

# Untersuchung und analytische Modellierung der Systemantwort von pn-CCD Detektoren

Dissertation der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität München



vorgelegt von  
Martin Walter Friedrich Popp  
aus Heimenkirch/Allgäu

München, den 2. Februar 2000

Erster Gutachter: Prof. Joachim Trümper,  
Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik,  
Garching

Zweiter Gutachter: Prof. Wolfgang Dünneweber

Tag der mündlichen Prüfung: 17. Juli 2000

## Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung und Modellierung der Systemantwort von pn-CCDs, wie sie seit kurzer Zeit als orts-, energie- und zeitauflösende Detektoren an Bord des Röntgenteleskops XMM (X-Ray Multimirror Mission), einer Cornerstone Mission der europäischen Weltraumbehörde, eingesetzt werden.

Inhalt der Arbeit ist, einerseits die verschiedenen durch das Detektorsystem auftretenden Effekte zu beschreiben, die trotz Anwendung der Korrekturalgorithmen verbleibenden Effekte zu untersuchen, vor allem aber, ein Vorwärtsmodell für all die Effekte vorzustellen, die durch Korrekturalgorithmen nicht erfaßbar sind.

Dabei wird zwischen Korrektur und Notwendigkeit zur Modellbildung anhand der Tatsache entschieden, ob der Effekt durch eine einfache Operation aus den Daten zu eliminieren ist. Im Einzelnen werden eine Reihe von Modellen entwickelt und validiert.

Das Partial Event Modell beschreibt die Effekte des Eintrittsfensters. Es wurde gezeigt, daß dieses Modell in einem Energiebereich von 0.2 keV bis über 10 keV anwendbar ist. Die freien Parameter des Modells konnten anhand von Kalibrationsmessungen an der Flugmodellkamera bestimmt werden. Unter anderem wird ein Intensitätssprung um den Faktor 15 an der Si-K Kante zwanglos durch das Modell erklärt. Außerdem wird die nichtlinearität der Energieskala für niedrige Energien, d.h. eine Verschiebung der Linienposition um bis zu 20 % für den Energiebereich von 200–500eV durch das Modell dargestellt.

Das Modell für das Ladungssplitting beschreibt die Effekte der Verteilung einer Ladungswolke auf mehrere Pixel. Die Splitwahrscheinlichkeit hängt von der Energie der Photonen ab und variiert zwischen mehr als 90 % Singles für 500 eV und 72 % Singles für 6 keV. Die energieabhängige Split-Wahrscheinlichkeit wird hergeleitet und anhand experimenteller Daten überprüft. Konsequenzen aus der Veränderung von relevanten Parametern wie Rauschen, Detektionsschwelle und Pixelgröße werden aufgezeigt. Aus Simulationen wird abgeleitet, daß der Single-Anteil für Mn-K $\alpha$ -Strahlung von 72% für 150  $\mu$ m Pixelkantenlänge auf unter 40 % für 50  $\mu$ m Kantenlänge absinkt.

Out-of-time Ereignisse verändern sowohl die räumliche als auch die spektrale Antwort des Systems. Beides wird durch ein Out-of-time Modell beschrieben. Für den Fall der räumlichen Antwort wird ein Verfahren zur Eliminierung des Out-of-time Effekts vorgeschlagen, der auf der Inversion einer linearen Abbildung beruht. Anhand der mit pn-EPIC gewonnenen Kalibrationsdaten konnte bewiesen werden, daß die Intensität dieser Art von Untergrund durch das Eliminationsverfahren mindestens um einen Faktor 5 reduziert werden kann.

Eine wesentliche Eigenschaft des Detektors ist, die Energie einzelner Pho-

---

tonen zu messen. Dazu darf höchstens ein Photon pro Auslesezyklus in einem Pixel nachgewiesen werden. Wird diese Bedingung aufgrund statistischer Fluktuationen der Rate verletzt, spricht man von Pileup. Für diesen Effekt wird ein Modell vorgestellt, das sowohl den Effekt auf die gemessene Zählrate der Quelle als auch auf das Spektrum der Quelle berücksichtigt. Für Flatfield-Bedingungen kann die scheinbare Rate nicht mehr eindeutig der wahren Rate zugeordnet werden, jedoch ist diese Verletzung der Eindeutigkeit erst für Raten, die sehr viel größer als das Pileup Limit sind, gegeben. Jedoch stellt sich heraus, daß zwischen Flußverlust und Pileup Anteil unterschieden werden muß. Am Pileup Limit ist der Flußverlust schon mehr als 10% für Singles und 2.5% für Doubles, wogegen der Pileup Anteil, d.h. die irreversible Verfälschung des Spektrums, am Pileup Limit nur 1.0% für Singles, doch mehr als 20% für Doubles beträgt. Beide Effekte werden durch Modelle beschrieben und anhand der Kalibrationsmessungen bestätigt. Single-Ereignisse werden somit als Musterklasse der Wahl für hochwertige spektrale Auswertungen identifiziert.

An den internen CCD-Grenzen ist der Detektor nicht sensitiv auf Röntgenstrahlung. Die Ursache dafür wird durch ein einfaches Modell beschrieben und anhand spezieller Kalibrationsmessungen (Pinhole-Messungen) verifiziert. Der insensitive Bereich zwischen zwei Quadranten beträgt demnach  $40 \mu m$  in der einen und  $210 \mu m$  in der anderen Richtung.

Bei allen Modellen wurde Wert darauf gelegt, daß sie sowohl schnell als auch flexibel genug sind, veränderten Zuständen der Kamera (z.B. im Orbit) Rechnung zu tragen.

Eine wesentliche Eigenschaft der Modelle ist der modulare Aufbau, da je nach Beobachtungssituation nicht alle beschriebenen Effekte von Bedeutung sind.

Mit den vorgestellten Modellen ist die Möglichkeit geschaffen worden, das pn-EPIC Detektorsystem zu verstehen und seine Eigenschaften auch unter im Orbit veränderten Bedingungen abzubilden. Insofern kann erwartet werden, daß die vorgestellten Modelle die Basis für eine effiziente Nutzung der durch pn-EPIC gelieferten Daten darstellen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>13</b>
1.1	Der XMM-Satellit . . . . .	15
1.2	Besonderheiten des ABRIXAS - Systems . . . . .	18
1.3	Das pn-EPIC System . . . . .	19
1.3.1	Die abbildenden Betriebsmoden . . . . .	22
1.3.2	Die Timing Moden . . . . .	24
1.4	Die Funktionsweise des pn-CCD . . . . .	25
1.4.1	Die Umwandlung von Photonen in digitale Signale . . . . .	27
1.5	Bedeutung eines Detektormodells für die Datenanalyse . . . . .	28
<b>2</b>	<b>Datenaufbereitung</b>	<b>31</b>
2.1	Onboard Prozessierung . . . . .	32
2.1.1	Offset Korrektur . . . . .	32
2.1.2	Common Mode Korrektur . . . . .	33
2.1.3	Event Extraktion . . . . .	34
2.1.4	Hintergrundsunterdrückung . . . . .	34
2.2	Offline Prozessierung . . . . .	35
2.2.1	Gainkorrektur . . . . .	36
2.2.2	Korrektur der Ladungstransferverluste . . . . .	36
2.2.3	Event-Analyse . . . . .	37
2.3	Interaktive Datenanalyse . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Modelle für das Systemverhalten</b>	<b>41</b>
3.1	Das Partial Event Modell . . . . .	41
3.1.1	Motivation . . . . .	41
3.1.2	Materialparameter . . . . .	42
3.1.3	Grundform des Spektrums . . . . .	44
3.1.4	Beschreibung des Modells . . . . .	46
3.1.5	Berechnung des Spektrums aus der Sammlungseffizienzfunktion $CCE_\gamma$ . . . . .	48
3.1.6	Modellierung des 'Flat Shelves' . . . . .	50
3.1.7	Escape - Peak . . . . .	51
3.1.8	Fano- und andere Rauschbeiträge . . . . .	52

3.1.9	Zusammenfassung des Modells . . . . .	52
3.1.10	Diskussion des Modells . . . . .	53
3.2	Die Quanteneffizienz . . . . .	55
3.3	Das Modell für das Ladungssplitting . . . . .	57
3.3.1	Der Ansatz . . . . .	58
3.3.2	Einführung einer Schwelle . . . . .	60
3.3.3	Der Einfluß des Rauschens . . . . .	61
3.3.4	Die Peak-Verschiebung der Split-Spektren . . . . .	63
3.4	Das Modell für die Out-of-time Events . . . . .	65
3.4.1	Das spektrale OOT-Modell . . . . .	67
3.4.2	Das räumliche OOT-Modell . . . . .	71
3.5	Das Pileup Modell . . . . .	74
3.5.1	Pileup im Flatfield-Fall . . . . .	76
3.5.2	Pileup von Punktquellen . . . . .	81
3.5.3	Das spektrale Pileup Modell . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Verifikation der Modelle</b>	<b>87</b>
4.1	Verifikation des Partial Event Modells . . . . .	87
4.1.1	Messungen an Single Chips . . . . .	88
4.1.2	Messungen am Flugmodell . . . . .	93
4.2	Ladungssplitting . . . . .	99
4.2.1	Datenaufbereitung . . . . .	100
4.2.2	Anpassung der Split-Modellparameter . . . . .	101
4.3	Out-of-time Events . . . . .	104
4.3.1	Das spektrale OOT-Modell . . . . .	104
4.3.2	Das räumliche OOT-Modell . . . . .	106
4.4	Pileup . . . . .	110
4.4.1	Der Flatfield-Fall . . . . .	110
4.4.2	Pileup mit Teleskop . . . . .	116
4.4.3	Pileup-Effekte in Spektren . . . . .	119
4.5	Effekte an den internen CCD-Grenzen . . . . .	120
4.5.1	Die Geometrie der internen CCD-Grenzen . . . . .	121
4.5.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	123
4.5.3	Datenauswertung . . . . .	124
4.5.4	Ergebnisse . . . . .	125
4.5.5	Schlußfolgerungen . . . . .	127
<b>5</b>	<b>Anwendungen und Diskussion</b>	<b>129</b>
5.1	Partial Event Modell: . . . . .	129
5.1.1	Niederenergieantwort und Linienposition . . . . .	129
5.1.2	Die Detektor Response Matrix . . . . .	132
5.2	Konsequenzen aus dem Split-Modell . . . . .	133
5.2.1	Split – Wahrscheinlichkeit . . . . .	133

5.2.2	Unterschiede im spektralen Verhalten von Single- und Split-Photonen . . . . .	135
5.3	Anwendung des Out-of-time Modells . . . . .	138
5.4	Änderung der Teleskop-Abbildungsfunktion durch Pileup . . . . .	140
<b>A</b>	<b>Die Inversion der OOT-Abbildung</b>	<b>145</b>
A.1	Berechnung von $\det(\mathbf{T}_{OOT})$ . . . . .	145
A.2	Berechnung der Adjunkten . . . . .	146
<b>B</b>	<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>149</b>
<b>C</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>151</b>
<b>D</b>	<b>Danksagung</b>	<b>159</b>
<b>E</b>	<b>Lebenslauf</b>	<b>161</b>





# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schemazeichnung der XMM-Nutzlast . . . . .	16
1.2	Die ABRIXAS-Konfiguration . . . . .	18
1.3	pn-EPIC Fokalebene . . . . .	21
	1.3(a) pn-EPIC Fokalebene – Elektronikseite . . . . .	21
	1.3(b) pn-EPIC Fokalebene – Eintrittsfensterseite . . . . .	21
1.4	Schema der pn-EPIC Fokalebene . . . . .	22
1.5	Schema des Small Window und des Burst Modes . . . . .	23
1.6	Die Funktionsweise des pn-CCDs . . . . .	27
1.7	Schema der Datenanalyse . . . . .	29
2.1	Beispiel einer Offetkarte . . . . .	33
3.1	Absorptionslänge für Silizium . . . . .	43
3.2	Grundform des Spektrums . . . . .	45
3.3	Schema Partial Event Effekts . . . . .	46
3.4	Verlauf der Sammlungseffizienzfunktion . . . . .	49
3.5	Parametervariationen des Partial Event Modells . . . . .	54
	3.5(a) Spektrum vor und nach Faltung mit dem Rauschen . . . . .	54
	3.5(b) Variation des Parameters $\tau$ . . . . .	54
	3.5(c) Variation des Parameters $S$ . . . . .	54
	3.5(d) Variation des Parameters $c$ . . . . .	54
3.6	Niederenergieantwort des Partial Event Modells . . . . .	55
	3.6(a) Variation der Energieantwort für $S = 0.4$ . . . . .	55
	3.6(b) Variation der Energieantwort für $S = 0.8$ . . . . .	55
3.7	Die Quanteneffizienz des pn-CCDs . . . . .	56
3.8	Die Quanteneffizienz für EPIC MOS-CCDs . . . . .	57
3.9	Das Split-Modell ohne Rauschen . . . . .	59
3.10	Ladungsnachweis mit Rauschen und Schwelle . . . . .	61
3.11	Entstehung von Split und Single Spektren mit Schwelle und Rauschen . . . . .	62
	3.11(a) Split-Spektrum . . . . .	62
	3.11(b) Die Detektionswahrscheinlichkeit einer Ladung $q$ . . . . .	62
	3.11(c) Double-Spektrum unter Berücksichtigung des Detek- tionsrauschens, nicht rekonstruiert . . . . .	62

3.11(d) Single-Spektrum mit Berücksichtigung des Detektionsrauschens . . . . .	62
3.12 Die Verschiebung der gemessenen Ladung für Doubles . . . . .	63
3.13 Das vollständige Split-Modell . . . . .	64
3.13(a) Spektrum ohne Rauschen . . . . .	64
3.13(b) Spektrum nach Faltung mit dem Rauschen . . . . .	64
3.14 Schema der Entstehung von Out of Time-Events . . . . .	66
3.15 Spektrale Auswirkungen von OOT-Events . . . . .	68
3.16 Modell für OOT Spektren . . . . .	70
3.17 Parameterabhängigkeit des räumlichen OOT-Modells . . . . .	73
3.18 Verschiedene Pileup Situationen . . . . .	74
3.19 Ausschlusszonen für Singles . . . . .	77
3.20 Flußverlust und Pileup-Anteil für Singles . . . . .	78
3.21 Ausschlusszonen für Doubles . . . . .	79
3.22 Variation der PSF unter Einfluß von Pileup . . . . .	82
3.23 Scheinbarer Fluß für eine Punktquelle mit Pileup . . . . .	82
4.1 Messaufbau für Single-Chip Messungen am BESSY . . . . .	88
4.2 Vergleich der Energieantwort für <100> und <111>- Single Chips . . . . .	90
4.3 Schulterpositionen für verschiedene Single Chips . . . . .	91
4.4 Parameter $\tau$ für verschiedene Single Chips . . . . .	92
4.5 Energieantwort an der Si-K Kante . . . . .	93
4.6 Die IAS-Anlage in Orsay . . . . .	94
4.7 Das MOGSE - System . . . . .	95
4.8 Phasenbild einer Orsay-Messung . . . . .	96
4.9 Übersicht über die spektrale Antwort der Flugmodellkamera . . . . .	97
4.10 Fit Parameter des Partial Event Modells . . . . .	98
4.11 Split-Spektrum mit Modellfit . . . . .	101
4.12 Ermittelte Ladunswolkenradien . . . . .	102
4.13 Modellierte Split-Verhältnisse . . . . .	103
4.14 Out-of-time Events Spektrum, Full Frame Modus, ganzer Reihbereich . . . . .	104
4.15 Out-of-time Events Spektrum, Large Window Modus . . . . .	105
4.16 Out-of-time Events Spektrum, Small Window Modus . . . . .	106
4.17 Reihenabhängigkeit des Out-of-time Events Spektrum . . . . .	107
4.17(a) Spektrum der Reihen 0-50 . . . . .	107
4.17(b) Spektrum der Reihen 100-199 . . . . .	107
4.18 Rekonstruktion der Punktbildfunktion . . . . .	108
4.18(a) Bild der PSF . . . . .	108
4.18(b) geglättetes Bild der PSF . . . . .	108
4.18(c) Rekonstruiertes Bild der PSF . . . . .	108
4.19 Rekonstruktion der Punktbildfunktion-Zentraler Kanal . . . . .	109
4.20 Spektrum der Al-K Fluoreszenzlinie an RÖST1 . . . . .	111

4.21	Pileup an RÖSTI . . . . .	112
4.22	Raten der Flatfield-Messungen an RÖSTI . . . . .	113
4.23	Gemessener Fluß für Flatfield-Messungen . . . . .	114
4.24	Flußverlust für Flatfield-Messungen . . . . .	115
4.25	Pileup Anteil für Flatfield-Messungen . . . . .	116
4.26	Schema der Pileup-Messungen an der Panter-Anlage . . . . .	117
4.27	Schema der Pileup-Messungen an der Panter-Anlage . . . . .	119
4.28	Flußverlust und Pileup Anteil für die Abbildung einer Punkt- quelle . . . . .	120
4.29	Das spektrale Pileup Modell . . . . .	121
4.30	Schema der internen Grenzen des Detektors . . . . .	122
4.31	Intensitätsverteilung für eine Lochmaskenposition . . . . .	124
4.32	Intensitätsverlauf an der Spaltengrenze . . . . .	125
4.33	Intensitätsverlauf an der Spaltengrenze . . . . .	126
5.1	Linienposition und Partial Event Modell . . . . .	130
5.2	Spektrale Antwort in Abhängigkeit von Parameter S . . . . .	131
5.3	Detector Response Matrix . . . . .	132
5.4	Abhängigkeit des Split-Verhaltens von der Signalschwelle für 150 $\mu\text{m}$ Pixelgröße . . . . .	134
5.5	Abhängigkeit des Split-Verhaltens von der Signalschwelle für 75 $\mu\text{m}$ Pixelgröße . . . . .	135
5.6	Abhängigkeit des Splitverhaltens von der Pixelgröße . . . . .	136
5.7	Das Split-Modell für Singles . . . . .	137
5.8	Das Split-Modell für Doubles . . . . .	138
5.9	Linienparameter in Abhängigkeit von der Detektionsschwelle	139
5.10	Einfluß von OOT-Events auf das Spektrum einer schwachen Quelle . . . . .	139
5.11	Änderung der Abbildungsfunktion durch Pileup . . . . .	141
5.12	Pileup im zentralen Pixel der PSF . . . . .	142



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Röntgenastronomie beschäftigt sich mit der Beobachtung und Untersuchung von extraterrestrischen Quellen elektromagnetischer Strahlung im Energiebereich von ca. 0.1 keV – 10 keV. Sie hat sich seit der Entdeckung der ersten extrasolaren Röntgenquelle Sco X-1 durch Giacconi et al. 1962 [GIACCONI62] rasant entwickelt und ist heute eines der wichtigsten Felder der Astronomie. Eine große Rolle spielte dabei die Weiterentwicklung der Instrumente, sowohl der Abbildungssysteme als auch der Detektoren zum Nachweis der Röntgenstrahlung.

Für die Satellitenmissionen der letzten Generation (ASTRO-D/ASCA, AXAF/Chandra, XMM, ABRIXAS) werden durchweg röntgenempfindliche CCDs auf Siliziumbasis eingesetzt. Für den Einsatz auf ASCA und AXAF wurden noch konventionelle, d.h. für optische Anwendungen entwickelte CCDs für den Röntgenenergiebereich angepaßt (sogenannte MOS-CCDs). Für das XMM-Observatorium hingegen, Teil von ESA's Horizon2000 Programm und bis dato Europas größter Forschungssatellit, wurde am Halbleiterlabor der Max-Planck Institute für Physik und extraterrestrische Physik (MPI-HLL) ein neuartiger sogenannter pn-CCD entworfen, produziert und getestet, der von vornherein auf die Anwendung als Röntgendetektor für XMM optimiert ist.

So wird die gesamte Dicke des Silizium-Detektors von 300  $\mu\text{m}$  als sensibles Volumen genutzt. Auch wurde die Pixelgröße von  $150 \times 150 \mu\text{m}$  den Eigenschaften des Röntgenteleskops angepaßt. Ein homogenes dünnes Eintrittsfenster ermöglicht eine gute Quanteneffizienz bis hinunter zu 200 eV. Näheres zu Aufbau und Funktionsweise der pn-CCDs findet sich in Kap. 1.4.

Durch Verwendung von unterschiedlichen Betriebsmodi kann das Detektorsystem an die beobachtete Quelle, insbesondere deren Helligkeit und Variabilität, angepaßt werden.

Das von der Quelle kommende Signal wird durch den Nachweis im Detektor verändert, unter anderem durch unvollständige Ladungssammlung,

Verteilung der Ladung über mehrere Pixel und Transferverluste. Um also Informationen über das tatsächliche Quellverhalten zu gewinnen, ist es notwendig, die gewonnenen Daten von jeder Verfälschung durch den Detektor zu befreien. Dies entspräche einer Entfaltung der Daten unter Berücksichtigung eines Detektormodells. Generell sind Verfahren zur Entfaltung verrauschter Systeme jedoch anfällig gegen kleine Schwankungen [PRESS95].

Ein gangbarer Weg ist jedoch, zunächst eine Annahme über die (unbekannte) Quelle zu machen, dieses Quellmodell mit der Antwortfunktion des Detektorsystems zu falten und die so modellierten Größen mit dem Ergebnis der tatsächlichen Beobachtung auf der Basis einer statistischen Fehleranalyse zu vergleichen und zu optimieren. Auf diese Weise können sowohl Modelle für die Quelle ausgeschlossen werden (weil die Fehler bei der Anpassung zu groß sind) als auch freie Modellparameter angepaßt werden (d.h. die Diskrepanz zwischen Beobachtung und Simulation der Quelle wird minimiert). Dieses Vorgehen ist typisch für die Beobachtungen in der Röntgenastronomie [CHARLES95].

Die Möglichkeit der Informationsgewinnung über die Quelle wird limitiert durch die Genauigkeit, mit der das Verhalten des Detektorsystems bekannt ist. Das bedeutet, daß das Modell und die dafür notwendigen Größen so gut wie möglich bei Bodenkalambrationsmessungen bestimmt werden müssen. Eine Nachkalibration des Detektors während des Betriebs des Observatoriums ist nur durch die Verwendung von mitgeführten radioaktiven Präparaten bzw. durch die Beobachtung von sogenannten 'calibration targets', d.h. astronomischen Objekten, deren Verhalten gut bekannt ist, möglich.

Es stellt sich die Frage, wie das Systemverhalten abgebildet werden soll. Eine Möglichkeit wäre, rein phänomenologisch die bei den Bodenkalambrationsmessungen gewonnenen Datenpunkte nach Bedarf zu interpolieren. Dies ist einfach, jedoch höchst unzuverlässig in einem hochdimensionalen Parameterraum wie ihn das System darstellt.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, eine ab-initio Simulation der Physik des Detektors auf der Basis der grundlegenden Halbleitergleichungen durchzuführen und aus Monte-Carlo Simulationen entsprechende Vergleichsgrößen für Kalambrationsmessungen abzuleiten. Dies wurde auf Teilsystemen des Detektors durchgeführt siehe z.B. [LECHNER98], [MEIDINGER95]. Dabei zeigte sich jedoch, daß diese Verfahren einerseits extrem viel Rechenzeit beanspruchen, andererseits nur jeweils ein kleiner Ausschnitt aus dem Detektorsystem befriedigend simuliert werden konnte. Desweiteren bleibt unklar, wie Änderungen des Detektors im Orbit dargestellt werden können.

Bisher wurden in verschiedenen Diplomarbeiten u.a. [MEIDINGER91], [KRAUSE96], [STADLBAUER98], [BIHLER96] Teilaspekte des Detektors behandelt.

Aufgabe war es nun, in einer umfangreicheren Arbeit die wesentlichen

Aspekte der verschiedenen Modelle zusammenzuführen und neue, auf physikalischen Gesichtspunkten beruhende Modelle zu entwickeln, die das Verhalten des Detektors beschreiben. Zwei wesentliche Gesichtspunkte gaben den Rahmen für die Lösungen vor. Zum einen sollten die Modelle physikalisch motiviert sein, um das Verständnis des Detektors zu verbessern, zum anderen sollten die Modelle so beschaffen sein (insbesondere so schnell) daß sie in die Auswertung der Daten direkt mit einbezogen werden können.

Um eine eventuell notwendige Anpassung an veränderte Bedingungen im Orbit zu gewährleisten, weisen die meisten der vorgestellten Modelle freie Parameter auf, die zunächst anhand der Daten aus Bodenkalisationsmessungen bestimmt werden.

In Kap. 1 werden die Komponenten des Detektorsystems und der Satellit vorgestellt. Dieses Kapitel ist recht technisch und dient nur dazu, die wichtigsten Begriffe einzuführen. Die für eine Datenanalyse notwendigen Korrekturen und Filterungen der vom Detektorsystem telemetrierten sogenannten Rohdaten werden in Kap. 2 beschrieben. Auch hier wird nur ein Überblick gegeben, der anhand der Referenzen vertieft werden kann.

Da die Beobachtungsbedingungen und die Analyseziele der Beobachter stark variieren können, wurde ein modularer Aufbau des Detektormodells gewählt. Die Herleitung der einzelnen Modelle ist in Kap. 3 beschrieben. Anschließend wird in Kap. 4 die Gültigkeit der Modelle anhand von Bodenkalisationsmessungen überprüft. In Kapitel 5 schließlich wird die Anwendung der Modelle anhand einiger Fallstudien exemplarisch dargestellt.

Die Verwendung von Anglizismen wird, soweit möglich, vermieden. Schon allein aufgrund der internationalen Kooperation, innerhalb derer diese Arbeit durchgeführt wurde, ist dies jedoch nicht vollständig möglich.

## 1.1 Der XMM-Satellit

Der Satellit XMM wurde von der ESA im Rahmen des Horizon 2000 Programms als zweite von vier sogenannten 'Cornerstone Missions' entwickelt, sein Start ist für den 15.12.1999 vorgesehen. Eine detaillierte Beschreibung des Satelliten und seiner Ziele findet sich unter anderem im XMM Users Handbook ([XMM\_UHB 98]), in [LUMB 96] und in [CASTEREN 96].

Ziel der Mission ist, mit der extrem großen Sammelfläche auch entfernte und damit schwache Röntgenobjekte nicht nur nachweisen, sondern auch untersuchen zu können. Außerdem erhofft man sich durch die konsequente parallele Beobachtung der Zielquellen über einen weiten Frequenzbereich neue Erkenntnisse über zeitlich variable Phänomene.

Der Satellit (siehe Bild 1.1) besitzt zwei unterschiedliche Arten von Teleskopen.

Zum einen drei Röntgenteleskope (Wolter-Typ 1) mit je 58 konzentrischen Spiegelschalen, zum anderen ein 30 cm optisches/UV Teleskop (den

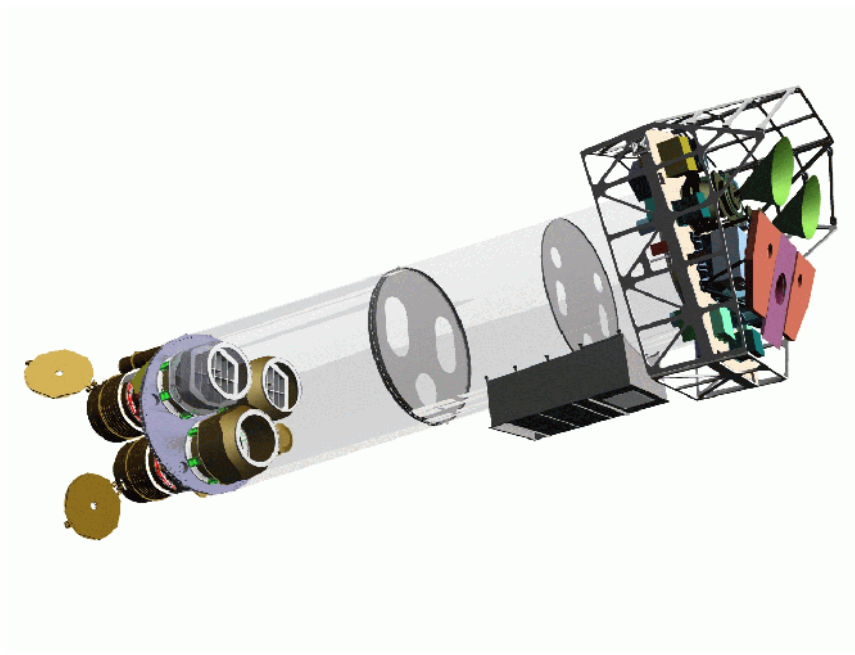


ABBILDUNG 1.1: Schemazeichnung der XMM-Nutzlast: Links unten sind die drei Röntgenteleskope erkennbar, fast verdeckt darüber der OM, an den oberen beiden Teleskopen sind die Reflexionsgitter angebracht. Rechts im Bild die Fokalebene mit den beiden MOS-Kameras (oben, mit konusförmigen Radiator), darunter die zwei RGS-Kameras, dazwischen (flacher Radiator mit Loch in der Mitte) die pn-Kamera

optischen Monitor) mit einer an einen CCD gekoppelten Mikrokanalplatte als Fokalebenen-detektor. Dies ermöglicht simultane Beobachtungen in zwei unterschiedlichen Wellenlängenbereichen, nämlich im weichen Röntgenbereich von  $0.1 \text{ eV} - 15 \text{ keV}$  bzw. von  $10 \text{ nm}$  bis unter  $0.1 \text{ nm}$  Wellenlänge und im optischen Bereich von  $160 \text{ nm} - 600 \text{ nm}$ . Die Teleskope sind parallel zueinander ausgerichtet, so daß eine Quelle von allen Instrumenten gleichzeitig beobachtet werden kann.

Um eine möglichst große Sammelfläche auch bei hohen Energien zu erhalten, wurde eine sehr große Fokallänge von  $750 \text{ cm}$  gewählt. Daraus ergeben sich kleine Einfallswinkel auf den Spiegelschalen, so daß auch für höhere Photonenenergien bis über  $15 \text{ keV}$  noch Sammelfläche zur Verfügung steht (siehe [XMM\_UHB 98], 3.2.2). Durch die große Anzahl an Spiegelschalen besitzt XMM die größte bisher realisierte Sammelfläche für ein Weltraum-Röntgenteleskop. Das räumliche Auflösungsvermögen ist mit  $6''$  FWHM bzw.  $15''$  HEW gut.

Es gibt drei Arten von wissenschaftlichen Instrumenten:

1. Die European Photon Imaging Camera (EPIC): Im Fokus jedes der drei Röntgenteleskope befindet sich je eine röntgenempfindliche Kamera für Spektroskopie mit moderater Auflösung, Bildgebung und



Photometrie im Röntgenbereich. Zwei der Kameras sind optimierte MOS- CCDs (MOS-EPIC), die dritte ist die vom MPE entwickelte pn-EPIC Einheit. Die den CCD's intrinsische spektrale Auflösung ist  $E/\Delta E = 20 \sim 50$ , die Pixelgröße ist  $150 \mu m$  ( $4.1''$ ) für pn-EPIC und  $40 \mu m$  ( $1.1''$ ) für MOS-EPIC, die zeitliche Auflösung variiert je nach Beobachtungsmodus von  $7 \mu s - 70 ms$  für pn-EPIC und von  $1 ms - 2.8 s$  für MOS-EPIC.

2. Reflection Grating Spectrometer (RGS): Hinter zwei der drei Röntgenteleskope wird ein Teil der fokussierten Strahlung von Reflexionsgittern abgelenkt und so auf einem Rowland-Kreis spektral aufgelöst. Dort wird das Spektrum von rückseitenbeleuchteten röntgenempfindlichen CCD's nachgewiesen. Die moderate spektrale Auflösung der CCD's ermöglicht es, die unterschiedlichen Ordnungen der Reflexion zu trennen. Das RGS besitzt eine spektrale Auflösung von  $E/\Delta E$  von  $200 - 800$  im Energiebereich von  $0.35 \text{ keV} - 2.5 \text{ keV}$ .
3. Optical Monitor (OM): Dieser ermöglicht Bildgebung und Prismenspektroskopie im optischen und nahem UV-Bereich.

Besonderheiten von XMM sind

- Der simultane Betrieb aller wissenschaftlichen Instrumente
- Die extrem hohe Empfindlichkeit im Röntgenbereich, dank der großen Sammelfläche der Teleskope
- Eine gute Winkelauflösung von ca.  $6''$  FWHM für die Abbildungsfunktion (PSF) der Wolterteleskope
- Gute spektrale Auflösung im Röntgenbereich

Der Satellit wird in einem hochexzentrischen 48h-Orbit betrieben mit einem Perigäum bei 7000 km und einem Apogäum von 114000 km [XMM\_UHB 98]. Dies ermöglicht lange ununterbrochene Beobachtungen von Quellen. Die Bahnebene weist eine Inklination von  $40^\circ$  auf, so daß die südliche Hemisphäre (unter anderem die Magellanschen Wolken) gut beobachtet werden können.

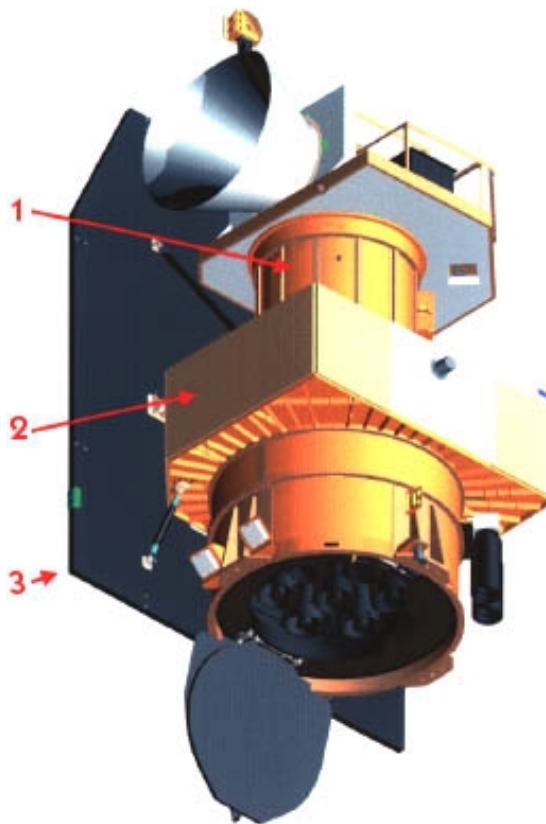
Die Daten werden von zwei Bodenkontrollstationen, Perth/Australien und Kourou/Frz. Guiana empfangen und zur Aufbereitung an das XMM-SOC in Villafranca, Spanien weitergeleitet, von wo die Daten der Pipeline-Verarbeitung zugeführt werden und anschließend dem Beobachter zur Verfügung gestellt werden.

ABBILDUNG 1.2: Schema der Abrixas-Konfiguration:

1: Teleskop-Tubus, darüber die Fokalebene mit der pn-CCD Kamera und den Elektronik-Boxen und der konusförmige Radiator zur Temperaturregelung

2: Satellitenbus mit Elektronik u.a. für die Spannungsversorgung, Lageregelung und Telemetrie

3: Solarpanel, darunter die Öffnungen der 7 Teleskope mit dem geöffneten Teleskop-Deckel. Rechts außen der Sternensensor



## 1.2 Besonderheiten des ABRIXAS - Systems

ABRIXAS ist ein deutscher Kleinsatellit, der vom Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik (MPE), dem Astronomischen Institut Potsdam (AIP), und dem Astronomischen Institut der Universität Tübingen (AIT) mit Industriepartnern entwickelt wurde. Obwohl die Mission nach einem erfolgreichen Start an Bord einer russischen KOSMOS-Rakete am 28.4.1999 aufgrund von Problemen mit der Energieversorgung gescheitert ist [MPE 99], soll hier kurz auf das System eingegangen werden, nicht zuletzt in Hinblick auf einen eventuellen Nachfolger.

Der Satellit wird in [FRIEDRICH 98a] und [FRIEDRICH 98b] eingehend beschrieben, hier soll nur auf die wesentlichen Unterschiede zu XMM in bezug auf das Kamerasystem und die Teleskopkonfiguration eingegangen werden. Aufgabe des Satelliten war, als Pfadfindermission den Röntgenhimmel im spektralen Bereich von 0.5–15 keV komplett zu durchmustern. Dazu wird der Satellit in einem Low Earth Orbit bei seinen Erdumkreisungen sukzessive Großkreise des Himmels abbilden, so daß nach 6 Monaten Betriebsdauer (ohne Unterbrechungen) der gesamte Himmel abgedeckt ist. Dieser Modus wurde schon für die Durchmusterung durch ROSAT verwendet. Wegen sei-

ner Konfiguration, seines Orbits und seinem Lageregelungssystem kann der Satellit kaum für pointierte Beobachtungen eingesetzt werden, seine Lebensdauer wird auf drei Jahre geschätzt. Die Teleskopkonfiguration ist so, daß sieben einzelne Module so angeordnet sind, daß die sechs um das zentrale Teleskop gruppierten Module eine jeweils um 7.25 Grad von der Blickrichtung des zentralen Teleskops verkippte Blickrichtung haben. Die Strahlgänge der Teleskope kreuzen sich im Filter der Kamera, die Fokii der Teleskope bilden auf dem Detektor die Anordnung eines regelmäßigen Sechsecks mit Zentrum. Die Fokallänge der ABRIXAS-Teleskope ist viel geringer als bei XMM, nämlich nur 1.5 m, so daß der gesamte Satellit deutlich kleiner ist.

Die Winkelauflösung der Teleskope ist zwar mit ca. 13'' FWHM (22'' HEW) schlechter als bei XMM, durch die kürzere Fokallänge ist das Bild der PSF in der Fokalebene jedoch kleiner, was dazu führt, daß die FWHM in Pixeln gemessen kleiner scheint als bei XMM<sup>1</sup>. Die ABRIXAS-Konfiguration ist in Abb. 1.2 dargestellt.

Als Kamera wird ebenfalls ein pn-EPIC System eingesetzt, wobei ausschließlich der Full Frame Mode angewandt werden wird. Grund dafür ist, daß die effektive Fläche der Spiegel mit 70 cm<sup>2</sup> pro Modul wesentlich geringer ist als die von XMM und damit auch die Zahl der gesammelten Photonen pro Zeiteinheit für eine helle Quelle kleiner ist. Außerdem ist das Ziel der Mission eine sogenannte Survey, d.h. das gleichmäßige Abtasten des gesamten Himmels, wobei der gesamte Detektor abgelesen werden soll (und nicht nur ein Teil, wie z.B. beim Timing Modus).

### 1.3 Das pn-EPIC System

Da Thema der Arbeit das Systemverhalten der pn- Kamera ist, sollen die anderen Komponenten (OM, RGS, MOS-EPIC) im folgenden nicht weiter betrachtet werden. Wo notwendig, wird jedoch auf die Eigenschaften des Teleskops zurückgegriffen.

Das pn-EPIC System ist ausführlich in [VILLA 96], [MEIDINGER 96] und [MEIDINGER 99] beschrieben, hier soll nur ein kurzer Überblick gegeben werden:

Die pn-Kamera besteht im wesentlichen aus folgenden Komponenten:

- Dem röntgenempfindlichen pn-CCD
- Einer Reihe von integrierten Vorverstärkern mit Multiplexern (CAMEXe) zur Signalauslese
- Spannungsversorgungen mit Filterelektronik und Kommando- bzw. Kontrollelektronik
- Einer Digitalen Event- Verarbeitungseinheit

---

<sup>1</sup>Bei XMM entspricht eine Pixelbreite 4.1'', in der ABRIXAS-Konfiguration 20.6''

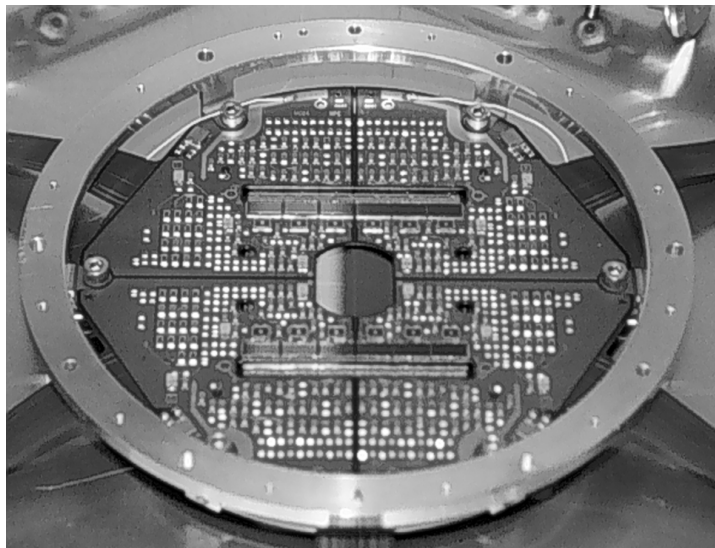
- Einem Filterrad mit Steuerelektronik
- Einer mechanischen Struktur, die das passive Kühlen durch Radiatoren auf die Betriebstemperatur von  $-130^{\circ}\text{C}$  bis  $-80^{\circ}\text{C}$  erlaubt

Diese Kamera besitzt keinen Shutter, der vor Belichtung während der Auslese des Detektors schützt. Dies führt zu sogenannten Out-of-time Ereignissen, deren Effekte in Kap. 3.4 beschrieben werden. Außerdem gibt es keine Blende, mit der für unterschiedliche Beleuchtungsverhältnisse der Fluß für den CCD optimiert werden kann. Deswegen ist es in Anbetracht der hohen Dynamik der Quellenintensität von fast 6 Größenordnungen ([HASINGER 99], [CHARLES 95], Box 16.2) notwendig, durch unterschiedliche Auslesemodi (siehe Kap. 1.3.1 und 1.3.2) die Auslesegeschwindigkeit der Quellintensität anzupassen, damit die Zahl der Photonen pro Pixel und Auslesezyklus (im folgenden Frame genannt) einen gewissen Wert nicht überschreitet. Dies ist notwendig, um das gleichzeitige Eintreffen von mehreren Photonen in einem oder benachbarten Pixeln unwahrscheinlich zu machen. Dieser Effekt wird Pileup genannt und im Kap. 3.5 ausführlich behandelt. Die Zahlen, die in der Übersicht Tab. 1.1 diesbezüglich genannt werden, sind Abschätzungen, auf die später nochmals zurückgekommen wird.

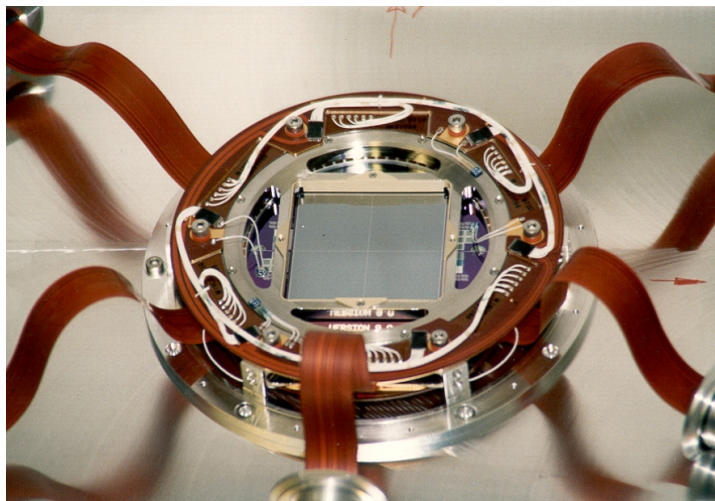
Die physikalischen Grundlagen des pn-CCDs werden in Kapitel 1.4 kurz erläutert. In Abb. 1.3 ist die Fokalebene sowohl von der Elektronikseite (Abb.1.3(a)) als auch von der Eintrittsfensterseite (Abb.1.3(b)) abgebildet. Der pn-CCD, der schematisch in Abb. 1.4 abgebildet ist, ist monolithisch auf einem  $4''$ -Silizium Wafer integriert und besteht aus vier identischen, voneinander unabhängigen Quadranten, die aus Redundanzgründen elektrisch entkoppelt sind. Sie überdecken das durch das Teleskop und eine Thermalblende definierte Sichtfeld zu über 93%. Jeder Quadrant setzt sich aus drei weitgehend voneinander unabhängigen CCD-Modulen zusammen, die wiederum aus 64 Transferkanälen mit einer Schiebetiefe von 200 Zeilen bestehen.

Im folgenden soll unter CCD solch ein Sub-Modul aus  $64 \times 200$  Pixel verstanden werden, während mit Detektor, soweit nicht anders vermerkt, der gesamte funktionelle Bereich des Wafers, d.h. die vier Quadranten zusammengekommen, bezeichnet werden sollen. Die Fokalebene ist in Abb. 1.4 skizziert, zusammen mit den im folgenden verwendeten Bezeichnungen für die Quadranten (von 0-3) und CCDs (von 0-2). Ein bestimmter CCD wird also durch eine Angabe wie Q2CCD1 festgelegt, in diesem Fall der mittlere CCD des zweiten Quadranten. Für die Adressierung der Pixel gibt es unterschiedliche Systeme, siehe z.B. [XMM\_UHB 98]. In dieser Arbeit wird die CCD-interne Adressierung verwendet, d.h. die Pixeladressen lauten ( $\langle$ Kanal (0-63) $\rangle$ ,  $\langle$ Reihe (0-199) $\rangle$ )

Jeder der Transferkanäle endet auf einer Anode, die direkt mit dem Gate eines JFET's verbunden ist, um Streukapazitäten und pickup noise zu minimieren. Der Transistor fungiert als ladungssensitiver Vorverstärker und ist mit einem zweiten JFET gekoppelt, der als Reset-FET dazu dient,



(a) pn-EPIC Fokalebene – Elektronikseite



(b) pn-EPIC Fokalebene – Eintrittsfensterseite

ABBILDUNG 1.3: Die Fokalebene von der pn-EPIC Kamera vor der Integration. Auf der Elektronikseite ist der Detektor von der Platine abgedeckt, die Filterglieder und Spannungsteiler trägt. Die Öffnungen in der Platine dienen zum Ausgasen bzw. sind für die Bondverbindungen notwendig. Auf der Eintrittsfensterseite erkennt man die Zuleitungen (Flexleads), die die Versorgungsspannungen zuführen und die Rohsignale an die Digitalelektronik weiterleiten. Der sensitive Bereich ist als strukturloses Quadrat erkennbar. Die Elektronikplatine ist verdeckt vom Wafer. Ringsum (weiße Drähte) erkennt man die Heizfolien für die Temperaturregulierung.

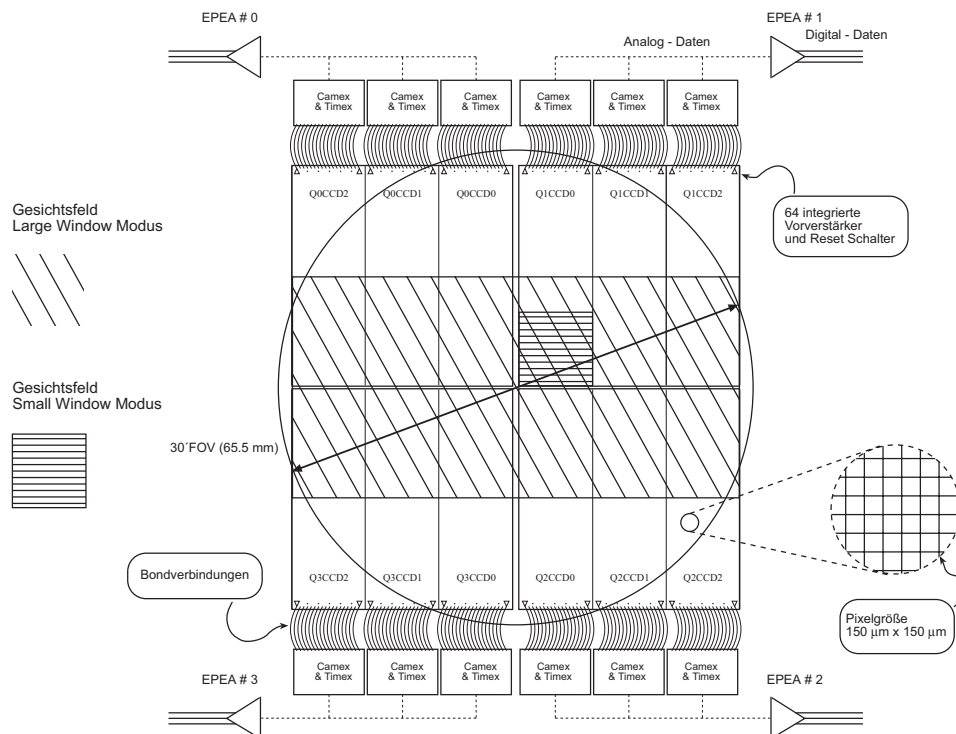


ABBILDUNG 1.4: Schema der pn-EPIC Fokalebene: Der Kreis kennzeichnet das Gesichtsfeld des Röntgenteleskops, die schraffierten Flächen geben die Auslesebereiche für die Window-Moden an

die akkumulierte Ladung wieder abfließen zu lassen. Dieses Prinzip wird in [BRÄUNINGER 90] detailliert beschrieben. Alle 64 Transistoren eines CCDs arbeiten parallel, was die Verarbeitungsgeschwindigkeit des Systems erheblich erhöht, da die zeitkritische Stufe der Nachweis der detektierten Ladung ist. Im Gegensatz zu konventionellen CCD's, bei denen die unverstärkten Ladungspakete seriell an einem Ausleseknotten verarbeitet werden, wird hier erst das im CAMEX verstärkte Signal gemultiplext und mit einer Rate von 2.7 Megapixeln pro Sekunde an den ADC weitergeleitet. Dies führt zu einer erheblich höheren Bildfrequenz, verglichen mit den MOS-CCDs in MOS-EPIC oder den bei AXAF verwendeten CCDs.

Die programmierbare Kontrollelektronik ermöglicht es, für die Auslese des Detektors unterschiedliche Betriebsmodi zu verwenden. Da auf diese in Hinblick auf die Modellierung und die Anwendung im Laufe der Arbeit immer wieder zurückgegriffen wird, seien sie hier kurz beschrieben.

### 1.3.1 Die abbildenden Betriebsmoden

Unter den abbildenden Moden (Imaging Modes) des Detektors versteht man die verschiedenen Möglichkeiten, bei denen die zweidimensionale Bildinfor-

mation übertragen wird. Als Standardmodus ist der sogenannte **Full Frame Mode (FM)** vorgesehen, bei dem alle Pixel aller 12 CCDs ausgelesen werden. Dies geschieht so, daß jeweils ein CCD ausgelesen wird, während die 11 anderen in der Integrationsphase sind, d.h. deren Registerspannungen werden nicht verändert. Hierzu sind knapp über 4.6 ms notwendig, (siehe Tabelle 1.1). Dann beginnt die Integrationsphase für diesen CCD, während der nächste CCD ausgelesen wird. Dies wird zyklisch für alle 12 CCD's wiederholt, und zwar nach dem Muster Q0CCD0-Q0CCD2, Q1CCD0-Q1CC2, ...Q3CCD2, d.h. die Quadranten werden jeweils reihum von innen nach außen ausgelesen. Es ergibt sich eine Zykluszeit von 73.3ms für den gesamten Detektor.

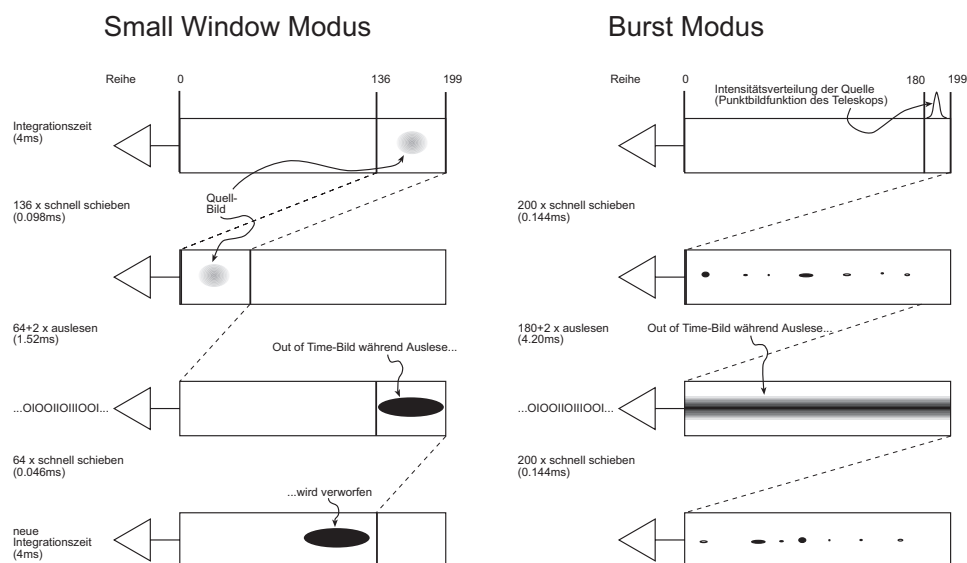


ABBILDUNG 1.5: Schema des Auslesezyklus für den Small Window Modus (links) und den Burst Modus (rechts). Um den OOT-Anteil zu verringern ist es für den SW-Modus wichtig, unmittelbar vor Beginn der Integrationszeit nochmals schnell zu schieben. Im Burst Modus ist die aktive Zeit des Detektors mit 0.144 ms extrem kurz gegenüber der (inaktiven) Auslesezeit von 4.20 ms.

Man muß jedoch beachten, daß jeder einzelne Chip zeitlich versetzt zu den anderen Chips die Signale akkumuliert, die Zeitwörter jedoch nur frameweise geschrieben werden, d.h. je Quadrant einmal pro Auslesezyklus. Die Zeitinformation für ein Ereignis muß deswegen um diesen Versatz je nach CCD unterschiedlich korrigiert werden. Dies ist in [KUSTER 99] im Detail beschrieben, eine Übersicht über die Betriebsmoden und die korrespondierenden Effekte ist in [KENDZIORRA 99] gegeben. Aus technischen Gründen wird die Reihe 0 nicht gelesen, das effektive Gesichtsfeld ist damit 398x384 Pixel.

Der nächste Imaging Mode ist der **Large Window Mode (LM)**. Dabei

wird nur die hintere Hälfte (Reihe 100-199) jedes CCDs ausgelesen. Das bedeutet, daß bei der Auslese eines CCDs zunächst 100 schnelle Transfers ohne Auslese stattfinden<sup>2</sup>. Danach werden die nächsten 100 Zeilen wie gewohnt gelesen. Dadurch wird die Integrationszeit fast halbiert, um den Preis, daß nur die Hälfte des Detektors ausgelesen wird. Außerdem sollte für diese Art der Beobachtung keine Quelle im Bereich der ersten 100 Zeilen liegen, da diese das eigentliche Nutzsignal verfälschen kann. Photonen aus solch einer Quelle, die während der Auslese der hinteren 100 Zeilen den Detektor erreichen, werden nämlich fälschlicherweise einer um 100 größeren Zeilennummer zugeordnet. Näheres dazu ist im Kapitel 3.4 über Out-of-time Events zu finden sein. Vorteil dieses Modes ist der geringe Anteil an OOT-Events bei gleichzeitiger großer Bildfläche. Durch die kürzere Integrationszeit ergibt sich auch ein geringerer Pileup-Effekt.

Der **Small Window Mode** (SM) unterscheidet sich vom LM dadurch, daß nur ein einziger CCD ausgelesen wird und von diesem nur ein quadratisches Fenster von 64 Reihen Tiefe. Dadurch, daß auf das Auslesen aller 12 CCD's verzichtet wird, verringert sich die Zykluszeit drastisch und beträgt nur noch 4.0 ms. Er ist damit für helle, punktförmige Quellen besonders geeignet, weil der Pileup-Effekt im Vergleich zum LM noch geringer ist. In Abb. 1.5 ist der Betrieb dieses Auslesemodus schematisch dargestellt.

### 1.3.2 Die Timing Moden

Grundsätzlicher Unterschied der folgenden beiden Moden ist, daß eine der beiden Ortskoordinaten nicht mehr bestimmt werden kann. Da das Kamerasystem keinen Shutter hat, der den Detektor während des Transfers abdeckt, ist auch für die Imaging Modes die Ortsinformation in Reihenrichtung nur durch die erhöhte Wahrscheinlichkeit gegeben, daß ein bestimmtes Photon während der Integrationsphase und nicht während der Auslesephase eingetroffen ist. Dieses Verhältnis beträgt für den FM ca. 14 : 1, was bedeutet, daß 7 % aller registrierten Events dem falschen Ort zugerechnet werden. Im **Timing Mode** (TM) hingegen wird permanent 10x schnell transferiert, d.h. die Signale aus 10 Reihen auf der Anode akkumuliert und anschließend als ein Signal ausgelesen. Da es keine Integrationszeit mehr gibt, ist es für ein Event, das in einem gewissem Kanal detektiert wurde, gleichwahrscheinlich, von einem Photon zu stammen, das in irgendeinem der 200 Pixel dieses Kanals absorbiert wurde. Damit geht die Ortsinformation in einer Dimension verloren, in der anderen (entlang der Kanäle) bleibt sie freilich erhalten. Dieser Modus ist also nur für die Beobachtung schon bekannter Punktquellen geeignet, die am besten (zumindest in Transferrichtung) keine weiteren

---

<sup>2</sup>Wie weiter oben schon erwähnt, ist der frequenzlimitierende Vorgang der Auslese die Übernahme des Signals auf den Vorverstärker im CAMEX: Während es nur  $0.7\mu\text{s}$  dauert, eine Reihe ohne Auslese auf die Anode zu transferieren, benötigt man  $22.5\mu\text{s}$ , um die Reihe zu transferieren und das Signal in den CAMEX zu übernehmen.



hellen Quellen in der Nachbarschaft haben. Nimmt man an, daß sich die PSF auf ein Feld von ca.  $10 \times 10$  Pixel konzentriert [XMM\_UHB 98], dann wird ein Makropixel von 10 Reihen (die zusammen ausgelesen und verstärkt werden) nur  $30 \mu s$  durch die Punktquelle belichtet.

Im **Burst Mode** (BM) können extrem helle Quellen beobachtet werden. Dazu verwendet man den CCD als Transientspeicher. Voraussetzung ist wiederum, daß die Quelle punktförmig ist und sich keine weiteren hellen Quellen im Blickfeld des CCDs befinden. Das Teleskop wird so ausgerichtet, daß die Quelle auf die hintersten 20 Zeilen des CCD's abgebildet wird. Dann wird folgende Sequenz verwendet, die auch in Abb. 1.5 dargestellt ist.

Zunächst werden 200 Zeilen schnell transferiert. Dabei wird jede Zeile dem Signal der Quelle nur eine sehr kurze Zeit, ca.  $7 \mu s$  [KENDZIORRA 98] ausgesetzt<sup>3</sup>. Danach finden sich diese Signale in den Reihen 0-180 des CCDs und werden im Anschluß ausgelesen. Da während des Auslesens die folgenden Zeilen stark überbelichtet werden, werden wieder 200 schnelle Transfers durchgeführt und das überbelichtete Signal wird verworfen. Dies führt dazu, daß in diesem Modus der Detektor nur 3% der Zeit sensitiv ist<sup>4</sup>. Auch in diesem Fall wird jedoch nur ein einziger CCD des Detektors ausgelesen.

Zwischen den verschiedenen Moden variiert die Belichtungszeit für ein Pixel von 70 ms bis  $7 \mu s$ , also über 5 Größenordnungen, was der erwarteten Dynamik der Quellen entspricht.

In [KUSTER 99] sind die Zeiteigenschaften der verschiedenen Moden detailliert beschrieben. Eine Übersicht über die Eigenschaften der einzelnen Moden findet sich in Tabelle 1.1.

## 1.4 Die Funktionsweise des pn-CCD

Das Konzept der pn-CCDs wurde 1987 von Kemmer, Stüder und Lutz entwickelt ([KEMMER 87], [STRÜDER 87], [STRÜDER 88]). Wesentlicher Teil des Konzepts ist die sogenannte Seitwärtsdepletion. Das Prinzip ist in Abb. 1.6 erklärt. Dadurch wird, im Gegensatz zu konventionellen (MOS-)CCDs auch das Substratmaterial sensitiv für Röntgenphotonen. Somit kann der Detektor von der unstrukturierten Rückseite bestrahlt werden. Dieses sogenannte Eintrittsfenster ist für den Nachweis weicher Röntgenphotonen optimiert worden [HARTMANN 97]. Im Rahmen der Modellierung der Eintrittsfenster-effekte 3.1 wird noch detailliert darauf eingegangen.

Eine weitere Besonderheit ist die auf dem hochohmigen Material integrierte sogenannte on-chip Elektronik, d.h. wie schon weiter oben beschrieben ein First FET, zusammen mit einem Reset FET, die die Signalladung,

---

<sup>3</sup>Unter der Annahme, daß die PSF sich über 10 Pixel erstreckt und das schnelle Schieben einer Zeile  $0.72 \mu s$  benötigt

<sup>4</sup>Dies entspricht dem Verhältnis aus der Transferzeit für 200 Reihen, während der das Signal aufgezeichnet wird und der Auslesezeit für 180 Reihen, währenddessen ankommende Photonen verworfen werden.

Modus	Gesichtsfeld (FoV)	Integrationszeit <sup>1)</sup>	Transferzeit <sup>2)</sup>	Auslesezeit / CCD <sup>3)</sup>	Zykluszeit	Out of time events	Duty Zyklus <sup>4)</sup>	Helleste Punktquelle für XMM <sup>5)</sup>
	<i>in arc min</i>	<i>in msec</i>	<i>in msec</i>	<i>in msec</i>	<i>in msec</i>	<i>in %</i>	<i>in %</i>	<i>in mCrab</i>
Full Frame 400 × 384 pixel	27.5 × 26.4	68.7	N.A.	4.65	73.3	7	100	0.7
ext. Full Frame 5 wait states	27.5 × 26.4	278	N.A.	4.654	280	2	100	für Beob. ausge-dehnter Quellen
Small window (64 × 64 pixel)	4.4 × 4.4	4.0	0.098	1.52	5.7	2	71	11
Large Window 200 × 384 pixel	13.8 × 26.4	42.0	0.072	2.494	44.6	0.3	91	1.1
Timing 150 × 1500 μm <sup>2</sup> pixel	4.4 × 13.8	0.03	N.A.	N. A.	5.9	all	98.5	146
Burst (180 lines read)	4.4 × 1.4	0.007	N.A.	4.195	4.3	all	0.17	6300

TABELLE 1.1: Die wichtigsten Betriebsparameter für pn-EPIC auf XMM (nach [KENDZIORRA 98], [KENDZIORRA 99], [KUSTER 99]). Anmerkungen:

- 1) Kürzeste Integrationszeit, für Timing und Burst mode: Zeit, um ein Pixel während der Belichtung (Burst) bzw. des Transfers (Timing) 10 Reihen (1.5mm) weiterzuschieben
- 2) Für Window Moden: Zeit, in der der Fensterinhalt schnell zur Anode geschoben wird
- 3) Zeit zwischen zwei Zeitwörtern: im Timing-Mode wird der CCD dabei 10x ausgelesen
- 4) Zeit, in der der Detektor sensitiv für Strahlung ist (Out-of-time Ereignisse inklusive)
- 5) Hellste Quelle, die ohne Pileup beobachtet werden kann. Ein mCrab entspricht dabei 9.1 Photonen pro Sekunde

die auf die Anode transportiert wurde, verstärkt an den Eingang des CAMEX weitergeben.

Ein Querschnitt durch den Schiebebereich eines CCDs ist in Abb. 1.6 zu sehen.

Weitere Details zu Konzept und Aufbau der CCDs kann neben den schon genannten Arbeiten z.B. in [STADLBAUER 98], [MEIDINGER 96] oder

[MEIDINGER 99] gefunden werden.

### 1.4.1 Die Umwandlung von Photonen in digitale Signale

Der Nachweis von Photonen durch das Detektorsystem geschieht durch Umwandlung der Photonenenergie in elektrische Ladung, die dann als Spannungspuls nachgewiesen wird. Auch wenn das Prinzip des Detektors inzwischen an verschiedenen Stellen detailliert beschrieben ist, unter anderem in [STRÜDER 89], [KEMMER 87], [MEIDINGER 99], sollen hier die wesentlichen Einzelheiten kurz umrissen werden, weil in Kap. 3 darauf aufgebaut wird.

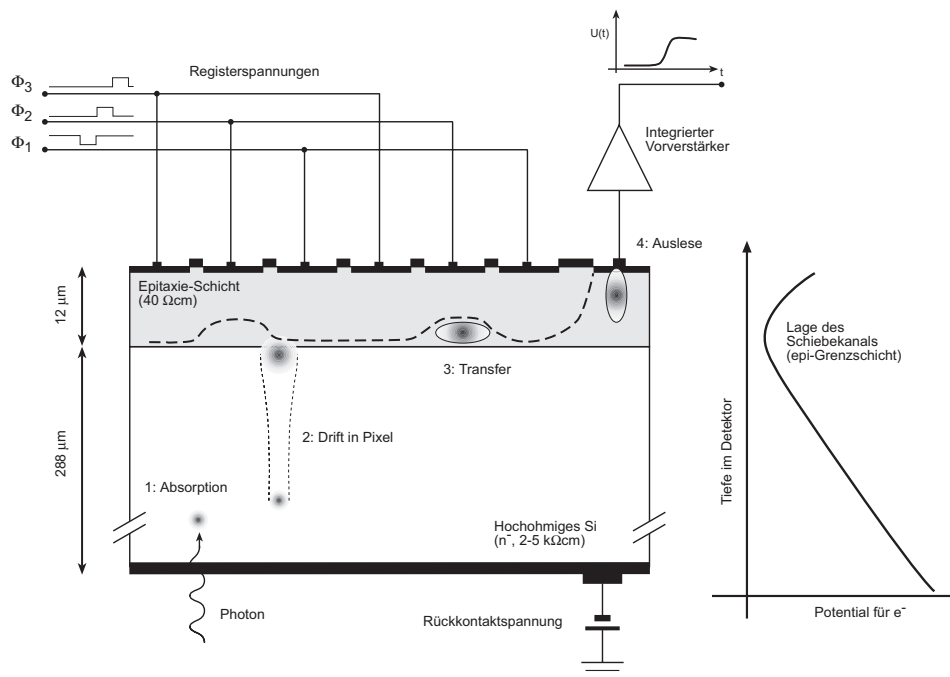


ABBILDUNG 1.6: Die Funktionsweise des pn-CCDs: Die einzelnen Abschnitte 1-4 sind im Text, Kap. 1.4.1 erläutert

In Abb. 1.6 sind die wesentlichen Schritte des Nachweisprozesses nummeriert. Der Detektor ist durch Anlegen einer Rückkontaktspannung (ca. -180 V) und der Registerspannungen vollständig verarmt, es bildet sich ein Potentialverlauf in der Tiefe aus, der rechts in Abb. 1.6 skizziert ist und das ein Minimum ca. 12 μm unter der Oberfläche der Vorderseite aufweist. Die Lage des Minimums wird vor allem durch die Epitaxie-Schicht bestimmt, die eine andere intrinsische Störstellenkonzentration aufweist. In dieser Tiefe, dem sogenannten Kanal, werden Elektronen im Leitungsband gesammelt und durch Pulsen der Taktregister zur Ausleseanode befördert.

Ein Photon trifft von der Rückseite auf den Detektor und wird im Silizium absorbiert (Schritt 1). Die Energie des Photons wird durch einen

Kaskadenprozess in Potentialenergie von Elektronen umgewandelt, die ins Leitungsband gehoben werden [LECHNER 98].

Die so entstandene Ladungswolke driftet unter dem Einfluß des Potentialgefälles im Detektor bis in den Kanal, d.h. bis in eine Tiefe von ca.  $12\mu\text{m}$  unter der Vorderseite (Schritt 2). Dabei dehnt sich die Ladungswolke durch Diffusion lateral aus bis auf eine typische Größe von ca.  $10\mu\text{m}$  ( $2\sigma$ ). Im Kanal wird die Ladung durch das regelmäßige Potentialmuster, das durch die Stop-Implantationen und die Potentialdifferenzen zwischen den Registern definiert wird, lateral begrenzt. Dabei kann es vorkommen, daß das Ladungspaket auf mehrere Pixel verteilt wird und ein sogenanntes Split-Event bildet.

Am Ende der Integrationszeit, während der die Registerspannungen konstant sind, wird durch Takten der Register die Ladung zur Ausleseanode hin transportiert (Schritt 3). Dabei entsteht durch Einfang von Elektronen in Störstellen der sogenannte Ladungstransferverlust CTE<sup>5</sup>, d.h. eine Reduktion der scheinbaren Signalhöhe in Abhängigkeit von der Transferlänge.

Am Ende jedes Auslesekanals befindet sich die Anode, die direkt mit dem Gate eines Transistors gekoppelt ist, der als Spannungsfollower die Impedanz des Signals erhöht. Elektronen, die die Anode erreichen (Schritt 4), verändern somit das Potential des Gates und damit die Eigenschaften des Transistors, was durch die Konstantstromquelle in der Drain–Source–Strecke zu einer Potentialänderung der Source des Transistors führt. Das Ausgangssignal wird über Bonddrähte auf den CAMEX-Chip geführt, wo es weiter verstärkt und seriell zur Umwandlung in Digitale Signale weitergeleitet wird.

## 1.5 Bedeutung eines Detektormodells für die Datenanalyse

Durch die Art und Weise, wie mit den pn-CCDs Röntgenphotonen detektiert werden, wird zwangsläufig das eigentliche Nutzsignal der Quelle verändert - dies erschwert die Extraktion von Informationen über die Quelle selbst. Eine einfache Rücktransformation ist unpraktikabel, da durch das dem System inhärente Rauschen Information reduziert wird. Der für die Datenanalyse übliche Ansatz ist in Abb. 1.7 aufgezeigt.

Die durch das Teleskop auf die Fokalebene abgebildeten Photonen werden vom CCD registriert und von einer onboard-Elektronik in einen Telemetriestrom umgewandelt. Am Boden werden die Daten mittels einer Standard-Prozessierung korrigiert. Für einen Vergleich der Daten mit einem physikalischen Modell der Quelle werden durch Filterung und Projektion der Daten auf eine der Achsen Energie, Ort, Zeit, Analyseprodukte wie z.B. Spektren, Bilder oder Lichtkurven erzeugt. Um ein physikalisches Modell der

---

<sup>5</sup>Charge Transfer Efficiency

## 1.5. BEDEUTUNG EINES DETEKTORMODELLS FÜR DIE DATENANALYSE

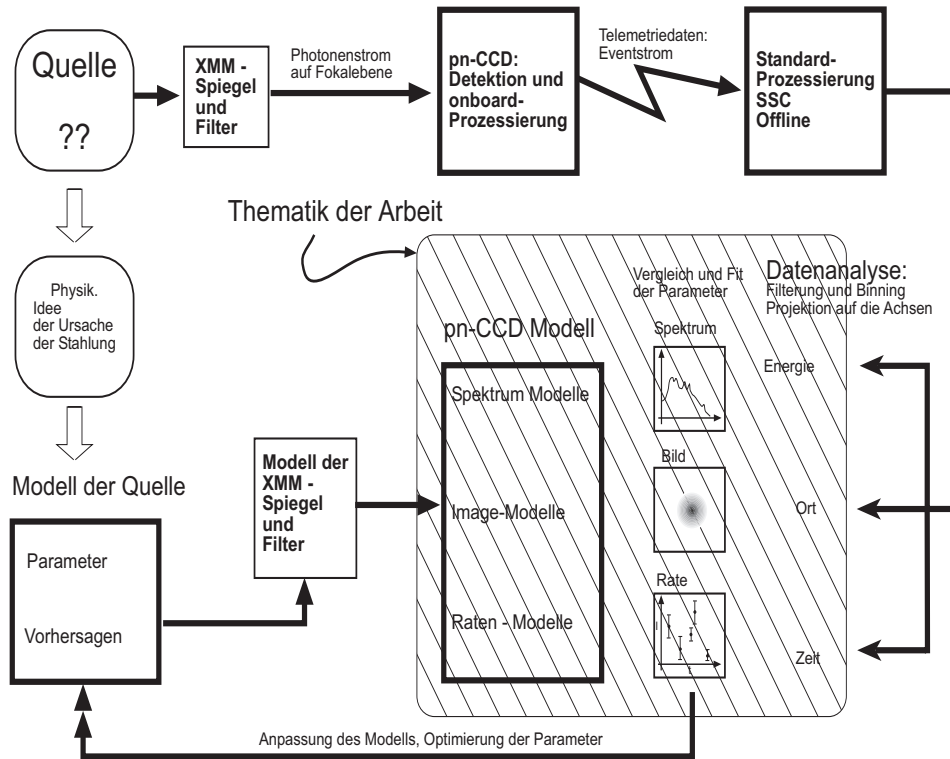


ABBILDUNG 1.7: Schema der Datenauswertung: Obere Reihe: Der Fluß der Experiment-Daten; Untere Reihe: Der Fluß der Modell-Daten und Vergleich.

Quelle zu validieren, wird der erwartete Output der Modell-Quelle durch ein Modell der Spiegel und Filter und des pn-CCD's gefaltet und das Ergebnis mit den Auswerteprodukten verglichen. Iterativ kann eine Anpassung des Modells der Quelle oder eine Optimierung der Parameter stattfinden.

Das pn-CCD-Modell besteht dazu aus unterschiedlichen Komponenten (Spektrum, Image, Zeit), je nach betrachtetem Auswerteprodukt. Die einzelnen Modellansätze werden in Kap.3 vorgestellt, zunächst soll jedoch auf die notwendige Datenprozessierung eingegangen werden.



## Kapitel 2

# Algorithmen zur Korrektur und Filterung der pn-CCD Rohdaten

Die wissenschaftliche Verwendung der durch das pn-EPIC System erzeugten Daten kann in zwei Bereiche unterteilt werden:

- Zum einen die Aufbereitung der Daten – dies umfaßt die Prozessierung an Bord des Satelliten durch die Digitalelektronik (EPEA), bei der die Events extrahiert werden, bevor sie zur Bodenstation telemetriert werden können. Am Boden werden die Daten dann mittels der Standard Analyse Software (SAS) aufbereitet.
- Andererseits die Anpassung physikalischer Modelle der Quelle an die Ergebnisse der Beobachtung. Dies geschieht durch die Faltung der Modellergebnisse mit einem Detektormodell. Der anschließende Vergleich von Messung und Simulation führt dann zu einer Bestätigung des Modells, der Anpassung freier Parameter oder zur Wiederlegung des Modells.

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Datenaufbereitung gegeben.

Generell stellt sich die Frage, welche Effekte mittels eines automatischen Algorithmus korrigiert werden können und welche Effekte modelliert werden. Generell kann man sagen, daß ein Effekt dann korrigiert wird, wenn die dazu notwendige Transformation einfach ist (z.B. Subtraktion eines Offset-Wertes), wenn die zugrundeliegende Funktion bijektiv ist (im Gegensatz z.B. zum Effekt des Detektorrauschens) und wenn die Eigenschaft für verschiedene Pixel unterschiedlich ist, so daß eine Korrektur des Effekts die Daten homogenisiert (z.B. Offset-Korrektur, CTE-Korrektur). Besonders der Verlust der Bijektivität der Abbildungsfunktion macht es notwendig, ein Vorwärtsmodell zu verwenden.

Zunächst wird in Kap. 2.1 auf die Onboard-Prozessierung eingegangen und die Event-Extraktion erläutert. Dann wird die nachfolgende Offline-Verarbeitung beschrieben. Schließlich wird in Kap. 2.3 noch auf einige Aspekte der interaktiven Datenanalyse, -filterung und die Erzeugung von Auswerteprodukten eingegangen.

## 2.1 Onboard Prozessierung

Wie in Kap. 1.4 beschrieben, erzeugt ein im Detektor nachgewiesenes Photon eine Ladungswolke, die sich aber auf mehrere Pixel ausdehnen kann und im folgenden Auslesezyklus an der Anode in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Die zu einem Auslesezyklus gehörenden Daten nennt man Frame. Um zu entscheiden, in welchem Pixel ein Elektronenpaket nachgewiesen wurde, müssen zunächst sämtliche Pixel analysiert werden. Da es unmöglich ist, die notwendige Bandbreite für eine Übertragung der kompletten Frames vom Satelliten auf die Erde bereitzustellen<sup>1</sup>, muß schon an Bord des Satelliten eine Reduktion der Daten stattfinden. Dies geschieht dadurch, daß man zunächst die Pixeladressen ermittelt, an denen eine Ladungsmenge nachgewiesen wurde, die eine (programmierbare) Schwelle überschreitet. Anschließend wird die Liste dieser Pixel, d.h. die Kanal- und Reiheninformation zusammen mit der Amplitude des Events und dem Zeitwort des Frames zur Telemetrie weitergegeben. Weitere Einzelheiten der Onboard Prozessierung sind in [BIHLER 96] zu finden.

Alle in diesem Kapitel beschriebenen Operationen auf den Daten sind unabhängig vom gewählten Auslesemodus.

### 2.1.1 Offset Korrektur

Zur Ermittlung der Amplitude eines Pixels müssen zwei Schritte durchgeführt werden: Zunächst muß der Offset, d.h. die Dunkelladung des Pixels abgezogen werden. Dies entspricht dem Signal (im ADC), das das Pixel ohne Bestrahlung mit Photonen zeigt. Dieses Signal setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: Einerseits einem elektronisch festgelegten Grundpegel für den ADC-Eingang, andererseits einer echten Dunkelladung, die auf der Anode nachgewiesen wird. Der erste Teil ist willkürlich, aber fest gewählt und richtet sich nach praktischen Richtlinien wie Vermeidung negativer Signale und Optimierung der Dynamik. Der andere Teil, die Dunkelladung im Pixel, entsteht durch den Leckstrom insbesondere aus dem depletierten Bereich des Detektors. Über den Bereich der Betriebstemperatur bleibt der Dunkelstrom quasi konstant auf einem Wert von ca. 75 Elektronen pro Sekunde und Pixel [KRAUSE 96].

---

<sup>1</sup>12 CCDs mit 12800 Pixeln in 72 ms mit 12bit Genauigkeit ausgelesen ergäbe eine Rate von 3.2 MByte/s, ohne weitere Housekeeping oder Zeitinformationen



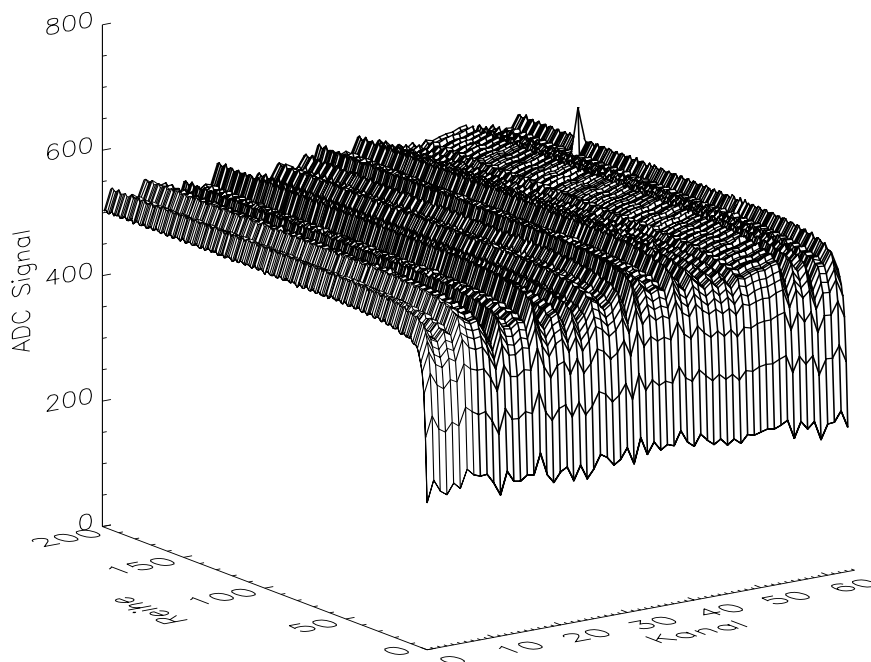


ABBILDUNG 2.1: Ausschnitt aus einer Offset-Karte des ABRIXAS-Flugmodells: Gezeigt ist Q3CCD2,  $T = 203K$ . Man erkennt ein Pixel mit leicht erhöhtem Leckstrom (Kanal 63) und die kanalweisen Offsetvariationen, die durch die First-FETs verursacht werden. Der Abfall der Offset-Werte für die ersten Reihen ist ein elektronischer Effekt.

Die Bestimmung des Offsets erfolgt durch die Aufnahme von mehreren (typisch 100) Dunkelbildern, über die die Amplituden pixelweise gemittelt werden, um statistisches Rauschen zu minimieren. In Abb. 2.1 ist ein Ausschnitt einer so ermittelten Karte abgebildet.

Diese Offsetbestimmung muß in exakt dem Auslesemodus erfolgen, in dem die anschließende Beobachtung stattfindet, um entsprechende Werte für die Dunkelladung der Pixel zu ermitteln. Details dazu können [KENDZIORRA 99] entnommen werden.

### 2.1.2 Common Mode Korrektur

Nach der Offsetkorrektur ist ein weiterer Effekt zu berücksichtigen, der sogenannte Common Mode. Dies ist eine zusätzliche Variation der elektronischen Grundlinie, die jedoch für alle 64 Kanäle einer Reihe gleich ist. Daraus ergibt sich sofort eine einfache Methode der Korrektur. Typischerweise enthalten sehr wenige Pixel (weniger als 1 %) eines Frames ein Signal. In einer

Reihe sind also die meisten Kanäle leer, und mit diesen läßt sich der Common Mode bestimmen. In der Bordelektronik ist dies durch eine sogenannte Medianfilterung verwirklicht, in dem der Median der 64 Offset-korrigierten Werte abgezogen wird. Der Median ist stabiler als der Mittelwert gegenüber dem Einfluß von Signalen in der Reihe und läßt sich einfacher in eine ASIC-Schaltung umsetzen. Ausführlich wird auf diesen Effekt und seine Behandlung in [BIHLER 96] eingegangen.

### 2.1.3 Event Extraktion

Mit den beschriebenen Korrekturen erhält man für jeden Frame eine Matrix an wahren Amplituden pro Pixel. Für alle Pixel, die nicht von einem Photon getroffen wurden (und deswegen kein Nutzsignal enthalten) ergeben sich Amplituden, die gaussförmig um die Nulllinie verteilt sind, wobei die Breite der Verteilung durch das Detektor-Rauschen gegeben ist. Auf das Rauschen wird noch zu einem späteren Zeitpunkt eingegangen. Zur Entscheidung, in welchen Pixeln Ladung detektiert wurde, wird ein Schwellwert festgelegt<sup>2</sup>. Die Konsequenzen aus der Wahl der Schwelle werden später diskutiert. Die Schwelle wird typischerweise nach dem  $4\sigma$ -Kriterium gewählt, entspricht also dem Vierfachen der Breite  $\sigma$  der Gaussverteilung<sup>3</sup>. Größere Amplituden werden als Nutzsignal betrachtet und als Tripel  $[i, j, amp]$  (Kanal-, Reihenadresse, Amplitude) in den Eventstrom eingefügt, wobei zusätzlich die CCD-Kennung und ein Zeitwort pro Ausleserahmen hinzugefügt wird. Diese Information wird dann zur Bodenstation telemetriert.

### 2.1.4 Hintergrundsunterdrückung

Ein generelles Problem von Strahlungsdetektoren ist die Unterdrückung von Signalen, die aus anderen als der zu beobachtenden Quelle bzw. aus einem anderen Energieband stammen. Für das satellitengestützte pn-EPIC System ist dies vor allem

1. optisches Licht, das von der Quelle ausgeht
2. hochenergetische Strahlung, die den Detektor durchdringt und eine Spur von Elektron-Lochpaaren hinterläßt.
3. Compton-Strahlung, die durch die Wechselwirkung der hochenergetischen Strahlung mit dem die Kamera umgebenden Material verursacht ist.

---

<sup>2</sup>Der Schwellwert kann pro CCD individuell gewählt werden, ist aber im Normalbetrieb für alle CCDs identisch

<sup>3</sup>Nur  $3.2 \cdot 10^{-3}\%$  aller Werte einer Normalverteilung liegen außerhalb des  $4\sigma$  - Bereiches, bei einem CCD mit 12800 Pixeln entspricht das 0.4 Pixeln pro Rahmen

Punkt 1. wird durch die Wahl eines geeigneten Filters minimiert, Punkt 3. ist laut [XMM\_UHB 98] vernachlässigbar, und Punkt 2., die sogenannten MIPs, werden durch folgenden Algorithmus unterdrückt. Da die Spur eines solchen Teilchens eine erhebliche Zahl an Elektronen freisetzt (mindestens 10000, [STRÜDER 89]), wird zumindest für ein Pixel der ADC<sup>4</sup> in Sättigung gehen. Da die Rate der MIPs, verglichen mit der der Nutzsignale, erheblich ist (besonders bei ABRIXAS, wo die Telemetriebandbreite sehr eingeschränkt ist), sollten möglichst alle MIPs an Bord unterdrückt werden. Dies geschieht, indem man alle Pixelsignale mit einer Amplitude über einem (wählbaren) Schwellwert von 3300 ADC (und somit von MIPs erzeugt) nicht überträgt. Aus Softwaregründen muß jeweils entweder eine Reihe oder ein Kanal eines CCDs gelöscht werden. Außerdem werden wegen eines eventuellen Ladungssplittings die beachtlichen Pixel der gesättigten Pixel ebenfalls gelöscht. Eine Information über die gelöschten Reihen/Kanäle wird zu Boden übertragen. Da die minimal von einem MIP deponierte Ladungsmenge viel größer (ca. Faktor 3) ist als die durch Photonen am oberen Ende des Energiebandes (15 keV), ist diese Hintergrundsunterdrückung quasi 100% effektiv [SOLTAU 96], [KENDZIORRA 99].

## 2.2 Offline Prozessierung

Mit der Onboard-Korrektur wurden aus allen ausgelesenen Pixeln diejenigen selektiert, die Informationen über Ladungspakete enthalten, die von absorbierten Photonen stammen.

Die zu Boden telemetrierten Event-Listen bedürfen noch einer Reihe weiterer Korrekturen, die zwar im Prinzip von jedem Beobachter manuell durchgeführt werden können, sinnvollerweise jedoch im Rahmen eines Pipeline-Processings automatisch von der SAS vorgenommen werden. Umfangreiche Informationen über das SSC können z.B. unter [SSC-LUX] oder [SSC-MPE] eingesehen werden.

Aus der Vielzahl an notwendigen Schritten auf den Daten, die Integritätsprüfungen, Filterungen, Vereinigen von Informationen aus verschiedenen Dateien usw. betreffen sei hier nur der Bereich herausgegriffen, der die wissenschaftlichen Daten direkt verändert.

Dies wird durch eine Reihe von Programmen bewerkstelligt, die in der SSC-Gruppe des MPE durch W. Pietsch und M. Ehle entstanden sind. Diese Programme arbeiten innerhalb eines Pipeline-Processings nacheinander auf Dateien, die die Eventliste der Beobachtung enthält und verändern respektive erweitern diese, je nach Aufgabe der jeweiligen Funktion. Für eine Beschreibung aller Funktionen sei auf die entsprechende Dokumentation [SSC-LUX] verwiesen.

---

<sup>4</sup>Die Bandbreite des Digitalconverters beträgt ca.  $0 - 4000e^-$

### 2.2.1 Gainkorrektur

Ein herausragendes Merkmal der pn-Kamera ist die schnelle Auslese über sehr viele parallel betriebene Ausleseknöten<sup>5</sup>. Ein Nachteil bei diesem Design ist jedoch, daß jede dieser Verstärkerketten, bestehend aus FirstFET, CAMEX-Verstärker und CAMEX Sample & Hold-Stufe, leicht differierende Charakteristiken aufweist. Dies äußert sich darin, daß die Peaklagen der Spektren für eine monoenergetische Linie für jeden Kanal leicht unterschiedlich ausfallen. Die relativen Peaklagen zueinander ergeben einen Vektor von 768 Korrekturwerten [DENNERL 99].

Innerhalb der SAS wird die Gainkorrektur durch die Extraktion der Gain-Faktoren aus der Kalibrationsdatenbank CCF<sup>6</sup> und Multiplikation aller Roh-Amplituden der Events mit dem Gain-Wert, der für den entsprechenden Kanal gültig ist, durchgeführt.

### 2.2.2 Korrektur der Ladungstransferverluste

Während des Transfers der Elektronen im Detektor über bis zu 200 Reihen können einzelne Elektronen eines Ladungspaketes von Störstellen im Silizium eingefangen werden. Durch die Emissionscharakteristik der Störstelle kommt es vor, daß das Elektron erst dann wieder freigesetzt wird, wenn das Ladungspaket schon weitertransferiert wurde. Damit ist dieses Elektron für den Nachweis des Ladungspaketes verloren. Das führt dazu, daß die Peaklage der unkorrigierten Signale einer monoenergetischen Quelle mit steigender Reihenzahl fällt. Dies ist ein Effekt, der unter dem Begriff CTE, Charge Transfer Efficiency bekannt ist. Die Ursache für diesen Effekt ist eine Titan-Verunreinigung des Ausgangsmaterials [KRAUSE 99a]. Der Wert der CTE definiert sich nach Gl. 2.1 zu

$$CTE := \frac{P_{i+1}}{P_i} \quad (2.1)$$

wobei  $P_j$  die Peaklage einer monoenergetischen Linie in Reihe  $j$  ist. Die Abhängigkeit der Peaklage von der Reihenposition, d.h. der Schiebetiefe wird beschrieben durch Gl. 2.2 [KRAUSE 96]

$$P(n) = P_0 \cdot CTE^n \quad (2.2)$$

Dabei ist  $P_0$  die Peakposition in Reihe 0. Zur Korrektur dieses Effekts muß jeder Event mit  $CTE^{-n}$  multipliziert werden, wobei  $n$  die Reihenadresse des Events ist. Schematisch ist dies in Abb. 3.15 dargestellt. Dies erscheint sehr einfach, doch der Wert des Parameters CTE ist eine komplizierte Funktion von Temperatur, Energie und Vorgeschichte des Detektors (da schon

---

<sup>5</sup>Bei pn-EPIC stehen 768 Knöten zur Verfügung, während ein typischer wissenschaftlicher CCD über maximal 4 Knöten verfügt

<sup>6</sup>Dabei wird der Auslesemodus und die Temperatur des Detektors berücksichtigt

gesättigte Störstellen eine weitere Besetzung verhindern, die CTE also verbessern), sogar des Ortes, da die Konzentration der Störstellen so gering ist, daß ihre diskrete Verteilung beobachtet werden kann [KRAUSE 99c]. Dies alles hat zu einer umfangreichen Untersuchung des Effekts geführt, dessen Ergebnisse in [KRAUSE 99c], [KRAUSE 99d] und [DENNERL 99] zusammengefaßt sind. An dieser Stelle sei nur darauf hingewiesen, daß im Rahmen der SAS - Pipeline die Erkenntnisse in ein Korrekturprogramm eingeflossen sind, das die Abhängigkeiten von den Parametern Temperatur, Ort, Betriebsmodus, Energie des Events und Vorgeschichte berücksichtigt. Auf weitere Konsequenzen aus der Korrektur wird später eingegangen.

### 2.2.3 Event-Analyse

Wie in Kap. 1.4.1 beschrieben, erzeugt zwar jedes Photon bei seiner Absorption eine einzelne, kugelsymmetrische Ladungswolke, diese kann jedoch bei der Drift in die Pixel-Potentialstruktur je nach relativer Position des Absorptionsortes in Bezug auf die nächstgelegene Pixelmitte (und damit innerhalb des getroffenen Pixels) durch die Potentialwälle und Channelstops in zwei oder mehr Teilpakete aufgeteilt werden, die dann unabhängig voneinander nachgewiesen werden. Damit jedoch bei der Auswertung der richtige Energiewert für das Photon ermittelt werden kann, müssen diese Ereignisse als zusammengehörend identifiziert werden und die Einzelamplituden aufsummiert werden. Dies geschieht durch die Event-Analyse.

Nachdem bei den vorangegangenen Korrekturen der Wert der Rohamplitude eines einzelnen Events verändert wurde, wird bei der Event-Analyse eine Musterbestimmung durchgeführt. Dazu wird auf einer Frame-Basis (d.h. man betrachtet alle Events eines Frames zugleich) jedes Event nach dem Kriterium klassifiziert, ob ein weiteres Event im selben Frame an eine der Pixelkanten angrenzt. Ist dies nicht der Fall, so spricht man von einem Single-Event (das Photon wurde in der Nähe der Pixelmitte absorbiert), bei einem Muster aus zwei Ereignissen von einem Double (Absorption entlang der entsprechenden Pixelkante) usw., wobei zusätzlich noch Kriterien an die Muster gestellt werden, ob ein Muster gültig ist. Die Gültigkeit eines Musters bestimmt sich daraus, ob das entsprechende Muster von einem Photon stammen kann (aber nicht muß, siehe Kap. 3.5 über Pileup) oder ob dies nicht möglich ist. Es kann auch sein, daß zufällig zwei Photonen während eines Integrationszyklus so absorbiert werden, daß sich die beiden Event-Muster berühren. Eine Addition der Einzelenergien eines solchen zusammengesetzten Musters würde eine falsche spektrale Information beinhalten. Um dies zu vermeiden, werden an alle Muster, die mehr als zwei Events enthalten folgende Kriterien gestellt.

Ein *Triple* ist genau dann gültig, wenn sich die drei Events in einer L-Form mit den Pixelkanten einander berühren **und zugleich** das Ereignis mit der maximalen Amplitude dasjenige ist, das beide anderen Events berührt

(d.h. das in der Ecke).

Ein *Quadruple* ist genau dann gültig, wenn die vier Events in Form eines Quadrats angeordnet sind **und zugleich** das Event mit der maximalen Amplitude dem mit der minimalen Amplitude diagonal gegenüberliegt.

Alle anderen Muster aus drei oder mehr Events werden als ungültig gekennzeichnet. Aus Kontrollgründen werden diese Ereignisse nicht aus der Event-Liste gelöscht, doch werden die Informationen nicht für die Erzeugung von Analyseprodukten (wie z.B. Spektren) herangezogen.

Größere Muster als vier in einem Quadrat angeordnete Pixel können von einem einzelnen Photon nicht hervorgerufen werden, da der Durchmesser der Ladungswolke mit ca.  $12 \mu\text{m}$  ( $1\sigma$  der Gaussverteilung) deutlich kleiner als die Pixelkantenlänge ist.

Eine detaillierte Beschreibung der Event-Analyse ist in [DENNERL 99] gegeben.

Es kann natürlich auch passieren, daß ein Single-Event durch die Absorption von zwei Photonen in einem Pixel entsteht - dies läßt sich jedoch von einem normalen Single Event nicht unterscheiden, außer man verfügt über zusätzliche Information wie z.B. die Energie der Photonen im Fall einer monoenergetischen Testmessung. Dieses Problem der Verfälschung wird als Pile-up bezeichnet und wird ausführlich in Kap. 3.5 diskutiert.

Ein letzter Punkt der Musteranalyse ist die Erkennung von Ereignissen, die in einem Randpixel (auch der Grenzen zwischen den einzelnen CCD's und Quadranten) detektiert wurden. Deren spektrale Information kann unvollständig sein, weil ein Teil der Ladung im Grenzbereich verlorengegangen ist. Deswegen wird bei solchen Ereignissen eine Markierung gesetzt, um sie standardmäßig von der Verwendung zur Erzeugung von Spektren auszuschließen.

## 2.3 Interaktive Datenanalyse

Neben einer weitgehend automatischen Analyse der Daten wie z.B. bei der sogenannten 'Serendipitous Source Survey'<sup>7</sup> wird der individuelle Beobachter die im Pipeline Processing korrigierten Daten normalerweise weiterbehandeln, bevor er Analyseprodukte erstellt. Dies wird vor allem eine entsprechende Filterung und Hintergrundbestimmung der Daten umfassen. So wird vor der Erzeugung eines Spektrums zunächst der räumliche Bereich und die Musterklasse (singles, doubles etc.) selektiert, mit dem das Spektrum erzeugt werden soll. Diese Filterungen sind bei der späteren Modellierung zu berücksichtigen. Ein Problem bei der Modellbildung ist, alle möglichen Auswertestrategien vorwegzunehmen, die ein Beobachter auf die Daten anwenden könnte. Da dies, insbesondere bei einem so innovativem Instrument

---

<sup>7</sup>Bestimmung und Katalogisierung der Quellen die zufällig (serendipitous) im Gesichtsfeld der Beobachtung liegen

wie dem pn-EPIC System und bei einer so heterogenen Gemeinde wie Röntgenastronomen nicht möglich ist, wurde versucht, sich auf die wesentlichen Standard-Analysemethoden zu konzentrieren.





## Kapitel 3

# Modelle für das Systemverhalten

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln das pn-EPIC System beschrieben wurde und eine Übersicht darüber gegeben wurde, wie die vom Satelliten telemetrierten Daten weiterverarbeitet werden, folgt nun die Beschreibung der einzelnen Modellkomponenten, die das Verhalten des Systems abbilden. Dabei werden unterschiedliche Effekte zunächst getrennt betrachtet, so die des Eintrittsfensters, der Pixelstruktur, und der Effekte des zyklischen Auslesens. In den nachfolgenden beiden Kapiteln wird dann darauf eingegangen, inwiefern diese unterschiedlichen Module die verschiedenen Analyseprodukte (Spektrum, Bild, Lichtkurve) beeinflussen und wie die Modelle validiert sind.

### 3.1 Das Partial Event Modell

#### 3.1.1 Motivation

Nach [LECHNER 98] erzeugt ein Photon, das im CCD absorbiert wird, eine Ladungswolke aus thermalisierten Elektronen, die im Feld, das durch die Rückkontaktspannung aufgebaut wird, in die Pixelstruktur driften, siehe Kap. 1.4.1. Die pn-CCDs haben an der rückseitigen Oberfläche, durch die die Strahlung eintritt, eine dünne Schicht, in der nicht alle erzeugten Elektronen zur Auslese gelangen. Die Ursache dafür ist die  $Si - SiO_2$ -Grenzschicht an der Oberfläche des Detektors. An dieser Grenzschicht gibt es Rekombinationszentren [SZE 81], an denen durch Photonen generierte Ladungsträger rekombinieren können und somit für die Detektion nicht mehr zur Verfügung stehen. Diese Region bezeichnet man als Eintrittsfenster [LECHNER 98, SCHOLZE 97, HARTMANN 95, HARTMANN 96, HARTMANN 97]. Wird das Photon nahe an der Oberfläche absorbiert, wird ein Teil der Elektronen dort durch Rekombination mit an der Oberfläche erzeugten Löchern

für den Ladungsnachweis verlorengehen. Da die im Verstärker nachgewiesene Ladung für dieses Ereignis geringer als der durch die Paarerzeugungenergie bestimmte Wert ist, wird es im Spektrum bei niedrigen Energien registriert werden. Dies ist ein für Festkörper-Röntgendetektoren im Allgemeinen bekanntes Phänomen, siehe z.B. [DEB-HEL 88, SCHOLZE 97]. Ein solches Ereignis wird 'Partial Event' genannt, da nur ein Teil der erzeugten Ladung nachgewiesen wird. Dieser Effekt ist schematisch in Abb. 3.3 dargestellt.

Um das Modell flexibel und schnell zu halten, wurde ein Ansatz gewählt, der freie Parameter enthält. Diese werden mit Hilfe von Kalibrationsmessungen an der Flugmodellkamera angepaßt. Dies bietet die Möglichkeit, eventuelle spätere Veränderungen der Energieantwort durch eine Veränderung der Modellparameter abzubilden. Die Anpassung der Parameter wird zusammen mit der Verifikation des Partial Event Modells im Kapitel 4.1 beschrieben.

### 3.1.2 Materialparameter

Unabhängig von Eintrittsfenstereffekten wird das Spektrum von verschiedenen Materialparametern beeinflußt, und zwar der Paarerzeugungenergie, dem Fano-Faktor und der energieabhängigen Absorptionslänge von Photonen in Silizium.

Die Absorption von Photonen in einem homogenen Material gehorcht dem Absorptionsgesetz, d.h.

$$I(z) = I_0 e^{-\frac{z}{l_{abs}}} \quad (3.1)$$

wobei  $I(z)$  die Intensität des Photonenstroms in Tiefe  $z$  (gerechnet von der Oberfläche des Materials) ist,  $I_0$  die Intensität an der Oberfläche und  $l_{abs}$  die energieabhängige Absorptionslänge in Silizium, siehe Abb. 3.1. Man erkennt, daß über den Energiebereich von  $100\text{eV}$  bis  $10\text{keV}$  die Absorptionslänge über mehr als 4 Größenordnungen variiert.

Da diese Spanne sowohl die Längenskala der typischen Oberflächeneffekte von unter  $1\mu\text{m}$  als auch die Detektordicke von  $300\mu\text{m}$  überdeckt, ist ein signifikant energieabhängiges Verhalten der Energieantwort zu erwarten.

Für den betrachteten Energiebereich gilt ein einfaches Gesetz für den Zusammenhang zwischen der Energie  $E_{phot}$  eines absorbierten Photons und der mittleren Zahl der generierten Elektronen  $\langle N_{el} \rangle$  ohne Berücksichtigung der Eintrittsfenstereffekte, [LECHNER 98], [DEL-FIN 92].

$$\langle N_{el} \rangle = \frac{E_{phot}}{\omega} \quad (3.2)$$

Dabei ist  $\omega$  die Paarerzeugungenergie (in eV pro Elektron-Loch Paar). Da der Ionisationsprozess statistisch ist, schwankt für eine konstante Photonenenergie die Zahl der für ein einzelnes Photon generierten Elektronen um den Mittelwert  $\langle N_{el} \rangle$ . Wären die Einzelprozesse der Erzeugung von Elektron-Loch Paaren unabhängig, so ergäbe sich eine Poisson-Statistik, d.h.

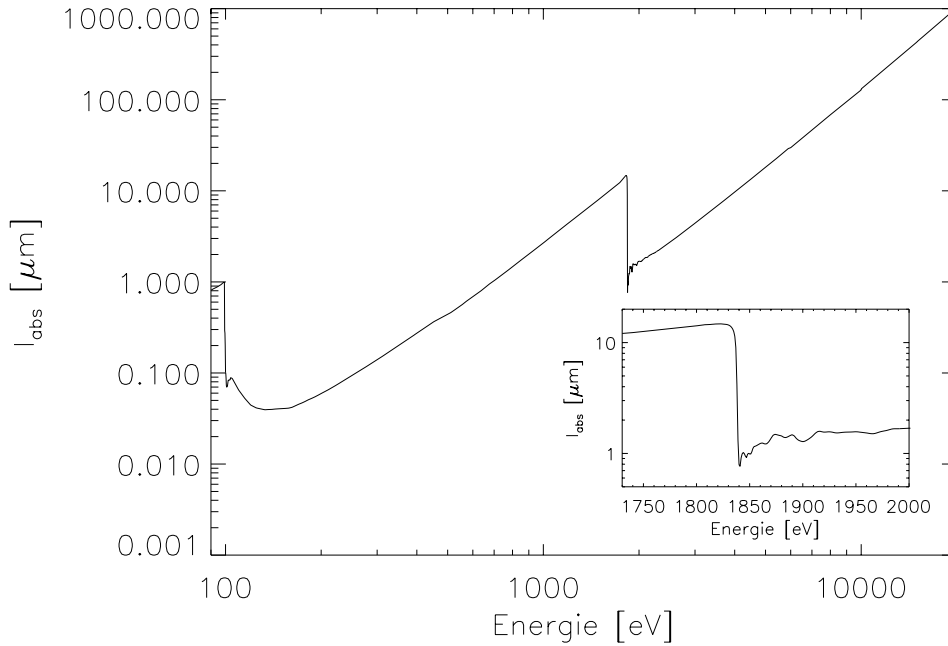


ABBILDUNG 3.1: Absorptionslängen in Silizium: Man erkennt deutlich den Effekt der Si-k Absorptionskante bei 1839 eV; im Einsatz sind die EXAFS- Strukturen erkennbar. Daten aus [PALIK 85]

$\sigma_N^2 = \langle N_{el} \rangle$ . Die einzelnen Prozesse der Kaskade hängen jedoch voneinander ab [LECHNER 98], deswegen ergibt sich eine kleinere Standardabweichung, Gl. 3.3. Da die Zahl der erzeugten Elektronen weit größer als 1 ist, wird die Verbreiterung durch eine Gauss-Kurve der Breite  $\sigma_{fano}$  bestimmt. Das sogenannte Fano-Rauschen wird wie folgt angegeben:

$$\begin{aligned} \sigma_{fano}^2 &:= F \langle N_{el} \rangle = F \frac{E_{phot}}{\omega} \quad \text{in Elektronen} & (3.3) \\ \Rightarrow \sigma_{fano} &= \sqrt{F\omega E} \quad \text{in eV} \end{aligned}$$

Der Fanofaktor  $F$  gibt somit die Reduktion der Standardabweichung im Vergleich zur Poissonstatistik an. Die Paarerzeugungsenergie und der Fanofaktor für Silizium wurden in verschiedenen Arbeiten bestimmt bzw. angegeben [LECHNER 98], [SCHOLZE 97]. Beide Werte sind experimentell schwer zugänglich, weswegen es in der Fachliteratur eine deutliche Variation der publizierten Werte gibt. Im Rahmen der Arbeit wurden folgende Werte verwendet, die für Silizium und die Temperatur von  $-100^\circ C$  gültig sind [LECHNER 98].

$$\omega = 3.70 \quad [eV] \quad (3.4)$$

$$F = 0.12 \quad (3.5)$$

Die Paarerzeugungsenergie ist größer als die Bandlücke von Silizium (die ca. 1.1 eV beträgt), was bedeutet, daß die durch das Photon im Siliziumkristall deponierte Energie nicht ausschließlich dazu verwendet wird, Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband zu heben, sondern auch Energie z.B. in Form von Phononen an das Kristallgitter zu übertragen. In [LECHNER 98] sind verschiedene Modelle für diesen Effekt vorgestellt.

Die Tatsache, daß der Fano-Faktor deutlich kleiner als 1 ist weist darauf hin, daß die einzelnen Prozesse der Ionisationskaskade gekoppelt sind und somit die Zahl der freigesetzten Elektronen nicht rein statistisch ist (was einem Fano-Faktor von  $F = 1$  entsprechen würde). Mehr darüber kann in [LECHNER 98] gefunden werden.

Die Erzeugung der Elektronenwolke erfolgt in Form einer Kaskade, wobei am Beginn immer die Absorption des Photons, entweder durch einen Auger-Prozess oder unter Aussendung eines Photoelektrons steht, je nach Energie des Photons entweder der L- oder der K-Schale des Siliziumatoms. Die so erzeugten sogenannten heißen Elektronen schlagen in einer Ionisationskaskade weitere Elektronen aus den Bindungen, wobei die Photonenenergie auf immer mehr Elektronen verteilt wird. Einer wachsenden Zahl von Elektronen steht also eine abnehmende mittlere Energie des einzelnen Elektrons gegenüber. Der Prozeß kommt zum Stillstand, wenn die Energie der einzelnen Elektronen (bezogen auf die Leitungsbandunterkante) kleiner als die Bandlücke ist, da dann kein weiteres Elektron mehr über die Bandlücke gehoben werden kann.

### 3.1.3 Grundform des Spektrums

Zunächst soll die Verteilung der Anzahl generierter Elektronen in Abhängigkeit von der eingestrahlten Photonenenergie hergeleitet werden. Das Energiespektrum wird definiert als:

$$P(E; E_0) := \frac{dN(E; E_0)}{dE} \quad (3.6)$$

wobei  $dN(E, E_0)$  die Anzahl an Events im Energiebin  $[E, E + dE[$  für Photonen der Energie  $E_0$  bedeutet und  $dE$  die Breite des Energiebins bezeichnet. Das Spektrum einer monenergetischen Linie setzt sich dabei aus folgenden Komponenten zusammen (siehe Abb. 3.2):

- Einen Peak bei der vollen Energie, der annähernd gaussförmig ist,
- Einer Schulter, die sich auf der niederenergetischen Seite an den Peak anschließt und ihn somit asymmetrisch verbreitert. Die Schulter fällt zu niederen Energien hin ab auf

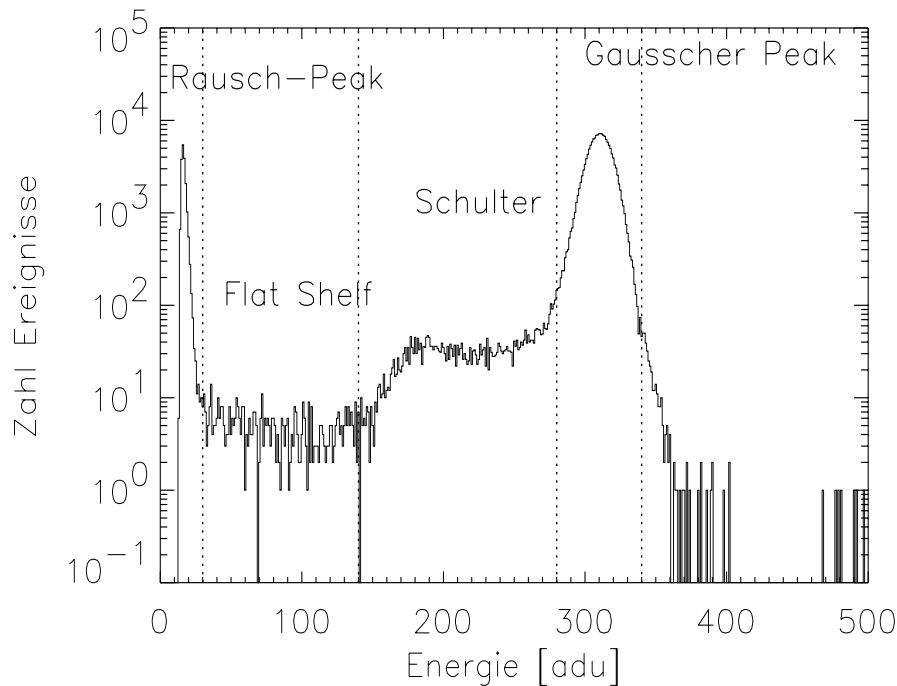


ABBILDUNG 3.2: Ein typisches Spektrum fuer 1400 eV

- einen Untergrund (Flat Shelf), der sich für Energien unterhalb der Schulter zeigt und dessen Intensität annähernd konstant im Bereich zwischen dem Ausläufer des Rausch - Peaks und dem Ansatz der Schulter ist und schließlich
- dem Ausläufer des Rausch - Peaks (Zero - Peaks) der durch eine um 0 zentrierte Gauss - Verteilung beschrieben werden kann; im Spektrum ist davon wegen der Event-Schwelle (siehe Kap. 2.1) nur ein Ausläufer zu sehen.

Die Ursache für diese Form des Spektrums ist schematisch in Abb. 3.3 dargestellt. Photonen, die im Detektor, aber nahe am Eintrittsfenster absorbiert wurden, ergeben Events in der Schulter, wogegen Photonen, die tief in Detektor absorbiert wurden, im Gauss-Peak zu liegen kommen. Wird ein Photon im Oxid oder unmittelbar darunter absorbiert, so kann ein noch nicht thermalisiertes Elektron den Detektor verlassen und einen erheblichen Teil der Energie mit sich tragen - dies erzeugt Events im Flat Shelf.

Die einzelnen Anteile des Spektrums variieren stark mit der Photonenenergie. Das im folgenden beschriebene Modell ist flexibel genug, durch entsprechende Wahl von Parametern an die Energieabhängigkeit des Spektrums angepasst zu werden.

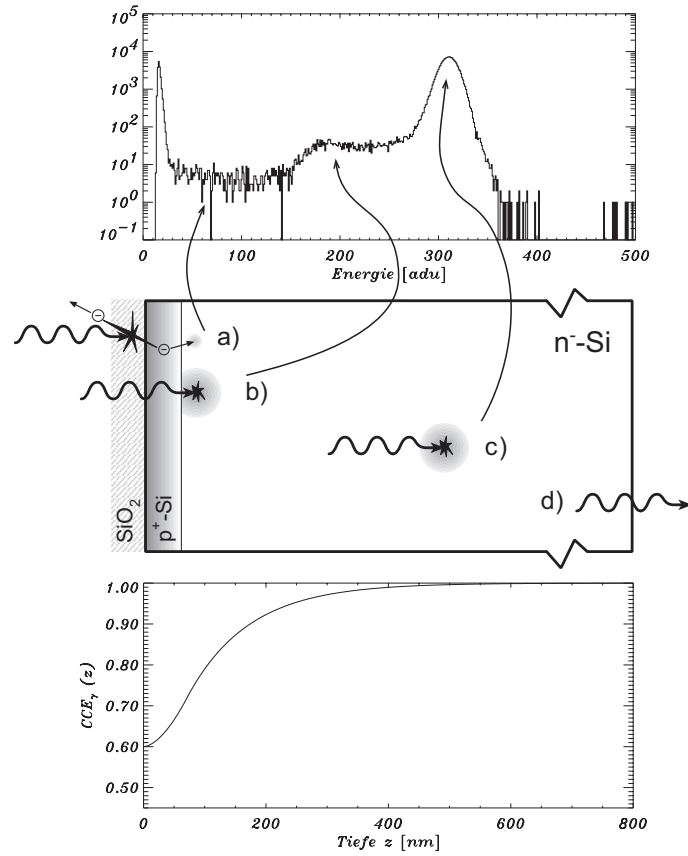


ABBILDUNG 3.3: Schema des Partial Event Modells: Unterschiedliche Absorptionsorte erzeugen unterschiedliche Verluste der generierten Ladungen.

Fall a): Absorption im Oxid

Fall b): Absorption mit partiellem Ladungsverlust

Fall c): Absorption mit vollständiger Ladungssammlung

Fall d): Transmission, d.h. kein Nachweis

Oben ist das korrespondierende Spektrum abgebildet, in der Mitte ein schematischer Schnitt durch den Detektor, unten der Verlauf der  $CCE_{\gamma}(z)$ -Funktion. Die Dicke des Detektors ist nicht maßstabsgerecht.

### 3.1.4 Beschreibung des Modells

Das von P. Lechner [LECHNER 98] entwickelte Partial Event Modell wurde modifiziert und in eine analytische Form gebracht. Dabei wird der Ansatz verfolgt, direkt eine Funktion für die Sammlungseffizienzfunktion  $CCE_{\gamma}(z)$  anzugeben, die den Anteil an detektierten Elektronen von der Gesamtzahl an generierten Elektronen pro absorbiertes Photon in Abhängigkeit von der Absorptionstiefe  $z$  beschreibt und die durch freie Parameter an die Spektren angepaßt wird.

Die Konversion der Photonenenergie in eine bestimmte Anzahl von Elek-

tronen, die in ein (oder mehrere) Pixel diffundieren, ist durch folgende Effekte gekennzeichnet.

- Absorption des Photons in einer gewissen Tiefe  $z$  im Detektor, folgend dem Absorptionsgesetz  $\frac{dN}{dz} = \alpha N_0 e^{-z\alpha}$  für die Zahl der in dieser Tiefe absorbierten Photonen, wobei  $\alpha = \alpha(E_0)$  der energieabhängige Absorptionskoeffizient für Silizium und  $N_0$  die Zahl der eintreffenden Photonen ist.
- Erzeugung einer gewissen Anzahl von Elektronen nach Absorption an diesem Ort nach

$$Q = \frac{E_0}{\omega}, \quad \omega = 3.70 \text{ eV (Paarerzeugungsenergie)} \quad (3.7)$$

$\omega$  ist in diesem Modell als energieunabhängig angenommen, in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren.

- Drift eines Anteils der durch Gl. [3.7] angegebenen Zahl der Elektronen in die Pixelstruktur. Dieser Anteil wird durch die Sammlungseffizienzfunktion  $CCE_\gamma(z)$  beschrieben.

Es wird die Sammlungseffizienzfunktion  $CCE_\gamma(z)$  definiert als derjenige Anteil der erzeugten Elektronen, die nach der Absorption eines Photons in der Tiefe  $z$  die Pixelstruktur erreichen.

Dabei werden alle mikroskopischen Effekte wie Erzeugung einer Ladungswolke heißer bzw. thermalisierter Elektronen, Diffusion zur Grenzfläche, Rekombination, Drift im elektrischen Feld etc. in dieser Funktion subsumiert.

Die Angabe dieser Funktion ist motiviert durch die erste analytische Umsetzung des in [LECHNER 98] beschriebenen Modells durch G. Schwab [SCHWAB 95], in dem diese Größe als rechnerische Zwischengröße eingeführt ist. In [SCHWAB 95], Kapitel 3.2, ist analytisch gezeigt, daß für hinreichend große  $z$  die Sammlungseffizienzfunktion durch einen exponentiellen Verlauf beschrieben wird. Für kleine  $z$ , d.h. Konversion nahe an der Oberfläche des Detektors, wird eine andere Funktion angesetzt. Folgender Ansatz wird gewählt:

$$CCE_\gamma(z) = \begin{cases} 0 & : & z < 0 \\ S + B\left(\frac{z}{l}\right)^c & : & 0 \leq z \leq l \\ 1 - Ae^{-\frac{z-l}{\tau}} & : & l \leq z \leq D \end{cases} \quad (3.8)$$

Dabei ist  $D$  die Dicke des Detektors ( $300\mu m$ ) und  $z$  die Tiefe des Absorptionsortes (in nm), gemessen von der  $Si-SiO_2$ -Grenzschicht. Die maximal nachweisbare Energie  $E_{max}$  ist damit

$$E_{max} = E_0 CCE_\gamma(D) = E_0(1 - Ae^{-\frac{D-l}{\tau}}), \quad (3.9)$$

wobei für die betrachteten Eintrittsfenster stets gilt

$$\tau \ll D \Rightarrow CCE_\gamma(D) \simeq 1 \Rightarrow E_{max} \simeq E_0.$$

Die Parameter A und B werden durch die Bedingung des stetigen und differenzierbaren Übergangs für  $z = l$  eliminiert:

$$\begin{aligned} A &= (1 - S)\left(\frac{\tau c}{l + \tau c}\right) \\ B &= (1 - S)\left(1 - \frac{\tau c}{l + \tau c}\right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Es bleiben 4 Parameter bestehen:

- S beschreibt den minimalen Anteil an Elektronen, der im Detektor nachgewiesen wird, falls das Photon im Silizium absorbiert wird und kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen
- l gibt (in [nm]) die Länge des Übergangsbereichs an, typische Werte sind 50–100 nm
- c beschreibt die Anpassung bei  $z = l$ : je größer c, umso stärker die Krümmung im Bereich  $0 \leq z < l$ , typisch ist c im Bereich von 1 bis 2
- $\tau$  (in [nm]) ist das Inverse der Anstiegskonstante und gibt damit den Bereich im Silizium an, in dem die Sammlungseffizienzfunktion gegen 1 geht – Werte für  $\tau$  sind ca. 100 nm.

Exemplarisch ist der Verlauf der Sammlungsfunktion für zwei verschiedene Parameter c in Abb. 3.4 dargestellt.

Die freien Parameter werden durch Anpassen des Modells an experimentelle Spektren bestimmt, wie in 4.1 dargestellt ist.

### 3.1.5 Berechnung des Spektrums aus der Sammlungseffizienzfunktion $CCE_\gamma$

Es soll nun die durch das Partial Event Model gegebene spektrale Antwort für eine gegebene Photonenenergie  $E_0$  berechnet werden.

Die Zahl der Ereignisse, die an einer gewissen Energie  $E$  im Spektrum registriert werden, läßt sich schreiben als

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dz} \cdot \frac{dz}{dE} \quad (3.11)$$



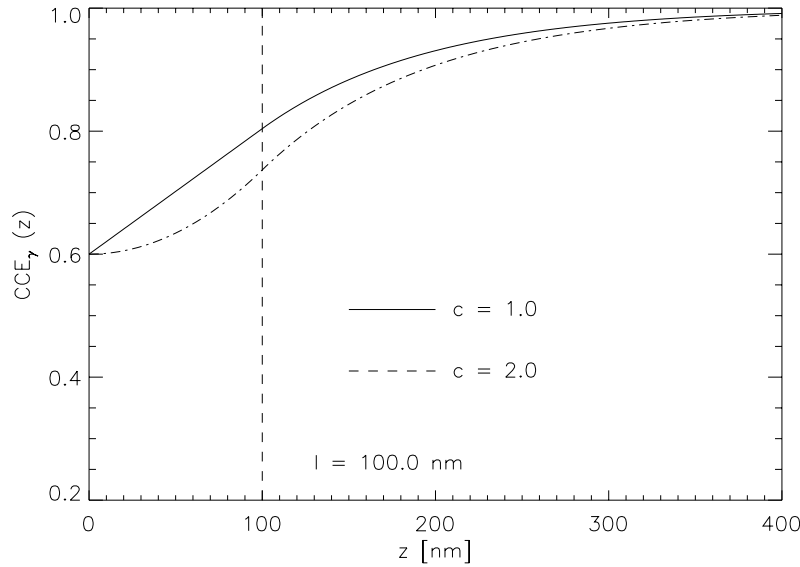


ABBILDUNG 3.4: Verlauf der Sammlungseffizienzfunktion für verschiedene Werte von  $c$ ;  $\tau$  ist in beiden Fällen 96 nm und die minimale Sammlungseffizienz zu 60 % gewählt

Dabei gilt für  $z$ :

$$E_0 CCE_\gamma(z) = E(z)$$

Um  $\frac{dz}{dE}$  auflösen zu können ist folglich die Umkehrfunktion von  $CCE_\gamma$  zu bilden. Der erste Teil von Gl. [3.11] beschreibt damit die durch das Absorptionsgesetz gegebene Intensitätsverteilung in der Tiefe des Detektors, der zweite Teil gibt die Modulation durch die Steigung der Umkehrfunktion von  $CCE_\gamma$  wieder. Anschaulich läßt sich das so erklären: In Gebieten, in denen  $CCE_\gamma$  quasi konstant ist (z.B. für große  $z$ ), werden die Ereignisse aus einem großen Bereich an Konversionsorten an dieselbe Energie im Spektrum projiziert, d.h. die Pulshöhe für diese Energie ist groß. Dies korrespondiert zu großen Werten für den zweiten Teil in Gl.[3.11] (die Ableitung der Umkehrfunktion ist der Reziprokwert der Ableitung der Funktion).

Daraus folgt auch unmittelbar, daß der Ausdruck  $\frac{dN}{dE}$  nicht definiert ist, falls  $CCE_\gamma(z)$  für ein  $z$  eine horizontale Tangente aufweist und eine links- bzw. rechtsseitige Singularität auftritt. Dies ist für das betrachtete Modell der Funktion  $CCE_\gamma(z)$  an zwei Stellen der Fall:

- Für  $z \gg \tau$  ist die Exponentialfunktion quasi konstant, die Ableitung ist 0. Dies führt zu einer Singularität im Spektrum für  $E = E_0$ , was nicht verwunderlich ist, da als Eingangsgröße eine  $\delta$ -förmige Verteilung angenommen wurde;

- Für  $z \rightarrow +0$  ergibt sich für jedes  $c > 1$  eine waagrechte Tangente, was ebenfalls zu einer Singularität führt.

Physikalisch werden diese Singularitäten durch die endliche Größe des Energie-Bins im Spektrum durch endliche Werte ersetzt, numerisch zeigt sich (s.u.), daß beide Singularitäten integrierbar sind.

Die Umkehrfunktion  $z(\frac{E}{E_0})$  lautet nun:

$$z\left(\frac{E}{E_0}\right) = CCE_\gamma^{-1}\left(\frac{E}{E_0}\right) = \begin{cases} l\left(\frac{\frac{E}{E_0}-S}{B}\right)^{\frac{1}{c}} & : E_0S \leq E < E_0(S+B) \\ l - \tau \ln\left(\frac{1-\frac{E}{E_0}}{A}\right) & : E_0(S+B) \leq E < E_0 \end{cases} \quad (3.12)$$

Damit ergibt sich das Spektrum nach Gl. [ 3.11] zu

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} \frac{N_0\alpha l}{cE_0B} \left(\frac{B}{\frac{E}{E_0}-S}\right)^{(1-\frac{1}{c})} \cdot e^{-\alpha l\left(\frac{\frac{E}{E_0}-S}{B}\right)^{\frac{1}{c}}} & : E_0S \leq E < E_0(S+B) \\ \frac{N_0\alpha\tau}{E_0A^{\tau\alpha}} \cdot e^{-\alpha l} \cdot \left(1 - \frac{E}{E_0}\right)^{\tau\alpha-1} & : E_0(S+B) \leq E < E_0 \end{cases} \quad (3.13)$$

wobei  $\alpha = \alpha(E_0)$  die Absorptionskonstante in Silizium und A und B die Konstanten aus Gl. [3.10] sind. Der Übergang zwischen den beiden Bereichen ist zwar stetig, jedoch nicht differenzierbar, was für die Berechnung des Spektrums aber nicht wesentlich ist.

### 3.1.6 Modellierung des 'Flat Shelves'

Die zwischen Rausch - Peak und Schulter auftretenden Ereignisse (Flat Shelf) werden Konversionsorten im  $SiO_2$  zugeordnet. Dabei treten heiße Elektronen mit einer statistisch zwischen 0 und  $E_0$  schwankenden kinetischen Energie in das Silizium über. Die Reichweite dieser sogenannten heißen Elektronen im Silizium ist klein (ca. 20 nm, siehe die Auswertung der Fitting-Formel z.B. in [LECHNER 98]) gegenüber der Variation der Sammlungseffizienzfunktion. Man kann also annehmen, dass die durch die heißen Elektronen erzeugten thermalisierten Elektronen mit derselben Wahrscheinlichkeit im Pixel nachgewiesen werden wie die von einem Photon stammenden Elektronen, das unmittelbar unter der Si - Oberfläche absorbiert wird. Maximal kann von so einem Ereignis also (nach Faltung mit der Sammlungseffizienzfunktion) die Menge an Elektronen nachgewiesen werden, die der Energie  $E_0S$  entspricht.

Umgekehrt kann durch denselben Prozess ein zwischen 0 und  $E_0$  schwankender Anteil der Energie eines Photons, das im Silizium absorbiert wurde, verlorengehen, was ebenfalls zu Events im Shelf führt. Natürlich ist dies nur möglich für Absorptionsorte, die näher an der Grenzfläche liegen als die Reichweite der heißen Elektronen, die durch die die Fitting - Formel gegeben ist.

Modelliert wird dies durch Annahme eines partiell aktiven Bereichs im Oxid mit einer linear von 0 auf  $S$  ansteigenden Sammlungseffizienzfunktion  $CCE_\gamma$  über  $z$ - Werte von der Dicke des anstehenden Oxids zuzüglich der entsprechenden Si - Dicke. Diese Annahme steht nicht im Widerspruch zu der oben genannten Form von  $CCE_\gamma$ , sondern beschreibt einen kleinen Übergangsbereich im Silizium. Für den Flat Shelf ergibt sich die Form des Spektrums zu:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{FlatShelf}}{dE} &= \frac{N_0 \alpha_{SiO_2} D_{SiO_2}}{E_0(f_1 - f_0)} e^{-\alpha_{SiO_2} D_{SiO_2} \frac{E - f_0}{f_1 - f_0}} \\ &+ \frac{N_0 \alpha_{Si} D_{Si,FS}}{E_0(f_1 - f_0)} e^{-\alpha_{Si} D_{Si,FS} \frac{E - f_0}{f_1 - f_0}}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

für  $f_0 E_0 \leq E \leq f_1 E_0$

Wobei  $f_0 = 0$  der minimale Anteil der Energie,  $f_1 = S$  der maximale Anteil der Energie  $E_0$  ist, der aus diesem Bereich in die Pixelstruktur driften kann,  $D_{SiO_2}$  die Schichtdicke des Siliziumdioxids und  $\alpha_{SiO_2}$  die energieabhängige Absorptionskonstante für Siliziumdioxid ist und  $D_{Si}, \alpha_{Si}$  die entsprechenden Größen im Silizium.

Die Energieabhängigkeit dieses Ausdrucks ist für typische Energien so gering, daß diese Komponente als konstant angesehen werden kann. Die Intensität des Flat Shelves relativ zum Rest des Spektrums hängt jedoch empfindlich von zwei Parametern ab:

- Je größer der Wert  $S$  ist, d.h. je näher die Schulter am Peak liegt, umso geringer ist die Intensität des Shelves (da sich eine konstante Zahl von Ereignissen auf einen größeren Energiebereich  $[0, S]$  verteilt)
- Die Intensität hängt stark von der Absorptionskonstante  $\alpha(E_0) = \frac{1}{l_{abs}}$  ab – je kleiner  $\alpha(E_0)$ , umso geringer die Intensität des Shelves.

### 3.1.7 Escape - Peak

Der Escape - Peak entsteht durch den Effekt, daß für Photonenenergien größer als 1844 eV mit einer Wahrscheinlichkeit von ca 5% ein Fluoreszenz-Photon mit einer konstanten Energie von  $E_{esc} = 1740eV$  emittiert wird. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wird dieses Photon jedoch im gleichen Pixel wieder absorbiert. Diese Wahrscheinlichkeit hängt von der mittleren Absorptionstiefe ab und kann durch eine Monte - Carlo - Simulation bestimmt werden [FRASER 94]. Hier wurde aus den vorhandenen Messungen eine exponentielle Abhängigkeit der Intensität des Escape - Peaks von der Energie der Form

$$\begin{aligned}
 I_{escape}(E) &= \frac{N_{escape}}{N_{peak}} = I_0 e^{a(E-E_K)} & (3.15) \\
 E_K &= 1840 eV \\
 I_0 &= 0.03 \\
 a &= -4.307 \cdot 10^{-5}
 \end{aligned}
 \tag{3.16}$$

bestimmt. Im Modell wird der Escape - Peak durch eine Kopie des Spektrums der entsprechenden Energie ( $E_0 - E_{esc}$ ), reduziert in der Intensität nach Gl. [3.16] und reskaliert über der Energie um den Faktor  $\frac{E_0 - 1740 eV}{E_0}$ , dargestellt. Dieses Escape - Spektrum wird dem normalen Spektrum additiv überlagert. Entsprechend ist die Intensität im Hauptpeak verringert.

### 3.1.8 Fano- und andere Rauschbeiträge

Das durch Gl. [3.13] gegebene Spektrum wird noch mit dem Rauschen, das sich aus dem Fano - und dem elektronischen Rauschen zusammensetzt, gefaltet. Außerdem ergeben sich durch die CTE und Geometrie des Detektors (Pseudo - Singles) weitere Rauschbeiträge. Hier werden alle diese Beiträge durch einen weiteren freien Parameter  $\sigma_{det}$  für das Detektorrauschen dargestellt. Gefaltet wird dann mit der Funktion

$$\begin{aligned}
 \sigma(E) &= \frac{1}{\sqrt{2}\sigma_{noise}} e^{-\frac{E^2}{2\sigma_{noise}^2}} & (3.17) \\
 \sigma_{noise} &= \sqrt{\sigma_{fano}^2 + \sigma_{det}^2} \\
 \sigma_{fano}^2 &= 0.12wE_0, \quad w = 3.70 eV \quad (\text{Paarerzeugungsenergie}). & (3.18)
 \end{aligned}$$

### 3.1.9 Zusammenfassung des Modells

Das analytische Partial Event Modell läßt sich aus den Gleichungen [3.13, 3.15] (ohne Escape - Beitrag) zusammenfassen als:

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} \frac{N_0 \alpha S_{io2} D_{S_{io2}}}{E_0 S} e^{-\alpha S_{io2} D_{S_{io2}} \frac{E}{SE_0}} & : \quad 0 \leq E \leq SE_0 \\ \frac{N_0 \alpha l}{cE_0 B} \left(\frac{B}{E_0 - S}\right) \left(1 - \frac{1}{c}\right) \cdot e^{-\alpha l \left(\frac{E_0 - S}{B}\right)^{\frac{1}{c}}} & : \quad E_0 S \leq E \leq E_0(S + B) \\ \frac{N_0 \alpha \tau}{E_0 A^{\tau \alpha}} \cdot e^{-\alpha l} \cdot \left(1 - \frac{E}{E_0}\right)^{\tau \alpha - 1} & : \quad E_0(S + B) < E < E_0 \end{cases}
 \tag{3.19}$$

Dabei ist  $N_0$  die Zahl an Photonen, die im Detektor nachgewiesen werden - die Quanteneffizienz des Detektors wird hier nicht modelliert. Das mit dem Rauschen gefaltete Spektrum schreibt sich dann als:

$$\frac{dN}{dE_{noise}}(E_0; E) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN}{dE}(E_0; E - \epsilon) \cdot \sigma(\epsilon) d\epsilon = P(E_0; E) \quad (3.20)$$

### 3.1.10 Diskussion des Modells

Der Verlauf des Spektrums für Energien nahe an  $E_0$  ist bestimmt durch ein Potenzgesetz mit negativen Exponenten, was ohne Faltung mit dem Rauschen zu einer integrierbaren Singularität für  $E = E_0$  führt. Dies stellt den Peak des Spektrum dar.

Der Parameter  $\tau$  bestimmt die relative Höhe der Schulter zum Peak: Je größer  $\tau$ , umso höher ist die Schulter. In Abb. 3.5(b) ist exemplarisch eine Variation von  $\tau$  dargestellt.

Der Exponent wechselt sein Vorzeichen, wenn gilt:

$$\alpha\tau = 1 \quad (3.21)$$

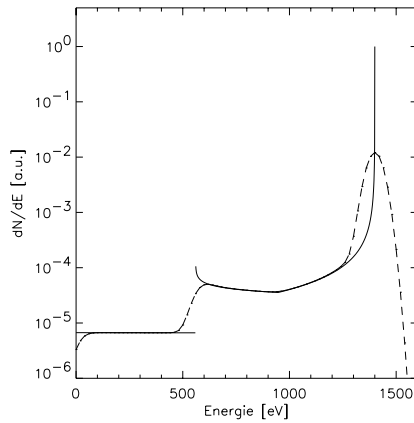
Für ein gegebenes  $\tau > 40nm$  gibt es eine bestimmte Energie (zwischen 100 - 300 eV), für die dies erfüllt ist, siehe Abb. 3.1.

Für kleinere Energien verschwindet die Singularität, weil dann für den Exponenten in Gl. 3.19 gilt  $(\tau\alpha - 1) > 0$ . Dann ist auch die Line im resultierenden Modellspektrum nicht mehr von der Schulter abgesetzt. Dies ist in Abb. 3.6(a) illustriert. Hier wurde für feste Parameter das Modell mit einem Rauschen von  $5.5e^-$  für vier Energien an diesem Übergang gerechnet. Für Energien unterhalb 200eV stellt sich die spektrale Antwort nur noch als Flanke des Rausch-Peaks dar - dies erschwert in der Anwendung den Nachweis von Photonen dieses Energiebereichs und die Auswertung von Spektren.

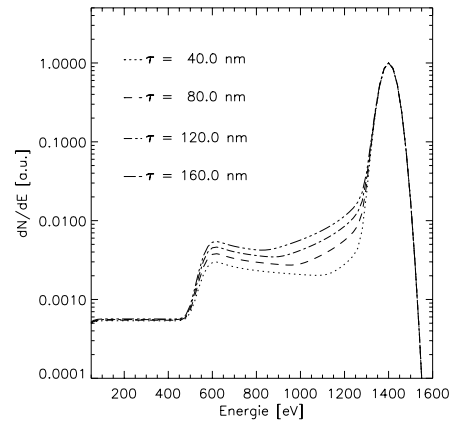
Jedoch spielt dabei auch die Position der Schulter eine große Rolle: Falls  $\tau > 40nm$ , z.B.  $\tau = 96nm$ , aber  $S$  nahe an 1, so verschwindet zwar die Singularität unterhalb einer gewissen Energie, jedoch werden fast alle Photonen in einem schmalen Energieband ( $[SE_0, E_0]$ ) nachgewiesen, wobei der Wert  $SE_0$  noch deutlich vom Ausläufer des Rausch - Peaks entfernt ist (siehe Abb. 3.6(b)). Man erhält so ein Spektrum mit einem deutlichen Peak, der aber zu niedrigen Energien hin verschoben ist. Es ist zu sehen, daß dieser Peak sich noch deutlich vom Ausläufer des simulierten Rauschpeaks absetzt. Für kleinere Werte von  $S$  hingegen wie in Abb. 3.6(a) dargestellt, ist kein Peak mehr nachweisbar, das Spektrum degeneriert zu einer Schulter auf dem Ausläufer des Rausch-Peaks. Der Parameter  $S$  bestimmt also entscheidend die Form des Spektrums für niedrige Energien.

Die Lage der Schulter wird relativ zur Peaklage durch den Parameter  $S$  angegeben, eine Variation von  $S$  erzeugt eine Verschiebung der Schulterposition, wie in Abb. 3.5(c) zu sehen ist.

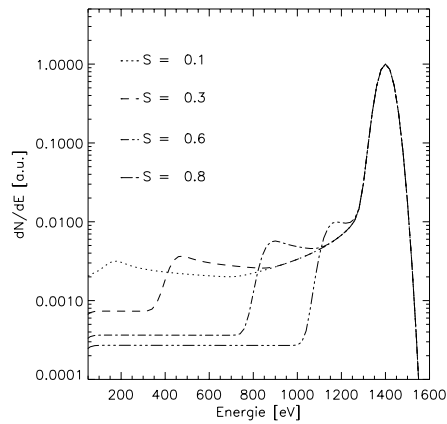
Der Verlauf der Schulter wird durch den ersten Teil der Gl. [3.13] beschrieben und zeigt für  $c > 1$  eine integrierbare Singularität (für  $E = E_0S$ ).



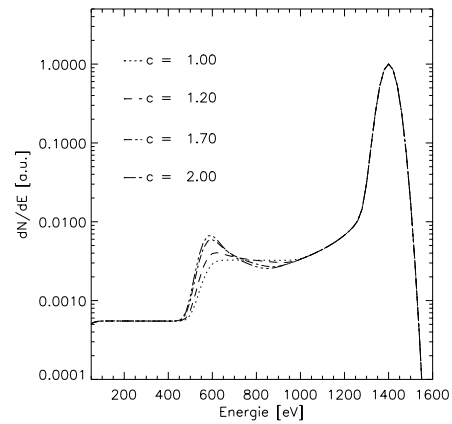
(a) Spektrum vor und nach Faltung mit dem Rauschen



(b) Variation des Parameters  $\tau$



(c) Variation des Parameters  $S$

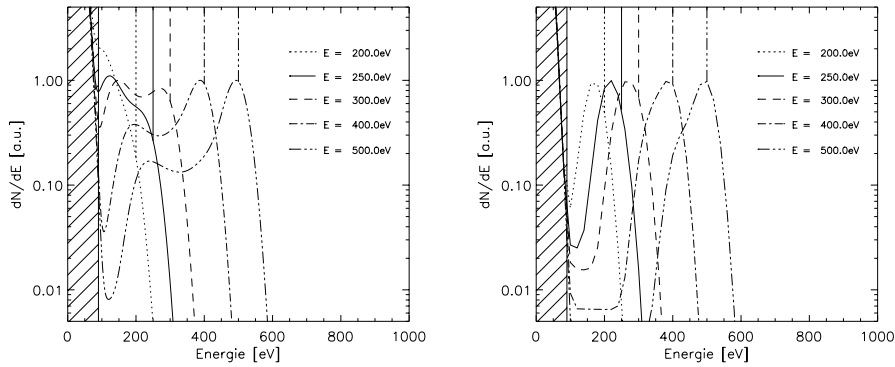


(d) Variation des Parameters  $c$

ABBILDUNG 3.5: Beispiele für Parametervariationen für das Partial Event Modell.

In Teilbild (a) ist der Einfluß der Faltung mit dem Rauschen dargestellt, in den übrigen Teilbildern ist das Modell jeweils mit Rauschen gerechnet

Die Parameter  $c$  und  $l$  bestimmen die Überhöhung der Schulter am niederenergetischen Rand, wie in Abb.3.5(d) zu erkennen. Für  $c = 1$  verschwindet die Singularität an dieser Stelle völlig, siehe Abb. 3.5(d)).



(a) Variation der Energieantwort für  $S = 0.4$

(b) Variation der Energieantwort für  $S = 0.8$

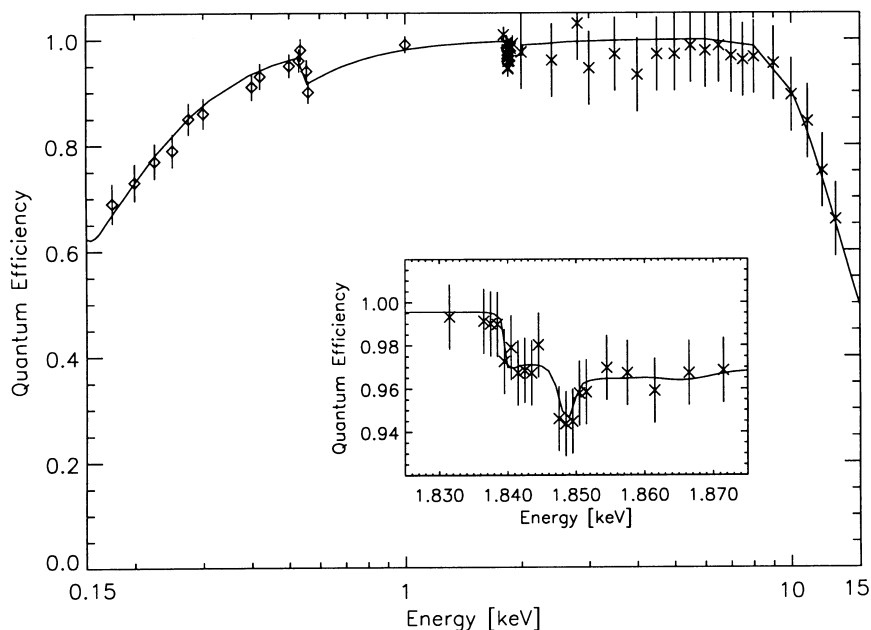
ABBILDUNG 3.6: Unterschiedliches Verhalten des Modells für niedrige Energien, je nach Wert des Schulterparameters  $S$ . Der schraffierte Bereich entspricht einer typischen Eventschwelle der telemetrierten Daten von 90 eV. Die senkrechten Striche geben die Position an, an der der Peak des Spektrums liegen sollte. Die Abweichung ist deutlich zu erkennen, besonders in Abb. a). In beiden Fällen gilt  $\tau = 96\text{nm}$

## 3.2 Die Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz (QE) ist ein wichtiger Parameter für ein Detektorsystem für Röntgenstrahlen, da diese Größe beschreibt, wie empfindlich der Detektor auf Photonen einer bestimmten Energie ist. Anders als im optischen Bereich, wo unter QE die Zahl an freigesetzten Elektronen pro Photon verstanden wird, ist im Röntgenband die QE als Verhältnis der Zahl nachgewiesener Ereignisse zu einfallenden Photonen definiert.

Die Quanteneffizienz eines Röntgendetektors wird im wesentlichen durch zwei Eigenschaften beeinflusst. Einerseits bestimmt die Dicke des sensitiven Halbleitervolumens den Bandpaß des Instruments nach oben, da die Absorptionslänge von Silizium für Strahlung oberhalb 2 keV rasch größer wird, siehe Abb. 3.1. Für weiche Röntgenstrahlung, d.h. unterhalb 1 keV, sinkt die Absorptionslänge in  $Si$  und  $SiO_2$  bis auf ein Minimum von 40 nm bei 150 eV ab. Deshalb wird die QE für weiche Röntgenstrahlung von sogenannten Eintrittsfenstereffekten dominiert. Darunter versteht man die Absorption in insensitiven Schichten, durch die die Strahlung den sensitiven Bereich des Detektors erreicht. Dies können Passivierungsschichten bzw. Kontaktschichten (für vorderseitenbeleuchtete Detektoren) auf dem Silizium oder ein Übergangsbereich im Silizium mit sehr niedriger Sammlungseffizienz (d.h.  $CCE_\gamma \approx 0$ ) sein. Die gemessene Quanteneffizienz ist in Abb. 3.7 dargestellt.

Bei der Entwicklung der pn-CCDs wurde Wert darauf gelegt, den De-



ABILDUNG 3.7: Quanteneffizienz des pn-Detektors, aus [HARTMANN 99b]. Die Rauten sind Meßpunkte mit einem Testchip am Synchrotron BESSY, die Kreuze sind Messungen mit dem Flugmodell an der IAS-Anlage in Orsay

tektor in Hinsicht auf beide Effekte d.h. nieder- und hochenergetische Begrenzung der QE zu optimieren. Durch das Seitwärtsdepletionsprinzip [STRÜDER 88] ist die Dicke des sensitiven Bereichs nur durch die Waferdicke<sup>1</sup> des Ausgangsmaterials bestimmt. Während bei üblichen CCDs (die nur von vorne depletiert werden) typische Depletionstiefen bei  $1 - 40 \mu\text{m}$  liegen, ist die sensitive Dicke bei pn-CCDs durch die Waferdicke von  $300 \mu\text{m}$  gegeben. Dies führt zu einer deutlich besseren QE für höherenergetische Photonen [XMM\_UHB 98].

Die vollständige Depletion macht es möglich, den Detektor rückseitig zu beleuchten. Dadurch wird einerseits die Absorption durch die Taktregister auf der Vorderseite vermieden, andererseits kann die strukturlose Eintrittsfläche durch spezielle Prozeßschritte während der Herstellung an die Anforderungen angepaßt werden [HARTMANN 97]. Ergebnis ist ein Eintrittsfenster, dessen Oxidschicht nur noch wenige 10 nm dick ist und bei dem es keinen insensitiven Bereich mehr im Silizium gibt.

Das Modell für die Quanteneffizienz wurde von R. Hartmann entwickelt und vorgestellt, [HARTMANN 99a] [HARTMANN 99b]. Im Wesentlichen wird die QE durch die Absorption in der Oxid-Schicht des Eintrittsfensters, der Transmission für höhere Energien und dem Effekt beschrieben, daß sich

<sup>1</sup>und die Resistivität, deswegen wird hochohmiges Material verwendet



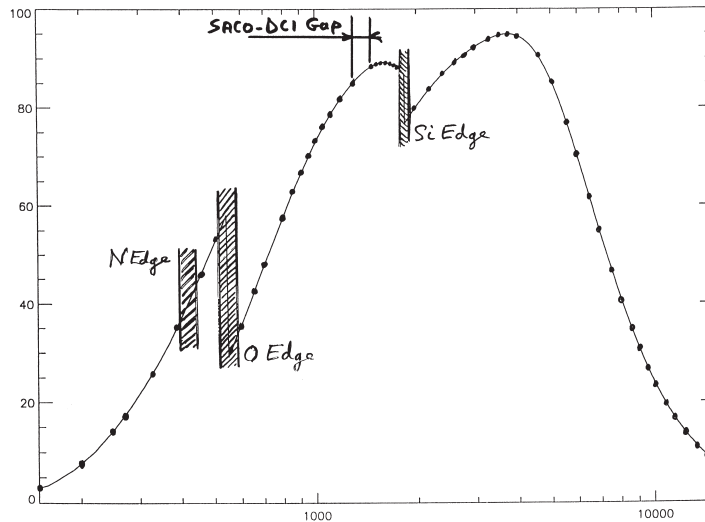


ABBILDUNG 3.8: Quanteneffizienz des MOS-Detektors der EPIC-Kamera, aus [TURNER 98]. Auf der Abszisse ist die Energie in eV angetragen, die Ordinate stellt die Quanteneffizienz des Detektors in % dar. Deutlich sind die im Vergleich zum pn-Detektor ausgeprägten Effekte der Stickstoff-, Sauerstoff- und Siliziumkante zu erkennen. Außerdem ist das Bandpaßverhalten sowohl bei niedrigen (Transferregister) als auch bei hohen (geringere Depletionstiefe) Energien schlechter.

knapp oberhalb der Si-K Kante der Escape-Peak nicht vom Rausch-Peak unterscheiden läßt, da die Energie der Escape-Photonen so gering ist.

Zum Vergleich wurde in Abb. 3.8 die Quanteneffizienz der EPIC-Mos Detektoren dargestellt. Es ist offensichtlich, daß sowohl an der niederenergetischen als auch an der hochenergetischen Flanke die Effizienz im Vergleich zum pn-Detektor deutlich niedriger ist, was an Transmissionseffekten durch die Schieberegister respektive der geringeren Depletionstiefe von ca.  $40 \mu\text{m}$  liegt. Außerdem sind die Effekte an den Stickstoff-, Sauerstoff- und Silizium -Absorptionskanten deutlich stärker ausgeprägt.

Da die Quanteneffizienz ein rein multiplikativer Faktor für den Nachweis der Strahlung ist, ist die Verknüpfung mit anderen Modellen einfach.

### 3.3 Das Modell für das Ladungssplitting

Jedes im Detektor absorbierte Photon erzeugt eine Ladungswolke, die in das Potentialmuster der Pixel nahe der Detektorvorderseite driftet. Da der Absorptionsort der Photonen auch über einer Pixelkante liegen kann, ist es möglich, daß eine Ladungswolke auf mehr als ein Pixel verteilt wird. Da die Größe der Ladungswolke mit ca.  $10 \mu\text{m}$  kleiner als die Kantenlänge der Pixel

von  $150 \mu m$  ist [MEIDINGER 91], kann sich die Ladungswolke auf maximal vier Pixel verteilen. N. Meidinger hat sich mit dem Problem der Entwicklung von Ladungswolken im Detektor in seiner Diplomarbeit auseinandergesetzt [MEIDINGER 91]. Hier soll erörtert werden, welche Konsequenzen die Verteilung von Ladungswolken auf mehrere Pixel insbesondere auf das Spektrum hat. Dabei müssen mehrere Effekte berücksichtigt werden:

- Die wahre Ladungsmenge wird durch das Ausleserauschen verändert gemessen
- Durch das Setzen einer festen Event-Schwelle für die Übertragung eines Ereignisses wird ein Split-Anteil gar nicht nachgewiesen, falls die Ladungsmenge im Pixel zu klein ist
- Deswegen werden auch Ereignisse als Singles interpretiert, deren Ladung sich auf zwei Pixel verteilt hat.

Es soll im Folgenden der Einfluß des Ladungssplittings sowohl auf das Spektrum der Singles als auch auf das der Doubles untersucht werden. Damit die Formeln nicht zu unübersichtlich werden, wird nur die jeweils nächste Pixelkante berücksichtigt.

Die verwendeten Parameter werden in Tabelle 3.1 aufgeführt.

$Q$	Zahl der Elektronen in der Ladungswolke
$\sigma_r$	Breite der Ladungsverteilung
$x_0, y_0$	Absorptionsort, dabei gilt $x_0 \leq y_0$
$a_p$	Kantenlänge des Pixels
$q_{thr}$	Schwelle der Eventerkennung
$\sigma_{det}$	elektronisches Rauschen
$\frac{dN}{dE}$	Split - Spektrum
$\rho$	Flächendichte der Beleuchtung

TABELLE 3.1: Übersicht über die für das Split-Modell notwendigen Parameter

### 3.3.1 Der Ansatz

Die Ladungsverteilung der Elektronen nach Absorption eines Photons wird als zweidimensionale Gaussverteilung wie folgt angenommen [SCHWAB 95]

$$n(x, y) = Q \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} e^{-\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2\sigma_r^2}} \quad (3.22)$$

Je nachdem, wie groß der Abstand vom Ort  $(x_0, y_0)$  zur nächsten Pixelkante ist, wird ein Teil dieser Verteilung im angrenzenden Pixel nachgewiesen. Im Prinzip gilt dies natürlich für beliebig große Abstände, doch

bei Werten von  $a = 150\mu m$  und  $\sigma_r = 12\mu m$  ist nur in einem Randbereich des Pixels ein nennenswerter Beitrag im Nachbarpixel zu erwarten. Die Anzahl  $dN(r)$  von Ereignissen, die im Abstand  $r$  von der nächsten Pixelkante absorbiert werden, ist

$$\begin{aligned} dN(r) &= \rho dA(r) \\ dA(r) &= 4(a - 2r)dr \quad , \end{aligned} \quad (3.23)$$

wobei  $dA(r)$  das Flächenelement im Pixel mit Abstand  $r$  zur Kante ist.

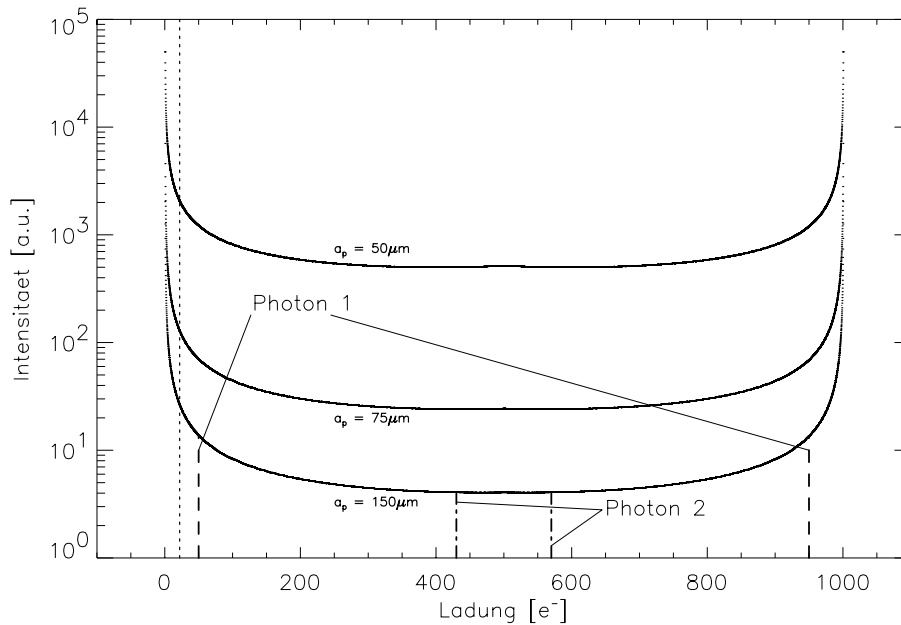


ABBILDUNG 3.9: Spektrum des einfachen Split-Modells ohne Rauschen und Schwellen, die Ereignisse sind nicht rekombiniert. Die Ladung beträgt  $Q = 1000e^-$ . Für  $q = Q$  und  $q = 0$  ergibt sich eine Singularität. Gezeigt ist das Verhalten für verschiedene Pixelgrößen ( $50\mu m$ ,  $75\mu m$ ,  $150\mu m$ ): Je kleiner die Pixel, umso größer ist der Split-Anteil. Die senkrechten Linien zeigen die Lage der Teilladungen eines Photons, das nahe der Pixelkante absorbiert wurde (Photon 2) bzw. weiter davon entfernt (Photon 1). Die senkrechte Linie gibt die typische Lage der Event-Schwelle an. Man beachte, daß die Spektren auf gleiche Maximalintensität (von  $5 \cdot 10^4$ ) normiert sind

Die Ladung, die im Pixel verbleibt (wenn die Ladung im Abstand  $x_0$  von der nächsten Pixelkante erzeugt wurde), ist gegeben durch

$$\begin{aligned}
 q(x_0) &= \frac{Q}{\sqrt{2\pi\sigma_r^2}} \int_{-a/2}^{a/2} dy \int_{-a/2}^{a/2} dx e^{-\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2\sigma_r^2}} \\
 &\approx \frac{Q}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{a/2 - x_0}{\sqrt{2}\sigma_r}\right)\right)
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

wobei bei der Integration das Integral über eine Dimension (die mit dem größeren Abstand des Absorptionortes zur Pixelkante) gleich 1 gesetzt wurde und die Untergrenze der zweiten Integration durch  $-\infty$  angenähert wurde.

Das Split-Spektrum ergibt sich jetzt nach [SCHWAB 95] zu

$$\begin{aligned}
 \frac{dN}{dE} &= \frac{dN}{dx_0} \frac{dx_0}{dq} \frac{dq}{dE} \\
 &= 4\rho(a - 2x_0) \cdot \frac{1}{\frac{dq}{dx_0}} \cdot \frac{1}{\omega}
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

$$\frac{dq}{dx_0} = \frac{Q}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(a/2-x_0)^2}{2\sigma_r^2}}$$

mit  $r$  so, daß  $q(x_0) = E\omega$ .

Der Zusammenhang zwischen  $x_0$  und  $E$  läßt sich numerisch leicht invertieren. Ein Beispiel für das resultierende Split-Spektrum ist in Abb. 3.9 dargestellt. Für dieses Modellspektrum wurde keine Schwelle betrachtet und die Ereignisse wurden auch nicht rekombiniert.

Es ergibt sich eine symmetrische Verteilung mit zwei integrierbaren Singularitäten bei 0 und  $Q$  und einem Minimum bei  $Q/2$ . Zur Demonstration ist das Modell für verschiedene Pixelgrößen gerechnet. Kleinere Pixel ergeben eine höhere Intensität des Splitspektrums, was nicht verwundert, denn bei kleinen Pixeln ist die Chance für ein Photon größer, in der Nähe der Pixelkante absorbiert zu werden. Die typische Eventschwelle von  $q_{thr} = 22e^-$  ist ebenfalls eingezeichnet (gepunktete Linie).

### 3.3.2 Einführung einer Schwelle

Da eine Ladungsmenge in einem Pixel erst ab einer bestimmten Schwelle  $q_{thr}$  als Ereignis interpretiert wird, werden alle Split-Ereignisse verworfen, die unterhalb dieser Schwelle liegen. Die korrespondierenden Partner werden deswegen als Singles interpretiert. Diejenigen Singles, bei denen ein Teil der Ladung in ein Nachbarpixel gedriftet ist, dort aber nicht nachgewiesen wurde (weil unterhalb der Schwelle) werden als Pseudo-Singles bezeichnet. Die

Ereignisse, die in der Singularität bei  $E_0$  liegen, nennt man wahre Singles. Für die wahren Singles ist der in andere Pixel gedriftete Anteil vernachlässigbar. Die restlichen Ereignisse werden als Doubles interpretiert. In Abb. 3.9 ist dies so zu interpretieren, daß alle Ereignisse, deren kleinerer Partner unterhalb der Schwelle (gepunktete Linie) liegt als Singles registriert werden.

Es gibt also einen Teil verlorene Ladung im Energiebereich  $[0, q_{thr}]$ , die bei der Rekonstruktion fehlt. Dies führt dazu, daß das Single-Spektrum zu niedrigeren Energien hin verschoben wird.

### 3.3.3 Der Einfluß des Rauschens

Für die Herleitung der Formeln des Split-Modells geht man von einer fixen Zahl  $Q$  an Elektronen in der Ladungswolke aus, eine Verteilung des Eingangsspektrums (durch die Eigenschaften der Quelle bzw. wegen des Partial Event Modells) ist durch Superposition leicht zu berücksichtigen. Jedoch wird diese Ladungswolke durch das Leckstromrauschen und die Eigenschaften der Elektronik mit einem bestimmten Rauschen  $\sigma_{det} \approx 5e^-$  gemessen. Der Einfluß dieses Elektronik-Rauschens soll im folgenden untersucht werden. Unter seiner Berücksichtigung kann für eine bestimmte Ladung  $q$  in einem Pixel nur noch eine Wahrscheinlichkeit  $p(q)$  angegeben werden, mit der ein Wert über der Schwelle gemessen wird, siehe Abb. 3.10.

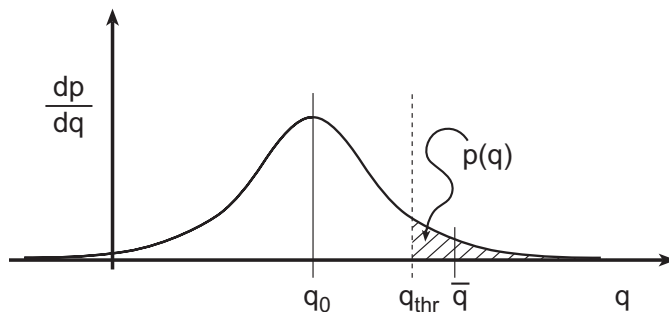


ABBILDUNG 3.10: Schema für die Wahrscheinlichkeit, eine Ladung in einem Pixel nachzuweisen. Auch wenn  $q < q_{thr}$  gilt, ist  $p(q) > 0$ .

Es ergibt sich für  $p(q)$

$$\begin{aligned}
 p(q) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{det}} \int_{q_{thr}}^{\infty} e^{-\frac{(\tilde{q}-q)^2}{2\sigma_{det}^2}} d\tilde{q} & (3.26) \\
 &= \begin{cases} 1 - 0.5(1 + \operatorname{erf}(\frac{q_{thr}-q}{\sqrt{2}\sigma_{det}})) & q \leq q_{thr} \\ 0.5(1 + \operatorname{erf}(\frac{q-q_{thr}}{\sqrt{2}\sigma_{det}})) & q > q_{thr} \end{cases}
 \end{aligned}$$

Es ist klar, daß  $p(q) \rightarrow 1$  für  $q \gg q_{thr}$  und  $p(q) \rightarrow 0$  für  $q \ll q_{thr}$ . Die Breite des Übergangsbereichs wird durch das Rauschen  $\sigma_{det}$  bestimmt. Das Single-Spektrum ergibt sich somit als Produkt des Split-Spektrums mit den Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Partner (mit Energie  $E$ ) detektiert wird und der Andere (mit Energie  $E_0 - E$ ) nicht:

$$\frac{dN_{sing}}{dE} = \frac{dN}{dE} \cdot p(E) \cdot (1 - p(E_0 - E)) \quad (3.27)$$

Um ein Double zu erhalten, müssen beide Partner detektiert werden.

$$\frac{dN_{doub}}{dE} = \frac{dN}{dE} \cdot p(E) \cdot p(E_0 - E) \quad (3.28)$$

In Abb. 3.11 ist dies veranschaulicht.

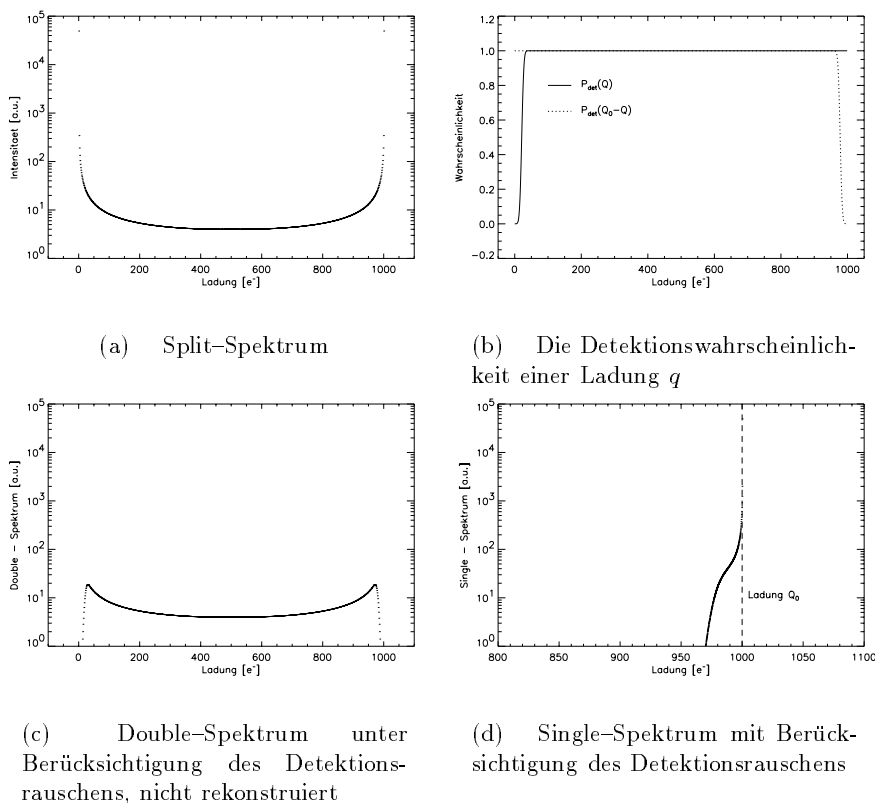


ABBILDUNG 3.11: Die Entstehung von Split- und Single Spektren unter Berücksichtigung der Detektionswahrscheinlichkeiten der beiden Partner.

Es ergeben sich die in Tabelle 3.2 zusammengefassten wesentlichen Größen für das Modell

$E_0$	Energie d. Photons	freier Parameter
$q_{thr}$	Signalschwelle	fixer Parameter
$\sigma_{det}$	Detektionsrauschen	fixer Parameter (Messung)
$\sigma_r$	Ladungswolkenradius	fit-Parameter
$a_p$	Kantenlänge Pixel	fixer Parameter

TABELLE 3.2: Die Parameter, die in das Split Modell eingehen

Für eine Verteilung von Eingangsenergien bzw. Ladungen, wie es typischerweise der aufgrund der spektralen Verteilung der Quelle und des Fano-faktors der Fall ist, können die einzelnen Spektren einer diskreten Ladung einfach superponiert werden, um das Gesamtspektrum zu erhalten.

### 3.3.4 Die Peak-Verschiebung der Split-Spektren

Daß sich für das resultierende Single-Spektrum durch die Pseudo-Singles eine Verschiebung der Peaklage ergibt, ist offensichtlich und in Abb. 3.11 auch gut zu erkennen.

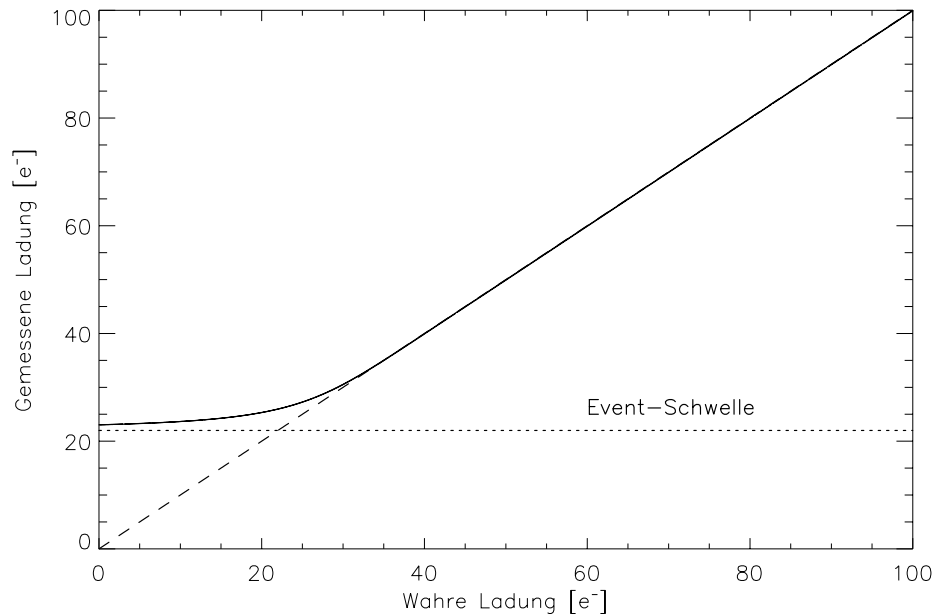
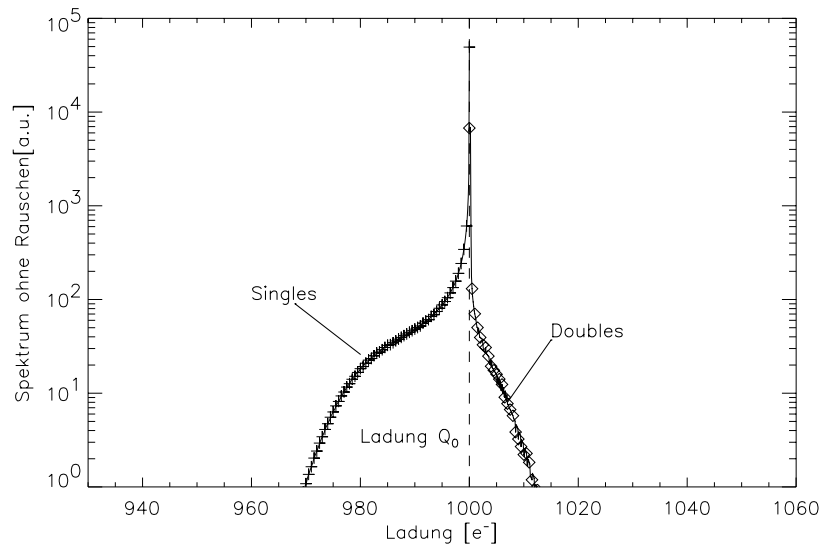
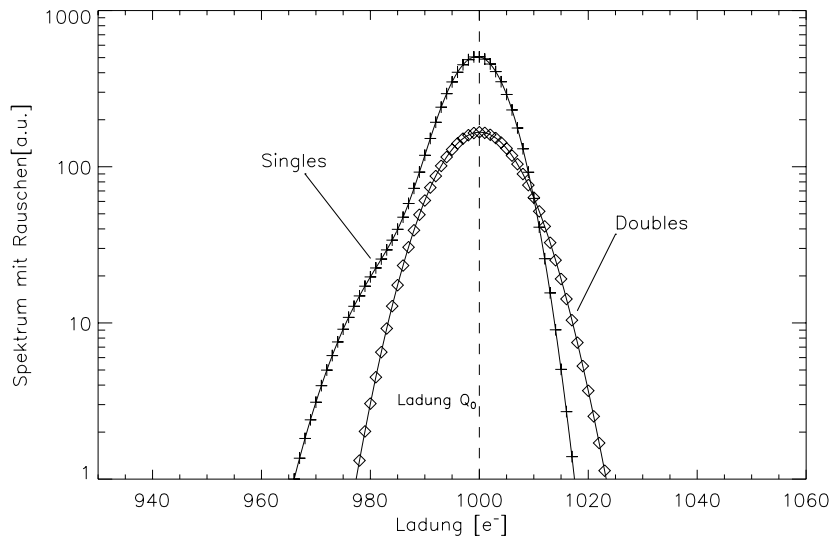


ABBILDUNG 3.12: Die Verschiebung der gemessenen Ladung  $\bar{q}$  für eine Ladungsmenge  $q$  nahe der Schwelle.

Etwas überraschend ist, daß auch für Doubles eine Peak-Verschiebung stattfindet, und zwar zu *höheren* Energien hin. Dies liegt daran, daß für



(a) Spektrum ohne Rauschen



(b) Spektrum nach Faltung mit dem Rauschen

ABBILDUNG 3.13: Beispiel für das vollständige Split-Modell (inklusive Schwelle und Detektorrauschen),  $Q_0 = 1000e^-$ ,  $q_{thr} = 22e^-$ ,  $\sigma_{det} = 5e^-$ ,  $\sigma_r = 6\mu m$ . Links ist das Modell ohne Faltung mit dem Detektorrauschen gezeigt, rechts mit einem Rauschen von  $5e^-$ . Die Peakverschiebung für Singles ist deutlich zu erkennen



den Fall daß einer der Split-Partner eine Ladungsmenge  $q_1$  nahe an der Detektionsschwelle  $q_{thr}$  aufweist, der gemessene Wert  $\bar{q}(q_1)$  im Mittel höher ist, siehe Abb. 3.10. Mathematisch gesprochen, wird für eine Ladung  $q_1$  der nachgewiesene Wert  $\bar{q}$  nach Gl. 3.30 bestimmt.

$$\begin{aligned} \bar{q}(q) &= \frac{\int_{q_{thr}}^{\infty} q \cdot p(q) dq}{\int_{q_{thr}}^{\infty} p(q) dq} & (3.29) \\ &= \frac{1}{N} \left[ \frac{q}{2} (1 - \operatorname{erf}(\frac{q_{thr} - q}{\sqrt{2}\sigma_{det}})) + \frac{\sigma_{det}}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(q_{thr} - q)^2}{2\sigma_{det}^2}} \right] \end{aligned}$$

$$\text{mit } N = 0.5 (1 - \operatorname{erf}(\frac{q_{thr} - q}{\sqrt{2}\sigma_{det}}))$$

Graphisch ist das in Abb. 3.12 dargestellt. Das bedeutet, daß die rekonbinierten Doubles (d.h. die Amplituden der Einzelereignisse werden zusammengezählt) die Summenenergie  $Q_d$  haben:

$$\begin{aligned} Q_d(q_1) &= \bar{q}(q_1) + \bar{q}(Q - q_1) & (3.30) \\ &\approx \bar{q}(q_1) + Q - q_1, \end{aligned}$$

falls  $Q$  die (wahre) Gesamtladung und  $q_1$  der kleinere Ladungsanteil ist.

Zusammengefaßt mit dem Detektionsrauschen ergibt sich so eine Verschiebung der Peakposition zu niedrigeren Energien für Singles und zu höheren Energien für Doubles. In Abb. 3.13 ist der Vergleich zwischen dem resultierenden Single- und Split-Spektrum dargestellt. Bei einer angenommenen Ladung von  $1000e^-$  ergibt sich eine Peaklage von  $998.5e^-$ , während derselbe Wert für Doubles bei  $1000.1e^-$  liegt.

### 3.4 Das Modell für die Out-of-time Events

Out of Time Events, im folgenden abgekürzt als OOT-Events, entstehen durch die Tatsache, daß das Kamerasystem keinen Belichtungsvorhang (Shutter) hat, mit dem eine Belichtung während der Auslese unterdrückt wird (wie es bei optischen Systemen üblich ist). Deswegen erreichen Photonen auch dann den Detektor, wenn die Ladung gerade im Kanal zur Anode transportiert wird. Solche Ereignisse werden einer falschen Zeilennummer zugeordnet. Da die Zuordnung der Ladungspakete zu einer Zeilennummer ausschließlich über einen logischen Zähler geschieht, ist es prinzipiell nicht möglich, von einem konkreten Ereignis festzustellen, ob dies durch ein normales oder ein OOT-Event hervorgerufen wurde. Die Entstehung von OOT-Events ist in Abb. 3.14 schematisch dargestellt.

Für die Betrachtungen in diesem Kapitel ist es wichtig, folgende Zeitdefinitionen für die einzelnen Moden zu verwenden.

- Integrationszeit  $t_{int}$ : Zeit, während der die Registerspannungen konstant gehalten werden d.h. es findet kein Ladungstransport zum Ausleseknoten statt
- Transferzeit  $t_{trans}$ : Zeit, während der die belichteten Reihen (je nach Modus 200, 100 oder 64) über das *belichtete Feld* (d.h. dieselbe Anzahl von Reihen) transferiert werden
- Dunkelzeit  $t_{dark}$ : Die restliche Zeit zur Vollendung eines Zyklus des Modus, d.h. für die Window-Moden die Zeit, um die Ladungen bis zur Anode zu schieben und auszulesen

Der Anteil an OOT-Events an allen Events wird durch das Verhältnis Transferzeit/Integrationszeit festgelegt<sup>2</sup> und beträgt für den Full Frame Mode  $4.654ms/70.3ms = 6.6\%$ , für die anderen Modi siehe Tabelle 3.3.

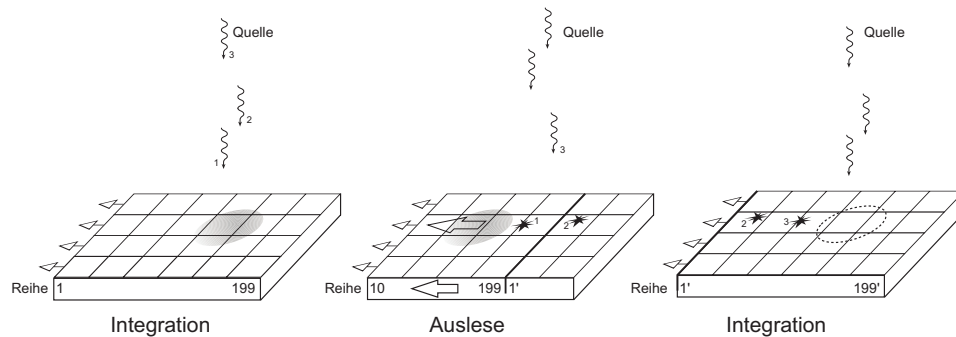


ABBILDUNG 3.14: Schema der Entstehung von OOT-Events:

- a) erste Integrationsphase – schraffiert ist der Bildbereich der Quelle markiert.
- b) Auslesephase: Photonen, die jetzt absorbiert werden, werden zu hohen (Photon 1) oder zu niedrigen (Photonen 2, 3) Adressen zugeordnet
- c) nächste Integrationsphase: Einige OOT-Events werden erst in diesem Rahmen ausgelesen (Photonen 2, 3)

Es ergeben sich zwei unterschiedliche Konsequenzen für die Bewertung der Analyseprodukte: Zum einen wird das zweidimensionale Bild jeder Quelle in Zeilenrichtung verschmiert wie in Abb. 4.18(a), zum anderen wird die spektrale Analyse der Daten verfälscht. Diese Verfälschung geschieht auf zwei Arten. Wird ein Spektrum nur auf einem Teil des Detektors (z.B. um eine Quelle) gebildet, so liegen in diesem Bereich unweigerlich die OOT-Events anderer Quellen, die im selben Kanal abgebildet werden. Es findet also eine spektrale Kontamination durch andere Quellen statt. Andererseits ergibt

<sup>2</sup>außer für den Spezialfall, daß die Quelle eine periodisch schwankende Intensität mit exakt der Ausleseperiode hat

sich durch die notwendige Korrektur der Ladungsverluste (CTE-Effekte) nach Gl. [2.2] bei einer falschen Reihenanzuordnung, wie es für OOT-Events der Fall ist, zwangsläufig eine falsche Korrektur dieser Events. Der physikalische Ladungsverlust eines OOT-Events bestimmt sich aus der Zeilennummer, in der das Event tatsächlich eingetroffen ist, d.h. der Distanz bis zur Anode, die das Ladungspaket zurücklegen mußte. Der Korrekturwert bestimmt sich jedoch anhand der falschen logischen Zeilennummer, die dem Event zugeordnet wurde. Dieser Effekt wird zunächst modelliert, bevor die Möglichkeiten der Bildrekonstruktion diskutiert werden.

### 3.4.1 Das spektrale OOT-Modell

Zur Betrachtung reihenabhängiger Effekte eignet sich ein sogenannter Scatterplot gut. Dabei wird für jedes Event ein Punkt in ein Koordinatensystem eingetragen, bei dem die Abszisse durch die Reihenadresse des Events gegeben ist und an der Ordinate die Energie des Events aufgetragen wird. Dies ist schematisch in Abb. 3.15 dargestellt. Dabei wurde eine homogene Beleuchtung durch monoenergetische Röntgenstrahlen angenommen. Auf der linken Seite ist die Situation vor der Korrektur der Ladungstransferverluste gezeigt. Die Events, die während der Integrationszeit einfallen, kommen auf einer Linie zu liegen, die wegen des Ladungstransferverlustes zu höheren Reihen hin abnimmt. Jedem In-time Event ist die richtige Zeilennummer zugeordnet, somit gibt es für In-time Events keine Streuung. Der graue Bereich zeigt das durch OOT-Events hervorgerufene Muster: Einem OOT-Event, das in einer bestimmten Entfernung von der Ausleseanode (der wahren Reihenadresse) absorbiert wird, kann jede beliebige Reihenadresse zugeordnet werden (s.o., Abb. 3.14). Der Ladungsverlust ist jedoch von der wahren Reihenadresse abhängig, somit verteilen die die OOT-Events über den gesamten Bereich zwischen der maximalen Energie (kein Ladungsverlust) und der minimalen Energie (Ladungsverlust nach 199 Zeilentransfers). Der aufgespannte Energiebereich ist also gegeben durch  $\Delta E = E_0 - E_0(1 - CTE^{199})$ .

Auf der rechten Seite ist die Situation nach Korrektur der Ladungstransferverluste dargestellt. Die In-time Events wurden alle richtig korrigiert, die Linie ist jetzt eine Waagrechte. Die OOT-Events dagegen wurden auf ein doppelt so breites Energieintervall verteilt, das durch die beiden Extremfälle<sup>3</sup> gegeben ist. Die sich dadurch ergebende Energieverteilung soll im folgenden analytisch modelliert werden.

Das Modell beschreibt das durch OOT-Events veränderte Spektrum einer monoenergetischen Photonenquelle unter Berücksichtigung der Beleuchtungssituation (d.h. des durch die Quelle ausgeleuchteten Reihenintervalls) und des für die Analyse gewählten Bereichs<sup>4</sup>. Dies ist in Abb. 3.16 schema-

---

<sup>3</sup>wahre Reihe 199 wird als OOT-Event Reihe 0 zugeordnet → maximaler Verlust, doch keine Korrektur und umgekehrt

<sup>4</sup>Üblicherweise werden Spektren nicht auf dem gesamten Reihenbereich gebildet, son-

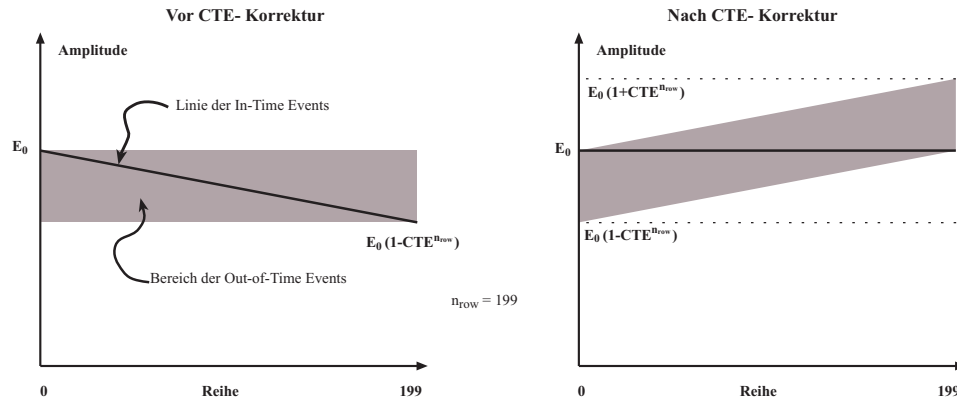


ABBILDUNG 3.15: Schematische Darstellung der spektralen Auswirkungen von OOT-Events: Eine monoenergetische Linie (Energie  $E_0$ ) wird angenommen. Linkes Bild: Situation ohne CTE-Korrektur: Die monoenergetischen Events werden durch den CTE-Effekt reihenabhängig zu niedrigen Energien hin verschoben. Die OOT-Events bilden einen Bereich geringerer Intensität. Rechtes Bild: Situation nach CTE-Korrektur: Die In-Time Events (auf der Linie) werden richtig korrigiert, die OOT-Events sind zum Teil unterkorrigiert, zum Teil überkorrigiert.

tisch dargestellt. Die Idee ist, die konstante Dichte der OOT-Events über den Reihen aufzuintegrieren und entsprechend in das Spektrum einzutragen. Die Eingangsgrößen für das Modell sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

$E_0$	Energie der einfallenden Photonen
$R_1, R_2$	Beleuchtetes Reihenintervall
$r_1, r_2$	Reihenintervall der Auswertung
$CTE$	Wert des Ladungsverlustes
$N$	Zahl der einfallenden Photonen
$R$	Zahl der ausgelesenen Reihen in einem CCD
$t_{int}, t_{trans}, t_{dark}$	Integrationszeit, Transferzeit und Dunkelzeit

TABELLE 3.3: Die Parameter des OOT Modells

Diese Größen sind, soweit sinnvoll, entsprechend in Abb. 3.16 bezeichnet. Dabei sind die Zeiten wie folgt zu interpretieren: Unter der Integrationszeit  $t_{int}$  ist die Zeitspanne zu verstehen, während der die Shift-Register des CCDs auf konstanten Spannungspegeln gehalten werden. Unter der Transferzeit  $t_{trans}$  ist die Zeitspanne zu verstehen, in der die Ladungen aus dem belichteten Reihenbereich herausgeschoben werden. Die Dunkelzeit  $t_{dark}$  bezeichnet die Zeit die benötigt wird, um die belichteten Reihen in den CAMEX zu übernehmen und den Zyklus zu vollenden. In dieser Zeitspanne ankommen-

dern nur auf einer Untermenge davon

de Photonen werden nicht registriert. In Tabelle 3.4 sind die Zeiten für die verschiedenen Modi zusammengestellt.

Modus	$R$	$t_{int}[ms]$	$t_{trans}[ms]$	$t_{dark}[ms]$	$p_{OOT}[\%]$
Full Frame	200	70.3	4.65	0	6.20
Large Window	100	42.0	0.072	2.94	0.17
Small Window	64	4.0	0.046	1.52	1.13
Ext. Full Frame	200	278.4	4.65	0	1.64

TABELLE 3.4: Zeitkonstanten für Window- und Full Frame Moden  $p_{OOT}$  bezeichnet dabei den Anteil der OOT-Ereignisse an den registrierten Ereignissen

Man beachte, daß die Transferzeit in den Window-Moden deutlich geringer als die Dunkelzeit ist, was den OOT-Anteil in diesen Modi erheblich verringert. Für den Full Frame Mode ist  $t_{dark} = 0$ , weil sich die auszulesenden Zeilen während der gesamten Auslese unter dem Beobachtungsbereich befinden<sup>5</sup>. Da die während der Dunkelzeit  $t_{dark}$  eintreffenden Photonen verworfen werden, ist die Zahl  $N_0$  der tatsächlich registrierten Photonen gegeben durch

$$N_0 = \frac{t_{int} + t_{trans}}{t_{int} + t_{trans} + t_{dark}} N \quad (3.31)$$

Es wird angenommen, daß eine Belichtung ausschließlich im durch den Auslesemodus definierten Bereich stattfindet. Eine Aufhebung der Einschränkung wird am Ende des Kapitels diskutiert. Zunächst wird näherungsweise der Verlauf der Ladungstransferverluste linearisiert<sup>6</sup>:

$$m_{CTE} := E_0(1 - CTE) \quad (3.32)$$

für die Abhängigkeit der oberen und unteren Begrenzung des durch OOT-Events betroffenen Bereichs (in Abb. 3.16 grau schraffiert) gilt dann:

$$\begin{aligned} E_{up}(r) = (r - R_1)m_{CTE} + E_0 &\Leftrightarrow r_{up}(E) = \frac{E - E_0}{m_{CTE}} + R_1 \\ E_{low}(r) = (r - R_2)m_{CTE} + E_0 &\Leftrightarrow r_{low}(E) = \frac{E - E_0}{m_{CTE}} + R_2 \end{aligned} \quad (3.33)$$

Damit ergibt sich für die 4 korrespondierenden Energiewerte:

$$E_{low_1} = E_{low}(r_1) = (r_1 - R_2)m_{CTE} + E_0 \quad (3.34)$$

<sup>5</sup>Für die Window-Moden muß für  $t_{trans}$  nur der Teil der Schiebezeit berücksichtigt werden, in dem die Zeilen innerhalb des Beobachtungsbereichs verschoben werden, d.h. 64 Zeilen statt 136 Zeilen für den Small Window Modus

<sup>6</sup>Die relative Abweichung zwischen exponentiellem Verlauf und linearisiertem Verlauf ist für typische CTE-Werte (ca. 0.9996) kleiner als 0.1 %

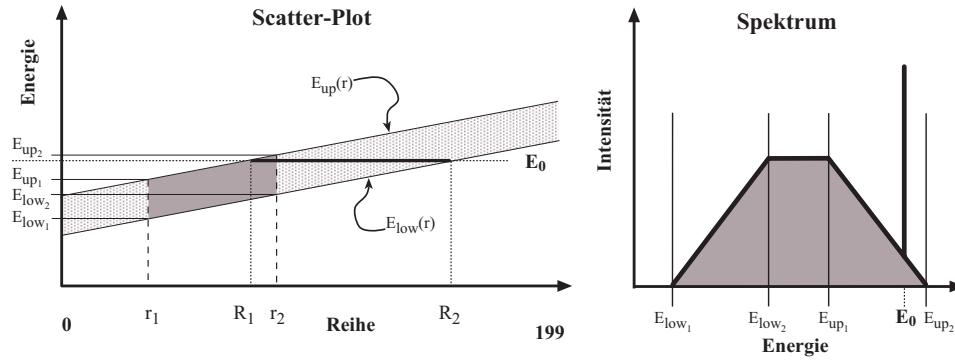


ABBILDUNG 3.16: Schema für das spektrale OOT-Modell: Links ist der korrigierte Scatter-Plot gezeigt, die Parameter des Modells sind eingezeichnet, siehe Text. Rechts ist schematisch das resultierende Spektrum für diesen Fall dargestellt

$$\begin{aligned}
 E_{low_2} = E_{low}(r_2) &= (r_2 - R_2)m_{CTE} + E_0 \\
 E_{up_1} = E_{up}(r_1) &= (r_1 - R_1)m_{CTE} + E_0 \\
 E_{up_2} = E_{up}(r_2) &= (r_2 - R_2)m_{CTE} + E_0
 \end{aligned}$$

Bildet man nun ein Spektrum über den ausgewählten Reihbereich  $[r_1, r_2]$ , so ist der Beitrag durch OOT-Events für eine bestimmte Energie gegeben durch

$$I_{OOT}(E) = \int_{\min(r_1, r_{up}(E))}^{\min(r_{low}(E), r_2)} \rho dr \quad (3.35)$$

Die Dichte  $\rho$  der OOT-Events errechnet sich

$$\rho = \frac{t_{trans}}{t_{trans} + t_{int}} \frac{N_0}{R_{tot}m_{CTE}(R_2 - R_1)} \quad (3.36)$$

Je nach Wahl der Parameter können zwei Fälle auftreten,  $E_{low_2} \leq E_{up_1}$  (Fall A) oder  $E_{low_2} > E_{up_1}$  (Fall B). Für Fall A gilt dann für das Spektrum:

$$I_{OOT}(E) = \begin{cases} 0 & : 0 < E < E_{low_1} \\ \rho \left( \frac{E - E_0}{m_{CTE}} + R_2 - r_1 \right) & : E_{low_1} \leq E < E_{low_2} \\ \rho(r_2 - r_1) = const & : E_{low_2} \leq E < E_{up_1} \\ \rho \left( r_2 - R_1 + \frac{E_0 - E}{m_{CTE}} \right) & : E_{up_1} \leq E < E_{up_2} \\ 0 & : E > E_{up_2} \end{cases} \quad (3.37)$$

Im Fall B ändern sich die Grenzen der Fallunterscheidung und der konstante Bereich:

$$I_{OOT}(E) = \begin{cases} 0 & : 0 < E < E_{low_1} \\ \rho\left(\frac{E-E_0}{m_{CTE}} + R_2 - r_1\right) & : E_{low_1} \leq E < E_{up_1} \\ \rho(N_2 - N_1) = const & : E_{up_1} \leq E < E_{low_2} \\ \rho\left(r_2 - R_1 + \frac{E_0-E}{m_{CTE}}\right) & : E_{low_2} \leq E < E_{up_2} \\ 0 & : E > E_{up_2} \end{cases} \quad (3.38)$$

Schließlich ist noch zu beachten, ob ein Anteil der In-time-Events im Analysebereich liegt:

$$r_2 \geq R_1 \wedge r_1 \leq R_2 \Rightarrow I(E_0) = I_{OOT}(E_0) + N_0 \frac{\min(R_2, r_2) - \max(R_1, r_1)}{R_2 - R_1} \quad (3.39)$$

In der Abbildung 3.16 ist Fall A dargestellt. Mit den Formeln 3.37 und 3.38 ist es einfach, ein beliebiges Analyseszenario bei gegebener Ausleuchtung des Detektors zu simulieren, da die Spektren sowohl über die Kanäle als auch über die verschiedenen Eingangsenergien superponiert werden können. Für jeden Kanal ist also zu beachten, ob ein Teil davon zur Analyse herangezogen wird, dann ist der ausgeleuchtete Reihenbereich zu bestimmen und schließlich die Formeln 3.37 und 3.38 auf jedes Energieintervall des Eingangsspektrums anzuwenden. Die Anwendung und Verifikation des Modells wird in Kap. 4.3 behandelt.

Wie oben schon erwähnt, kann das Modell auch auf den Fall ausgedehnt werden, bei dem eine Quelle den Auslesebereich der Window-Moden beleuchtet, für den Small Window Mode also die Reihen 0-63 im CCD 0. Dazu muß jedoch die Quelle bekannt sein (Form und Spektrum), da sie ja mit diesem Modus nicht direkt beobachtet werden kann. Man wendet dann das OOT-Modell an, wobei  $t_{trans}$  durch  $t_{dark}$  ersetzt wird, da dies nun die relevante Zeitdauer ist, während der die belichteten Reihen (z.B. für den Small Window Modus Reihe 136-199) der zweiten Quelle ausgesetzt sind. Generell ist es jedoch ratsam, eine solche Konfiguration (helle Quelle im Auslesebereich) möglichst zu vermeiden.

### 3.4.2 Das räumliche OOT-Modell

Wie schon erwähnt, verändern die OOT-Events nicht nur das Spektrum, siehe Kap. 3.4.1, sondern verfälschen auch die räumliche Verteilung der Quelle. Dieser Effekt soll im folgenden modelliert werden. Die Größen von Kap. 3.4.1 werden, soweit notwendig, übernommen.

Wie in Abb. 3.14 dargestellt, werden OOT-Events in einer falschen Zeile registriert. Dies kann als lineare Vektoroperation dargestellt werden. Mit den Größen

$$p_{duty} = \frac{t_{int} + t_{trans}}{t_{int} + t_{trans} + t_{dark}} \quad \text{und} \quad p_{OOT} = \frac{t_{trans}}{t_{int} + t_{trans}}$$

$$\alpha = p_{duty}(1 - p_{OOT}) \quad \text{und} \quad \beta = p_{duty} \frac{p_{OOT}}{R-1}$$

kann die durch OOT-Events hervorgerufene Intensitätsverteilung im Kanal als Antwort  $\mathbf{v}_i$  auf einen 'Intensitäts-Einheitsvektor'  $\mathbf{e}_i$  beschrieben werden. Dabei ist  $p_{duty}$  der Anteil der tatsächlich registrierten Photonen (einschließlich OOT-Events),  $p_{OOT}$  der Anteil der OOT-Events an allen registrierten Photonen und  $\mathbf{v}_i$  die resultierende Verteilung aller registrierten Events im Kanal. Man beachte, daß diese Gleichungen Intensitäten wiedergeben, ohne die (Poisson-) Statistik der Photonen zu berücksichtigen. Insofern gelten die Aussagen nur für ausreichend lange Beobachtungszeiten bzw. im Mittel. Es gilt dann

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_i &= [0, \dots, 0, 1, 0, \dots, 0] \quad n \text{ Elemente, } 1 \text{ in } i\text{-ter Spalte.} \\ \Rightarrow \mathbf{v}_i &= [\beta, \dots, \beta, \alpha, \beta, \dots, \beta] \quad n \text{ Elemente, } \alpha \text{ in } i\text{-ter Spalte} \end{aligned} \quad (3.40)$$

Damit läßt sich für den Full Frame Modus die Intensitätsverteilung unter Berücksichtigung von OOT-Events durch die 200x200-Matrix  $\mathbf{T}_{OOT}$  ausdrücken.

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{T}_{OOT} \mathbf{e} \\ \mathbf{T}_{OOT} &= \begin{bmatrix} \alpha & \beta & \dots & \beta \\ \beta & \alpha & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \beta \\ \beta & \dots & \beta & \alpha \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.41)$$

Im Falle eines der Window-Moden (mit  $R$  Reihen Fenstergröße) setzt sich die 200x200 Matrix  $\mathbf{T}_{OOT}$  aus drei Null-Matrixen und einer auf  $R \times R$  Reihen verkleinerten Version  $\mathbf{t}_{OOT}$  der Definition 3.41 zusammen. Dabei bezeichnet  $\mathcal{O}_{n,m}$  die aus  $n$  Spalten und  $m$  Zeilen bestehende Nullmatrix.

$$\begin{aligned} m &= 200 - R \quad , \quad n = R \\ \mathbf{T}_{OOT} &= \begin{bmatrix} \mathcal{O}_{m,m} & \mathcal{O}_{n,m} \\ \mathcal{O}_{m,n} & \mathbf{t}_{OOT} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.42)$$

Um aus der beobachteten Intensitätsverteilung die ursprüngliche Intensitätsverteilung zurückzurechnen, muß nur  $\mathbf{T}_{OOT}$  invertiert werden. Dies ist analytisch möglich und in Anhang A dargestellt. Es ergibt sich:



$$\mathbf{e} = \mathbf{T}_{OOT}^{-1} \mathbf{v}$$

$$\mathbf{T}_{OOT}^{-1} = \begin{bmatrix} \gamma & \delta & \cdots & \delta \\ \delta & \gamma & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \delta \\ \delta & \cdots & \delta & \gamma \end{bmatrix} \quad (3.43)$$

$$\gamma = \frac{\alpha + (R-2)\beta}{(\alpha + (R-1)\beta)(\alpha - \beta)}$$

$$\delta = -\frac{\beta}{(\alpha + (R-1)\beta)(\alpha - \beta)}$$

Folglich braucht ein beliebiges Bild nur zeilenweise mit der Matrix 3.43 multipliziert zu werden, um die ursprüngliche Verteilung zu rekonstruieren. Anwendungen und Beispiele werden im Kapitel 4.3 gezeigt.

Die Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  hängen nur von den Verhältnissen der Auslese-, Schiebe- und Integrationszeiten ab, somit kann in einem Graphen, der  $\gamma$  und  $\delta$  über der Größe  $p_{OOT}$  darstellt, jedem Modus ein Punkt zugeordnet werden. In Abb. 3.17 sind die Korrekturgrößen in Abhängigkeit von  $p_{OOT}$  dargestellt, wobei  $p_{duty} = 1$  und  $R = 200$  angenommen ist. Die Abweichungen der Punkte für den LW und SW-Modus sind durch andere Werte für  $p_{duty}$  und  $R$  verursacht. Man erkennt, daß der Modus mit dem geringsten Pileup-Anteil, der LW-Modus, die kleinsten nichtdiagonal-Elemente in der Matrix aufweist.

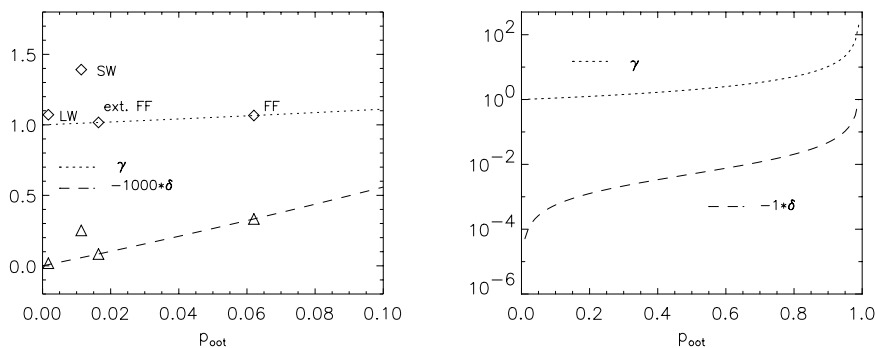


ABBILDUNG 3.17: Abhängigkeit der Korrekturfaktoren  $\gamma$  und  $\delta$  des räumlichen OOT-Modells vom OOT-Anteil  $p_{OOT}$ : Für die Berechnung wurde  $p_{duty} = 1$  und  $R = 200$  angenommen; die einzelnen Rauten und Dreiecke kennzeichnen die Situation für den Large Window (LW), Small Window (SW), Full Frame (FF) und ext. Full Frame (ext. FF) Modus. Die Abweichungen von den Kurven sind durch die unterschiedlichen Werte für  $p_{duty}$  und  $R$  für SW und LW verursacht. Im rechten Teilbild ist der Verlauf der Kurven bis zum (pathologischen) Grenzwert  $p_{OOT} = 1$  dargestellt.

### 3.5 Das Pileup Modell

Die Fähigkeit des pn-CCDs, die Energie der einfallenden Photonen zu bestimmen hängt unmittelbar mit zwei Annahmen zusammen. Zum einen, daß alle von einem Photon erzeugten Elektronen detektiert und dem richtigen Ereignis zugeordnet werden können, zum anderen, daß nicht mehr als ein Photon als ein Ereignis registriert wird. Der erste Punkt wird einerseits durch das Partial Event Modell, Kap. 3.1 beschrieben, da wegen der Eintrittsfenstereffekte nicht für jedes Photon alle Ladung gesammelt wird. Zum anderen wird darauf im Rahmen der Behandlung von Split-Events, Kap. 3.3 eingegangen.

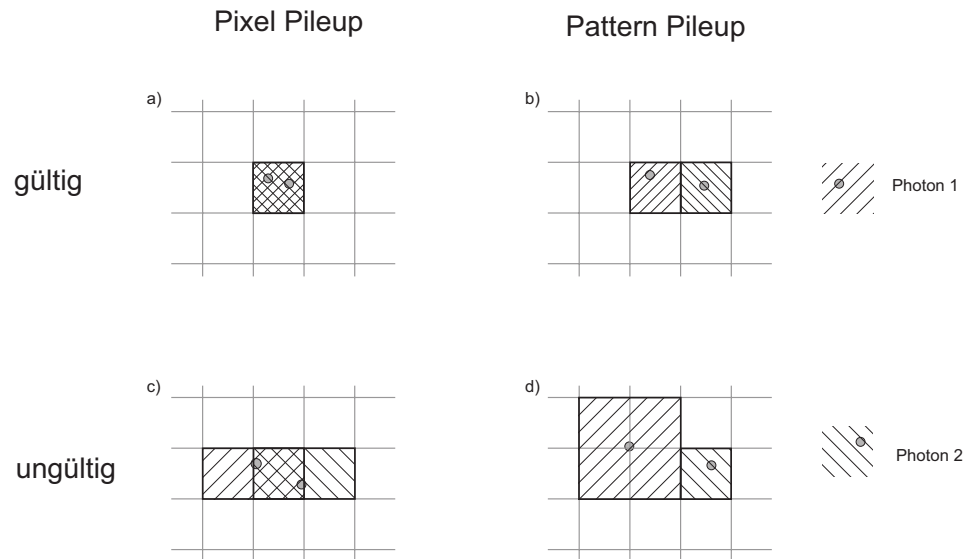


ABBILDUNG 3.18: Verschiedene Pileup-Effekte, unterschieden nach Pixel Pileup und Pattern Pileup. Jede Art kann zu gültigen (a, b) oder ungültigen (c, d) Mustern führen.

Die Tatsache, mehr als ein Photon in einem Pixel in einem Auslesezyklus zu registrieren ist prinzipiell unvermeidbar, da die Kamera keinen Verschluss (wie eine optische CCD-Kamera) besitzt und die Photonen einer Quelle zeitlich statistisch verteilt den Detektor erreichen. Die damit zusammenhängenden Effekte werden als Pileup<sup>7</sup> bezeichnet. Jean Ballet, ein Mitarbeiter des MOS-EPIC Kalibrationsteams, hat dazu einen Modellansatz entwickelt [BALLET 99], auf dem die folgenden Überlegungen basieren.

Die relevanten Größen sind in Tabelle 3.5 zusammengefaßt. Jedes Photon, das im Detektor registriert wird, erzeugt eine Ladungswolke, die in das die Pixel definierende Potentialmuster driftet und dort in einem oder mehreren lokalen Minima gesammelt wird. Je nachdem, auf wieviele Pi-

<sup>7</sup>to pile up: engl. auftürmen

$\alpha_j$	Split-Wahrscheinlichkeit, $j = 1, \dots, 4$
$\lambda$	Photonenfluß [in $\gamma$ pixel <sup>-1</sup> frame <sup>-1</sup> ]
$\mu_j$	gemessener Fluß an Mustern $j$ [in pixel <sup>-1</sup> frame <sup>-1</sup> ]
$\mu_j^t$	gemessener Fluß an Mustern $j$ <b>ohne pileup</b> [in pixel <sup>-1</sup> frame <sup>-1</sup> ]
$\eta_j := 1 - \frac{\mu_j}{\alpha_j \lambda}$	Flußverlust
$\wp_j := 1 - \frac{\mu_j^t}{\mu_j}$	Pileup-Anteil

TABELLE 3.5: Die für das Pileup-Modell wesentlichen Parameter

xel sich die Ladung verteilt, spricht man von einem Single, Double, Triple oder Quadruple, siehe Kapitel 2.2.3. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Ladungswolke eines Photons sich auf  $i$  Pixel verteilt, nennt man Splitwahrscheinlichkeit  $[\alpha_i(E)]$ ,  $i = 1, \dots, 4$ . Da die Ladungswolkengröße mit ca.  $10 \mu m$  deutlich kleiner als die Kantenlänge des Pixels mit  $150 \mu m$  ist, kann die Ladung auf maximal 4 Pixel verteilt sein. Wenn nur absorbierte Photonen berücksichtigt werden, gilt

$$\sum_{j=1}^4 \alpha_j = 1 \quad . \quad (3.44)$$

Die einfallende Strahlung wird nur durch einen Parameter charakterisiert, den (mittleren) Fluß  $\lambda$ , in Einheiten von Photonen pro Pixel pro Frame.

Unter dem Begriff Pileup werden unterschiedliche Effekte zusammengefaßt. Zum einen können mehrere Photonen in dasselbe Pixel fallen und zusammen ein gültiges Muster erzeugen, das jedoch die falsche spektrale Information enthält, außerdem werden alle erzeugenden Photonen als ein einzelnes Photon interpretiert. Dies ist z.B. der Fall, wenn zwei Photonen in ein und demselben Pixel als Single absorbiert werden. Das resultierende Muster ist ebenfalls ein Single, doch die Energie entspricht der Summe der beiden Photonenenergien. Man spricht auch von Pixel-pileup, siehe Abb. 3.18, a) und c).

Andererseits kann es vorkommen, daß zwei (oder mehr) Photonen in benachbarten Pixeln registriert werden und die beiden einzeln erzeugten Muster zusammenhängen, dem sogenannten Pattern-pileup, wie in Abb. 3.18, b) und d) dargestellt. In beiden Fällen kann das resultierende Muster entweder gültig sein (Fall a) und b)) (siehe Kap 2.2.3) so daß es für die weitere Analyse berücksichtigt wird oder ungültig (Fall c) und d)), so daß es verworfen wird. Dies gilt es durch ein Pileup-Modell zu berücksichtigen.

Pileup hat unterschiedliche Auswirkungen:

- Verfälschung der spektralen Information eines Musters (Abb. 3.18, a) und b))
- Löschung von Mustern eines bestimmten Grades durch Vermischung mit anderen Mustern (Abb. 3.18, c), d))
- Erzeugung zusätzlicher gültiger Muster durch Vermischung mehrerer Muster (Abb. 3.18, b))

Diese Effekte führen dazu, daß der scheinbare Fluß  $\mu_j$  in einem Muster von der Rate abhängt und außerdem nur ein Teil davon, nämlich  $\mu_j^t$ , aus Ereignissen besteht, die unverfälscht sind, d.h. nicht von Pileup betroffen.

Dies läßt sich elegant mittels zweier Größen beschreiben, [BALLET 99], nämlich dem Flußverlust  $\eta_j = 1 - \mu_j/(\alpha_j\lambda)$  und dem Pileup-Anteil  $\wp_j = 1 - \mu_j^t/\mu_j$ . Der Flußverlust errechnet sich aus dem Verhältnis des erwarteten Flusses in einem Muster  $\alpha_j\lambda$  ohne Pileup-Effekte (z.B. im Limit kleiner  $\lambda$ ) und dem tatsächlich registrierten Fluß  $\mu_j$ . Ein Wert von  $\eta_j = 0$  bedeutet, daß kein Pileup für die Muster  $j$  auftritt, wogegen  $\eta_j = 1$  vollständigen Flußverlust bedeutet, d.h. es werden gar keine Muster  $j$  mehr registriert.

Der Pileup-Anteil gibt an, welcher Anteil von Ereignissen einer Musterklasse (z.B. Singles) die falsche Energieinformation trägt (d.h. von mehr als einem Photon erzeugt wurde). Ohne pileup ist  $\wp_j = 0$  und bei vollständigem Pileup (kein Ereignis trägt mehr die richtige Energieinformation) ist  $\wp_j = 1$ .

Wichtig ist zu beachten, daß beide Größen von der betrachteten Musterklasse  $j$  abhängen. Das bedeutet z.B., daß bei einem bestimmten Fluß  $\lambda$  der Flußverlust für Singles ein anderer als der für Doubles ist. Dies wird bei der Herleitung der Formeln für  $\wp_j$  und  $\eta_j$  noch deutlich und im Anschluß diskutiert.

### 3.5.1 Pileup im Flatfield-Fall

Ziel ist es nun, Formeln für die Größen  $\mu_j, \mu_j^t$  in Abhängigkeit von  $\alpha_i$  und  $\lambda$  herzuleiten. Dabei sollte noch gesagt werden, daß die Formeln unabhängig von einem bestimmten Auslesemodus sind, wenn auf die Intensität der Quellstrahlung auf die Bezugsgröße  $\lambda$  zurückgerechnet wird. Die Formeln gelten sogar für die EPIC MOS-CCDs, doch wird bei der Auswertung von MOS-Daten ein anderer Event-Filterungsalgorithmus verwendet, was zu modifizierten Ausschlußzonen führt (siehe [BALLET 99]).

Der Faktor  $\mathcal{F}$  rechnet einen beliebigen Fluß  $I$  unter Flatfield-Bedingungen (homogene Ausleuchtung aller Pixel) in den Fluß  $\lambda$  um. Es gilt also

$$\begin{aligned} I &= \text{Fluß der Quelle in } \gamma mm^{-1}s^{-1} \\ \Rightarrow \lambda &= \mathcal{F}I \end{aligned} \tag{3.45}$$

Mode	$t_{int}$ [msec]	$p_{duty}$	$A_{Pix}$ [mm <sup>2</sup> ]	$\mathcal{F}$
Full Frame	70.3	1.0	$0.15^2$	$1.58 \cdot 10^{-3}$
Large Window	42.0	0.91	$0.15^2$	$0.86 \cdot 10^{-3}$
Small Window	4.0	0.71	$0.15^2$	$6.4 \cdot 10^{-5}$
MOS Full Frame	2800	1.0	$0.04^2$	$4.5 \cdot 10^{-3}$

TABELLE 3.6: Der Skalierungsparameter  $\mathcal{F}$  für verschiedene Moden und im Vergleich mit MOS-CCDs (Werte aus Tabelle 1.1 und [XMM\_UHB98])

Tabelle 3.6 gibt einen Überblick über die Werte von  $\mathcal{F}$  für die verschiedenen Moden von pn-EPIC, außerdem einen Vergleich mit einem MOS-EPIC Modus. Dabei muß auch der Duty-Zyklus berücksichtigt werden, da Photonen, die außerhalb der aktiven Zeit des jeweiligen Modes eintreffen (z.B. während der Auslese des Fensters in den Window Moden) auch nicht zum Pileup beitragen.

### Ausschlußzonen für Singles

		1		
	1	1	1	
		1		

Singles:  $n_{11} = 4$

		1/4		
	1/2	1	1/2	
1/4	1	1	1	1/4
	1/2	1	1/2	
		1/4		

Doubles:  $n_{12} = 8$

		1/2		
	3/4	1	3/4	
1/2	1	1	1	1/2
	3/4	1	3/4	
		1/2		

Triples:  $n_{13} = 10$

	1/4	1/2	1/4	
1/4	3/4	1	3/4	1/4
1/2	1	1	1	1/2
1/4	3/4	1	3/4	1/4
	1/4	1/2	1/4	

Quadruples:  $n_{14} = 12$

ABBILDUNG 3.19: Die für ein Single Event (grau schraffiert) gültigen Ausschlußzonen. Je nach Größe des Sekundärevents gelten unterschiedliche Bereiche, die hier einzeln dargestellt sind. Die äquivalente Darstellung für Doubles ist im Abb 3.21 zu finden.

Anhand der Tabelle ist schon zu erkennen, daß durch die schnellere Aus-

lese des pn-EPIC Systems dieselbe Beleuchtung  $I$  zu geringerem Fluß  $\lambda$  und damit zu weniger Pileup-Effekten führt als es für das MOS-System der Fall ist, wenn dieselbe Quelle und vergleichbare Moden zugrundegelegt werden.

Die Herleitung der Formeln für  $\mu_j$  und  $\mu_j^t$  wird zunächst für  $j = 1$  d.h. für Singles durchgeführt, wobei der Fluß  $\lambda$  als konstant und identisch für alle Pixel angenommen wird (Flatfield-Bedingung).

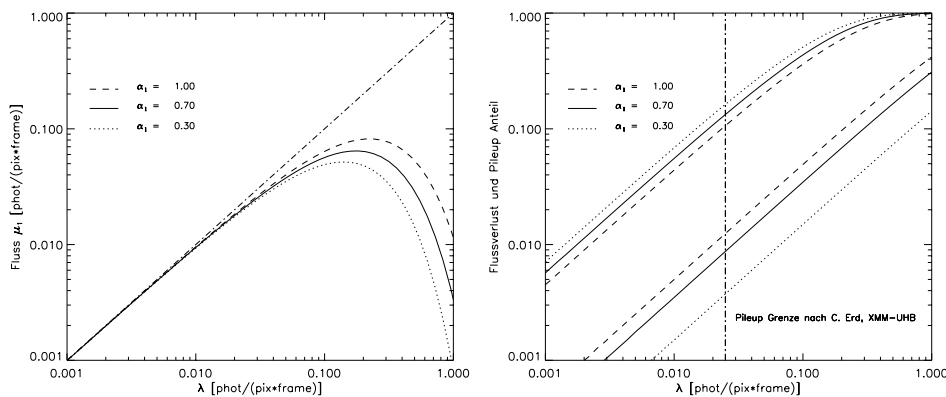


ABBILDUNG 3.20: Linkes Bild: Der scheinbare Fluß an Singles für verschiedene Split-Wahrscheinlichkeiten:  $\alpha_1 = 1$  ist der Grenzfall, daß nur Singles erzeugt werden,  $\alpha_1 = 0.7$  ist typisch für pn-EPIC,  $\alpha_1 = 0.3$  ist der Wert für MOS-EPIC bei höheren Energien, wobei die unterschiedliche Mustererkennung hier nicht berücksichtigt ist. Der Verlust der Eindeutigkeit der Zuordnung setzt erst bei so hohen Flüssen ein, wie sie in der Beobachtung nie erreicht werden sollten. Zur besseren Vergleichbarkeit sind alle Kurven mit der jeweiligen Split-Wahrscheinlichkeit skaliert, d.h.  $\alpha_1 \mu_1$  ist abgebildet.

Rechtes Teilbild: Flußverlust (obere Linienschar) und Pileup Anteil (untere Linienschar). Eingezeichnet ist der in [XMM\_UHB 98] gegebene Pileup-Grenzwert von 1 Photon pro Frame in 40 Pixeln. Der Pileup-Anteil ist fast immer einen Faktor 15 kleiner als der Flußverlust (für die pn-EPIC Splitwahrscheinlichkeit).

Die Wahrscheinlichkeit, in einem beliebigen, festen Pixel und Frame ein Single zu registrieren, ist das Produkt aus der Wahrscheinlichkeit, daß in diesem Pixel ein Photon als Single absorbiert wird und der Wahrscheinlichkeit, daß dieses Muster **nicht** von einem weiteren Muster im selben oder einem angrenzenden Pixel verändert wird. Die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten können einfach multipliziert werden, weil die Trefferzahlen in den verschiedenen Pixeln und Mustern statistisch unabhängig sind. Da für die Treffer  $x_j$  (d.h. Zahl der als Muster  $j$  in einem bestimmten Pixel und Frame absorbierten Photonen) in einem beliebigen Pixel die Poisson-Statistik angewandt werden kann, gilt für die Wahrscheinlichkeit, die Trefferzahl  $x_j$  zu erzielen,

Ausschlußzonen für Doubles

		1		
	1	(1)	1	
	1	(1)	1	
		1		

Singles:  $n_{21} = 6, n_{21}^t = 8$

		1/4		
	1/2	1	1/2	
1/4	1	3/4 (1)	1	1/4
1/4	1	3/4 (1)	1	1/4
	1/2	1	1/2	
		1/4		

Doubles:  $n_{22} = 11, n_{22}^t = 11.5$

		1/2		
	3/4	1	3/4	
1/2	1	1	1	1/2
1/2	1	1	1	1/2
	3/4	1	3/4	
		1/2		

Triples:  $n_{23} = 14$

	1/4	1/2	1/4	
1/4	3/4	1	3/4	1/4
1/2	1	1	1	1/2
1/2	1	1	1	1/2
1/4	3/4	1	3/4	1/4
	1/4	1/2	1/4	

Quadruples:  $n_{24} = 16$

ABBILDUNG 3.21: Die Ausschlusszonen für Doubles: Es muß zwischen einfacher Ausschlußzone  $n_{ij}$  und wahrer Ausschlußzone  $n_{ij}^t$  unterschieden werden, siehe Text

$$p(x_j) = \frac{(\alpha_j \lambda)^j}{j!} e^{-\alpha_j \lambda} \tag{3.46}$$

denn der Fluß an Photonen, die als Muster  $j$  absorbiert werden, ist das Produkt aus dem Fluß und der Splitwahrscheinlichkeit. Insbesondere ergibt sich:

$$\begin{aligned} p(x_j = 0) &= e^{-\alpha_j \lambda} \\ p(x_j = 1) &= \alpha_j \lambda e^{-\alpha_j \lambda} \\ p(x_j > 0) &= 1 - e^{-\alpha_j \lambda} \end{aligned} \tag{3.47}$$

Die Wahrscheinlichkeit, das Single-Muster nicht zu zerstören, wird durch die sogenannte Ausschlußzone bestimmt. Der Term hat wegen der Formel für  $p(x_j = 0)$  die Form  $e^{-\gamma_j \lambda}$ , mit

$$\gamma_j = \sum_{k=1, \dots, 4} n_{jk} \alpha_k \tag{3.48}$$

Die Werte für  $n_{jk}$  werden durch die sogenannte Ausschlußzone bestimmt, das sind die Pixel, in denen ein Ereignis das ursprüngliche Muster zerstören würde. Für  $\gamma_1$ , d.h. im Fall von Singles, ist dies in Abb. 3.19 dargestellt. Die Ausschlußzone muß für jedes Muster einzeln bestimmt werden (Teilbilder in 3.19). Dabei müssen auch die unterschiedlichen Orientierungen berücksichtigt werden, was zu gebrochenen Werten in einzelnen Pixeln führt.

Unter Berücksichtigung von Gl. [3.44] ergibt sich

$$\gamma_1 = 4 + 4\alpha_2 + 6\alpha_3 + 8\alpha_4 \quad (3.49)$$

Damit folgt

$$\begin{aligned} \mu_1 &= (1 - e^{-\alpha_1 \lambda}) e^{-\gamma_1 \lambda} \\ \mu_1^t &= \alpha_1 \lambda e^{-(\gamma_1 + \alpha_1) \lambda} \\ \eta_1 &= 1 - \frac{(1 - e^{-\alpha_1 \lambda}) e^{-\gamma_1 \lambda}}{\alpha_1 \lambda} \\ \varphi_1 &= 1 - \frac{\alpha_1 \lambda}{e^{\alpha_1 \lambda} - 1} \end{aligned} \quad (3.50)$$

Interessant ist, daß der Pileup-Anteil nur von der Split-Wahrscheinlichkeit für Singles und dem Fluß abhängt und insbesondere unabhängig von der Ausschlußzone  $\gamma_1$  ist. Das Verhalten von  $\varphi_1(\lambda)_{\alpha_1}$  ist in Abb. 3.20 dargestellt.

Um nun von einem beobachteten Fluß  $\mu_1$  auf den wahren Fluß  $\lambda$  zurückzuschließen, muß nur Gl. [3.50.1] invertiert werden, was graphisch bzw. numerisch leicht möglich ist. Es zeigt sich jedoch, siehe Abb. (3.20), daß die Zuordnung nicht eindeutig ist, da im Limit  $\lambda \rightarrow 1$  der scheinbare Fluß gegen 0 geht (da alle Single-Muster durch benachbarte Ereignisse zerstört werden). Insofern gibt es eine Zweideutigkeit bei der Zuordnung  $\mu_1 \rightarrow \lambda$ , die jedoch durch die Betrachtung anderer Muster, z.B. der Diagonal-Singles, leicht aufgehoben werden kann [BALLET 99]. Der Zeichnung ist jedoch zu entnehmen, daß diese Zweideutigkeit erst bei sehr hohen Flüssen (ca.  $10 \times$  Pileup Grenzwert) auftritt, die während einer Beobachtung nie erreicht werden sollten. Zum Vergleich ist das Modell mit unterschiedlichen Split-Wahrscheinlichkeiten gerechnet: Im Grenzfall  $\alpha_1 = 1$  ergibt sich der höchste scheinbare Fluß, was nicht verwundert, da dann die Ausschlußzone am kleinsten ist (Doubles und größere Muster spielen dann keine Rolle). Ansonsten sind typische Werte für pn-EPIC ( $\alpha_1 = 0.7$ ) und MOS-EPIC ( $\alpha_1 = 0.3$ , gültig für höhere Energien) eingezeichnet. Dabei ist zu beachten, daß für MOS-EPIC in Wirklichkeit andere (größere) Ausschlußzonen berücksichtigt werden müssen. Dies wird noch im Detail in Kap. 5.4 diskutiert.

Im rechten Teilbild in Abb. (3.20) ist der Flußverlust und der Pileup-Anteil abgebildet. Diese Werte sind Kennzahlen, wie stark der beobachtete Fluß  $\mu_1$  vom wahren Fluß  $\alpha_1 \mu_1$  abweicht bzw. mit welcher Intensität das Spektrum der Singles durch Pileup kontaminiert ist. Man erkennt, daß für Split-Wahrscheinlichkeiten, die für pn-EPIC typisch sind, der Flußverlust in



etwa um einen Faktor 15 größer ist als der Pileup-Anteil. Die eingezeichnete Pileup-Grenze ergibt für pn-EPIC einen Pileup-Anteil von unter 1% an allen registrierten Single-Ereignissen, jedoch ist für diesen Fluß der Flußverlust schon ca. 15 %. Selbst für moderate Flüsse ( $0.1 \cdot \text{Pileup-Grenzwert}$ ) ist der Flußverlust schon im Bereich von wenigen %.

Die Herleitung von  $\mu_2$  und  $\mu_2^t$  kann analog für Doubles durchgeführt werden, siehe Abb. 3.21. Dabei ist zu beachten, daß es nun möglich ist, aus zwei Singles ein gültiges Double-Muster zu erhalten. Deswegen muß für die Berechnung der Ausschlußzone zwischen  $\gamma_2$ , dem Wert für alle Double-Muster und  $\gamma_2^t$ , dem Wert für wahre Doubles (die von nur einem Photon erzeugt wurden) unterschieden werden. Entsprechend sind die einzelnen Faktoren  $n_{ij}$  durch ein  $^t$  gekennzeichnet.

Mit den Hilfsgrößen

$$\begin{aligned} p_1 &= 1 - e^{-\alpha_1 \lambda} \\ p_2 &= 1 - e^{-\alpha_2 \lambda / 2} \\ \gamma_2 &= 6 + 5\alpha_2 + 8\alpha_3 + 10\alpha_4 \\ \gamma_2^t &= 8 + 3.5\alpha_2 + 6\alpha_3 + 8\alpha_4 \end{aligned} \quad (3.51)$$

ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit, ein Double-Muster zu erhalten:

$$\mu_2 = 2[p_2 + (1 - p_2)p_1^2]e^{-\gamma_2 \lambda} \quad (3.52)$$

Der erste Term ist die Summe der Wahrscheinlichkeiten, ein Double-Muster zu erhalten, einerseits als echtes Double ( $p_2$ ), andererseits aus zwei Singles  $p_1$ . Der Faktor 2 rührt von der Berücksichtigung zweier Orientierungen her. Für die wahren Doubles gilt:

$$\mu_2^t = (\alpha_2 \lambda) e^{-(\gamma_2^t + \alpha_2) \lambda} \quad (3.53)$$

In [BALLETT 99] wird noch auf Triples und Quadruples eingegangen, die hier außer acht gelassen werden.

### 3.5.2 Pileup von Punktquellen

Nachdem bisher die Formeln für den Fall homogener Beleuchtung hergeleitet wurden, ist die Erweiterung auf den Fall einer räumlich variablen Intensitätsverteilung, insbesondere das Bild einer Punktquelle für XMM, leicht durchzuführen. Die adiabatische Näherung, bei der von einem lokal konstanten Fluß ausgegangen wird, der nur über Dimensionen deutlich größer als die Pixelgröße variiert und die in [BALLETT 99] angegeben wird kann hier nicht verwendet werden. Die Pixelgröße von pn-EPIC ist im Vergleich zur PSF des Teleskop-Moduls so groß, daß der Fluß zwischen benachbarten Pixeln um bis zu 30 % variiert (zentrales Pixel der PSF zu seinen Nachbarn), wie in Abb. 3.22 zu erkennen ist.

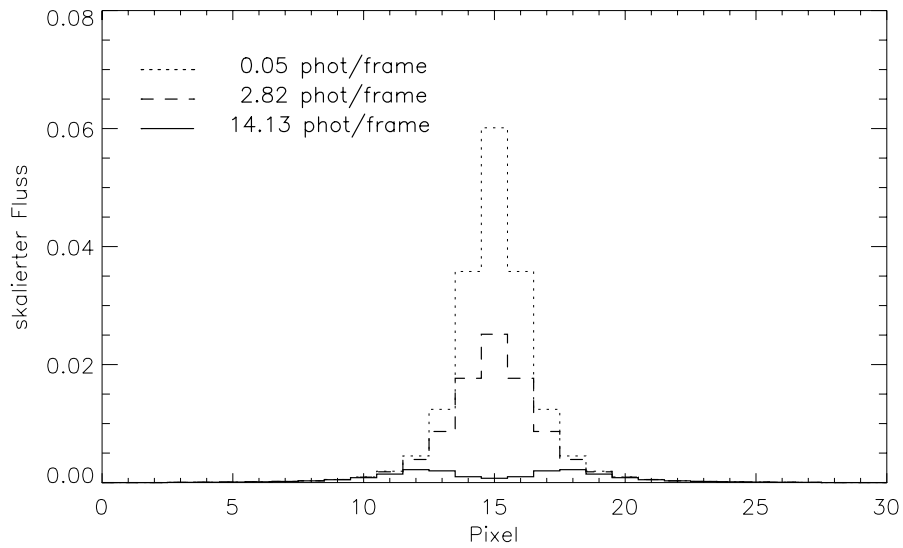


ABBILDUNG 3.22: Anwendung des Pileup-Modells auf die XMM-PSF mit pn-EPIC Pixelgröße: Gezeigt sind Schnitte durch das Zentrum der PSF für verschiedene Flüsse  $\Lambda$ : Für höhere Flüsse entsteht im Zentrum der PSF ein blinder Fleck. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die einzelnen Schnitte mit dem jeweiligen wahren Fluß  $\Lambda$  skaliert.

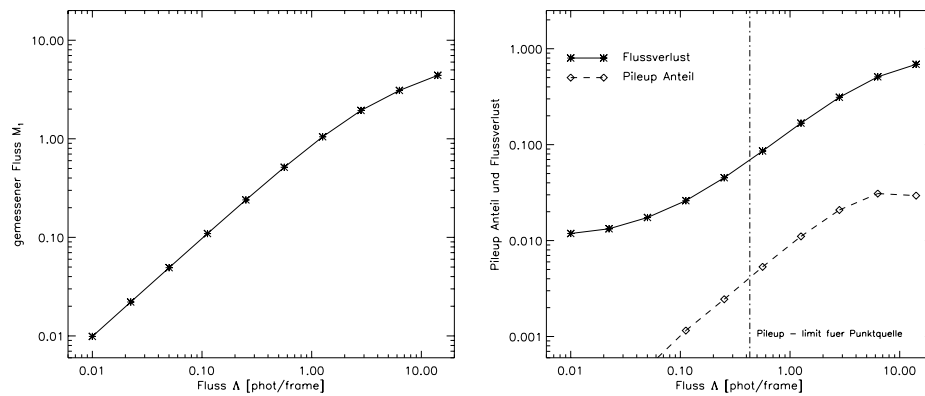


ABBILDUNG 3.23: Linkes Teilbild: Die Abhängigkeit des scheinbaren Flusses vom wahren Fluß unter Berücksichtigung der Punktbildfunktion: die Zuordnung ist in diesem Fall eindeutig. Der Fluß wurde mit der Split-Wahrscheinlichkeit  $\alpha_1$  skaliert  
 Rechtes Teilbild: Flußverlust und Pileup Anteil für eine Punktquelle: Interessant ist, das der Pileup-Anteil für hohe Flüsse bei ca. 3% sättigt.

Die Punktbildfunktion sei durch die normalisierte Verteilungsfunktion  $g(x, y)$  gegeben, der Fluß der Punktquelle (in Photonen pro Frame) sei  $\Lambda$ . Dieser Wert enthält schon den Einfluß des Spiegelmoduls und der Filtertransmission. In Anlehnung an die Größen aus Tabelle 3.5 sei  $M_j(M_j^t)$  der gemessene Fluß im (durch ein Event erzeugtes) Muster  $j$ . Für ein beliebiges Pixel  $(i, j)$  mit der Fläche  $A_{ij}$  ist der lokale Fluß  $\lambda_i$  dann gegeben durch

$$\lambda_{ij} = \int_{A_{ij}} \Lambda g(x, y) dx dy \quad (3.54)$$

Um  $M_j$  zu erhalten, muß pixelweise über die Beiträge der einzelnen Pixel aufsummiert werden. Im Folgenden werden die Formeln für Singles herangezogen.

$$\begin{aligned} M_1 &= \sum_{i,j} \mu_{1,ij} \\ M_1^t &= \sum_{i,j} \mu_{1,ij}^t \\ \mu_{1,ij} &= (1 - e^{-\alpha_1 \lambda_{ij}}) e^{-\sum_{k,l,p} n_{1p}^{k-i,l-j} \alpha_p \lambda_{kl}} \\ \mu_{1,ij}^t &= (\alpha_1 \lambda_{ij}) e^{-\alpha_1 \lambda_{ij}} e^{-\sum_{k,l,p} n_{1p}^{k-i,l-j} \alpha_p \lambda_{kl}} \end{aligned} \quad (3.55)$$

Dabei sind die Ausschlußgewichte  $n_{mn}^{ab}$  die in den Abb. 3.19 und 3.21 den einzelnen Pixeln zugeordneten Zahlen, wobei gilt  $n_{mn} = \sum_{a,b} n_{mn}^{ab}$ . Insofern sind die Gl.[3.50] nur Sonderfälle von Gl. [3.55] für den Fall homogener Beleuchtung, bei dem die Summen im Exponenten zu  $\gamma_i$  zusammengefaßt werden können.

Betrachtet man das resultierende Profil der PSF (siehe Abb. 3.22), so wie es unter Berücksichtigung des Pileup-Effektes beobachtet werden kann, dann erkennt man, daß für höhere Flüsse  $\Lambda$  der gemessene Fluß im Zentrum der PSF abnimmt, bis schließlich ein 'blinder Bereich' entsteht, in dem kein Signal nachgewiesen wird. Dieser Effekt war schon aus Simulationen mit SciSim erwartet worden, ([XMM\_UHB 98], 3.3.10) ein Vergleich mit Bodenkalibrationsdaten folgt in Kap. 4.4 .

In Abb. 3.23, linkes Teilbild ist jedoch zu erkennen, daß im Gegensatz zum Flat Field Fall in Abb. 3.20 der gemessene Fluß  $M_1$  eine monotone Funktion vom Fluß  $\Lambda$  der Quelle ist. Bildlich gesprochen überwiegt bei steigendem Fluß die Zunahme an Zählrate in den Flügeln der PSF den Verlust an Zählrate durch Pileup im Zentrum. Damit läßt sich jedem gemessenen Fluß eindeutig der wahre Fluß der Quelle zuordnen.

Bemerkenswert ist auch, daß der Pileup-Anteil, d.h. die Kontamination des Single-Spektrums, auf einem Wert von etwa 3 % sättigt, egal, wie hoch der Fluß ist. Auch dies liegt daran, daß im Zentrum der PSF, wo Pileup am stärksten ist, gar keine Singles mehr nachgewiesen werden. Andererseits ist für den dokumentierten Pileup-Grenzwert von 6 Photonen pro Sekunde der Flußverlust schon fast 10%, also signifikant.

### 3.5.3 Das spektrale Pileup Modell

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten 3.5.1 und 3.5.2 der Einfluß von Pileup auf die Zählrate beschrieben wurde, ist eine natürliche Erweiterung des Ansatzes, die Veränderung von Spektren unter Pileup zu untersuchen. Dies ist vor allem von einem praktischen Gesichtspunkt her wichtig, weil vor allem helle Quellen eine gute Statistik im Spektrum erwarten lassen (und damit genaue Modell-Fits), andererseits gerade die Beobachtung dieser Quellen am ehesten von Pileup betroffen sein kann.

Im Prinzip wird jetzt derselbe Ansatz wie oben verfolgt, mit einem wichtigen Unterschied. Es ist zu beachten, daß bei der Ermittlung des Flusses für eine bestimmte Energie die Wahrscheinlichkeit der Zerstörung des Musters durch Photonen **aller anderen** Energien berücksichtigt werden muß. Dazu werden die in Tabelle 3.7 beschriebenen Größen eingeführt. Außerdem muß die Faltung des Eingangsspektrums mit der durch das Partial Event gegebenen spektralen Antwortfunktion **vor** der Anwendung des spektralen Pileup Modells erfolgen. Die Ursache dafür ist, daß die Absorption eines Photons Umwandlung in elektrische Ladung und Drift des Ladungspaketes in den Transferkanal auf einer Zeitskala von ns, als  $10^{-9}s$  stattfinden. Deswegen sind die Prozesse der Umwandlung für zwei Photonen komplett voneinander unabhängig, selbst wenn die Photonen im selben Auslesezyklus und Pixel registriert werden. Der Pileup im resultierenden Spektrum richtet sich also nach der durch das Partial Event Modell gegebenen spektralen Verteilung.

$S(E)$	Spektraler Fluß der Quelle in $[\gamma/(s \cdot keV \cdot cm^2)]$
$P(E)$	Aus Anwendung des Partial Event Modells auf $S(E)$ resultierender Fluss in $[(s \cdot keV \cdot cm^2)^{-1}]$
$g(x, y)$	Normierte PSF - Dichtefunktion
$A_{eff}(E)$	Transmissionsfunktion (berücksichtigt Spiegelfläche, Filtertransmission und CCD - QE)
$T_{fr}$	Integrationszeit
$\lambda(i, j, E)$	Spektraler Fluß in einem Pixel, in $[\gamma/(pix \cdot frame \cdot keV)]$
$\bar{\alpha}_i$	Mittlere Splitwahrscheinlichkeit
$\lambda_{i,j}$	Gesamtfluß in Pixel (i, j) in $[\gamma/(frame \cdot pix)]$
$\Lambda(E)$	Spektraler Gesamtfluß in $[\gamma/(frame \cdot keV)]$
$E_{min}, E_{max}$	Grenzen des Energiebandes

TABELLE 3.7: Die Parameter für das spektrale Pileup Modell

Es ergeben sich folgende Zusammenhänge:

$$\lambda(i, j, E) = T_{fr} \int_{A_{pix}} g(x, y) \cdot A_{eff}(E) \cdot P(E) dx dy \quad (3.56)$$

$$\lambda_{i,j} = \int \lambda(i, j, E) dE \quad (3.57)$$

$$\bar{\alpha}_i = \frac{1}{\lambda_{i,j}} \int \alpha_i(E) \lambda(i, j, E) dE \quad (3.58)$$

$$\Lambda(E) = T_{fr} A_{eff}(E) S(E) \quad (3.59)$$

$$p_{1,i,j}(E) = \lambda(i, j, E) \alpha_1(E) e^{-\lambda(i,j,E) \alpha_1(E)} \quad (3.60)$$

Die letzte Zeile definiert die Wahrscheinlichkeit, genau ein Photon der Energie  $E$  als Single im Pixel  $(i, j)$  zu absorbieren<sup>8</sup>. Die Intensität des resultierenden Spektrums  $I_1(E)$  für Singles der Energie  $E$  setzt sich zusammen aus dem Anteil  $I_1^t(E)$  von Ereignissen ohne Pileup und  $I_1^p(E)$ , den durch Pileup zweier Singles entstehenden Anteil. Der Beitrag durch höhere Terme (Pileup durch drei Singles usw.) wird hier vernachlässigt, da die Wahrscheinlichkeit für solche Ereignisse klein ist.

Es gilt nun

$$\begin{aligned} I_1(E) &= I_1^t(E) + I_1^p(E) \\ I_1^t(E) &= \sum_{i,j} i_{1,i,j}^t(E) \\ I_1^p(E) &= \sum_{i,j} i_{1,i,j}^p(E) \end{aligned} \quad (3.61)$$

d.h. das Spektrum wird pixelweise aufsummiert. Für die Pixel-Intensität  $i_{1,i,j}^t$  gilt analog zu Gl. 3.55

$$i_{1,i,j}^t(E) = p_{1,i,j}(E) \cdot e^{-\sum_{k,l,q} n_{1q}^{k-i,l-j} \cdot \bar{\alpha}_q \lambda_{kl}} \quad (3.62)$$

wobei hier  $q$  die Musterklasse ( $q = 1, \dots, 4$ ) angibt und die Ausschlußgewichte  $n_{mn}^{ab}$  identisch zu Gl. 3.55 sind. Wichtig ist, daß in  $p_{1,i,j}(E)$  nur der Fluß für die Energie  $E$  eingeht, während in den Ausschlußterm  $e^{-\sum \dots}$  der pixelweise über die Energie integrierte Fluß  $\lambda_{ij}$  berücksichtigt werden muß.

Für  $i_{1,i,j}^p(E)$  ist zu beachten, daß die Summe der Energien der beiden beteiligten Photonen die Energie  $E$  ergeben muß. Dies führt zu einer Faltungsoperation:

$$i_{1,i,j}^p(E) = \int_{E_{min}}^E p_{1,i,j}(E') p_{1,i,j}(E - E') dE' \cdot e^{-\sum_{k,l,q} n_{1q}^{k-i,l-j} \cdot \bar{\alpha}_q \lambda_{kl}} \quad (3.63)$$

Für den Flatfield-Fall, d.h. die Beleuchtung ohne Spiegel und Filter, ist  $g(x, y) = \frac{1}{(N_{pix} A_{pix})}$ ,  $A_{eff} = 1$ , damit vereinfachen sich die Gl. 3.62, 3.63. Mit den Größen

<sup>8</sup>aber nicht unbedingt zu detektieren, da die Ausschlußzone nicht berücksichtigt ist

$$\begin{aligned}
 \lambda(i, j, E) &= T_{fr} A_{pix} S(E) =: \lambda(E) \\
 \lambda_p &= \int \lambda(E) dE \\
 \Lambda &= N_{pix} \lambda_p \\
 p_1(E) &= \lambda(E) \alpha_1(E) e^{-\lambda(E) \alpha_1(E)} \\
 \gamma_1 &= 5 \bar{\alpha}_1 + 8 \bar{\alpha}_2 + 10 \bar{\alpha}_3 + 12 \bar{\alpha}_4
 \end{aligned} \tag{3.64}$$

erhält man

$$\begin{aligned}
 i_1^t(E) &= p_1(E) e^{-\gamma_1 \lambda_p} \\
 i_1^p(E) &= \frac{T_{fr}}{2} p_1^{(2)}(E) e^{-\gamma_1 \lambda_p}
 \end{aligned} \tag{3.65}$$

wobei  $p_1^{(2)}(E)$  die Autokonvolution von  $p_1$  bezeichnet. Der Vorfaktor rührt von der Vertauschung der beiden Photonen und der Normierung her. Die Ausschlußzone  $n_{11}$  bezüglich Single-events ist jetzt 5 Pixel groß, da das zentrale Pixel ebenfalls keinen Treffer erhalten darf, im Gegensatz zur reinen Mustererkennung.

# Kapitel 4

## Verifikation der Modelle

Nachdem im Kapitel 3 die einzelnen Modelle vorgestellt wurden, soll hier die Verifikation anhand experimenteller Daten beschrieben werden. Die Struktur ist parallel zu der von Kap. 3.

Zusätzlich werden die Randeffekte der CCD-Grenzen innerhalb des Detektors behandelt.

Ansonsten gleicht sich der Aufbau der einzelnen Kapitel. Zunächst wird jeweils das Konzept der Messungen beschrieben, darauf folgt der Vergleich des Modells und der Daten, zusammen mit einer Anpassung der freien Parameter.

### 4.1 Verifikation des Partial Event Modells

Das Partial Event Modell sieht mehrere freie Parameter vor, die durch Kalibrationsmessungen bestimmt werden müssen. Dazu eignet sich am besten monochromatisches Röntgenlicht, da dann die mittels einer Messung gewonnenen Spektren direkt die Antwort des Detektors auf monoenergetisches Licht wiedergeben und das Partial Event Modell daran angepaßt werden kann.

Zur Erzeugung der monochromatischen Röntgenstrahlen dient ein Synchrotron als Strahlungsquelle in Verbindung mit einem Monochromator, um die Bandbreite der Strahlung auf unter  $1eV$  zu begrenzen.

Um die Energieantwort des Detektorsystems zu untersuchen wurden mehrere Messkampagnen durchgeführt. Zunächst wurden mit sogenannten Single-Chips<sup>1</sup> Messungen am Berliner Synchrotronring BESSY durchgeführt. Dabei wurden unterschiedliche Technologien des Eintrittsfensters verglichen und die Möglichkeit, das Partial Event Modell für die Darstellung der spektralen Antwort zu verwenden evaluiert.

Die eigentlichen Kalibrationsmessungen zur Energieantwort wurden mit dem Flugmodell (FM1) am Kalibrationslabor des IAS in Orsay bei Paris

---

<sup>1</sup>Detektoren, die nur aus einem CCD, d.h. 64 Kanälen und 200 Reihen bestehen

durchgeführt. Dies geschah parallel zur den Messungen für die Bestimmung der Quanteneffizienz und der Filtertransmission. Bei diesen Messungen wurde auch Wert darauf gelegt, die gesamte sensitive Fläche von  $36\text{cm}^2$  bzgl. der Energieantwort zu untersuchen.

#### 4.1.1 Messungen an Single Chips

##### Messaufbau und -konzept

Die Messungen an Single-Chips fanden im Herbst 1996 und im Sommer 1997 im Labor der PTB am BESSY in Berlin statt.

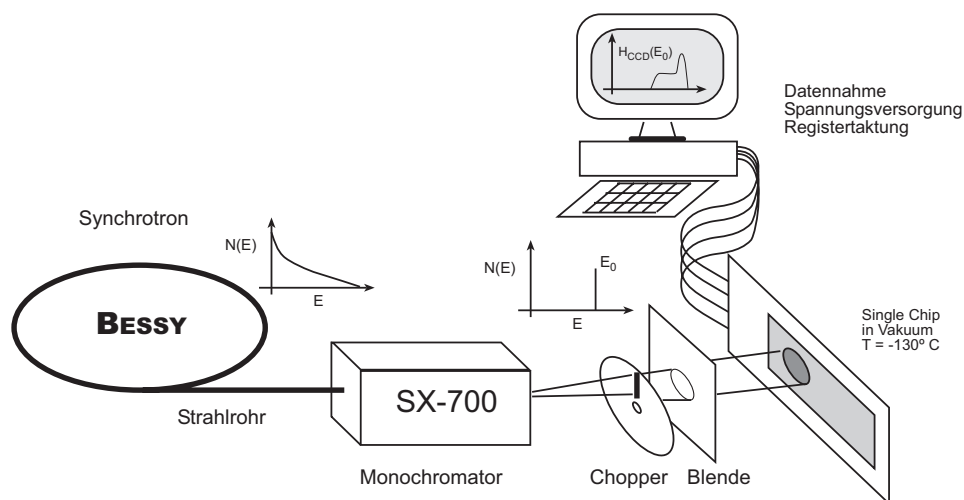


ABBILDUNG 4.1: Messaufbau zur Untersuchung der spektralen Antwortfunktion von Single-Chips

Ziel der Messungen war es vor allem, unterschiedlich hergestellte Eintrittsfenster zu untersuchen. Deswegen wurden zwei Arten von Single Chips vermessen, von denen die eine (Seriennummern C8\_40\_8 und C9\_7\_15) aus  $\langle 111 \rangle$ -Si hergestellt war, während die andere (Seriennummern C7\_40\_16, C9\_3\_10) auf  $\langle 100 \rangle$ -Material basierte. Der Unterschied zwischen den beiden Materialien ist die Kristallorientierung, wobei das  $\langle 100 \rangle$ -Material an der Grenzfläche weniger freie Bindungen, sogenannte Dangling Bonds aufweist (ca. nur  $1/3$  im Vergleich zu  $\langle 111 \rangle$ -Material) [SZE 81]. Diese Dangling Bonds ermöglichen eine sehr effiziente Rekombination von Elektronen und Löchern an der Oberfläche, was ein Grund für die unvollständige Ladungssammlung nahe des Eintrittsfensters ist. Unterschiede in der Zahl dieser Dangling Bonds lassen deswegen unterschiedliche Eigenschaften der Si-SiO<sub>2</sub> Grenzfläche erwarten.

Um den Energiebereich von ca.  $0.1\text{keV} - 6\text{keV}$  abdecken zu können wurden zwei verschiedene Monochromatoren verwendet. Für den niederenergetischen Bereich von  $100\text{eV}$  bis  $1400\text{eV}$  wurde der SX-700 Monochromator



eingesetzt, im Band von  $1.6\text{keV} - 6\text{keV}$  wurde ein KMC Doppelkristallmonochromator verwendet. Der SX-700 Monochromator ist ein Gittermonochromator mit einer Kombination aus einem Ellipsoid und einem Toroid-Spiegel, der die Strahlung mit sehr geringer Divergenz fokussiert [SCHOLZE 94]. Das verwendete Gitter ist geblazed und hat  $1200\text{ l/mm}$ . Für die Beleuchtung des CCDs mußte die Strahlung soweit wie möglich defokussiert werden, um eine Blende mit  $6\text{mm}$  Durchmesser möglichst homogen ausleuchten zu können. Durch die Wahl entsprechender Filter wurde der Einfluß von Streulicht auf deutlich unter  $1\%$  reduziert. Da auch mit Verwendung der Filter und Blenden die Intensität der Strahlung höher als das Pileup-Limit war, wurde mit einem Chopperrad die Strahlung im Verhältnis von  $1 : 10^4$  unterdrückt.

Der Aufbau der Messung in Abb. 4.1 schematisch dargestellt. Details zu Aufbau, Funktionsweise und Betriebsparametern des Monochromators können in [SCHOLZE 94] gefunden werden.

Da der KMC eine andere Geometrie besitzt, war es nicht möglich, das Bild des Strahls weiter als wenige Pixel aufzuweiten. Deswegen konnte die Blende nicht vollständig ausgeleuchtet werden. Auch mit dem KMC war das Meßprinzip identisch.

Die Durchführung der Messungen geschah derart, daß jeweils eine bestimmte Energie am Monochromator eingestellt wurde. Die Intensität wurde mittels Blenden und Absorptionsfiltern so gewählt, daß Pileup vermieden wurde. Anschließend wurden mit dem Detektorsystem sogenannte Full Frame Daten genommen. Dabei wurden für jeden Auslesezyklus alle  $12800$  Pixel - Werte unverändert auf den Datenträger geschrieben. Die Zykluszeit betrug  $80\text{ ms}$ . Die in Kap. 2 beschriebenen Operationen wurden später offline rechnergestützt durchgeführt. Eine Dunkelmessung zur Bestimmung der Offset-Karte wurde vor jeder Messung durchgeführt. Um eine ausreichende Statistik für das Spektrum zu erhalten, betrug die Meßzeit pro Energie ca. eine Stunde. Dies ergab typischerweise  $10^6$  Ereignisse im gesamten Single-Spektrum.

### **Datenauswertung**

Die mit den Single Chips gewonnenen Fullframe-Daten wurden zunächst mit Hilfe des Programms 'PREPROC' von G. Hartner in Eventlisten umgewandelt, d.h. der Offset und Common Mode wurde abgezogen und eine Schwelle wurde als Kriterium verwendet, um Ereignisse aus dem Datenstrom zu filtern.

Anschließend wurde eine Mustererkennung wie in Kap. 2.2.3 und [DENNERL 99] beschrieben durchgeführt, um jedes Event einem bestimmten Photon zuordnen zu können. Effekte wie CCD Grenzen und verrauschte Pixel wurden dabei berücksichtigt. Für die Bildung von Spektren wurden ausschließlich Single-Events verwendet, da bei diesen die Rauschkomponente am kleinsten ist.

Schließlich wurden die Amplituden der Events noch in Hinblick auf kanalweise Variation der Verstärkungsfaktoren und Ladungstransferverluste korrigiert. Hierzu wurde ein eigenes Modell des Ladungstransferverlustes aufgestellt [KRAUSE 99b], das auf die Flugmodellldaten angewandt werden konnte [DENNERL 99]. Die Single-Chip Daten wurden mit CTE-Werten und Verstärkungsfaktoren korrigiert, die direkt aus der Messung gewonnen wurden.

Aus den so bearbeiteten Daten wurden auf der Basis aller Singles, die innerhalb des belichteten Bereichs lagen, Spektren gebildet.

### Ergebnisse

Es zeigte sich, daß es gravierende Unterschiede in der Energieantwort der  $\langle 111 \rangle$ -Detektoren und der  $\langle 100 \rangle$ -CCDs gibt. Wie in Abb. 4.2 deutlich zu sehen, ist die Schulter für  $\langle 111 \rangle$ -Material deutlich ausgeprägter als für  $\langle 100 \rangle$ -Material.

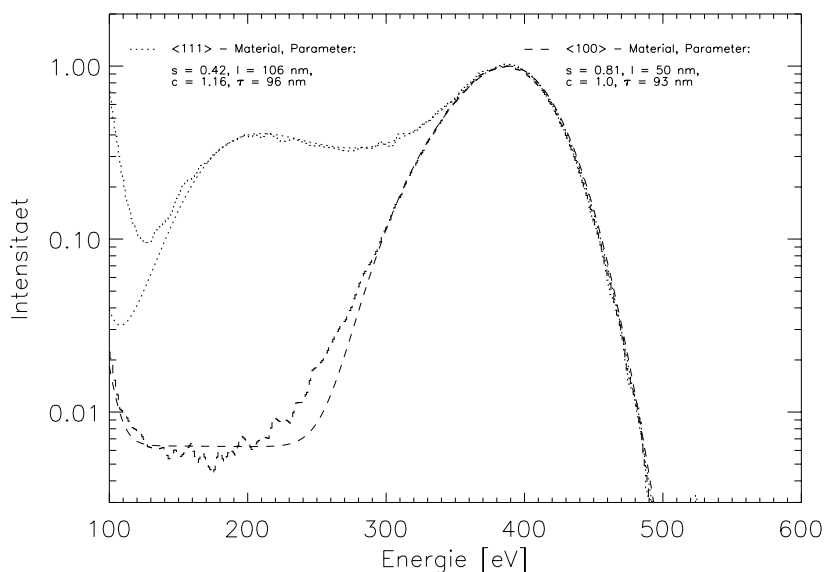


ABBILDUNG 4.2: Spektrale Antwort von Single Chips auf  $\langle 100 \rangle$  und  $\langle 111 \rangle$ -Material für 400 eV monochromatische Strahlung. Die Breite der Peaks ist quasi identisch, doch die Schulter ist für  $\langle 111 \rangle$ -Material sehr viel ausgeprägter, siehe auch Abb. 3.2. Für beide Spektren sind die Fit-Parameter angegeben. Man erkennt, daß das Modell an beide Spekten angepaßt werden kann.

Die eingezeichneten Modellfits zeigen, daß das Modell in beiden Fällen das Spektrum gut beschreibt ( $\chi_{red}^2 \approx .1.2$ ) beschreibt, wobei vor allem die Schulterparameter  $s$  und  $l$  variieren. Eine Übersicht über den Energiebereich von 200 eV bis 2000 eV ist in den Abb. 4.3 und 4.4 gegeben. Dabei wurde

zusätzlich das Verhalten einer Variation im Design des Eintrittsfensters untersucht. Ein Teil des CCD's C7\_40\_16 war mit einer sogenannten Gegenimplantation versehen (n-implant). Diese befindet sich unter der p-Rückseitenimplantation und führt durch eine Vergrößerung des Konzentrationsgradienten zu einer Verstärkung des Driftfeldes nahe der Rückseite [HARTMANN 97]. Das stärkere Feld führt dazu, daß weniger Elektronen aus einem Ladungspaket an der Rückseite verloren gehen können. Somit rückt die Schulter näher an die Peakposition heran. Dies ist für die Verwendung als Detektor sehr erwünscht, da dann die Ereignisse nicht über einen breiten Energiebereich verteilt werden, was die Faltung und Ermittlung von Modellparametern für Quellspektren unsicherer macht<sup>2</sup>.

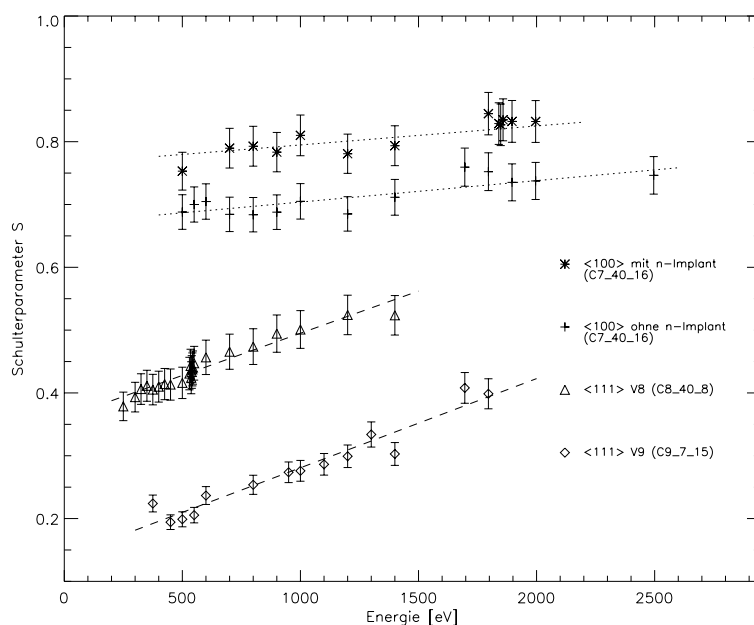


ABBILDUNG 4.3: Aus Fits des Partial Event Modells bestimmte Schulterpositionen. Deutlich ist zu erkennen, daß sich die Schulter für die  $\langle 111 \rangle$ -Materialien zu deutlich kleineren Energien hin erstreckt als für  $\langle 100 \rangle$ -Material. Die Verwendung eines Gegenimplants bringt für  $\langle 100 \rangle$ -Materialien noch eine leichte Verbesserung.

Der Vergleich der verschiedenen  $\langle 111 \rangle$ -Materialien zeigt, daß sich auch bei nahezu identischen Prozessbedingungen während der Herstellung signifikant unterschiedliche Schulterparameter ergeben können. Die Schwankungsbreite von  $S \approx 0.2$  bis  $S \approx 0.6$  wurde auch für andere  $\langle 111 \rangle$ -Single Chips nicht verlassen, während für  $\langle 100 \rangle$ -Material der Bereich von  $S \approx 0.7$  bis

<sup>2</sup>Am besten wäre eine pure Gaussfunktion als Antwort mit einer möglichst schmalen Halbwertsbreite

$S \approx 0.95$  typisch war. Dies konnte an verschiedenen Chips durch Testmessungen mit einer Fluoreszenzquelle, die einige relativ saubere Linien von 525eV (O-K) bis 8.04keV (Cu - K) lieferte, bestätigt werden.

Die Schwankungsbreite zwischen CCDs aus verschiedenen Chargen, doch mit derselben Kristallorientierung wird zurückgeführt auf unvermeidbare Variationen der Herstellungsparameter, vor allem während der Oxidation der Wafer. In jedem Fall war es jedoch möglich, das Modell an das Spektrum anzupassen.

Für alle Detektoren zeigt  $S$  ein energieabhängiges Verhalten, und zwar einen linearen Anstieg. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt ist, daß für größere Ladungsmengen die Rekombination und damit der Verlust von Elektronen an der  $Si - SiO_2$  Grenzfläche weniger wahrscheinlich ist, weil die in der nur wenige nm großen Region der Ladungswolke vorhandenen Rekombinationszentren gesättigt werden.

Die anderen Parameter zeigten keine signifikante Abhängigkeit von Material und Prozessierung. Dies ist am Beispiel des Parameters  $\tau$  verdeutlicht, siehe Abb. (4.4). Darüberhinaus ist keine Variation des Parameters  $\tau$  mit der Energie zu erkennen.

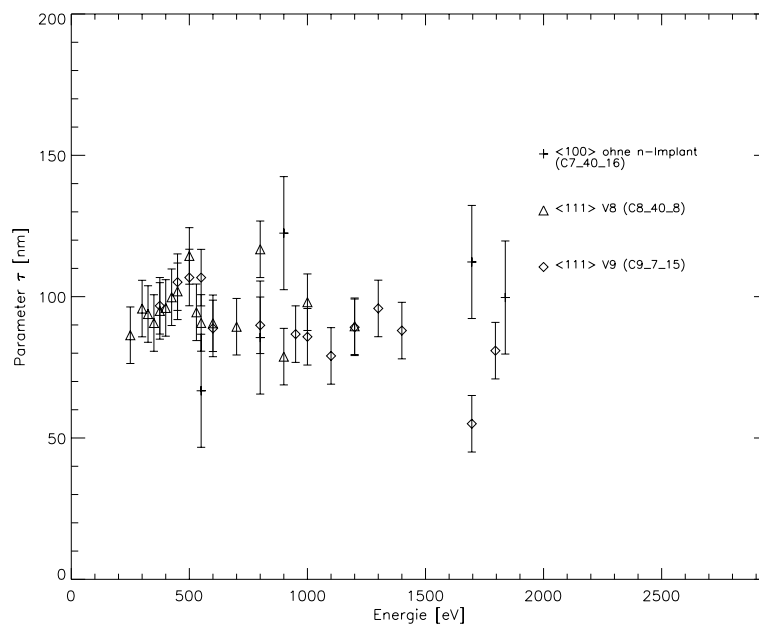


ABBILDUNG 4.4: Die zu Abb. 4.3 korrespondierenden Werte des Parameters  $\tau$ . Im Gegensatz zum Verhalten des Parameters  $S$  zeigt sich keine Abhängigkeit von der Kristallorientierung. Auch sind die Werte über der Energie quasi konstant.

Bemerkenswert ist das Verhalten an der Si-K Kante, d.h. im Energiebereich um 1839 eV. Dort ändert sich die Absorptionslänge, die in das Partial

Event Modell eingeht, dramatisch. Dementsprechend stark ist die Änderung der spektralen Antwort, die in Abb. 4.5 dargestellt ist. Die Intensität der Schulter ändert sich um mehr als einen Faktor 10, wogegen die Lage der Schulter konstant bleibt. Ein Vergleich des linken und des rechten Teilbildes zeigt den deutlichen Unterschied in der relativen Schulterposition für  $\langle 111 \rangle$  und  $\langle 100 \rangle$ -Material.

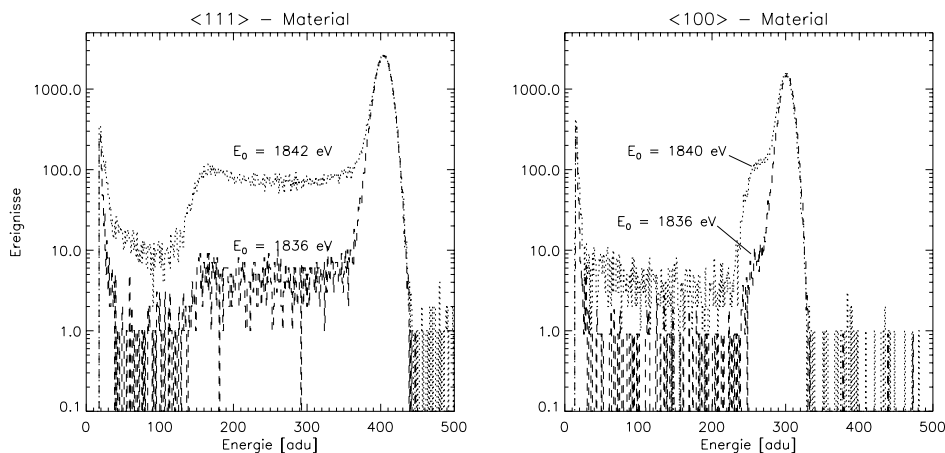


ABBILDUNG 4.5: Vergleich der spektralen Antwort knapp ober- und unterhalb der Si-K Kante, links für  $\langle 111 \rangle$ -Material, rechts für  $\langle 100 \rangle$ -Material. Der Anteil an Ereignissen in der Schulter ändert sich um mehr als einen Faktor 10. Bemerkenswert ist jedoch, dass die relative Lage der Schulter gar nicht beeinflusst wird.

Wie aus den Abb. 4.3 und 4.4 zu entnehmen ist, ändern sich die Parameter  $S$  und  $\tau$  des Partial Event Modells an der Si-K Kante nicht signifikant. Das bedeutet, daß die sprunghafte Änderung der spektralen Antwort an der Si-K Kante schon durch den 'natürlichen Parameter' der Absorptionslänge beschrieben wird.

## 4.1.2 Messungen am Flugmodell

### Meßaufbau

Mit der Flugmodell-Kamera wurden im Mai/Juni 1998 Messungen der Quanteneffizienz und der Energieantwort im Kalibrationslabor des IAS in Orsay bei Paris, Frankreich durchgeführt. Die Bestimmung der Quanteneffizienz wird an anderer Stelle [HARTMANN 99b], [HARTMANN 99c] beschrieben.

Um das Energieband von 150 eV bis 15 keV abzudecken standen zwei Strahlrohre der beiden vorhandenen Synchrotrons, SACO (0.8 GeV) und DCI (1.5 GeV) zur Verfügung [DHEZ 97]. Das fensterlose SACO-Strahlrohr ist mit einem Gittermonochromator ausgestattet. Der Energiebereich von 0.15 keV–1.3 keV wird durch vier flache Gitter mit unterschiedlicher Strichstärke

abgedeckt. Die höheren Ordnungen werden durch ein System aus 3 Spiegeln in Grazing Incidence Konfiguration abgeblendet. Die Strahlrohrlänge beträgt 67m.

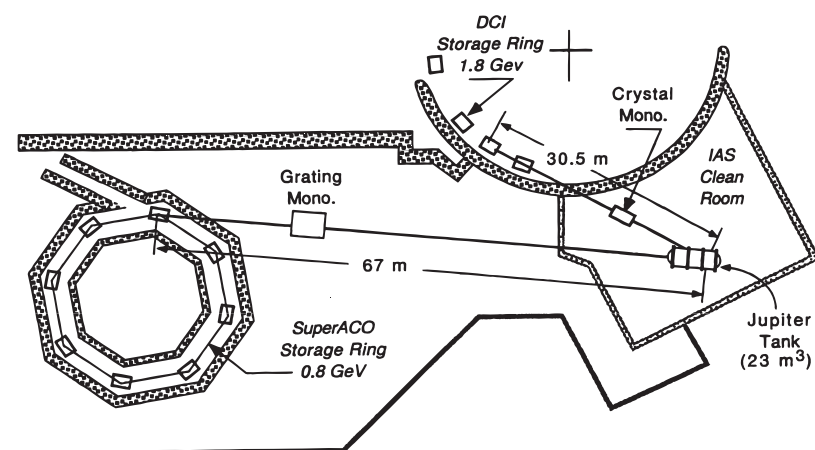


ABBILDUNG 4.6: Der Aufbau der IAS - Anlage in Orsay: Die Kamera befindet sich im Jupiter-Tank und kann auf jede der beiden Strahlrohre ausgerichtet werden. (aus [DHEZ 97])

Das DCI-Strahlrohr besitzt ein  $50\mu\text{m}$  Berylliumfenster und einen Doppelkristallmonochromator mit vier unterschiedlichen Kristallen. Der Hochenergieanteil der Strahlung wird durch ein System von Spiegeln in Grazing Incidence Konfiguration unterdrückt. Beide Strahlrohre schneiden sich unter einem Winkel von ca.  $22^\circ$  in einem großen Vakuumtank, der Jupiter-Kammer, in dem die Kamera montiert ist. Der Aufbau der Anlage ist in Abb. 4.6 dargestellt.

Eine Mechanik, die MOGSE, dient dazu, daß die Kamera parallel zum Strahlengang jedes der beiden Strahlrohre ausgerichtet werden kann, siehe Abb. 4.7.

Da das nutzbare Strahlprofil durch eine Schlitzblende auf eine Ausdehnung von  $1\text{mm} \times 70\text{mm}$  begrenzt wird, wird der Detektor mittels der MOGSE periodisch nach oben und unten bewegt, um die gesamte sensitive Fläche abzudecken. Dies geschieht mit einer Periode von ca. einem Zyklus in 7 s. Die Geschwindigkeit der Bewegung ist konstant über dem Detektor, die Umkehrpunkte liegen außerhalb der CCDs. Die Bewegung geschieht parallel zur Ausleserichtung der CCDs. Somit ergibt sich für jeden Quadranten eine typische Lichtkurve von Phasen ohne Bestrahlung und Phasen, in denen der Quadrant durch den Schlitz beleuchtet wird, siehe Abb. 4.8.

Die Photonenrate wurde so eingestellt, daß Pileup vernachlässigbar war. Während die Quanteneffizienzmessungen nur ca. 10 min. je Energie dauerten, um eine befriedigende Zählstatistik zu erhalten, wurde für die Messungen der Energieantwort jeweils für ca. eine Stunde Daten akkumu-

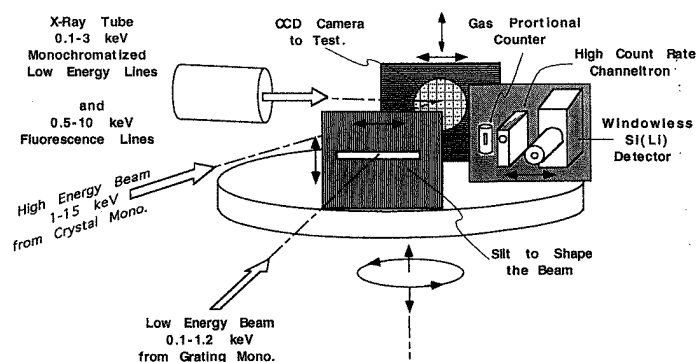


ABBILDUNG 4.7: Das MOGSE-System ermöglicht es, die Kamera auf die monochromatischen Strahlen auszurichten. Daneben sind Kalibrationsinstrumente (Si(Li), Channeltron, Proportionalzählrohr) befestigt, um den Strahl vermessen zu können. Mittels der MOGSE wird die Kamera über den schmalen Schlitz hinweg bewegt, um den gesamten Detektor ausleuchten zu können. (aus [DHEZ 97])

liert, damit auch die Eigenschaften geringer Intensität im Spektrum analysiert werden können. Einen Überblick über die Datennahme findet man in [HARTMANN 99b]. Insgesamt wurden 16 Energien von 0.15 keV – 15 keV für die Bestimmung der Antwortfunktion vermessen. Von diesen wurden 14 Energien für die Fits des Parital Event Modells herangezogen.

### Analyse

Im Gegensatz zu den Single Chip Messungen wurden hier mit der Flugmodellelektronik HK-files mit Eventlisten geschrieben, d.h. die Offset- und Common Mode Korrektur zusammen mit der Event-Erkennung war schon durch die Flugmodell-Digitalelektronik durchgeführt. Ähnlich dem Vorgehen bei den Single Chip Messungen wurden die Daten zunächst einer Mustererkennung zugeführt, mittels derer die Single-Events selektiert wurden. Diese wurden dann auf Ladungstransferverluste und Gainvariationen korrigiert [DENNERL 99].

Ziel war es, orts aufgelöste Spektren möglichst hoher Qualität zu erhalten. Dazu wurde jeder der 12 CCDs des Detektors in 10 Reihenbereiche unterteilt, auf denen die Ereignisse selektiert wurden.

Durch die regelmäßige Beleuchtung des Flugmodelldetektors durch den Schlitz war es möglich, sämtliche Out-of-Time Ereignisse aus den Daten zu eliminieren. Dazu wurde jeder CCD in 10 Reihenabschnitte (Reihe 0–19, 20–39, etc.) unterteilt. In jedem der Abschnitte befindet sich der Schlitz pro Zyklus nur kurze Zeit, in der restlichen Zeit wird entweder derselbe Quadrant beleuchtet oder der gegenüberliegende Quadrant. Da die Bewegung des Schlitzes mittels der MOGSE nicht mit dem Auslesezyklus synchronisiert

ist, entstehen OOT-Events. Diese sind aus dem Phasenbild der Lichtkurve jedoch leicht zu selektieren, siehe Abb. 4.8. Für die Bildung des Spektrums werden deswegen nur die Ereignisse aus den Phasenintervallen um die zwei Maxima herangezogen. Dies ermöglicht die Bildung von Spektren, die frei sind von OOT-Ereignissen. An diese Spektren wird nun das Partial Event Modell angepaßt.

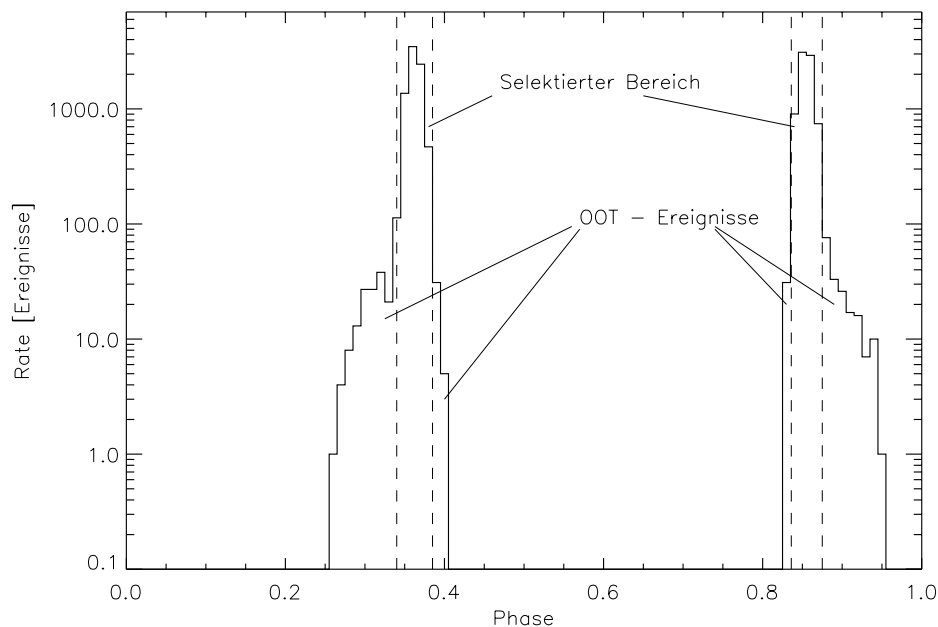


ABBILDUNG 4.8: Phasenbild einer Lichtkurve einer Messung zur Bestimmung der Energieantwort. Es waren die Zeilen 160–179 des Quadranten Q1 selektiert. Deutlich sind die zwei Spitzen der Intensität zu erkennen, wenn sich der Schlitz über der selektierten Region befindet. Links und rechts davon erkennt man die durch OOT-Ereignisse hervorgerufene Intensitätsverteilung. Der für die Bildung der Spektren herangezogene Bereich ist markiert.

Basierend auf diesen Daten, wurde zunächst mittels einer Lichtkurve die Periode der Bestrahlung durch den Schlitz bestimmt und durch Faltung ein Phasenbild erzeugt. Es stellte sich heraus, daß die MOGSE durch mechanische Instabilitäten Phasensprünge in den Daten verursachte, so daß die gesamte Meßzeit für die Phasenfaltung in kurze Zeitintervalle unterteilt werden mußte.

### Fit-Resultate

An die so erzeugten mehr als 1000 Spektren wurde das Partial Event Modell jeweils einzeln angepaßt. Die Datenauswertung wurde von F. Haberl durchgeführt. Ergebnisse einzelner Fits, sowohl in Abhängigkeit von der Energie



als auch vom Ort (d.h. Reihenbereich) sind in Abb. 4.9 zu sehen. Wie schon von den Single-Chip Messungen zu erwarten, zeigt sich eine ausgeprägte Energieabhängigkeit der Antwortfunktion mit einer Schulterposition, wie sie für  $\langle 111 \rangle$ -Material, das für das FM verwendet wurde, typisch ist.

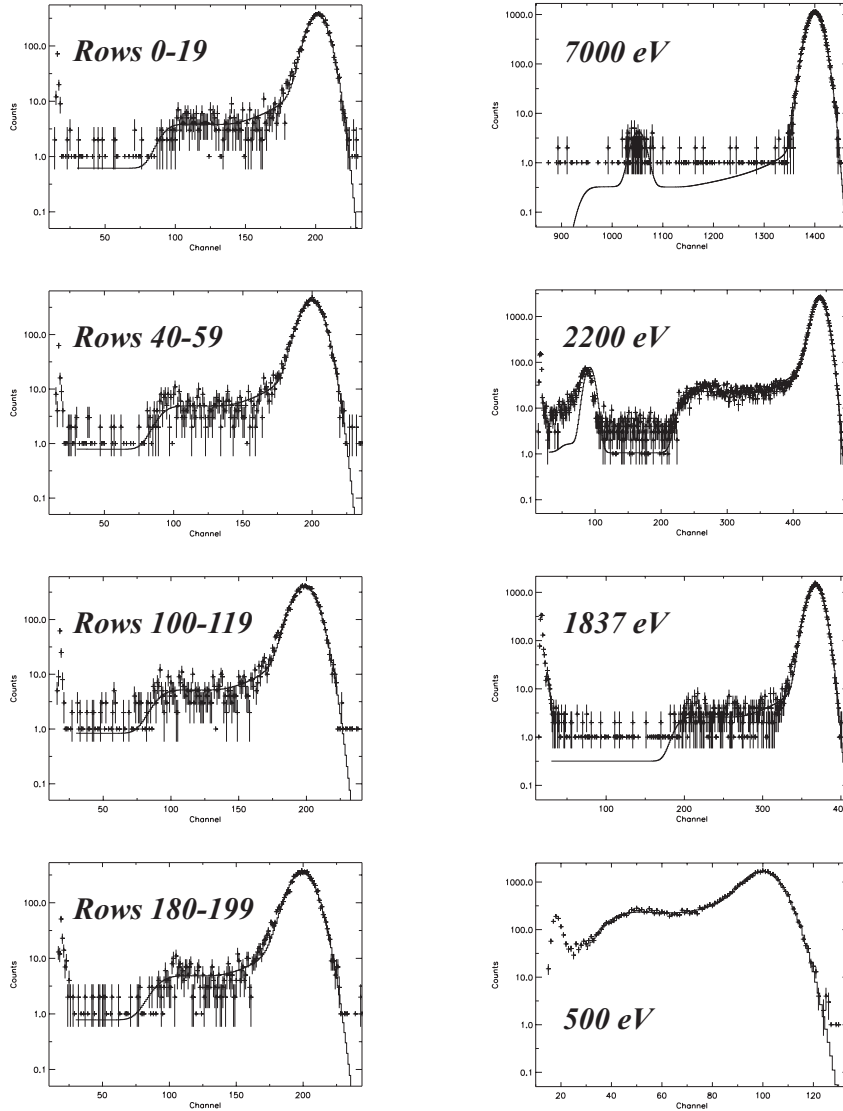


ABBILDUNG 4.9: Übersicht über die Energie- und Ortsabhängigkeit der Energieantwort des pn-Detektors: Während die Ortsabhängigkeit nur schwach ist (links), zeigt sich eine deutliche Energieabhängigkeit: Für niedrige Energien (unterhalb 300 eV) verschwindet der Peak vollständig. Oberhalb von 2000 eV taucht der Escape-Peak auf. Die Fits sind als Linie in die Spektren eingezeichnet.

Die Fits lieferten durchweg akzeptable  $\chi^2$ -Werte. Es stellte sich heraus, daß die Ortsabhängigkeit durch die Variation von nur einem Parameter,

nämlich  $\sigma_{det}$  (der das Systemrauschen beschreibt) modelliert werden kann. Dazu wurden die verschiedenen Werte von  $\sigma_{det}$  für die Reihenbereiche jedes einzelnen CCDs durch einen linearen Fit mit zwei Parametern ersetzt. Dies geschah für jede Energie einzeln. Die Zusammenstellung der Energieabhängigkeit der vier Parameter des Partial Event Modells ist in Abb. 4.10 zusammengefaßt.

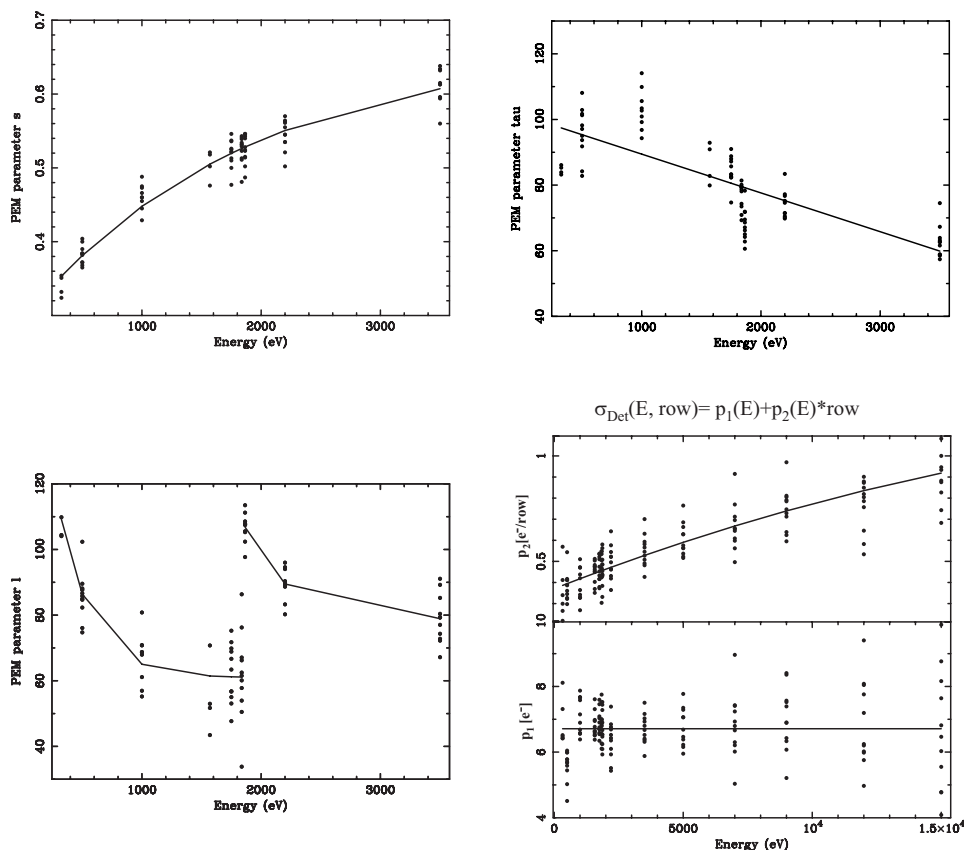


ABBILDUNG 4.10: Ergebnisse der Fits des Partial Event Modells: Die Energieabhängigkeit der einzelnen Parameter wird durch einfache Funktionen approximiert. Die Ortsabhängigkeit der Energieantwort drückt sich in der linearen Abhängigkeit von  $\sigma_{det}$  von der Reihennummer aus (Daten von F. Haberl)

Der Parameter  $S$  zeigt wie schon für die Single Chip Messungen eine Tendenz zu steigenden Werten für höhere Energien. Die ermittelten Werte für  $S$  liegen im Bereich, der auch bei den Single Chip Messungen für  $\langle 111 \rangle$ -Material erreicht wurde.

Der Parameter  $\tau$  zeigt eine schwache Energieabhängigkeit. S. Goto hat für den Grenzfall, daß eine Rekombination nur an der Oberfläche auftritt, den exponentiellen Verlauf der Funktion  $CCE_\gamma$  hergeleitet, mit einer Anstiegskonstante, die sich nach Gl. 4.1 aus Materialparametern errechnet.

$$CCE_\gamma(z) = 1 - (1 - R)e^{-\frac{v_s z}{D}} \quad (4.1)$$

Dabei ist  $R$  ein Parameter zwischen 0 und 1, der die Grenzflächenqualität an der Silizium - Oxidgrenzfläche beschreibt,  $v_s$  die Sättigungsgeschwindigkeit im Driftfeld und  $D$  die Diffusionskonstante für Silizium. Setzt man diese Größen ein, so erhält man  $\tau \approx 0.1\mu m$ , was im Bereich der gefundenen Fit-Werte liegt. Berücksichtigt man, daß die Rekombination im Eintrittsfenster sicher nicht nur an der Grenzfläche stattfindet, so ist die Übereinstimmung sehr gut.

Einzig der Parameter  $l$  scheint an der Si-K Kante ein unstetiges Verhalten aufzuweisen. Dieser Parameter beschreibt einen Teilaspekt der Schulter, nämlich den Bereich nahe der Schulterkante, an dem die Schulter relativ zum Sattel überhöht ist.

Der Parameter  $c$  war für alle Fits auf den Wert 1.0 fixiert.

Das Rauschen wird durch zwei Parameter beschrieben, nämlich einem zeilenunabhängigen konstanten Anteil und einem Linearitätsfaktor, der die Zeilenabhängigkeit der Linienbreite angibt. Dabei ist für 'row' die Reihenanzahl durch 10 dividiert einzusetzen, weil die Rauschabhängigkeit mit dieser Schrittweite untersucht wurde.

Der konstante Wert ist das Detektorrauschen und damit energieunabhängig, was durch die Fit-Ergebnisse auch bestätigt wird. Der energieabhängige Linearitätsfaktor zeigt zum einen, daß die Linien für höhere Reihennummern verbreitert sind, zum anderen, daß diese Verbreiterung für höhere Energien ausgeprägter ist.

Eine Erklärung für dieses Verhalten ist das sogenannte CTE-Rauschen, nämlich die statistischen Fluktuationen des Ladungsverlustes um den durch die CTE-Korrektur bestimmten energie- und reihenabhängigen Mittelwert.

Das Split-Modell wurde für diese Fits nicht berücksichtigt, so daß das durch die Signalschwelle entstehende zusätzliche Rauschen wie in Kap. 5.2.2 gezeigt wird, im Detektorrauschen mit enthalten ist.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die ermittelten Parameter homogen über dem gesamten Detektor sind, d.h. die Energieantwort ist für alle Bereiche des Detektors identisch, vom reihenabhängigen Rauschen abgesehen.

## 4.2 Ladungssplitting

Das in Kapitel 3.3 vorgestellte Modell enthält neben festen Größen wie der Pixelgröße und der Detektionsschwelle auch eine freie Variable, den Ladungswolkenradius  $\sigma_r$ . Die Parameter sind in Tabelle 3.1 und 3.2 zusammengefaßt. Hier wird beschrieben, wie der freie Parameter angepaßt wurde. Dazu wurde anhand von Messungen bei verschiedenen Energien das Spektrum der Double-Split Ereignisse unter Variation von  $\sigma_r$  modelliert.

Insgesamt standen Messungen an Single Chips für sechs Energien von 525 eV bis 8 keV dafür zur Verfügung. Die Bestimmung von  $\sigma_r$  kann auf zwei unterschiedliche Arten erfolgen. Zum einen kann aus dem Modellspektrum für Single- und Split-Ereignisse ein Splitverhältnis errechnet werden und dieses mit dem experimentellen Befund verglichen werden. Zum anderen kann jedoch auch das Spektrum der nicht rekonstruierten Split-Ereignisse betrachtet werden und die durch das Split-Modell gegebene Spektrale Antwort direkt verglichen werden.

Der zweite Weg wurde gewählt, weil er mehr Einsicht in die Gültigkeit des Modells, insbesondere der Annahme der Form der Ladungswolke versprach. Ein falscher Ansatz zur Form der Ladungswolke hätte zwar eventuell für bestimmte Parameter das korrekte Split-Verhältnis ergeben, doch wäre die spektrale Verteilung der Split-Ereignisse nicht zutreffend beschrieben worden.

### 4.2.1 Datenaufbereitung

Jede der Messungen wurde so prozessiert, daß eine einheitliche Detektionsschwelle von 25 adc angewandt wurde. Dieser Wert wurde absichtlich relativ hoch gewählt, damit die spektrale Antwort nicht von geringen Schwankungen im Rauschen einzelner Pixel beeinflusst wird.

Nach der Korrektur des Ladungsverlustes und der Verstärkungsfaktoren wurde auf alle Datensätze derselbe Mustererkennungsalgorithmus angewandt, der in Kap. 2.2.3 beschrieben ist. Daraufhin wurden die Split-Anteile der verschiedenen Muster für alle Ereignisse innerhalb eines Energiebandes um die Fluoreszenzlinie des Eingangsspektrums bestimmt. Durch die Selektion eines Energiebandes wird verhindert, daß der Wert der Split-Anteile durch Rausch-Ereignisse<sup>3</sup> oder Kosmische Strahlung<sup>4</sup>. Es zeigt sich, daß der Anteil an nicht erkannten Mustern für diese Selektion für alle Eingangsspektren sehr gering (unter 0.5 %) ist und der Anteil von Single- und Double-Photonen immer mehr als 97 % ausmacht. Auf eine getrennte Modellierung von Triple- und Quadruple-Ereignissen wurde deswegen verzichtet.

Neben der Bestimmung der Split-Verhältnisse wurden auch die Intensitätsverteilungen für verschiedene Klassen von Mustern extrahiert und zur Verwendung in der Fit-Prozedur folgende Spektren abgespeichert.

- Das Spektrum aller Single-Ereignisse im gewählten Energieband
- Das Spektrum aller größeren Partner von Double-Ereignissen, deren

---

<sup>3</sup>d.h. Ereignisse, die durch das zufällige überschreiten der Schwelle für ein Pixel entstehen. Solche Ereignisse sind fast ausschließlich Singles und erhöhen deswegen den Single-Event Anteil.

<sup>4</sup>Sogenannte MIPs erzeugen einerseits fast immer ungültige Muster (d.h. mit mehr als 4 beteiligten Pixeln), andererseits ist auch immer mindestens ein Pixel über der Sättigungsschwelle des ADC

rekonstruierte Energie im Energieband liegt (folglich das nicht rekonstruierte Split-Spektrum)

- Das Spektrum der rekonstruierten Energie aller gültigen Muster, deren Energie im gewählten Energieband liegt

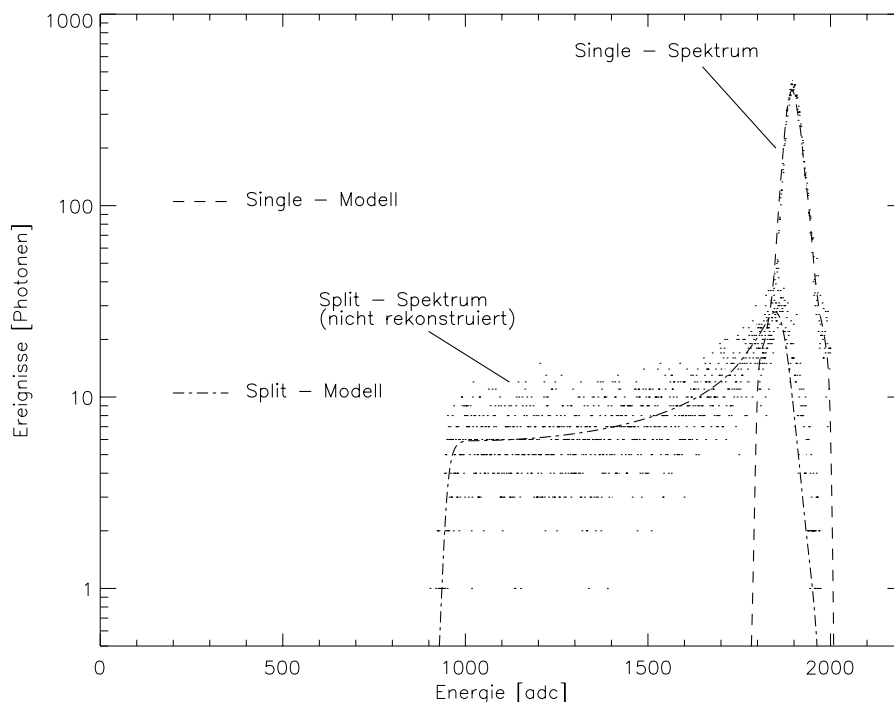


ABBILDUNG 4.11: Spektrum der Split- und Single-Events für 6.4 keV Photonen. Der Fit ist als strichpunktierte Linie eingezeichnet, der Verlauf des Single-Spektrums (gestrichelte Linie) ist nur zur Verdeutlichung dargestellt. Es ergibt sich ein Ladungswolkenradius von  $4.9 \mu m$

Das Rauschen, das auch in das Split-Modell eingeht, wurde aus Dunkelmessungen bestimmt, die zu Anfang jeder Messung durchgeführt wurden.

#### 4.2.2 Anpassung der Split-Modellparameter

In Abb.4.11 ist der Fit des Split-Modells an ein Spektrum der Fe-K Linie (bei 6404 eV) dargestellt.

Das Modell wurde nur an die Daten der Split-Ereignisse angepaßt. Für diese Energie ergibt sich ein Ladungswolkenradius von  $4.9 \mu m$ . Die Fits ergaben durchweg akzeptable Werte des reduzierten Fehlers ( $\chi^2$ ) von unter 1.5. Man erkennt deutlich, daß das Split-Spektrum sich bis zur Hälfte der

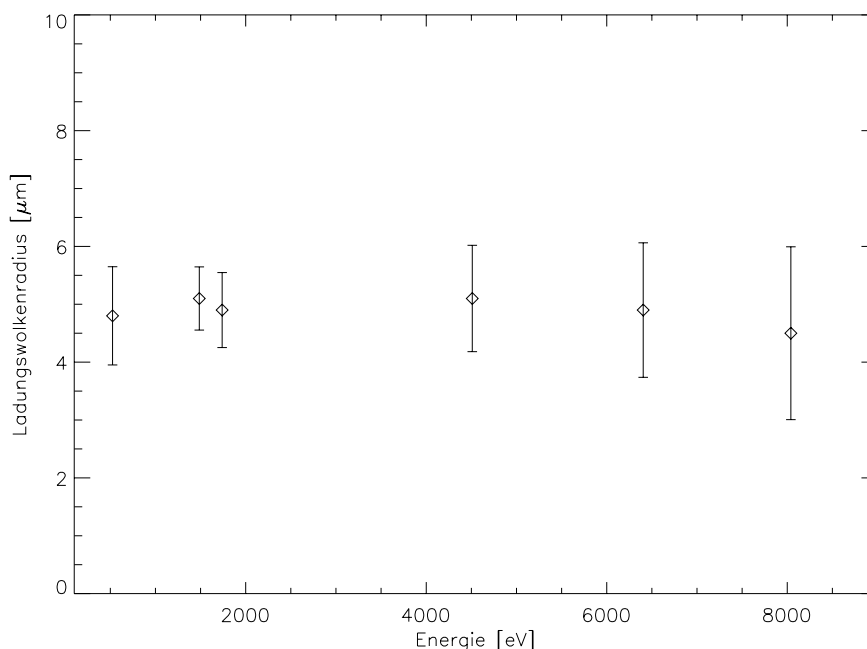


ABBILDUNG 4.12: Ermittelte Ladungswolkenradien für Single Chips (C9\_7\_15). Es ist kein klarer Trend einer Energieabhängigkeit zu erkennen.

Energie hin erstreckt und in seiner Form deutlich vom Single-Spektrum unterscheidet. Dabei ist zu beachten, daß das rekonstruierte Split-Spektrum (die Energien beider Partner sind zusammengezählt) dem Single-Spektrum vergleichbar ist, siehe Abb. 3.13. Offensichtlich wird der Verlauf sowohl des Split-Spektrums als auch des Single-Spektrums, das zum Vergleich eingezeichnet ist, gut beschrieben.

Die ermittelten Ladungswolkenradien sind in Abb. 4.12 angegeben. Es zeigt sich, daß kein klarer Trend einer Energieabhängigkeit vorhanden ist. Die Fehlerbalken wurden aus der Variation des ( $\chi^2$ )-Wertes unter Variation des Fit-Parameters bestimmt. Alle Angaben beziehen sich auf die Daten des Bauelements C9\_7\_15, ausgewertet mit einer Schwelle von 25 adc.

Mit den ermittelten Ladungswolkenradien kann selbstverständlich auch die Split-Wahrscheinlichkeit angegeben werden. Dies ist in Abb. 4.13 dargestellt. Es ergibt sich eine deutliche Energieabhängigkeit. Für Energien um 0.6 keV ist der Anteil an Single-Photonen über 90 %. Er sinkt bis auf einen Wert von 72% für über 5 keV ab. Der Verlauf wird durch das Modell, das als Linie sowohl für Single- als auch für Split-Photonen dargestellt ist, gut nachvollzogen.

Ein Erklärungsversuch für die Tatsache, daß trotz des weiten Energiebereichs von 0.5 keV bis 8 keV der Ladungswolkenradius kaum verändert

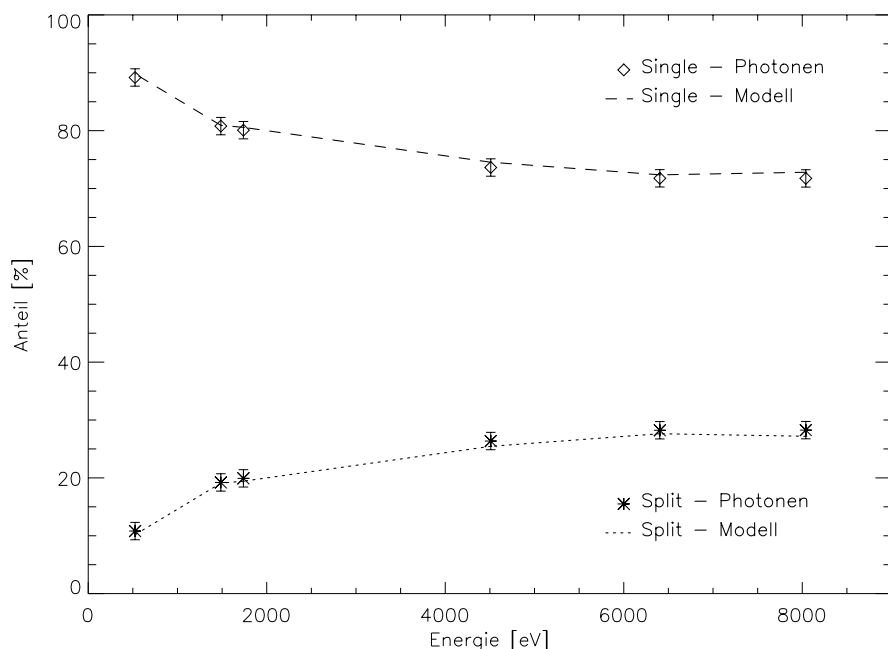


ABBILDUNG 4.13: Vergleich der modellierten (Linien) und experimentell bestimmten (Punkte) Split-Verhältnisse. Die Energieabhängigkeit ist deutlich zu erkennen. Die Detektionsschwelle war 25 adc (C9\_7\_15)

ist, lautet wie folgt. Photonen mit geringer Energie werden nahe am Eintrittsfenster, d.h. weit weg von der Pixelstruktur und dem Kanal absorbiert. Dort entsteht zwar eine kleine Ladungswolke aus wenigen Elektronen, diese breitet sich jedoch bei der Drift durch den Detektor durch Diffusion aus.

Für Photonen mit großer Energie ist die Absorptionslänge im Bereich der Dicke des Detektors, ein Großteil wird tief im Innern des Detektors absorbiert und driftet deswegen nicht so weit. Obwohl die Zahl der Elektronen größer ist, wird die resultierende Ladungswolke nicht größer, da die Driftzeit kürzer ist und damit auch die Zeit, während der das Ladungspaket diffundieren kann.

Daß sich dennoch eine Abhängigkeit des Splitverhaltens zeigt, liegt an der Tatsache, daß die Detektionsschwelle unabhängig von der Energie der einfallenden Photonen auf einem konstanten Wert (von 25 adc) gesetzt ist. Bei gleichbleibenden Ladungswolkenradius, aber höherer Energie des absorbierten Photons ist für einen gewissen Abstand des Absorptionsortes von der Pixelkante der Absolutbetrag der im Nachbarpixel nachgewiesenen Ladung höher, somit ist auch die Splitwahrscheinlichkeit höher. Dies wird in Abb. 4.13 wiedergegeben.

Konsequenzen aus dem Verhalten der Split-Ereignisse z.B. unter

Veränderung der Detektionsschwelle werden im Kapitel 5 angesprochen.

### 4.3 Out-of-time Events

Der Effekt, der durch Out-of-Time Events verursacht wird, gliedert sich in zwei unterschiedliche Kategorien. Zum einen ist dies der Einfluß der OOT Events auf das Spektrum einer Quelle, andererseits verändert der OOT-Effekt die räumliche Abbildung der Quelle.

Beides wird in den folgenden beiden Kapiteln behandelt. Wie in Kap. 3.4 dargestellt, besitzt das Out-of-time Modell keine freien Parameter, sondern basiert ausschließlich auf den verschiedenen Auslesezeiten. Insofern stellen die Kapitel eine Überprüfung der Gültigkeit des Modells dar, zusammen mit einer Abschätzung der Fehler, die verbleiben.

#### 4.3.1 Das spektrale OOT-Modell

Um das spektrale OOT-Modell zu verifizieren wurde eine Flatfield-Messung (d.h. mit homogener Intensitätsverteilung über dem Detektor) verwendet, die mit der Flugmodellkamera an der Panter-Anlage während der Kalibrationsmessungen Februar 1998 aufgenommen wurde.

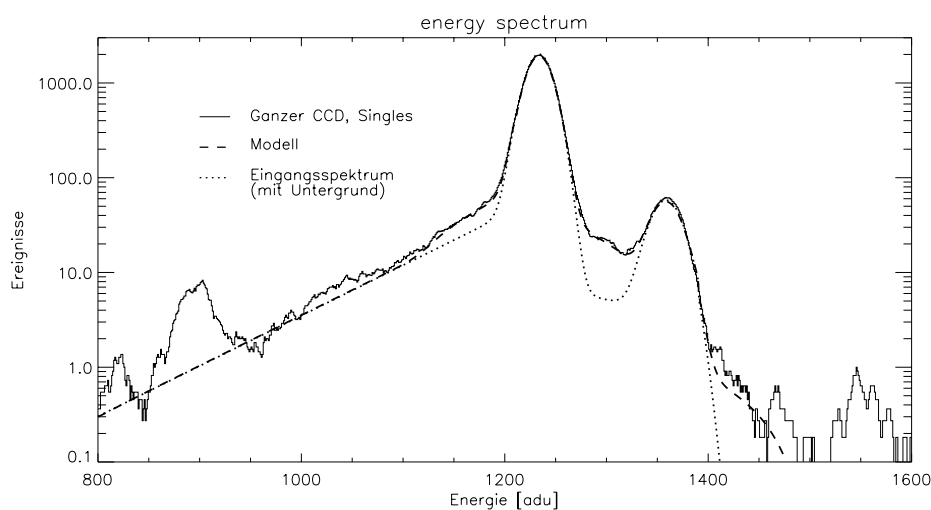


ABBILDUNG 4.14: Vergleich des gemessenen mit dem modellierten OOT-Spektrum für den Full Frame Mode. Dabei wurde der gesamte Reihbereich berücksichtigt. Im Vergleich zum Eingangsspektrum ist die Intensität im Tal zwischen den Linien um den Faktor 4 höher. Der Einfluß der OOT-Events zeigt sich auch in Erhöhung der Intensität an den Flanken der beiden Linien. Die CTE betrug 0.99958.

Die Röntgenfluoreszenzlinie war die von  $Fe - K_{\alpha}$  bei 6404 eV. Die



$K_{\beta}$ -Linie (7057 eV) wurde durch die Wahl eines geeigneten Filters zum Teil unterdrückt. Dadurch entsteht eine charakteristische Struktur von zwei Linien im Abstand von 653 eV im Intensitätsverhältnis von 32:1. Dazu kommt ein von der Bremsstrahlung der Quelle erzeugter Untergrund.

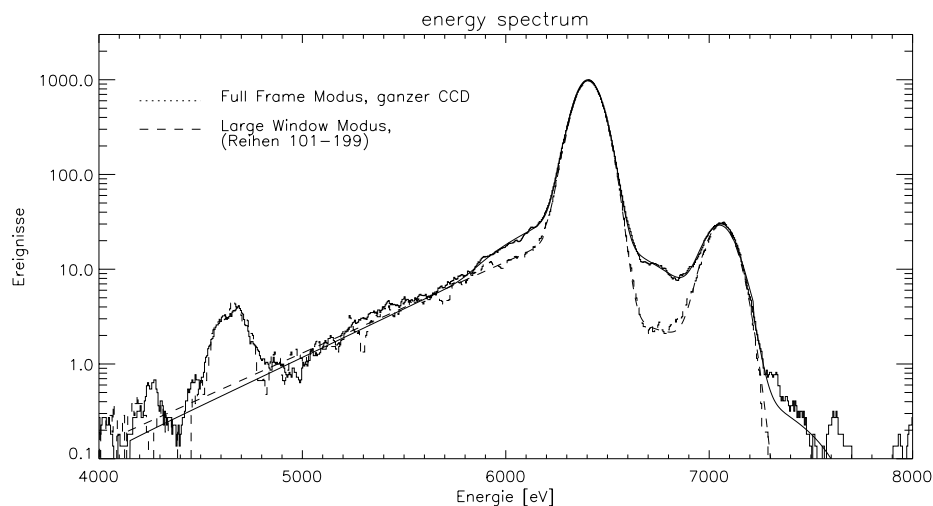


ABBILDUNG 4.15: Vergleich des OOT-Effekts für den Large Window (LW) und Full Frame (FF) Modus: Der Anteil an OOT-Events ist für den Large Window Modus nur 0.3%.

Das Eingangsspektrum wurde anhand der bekannten Energien und der aus der Messung gewonnenen Intensitätsverteilung der Linien modelliert. Der Untergrund wurde als Exponentialfunktion mit einem oberen Schwellwert (durch den Filter) angenähert.

Auf dieses synthetische Eingangsspektrum wurde das OOT-Modell (Gl. [3.37] und [3.38]) angewendet. In Abb. (4.14) ist der Vergleich des Modells mit dem gemessenen Spektrum bezogen auf den gesamten Reihenbereich von Reihe 0–199 dargestellt.

Dabei wurde die Escape-Linie (bei 900 adc) nicht modelliert. Der Einfluß der OOT-Events zeigt sich wie erwartet in einem Energieband um die beiden Linien, insbesondere im Tal zwischen den Linien. Dort ist die Intensität im Vergleich zum Eingangsspektrum um den Faktor 4 höher.

Die Situation ändert sich deutlich, wenn man die Analyse und die Modellierung auf einen Reihenbereich einschränkt. Werden nur die ersten 50 Reihen (vom Rand des Detektors aus gerechnet) für die Bildung des Spektrums herangezogen, dann entstehen OOT-Events nur an den niederenergetischen Flanken der Linien, da in diesem Fall OOT-Ereignisse von Photonen verursacht werden, die aus höheren Reihen stammen, folglich bei der CTE-Korrektur unterkorrigiert werden und somit eine zu niedrige Energie-

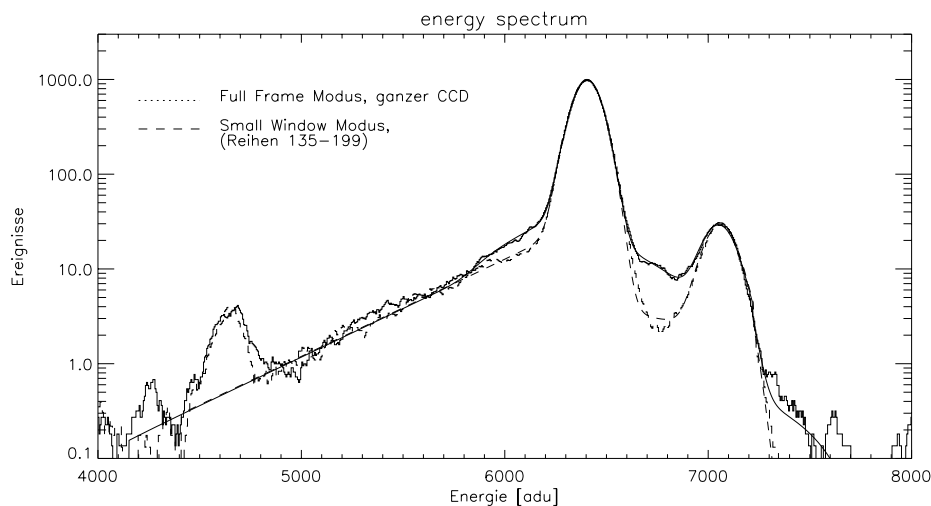


ABBILDUNG 4.16: Vergleich des OOT-Effekts für den Small Window (SW) und Full Frame (FF) Modus: Auch für diesen Modus ist das Spektrum weit weniger vom OOT-Effekt betroffen als im Fall des Full Frame Modus.

information tragen. Dieser Fall ist in Abb. 4.17(a) dargestellt.

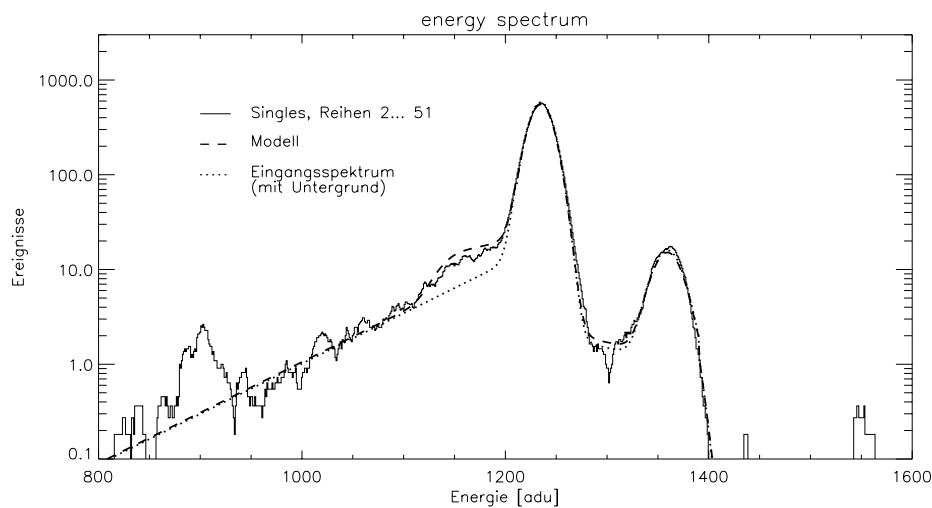
Dagegen ist, falls der hintere Reihbereich selektiert wird, wie in Abb. 4.17(b) dargestellt, der Einfluß der OOT-Events auf den Bereich oberhalb der Linie konzentriert. Unterhalb der Linie ist gar keine Überhöhung mehr feststellbar, während das Tal zwischen den beiden Linien durch die OOT-Events fast vollständig überdeckt wird.

Vergleicht man die verschiedenen Moden miteinander, dann wird die Unterdrückung des OOT-Effekts durch die Window-Moden deutlich. Für den Large Window Modus, der den geringsten Anteil an OOT-Events aufweist, ist keine statistisch signifikante Abweichung zwischen Modell und experimentellem Befund zu erkennen, siehe Abb. 4.15. Laut Tabelle 1.1 ist der Anteil der OOT-Ereignisse für diesen Modus nur 0.3%.

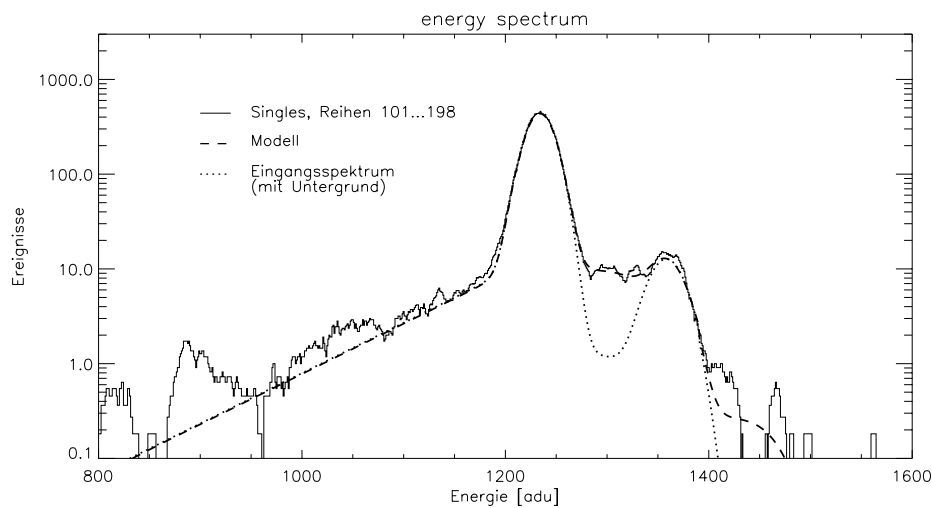
Für den Small Window Modus ist der Anteil der OOT-Events mit 2% zwar höher als für den Large Window Modus, durch die geringe Zahl an ausgelesenen Reihen (64) ist jedoch die mögliche Fehlbestimmung der Energie nach Gl. 3.35 geringer. In Abb. 4.16 ist dieses Spektrum dargestellt. Es ergibt sich, daß auch für diesen Modus der Effekt von OOT-Ereignissen praktisch vernachlässigt werden kann.

### 4.3.2 Das räumliche OOT-Modell

Für die Überprüfung des räumlichen OOT-Modells wurden keine gesonderten Messungen durchgeführt, insofern wird das Modell anhand von Mes-



(a) Spektrum der Reihen 0–50



(b) Spektrum der Reihen 100–199

ABBILDUNG 4.17: Reihenabhängigkeit des OOT-Effekts: Für niedrige Reihenzahlen liegen die OOT-Ereignisse auf der niederenergetischen Flanke, für die höheren Reihen auf der höherenergetischen Flanke. Die Beleuchtung war homogen auf dem gesamten Reihenbereich.

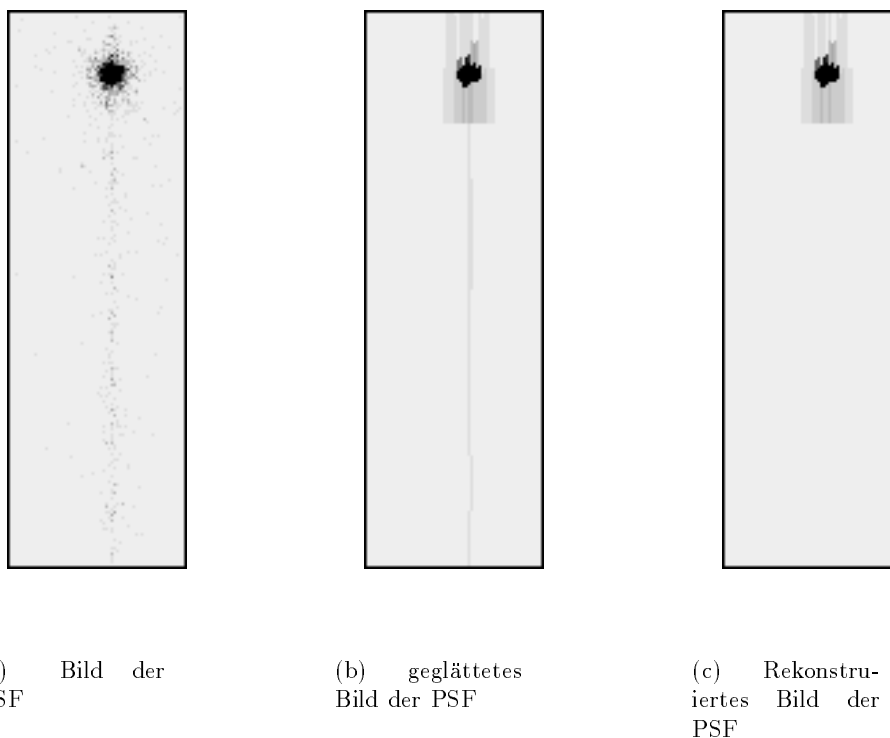


ABBILDUNG 4.18: Rekonstruktion der Punktbildfunktion im Full Frame Modus: Links ist das Originalbild gezeigt - jeder Punkt stellt ein einzelnes Photon dar; in der Mitte ist die kanalweise geglättete Abbildung dargestellt, rechts ist die resultierende Rekonstruktion abgebildet.

sungen der Teleskop–Abbildungsfunktion (PSF) validiert. Für den Large Window Modus lagen keine Messungen vor, die ausreichende Statistik hatten, um den Anteil von 0.3% OOT–Ereignissen deutlich werden zu lassen. Auch für den Small Window Modus gab es keine adäquate Messung, da die einzigen verfügbaren Teleskopmessungen eine zu hohe Rate aufwiesen und deshalb das Bild der PSF durch Pileup gestört war.

Auch die für den Full Frame Modus vorliegende Teleskopmessung niedriger Rate wies keine hohe Statistik auf, sondern nur ca. 7000 Photonen im Datensatz mit dem niedrigstem Fluß. Schon der Datensatz mit dem nächsthöheren Fluß war durch Pileup im zentralen Pixel beeinträchtigt. Außerdem wurde, um den Einfluß der Trefferstatistik in den einzelnen Pixel zu minimieren (was besser durch eine längere Meßzeit geschehen wäre) eine Glättung mit adaptiver Schrittweite angewandt. Diese Glättung wurde kanalweise nur in einer Dimension durchgeführt, um die kanalweise Intensitätsverteilung nicht zu beeinträchtigen<sup>5</sup>. Ein Vergleich des ursprünglichen

<sup>5</sup>Die Verteilung der OOT–Ereignisse geschieht längs des Kanals statistisch, doch durch

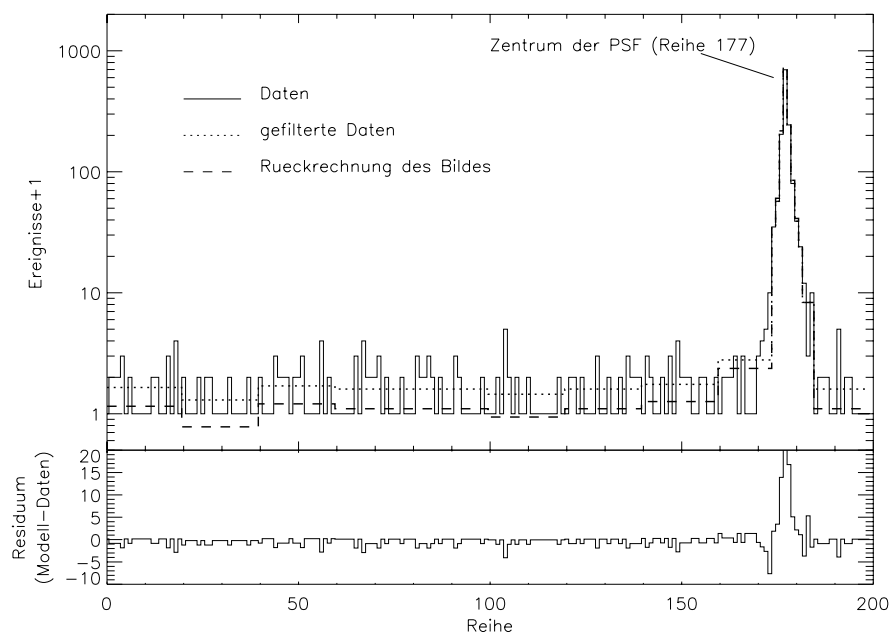


ABBILDUNG 4.19: Der zentrale Kanal der PSF für die verschiedenen Schritte der Rekonstruktion. Man beachte die um eins verschobene logarithmische Darstellung: Aufgrund der schlechten Statistik mußten die Datenpunkte geglättet werden (gepunktete Linie). Auf dieses gefilterte Bild wurde die Rücktransformation angewandt (gestrichelte Linie). Der Mittelwert der rekonstruierten Datenpunkte liegt nur noch bei 0.01 und damit um einen Faktor 5 niedriger als ohne Rekonstruktion.

und des geglätteten Bildes der PSF ist in Abb. 4.18(a) und 4.18(b) zu sehen. Durch die kanalweise Mittelung entsteht ein streifiges Aussehen des geglätteten Bildes.

Auf dieses Bild wird nun die in Kap.3.4.2 hergeleitete Rücktransformation angewendet, d.h. die kanalweise Intensitätsverteilung wird mit der Matrix  $\mathbf{T}_{OOT}^{-1}$  aus Gl.3.43 multipliziert. Das resultierende Bild ist in Abb. 4.18(c) gezeigt.

Um den Effekt der Rekonstruktion noch deutlicher werden zu lassen, wurde ein Schnittbild des zentralen Kanals erzeugt, d.h. des Kanals, in dem das Maximum der PSF liegt. Anhand des abgebildeten Residuums des geglätteten Bildes und des rekonstruierten Bildes ist deutlich zu erkennen, daß der rekonstruierte Verlauf für die Zeilen 0 bis ca. 150 erniedrigt ist und um den Wert 0 (wegen der logarithmischen Darstellung bei 1 abgebildet) schwankt, während im Bereich der PSF selbst (d.h. Zeile 177 $\pm$ 20) das

---

die Natur des Effekts nicht über Kanalgrenzen hinweg. Insofern würde eine Mittelung über Kanäle die Rekonstruktion des Originalbildes erschweren.

Modell über dem Eingangsbild liegt. Das bedeutet, daß das Modell die 'Verschmierung' von Intensität aus dem Bereich mit hoher Rate in Bereiche mit niedriger Rate korrigiert.

Der durch die Quelle im zentralen Kanal in den Reihen 0–150 erzeugte Untergrund wurde durch diese Methode um den Faktor 5 unterdrückt.

## 4.4 Pileup

Das Pileup-Modell (Kap. 3.5) gliedert sich in zwei Bereiche, nämlich die Modellierung der Zählratenabhängigkeit für gewisse Muster und die Beschreibung der Änderung der spektralen Antwort durch den Pileup-Effekt. In beiden Fällen ist noch je nach Beleuchtungssituation zwischen homogener Beleuchtung (Flatfield-Fall) und der Abbildung einer Punktquelle durch das Teleskop (PSF-Fall) zu unterscheiden.

Dementsprechend gliedern sich die folgenden Abschnitte. Zunächst wird die Zählratenabhängigkeit für den Flatfield-Fall untersucht. Dann wird unter Verwendung eines einfachen Modells für die PSF, d.h. die Abbildungsfunktion des Teleskops, auf den Fall einer Punktquelle eingegangen. Schließlich wird die Veränderung der spektralen Antwort durch Pileup betrachtet.

Es sollte dabei berücksichtigt werden, daß das Pileup-Modell (im Gegensatz zum Partial Event Modell) keinerlei freie Parameter vorsieht – alle Größen sind direkt aus Messungen bestimmbar.

### 4.4.1 Der Flatfield-Fall

Um die Verifikation des Pileup-Modells von der Komplikation durch die Teleskop-Antwort (PSF) zu trennen, wurden zunächst sogenannte Flatfield-Messungen mit Single-Chips in der RÖSTI-Testanlage im Halbleiterlabor durchgeführt. Dabei wird der CCD mit Strahlung homogener Intensität bestrahlt, es gibt also keine Ortsabhängigkeit der Intensität. Die entsprechenden Formeln Gl. [3.50] für den Pileup-Effekt vereinfachen sich deswegen im Vergleich zu Gl. [3.55]. Außerdem werden Komplikationen durch Probleme der Bestimmung der PSF vermieden.

Diese Testanlage (siehe [KRAUSE 96]) besteht aus einer Fluoreszenz-Röntgenquelle, einem ca. 6 m langem Vakuumrohr, und einer Testkammer, in der die Single Chips unter Vakuum im Temperaturbereich von 70K – 250 K getestet werden können. Dazu kommt die elektrische Versorgung für den CCD in Form von Spannungsversorgungen und einem Datengenerator für die Bereitstellung der notwendigen Pulssequenzen zur Ansteuerung. Die Datenauslese wird von einer Digitalelektronik zusammen mit einer SUN-Workstation besorgt. Die Röntgenquelle besitzt ein Anodenrad, um mittels unterschiedlicher Anodenmaterialien Fluoreszenzlinien im Bereich von 277 eV bis 8.0 keV zur Verfügung zu stellen. Das Vakuumrohr verbindet die Röntgenquelle mit der Testkammer und dient dazu, eine homogene Beleuchtung des CCDs zu

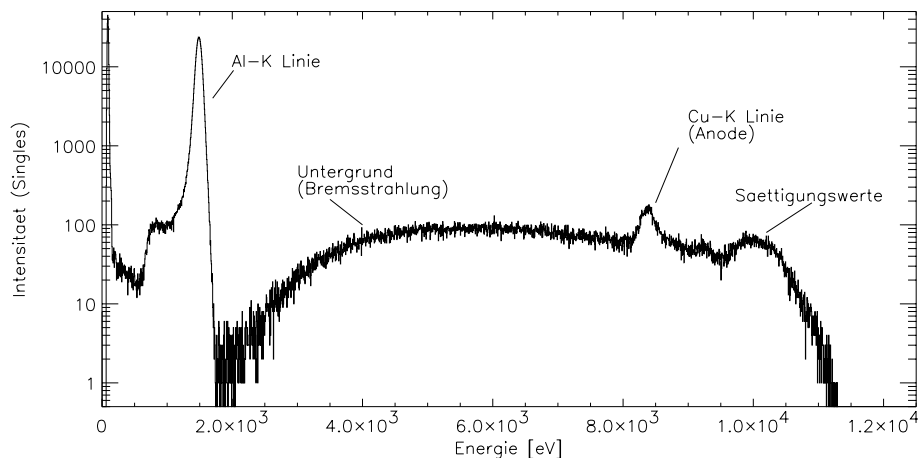


ABBILDUNG 4.20: Spektrum der Al-K Fluoreszenzlinie der RÖSTI-Quelle. Dargestellt ist das Single-Spektrum der Messung mit dem niedrigsten Fluß – dieses zeigt keinen Pileup-Effekt.

ermöglichen. In der Testkammer befindet sich auch eine radioaktive  $Fe^{55}$ -Quelle, die  $Mn - K_{\alpha}$ -Strahlung (5898 eV) aussendet und für Funktionstests an CCDs verwendet wird.

Zwar kann dort die wahre Rate  $\lambda$ , mit der der Detektor bestrahlt wird, nicht direkt bestimmt werden (d.h. es gibt keine Referenzdetektoren), doch bei Verwendung einer monochromatischen Quelle kann man die Zahl der absorbierten Photonen dadurch bestimmen, daß man für *alle* (d.h. auch die ungültigen, mit Ausnahme der durch MIPs hervorgerufenen) Muster die Energie bestimmt und diesen Wert durch die Energie eines Al-K Photons (1486 eV) teilt. Der nächste ganzzahlige Wert wird als Zahl der Photonen angenommen, durch die dieses Muster entstanden ist. Aus der Summe aller Muster läßt sich dann einfach die Rate  $\lambda$  pro Pixel und Auslesezyklus ermitteln. Voraussetzung dafür ist, daß das Eingangsspektrum monochromatisch ist und der Detektor die Linie in einem schmalen Band darstellt (was für besonders niederenergetische Strahlung unter 700 eV nicht der Fall ist).

Als Quelle wurde die Al-Fluoreszenzlinie gewählt, siehe Abb. 4.20. Die Energie der Al-K Fluoreszenz liegt bei 1486 eV. Diese Linie eignet sich gut für die Pileup-Messungen, da sie verhältnismäßig wenig Untergrund aufweist, vom CCD gut nachgewiesen wird und für die Bestimmung der Gesamtenergie von Mustern, die durch mehrere Photonen hervorgerufen wurden noch ausreichend Bandbreite zur Verfügung steht<sup>6</sup>.

<sup>6</sup>Ein Muster mit z.B. 3 Photonen erzeugt ein Signal bei 4.4 keV; Die Bandbreite wird durch die Sättigung des ADC (bei 4095 adu) und dem Offset (bei ca. 1800 adu an RÖSTI) auf ca. 10 keV beschränkt. Je energiereicher die Primärlinie, umso weniger Vielfache passen

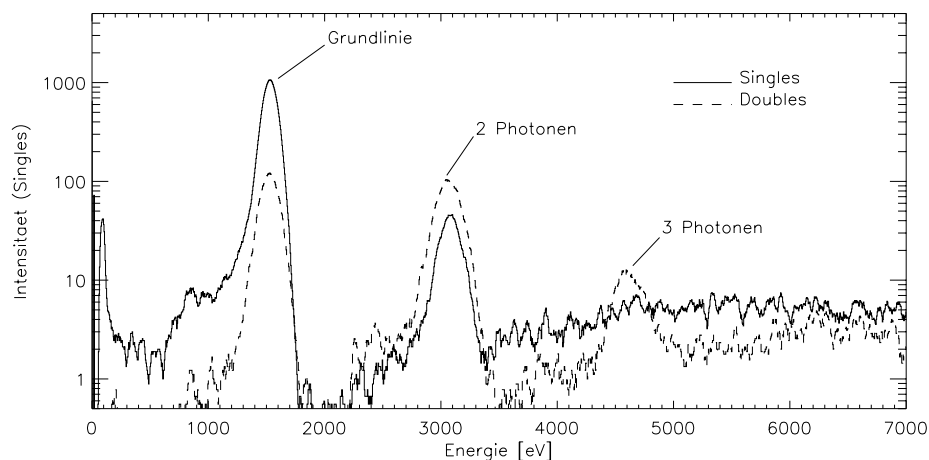


ABBILDUNG 4.21: Spektrum für Singles und Doubles für höheren Fluß als in Abb. 4.20. Deutlich ist der unterschiedliche Einfluß von Pileup auf die Musterklassen zu erkennen – der Pileup-Anteil ist für Doubles deutlich höher. Insbesondere gibt es keine Singles, die aus 3 Photonen bestehen, jedoch Doubles mit dieser Eigenschaft. Die Problematik der Intensitätsbestimmung unter Berücksichtigung des Untergrunds wird ebenfalls deutlich.

Die Fluoreszenzlinie bei 1.5 keV ist klar vom Untergrund getrennt (man beachte die logarithmische Skalierung). Die Cu-K Linie bei 8.0 keV wird vom Trägermaterial der Anode verursacht. Die Struktur bei ca. 10 keV entsteht durch Photonen (des Bremsstrahlungskontinuums), die eine höhere Energie als die Bandbreite des ADC (4096 Kanäle abzüglich des Offset-Wertes) aufweisen. Durch die unterschiedlichen Offset-Werte der einzelnen Pixel entsteht eine breite Verteilung. Für die Flugmodellkamera ist der Offset so eingestellt, daß der Sättigungsbereich jenseits von 15 keV liegt.

Durch Filter wurde der Bremsstrahlungsanteil größtenteils unterdrückt. Für das Energieband  $[0\text{eV}, 1600\text{eV}]$  ist die Unterdrückung besser als  $1 : 2 \cdot 10^4$ . Integriert über das gesamte Energieband beträgt der Untergrund 16 %. In Abb. 4.20 ist auch zu erkennen, daß im Eingangsspektrum Bremsstrahlung erst für Energien oberhalb 2keV von Bedeutung ist. Dies stellt dennoch ein gewisses Problem für die Auswertung dar, da für die Bestimmung von  $\lambda$  die Muster bei der doppelten, dreifachen usw. Energie vom lokalen (Bremsstrahlungs-) Untergrund separiert werden müssen. Dies geschah durch eine lokale Untergrundsbestimmung im Spektrum um die Vielfachen der Primärenergie.

Gleichzeitig wurde auf diese Weise die notwendige Information gesam-

---

in das Band. Sobald der ADC in Sättigung ist, kann natürlich nichts mehr über die Zahl der erzeugenden Photonen ausgesagt werden



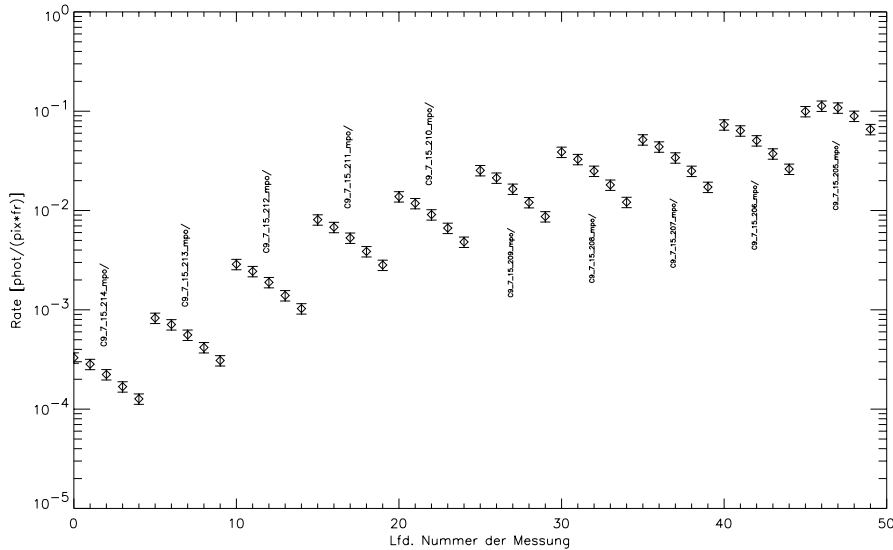


ABBILDUNG 4.22: Übersicht über die ermittelten Raten für die Flat Field Messungen an RÖSTI. Die höchsten Intensitäten (des letzten Datensatzes) konnten wegen der begrenzten Bandbreite des ADC nicht mehr zuverlässig ermittelt werden und sind deswegen von den späteren Auswertungen ausgeschlossen.

melt, um  $\mu_j$  und  $\mu_j^t$  für die verschiedenen Muster zu bestimmen. Ein Muster, das im Spektrum nicht an der Primärenergie zu finden ist, sondern z.B. beim Doppelten der Primärenergie muß zwangsläufig von Pileup betroffen sein, siehe Abb.4.21.

Um das Modell auf einem möglichst breitem Bereich von Intensitäten zu validieren, wurden nacheinander mehrere (10) Messungen durchgeführt, wobei jeweils durch Änderung des Kathodenheizstroms die Intensität der Röntgenröhre variiert wurde. Es stellte sich heraus, daß die Intensitätsverteilung über dem CCD doch nicht homogen war, sondern ein charakteristisches Muster mit einer Variation um den Faktor 3 (Minimum – Maximum) aufweist. Deswegen wurde für die Analyse die Fläche von  $64 \times 200$  Pixeln in 5 Regionen unterteilt, auf denen die Intensität nur mehr um 10 % schwankt. Insgesamt ergab sich für alle Flatfield-Messungen zusammen ein dynamischer Bereich von nahezu drei Größenordnungen von  $\lambda = 1.1 \cdot 10^{-4}$  bis  $\lambda = 1.0 \cdot 10^{-1}$ , siehe Abb. 4.22. Innerhalb des jeweiligen Selektionsgebietes wurde die Rate als näherungsweise konstant angesehen.

Die Split-Wahrscheinlichkeiten  $[\alpha_i]$  wurden aus dem Datensatz mit der geringsten Intensität direkt ermittelt und zu  $[0.791, 0.199, 0.006, 0.003]$  bestimmt. In Abb. 4.23 ist der scheinbare Fluß  $\mu_1, \mu_2, \mu_1^t$  und  $\mu_2^t$  für Singles

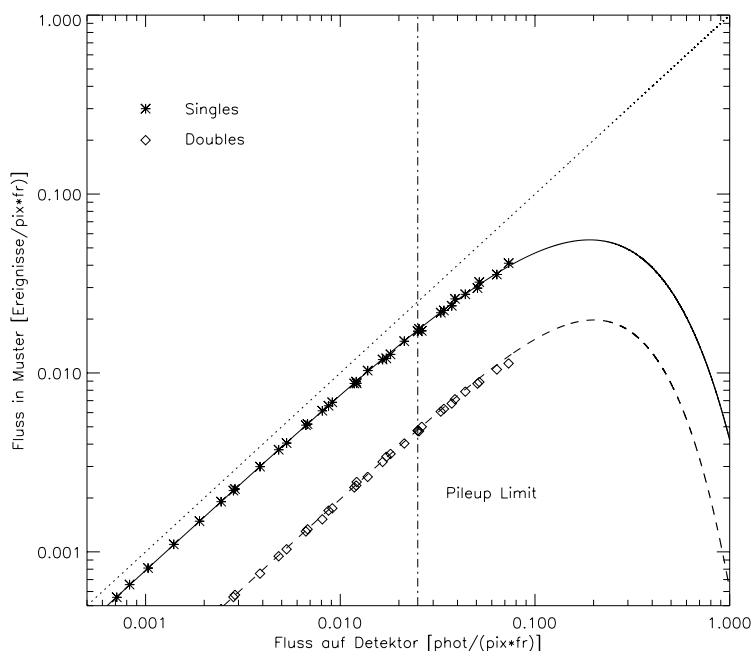


ABBILDUNG 4.23: Gemessener Fluß für Singles und Doubles, angetragen gegen den wahren Fluß. Die Simulationen der Werte mit dem Pileup-Modell sind als Linien eingezeichnet. Der Verlust der Eindeutigkeit der Zuordnung scheinbarer Fluss – wahrer Fluss tritt erst bei unrealistisch hohen Intensitäten auf. Der von Kendziorra gegebene Grenzwert maximaler Flächenhelligkeit (Pileup Limit) ist eingezeichnet.

und Doubles gegen den wahren Fluß angetragen. Die Abweichung von den Parallelen der Identität zeigt den Pileup-Effekt. Der maximale Fluß ist für  $\lambda = 0.25 \text{photonen}/(\text{pix} \cdot \text{frame})$  erreicht. Dies ist jedoch eine für die Praxis (im Flatfield Fall) unrealistisch hohe Rate. Insofern hat auch der für noch höhere Flüsse auftretende Verlust der eindeutigen Zuordnung des scheinbaren Flusses zum wahren Fluß keine praktische Bedeutung. Der Pileup Effekt ist für Doubles stärker ausgeprägt als für Singles. Noch deutlicher ist dies in der Darstellung des Flußverlustes und des Pileup-Anteils (Definition Tabelle 3.5) in Abb. 4.24 und 4.25 zu sehen.

Die Übereinstimmung ist im gesamten Intensitätsbereich von  $\lambda \approx 10^{-4}$  bis  $\lambda \approx 10^{-1}$  innerhalb der Fehler der Datenpunkte. Die senkrechte Linie gibt die im XMM Users Handbook vorgeschlagene maximale Flächenhelligkeit (Pileup-Limit) von einem Photon pro 40 Pixel und Frame ( $\lambda = 0.025$ ) an. Der Flußverlust ist für Doubles deutlich geringer als für Singles, was daran liegt, daß im Fluß aller Doubles auch jene Muster enthalten sind, die aus zwei Photonen entstanden sind (z.B. zwei Singles oder ein Single und ein Double, siehe auch Abb. 3.18). Diese Muster erhöhen den Fluß an

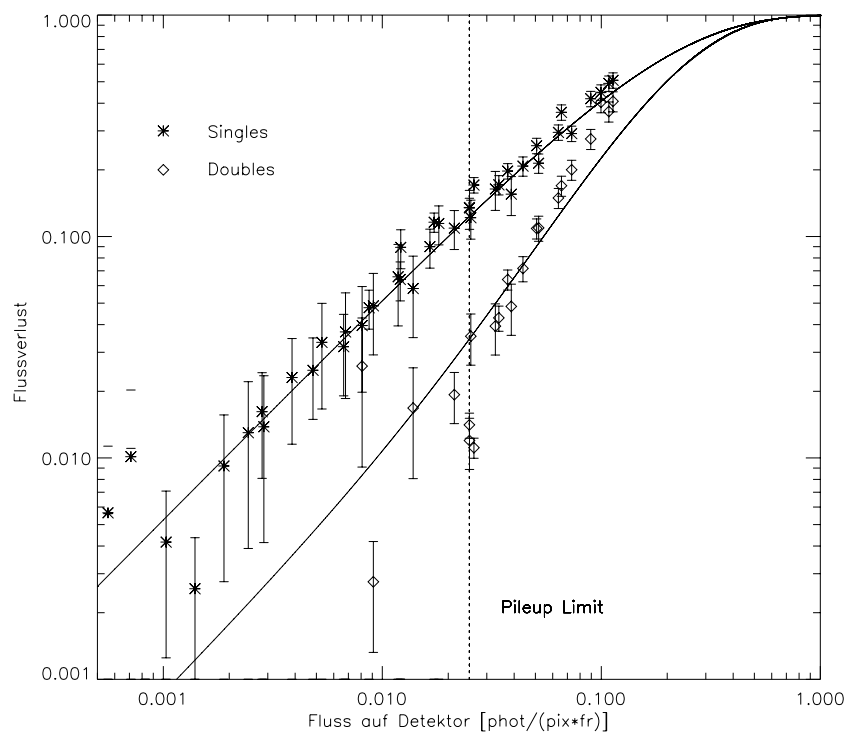


ABBILDUNG 4.24: Flußverlust für Singles und Doubles im Flatfield Fall: Das von Kendziorra angegebene Pileup Limit ist als senkrechte Linie eingezeichnet. Für diesen Grenzwert ist der Flußverlust für Singles schon mehr als 10 %, für Doubles ist er deutlich geringer. Die Erklärung dazu ist im Text zu finden.

Doubles und kompensieren deswegen den Effekt des Flußverlustes der 'echten' Doubles.

Um für Singles den Effekt des Flußverlustes auf unter 1% zu begrenzen, dürfte die Flächenhelligkeit nicht größer als 1/10 des Pileup Limits betragen, was eine starke Einschränkung darstellt. Andererseits ist der Effekt des Flußverlustes als skalare Größe leicht bei der Intensitätsbestimmung der Quelle zu berücksichtigen.

Der Pileup Anteil dagegen ist ein Maß für die Kontamination des Spektrums einer bestimmten Klasse an Mustern. Dieser Effekt läßt sich nur viel aufwendiger modellieren, siehe Kap. 3.5.3. In Abb.4.25 ist die Abhängigkeit dieses Effekts vom Fluß der Quelle dargestellt. Man erkennt, daß der Pileup-Anteil für Singles viel niedriger (um den Faktor 20 im relevanten Bereich für  $\lambda$ ) ist als im Double-Spektrum. Am Pileup Limit beträgt der Pileup Anteil für Singles 1 % (d.h. 1% der Singles tragen eine verfälschte Energieinformation), für Doubles 20 %. Selbst für die größten gemessenen Flüsse steigt der Pileup-Anteil für Singles nicht über 3 %.

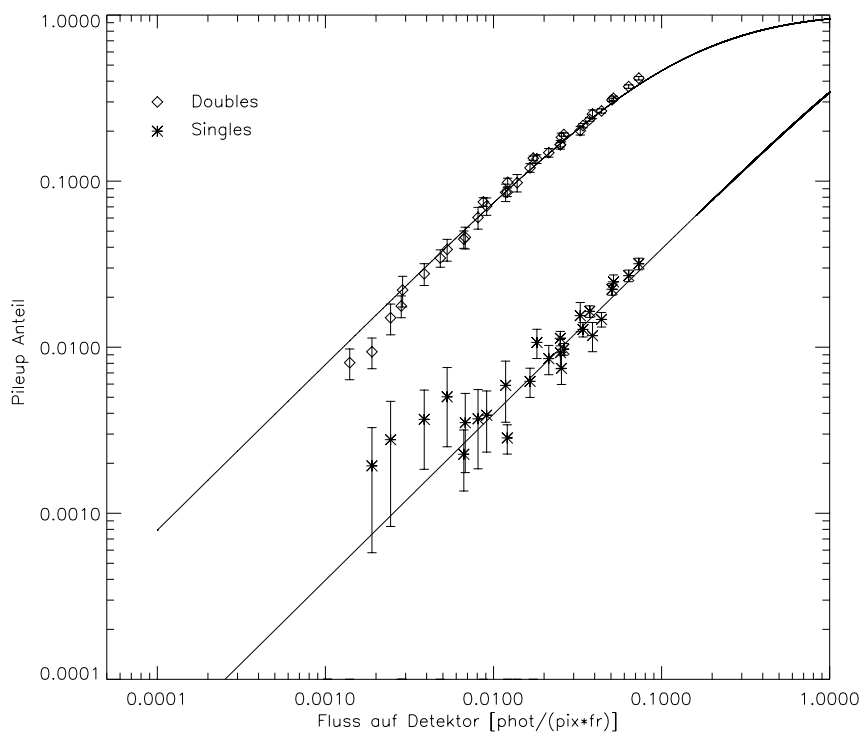


ABBILDUNG 4.25: Pileup-Anteil für Singles und Doubles: Das Single-Spektrum ist weit weniger vom Effekt des Pileup betroffen als das Double-Spektrum. Das Pileup Limit ist nicht eingezeichnet.

Insgesamt bedeutet dies, daß am Pileup-Limit das Single-Spektrum zwar von Pileup kaum betroffen ist, die Normierung jedoch (und damit die Intensitätsbestimmung der Quelle) signifikant verändert ist. Für höhere Raten ist dieser Effekt noch drastischer. Doubles sind zwar vom Flußverlust weniger betroffen, doch das Spektrum ist weit stärker verändert als das von Singles.

#### 4.4.2 Pileup mit Teleskop

Nachdem die Anwendbarkeit des Modells für den Flatfield-Fall gezeigt wurde, soll hier die Übertragung auf inhomogene Belichtung des Detektors, insbesondere den Fall der Abbildung einer Punktquelle durch das XMM-Teleskop untersucht werden. Dabei muß, wie schon in Kap. 3.5 beschrieben, auch berücksichtigt werden, daß die Intensität von Pixel zu Pixel drastisch schwanken kann. Zunächst muß jedoch ein Modell für die Abbildungsfunktion des Teleskops erstellt werden.

## Messungen

Im Rahmen der Kalibrationsmessungen am FM-1 (V9-90) wurde die Kamera in der Panter-Röntgentestanlage des MPE zusammen mit dem Flugmodell eines XMM-Spiegelmoduls so betrieben, daß die Abbildung einer Punktquelle durch das Teleskop auf den Detektor simuliert werden konnte, siehe Abb. 4.26.

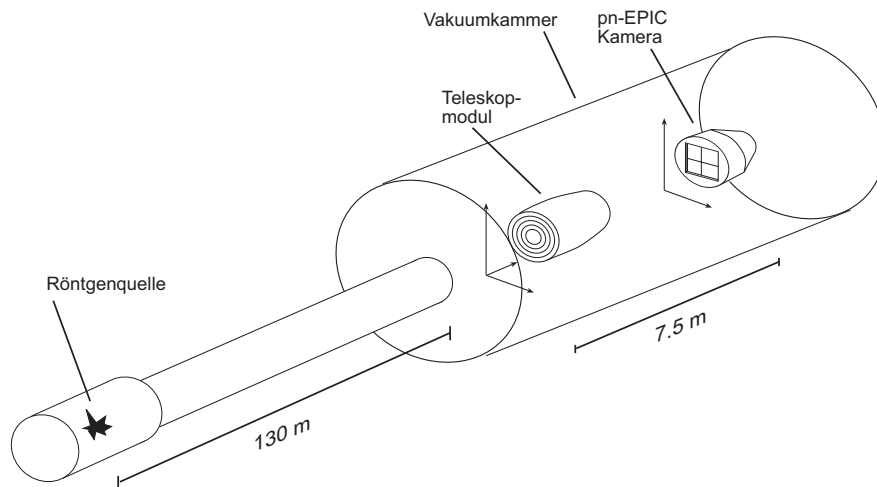


ABBILDUNG 4.26: Schema der Panter-Anlage in der Konfiguration für die Pileup-Messungen mit Teleskop. Links ist die Röntgenquelle dargestellt, die sich am Ende eines 130 m langen Vakuumrohres befindet. Spiegelmodul und Detektor sind in einem Vakuumtank im Abstand der Fokallänge von 750 cm auf Verfahrtschienen montiert, die die Bewegung in drei bzw. zwei Dimensionen ermöglichen, um das Bild des Spiegels auf dem Detektor zu fokussieren. Die Einstellung der Intensität der Quelle wurde mittels der Heizfadenspannung durchgeführt.

Die Quelle befindet sich am Ende einer 130 m langen Vakuumröhre, der Spiegel und der Detektor sind in einem großen Vakuumtank auf Positioniermaschinen befestigt, die es erlauben, das Teleskop exakt zu fokussieren. Dazu befindet sich das Spiegelmodul ca. 7,5 m vor der Kamera, entsprechend der Fokallänge des Teleskops. Es wurden bei zwei verschiedenen Energien, nämlich Fe-K (6,4 keV) und Al-K (1,5 keV) bei einer Reihe von Ratenmessungen durchgeführt.

Die Messungen wurden analog zu den Flatfield-Messungen, siehe Kap. 4.4.1 in bezug auf die wahre Zählrate und die scheinbaren Zählraten in den einzelnen Mustern ausgewertet. Dabei stellte sich heraus, daß die Messungen mit Fe-K als Quelle nicht verwendet werden konnten, da schon die erste Pileup-Linie am Rande des dynamischen Energiebereichs des Detektors lag und somit weder eine Ratenbestimmung noch eine Bestimmung der Spektren mit und ohne Pileup möglich war.

Für Al-K standen Messungen bei sechs verschiedenen Intensitäten zur

Verfügung, von 0.15 Photonen pro Frame<sup>7</sup> bis 7.5 Photonen pro Frame.

Da in das Modell die Verteilungsfunktion  $g(x, y)$  eingeht, siehe Gl. [3.54], muß diese zunächst genähert werden. Dazu dient die Messung mit dem geringsten Fluß. Basierend auf dem radialem Zählratenprofil wurde eine King-Funktion angepaßt, siehe Abb. (4.27). Die Formel für das King-Profil und die resultierenden Fit-Parameter lauten

$$p(r) = p_0 * \left(1 + \left(\frac{r}{p_1}\right)^2\right)^{-p_2} \quad (4.2)$$

$$p_0 = 0.135 \pm 0.026 \quad (4.3)$$

$$p_1 = 1.54 \pm 0.15$$

$$p_2 = 1.75 \pm 0.04.$$

Mit diesem Modell konnte die Antwortfunktion mit Subpixel-Genauigkeit simuliert werden, was für die Auswertung der Gleichungen [3.54] und [3.55] wesentlich ist.

### Auswertung und Vergleich

Die Auswertung der Messungen wurde analog zu den Flatfield-Messungen durchgeführt, wobei hier der Fluß immer auf die gesamte Teleskopfunktion bezogen ist. Dazu wurde die Intensität in einem Radius von 25 Pixeln um das Zentrum der PSF integriert. Auch hier wurde der wahre Fluß aus der Energie aller Ereignisse (auch der ungültigen) ermittelt.

Betrachtet man den Flußverlust und den Pileup Anteil für Singles wie in Abb. 4.28 dargestellt, so zeigt sich, daß schon für die geringste gemessene Rate der Flußverlust 5% beträgt und deswegen für die Intensitätsbestimmung der Quelle in Betracht gezogen werden muß. Das in Tab. 1.1 gegebene Pileup-Limit von 0.7 mCrab für den Fullframe Modus entspricht 0.5 Photonen pro Frame. Dann ist der Flußverlust schon 10%, der Anteil an Pileup-Ereignissen im Spektrum beträgt jedoch nur 1%. Der Pileup-Anteil wächst auf einen Wert von maximal 3%, selbst für eine Rate, die um den Faktor 10 über dem Pileup-Limit liegt. Dann beträgt der Flußverlust jedoch schon ca. 50% für Singles. Es zeigt sich also, daß der Effekt des Flußverlustes und damit die Bestimmung der Intensität einer Quelle weit stärker vom Pileup betroffen ist als das Spektrum selber. Dies ist in gewisser Weise ein Vorteil, da die Korrektur des Flußverlustes nach der Bestimmung der scheinbaren Zählrate nicht mehr schwierig ist, wogegen die Eliminierung von Pileup-Effekten im Spektrum eine Entfaltung erfordern würde.

---

<sup>7</sup>Im Gegensatz zu den Flatfield-Messungen, wo die pixelbezogene Rate  $\lambda$  in  $\gamma/(pix * frame)$  angegeben wird, ist es für PSF-Messungen üblich die Rate  $\Lambda$  über die gesamte PSF integriert zu verwenden

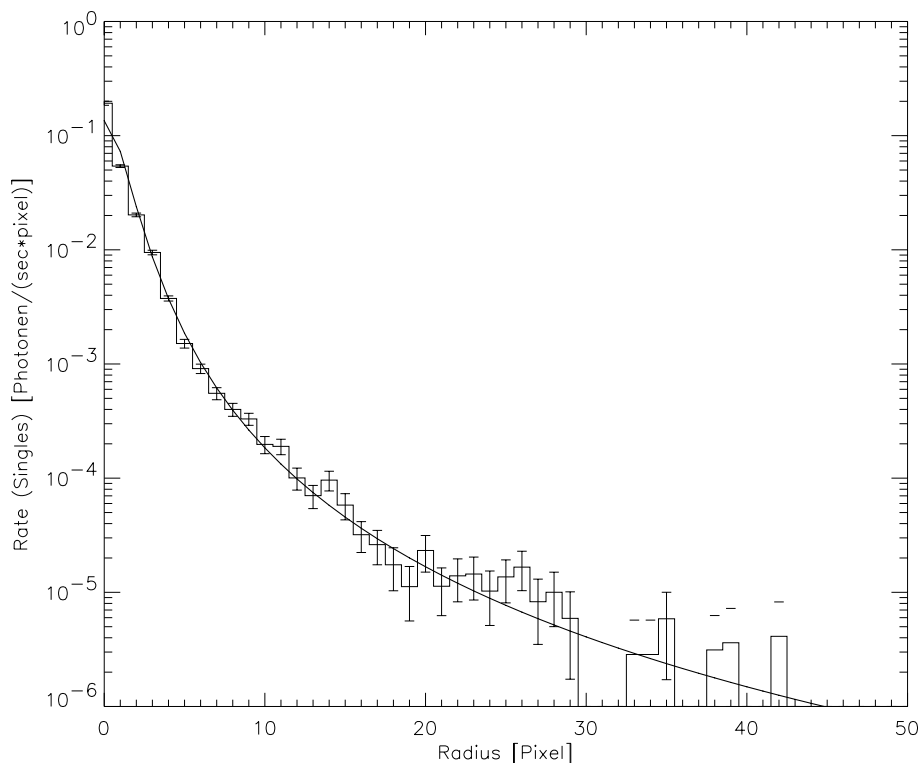


ABBILDUNG 4.27: Radiale Zählratenverteilung für das XMM-Spiegelmodul zusammen mit der pn-EPIC Flugmodellkamera. Der Fit der King-Funktion ist eingezeichnet.

#### 4.4.3 Pileup-Effekte in Spektren

Für die Untersuchung des Pileup-Effekts auf Spektren wurde die Messung im Flatfield-Fall bei der höchsten Intensität ausgewählt. Der Fluß beträgt 0.15 Photonen pro Pixel und Frame. Es zeigt sich, daß nicht nur der Pileup-Anteil von 6% wiedergegeben wird, sondern auch die Form der Pileup-Linie wird reproduziert. Die Tatsache, daß die Linienposition nicht exakt übereinstimmt hat folgenden Grund: Die Korrektur des Ladungstransferverlustes ist auf die Linie bei 1486 eV (350 adc) optimiert. Die Energieabhängigkeit des Ladungstransferverlustes ist nicht berücksichtigt. Deswegen werden Ereignisse höherer Energie überkorrigiert.

Der durch die Bremsstrahlung verursachte Untergrund um die Pileup Linie wurde in der Zeichnung berücksichtigt. Es wurde auch überprüft, daß die über das spektrale Pileup Modell ermittelten Pileup-Anteile mit denen aus den direkten Gleichungen [3.55] übereinstimmen.

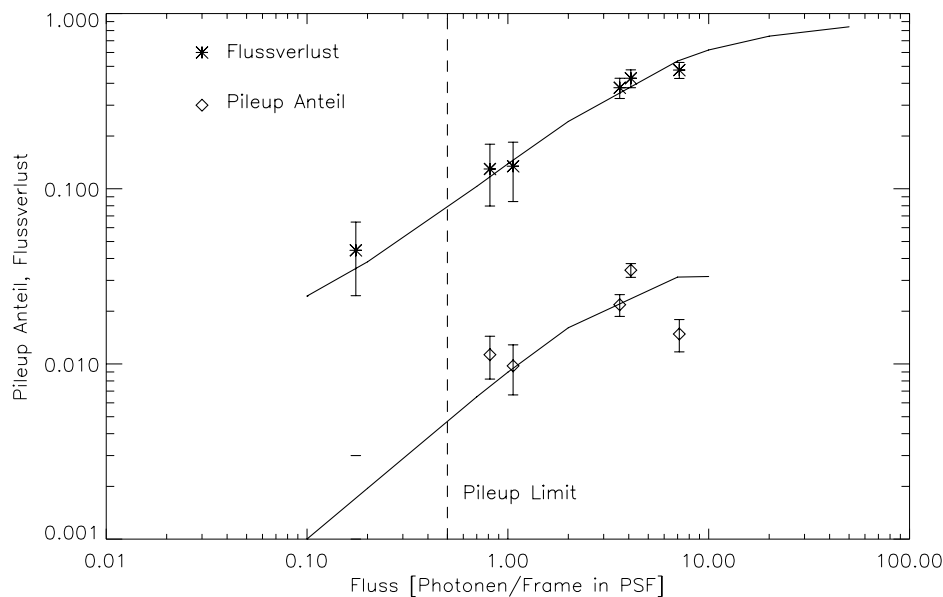


ABBILDUNG 4.28: Flußverlust und Pileup Anteil für Singles für die Abbildung einer Punktquelle. Selbst für sehr hohe Intensitäten übersteigt der Pileup-Anteil nicht 3%. Das in Tab. 1.1 gegebene Pileup Limit ist als senkrechte Linie markiert und entspricht 0.7 mCrab, 1.1 mCrab bzw 11 mCrab für FF, LW und SW Mode. Der Flußverlust am Pileup-Limit beträgt 8%.

## 4.5 Effekte an den internen CCD-Grenzen

Der pn-EPIC Detektor besteht aus vier voneinander unabhängigen Einheiten, den Quadranten, die wiederum in jeweils drei einzelne CCDs untergliedert sind, siehe Abb. 1.4. Der gesamte Detektor ist jedoch monolithisch auf einem Silizium-Wafer hergestellt, der auch als Einheit, d.h. ohne Sägeschnitte, verwendet wird. Um die elektrische Abkopplung der einzelnen Untereinheiten voneinander zu verwirklichen, ist das regelmäßige Pixelmuster an den entsprechenden Rändern unterbrochen.

Dort sind einerseits sogenannte Schutzstrukturen (Guardringe) eingefügt. Diese sorgen bei Ausfall der Versorgungsspannungen einer Einheit (CCD oder Quadrant) dafür, daß die benachbarte Einheit nicht von Leckströmen oder gar Durchbrüchen beeinträchtigt wird. Zum anderen sind entlang dieser Grenzen die Beschaltungen der Schieberegister ausgeführt, denn für jede Pixelreihe müssen drei Registerspannungen und ein MOS-Kontakt zugeführt werden. Da die Breite der dazu notwendigen Strukturen durch Designregeln nach unten begrenzt ist, können diese Strukturen nicht beliebig schmal gemacht werden.

Für die Verwendung des Detektors im Orbit ist es jedoch wichtig zu



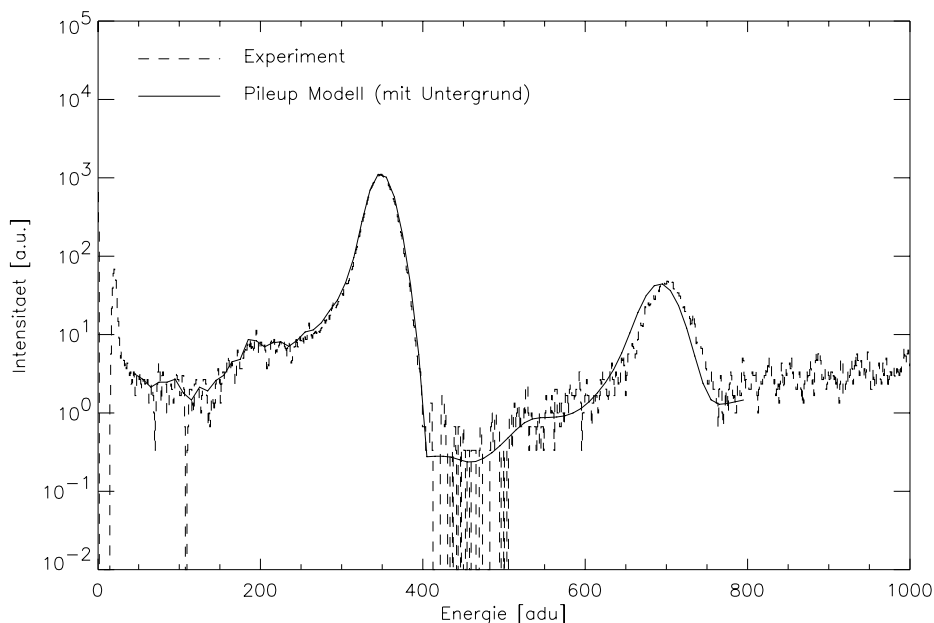


ABBILDUNG 4.29: Beispiel für das spektrale Pileup Modell. Gezeigt ist die Al-K Linie bei der Messung mit der höchsten Intensität. Die Diskrepanz der Linienposition für die Pileup-Linie ist durch die fehlende Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der Ladungstransferverluste bedingt.

wissen, inwiefern die dadurch entstehenden Lücken im Pixelmuster sensitiv auf Röntgenstrahlung sind und wie sich das Verhalten der Randpixel von dem der 'Standard-Pixel' im Innern des Pixelmusters unterscheidet. Dies ist nicht zuletzt darum wichtig, weil sich der On-Axis Fokuspunkt nahe an der zentralen Schnittstelle der beiden Quadrantengrenzen befindet. Außerdem überdeckt das Bild einer ausgedehnten Quelle unweigerlich eine oder mehrere der Grenzen. Um eine Intensitätsbestimmung durchführen zu können, muß deswegen das Verhalten des Detektors an diesen Grenzen untersucht werden.

Dazu wurden während der Kalibrationsmessungen am Flugmodell in der Panter-Anlage Messungen mit einer Lochmaske (Pinhole-Maske) durchgeführt. Damit konnte die Antwort der Randpixel auf Bestrahlung mit Photonen innerhalb der Randbereiche im Detail untersucht werden.

#### 4.5.1 Die Geometrie der internen CCD-Grenzen

Die Pixel des pn-EPIC Detektors sind in einem rechtwinkligen regulärem Muster mit  $150 \mu\text{m}$  Schrittweite (entsprechend der Kantenlänge der Pixel) angeordnet.

Bei Betrachtung der Ränder muß zwischen drei unterschiedlichen Fällen unterschieden werden:

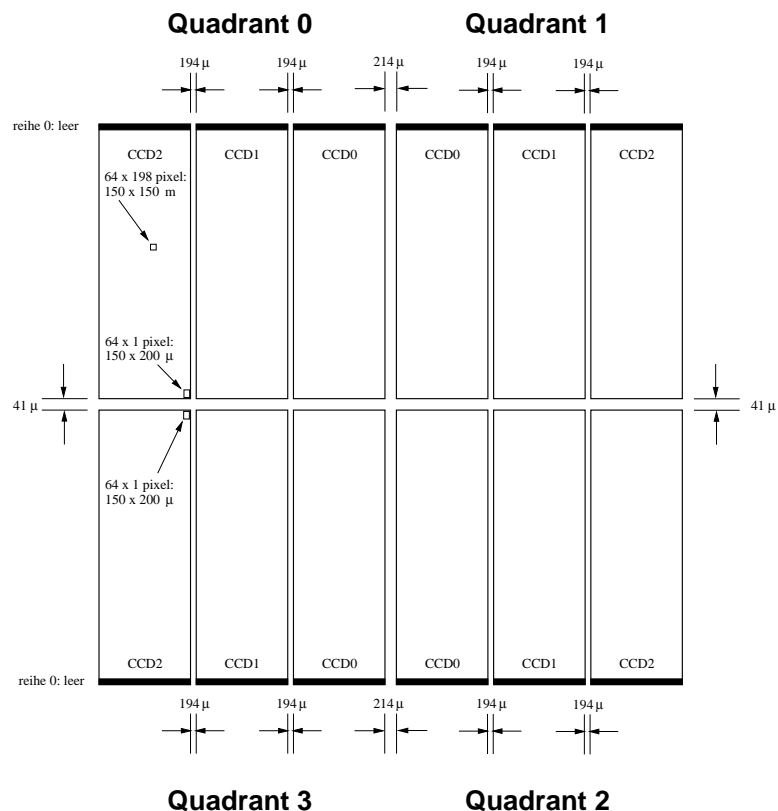


ABBILDUNG 4.30: Übersicht über die internen Grenzen des pn-EPIC Detektors

1. Chip-Grenzen: Grenzen zwischen benachbarten CCDs eines Quadranten, z.B. zwischen Q0C0 und Q0C1
2. Spalten-Quadrantengrenzen: Grenze zwischen Quadranten entlang einer Spalte, d.h. zwischen Q0 und Q1 und zwischen Q2 und Q3
3. Reihen-Quadrantengrenzen: Grenze zwischen Quadranten entlang der Reihe 199, d.h. zwischen Q0 und Q3 und zwischen Q1 und Q2

Außerdem stellte sich im Laufe der Datenauswertung heraus, daß die letzte Reihe (199) jedes CCDs eine größere Ausdehnung in Schieberichtung hat, da diese Reihe aus vier statt drei Registern besteht. Dies liegt an der Taktung der Register und der Auslese und ist für das Flugmodell festgelegt. Dementsprechend ist die Pixelgröße der letzten Reihe  $150 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ .

Die geometrischen Abstände der Randpixel können direkt dem Layout entnommen werden, das der Produktion der Pixel zugrunde lag. Es ergeben sich die in Tabelle 4.1 angegebenen Abstände der Pixelkanten.

Die Tabelle gibt den *zusätzlichen* Abstand der Pixelkanten voneinander an, d.h. für Pixel im Innern des regelmäßigen Musters ist diese Größe 0

Grenze	Abstand [ $\mu\text{m}$ ]
Chip	194
Spalten-Quadrant	214
Reihen-Quadrant	41

TABELLE 4.1: Geometrische Abstände der Randpixel voneinander (Abstand der Pixelkanten)

$\mu\text{m}$ . Diese Größen sind nochmals in der graphischen Übersicht in Abb. 4.30 dargestellt.

#### 4.5.2 Experimenteller Aufbau

Um das Verhalten der Randpixel zu untersuchen wurde eine Lochmaske aus 0.5 mm dickem Edelstahl verwendet, in die ca. 3000 Löcher mit einem Werkzeuglaser gebrannt wurden. Die Löcher waren entlang der einzelnen Grenzen in regelmäßigen Abständen des Dreifachen der Pixelgröße, d.h. 0.75 mm in Reihen angeordnet. Um das Verhalten der Standard-Pixel zu untersuchen, waren auch einige Löcher im Innern der primären CCDs (CCD0) der verschiedenen Quadranten vorhanden.

Durch das Herstellungsverfahren war die kleinste erreichbare Lochgröße mit 60–70  $\mu\text{m}$  spezifiziert, es wurde versucht, diese zu erreichen. Bei der nachträglichen Inspektion unter dem Mikroskop stellte sich heraus, daß ein Anteil der Löcher durch geschmolzenes Material teilweise verstopft ist, so daß die effektive Größe dieser Löcher geringer ist und die Intensitätsverteilung unter diesen Löchern nicht um die Lochmitte zentriert.

Die Idee der Messungen war, mit dieser beweglichen Lochmaske die Intensitätsveränderung zu untersuchen, wenn die Maske in Schritten vor dem Detektor verfahren wird. Die Röntgenquelle wird dabei unter Flatfield-Bedingungen (insbesondere ohne Teleskop) bei konstanter Intensität betrieben. Der Geometriefaktor der Abbildung einer punktförmigen Quelle durch die Lochblende wurde bei der Herstellung der Maske berücksichtigt, genauso wie die in Tabelle 4.1 durch die Geometrie gegebenen Abstände zwischen den CCDs und den Quadranten, so daß mit einem kurzen Fahrweg der Schablone von ca. 300  $\mu\text{m}$  alle Grenzen abgefahren werden können.

Es wurden dann nacheinander ein Scan in x-Richtung (d.h. Veränderung der Spaltenposition der Löcher über dem Detektor) in Schritten von 10  $\mu\text{m}$  durchgeführt, anschließend in y-Richtung. Insgesamt wurden 50 Positionen gemessen.

Durch die beschränkte Meßzeit konnte nicht der gesamte notwendige Bereich abgefahren werden, doch sind die Messungen ausreichend, um Aussagen machen zu können.

Zu Beginn der Messungen wurde sichergestellt, daß die Verkippung (Tilt) der Maske relativ zum Detektor vernachlässigbar ist, was post factum auch

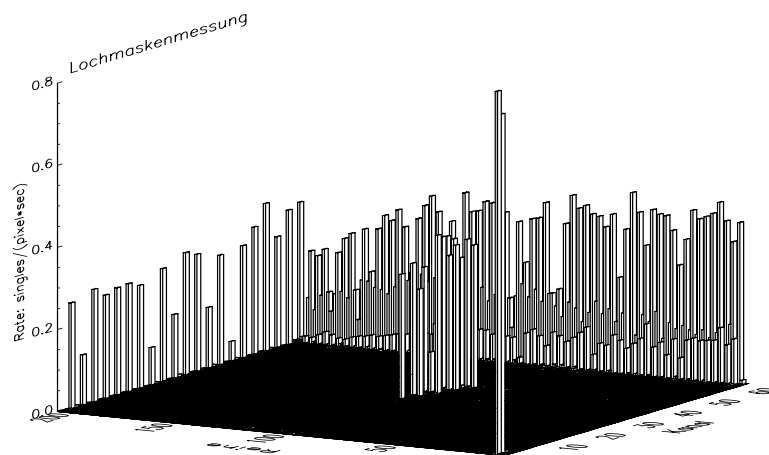


ABBILDUNG 4.31: Intensitätsverteilung für eine Lochmaskenposition: Gezeigt ist nur ein einzelner CCD. Der Bereich von Löchern in der Mitte des CCDs dient zur Untersuchung des Verhaltens von Standardpixeln. Deutlich sind die Reihen von Lochpositionen zu erkennen. Das Loch mit hoher Intensität im Vordergrund diente zur Ausrichtung der Maske

noch anhand der Daten verifiziert wurde.

### 4.5.3 Datenauswertung

Für jede Position wurde ein Datensatz von ca. 15 Minuten Dauer aufgezeichnet. Auf jedem Datensatz wurde dann die Mustererkennung durchgeführt, wobei im Gegensatz zur Standardanalyse die Randpixel wie normale Pixel behandelt wurden.

Ein Beispiel der resultierenden Intensitätsverteilung ist in Abb. 4.31 für einen CCD dargestellt. Deutlich erkennt man die Reihe von Lochpositionen entlang der hintersten Reihe und des letzten Kanals. Der Bereich von Löchern in der Mitte des CCDs dient als Referenz zur Untersuchung des Verhaltens von normalen Pixeln. Die Variation in der Intensität der einzelnen Löcher hängt mit der unterschiedlichen effektiven Lochgröße, bedingt durch Schmelzreste an den Lochrändern zusammen.

Schließlich wird die Intensität der einzelnen Pixel gegen die Maskenposition angetragen. Auf diese Weise kann ein Intensitätsprofil sowohl über die Spalten– als auch über die Reihen–Quadrantengrenzen erstellt werden.

Es ist jedoch zu beachten, daß die Größe der Löcher in der Maske mit 60-70  $\mu\text{m}$  Durchmesser nicht wesentlich kleiner ist als die zu untersuchenden Strukturen. Deswegen wurde ein einfaches Pixelmodell entwickelt, um den Einfluß der Lochgröße zu entfalten.

Dazu wird angenommen, daß die Löcher der Maske kreisförmig mit einem Radius  $r$  sind und ein (normales) Pixel einen Randbereich der Breite  $d$

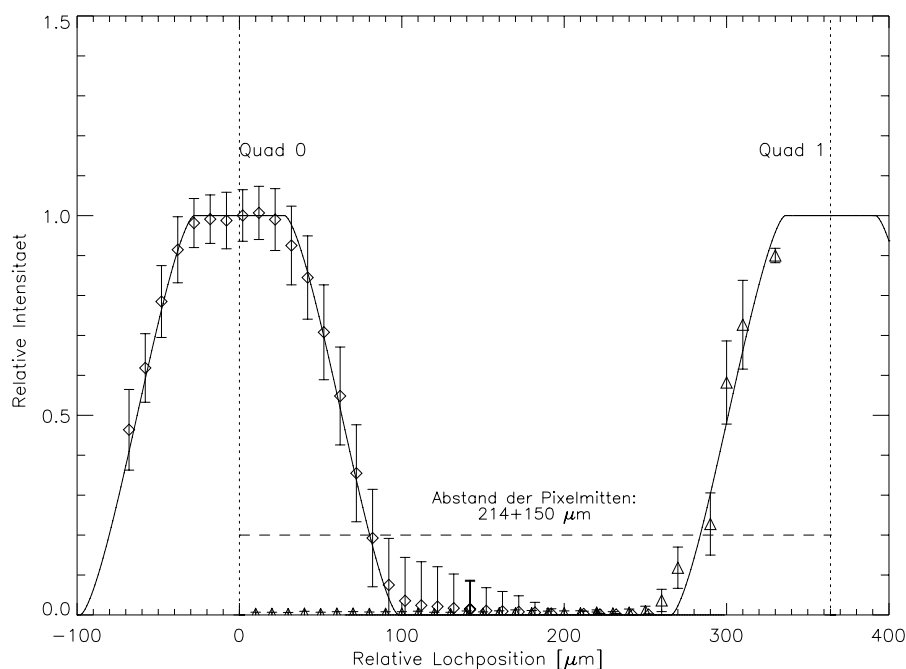


ABBILDUNG 4.32: Intensitätsverlauf für die Variation der Lochmaskenposition über der Spalten–Quadrantengrenze: Deutlich ist der Einbruch für den Registerbereich zu erkennen. Die Linien zeigen die Antwort eines Standardpixels. Der Vergleich mit diesem Modell zeigt, daß die Randpixel keine zusätzliche effektive Fläche aufweisen.

besitzt, in dem Double–Ereignisse entstehen, wenn ein Photon dort eintrifft. Anhand der Intensitätsverteilung der normalen Pixel wurden die beiden Parameter zu  $r = 35\mu\text{m}$  und  $d = 14.5\mu\text{m}$  bestimmt. Beide Größen stimmen gut mit dem experimentellen Befund überein. Die Lochgröße wurde mittels eines Mikroskops überprüft. Ein Double–Bereich von  $14.5\mu\text{m}$  entspricht genau dem  $3\sigma$ –Band einer Gausschen Ladungsverteilung, wie in Kap. 4.2 bestimmt, somit sind die Ergebnisse der unterschiedlichen Messungen konsistent.

#### 4.5.4 Ergebnisse

Auf dieser Basis konnte die Modellantwort mit dem Intensitätsverlauf der Randpixel verglichen werden. Es zeigte sich, siehe Abb. 4.32, ein deutlicher Einbruch der registrierten Intensität im Bereich der Grenzstrukturen. Für Maskenpositionen aus einem  $150\mu\text{m}$  breiten Bereich wurde keine Strahlung mehr registriert. Der Vergleich mit der erwarteten Antwort eines Standardpixels ergibt keine zusätzliche effektive Fläche für die Randpixel, die Übereinstimmung mit dem Modell ist im Gegenteil hervorragend.

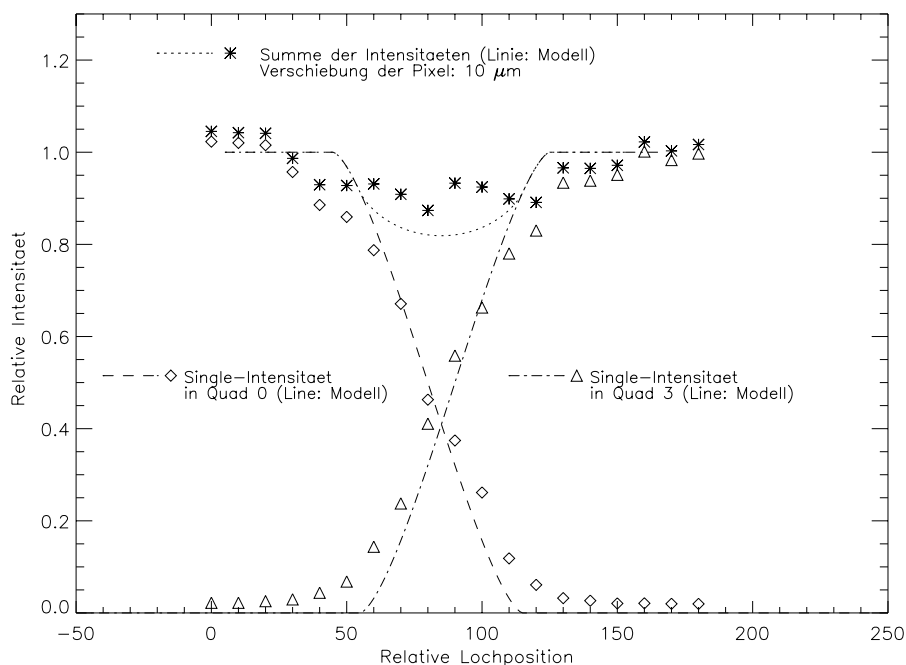


ABBILDUNG 4.33: Intensitätsverlauf an der Reihen-Quadrantengrenze: Der Einbruch der Intensität ist viel geringer als entlang der Spalten. Dennoch gibt es einen ca.  $10\ \mu\text{m}$  breiten Bereich, der völlig insensitiv auf Strahlung ist.

Für die CCD-Grenzen innerhalb eines Quadranten gilt sinngemäß exakt dasselbe, mit dem Unterschied, daß der Abstand statt  $214\ \mu\text{m}$   $194\ \mu\text{m}$  beträgt.

Interessant ist jedoch das Verhalten an der Reihen-Quadrantengrenze. Da dort keine Registerzuführungen vorhanden sind, ist der Abstand der Pixelkanten viel geringer. In Abb. (4.33) ist zu erkennen, daß der Intensitätseinbruch viel geringer ausfällt als entlang der Spalten. Dennoch kann die leichte Verringerung der Intensität durch einen  $10\ \mu\text{m}$  breiten insensitiven Bereich erklärt werden. Dies läßt sich mit den an dieser Grenze vorhandenen Schutzstrukturen erklären, die für Elektronen attraktiv wirken. Somit werden Ladungen aus einem schmalen Bereich nicht registriert. Insofern ergibt sich hier eine Vergrößerung der sensitiven Fläche der Pixel um einen  $15\ \mu\text{m}$  breiten Streifen, da der gesamte Grenzbereich ja  $40\ \mu\text{m}$  umfaßt.

Zusammengefaßt ergeben sich folgende Ergebnisse:

- Die Randpixel besitzen keine zusätzliche effektive Fläche aus den Grenzstrukturen entlang der Spalten-Quadrantengrenzen. Entlang der Reihen-Quadrantengrenzen sind die Pixel jedoch bis auf einen Streifen von  $10\ \mu\text{m}$  sensitiv, diese Pixel haben also eine sensitive Fläche von  $215\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$ .

- Es tritt kein Ladungssplitting über die Grenzen hinweg auf (außer für MIPS, d.h. Untergründereignisse). In bezug auf die Spaltengrenzen ist dies evident, für die Reihengrenzen wurde diese Tatsache anhand der Daten überprüft.
- Bildet man ein Spektrum auf den Single-Ereignissen der Randpixel, so weist dieses Spektrum einen höheren Untergrund auf, d.h. für ein monoenergetisches Eingangsspektrum wird ein größerer Anteil als für normale Pixel üblich bei niedrigeren Energien registriert. Dies liegt daran, daß für manche Ereignisse in den Randpixeln ein Teil der Ladung in den Bereich zwischen den CCDs abfließt und nicht nachgewiesen wird.

#### 4.5.5 Schlußfolgerungen

Anhand der Lochmaskenmessungen hat sich gezeigt, daß die Randpixel nur entlang der Reihen-Quadrantengrenze eine (kleine) zusätzliche effektive Fläche aufweisen. Jedoch ist die spektrale Information der Ereignisse für Randpixel gestört.

Insofern ist zu empfehlen, daß Ereignisse aus Randpixeln nicht zur Bildung von Spektren herangezogen werden sollten. Andererseits kann die Information aus Randpixeln nahezu uneingeschränkt für die Erzeugung von Bildern verwendet werden. Dies sollte bei der Verwendung von astrophysikalischen Daten berücksichtigt werden.





## Kapitel 5

# Anwendungen und Diskussion

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die verschiedenen Modelle vorgestellt und validiert wurden, soll an dieser Stelle exemplarisch auf verschiedene Konsequenzen aus den Modellen bzw. auf Anwendungen der Modelle eingegangen werden.

Diese Darstellung kann nur exemplarisch sein, nicht zuletzt, weil sich die Anwendung der Modelle an den Erfordernissen der späteren Benutzer orientieren wird. Insofern soll die folgende Sammlung einen Einblick verschaffen, auf welche Weise mit den vorhandenen Informationen auch unter veränderten Bedingungen (z.B. im Orbit) das Verhalten des Systems beschrieben werden kann.

### 5.1 Partial Event Modell:

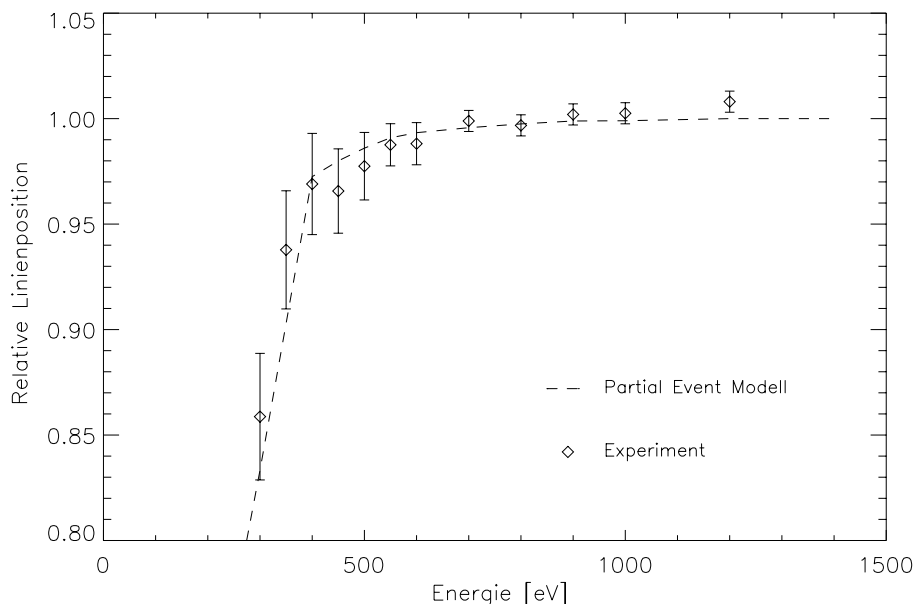
#### 5.1.1 Niederenergieantwort und Linienposition

Betrachtet man die spektrale Verteilung für verschiedene Photonenenergien so zeigt sich, daß sich nicht nur die Form des Spektrums ändert, sondern auch die Linienposition verschiebt sich. Das bedeutet, daß die Position der Linie (in adu) nicht mehr durch einen konstanten Konversionsfaktor in die korrespondierende Energie umrechnen läßt. Für Energien oberhalb 1400eV ist dies mit einer Genauigkeit von 1% der Fall, siehe [DENNERL 99].

Unterhalb dieser Energie weicht die Linienposition nach unten ab. Man definiert die relative Linienposition als das Verhältnis  $C(E)$  gegeben durch

$$C(E) := \frac{P(E)}{P(1400eV)} \cdot \frac{1400eV}{E}, \quad (5.1)$$

wobei  $P(E)$  die Linienposition (in adu) ist. Diese ist in Abb. 5.1 über der Energie angetragen.



ABILDUNG 5.1: Vergleich der experimentell bestimmten und vom Partial Event Modell vorhergesagten Linienposition. Die Daten wurden mit Single Chip Test-CCDs am BESSY genommen (V7\_40\_16). Die Abweichung von einem linearen Zusammenhang ist über 10% und wird durch das Modell wiedergegeben.

Es zeigt sich, daß für Energien unter  $500\text{eV}$  die Abweichung von einem linearen Zusammenhang über 10 % beträgt. Dennoch beschreibt das Partial Event Modell diesen Verlauf innerhalb der Fehlergrenzen.

Die Ursache für die Abweichung von einem linearem Zusammenhang liegt daran, daß für niedrige Energien bedingt durch die kurze Absorptionslänge ein Großteil der Photonen in einem Bereich absorbiert wird, indem die Ladungssammlung unvollständig ist. Deswegen wird jeweils nur ein Teil der erzeugten Ladung im Pixel nachgewiesen, der Schwerpunkt der spektralen Verteilung verschiebt sich zu niedrigeren Energien hin.

Dieser Effekt ist durch die Sammlungseffizienzfunktion  $CCE_{\gamma}(z)$  beschrieben, die ja den Anteil von detektierten Elektronen an den erzeugten Elektronen in Abhängigkeit von der Absorptionstiefe  $z$  beschreibt. Weil diese Teil des Modells ist, ergibt sich die Darstellung der Linienverschiebung im Modell ganz zwanglos.

Ein weiterer wesentlicher Gesichtspunkt des Partial Event Modells ist die Modellierung der Schulter. In Kap. 4.1 wird gezeigt, daß dieser Modellparameter von der Kristallorientierung des Ausgangsmaterials abhängt und für  $\langle 100 \rangle$ -Material bei  $S \approx 0.7 - 0.8$  liegt, während für  $\langle 111 \rangle$ -Material  $S \approx 0.4$  gilt. In Abb. 5.2 sind die Konsequenzen aus diesem Unterschied veranschaulicht.

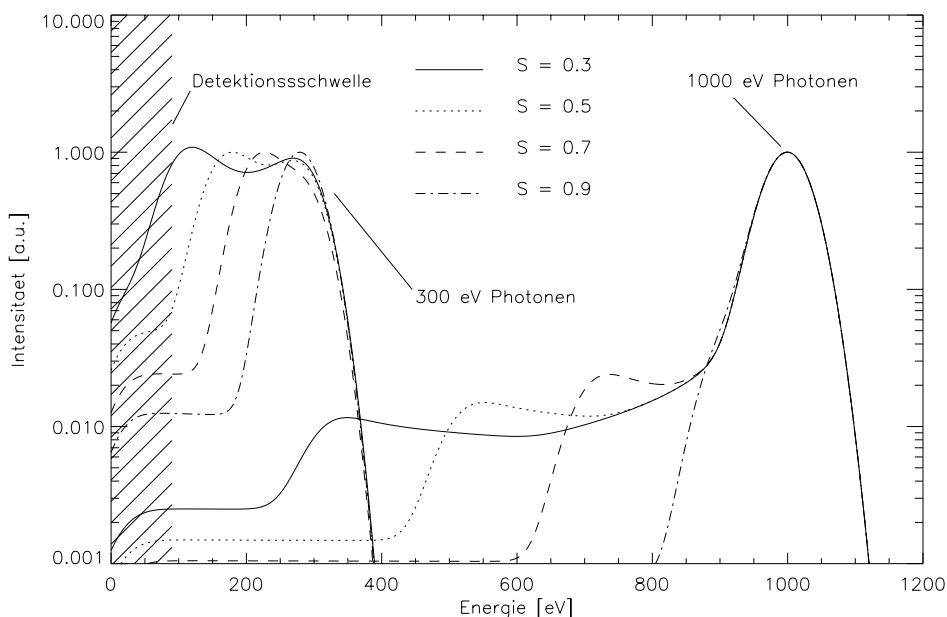


ABBILDUNG 5.2: Vergleich der Spektralen Antwort für zwei Energien für verschiedene Werte des Parameters  $S$

Für mittlere und höhere Energien ist die Linienposition unabhängig vom Wert  $S$ . Einzig der Verlauf des Spektrums im Energiebereich unterhalb der Linie selbst wird verändert. In jedem Fall ist der dynamische Abstand zwischen der Linie und dem (niederenergetischen) Untergrund ca. 2 Größenordnungen. Nur für den höchsten abgebildeten Wert von  $S$  ist keine Schulter mehr zu erkennen, da sie in der Linienbreite verschwindet. Dieser Wert für  $S$  ist jedoch praktisch kaum zu realisieren. Annähernde Werte wurden mit  $\langle 100 \rangle$ - Detektoren mit Gegenimplant im Eintrittsfenster erreicht, siehe Abb.4.3. Exemplarisch ist eine Simulation für Photonen der Energie  $1000\text{eV}$  in der Abb. 5.2 dargestellt.

Bei niedrigeren Energien (z.B.  $300\text{eV}$ , wie abgebildet) ändert sich die Situation dramatisch. Wieder wurde das Modell mit denselben Parametern gerechnet, der Parameter  $S$  wurde in denselben Schritten variiert. Deutlich ist zu erkennen, daß nun die Position der Linie stark von  $S$  abhängt. Für niedrige Werte von  $S$  erstreckt sich die Schulter bis zur Detektionsschwelle, so daß eine Trennung vom Untergrund nicht mehr möglich ist. Durch die kurze Absorptionslänge wird ein Großteil der Photonen im Bereich unvollständiger Ladungssammlung absorbiert, so daß die Intensitätsverteilung ihr Maximum an der niederenergetischen Kante der Schulter annimmt und nicht mehr an der ursprünglichen Linienposition (bei  $300\text{ eV}$ ), was zu einer starken und vom Parameter  $S$  abhängigen Verschiebung der (scheinbaren)

Linienposition führt. Insbesondere ist die Form der spektralen Antwort nur noch für den höchsten Wert von  $S$  annähernd durch eine Gauss-Verteilung zu beschreiben.

Wie sich bei den Fits des Modells an die experimentellen Spektren gezeigt hat, wird jedoch das reale Verhalten durch das Modell auch in diesem Energiebereich innerhalb der Fehlergrenzen beschrieben, siehe auch Abb. 4.2.

### 5.1.2 Die Detektor Response Matrix

Für die Bewertung der mit pn-EPIC genommenen Spektren wird das Konzept einer Detector Response Matrix (DRM) verwendet. Dies bedeutet, daß das spektrale Modell für ein vorgegebenes Feld von Stützstellen im Energie-raum gerechnet wird (d.h. die Antwort auf eine monoenergetische Linie wird bestimmt) und die so erhaltenen Vektoren in eine Matrix eingetragen werden. Für ein beliebiges nicht-monochromatisches Eingangsspektrum kann die lineare Superposition nun durch eine einfache Matrizenmultiplikation durchgeführt werden.

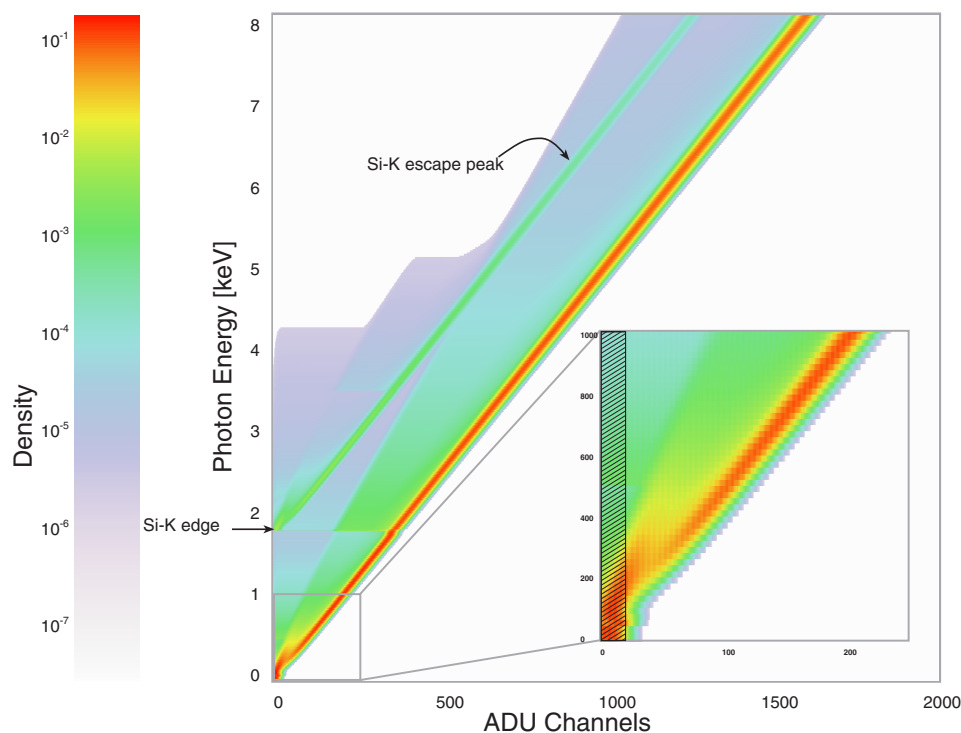


ABBILDUNG 5.3: Detector Response Matrix: Jeder horizontale Schnitt stellt die Energieantwort (in ADU) auf monoenergetische Photonen der an der linken Achse bezeichneten Energie dar.

Die DRM ist in Abb. 5.3 dargestellt. In Graustufen kodiert ist die ze-

lenweise auf 1 normierte Intensität der Energieantwort in ADC-Kanälen. Jeder horizontale Schnitt stellt die Verteilung der Energieantwort für monoenergetische Photonen der an der linken Achse bezeichneten Energie dar. In dieser Darstellung sind einige Details der Energieantwort des Systems gut zu erkennen.

Bei einer Photonenenergie von 1.839eV befindet sich die K-Absorptionskante von Silizium. Dort ändert sich die Energieantwort dramatisch, die Intensität der Schulter nimmt um den Faktor 15 zu. Dieser Übergang ist durch einen Pfeil ("SI-K edge") bezeichnet. Für höhere Energien macht sich die Silizium Escape-Linie bemerkbar, ebenfalls durch einen Pfeil gekennzeichnet. Da die energetische Position der Escape-Linie durch eine energieunabhängige Differenz von der Energie der Primärphotonen gegeben ist, verläuft die Linie parallel zur Linienantwort der Primärphotonen.

Wie schon mehrmals angesprochen, ist die Antwort des Systems auf niedrige Energien komplex. Dies wird durch die Ausschnittsvergrößerung deutlich gemacht. Für Photonenenergien kleiner als 500 eV zeigt sich einerseits die Verschiebung der Linienposition als Abweichen von einer Diagonalen, andererseits wird deutlich, daß unterhalb ca. 300 eV ein Teil der Schulter das Maximum der Spektralen Verteilung bestimmt. Wie in Kap. 4.1 ausgeführt wird jedoch auch dieser Bereich durch das Modell beschrieben.

## 5.2 Konsequenzen aus dem Split-Modell

### 5.2.1 Der Einfluß der Detektionsschwelle und Pixelgröße auf die Split-Wahrscheinlichkeit

Das in Kapitel 3.3 vorgestellte Modell des Ladungssplittings weist nur einen freien (Fit-)Parameter auf, der in Kap. 4.2 bestimmt wurde. Andererseits kann das Modell durch die weiteren, in Tabelle 3.2 gegebenen Parameter angepaßt werden. Konsequenzen hieraus sollen im folgenden vorgestellt werden.

Ein wesentlicher Punkt ist die Abhängigkeit der Split-Wahrscheinlichkeit von der Energie und von der Wahl der Detektionsschwelle. Insbesondere kann die Detektionsschwelle ja per Kommando geändert werden, wenn der Satellit sich im Orbit befindet. Die Detektionsschwelle wird in Vielfachen des Detektorrauschens  $\sigma_{det}$  angegeben. Die Abb. 5.4 zeigt die Energieabhängigkeit der Split-Wahrscheinlichkeit für verschiedene Werte der Schwelle. Für sehr niedrige Detektionsschwellen sinkt der Anteil an Single-Photonen um ca. 5 % (absolut) ab, was daran liegt, daß auch kleinere Ladungspakete im Nachbarpixel noch nachgewiesen werden. Andererseits steigt auch die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pixel neben einem Pixel, das eigentlich ein Single-Photon enthält, aufgrund des Detektorrauschens zufällig einen Wert über der Schwelle aufweist und somit ein Double-Muster erzeugt, die sogenannten Noise-Doubles. Auch dies erhöht den Anteil an Split-Ereignissen an

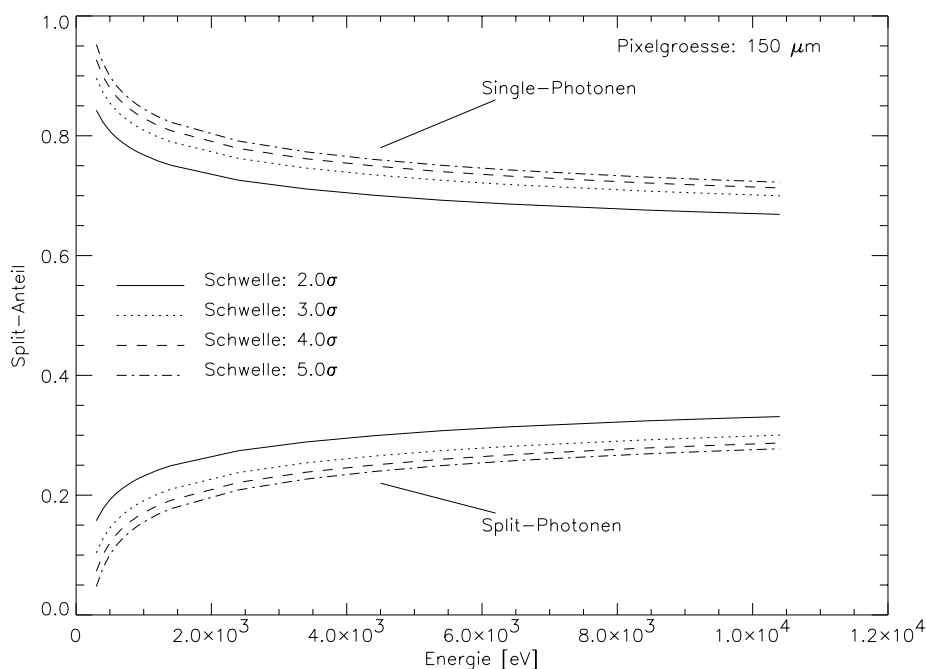


ABBILDUNG 5.4: Abhängigkeit des Split-Verhaltens von der Signalschwelle für 150  $\mu\text{m}$  Pixelgröße

allen nachgewiesenen Mustern.

Erhöht man die Schwelle, steigt umgekehrt der Anteil an Single-Photonen. Dies ist aus verschiedenen Gründen (Pileup, QE, Spektrum) von Vorteil. Aus der Abbildung ist jedoch ersichtlich, daß zwischen einem Wert von  $4\sigma$  und  $5\sigma$  kein großer Unterschied mehr besteht.

Für niedrige Energien tendieren alle Kurven zu höheren Wahrscheinlichkeiten für Single-Photonen, da die Chance, den kleineren Partner einer Verteilung nicht zu detektieren (da unter der Schwelle) größer wird. Für jede Schwelle gilt, daß für Ladungspakete, die kleiner als das Doppelte der Schwelle sind, nur noch Single-Ereignisse nachgewiesen werden, da der kleinere Partner immer unter der Schwelle ist. Für das Flugmodell ist dies unterhalb von ca. 200 eV der Fall. Dabei ist jedoch zu beachten, daß nicht die Energie des absorbierten Photons zu berücksichtigen ist, sondern die (in Energie umgerechnete) Ladungsmenge des entstandenen Ladungspakes, die aufgrund der Sammlungseffizienz deutlich geringer als die Photonenenergie sein kann.

Dieselbe Überlegung kann auch für eine andere Pixelgröße angestellt werden. Dies wurde hier in Abb. 5.5 für eine Pixelgröße von 75  $\mu\text{m}$  durchgeführt, weil dies eine typische Größe für zukünftige CCD-Designs ist. Durch die geringere Pixelkantenlänge steigt natürlich die Wahrscheinlichkeit, daß

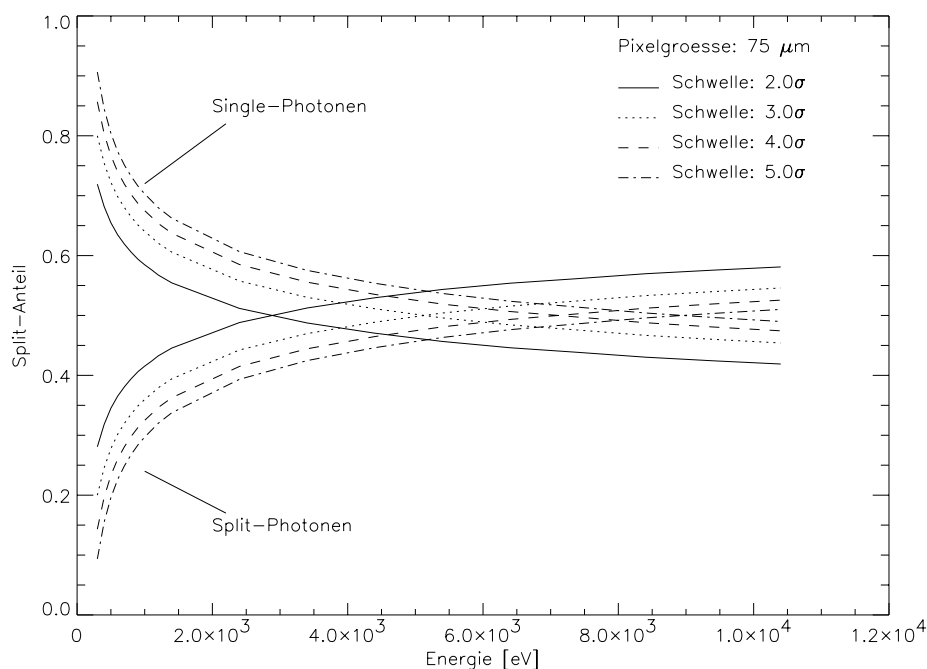


ABBILDUNG 5.5: Abhängigkeit des Split-Verhaltens von der Signalschwelle für 75  $\mu\text{m}$  Pixelgröße

ein Ladungspaket sich auf mehrere Pixel verteilt. In Abhängigkeit von der Energie kann es sogar mehr Split-Photonen geben als Single-Photonen. Die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeiten von der Detektionsschwelle ist ebenfalls deutlicher ausgeprägt als für den Fall von 150  $\mu\text{m}$  Kantenlänge.

In beiden Fällen ist als Rauschen ein Wert von  $5.5e^-$  und für die Ladungswolkenradien die in Kap. 4.2.2 ermittelten Parameter angenommen worden.

Schließlich kann für eine feste Energie der Verlauf der Split-Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Pixelgröße betrachtet werden, siehe Abb. 5.6. Für eine Pixelgröße von 50  $\mu\text{m}$  sinkt der Anteil von Singles auf 30 % ab. Dabei wurde keine mögliche Änderung in den Parametern der Ladungswolke berücksichtigt, die sich durch den Einfluß des Potentialverlaufs auf den Ladungswolkenradius ergeben können.

### 5.2.2 Unterschiede im spektralen Verhalten von Single- und Split-Photonen

Neben der Abhängigkeit des Split-Verhaltens ist auch die Änderung der spektralen Antwort bei Veränderung der Split-Parameter wichtig. Insbesondere kann eine Verschiebung des Schwerpunkts der Linie durch den unvoll-

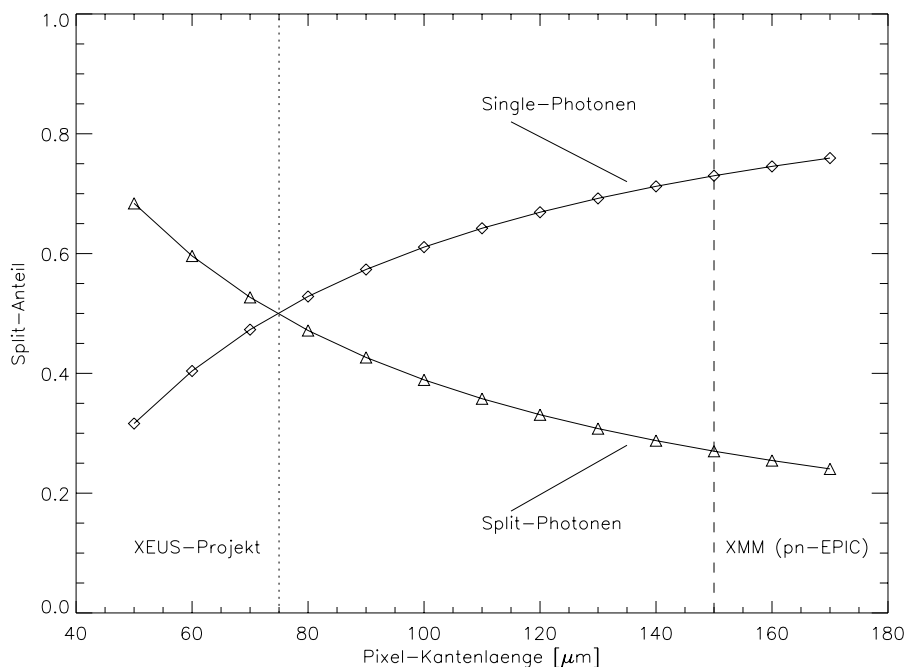


ABBILDUNG 5.6: Veränderung des Split-Anteils mit der Pixelgröße. Es wurde eine Detektionsschwelle von  $3.5\sigma$  und eine Energie von  $5.898\text{keV}$ , entsprechend der  $\text{Mn} - \text{K}_\alpha$ -Linie angenommen.

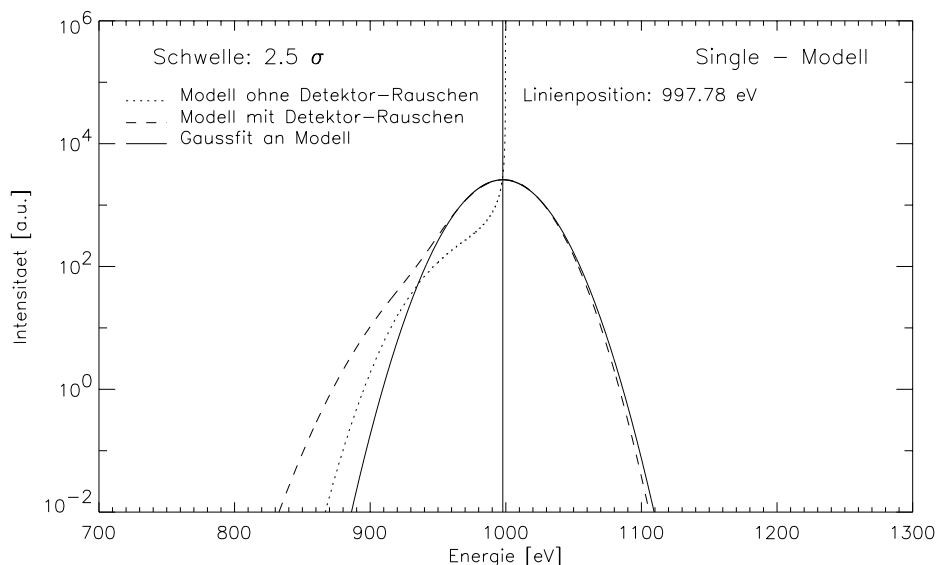
ständigen Nachweis der Ladung auftraten. Dies ist für Singles und Doubles in den Abb. 5.7 und 5.8 dargestellt.

In beiden Fällen ist als Photonenenergie  $1000\text{eV}$  angenommen. Zur Verdeutlichung der Effekte ist das Modell vor und nach der Faltung mit dem Rauschen eingezeichnet. Für Singles ist auf der niederenergetischen Seite ein Ausläufer von sogenannten Pseudo-Singles zu erkennen. Diese Ereignisse entstehen, wenn ein Anteil an der gesamten Ladung einer Ladungswolke in ein Nachbarpixel fällt der einerseits zu klein ist, um dort detektiert zu werden, andererseits groß genug, um das primäre Ladungspaket zu verschieben. Dadurch wird die durch den Fit einer Gaussfunktion an das Spektrum bestimmte Linienposition zu niedrigeren Energien hin verschoben. Diese Verschiebung ist abhängig von der gewählten Schwelle. Für die abgebildete Energie und Schwelle ist die Verschiebung nur  $0.3\%$ .

Die Abhängigkeit dieses Effekts von der Detektionsschwelle ist in Abb. 5.9 dargestellt.

Für Doubles ergibt sich eine Verschiebung zu höheren Energien, wie in Abb. 5.8 deutlich wird. Insbesondere trägt dazu der Effekt der Noise-Doubles bei, bei dem die Ladungswolke einen vernachlässigbaren Anteil an Ladung in die benachbarten Pixel verliert, doch eines der Pixel aufgrund sta-



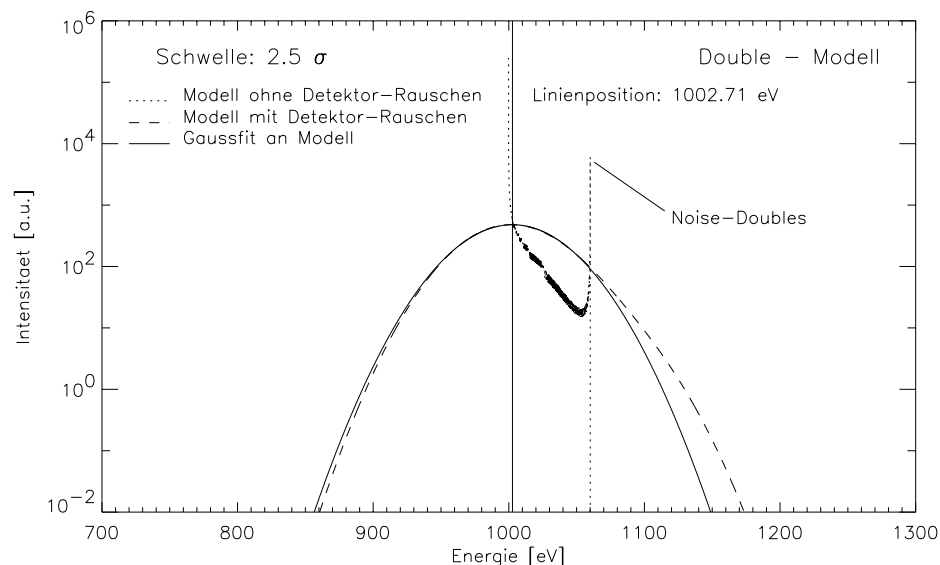


ABILDUNG 5.7: Split-Modell für Singles: Linienposition und Vergleich mit Gaussfit. Die punktierte Linie gibt das Modell ohne Faltung mit dem Detektorrauschen wieder.

tistischer Fluktuationen über der Detektionsschwelle liegt (Rausch-Ereignis) und somit nachgewiesen wird. Dies erzeugt ein Double-Muster mit einem Partner, der zusätzliche Ladung trägt was zu einer Verschiebung dieses Ereignisses zu höheren Energien führt.

Zusammengefaßt sind diese Effekte in Abb. 5.9 für die Energie 1000 eV. Parallel wurde auch die Linienbreite bestimmt. Es zeigt sich, daß die Linienposition für Singles nahezu unabhängig von der gewählten Schwelle ist, wogegen das Double-Spektrum für kleine Schwellen zu höheren Energien hin verschoben wird, da der Anteil der Noise-Doubles ansteigt. Die Verschiebung von 2.5 eV für Singles relativ zur Linienposition der Photonen fällt in der Praxis nicht ins Gewicht, da die Linienposition für jeden Auslesekanal einzeln kalibriert wird [DENNERL 99] und dazu die Lage der Line des Single-Spektrums herangezogen wird. Der Unterschied zwischen Single- und Double-Spektrum beträgt 5 eV für Schwellen über  $3\sigma$ .

Betrachtet man die Linienbreite, dann ist offensichtlich, daß das Single-Spektrum eine geringere Breite aufweist. Dies liegt vor allem daran, daß für das Double-Spektrum das Ausleserauschen für beide Partner unabhängig zu berücksichtigen ist. Dennoch erreicht auch das Single-Spektrum nicht das durch das reine Detektorrauschen gegebene Limit, was an der Verbreiterung durch die Pseudo-Single-Events liegt. Der dadurch hervorgerufene Rauschbeitrag entspricht einem Ladungsäquivalent von  $2.3e^-$ .



ABILDUNG 5.8: Split-Modell für Doubles: Linienposition und Gaussfit. Die Noise-Doubles entstehen, wenn neben einem Single-Photon zufällig ein Pixel aufgrund des Detektorrauschens über der Detektionsschwelle liegt. Wegen der zusätzlichen scheinbaren Ladung sind diese Ereignisse zu höheren Energien hin verschoben.

Man beachte dabei, daß das Partial Event Modell und damit der Rauschbeitrag durch das Fano-Rauschen außer acht gelassen wurde.

### 5.3 Anwendung des Out-of-time Modells

Als Anwendung des OOT-Modells wird hier der Fall vorgestellt, eine schwache Quelle on-axis, d.h. im primären CCD im Reihbereich 150–199 zu beobachten. Dabei wird als Komplikation angenommen, daß aufgrund des gewählten Gesichtsfeldes eine helle Quelle im selben CCD, doch im Bereich der Reihen 0–50 zu liegen kommt (d.h. off-axis ist).

Auch wenn für die Auswertung der Beobachtung ein entsprechender Selektionsbereich gewählt wird, d.h. es werden nur Ereignisse aus den Reihen 150–199 herangezogen, wird die spektrale Antwort der schwachen Quelle durch die OOT-Ereignisse der starken Quelle beeinträchtigt, siehe Abb. 5.10. Als Beispiel wurde ein Intensitätsverhältnis von 1:100 gewählt. Als Eingangsspektrum dient das  $Fe - K$  Spektrum mit Untergrund, wie es für die Verifikation des OOT-Modells verwendet wurde. Natürlich ist es mit seinen beiden starken Linien nicht repräsentativ für das Spektrum eines astronomischen Objekts, doch zeigen sich daran die zu erwartenden Effekte

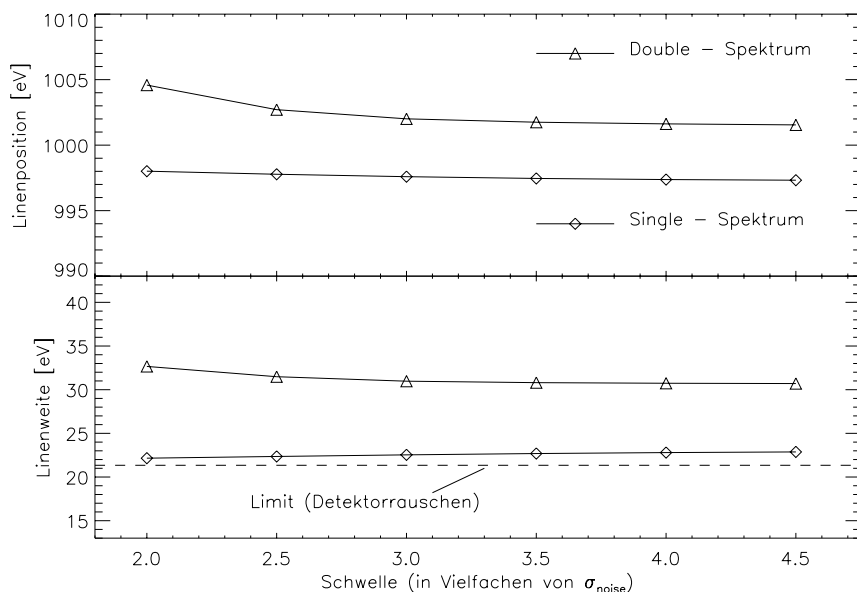


ABBILDUNG 5.9: Linienposition und -Breite für verschiedene Schwellen. Das Single-Spektrum ist weniger von Veränderungen der Detektionsschwelle betroffen als das Double-Spektrum.

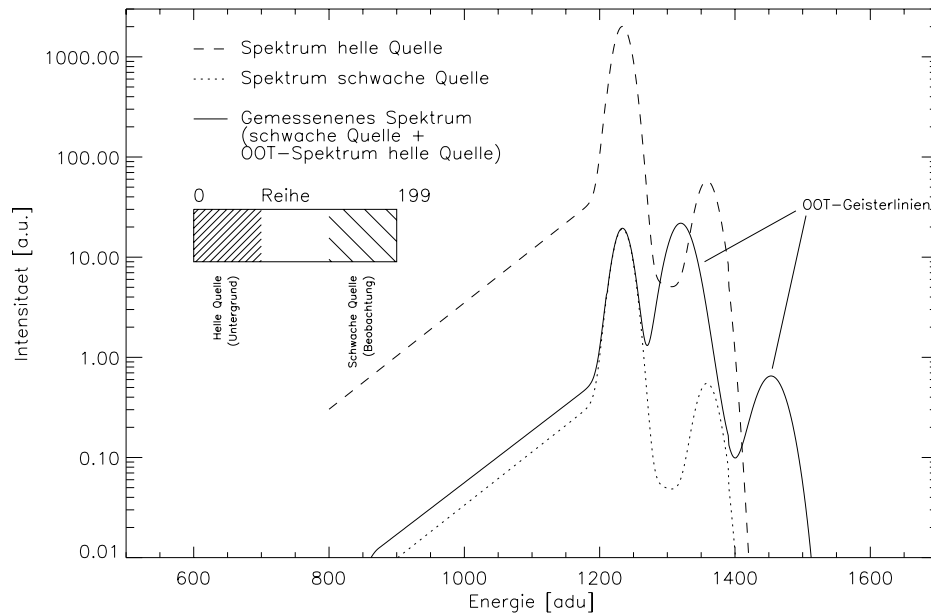


ABBILDUNG 5.10: Spektrum einer schwachen Quelle unter Einfluß einer starken Quelle, die off-axis steht.

umso deutlicher.

In der Abbildung ist ein Schema der Verteilung der starken (Hintergrunds-) und schwachen (Beobachtungs-)Quelle dargestellt, zusammen mit den beiden Spektren. Die OOT-Ereignisse der starken Quelle werden durch die CTE-Korrektur überkorrigiert und verschieben sich dementsprechend zu höheren Energien, was zu Geisterlinien führt, die eingezeichnet sind. Die stärkere von beiden ist sogar intensiver als die Hauptlinie des eigentlichen Spektrums und verdeckt die zweite Line der beobachteten Quelle vollständig.

Diesen Effekt gilt es zu beachten, am besten jedoch zu vermeiden, indem der Rollwinkel der Beobachtung so eingestellt wird, daß kein helles Objekt im primären Detektor zu liegen kommt, falls man Punktquellen beobachten will. Für ausgedehnte Quellen ist diese Einschränkung nicht so leicht zu verwirklichen, dann sollte der Effekt wie hier dargestellt bei der Auswertung mit berücksichtigt werden.

## 5.4 Änderung der Teleskop-Abbildungsfunktion durch Pileup

Der Effekt des Pileup beeinflußt nicht nur die scheinbare Zählrate und das Spektrum, wie in den Kapiteln 3.5 und 4.4 dargestellt, es wird auch das vom Detektor aufgenommene Bild einer Punktquelle verändert. Dabei ändert sich natürlich nicht die durch das Teleskop gegebene Intensitätsverteilung auf dem Detektor-Eintrittsfenster. Vielmehr wirkt sich für eine gegebene Rate an einfallenden Photonen der Pileup-Effekt ortsabhängig unterschiedlich aus. Dies ist in Abb. 5.11 dargestellt, wo Experiment (rechts) und Modell (links) gegenübergestellt wurden.

Die Ursache dafür ist, daß der Pileup-Effekt für jedes Pixel von der lokalen Rate im jeweiligen Pixel abhängt. Außerdem muß die Rate in den benachbarten Pixeln berücksichtigt werden, weil diese bei der Bestimmung des Ausschlußfaktors eine Rolle spielen.

Da der Pileup-Effekt stark ratenabhängig ist (siehe Gl. 3.55), ist der Effekt in den Pixeln mit der höchsten Rate am stärksten ausgeprägt. Dies sind die zentralen Pixel der PSF. Deswegen ist in diesen Pixeln ab einer gewissen Rate die Wahrscheinlichkeit sehr hoch, daß die meisten Single-Ereignisse nicht mehr registriert werden, weil sie durch benachbarte Ereignisse gestört werden. Dies führt zu einer typischen ringförmigen Intensitätsverteilung, wie in Abb. 5.11 im letzten Teilbild zu sehen ist. Im XMM Users Handbook wird dies auch erwähnt [XMM\_UHB 98].

Dieser Effekt ist nochmals deutlich in Abb. 5.12 dargestellt, wo der Pileup Anteil (Dreiecke) und der Flußverlust (Rauten) für das zentrale Pixel alleine abgebildet ist. Am Pileup Limit beträgt der Flußverlust im zentralen Pixel schon ca. 20 %, während für die gesamte PSF für diese Rate ein

## 5.4. ÄNDERUNG DER TELESKOP-ABBILDUNGSFUNKTION DURCH PILEUP

---

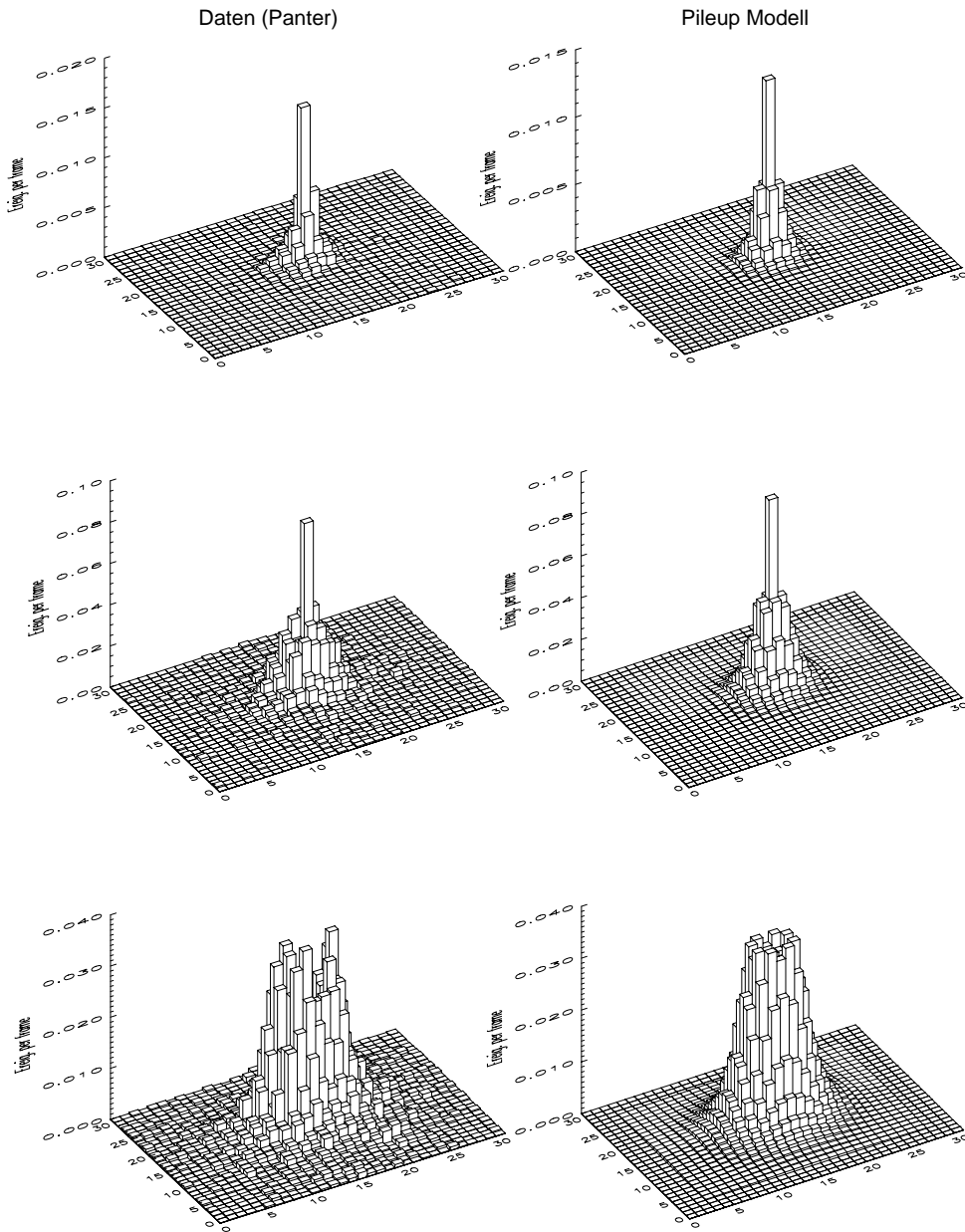


ABBILDUNG 5.11: Vergleich der Kalibrationsmessung mit dem XMM-Spiegelmodul an der Panter-Anlage (rechte Spalte) mit dem räumlichen pileup-Modell (linke Spalte). Die Raten sind von oben nach unten: 0.17, 3.8, 7.5 [ $\gamma/frame$ ]. Deutlich ist zu erkennen, wie zunächst die Intensität im zentralen Pixel abnimmt, bis sie kleiner ist als in den umgebenden Pixeln (letzte Zeile).

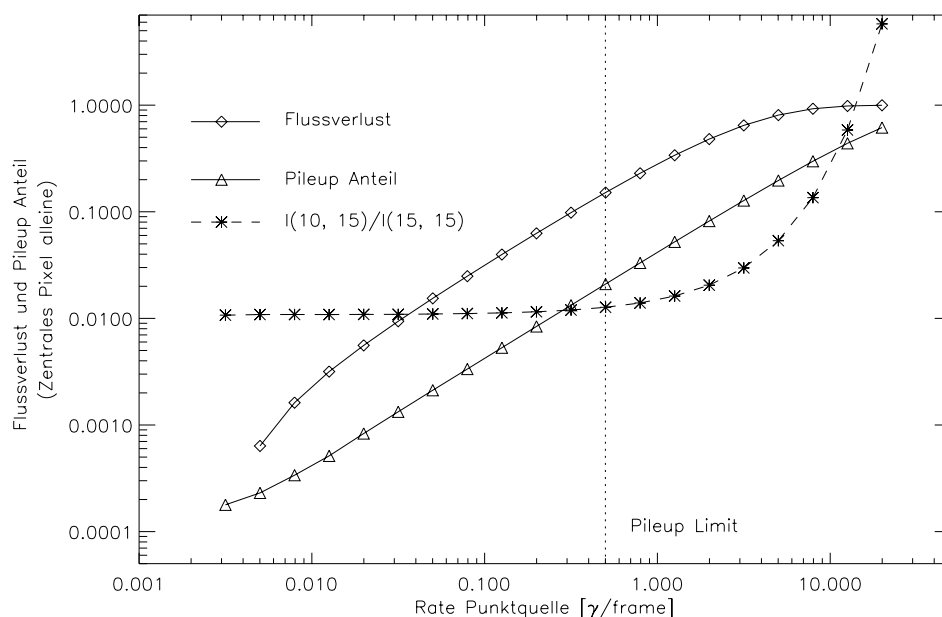


ABBILDUNG 5.12: Pileup Anteil und Flußverlust im zentralen Pixel der PSF: Schon am Pileup Limit ist der Flußverlust über 10 %. Außerdem ist das Intensitätsverhältnis zweier Pixel eingezeichnet: (15, 15) bezeichnet den Mittelpunkt der PSF, (10, 15) ist 5 Kanäle vom Mittelpunkt entfernt

Flußverlust von 8 % gemessen wurde, wie in Abb. 4.28 dargestellt.

Um den nichtlinearen Effekt des Pileups auf die Form der PSF deutlich zu machen, wurde auch das Verhältnis der Intensitäten des zentralen Pixels (15, 15) und eines Pixels, das 5 Pixel vom Zentrum der PSF entfernt ist (10, 15), dargestellt. Für niedrige Flüsse ist das Verhältnis konstant, was auf eine ungestörte Abbildung schließen läßt. Für Intensitäten über dem Pileup Limit jedoch beginnt das Verhältnis zu wachsen, bis schließlich das zentrale Pixel *weniger* Intensität (an Singles) aufweist als das peripher gelegene Pixel. Dann ist der Zustand der untersten Zeile von Abb. 5.11 erreicht und es bildet sich eine ringförmige Struktur aus<sup>1</sup>.

Schon für moderate Flüsse ist der Flußverlust im zentralen Pixel so, daß die PSF nicht mehr richtig abgebildet wird. Der Pileup Anteil, der zu einer spektralen Kontamination führt, wächst zwar bis auf Werte über 50 %, doch spielt dies keine große Rolle, da dann aufgrund des hohen Flußverlustes fast keine Singles im zentralen Pixel mehr nachgewiesen werden.

Die Abb. (5.12) zeigt somit die 'selbstheilenden' Konsequenzen des Pi-

<sup>1</sup>betrachtet man ein Pixel, das näher als 5 Pixel zum Zentrum liegt, dann tritt dieser Effekt natürlich früher auf, jedoch nicht vor Erreichen des Pileup Limits, wie in Abb. 5.11 deutlich wird.

leup Effektes. Dort, wo der spektrale Pileup bedeutend ist (z.B. im zentralen Pixel einer hellen Punktquelle), ist durch den Musterpileup die Wahrscheinlichkeit, Singles zu detektieren so gering, daß der spektrale Pileup nicht ins Gewicht fällt.





# Anhang A

## Die Inversion der OOT-Abbildung

Um ein lineares Gleichungssystem wie Gl. 3.41 zu lösen muß die Matrix  $\mathbf{T}_{OOT}$  invertiert werden. Die in Gl. 3.43 angegebene Lösung wird hier hergeleitet.

Die Inverse einer Matrix  $\mathbf{A}$  ergibt sich als

$$\mathbf{A}^{-1} = \frac{1}{\det(\mathbf{A})} \begin{bmatrix} A_{11} & \cdots & A_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{n1} & \cdots & A_{nn} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

wobei  $A_{ij}$  die Adjunkte<sup>1</sup> der Matrix ist.

### A.1 Berechnung von $\det(\mathbf{T}_{OOT})$

Die Determinante ist invariant unter linearen Operationen von Zeilen und Spalten und kann nach einer beliebigen Zeile bzw Spalten entwickelt werden, siehe z.B. [BRONSTEIN]. Dies wird im folgenden verwendet

Es gilt

$$\det(\mathbf{T}_{OOT}) = \begin{vmatrix} \alpha & \beta & \cdots & \beta \\ \beta & \alpha & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \beta \\ \beta & \cdots & \beta & \alpha \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \alpha & \beta & \beta & \cdots & \beta \\ \beta-\alpha & \alpha-\beta & 0 & \cdots & 0 \\ \beta-\alpha & 0 & \alpha-\beta & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \ddots & 0 \\ \beta-\alpha & 0 & \cdots & 0 & \alpha-\beta \end{vmatrix}$$

Entwicklung nach der ersten Spalte ergibt

---

<sup>1</sup>die mit  $(-1)^{i+j}$  multiplizierte Determinante der Untermatrix, die durch Streichen der i-ten Zeile und j-ten Spalten entsteht

$$\det(\mathbf{T}_{OOT}) = \alpha(\alpha-\beta)^{R-1} + \sum_{j=2}^n (-1)^{j+1}(\beta-\alpha) \cdot \begin{vmatrix} & & \overbrace{\beta}^{j-1 \text{ te Sp.}} & & \\ \beta & \dots & & \dots & \beta \\ \alpha-\beta & & 0 & & \\ 0 & \ddots & \vdots & & \alpha-\beta \\ \vdots & & \vdots & & \ddots \\ 0 & \dots & 0 & & \alpha-\beta \end{vmatrix}$$

Der Ausdruck der Determinante in der Summe wird jeweils nach der  $(j-1)$ -ten Spalte entwickelt und ergibt

$$(-1)^{j+1}(\beta-\alpha) \cdot (-1)^j \beta \cdot \begin{vmatrix} \alpha-\beta & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \alpha-\beta & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \alpha-\beta \end{vmatrix} = \beta(\alpha-\beta)^{R-1}$$

Insgesamt ergibt sich

$$\begin{aligned} \det(\mathbf{T}_{OOT}) &= \alpha(\alpha-\beta)^{R-1} + (R-1)\beta(\alpha-\beta)^{R-1} \\ &= (\alpha + (R-1)\beta) \cdot (\alpha-\beta)^{R-1} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

## A.2 Berechnung der Adjunkten

Für die Adjunkte sind zwei Fälle zu unterscheiden.

Ist  $i = j$ , dann ist die Berechnung der Adjunkten analog zu der Berechnung der Determinanten für  $R-1$  Reihen. Es ergibt sich damit

$$T_{ii} = (\alpha - (R-2)\beta) \cdot (\alpha - \beta)^{R-2}. \quad (\text{A.3})$$

Ist  $i \neq j$ , dann ist es einfach zu zeigen, daß jede Adjunkte  $T_{ij}$  denselben Wert hat. Eine Adjunkte  $T_{ij}$  des Gleichungssystems hat die Form

$$T_{ij} = \begin{vmatrix} & & \overbrace{\beta}^{j-1} & & \\ \alpha & & \vdots & & \\ & \ddots & \vdots & & \\ \beta & \dots & \beta & \dots & \beta \\ & & \vdots & \ddots & \\ & & \beta & & \alpha \end{vmatrix}, \quad (\text{A.4})$$

d.h. die Diagonale wird in der  $i$ -ten Zeile und  $(j-1)$ -ten Spalte von  $\beta$  unterbrochen. Diese kann auf die Standardform

$$T = F \begin{vmatrix} \beta & \beta & \cdots & \beta \\ \beta & \alpha & & \\ \vdots & & \ddots & \\ \beta & & & \alpha \end{vmatrix} \quad (\text{A.5})$$

gebracht werden. Dazu werden  $i-1$  Zeilenvertauschungen und  $j-2$  Spaltenvertauschungen benötigt. Zusammen mit dem Faktor  $(-1)^{i+j}$  für die Adjunkte  $T_{ij}$  ergibt dies einen Vorfaktor von  $F = (-1)^{2i+2j-1-2} = -1$ , der für alle  $T_{ij}$  identisch ist. Nach Subtraktion der ersten Zeile ergibt sich

$$T_{ij} = -1 \cdot \beta(\alpha - \beta)^{R-2} \quad (\text{A.6})$$

Somit ergibt sich für die Diagonalelemente der Lösungsmatrix

$$\gamma = \frac{T_{ii}}{\det(\mathbf{T}_{OOT})} = \frac{(\alpha + (R-2)\beta)}{(\alpha + (R-1)\beta)(\alpha - \beta)} \quad (\text{A.7})$$

und für die Nichtdiagonalelemente

$$\delta = \frac{T_{ij}}{\det(\mathbf{T}_{OOT})} = \frac{-\beta}{(\alpha + (R-1)\beta)(\alpha - \beta)} \quad (\text{A.8})$$



## Anhang B

# Liste der verwendeten Abkürzungen

<b>Abkürzung</b>	<b>Erklärung</b>
<b>ABRIXAS</b>	<b>A</b> <b>B</b> road band <b>I</b> maging <b>X</b> -Ray <b>A</b> ll-sky <b>S</b> urvey
<b>ASCA</b>	<b>A</b> dvanced <b>S</b> attelite for <b>C</b> osmology and <b>A</b> strophysics
<b>ASIC</b>	<b>A</b> pplication <b>S</b> pecific <b>I</b> ntegrated <b>C</b> ircuit
<b>AXAF</b>	<b>A</b> dvanced <b>X</b> -Ray <b>A</b> stronomy <b>F</b> acility
<b>Bessy</b>	<b>B</b> erliner <b>E</b> lektronen <b>S</b> peicherring <b>S</b> ynchrotron
<b>BM</b>	<b>B</b> urst <b>M</b> ode
<b>CAMEX</b>	<b>CMOS</b> <b>M</b> ultichannel <b>A</b> nalog <b>M</b> ultiplex <b>E</b> r for <b>Si</b> - <b>D</b> etecors
<b>CCD</b>	<b>C</b> harge <b>C</b> oupled <b>D</b> evice
<b>CCE</b>	<b>C</b> arge <b>C</b> ollection <b>E</b> fficiency
<b>CCF</b>	<b>C</b> urrent <b>C</b> alibration <b>F</b> ile
<b>CTE</b>	<b>C</b> harge <b>T</b> ransfer <b>E</b> fficiency
<b>DCI</b>	<b>D</b> ispositif de <b>C</b> ollision dans l' <b>I</b> gloo
<b>DRM</b>	<b>D</b> etector <b>R</b> esponse <b>M</b> atrix
<b>EPEA</b>	<b>EPIC</b> <b>P</b> n <b>E</b> vent <b>A</b> nalyzer
<b>EPIC</b>	<b>E</b> uropean <b>P</b> hoton <b>I</b> maging <b>C</b> amera
<b>ESA</b>	<b>E</b> uropean <b>S</b> pace <b>A</b> gency
<b>EXAFS</b>	<b>E</b> xtended <b>X</b> -Ray <b>A</b> bsorption <b>F</b> ine <b>S</b> tructure
<b>FM</b>	<b>F</b> ull frame <b>M</b> ode
<b>FoV</b>	<b>F</b> ield of <b>V</b> iew
<b>FWHM</b>	<b>F</b> ull <b>W</b> idth at <b>H</b> alf <b>M</b> aximum
<b>HEW</b>	<b>H</b> alf <b>E</b> nergy <b>W</b> idth
<b>IAS</b>	<b>I</b> stitut d' <b>A</b> strophysique <b>S</b> patiale
<b>LM</b>	<b>L</b> arge <b>W</b> indow <b>M</b> ode
<b>MOGSE</b>	<b>M</b> echanical <b>O</b> ptical <b>G</b> round <b>S</b> upport <b>E</b> quipment
<b>MOS-CCD</b>	<b>M</b> etal <b>O</b> xide <b>S</b> emiconductor <b>CCD</b>
<b>MPI-HLL</b>	<b>M</b> ax <b>P</b> lanck <b>I</b> nstitut <b>H</b> albleiter <b>L</b> abor
<b>OM</b>	<b>O</b> ptical <b>M</b> onitor

<b>OOT</b>	<b>O</b> ut of <b>t</b> ime
<b>pn-CCD</b>	<b>p</b> -Schicht <b>n</b> -Schicht <b>C</b> CD
<b>PSF</b>	<b>P</b> oint <b>S</b> pread <b>F</b> unction
<b>PTB</b>	<b>P</b> hysikalisch– <b>T</b> echnische <b>B</b> undesanstalt
<b>RGS</b>	<b>R</b> eflection <b>G</b> rating <b>S</b> pektrometer
<b>SACO</b>	<b>S</b> uper <b>A</b> nneau de <b>C</b> ollision d' <b>O</b> rsay
<b>SAS</b>	<b>S</b> cience <b>A</b> nalysis <b>S</b> ubsystem
<b>SM</b>	<b>S</b> mall <b>W</b> indow <b>M</b> ode
<b>SOC</b>	<b>S</b> cience <b>O</b> perations <b>C</b> enter
<b>SSC</b>	<b>S</b> urvey <b>S</b> cience <b>C</b> onsortium
<b>TM</b>	<b>T</b> iming <b>M</b> ode
<b>XMM</b>	<b>X</b> - <b>R</b> ay <b>M</b> ultimirror <b>M</b> ission

Anhang C

## Literaturverzeichnis





# Literaturverzeichnis

- [BALLET 99] J. Ballet  
*Pile-up on X-ray CCD instruments*  
Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **135**, 371–381 (1999)
- [BIHLER 96] E. Bihler  
*Analyse spezieller Effekte beim Auslesen der pn-CCD Detektoren für die Röntgensatelliten XMM und ABRIXAS*  
Diplomarbeit, Astronomisches Institut Tübingen (1996)
- [BRÄUNINGER 90] H. Bräuninger et al.  
*PN-CCDs for the XMM Satellite Mission*  
Proc. SPIE **1344** 404–414 (1990)
- [BRONSTEIN] Bronstein, Semendjajew  
*Taschenbuch der Mathematik*  
BSB B. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig (1987)
- [CASTEREN 96] J. van Casteren  
*The X-Ray multi mirror spacecraft, a large telescope*  
Proc. SPIE **2808** 338–349 (1996)
- [CHARLES 95] P. A. Charles, F. D. Seward  
*Exploring the X-ray Universe*  
Cambridge University Press, New York 1995
- [DEB-HEL 88] K. Debertain, R.G. Helmer  
*Gamma and X-Ray Spectrometry with semiconductor Devices*  
Elsevier Science, Amsterdam 1988
- [DEL-FIN 92] C.F.G. Delaney, E.C. Finch  
*Radiation Detectors*  
Oxford Science, Oxford 1992

- [DENNERL 99] K. Dennerl, U.G. Briel, F. Haberl, G. Hartner, N. Krause, M. Popp, V.E. Zavlin  
*Determination and correction of the charge transfer efficiency of the pn-CCD camera*  
Proc. SPIE **3765** (1999)
- [DHEZ 97] P. Dhez et al.  
*Institut d'astrophysique spatiale (IAS) 0.1–15 keV synchrotron radiation facility beam lines*  
Proc. SPIE **3114** (1997)
- [EHLE 99a] M. Ehle  
*Epcchain Task Description*  
XMM-SSC-MPE Dokument, 1999
- [FRASER 94] G.W. Fraser et al.  
*The X-ray energy response of silicon, Part A. Theory*  
Nucl. Instr. and Meth. A **350** 368 (1994)
- [FRIEDRICH 98a] P. Friedrich  
*ABRIXAS, an imaging X-Ray survey in the 0.5–10 keV range*  
Proc. SPIE **3444** 342–349 (1998)
- [FRIEDRICH 98b] P. Friedrich et al.  
*X-ray tests and calibration of the ABRIXAS mirror system*  
Proc. SPIE **3444** 369–379 (1998)
- [GIACCONI 62] R. Giacconi, H. Gursky, F. Paolini, B. Rossi  
*Evidence for X-Rays from Sources Outside the Solar System*  
Phys. Rev. Lett. **9**, 439 (1962)
- [GOTO 93] S. Goto  
*Response Function of a Si(Li)–detector for photon energies from 1 to 10 keV*  
Nucl. Instr. Meth. A **333**, 452–457 (1993)
- [HASINGER 99] G. Hasinger et al.  
*The Rosat Deep Surveys*  
Proceedings of the Symposium "Highlights in X-Ray Astronomy in honour of Joachim Truemper's 65th birthday, B. Aschenbach, M. Freyberg (Hrsg.), MPE Report 272, p. 199 (1999)

- [HARTMANN 95] R. Hartmann, P. Lechner, L. Strüder et al.  
*The radiation entrance window of pn-junction detectors*  
Metrol. 32 491–494 (1995/1996)
- [HARTMANN 96] R. Hartmann, D. Hauff, P. Lechner, J. Kemmer, L. Strüder, D. Fuchs, G. Ulm  
*Low Energy Response of Silicon pn-Junction Detectors*  
Nucl. Instr. and Meth. A bf 377 191–196 (1996)
- [HARTMANN 97] R. Hartmann et al.  
*Ultrathin entrance windows for silicon drift detectors*  
Nucl. Instr. and Meth. A bf 377 250–254 (1997)
- [HARTMANN 99a] R. Hartmann, K.-H. Stephan, L. Strüder  
*The Quantum Efficiency of pn-Detectors from the Near Infrared to the Soft X-Ray Region*  
Nucl. Instr. and Meth. A, akzeptiert (1999)
- [HARTMANN 99b] R. Hartmann et al.  
*The Quantum Efficiency of the XMM pn-CCD camera*  
Proc. SPIE **3765** (1999)
- [HARTMANN 99c] R. Hartmann  
*Das Eintrittsfenster von Silizium-Detektoren*  
Dissertation Technische Universität München, 1999
- [KEMMER 87] J. Kemmer, L. Stüder, G. Lutz  
*New Detector Konzepts*  
Nucl. Inst. Meth. A **253** (365–377) (1987)
- [KENDZIORRA 98] E. Kendziorra et al.  
*Calibration and preliminary results on the performance of the XMM EPIC PN camera: timing modes*  
Proc. SPIE **3445** (50–59) (1998)
- [KENDZIORRA 99] E. Kendziorra et al.  
*Operational Aspects of the PN-CCD Camera for XMM and ABRIXAS*  
Proc. SPIE **3765** (1999)
- [KRAUSE 96] N. Krause  
*Analyse und Simulation der störstellenbedingten Ladungstransferverluste in CCDs*  
Diplomarbeit, Technische Universität München, (1996)

- [KRAUSE 99a] N. Krause et al.  
*Metal Contamination Analysis of the Epitaxial Starting Material for scientific CCDs*  
Nucl. Instr. and Meth. A zur Veröffentlichung akzeptiert (1999)
- [KRAUSE 99b] N. Krause, U.G. Briel, K. Dennerl, H. Soltau, L. Strüder, V.E. Zavlin  
*The physical model of the Charge Transfer Loss of the pn-CCD Camera*  
Proc. SPIE **3765** (1999)
- [KRAUSE 99c] N. Krause  
*Störstellenspektroskopie mit Speicherbauelementen in Silizium*  
Dissertation, Technische Universität München, (1999)
- [KRAUSE 99d] N. Krause, U.G. Briel, K. Dennerl, H. Soltau, L. Strüder, V.E. Zavlin  
*The physical model of the Charge Transfer Loss of the pn-CCD Camera*  
Proc. SPIE **3765** (1999)
- [KUSTER 99] M. Kuster et al.  
*Time resolution capability of the XMM EPIC pn-CCD in different readout modes*  
Proc. SPIE **3765** (1998)
- [LECHNER 98] P. Lechner  
*Zur Ionisationsstatistik in Silizium*  
Dissertation, Technische Universität München, 1998
- [LUMB 96] D. Lumb, H. Eggel, R. Lainé, A. Peacock  
*X-Ray multi mirror mission - an overview*  
Proc. SPIE **2808** 326–337 (1996)
- [MEIDINGER 91] N. Meidinger  
*Diffusion und Drift von Ladungsträgern in Silizium*  
Diplomarbeit, Technische Universität München, (1991)
- [MEIDINGER 95] N. Meidinger et al.  
*The radiation hardness of pn-CCDs* NIM A **2808** 492–504 (1996)

- [MEIDINGER 96] N. Meidinger et al.  
*PN-CCD detector for the European Photon Imaging Camera on XMM* Proc. SPIE **2808** 492–504 (1996)
- [MEIDINGER 99] N. Meidinger et al.  
*The PN-CCD detector for XMM and ABRIXAS* Proc. SPIE **3765** (1999)
- [MPE 99] Presseerklärung  
*Die wissenschaftliche Mission von ABRIXAS ist gescheitert*  
Presseerklärung des MPE und AIP vom 12.7.1999
- [PALIK 85] E. Palik (ed.)  
*Handbook of optical Constants of Solids*  
Academic press, San Diego, 1985
- [PRESS 95] W. H. Press et al.  
*Numerical Recipes in C*  
Cambridge Univ. Press, 2. Aufl., (1995)
- [SCHOLZE 94] F. Scholze, M. Krumrey, P. Müller, D. Fuchs  
*Plane grating monochromator beamline for VUV radiometry*  
Rev. Sci. Instrum. **65**, 3229 - 3232 (1994)
- [SCHOLZE 97] F. Scholze  
*Quantenausbeute von Silicium für Photonen im Energiebereich von 50 eV bis 1500 eV*  
Dissertation, erschienen bei Oberhofer, Berlin, 1997
- [SCHWAB 95] G. Schwab  
*Energieantwort voll depletierter pn-CCDs mit integrierter Verstärkungselektronik auf weiche Röntgenstrahlung*  
Diplomarbeit, Technische Universität München, 1995
- [SOLTAU 96] H. Soltau et al.  
*Performance of pn-CCDs for XMM*  
Nucl. Instr. and Meth. A bf 377 340–345 (1996)
- [STADLBAUER 98] T. Stadlbauer  
*Untersuchungen von CCD-Röntgendetektoren mit hoher Zeit-, Energie-, und Ortsauflösung*  
Diplomarbeit, Universität Regensburg (1998)

- [STRÜDER 87] L. Strüder et al.  
*Device modeling of fully depleted CCDs*  
Nucl. Instr. and Meth. A bf 253 386–393 (1987)
- [STRÜDER 88] L. Strüder et al.  
*Development and test of fully depleted CCDs for X-ray detection*  
Proc. SPIE **982** (129–138) (1988)
- [STRÜDER 89] L. Strüder  
*Entwicklung neuartiger Halbleiterdetektoren zum Nachweis ionisierender Strahlung*  
Dissertation, Technische Universität München, MPI-PAE/Exp. El. 208 (1989)
- [SSC-MPE] MPE SSC homepage  
<http://wave.xray.mpe.mpg.de/xmm/ssc>
- [SSC-LUX] The Leicester SSC homepage  
<http://xmssc-www.star.le.ac.uk/>
- [SZE 81] S.M. Sze  
*Physics of semiconductor devices*  
J. Wiley & Sons, 2<sup>nd</sup> edition, 1981
- [TURNER 98] M.J. Turner (Editor)  
*EPIC Consortium Meeting*  
Leicester Universität (1998)
- [VILLA 96] G. Villa et al.  
*The EPIC System onboard the ESA XMM mission*  
Proc. SPIE **2808** 402–413 (1996)
- [XMM\_UHB 98] M. Dahlem (editor)  
*XMM Users' Handbook*  
[http://astro.estec.esa.nl/XMM/user/uhb\\_top.html](http://astro.estec.esa.nl/XMM/user/uhb_top.html)

## Anhang D

# Danksagung

Ich danke an dieser Stelle vor allem Herrn Professor Trümper, der freundlicherweise die Betreuung dieser Arbeit übernommen hat.

Herrn Dr. Strüder und Frau Dr. Soltau danke ich für die Betreuung im Halbleiterlabor, vor allem für die vielen Anregungen und Tips und auch für die Unterstützung, wenn die Ergebnisse auf sich warten ließen.

Besonderer Dank gilt auch meinen Kollegen im Labor, insbesondere Norbert Krause, Robert Hartmann, Peter Holl und Dagmar Carathanassis, die mich in vielfältiger Weise unterstützt haben.

Dank auch an die XMM-Kalibrationsgruppe des MPE unter der Leitung von U. Briel, besonders F. Haberl, K. Dennerl und G. Hartner.

Zuletzt geht ein ganz besonderer Dank an die Personen, die es mir ermöglicht haben, diese Arbeit überhaupt anzutreten, nämlich meine Eltern und meine Frau Monika und an meine beiden Kinder, die mir zeigten, daß die Welt nicht nur aus Formeln besteht.





# Anhang E

## Lebenslauf

**Geburtsdatum:** 30. August 1970  
**Geburtsort:** Heimenkirch, Allgäu  
**Familienstand:** verheiratet, 2 Kinder  
**Derzeitige Anschrift** Selliner Str. 17  
D-01109 Dresden  
**Permanente Anschrift** Römerstr. 13  
D-88178 Heimenkirch

9/77 – 6/89 Grundschule und Gymnasium in Lindenberg; Abitur  
6/89 – 9/90 Zivildienst  
6/89 – 7/90 Fernstudium Mathematik/Informatik FernUniversität  
Hagen  
9/90 – 3/96 Studium der Physik, Universität Bayreuth  
9/93 – 7/94 Auslandsaufenthalt an der École Normale Supérieure,  
Paris  
3/95 – 3/96 Diplomarbeit in Bayreuth, Thema: Kontrolle chaoti-  
scher Systeme mittels zeitverzögerter Rückkopplung  
5/96 – 9/99 Promotion am MPE-HLL, München  
seit 10/99 Arbeit in der DRAM Vorfeldentwicklung bei Infineon  
Technologies, Dresden