Krause benutzt. In dem IDL-Programm CTE.PRO und seinen Unterprogrammen ist dieses physikalische Modell implementiert. Die Parameter, die mit diesem Fit an die Meßdaten bestimmt werden können, sind der Wechselwirkungsquerschnitt der Elektronen mit den Störstellen σ und die Restladung im Pixel (vgl. Abschnitt 9.1) Um einen möglichst allgemeingültigen Kurvenverlauf zu bekommen, der nicht vom spezifischen Verhalten einzelner Spalten des FM1 abhängt, wurde das Modell an die Durchschnitts-CTE aller Spalten des CCD 0 gefittet (Siehe Abb. 14.2). Da das FM1 für die Kalibration des FM2 nur ein allgemeines Detektor-Modell darstellt, können mit ihm nur die allgemeinen Detektoreigenschaften festgestellt werden. Die Signalenergie wird im Fitprogramm durch die Zahl der Elektronen angegeben.

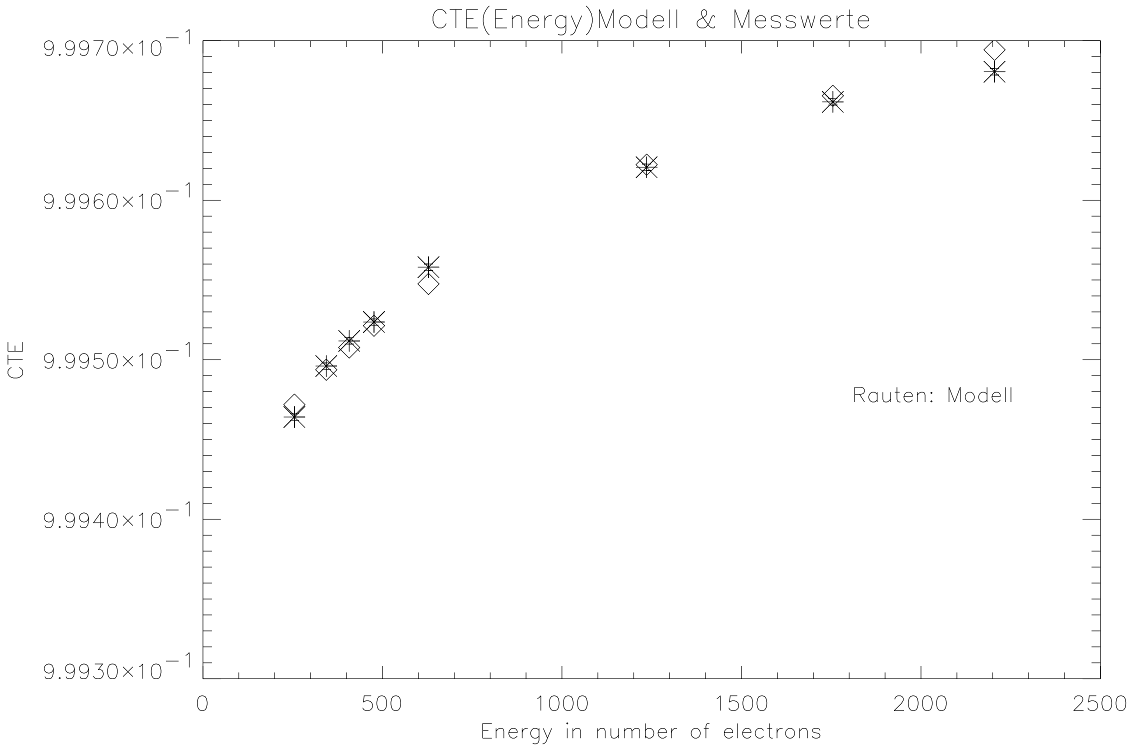

Abbildung 14.2: CTE in Abhängigkeit der Ladungsmenge. Vergleich der Meßwerte mit dem Modell (Rauten)

Eine verbesserte Version des Fitprogramms wird zur Zeit von S. Zavlin et al. am MPE entwickelt. Mit dieser Version sollte die Störstellenkonzentration n_{trap} einer Spalte als Modellparameter durch den Fit bestimmt werden. Die Störstellenkonzentration sollte sich zwischen den verschiedenen Auslesemodi nicht unterscheiden, vorausgesetzt es wird dasselbe Flugmodell untersucht. Im Timing Mode sollte die CTE im allgemeinen größer als im Full Frame Mode sein, da die Störstellen durch den kontinuierlichen Ausleseprozeß stärker abgesättigt sind. Mit der Frage, welche Parameter des physikalischen Modells auf welche Weise für den Timing Mode modifiziert werden müssen, befaßt sich M. Kirsch in seiner Doktorarbeit.

14.3 Teleskopmessungen am FM1

Um höhere Raten zu erreichen, kann an der PANTER-Anlage auch ein Spiegelmodul eingesetzt werden. Der Nachteil hierbei ist, daß nicht alle Spalten bestrahlt werden, wie bei einem Schlitz. Im Zentrum der PSF ist die Rate höher als am Rand. Mit TKTMCTE-PREP kann der Zeilenschwerpunkt der PSF in den NC-OC-Positionen bestimmt werden (Siehe Abb. 14.3).

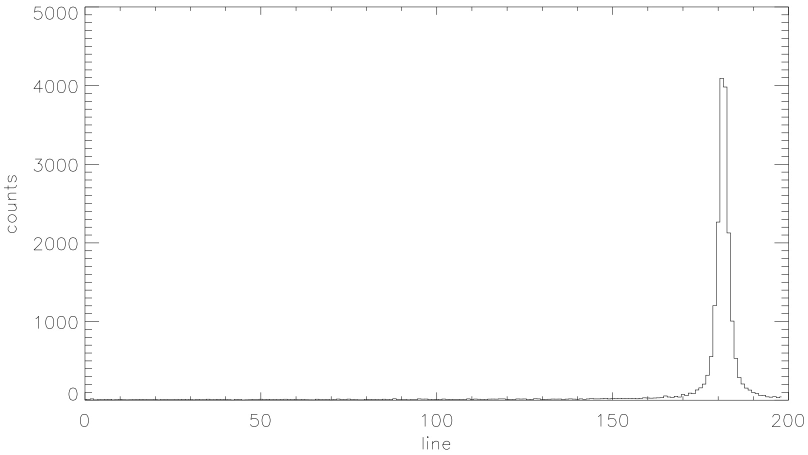

Abbildung 14.3: Zeilenhistogramm der Justagemessung HK000327.015 mit einer OC-Teleskopposition

Die Abbildung 14.3 zeigt das Zeilenhistogramm einer Teleskopbeleuchtung in einer OC-Position. Diese Justagemessung wurde im März 2000 am PANTER gemacht. Mit einer OC- und einer NC-Messung im Timing Mode und den dazugehörigen Justagemessungen im Full Frame Mode kann die CTE derjenigen Spalten bestimmt werden, die von der PSF bestrahlt werden. Leider lieferten zwei OC-Messungen von insgesamt sechs NC-OC-Messungen, die am PANTER mit dem Teleskop und einem Cu-K-Target durchgeführt wurden, aufgrund zu geringer Meßdauer keine ausreichende First-Singles-Statistik für GAINCL. Mit allen Events konnten die Messungen noch ausgewertet werden. Die Ergebnisse deuten sogar auf eine Verbesserung der Amplification und der CTE bei hohen Raten hin. Sie sind aber mit Vorsicht zu genießen, da sie von den Spektren aller Events abgeleitet werden. In Tabelle 14.1 sind die Raten für alle Events

Tabelle 14.1: CTE und Amplification von Spalte 30 CCD 0 Q1 FM1 bei Cu-K

max. Rate	8.7 cts/sec	32.1 cts/sec	114.8 cts/sec
CTE	0.9996888(5)	0.9996819(3)	0.9996976(3)
Ampl. in ADU/eV	0.19054(1)	0.192063(8)	0.192753(6)

pro Sekunde für eine Spalte angegeben. In der Spalte 30 mit dem Maximum der PSF ergaben sich für CTE und Amplification die in Tab. 14.1 dargestellten Werte. Die gleiche Tendenz gibt es in den Nachbarspalten.

Die höchste Rate liegt immer noch deutlich unter der Rate für Punktquellen von 4000 cts/sec [vgl. Veröffentlichung (Kendziorra 1999) und Abschnitt 7.5], bei der im Timing Mode die Pile-Ups 1% aller Events ausmachen. Wenn diese Meßreihe mit ausreichender Statistik bei verschiedenen hohen Raten nahe an diesem Pile-Up-Limit für verschiedene Spalten durchgeführt wird, könnte die Frage geklärt werden, ob sich die CTE bei hohen Raten im Timing Mode wesentlich verbessert.

14.4 Kalibration des FM2 im Orbit

Für die weitere Kalibration des FM2 im Timing Mode wäre es wichtig, im Orbit spezielle Messungen zu machen. Da im Orbit Schlitzmessungen nicht möglich sind, sollte eine bekannte helle Quelle in einer NC-Position und einer OC-Position im Timing Mode abgebildet werden. Hierfür wird möglichst eine ausgedehnte Quelle (2 bis 3 arcmin) genommen. Die PSF der Quelle sollte damit die Spalten abdecken, auf die standardgemäß die zu untersuchende Quelle im Timing Mode fokussiert wird. Zu bedenken ist, daß die Quelle gleichzeitig mit verschiedenen Energien strahlt, was die Untersuchung einer Energieabhängigkeit der CTE schwieriger als bei der Bodenkalibration macht. Wenn die Quelle verschiedene deutliche Energielinien besitzt, ist eine Untersuchung der Energieabhängigkeit noch möglich.

Kapitel 15

Bilanz

Bei Beobachtungen im Timing Mode mit der EPIC-pn-Kamera auf XMM-Newton wird eine CTE-, Gain- und Amplification-Korrekur notwendig sein.
Die Kalibration stützt sich auf

- Messungen im Orbit, die im März 2000 anliefen, und
- Messungen in Kalibrationsanlagen am Boden.

Am Boden besteht insbesondere die Möglichkeit, die für den Timing Mode wichtigen Schlitzmessungen durchzuführen.

15.1 Software

Bei dieser Diplomarbeit wurde

- eine stärkere Standardisierung durch Einbeziehen der OFFLINE-Software, die im XMM Science Analysis Subsystem (SAS) implementiert ist, und
- eine größere Automatisierung der CTE-, Gain- und Amplification-Berechnung im Timing Mode mit eigener IDL-Software

erreicht (vgl. Kapitel 10 und 11).

15.2 Kalibrationsmessungen

Die Kalibrationsmessungen werden im Detail in Kapitel 12 behandelt.

- Für die Untersuchung des Flugmodells auf XMM standen Orsay-Messungen von 1998 zur Verfügung, die zu Beginn dieser Arbeit noch nicht ausgewertet waren.
- Die Orsay-Messungen von 1998 am FM1 und FM2 erlauben keine umfassende Aussage über Energieabhängigkeiten im Timing Mode.
- Für eine gründlichere Analyse wurden nach dem Start weitere Schlitzmessungen mit der in der PANTER-Anlage integrierten FM1-Kamera durchgeführt.

- Ziel dieser Meßkampagne am FM1 ist, deren Ergebnisse soweit wie möglich auf das FM2 zu übertragen und sie mit der In-Orbit-Kalibration zu überprüfen.

15.3 Ergebnisse der Untersuchungen

Die Ergebnisse der Analyse wurden in Kapitel 13 gezeigt.

- Die Ergebnisse der Analyse zeigen bezüglich der Energieabhängigkeit beim FM2 dieselbe Tendenz wie beim FM1.
- Eine Ratenabhängigkeit konnte bei beiden Modellen nicht eindeutig nachgewiesen werden, könnte sich aber nahe am Pile-Up-Limit mit Teleskopmessungen finden lassen.
- Die Amplification zeigt im Timing Mode bei niedrigen Energien einen Einbruch, was in früheren Arbeiten wegen den fehlenden Niederenergie-Messungen im Timing Mode noch nicht offenkundig ist. Dieser Einbruch war im Full Frame Mode schon bekannt und wurde mit dem Partial-Event-Effekt erklärt. Die Sättigung im höherenergetischen Bereich konnte noch nicht modelliert werden.
- Die Energieabhängigkeit der CTE läßt sich mit dem Modell aus Kapitel 9 erklären.
- Die CTE ist im Timing Mode höher als im Full Frame Mode. Mögliche Modifikationen des Fitprogramms für den Timing Mode werden von M. Kirsch und S. Zavlin et al. getestet.

Kapitel 16

Anhang

16.1 Wichtige Abkürzungen

- ADU: Analog Digital Units
- AGN: Active Galactic Nuclei
- ASCI: American Standard Code of Information
- CAMEX: C-MOS Amplifier and Multiplexer Chip
- CCD: Charge Coupled Device
- CTE: Charge Transfer Efficiency
- CTI: Charge Transfer Inefficiency
- EPIC: European Photon Imaging Camera
- ESA: European Space Agency
- FF: Full Frame Mode
- FM: Flight Modell
- FS: First Singles
- FWHM: Full Width Half Maximum
- HEW: Half Energy Width
- HK: Housekeeping
- IAAT: Institut für Astronomie und Astrophysik in Tübingen
- IDL: Interactive Data Language
- MOS: Metall Oxyde Semiconductor
- MPE: Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching
- NC: Near CAMEX

- OC: Opposite CAMEX
- OM: Optical Monitor
- PSF: Point-Spread Function
- RGA: Reflexion Grating Array
- RGS: Reflexion Grating Spectrometer
- ROSAT: Röntgen Satellit
- SAS: XMM Science Analysis Subsystem
- SNR: Supernova Remnant
- TM: Timing Mode
- XMM: X-Ray Multi Mirror
- XRB: X-Ray Binary

16.2 Aufruf der IDL-Prozeduren

16.2.1 TKTMCTEPREP

- tktmcteprep,file,ccdstat=ccdstat,data=data,ccdlineweight=ccdlineweight,/chatty
- in TKTMCTEPREP: mkreadquadtk,file,quadrant(ccd),data=data,/chatty
- in MKREADQUADTK: mkreadrawdatatk,file
- in TKTMCTEPREP: tktimecorrection, data, ccdstat, ccd
- in TKTMCTEPREP: tknclineweight ,data,ccd,threshold,ccdlineweight
- in TKTMCTEPREP: tkoclineweight ,data,ccd,threshold,ccdlineweight

16.2.2 TKTMAUTOCTE

- tktmautocte, tm=tm
- in TKTMAUTOCTE: @tkparameterset.pro
- in TKTMAUTOCTE: @parameter.cmm
- in TKTMAUTOCTE: tkgain, gainfile,duration,estruct=estruct
- in TKGAIN: tkgainread, file, arr
- in TKGAIN: estruct = tkenergy(gstruct)
- in TKTMAUTOCTE: tkctegaincal, max,slitpair=slitpair,ctegain=ctegain
- in TKTMAUTOCTE: tkcte-eplot, tm,model,max
- in TKTMAUTOCTE: tkcte-rplot, tm,model,max
- in TKTMAUTOCTE: tkamp-eplot, tm,model,max
- in TKTMAUTOCTE: tkamp-rplot, tm,model,max

16.2.3 Wo liegen Software und Daten?

- Diese Routinen und die ASCI-Logbücher FM1.dat und FM2.dat befinden sich am IAAT in /home/kaiser/lib/idl/xmm/autocte
- Dort befinden sich auch die Arrays von FM1-CTE-Werten im FF Mode: ctedennnel1.dat und ctedennerl2.dat
- in den Plotroutinen wurde für die Fehler JWOPLOTERRTK und für Postscripts das DFANNING-Modul in /home/kaiser/lib/idl/dfanning verwendet
- Das TKOFFLINE-Script befindet sich in /xmmarray/xmmscratch/kaiser/dennerl
- Das dort verwendete Dummyfile CTEeq1-FS.ctg von Abschnitt 10.2.1 und die HK*FS.gain-Files befinden sich im WORK-Verzeichnis darunter.

16.3 Danksagung

Mein Dank für jegliche Unterstützung und Anregung geht

- an den Leiter der röntgenastronomischen Arbeitsgruppe des IAAT
  Prof. Dr. R. Staubert,
- an meinen Betreuer Dr. E. Kendziorra,
- an J. Pal, der mir eine Einführung in die Hardware gab,
- an M. Colli und M. Kuster, die mir den Einstieg in die Software erleichterten,
- an M. Kirsch, mit dessen Arbeit am IAAT diese Arbeit die meisten Berührungspunkte hat,
- an alle sonstigen Mitglieder der XMM-Gruppe am IAAT, die bei der Erstellung dieser Arbeit in irgendeiner Form behilflich waren,
- an alle mir behilflichen XMM-Mitarbeiter des MPE, insbesondere K. Dennerl und die PANTER-Crew um H. Bräuninger,
- an die Systemadministratoren des IAAT M. Kuster, J. Wilms, I. Kreykenbohm und H. Lenhart,
- an alle freundlichen Menschen am IAAT, die immer für eine gute Arbeitsatmosphäre sorgten und
- an Familie und Freunde.

In Erinnerung an meine Großmutter Maria Kaiser

Literaturverzeichnis

E. Segré: *Die großen Physiker und ihre Entdeckungen*, Band 2, Piper Verlag GmbH (1981)

Charles,Seward: Exploring the X-Ray Universe, Cambridge Univ. Press, 1st ed. (1995)

Frank et al.: *Accretion Powers in Astrophysics*, Cambridge Univ. Press, 2nd ed. (1992)

R. Müller: Grundlagen der Halbleiter-Elektronik, Springer-Verlag, 4. Auflage (1983)

W. Demtröder: Experimentalphysik3, Springer-Verlag, 1. Auflage (1996)

M. Dahlem: The XMM Users´ Handbook, http://astro.estec.esa.nl/xmm/user/uhb (1999)

Marcus Kirsch: *Auswertung von Eichmessungen des Röntgen-pn-CCDs für die Satelliten XMM und ABRIXAS*, Wissenschaftliche Arbeit unter Prof. Dr. R. Staubert am Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen (1998)

Markus Kuster: *Untersuchung spezieller Eigenschaften des pn-CCD Arrays für die Röntgensatelliten XMM und ABRIXAS*, Diplomarbeit am IAAT (1997)

Michael Colli: *Simulation des pn-CCDs der Röntgensatelliten ABRIXAS und XMM*, Diplomarbeit am IAAT (1997)

Edgar Bihler: *Analyse spezieller Effekte beim Auslesen der pn-CCD-Detektoren für die Röntgensatelliten XMM und ABRIXAS*, Diplomarbeit am IAAT (1996)

M. Kuster, S. Benlloch, E. Kendziorra and U.G. Briel: *Time resolution capability of the XMM EPIC pnCCD in different readout modes* in Proc. SPIE, 'EUV, X-ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy X', Vol. 3765, Oswald H. Siegmund, Kathryn A. Flanagan, ed., 1999, in press

E. Kendziorra, M. Colli, M.Kuster, R. Staubert, N. Meidinger, E. Pfeffermann: *Operational Aspects of the PN-CCD camera for XMM and ABRIXAS* in Proc. SPIE, 'EUV, X-ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy X', Vol. 3765, Oswald H. Siegmund, Kathryn A. Flanagan, ed., 1999, in press

U. Briel, E. Bihler, H. Bräuninger, M. Colli, K. Dennerl, F. Haberl, R. Hartmann, G. Hartner, P. Holl, N. Meidinger, J. Kemmer, E. Kendziorra, M. Kirsch, N. Krause, M. Kuster, J. Pal, E. Pfeffermann, M. Popp, C. Reppin, Th. Stadelbauer, H. Soltau, L. Strüder, J. Trümper, C. von Zanthier, V. Zavlin: *Overview of the calibration and the performance of the PN-CCD camera* in Proc. SPIE, 'EUV, X-ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy X', Vol. 3765, Oswald H. Siegmund, Kathryn A. Flanagan, ed., 1999, in press

E. Pfeffermann, H. Bräuninger,E. Bihler, U. Briel, H. Hippmann, Peter Holl, J. Kemmer, E. Kendziorra, G. Kettenring, B. Kretschmar, M. Kuster, N. Meidinger, G. Metzner, B. Pflüger, C. Reppin, H. Soltau, K. Stephan, L. Strüder, J. Trümper, C. von Zanthier: *PN-CCD camera for XMM and ABRIXAS: design of the camera system* in Proc. SPIE, 'EUV, X-ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy X', Vol. 3765, Oswald H. Siegmund, Kathryn A. Flanagan, ed., 1999, in press

N. Meidinger, H. Bräuninger, U. Briel, R. Hartmann, G. Hartner, P. Holl, J. Kemmer, E. Kendziorra, N. Krause, G. Lutz, E. Pfeffermann, M. Popp, C. Reppin, R. Richter, H. Soltau, D. Stötter, L. Strüder, J. Trümper, C. von Zanthier: *PN-CCD camera for XMM and ABRIXAS* in Proc. SPIE, 'EUV, X-ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy X', Vol. 3765, Oswald H. Siegmund, Kathryn A. Flanagan, ed., 1999, in press

R. Hartmann, G. Hartner, U.G. Briel, K. Dennerl, F. Haberl, L. Strüder, J. Trümper, E. Bihler, E. Kendziorra, J. Hochedez, E. Jordain, P. Dhez, P. Salvetat, J. Auerhammer, D. Schmitz, F. Scholze, G. Ulm: *The Quantum Efficiency of the XMM pn-CCD camera* in Proc. SPIE, 'EUV, X-ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy X', Vol. 3765, Oswald H. Siegmund, Kathryn A. Flanagan, ed., 1999, in press

K. Dennerl, U.G. Briel, F. Haberl, G. Hartner, N. Krause, M. Popp, V.Zavlin: *Determination and correction of the charge transfer efficiency of the pn-CCD camera* in Proc. SPIE, 'EUV, X-ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy X', Vol. 3765, Oswald H. Siegmund, Kathryn A. Flanagan, ed., 1999, in press

N. Krause, U.G. Briel, K. Dennerl, U.G. Briel, H. Soltau, L. Strüder, V.Zavlin: *The physical model of the Charge Transfer Loss of the pn-CCD Camera* in Proc. SPIE, 'EUV, X-ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy X', Vol. 3765, Oswald H. Siegmund, Kathryn A. Flanagan, ed., 1999, in press