

Technische Universität München

Fakultät für Physik

Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik

Garching bei München

Strahlenhärte von Röntgen-Sperrschicht-CCD-Detektoren

Norbert Meidinger

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. A. J. Buras

Prüfer der Dissertation: 1. apl. Prof. Dr. V. Schönfelder
2. Univ.-Prof. Dr. F. v. Feilitzsch

Die Dissertation wurde am 20.01.2003 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 24.04.2003 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Überblick	1
1.1	Röntgenastronomie	1
1.2	Anforderungen an einen Detektor für die Röntgenastronomie	1
1.3	Sperrschicht-CCD für XMM-Newton	2
1.4	Strahlenhärte	4
1.5	Überblick	5
2	Sperrschicht-CCD-Detektor (pn-CCD)	6
2.1	Konzept und Funktionsweise	6
2.2	Detektorstruktur	7
2.2.1	Photoneneintrittsfenster	9
2.2.2	Ladungstransferbereich	9
2.2.3	On-chip-Elektronik	11
2.2.4	Ladungsempfindlicher Vorverstärkerchip CAMEX	11
2.2.5	Detektorformate	11
2.3	Detektorbetrieb	12
2.3.1	Detektoreinheit	12
2.3.2	Detektor-Testanlage	15
2.3.3	Betriebsspannungen	16
2.3.4	Signalverarbeitung und Datennahme:	17
2.4	Detektoreigenschaften	17
2.4.1	Quanteneffizienz	17
2.4.2	Energieauflösung	19
2.4.3	Bildzellengröße	21
2.4.4	Einzelereignisse und Splitereignisse	21
2.4.5	Auslesegeschwindigkeit	21
2.4.6	Erkennung von Teilchen	22
2.5	Ladungstransfer	22
2.5.1	Transfertiefe	22
2.5.2	Ladungstransfereffizienz	23
2.5.3	Zeitschema und Speicherorte	24
2.5.4	Elektronenverteilung am Speicherort	25
3	Strahlenbelastung des Detektors während der XMM-Mission	28
3.1	Strahlungsumgebung des Satelliten im Orbit	28
3.2	Strahlenbelastung für den Detektor	29
3.2.1	Nicht-ionisierender Energieverlust	30
3.2.2	Energiedosis	32
4	Strahlenschäden bei CCDs	33
4.1	Oberflächenschäden	33
4.2	Volumenschäden – Störstellen im Kristallgitter	33
4.2.1	Ursprung von Störstellen	34
4.2.2	Auswahl einiger Störstellenzustände in Silizium	35

4.2.3	Auswirkungen von Störstellen	37
4.3	Auswirkungen auf den pn-CCD	37
4.3.1	Generation	38
4.3.2	Trapping	41
4.4	Strahlenschäden an Fokalebene-CCDs von Röntgensatelliten	44
4.4.1	ASCA	44
4.4.2	Chandra	45
4.4.3	Strahlenschädigung durch niederenergetische Protonen	46
4.4.4	Strahlenhärtkonzept des pn-CCDs	46
5	Bestrahlungsexperimente	50
5.1	Bestrahlung mit 10-MeV Protonen	50
5.1.1	Vorüberlegungen	50
5.1.2	Aufbau und Bestrahlung am TANDEM-Beschleuniger	55
5.1.3	Experimentreihen	59
5.2	Bestrahlung mit niederenergetischen Protonen	62
5.3	Bestrahlung mit Alpha-Teilchen	62
5.3.1	Energiedeposition im Bauelement	62
5.3.2	Bestrahlung des Photoneintrittsfensters des pn-CCDs	64
5.3.3	Bestrahlung von CAMEX-TIMEX-System	64
5.3.4	Bestrahlung der pn-CCD-Vorderseite mit CAMEX-TIMEX-System	65
5.3.5	Strahlenschädigung bei Betriebstemperatur sowie Fluenzabhängigkeit	65
5.4	Bestrahlung mit Röntgenphotonen	67
6	Experimentelle Untersuchung der Strahlenschäden ohne Röntgenphotonen	70
6.1	Flachbandspannungsverschiebung	70
6.1.1	Untersuchungsmethode	70
6.1.2	Ergebnisse und Diskussion	71
6.1.3	Interpretation	74
6.1.4	Bedeutung für den pn-CCD	74
6.2	Transistorkennlinien	75
6.3	Dunkelstromzunahme	76
6.3.1	Strom-Spannungs-Kennlinie bei Zimmertemperatur	76
6.3.2	Temperaturabhängigkeit des Dunkelstromes	78
6.3.3	Bildzellendunkelladung	81
6.4	Dunkelbildrauschen	84
6.4.1	Bestrahlungsbedingte Rauschzunahme der einzelnen Pixel	87
6.4.2	Temperaturabhängigkeit des Dunkelbildrauschens	87
6.4.3	Rauschspektren der Dunkelbilder	88
6.4.4	Elektronisches Rauschen	90
6.4.5	CAMEX-Chip	92
7	Experimentelle Untersuchung der Strahlenschäden mit Röntgenphotonen	93
7.1	Bestimmung der Verstärkung und der Ladungstransferverluste	93
7.2	Veränderung der Signalamplituden durch Bestrahlung	94
7.3	Bildzellendefekte	97

7.4	Ladungstransferverluste nach Bestrahlung	98
7.4.1	Abhängigkeit der CTE von Betriebsspannungen	99
7.4.2	Abhängigkeit der CTE von der Temperatur	102
7.4.3	Auswirkungen des Transferzeitschemas auf die CTE	106
7.4.4	CTE Degradation als Funktion der Teilchenfluenz	107
7.4.5	Abhängigkeit der CTE vom Photonenfluß	107
7.4.6	Ladungstransferverluste verschiedener Photonenenergien	108
7.4.7	Vergleich der Ladungstransferverluste von Prototyp- und Flugtyp-CCD	109
7.4.8	Auswirkung von Injektionsladung auf die CTE	112
8	Energieauflösung	116
8.1	Transferrauschen	116
8.1.1	Korrektur der Verstärkung und der Ladungstransferverluste	116
8.1.2	Modellierung des Transferrauschens	116
8.2	Energieauflösung bestrahlter pn-CCDs	120
8.2.1	Energieauflösung als Funktion der Temperatur und der Teilchenfluenz	120
8.2.2	Spektren verschiedener Röntgenenergien	125
8.2.3	Röntgenphotonenbestrahlung sowie Bestrahlung des Photoneintritts- fensters mit Alpha-Teilchen	126
9	Modell der störstellenbedingten Ladungstransferverluste	128
9.1	Vorüberlegungen zur Modellierung	128
9.2	Analytisches Modell	129
9.2.1	Programmablauf	130
9.2.2	Ergebnisse	131
9.2.3	Diskussion	133
9.3	Monte-Carlo-Simulationsmodell der Ladungstransferverluste	134
9.3.1	Modellbeschreibung	134
9.3.2	Vergleich von Simulation und Experiment	138
9.3.3	Transferrauschen	146
10	Analyse der Störstellen	151
10.1	Vergleich der Ladungstransferverluste aus Experiment und Simulation	151
10.1.1	Störstellentyp	151
10.1.2	Störstellenkonzentration und Generationswahrscheinlichkeit	152
10.2	Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) Messungen	153
10.2.1	Meßmethode	154
10.2.2	Meßergebnisse	156
10.2.3	Interpretation der Meßergebnisse	156
10.3	Ausheilexperimente	159
11	Nachtrag: Status der Strahlenschäden nach zwei Jahren Betrieb im Orbit	162
11.1	Homogene und kontinuierliche Strahlenschädigung	162
11.2	Mikrometeoritenereignis	162
12	Zusammenfassung	165

Abbildungsverzeichnis

1	„First light“ Bild der pn-CCD-Kamera auf XMM	4
2	Querschnitt des pn-CCDs	8
3	Layout des pn-CCDs	10
4	Blockschaltbild eines CAMEX64B-Verstärkerkanales	12
5	Struktur des pn-CCDs	13
6	Foto der Detektormodulvorderseite	14
7	Foto der Detektormodulrückseite	14
8	Quanteneffizienz	18
9	Energieauflösung des pn-CCDs	19
10	Zeitschema des Ladungstransfers und Speichergebiete	25
11	Speicher- und Transferpotentialverlauf	26
12	Protonenfluenzspektrum für XMM	29
13	Protonenenergie nach Durchdringen der Abschirmung	30
14	NIEL-Kurve für Protonen	31
15	Abschätzung des thermischen Generationsstromes	40
16	Einfangzeitkonstanten	43
17	Emissionszeitkonstanten	44
18	Energieverlust und Reichweite von Protonen in Silizium	51
19	Streukammer	56
20	Protonenenergie deposition	57
21	Alpha-Teilchenspektrum einer Am ²⁴¹ -Quelle	63
22	C-V-Kurven von MONS-Strukturen vor und nach Protonenbestrahlung	72
23	Transistorkennlinien der pn-CCD-Elektronik	75
24	Dunkelstromanstieg nach Bestrahlung bei Zimmertemperatur	77
25	Bildzellendunkelladung in Abhängigkeit der Temperatur	80
26	Ortsverteilung der Bildzellendunkelladung	83
27	Bildzellendunkelladung abhängig von Ort und Temperatur vor Bestrahlung	84
28	Bildzellendunkelladung abhängig von Ort und Temperatur nach Bestrahlung	85
29	Rauschverteilung über die Detektorfläche	86
30	Dunkelbildrauschen in Abhängigkeit der Temperatur	88
31	Dunkelbildspektren bei verschiedenen Temperaturen	89
32	Temperaturabhängigkeit des Rauschbeitrages der on-chip-Elektronik	90
33	Temperaturabhängigkeit des Bildzellendunkelstromes	91
34	Rauschen des CAMEX-Vorverstärkers	91
35	Scatterplot zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors und der CTE	94
36	Bestrahlungen ohne Einfluß auf die CTE	95
37	Veränderung der Signalamplituden durch Bestrahlung	96
38	Einfluß der Protonenbestrahlung auf die Kanalverstärkung	97
39	CTI unbestrahlter pn-CCDs: Prototyp und Flugtyp	103
40	CTE als Funktion der Temperatur und Protonenfluenz	104
41	CTI pro Teilchenfluenz bestrahlter CCDs in Abhängigkeit der Temperatur	105
42	CTE der Prototyp-CCDs für verschiedene Protonenfluenzen vor Optimierung	107
43	CTE als Funktion des Speicherzeit	108
44	Zunahme der Ladungstransferverluste in Abhängigkeit der Teilchenfluenz	109

45	CTE in Abhängigkeit des Photonenflusses bei 120 K	110
46	CTE in Abhängigkeit des Photonenflusses für 143 K, 176 K und 181 K	110
47	Absoluter Transferverlust in Abhängigkeit der Photonenenergie	111
48	Relativer Transferverlust in Abhängigkeit der Photonenenergie	111
49	CTI-Veränderung durch Ladungsinjektion bei unbestrahlten CCDs	114
50	CTI-Veränderung durch Ladungsinjektion bei bestrahlten CCDs	114
51	CTE-Korrektur bei starker Reemission	117
52	FWHM in Abhängigkeit der Alpha-Teilchenfluenz	120
53	Wirkung von Bestrahlung auf Spektren bei verschiedenen Temperaturen	121
54	Energieauflösung mit und ohne Strahlenschädigung vs. Temperatur	123
55	Spektren nach Protonenbestrahlung bei drei verschiedenen Temperaturen	123
56	Bestrahlungsbedingte Degradation des Mn-K $_{\alpha,\beta}$ -Linien-Spektrums	124
57	Energieauflösung in Abhängigkeit der Protonenfluenz	124
58	Spektren verschiedener Röntgenenergien	125
59	Energieauflösung verschiedener Röntgenlinien	126
60	Mangan-Spektrum nach Röntgenphotonen- bzw. Alpha-Teilchenbestrahlung	127
61	Sauerstoff-Spektrum nach Röntgenphotonen- bzw. Alpha-Teilchenbestrahlung	127
62	Besetzungsgrad von A-Zentren in Abhängigkeit von Zeit und Temperatur	131
63	Modellierte Signalhöhe in Abhängigkeit der Zahl an Pixeltransfers	132
64	Analytisches Modell: CTE in Abhängigkeit der Temperatur	133
65	Monte-Carlo-Modell der störstellenbedingten Ladungstransferverluste	135
66	Simulierter Scatterplot	140
67	Experimenteller Scatterplot	140
68	Reemissionsschweife bei simuliertem Scatterplot	141
69	Vergleich von gemessener und simulierter CTE bei langer Speicherdauer	142
70	Vergleich von gemessener und simulierter CTE bei kurzer Speicherdauer	142
71	CTI verschiedener Photonenenergien in Abhängigkeit der Temperatur	145
72	Simulation des Elektronentransferverlustes für verschiedene Photonenenergien	145
73	Simulation der CTE-Abhängigkeit vom Photonenfluß	146
74	Zusammenhang zwischen Transferrauschen und Transferverlusten	147
75	Simulation des Transferrauschens und der Transferverluste vs. Temperatur	148
76	Transferrauschen in Abhängigkeit des Photonenflusses	149
77	CTI in Abhängigkeit der Störstellenkonzentration	153
78	DLTS-Messung zur Störstellenbestimmung	157
79	CTE vor thermischer Ausheilung der bestrahlungserzeugten A-Zentren	160
80	CTE nach thermischer Ausheilung der bestrahlungserzeugten A-Zentren	160
81	Zeitlicher Verlauf der CTI und Energieauflösung während der XMM-Mission	163
82	Schädigung in Silizium durch Mikrometeoriten	164

Tabellenverzeichnis

1	Ausgewählte Störstellenzustände in Silizium	36
2	Örtliche Variation des Protonenflusses	59
3	Protonenbestrahlung von pn-CCDs in Experimentreihe II	60
4	Protonenbestrahlung von pn-CCDs in Experimentreihe III	61
5	Alpha-Teilchenenergien einer Am ²⁴¹ -Quelle	62
6	Alpha-Teilchenbestrahlung von pn-CCDs	66
7	Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von Röntgenphotonen im Detektor	67
8	Flachbandspannungsverschiebungen bestrahlter Teststrukturen	73
9	Gemessener Stromanstieg im Baulement pro Proton	79
10	Gemessener Stromanstieg in den Bildzellen pro Proton	81
11	CTE in Abhängigkeit der Betriebsspannungen für CCD C9-1-17	99
12	CTE in Abhängigkeit der Betriebsspannungen für CCD C9-1-15	100
13	Betriebsspannungen nach Strahlenschädigung der pn-CCDs	101
14	CTI-Vergleich von Flugtyp- und Prototyp-CCDs	112
15	Proportionalitätsfaktor zur Berechnung der FWHM aus der Zunahme der CTE	119
16	Energieauflösung für verschiedene Protonenfluenzen und Temperaturen	122
17	Konzentration der A-Zentren in Abhängigkeit der Protonenfluenz	144
18	DLTS-Messungen von Störstellen-Energieniveaus	155

Abkürzungen, Einheiten und Symbole

ABRIXAS	A B road B and I maging X -Ray A ll S ky S urvey
CTE	Ladungstransfereffizienz
CTI	Ladungstransferineffizienz
D	Energiedosis oder Dosis [Gray, früher: rad]
e	Elementarladung = $1.602 \cdot 10^{-19}$ C
e ⁻	Elektron
E _c - E _t	Energieniveau einer Störstelle bezogen auf die Leitungsbandkante [eV]
ENC	Äquivalente Rauschladung [e ⁻]
EPIC	E uropean P hoton I maging C amera
ε _o	Vakuumdielektrizitätskonstante = $8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m
ε _{Si}	Dielektrizitätszahl von Silizium = 11.9
E _X	Energie eines einfallenden Röntgenphotons
k _B	Boltzmann-Konstante = $1.38066 \cdot 10^{-23}$ J/K
MOS-CCD	m etal o xide s emiconductor c harge c oupled d evice
MIS-Struktur	M etall- I solator- S ilizium-Struktur
n ⁺ , p ⁺	Bezeichnung für Gebiete mit hoher Phosphor- bzw. Bortdotierung
N _c	effektive Zustandsdichte im Leitungsband
N _e	Signalelektronenmenge [e ⁻]
n _e	Dichte freier Elektronen [cm ⁻³]
n _t	Dichte der Störstellen [cm ⁻³]
n _t ⁺	Dichte der (mit Elektronen) unbesetzten Störstellen [cm ⁻³]
Φ	Fluenz der einfallenden Strahlung [cm ⁻²]
Φ̇	Fluß der einfallenden Strahlung [cm ⁻² ·s ⁻¹]
pn-CCD	p n-junction c harge c oupled d evice (Sperrschicht-CCD)
rad	10 ⁻² Gray
ρ _{Si}	Massendichte von Silizium 2.328 g/cm ³
S(n)	Signalladungsmenge in Bildzelle n
S _n	Signalladungsmenge nach n Bildzellentransfers
σ _c ^{n,p}	Einfangquerschnitt einer Störstelle für Elektronen bzw. Löcher
T	Temperatur in Kelvin
Δt _c	Zykluszeit (Integration und Auslese) für ein pn-CCD-Bild (typ. 80 ms); (Δt _c) ⁻¹ gibt die Bildrate an
Δt _i	Integrationszeit für ein pn-CCD-Bild (typ. 75 ms)
Δt _r	Auslesedauer für 64 Bildzellen, d.h. eine Zeile (typ. 23 μs)
Δt _s	Verweildauer pro Speicherort in Bildzelle während des Transfers (typ. 100 ns)
τ _c	Einfangzeitkonstante
τ _e	Emissionszeitkonstante
v _{th}	thermische Geschwindigkeit (von Elektronen bzw. Löchern)
w	mittlere Energie, um ein Elektron–Loch–Paar in Silizium zu erzeugen 3.7 eV (bei typ. pn-CCD-Betriebstemperaturen zwischen 100 K und 200 K)
X _n	Entropieänderungsfaktor durch Elektronemission
XMM	X -ray M ulti M irror Röntgenastronomie-Satellitenmission, nach Start XMM-Newton genannt

1 Einleitung und Überblick

1.1 Röntgenastronomie

Der Röntgenhimmel ist für das menschliche Auge unsichtbar; man benötigt für seine Wahrnehmung spezielle Detektoren. Darüberhinaus erreicht dessen Röntgenstrahlung die Erde nicht, da sie in der Atmosphäre absorbiert wird. Ihre Beobachtung erfolgte früher von Ballonen aus und heutzutage über Satelliten. Infolge der dazu nötigen Technikentwicklungen ist die Röntgenastronomie eine relativ junge Wissenschaft. Die Entstehung der Röntgenstrahlung beruht auf hohen Materietemperaturen (Millionen von Kelvin) oder auf der Richtungsänderung von energiereichen elektrisch geladenen Teilchen, beispielsweise infolge starker Magnetfelder. Man bezeichnet sie entsprechend als thermische Röntgenstrahlung bzw. Synchrotronstrahlung. Von besonderer Bedeutung sind Röntgenlinienspektren, die zur Analyse der Elementhäufigkeiten dienen, sowie die quantisierte Zyklotronstrahlung, aus der die Magnetfeldstärke von Neutronensternen bestimmt werden kann. Die erste Durchmusterung des Röntgenhimmels wurde Anfang der siebziger Jahre mit dem amerikanischen Satelliten Uhuru durchgeführt. Die 20 Jahre später gestartete deutsche ROSAT-Mission [As96],[Tr83],[Vo99] steigerte die Zahl der bis dahin bekannten 5 000 Röntgenquellen um mehr als 100 000 Quellen im ersten halben Jahr ihres Betriebes. Aktuelle Forschungsgebiete stellen beispielsweise Neutronensterne dar, deren Röntgenleuchtkraft weitaus höher als die optische Helligkeit sein kann, schwarze Löcher, superweiche Röntgenquellen, der Ursprung des diffusen galaktischen und des diffusen kosmischen Röntgenhintergrundes, braune Zwerge, junge Sterne (Prototyp T Tauri), die Galaxienstruktur, Supernovaüberreste, die Entstehungsmechanismen der Röntgenstrahlung von Kometen und planetaren Objekten. Ein weiteres aktuelles Thema der Röntgenastronomie ist die Untersuchung der räumlichen Temperaturverteilung und der Elementhäufigkeit in intergalaktischen Gas bei Galaxienhaufen. Aus dem Vergleich der Spektren unterschiedlich alter Galaxienhaufen kann die chemische Evolution festgestellt werden, die Rückschlüsse auf die Geschichte des Universums erlaubt. Aus sorgfältigen Beobachtungen des heißen Gases in Galaxienhaufen versucht man über die wirkenden Gravitationsfelder die Masse und Verteilung der dunklen Materie abzuleiten. Die dunkle Materie, die möglicherweise den größten Anteil der Gesamtmasse im Universum stellt, entzieht sich derzeit noch der direkten Beobachtung.

1.2 Anforderungen an einen Detektor für die Röntgenastronomie

Diese aktuellen Fragestellungen stellen immer höhere Anforderungen an die Detektoren der gegenwärtigen und zukünftigen Missionen, mit denen die Röntgenstrahlung untersucht wird. Das Spektrum einer Röntgenquelle soll über einen möglichst weiten Energiebereich untersucht werden. Der Detektor muß dabei die Energie der einzelnen Röntgenphotonen mit einer möglichst hohen Auflösung vermessen (Energieauflösung). Je besser die Linien des Röntgenspektrums aufgelöst werden können, um so genauer kann z.B. eine Elementanalyse eines Röntgenobjektes durchgeführt werden. Aus dem Vergleich mit Modellen kann so auf die Natur der Röntgenquelle und die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse geschlossen werden. Nach Identifikation der Spektrallinien eines gemessenen Spektrums kann ihre Rotverschiebung (bzw. evtl. auch Blauverschiebung) infolge des Doppler-Effektes bestimmt werden. Daraus läßt sich die Geschwindigkeit und über die Hubble-Konstante die Entfernung der Röntgenquelle ermitteln.

Da die Intensität der Röntgenphotonen, die vom Teleskop gesammelt auf den Detektor trifft, meist schwach ist, soll seine Nachweiswahrscheinlichkeit (Quanteneffizienz) über den gesamten Energiebereich möglichst hoch sein, um den statistischen Fehler zu minimieren. Eine möglichst genaue Positionsbestimmung der Quelle ist erforderlich für ihre Identifikation mit Objekten in anderen Wellenlängenbereichen, insbesondere im optischen Bereich. Bei ausgedehnten Quellen gilt es deren Morphologie zu erforschen. Die Ortsauflösung des Detektors sollte dabei durch die Auflösung des Röntgenteleskopes bestimmt sein. Zudem soll die Detektorfläche groß genug sein, um das gesamte Blickfeld des Röntgenteleskopes darauf abbilden zu können. Um Informationen über eine zeitliche Variation der Intensität der Röntgenstrahlung zu erhalten, muß der Detektor die einfallenden Photonen auch möglichst zeitgenau nachweisen. Eine hohe Zeit- und Ortsauflösung minimiert auch die Wahrscheinlichkeit von „pile-up“, der örtlichen und zeitlichen Überlagerung von Signalen. Störende Hintergrundstrahlung, insbesondere durch Teilchen, sowie von diesen in der Umgebung des Detektors ausgelöste Fluoreszenzstrahlung, soll von den Röntgenphotonen der Quellen unterschieden werden können, um die Beobachtung nicht zu verfälschen und die Sensitivität möglichst wenig zu beeinträchtigen. Und schließlich muß der hochempfindliche Detektor während seiner i. a. mehrjährigen Einsatzdauer möglichst langzeitstabil arbeiten, um aufwendige zeitabhängige Datenkorrekturen oder prinzipiell nicht mehr korrigierbare Verschlechterungen seiner Eigenschaften zu vermeiden.

1.3 Sperrschicht-CCD für XMM-Newton

In der abbildenden Röntgenastronomie wurden zunächst Proportionalzähler und „micro channel plate“ Detektoren eingesetzt. Erst in den neueren Missionen kamen Halbleiterdetektoren als Fokalinstrumentierung zur Anwendung. Der 1993 gestartete japanische Satellit ASCA (ursprünglicher Name ASTRO-D) verwendete als erster Röntgensatellit ein „charge coupled device“ (CCD) zur Erforschung des Röntgenhimmels. Ihm folgte die 1999 gestartete amerikanische Röntgenmission Chandra (ursprünglich AXAF), die ebenfalls CCDs als hochauflösende Detektoren für Röntgenstrahlung einsetzte. Die Röntgenastronomiemission **X-ray Multi Mirror (XMM)** ist der zweite Eckstein im Rahmen des wissenschaftlichen Raumfahrtprogrammes „Horizon 2000“ der europäischen Raumfahrtagentur (ESA). Der Satellit wurde am 10. Dezember 1999 mit einer Ariane 5-Rakete erfolgreich im All ausgesetzt. Der nach seinem Start auf den Beinamen „Newton“ getaufte XMM-Satellit beobachtet ausgewählte Objekte am Röntgenhimmel im spektralen Bereich von etwa 100 eV bis 15 keV. Die Röntgenphotonen werden dabei mit drei Wolter I-Teleskopen, die aus jeweils 58 ineinander geschachtelten Spiegelschalen bestehen, durch zweifache Totalreflexion auf die Fokalebene abgebildet. Mit dieser größten jemals gebauten Röntgenoptik für einen Satelliten beträgt die Sammelfläche für Photonen mit einer Energie von 1486 eV (Al-K α -Linie) 1433 cm² pro Teleskop [Go98]. In den Strahlengang von zwei der drei Teleskope sind Reflexiongitter eingebracht worden. An ihnen wird etwa die Hälfte der einfallenden Röntgenphotonen gebeugt. Über die Dispersionsrelation des Reflexiongitterspektrometers (RGS) [Br96] wird Spektroskopie mit sehr hoher Energieauflösung ermöglicht im Energiebereich zwischen 0.35 keV und 2.5 keV, allerdings unter Beeinträchtigung der Ortsauflösung. In den zugehörigen Fokalebenebenen der drei gleichartigen Teleskope an Bord von XMM befindet sich die **European Photon Imaging Camera (EPIC)**. Sie besteht aus drei mit Röntgen-CCDs bestückten Kameras, die jeweils einem der Teleskope zugeordnet sind. Bei der Entwicklung der CCDs wurden zwei verschiedene Wege beschritten, um den Detektor optimal an die vielfältigen Anforderungen der Mission anzupassen:

Zwei der CCD-Fokaldetektoren sind gleichartig und basieren, wie auch die bei ASCA und Chandra eingesetzten CCDs, auf dem Grundkonzept klassischer in der Optik verwendeter **MOS-CCDs**. Spezielle Entwicklungen erlauben eine höhere Ausbeute an Röntgenphotonen zu erreichen sowie eine hervorragende Energieauflösung [Ho96]. Sie sind mit der in der Industrie verwendeten Prozeßtechnologie hergestellt. Der Name leitet sich aus den für den Ladungstransport verwendeten Metall-Oxid-Silizium (MOS) -Strukturen ab. Der Detektor ist aus insgesamt 7 einzelnen CCD-Chips zusammengesetzt mit einem zentralen CCD in der Mitte der Anordnung. Jeder einzelne CCD ist unterteilt in den Bildbereich zur Belichtung der $600 \cdot 600$ Pixel während der Integrationszeit und den gegen Röntgenphotonen abgeschirmten Speicherbereich, der zur Auslese der Bildzellenladungsinhalte des zuvor integrierten Bildes dient. An den Speicherbereich mit gleich vielen, aber kleineren Bildzellen als im Bildbereich, schließt sich eine weitere Bildzellenzeile an, die seriell über einen (oder optional zwei) Knoten ausgelesen wird. Als Strahlungseintrittsfenster dient bei dem nur einseitig prozessierten CCD die Transferregisterseite; man nennt dies Vorderseitenbeleuchtung. Die Tiefe der an Ladungsträgern verarmten (depletierten) sensitiven Zone beträgt etwa $50 \mu\text{m}$.

Das Teleskop ohne Reflexionsgitter ist mit einem CCD-Detektor nach einem neuartigen Konzept ausgerüstet. Der **pn-CCD** ist aus mittels Implantation von Borionen (p) und Phosphorionen (n) hergestellten pn-Dioden aufgebaut, die sich auf beiden Seiten des Detektors befinden. Sie dienen zur Ladungsspeicherung und -transfer. Durch ihre Polung in Sperrichtung wird bei ausreichender Spannungsdifferenz eine vollständige Verarmung (Depletion) der Ladungsträger über die Bauelementdicke erreicht. Somit ist die gesamte Detektordicke auf ionisierende Strahlung empfindlich. Diese Besonderheiten des CCD-Detektors verliehen ihm seine Bezeichnung **vollständig verarmter Sperrschicht-CCD** oder **kurz pn-CCD**. Die Realisierung des neuartigen CCD-Konzeptes erfordert eine andere Technologie als für MOS-CCDs. Mit dem von J. Kemmer entwickelten Planarprozeß [Ke80] erfolgte die Herstellung des beidseitig prozessierten Bauelementes. Die Entwicklung und Fertigung des pn-CCD Detektors wurde am Halbleiterlabor der Max-Planck-Institute für Physik und extraterrestrische Physik (MPI Halbleiterlabor) durchgeführt. Die für dieses Detektorkonzept notwendige Technologie wird in der Industrie nicht beherrscht. Der pn-CCD wurde für das XMM-Projekt entwickelt und auf dessen vielfältige Anforderungen hin optimiert. Mit einer Größe von $6 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$, die aus Redundanzgründen in 12 identische Detektoreinheiten unterteilt ist, deckt er das 30 Bogenminuten große Gesichtsfeld des Teleskops ab. Der auf einer einzelnen Siliziumscheibe gefertigte pn-CCD-Chip, um insensitive Randbereiche zwischen den Detektoreinheiten zu minimieren, stellt einen neuen Größenrekord für CCDs auf. Am 16. Januar 2000 wurde die pn-CCD-Kamera im Orbit erfolgreich in Betrieb genommen. Das „first light“, d.h. die erste Beobachtung eines astronomischen Objektes der pn-CCD-Kamera auf XMM, ist in Abb. 1 dargestellt. Es zeigt den 30 Doradus Nebel der großen Magellanschen Wolke im Röntgenlicht.

Bereits am 28. April 1999 wurde eine pn-CCD Kamera mit dem deutschen Röntgensatelliten **ABRIXAS** (A Broad Band Imaging X-Ray All Sky Survey) in einen erdnahen Orbit von 580 km Höhe gebracht. Mit einer aus 7 Spiegelmodulen bestehenden Röntgenoptik sollte die erste vollständige Himmelsdurchmusterung im spektralen Bereich zwischen 0.5 keV und 10 keV durchgeführt werden [Kl96]. Die in ihrer Funktion auch als Pfadfinder für XMM dienende Mission scheiterte jedoch nach dem Start aufgrund eines Fehlers in der zentralen Energieversorgung des Satelliten.

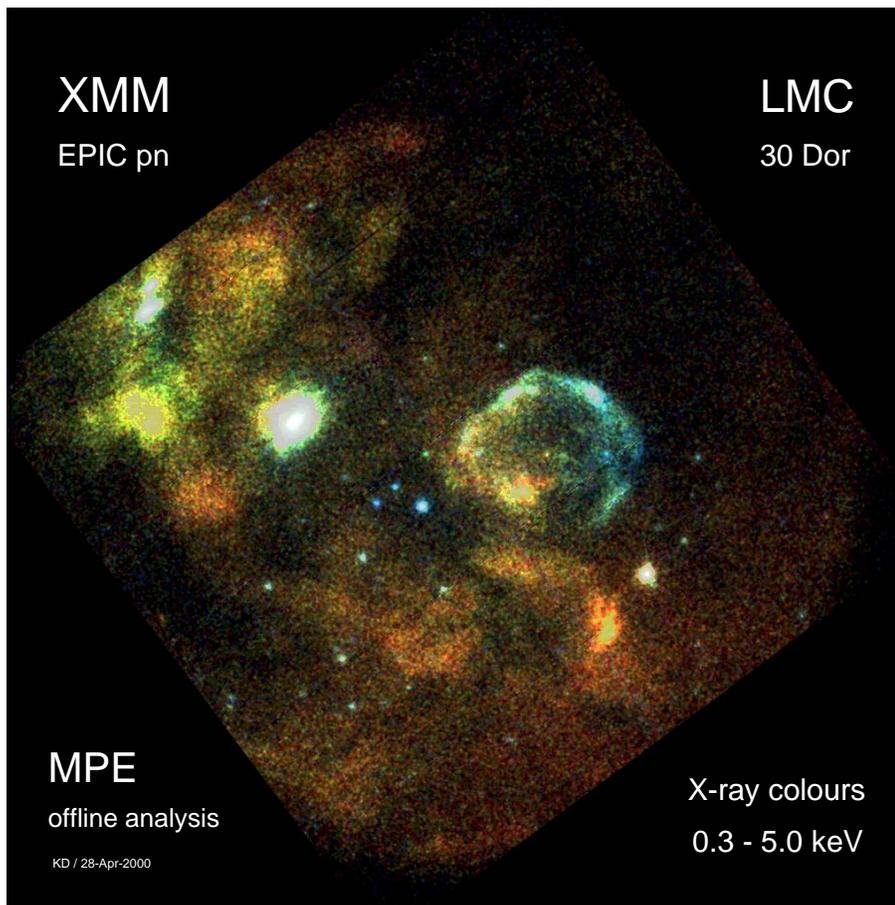


Abbildung 1: „First light“ Bild der pn-CCD-Kamera auf XMM. Es zeigt den 30 Doradus Nebel in der großen Magellanschen Wolke im ausgewählten Spektralbereich von 0.3 keV bis 5.0 keV.

1.4 Strahlenhärte

Aufgrund des hochexzentrischen Orbits von XMM-Newton und der geplanten Missionsdauer von 10 Jahren, ist der Satellit einer insgesamt relativ hohen Strahlenbelastung ausgesetzt. Nach Abschätzungen der ESA ist sie für den Detektor hinter der ihn umgebenden Abschirmung äquivalent zu der von knapp $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ 10-MeV Protonen bezüglich der Schädigung des Siliziumkristallgitters [So97]. Die wesentlichen Quellen stellen dabei zeitweise von der Sonne ausgesandte hohe Protonenflüsse, die sogenannten „solar flares“ dar, sowie die nach ihrem Entdecker benannten Van Allen-Strahlungsgürtel der Erde. Die von der Sonne ausgesandte hochintensive und -energetische Teilchenstrahlung tritt unregelmäßig auf, folgt insgesamt aber einem 11-Jahres-Zyklus. In die Strahlungsgürtel taucht der Satellit periodisch für den Zeitraum von einigen Stunden ein während der Orbitdauer von 48 Stunden.

Negative Erfahrungen mit strahlungsbedingten Degradationen von MOS-CCD-Kameras wurden sowohl mit der Röntgen-Satellitenmission ASCA als auch mit Chandra gesammelt. Insbesondere das wie XMM-Newton auf einem hochexzentrischem Orbit fliegende Chandra-Observatorium erlitt bereits innerhalb weniger Wochen nach dem Start eine schwerwiegende Verschlechterung der Energieauflösung bei den abbildenden CCD-Spektrometern.

In dieser Arbeit wird erstmals die Strahlenhärte des neuentwickelten pn-CCD-Detektors untersucht, beginnend beim zunächst vorliegenden Prototyp bis letztlich hin zur Flugtyp-Version. Als Motivation dient dabei der Einsatz des Detektors bei der XMM-Mission und seine Optimierung dafür.

1.5 Überblick

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Im folgenden Kapitel wird der pn-CCD-Detektor erläutert und insbesondere auf die für die Strahlenschädigungsuntersuchungen relevanten Details eingegangen.

Die Strahlenbelastung des Detektors mit einem Vergleich der schädigenden Strahlungskomponenten wird in Kap. 3 analysiert.

Die Auswirkungen von Störstellenbildung auf den pn-CCD und die Unterschiede zu MOS-CCDs werden in Kap. 4 diskutiert.

Die verschiedenen Bestrahlungsexperimente zur Untersuchung der Strahlenhärte der Detektoren beschreibt Kap. 5.

Die anschließenden Untersuchungen der pn-CCDs auf Strahlenschäden werden in Kap. 6 und Kap. 7 vorgestellt. Die Unterteilung der Kapitel erfolgt nach Veränderungen, die bereits ohne Röntgenphotonen feststellbar sind (Kap. 6), und solchen, die erst beim Einfall von Röntgenphotonen zutage treten (Kap. 7).

Die Auswirkungen auf die Energieauflösung des Detektors werden in Kap. 8 anhand der experimentellen Daten analysiert.

Zum tieferen Verständnis der Strahlenschädigung wird im Kap. 9 ein Modell zur präzisen Beschreibung der bestrahlungsbedingten Signaltransferverluste entwickelt. Die Auswirkung auf die Energieauflösung des Detektors wird im Anschluß daran modelliert.

Die Analyse und Identifizierung der durch Bestrahlung erzeugten Störstellen werden in Kap. 10 beschrieben.

Eine Untersuchung der am pn-CCD-Flugdetektor aufgetretenen Strahlenschäden während der ersten beiden Betriebsjahre von XMM im Orbit, schließt als Nachtrag in Kap. 11 die Arbeit ab.

Die Zusammenfassung der Untersuchungen über die Strahlenhärte des pn-CCD-Detektors enthält Kap. 12.

2 Sperrschicht-CCD-Detektor (pn-CCD)

MOS-CCDs wurden bereits Mitte der siebziger Jahre als Detektoren für den sichtbaren Wellenlängenbereich eingesetzt [Be80] und werden heute in großen Stückzahlen für kommerzielle Zwecke, z.B. für den Einsatz als Bildempfänger in Videokameras, hergestellt. Für die verschiedenen Einsatzbereiche der CCDs gibt es mittlerweile eine Vielzahl an Entwicklungen. All diesen CCDs ist gemeinsam, daß sie Metall-Oxid-Silizium (MOS)-Strukturen verwenden, um die von den einfallenden Photonen erzeugten Signalladungsträger in Bildzellen zu speichern und zum Ausleseknotten zu transportieren. Als Fertigungstechnologie wird ein CMOS-ähnlicher Prozeß verwendet.

Zum Erreichen einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für Röntgenstrahlung ist eine Ausdehnung des sensitiven (depletierten) Tiefenbereiches notwendig, welcher bei herkömmlichen CCDs weniger als einen Mikrometer beträgt. Die Intensität von 5 keV Photonen bzw. 10 keV Photonen ist beispielsweise erst nach 18 μm bzw. 134 μm Silizium auf $e^{-1} = 37\%$ abgefallen, d.h. 63 % der Photonen haben innerhalb der jeweiligen Schichtdicke Signalladungen generiert. Für den Einsatz von CCDs zur Spektroskopie von Röntgenphotonen muß insbesondere das Detektorrauschen minimiert werden. Der Rauschbeitrag durch thermische Generationsströme wird minimiert durch die Verwendung hochreinen Siliziums und Kühlung des Detektors auf Temperaturen von typischerweise -90°C .

In diesem Kapitel sollen das Konzept, die Funktionsweise und die Eigenschaften des Sperrschicht-CCDs kurz vorgestellt und erläutert werden. Dabei werden auch die zentralen Unterschiede zu den in der Röntgenastronomie eingesetzten MOS-CCDs aufgezeigt. Auf Detektoreigenschaften, die von Bedeutung für die Strahlenschädigung sind, wird im Anschluß daran detaillierter eingegangen.

2.1 Konzept und Funktionsweise

Wenn Röntgenphotonen oder geladene Teilchen auf Materie treffen, wird diese ionisiert, d.h. Elektronen werden bei Gasen aus der Atomhülle entfernt, und im Fall von Halbleiterdetektoren werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Halbleiterdetektoren bieten im Vergleich zu den vormaligen, z.B. bei der ROSAT-Mission [Pf86], verwendeten Gaszählern den Vorteil einer kleineren mittleren materialspezifischen Energie, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Während die mittlere Ionisationsenergie in Gasproportionalzählern bei etwa 25 bis 30 eV liegt, beträgt die Elektron-Loch-Paarerzeugungsenergie w in Silizium 3.65 eV bei einer Temperatur von 300 K und einer Photonenenergie oberhalb 1 keV. Die Paarerzeugungsenergie steigt für kleinere Energien an und steigt proportional zur Energie der Bandlücke schwach an für abnehmende Temperaturen [Le98]. So beträgt ihr Wert bei 140 K etwa 3.73 eV für Energien oberhalb 1 keV.

Demzufolge ist die Anzahl der durch ein einfallendes Röntgenphoton generierten Signalladungsträger bei Halbleiterzählern um einen Faktor 7 bis 8 höher als bei Gasproportionalzählern. Die höhere Statistik wirkt sich in einer besseren Energieauflösung des Halbleiterdetektors im Vergleich zum Gaszähler aus. Die höhere Massendichte des Festkörpers steigert zudem die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Röntgenphotonen, deren mittlere Wechselwirkungstiefe im Detektor mit der Energie ansteigt (mit Ausnahme der Absorptionskanten). Die erzeugte Signalelektronenmenge N_e ist ein Maß für die Energiedeposition E_X im Detektor; sie

ist direkt proportional zu ihr:

$$N_e = \frac{E_X}{w} \quad [e^-] \quad (1)$$

Während geladene Teilchen ihre Energie kontinuierlich entlang der von ihnen durchlaufenen Wegstrecke in Materie abgeben, wechselwirken Röntgenphotonen „punktförmig“. Sie erzeugen im interessierenden Energiebereich bis 15 keV i.a. infolge photoelektrischer Absorption ein primäres Elektron-Loch-Paar. Elektron und Loch verlieren innerhalb einer sehr kurzen Reichweite im Festkörper von weniger als einem Mikrometer ihre gesamte kinetische Energie durch die Erzeugung weiterer Elektron-Loch-Paare und der Anregung von Phononen [Fi74], [Le94].

Für einen möglichst genauen quantitativen Nachweis der Signalladungsmenge, muß das Volumen, innerhalb dessen sie erzeugt wurde, von sonstigen Ladungsträgern befreit sein. Denn neben den Signalladungen noch vorhandene Ladungsträger bewirken einen zusätzlichen Rauschbeitrag (s. Abschnitt 2.4.2). Die dazu notwendige Depletion des Bauelementes erfolgt beim pn-CCD, im Gegensatz zu herkömmlichen MOS-CCDs, mittels pn-Übergängen anstelle von MOS-Strukturen. Diese Dioden werden durch Implantation von Bor-Atomen (p) und Phosphor-Atomen (n) in schwach phosphordotierte Siliziumscheiben erzeugt. Polt man die entstandene pn-Diode in Sperrichtung, so entsteht eine an beweglichen Ladungsträgern freie Raumladungszone. Bei abrupten p⁺n-Übergängen mit viel höherer Bor- als Phosphorkonzentration gilt für die Tiefe d der Raumladungszone (bei nicht zu kleinen Sperrspannungen V):

$$d = \sqrt{\frac{2 \epsilon_o \epsilon_{Si}}{e} \cdot \frac{V}{n_p}} \quad (2)$$

mit ϵ_o und ϵ_{Si} als der Vakuumdielektrizitätskonstanten bzw. der Dielektrizitätszahl von Silizium, e als der Elementarladung und n_p als der Phosphordotierkonzentration. Durch die Verwendung von sehr reinem und damit hochohmigem Silizium mit schwacher n-Dotierung erreicht man eine große Tiefe der Raumladungszone bei gegebener Sperrspannung. Eine Besonderheit im Aufbau des pn-CCDs ist, daß er auf beiden Oberflächen pn-Dioden besitzt, was eine beidseitige Prozessierung der Siliziumscheibe (Wafer) erfordert. Die gesamte Dicke des Bauelementes kann dann von einem kleinen stark n-dotiertem ohmschen Kontakt aus depletiert werden, der relativ zu den großflächigen p-Implantationen auf beiden Seiten des Chips in Sperrichtung gepolt wird. Wie man anhand von Gl. (2) sieht, kann eine vollständige Depletion der Detektordicke dann mit einem Viertel der Spannungswertes erreicht werden, den man im Fall der Ladungsträgerverarmung von nur einer Detektorseite aus benötigen würde.

Die entstehende Raumladungszone mit einer Potentialmaximumebene tief im Innern des Bauelementes, erzeugt dabei ein hohes elektrisches Driftfeld, das generierte Elektron-Loch-Paare sofort trennt und ihre Rekombination verhindert. Das ist eine notwendige Voraussetzung, um die Proportionalität zwischen Photonenenergie und Signalladungsmenge zu erreichen. In diese Speicherebene driften die erzeugten Signalelektronen und werden dort gesammelt. Durch die vollständige Verarmung ist das gesamte Detektorvolumen sensitiv auf Photonenwechselwirkung.

2.2 Detektorstruktur

Für die pn-CCD Herstellung werden knapp 300 μm dicke doppelseitig polierte Siliziumscheiben (Substrat) verwendet, die im Zonenschmelzverfahren hergestellt worden sind. Der phosphordotierte Einkristall weist einen spezifischen Widerstand auf, der je nach Fabrikationsreihe

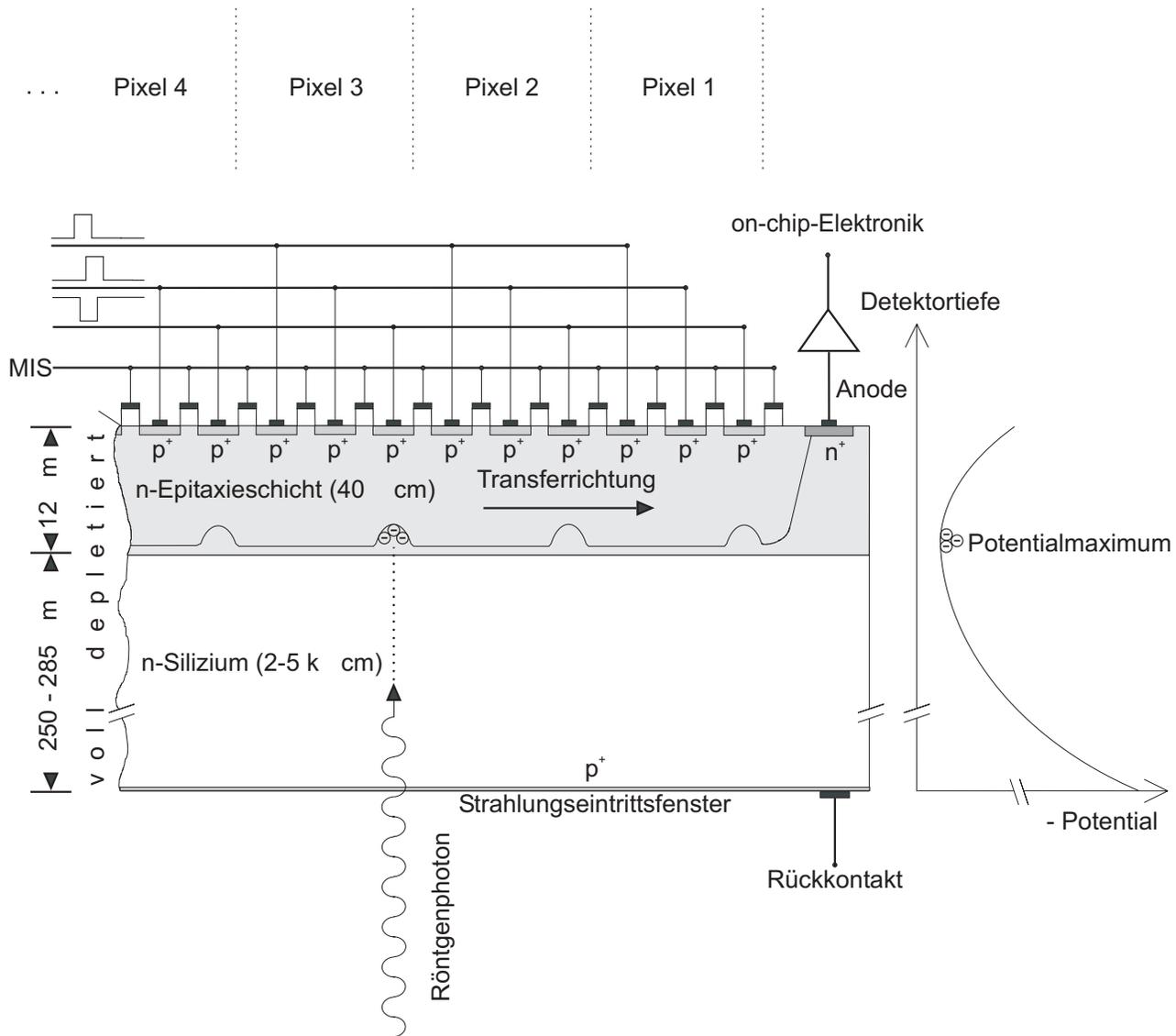


Abbildung 2: Querschnitt des pn-CCDs mit Potentialverlauf. Die von einem einfallenden Röntgenphoton proportional zu seiner Energie generierte Signalelektronenmenge driftet in die Ebene des positivsten Potentials. Dort wird sie in lokalen Potentialtöpfen gespeichert, die durch unterschiedliche Potentiale φ_1 , φ_2 und φ_3 an den jeweils drei Taktregistern pro Bildzelle aufgespannt werden. Über diskrete Speicherorte wird die Signalladung innerhalb der Bildzelle und von Bildzelle zu Bildzelle bis zur Anode transferiert. Dort wird das Signal über einen auf dem pn-CCD monolithisch integrierten Sperrschicht-Feldeffekttransistor (on-chip-Elektronik) verstärkt, bevor es im externen Vorverstärkerchip weiterprozessiert wird.

zwischen 2 k Ω cm und 5 k Ω cm liegt. Auf der Vorderseite genannten Oberfläche ist zusätzlich eine etwa 12 μ m dicke Schicht epitaktisch abgeschieden, die mit 40 Ω cm deutlich höher n-dotiert ist als das Substrat. Auf ihr werden die nachfolgend beschriebenen Strukturen für den Ladungstransfer und die on-chip-Elektronik angeordnet, während die kaum strukturierte, hochohmigere Rückseite des Detektors als Photoneneintrittsfenster dient (s. Abb. 2).

2.2.1 Photoneneintrittsfenster

Die nachzuweisenden Röntgenphotonen fallen auf die Photoneneintrittsfenster oder Strahlungseintrittsfenster genannte Detektorrückseite ein. Es wird durch eine etwa 40 nm tiefe über die Fläche gleichmäßige Bor-Implantation gebildet [Ha96]. Das unstrukturierte ultra-dünne und großflächige sich über die gesamte sensitive Detektorfläche erstreckende Eintrittsfenster führt zu einer hohen und einheitlichen Quanteneffizienz über den gesamten CCD, insbesondere für niederenergetische Röntgenstrahlung mit geringer mittlerer Eindringtiefe in den Detektor. Die Problematik inhomogener Eintrittsfenster, wie sie vorderseitenbeleuchtete MOS-CCDs prinzipiell aufweisen, wird dadurch vermieden. Bei diesen liegen, bedingt durch die einseitige Prozessierung der Wafer, die relativ dicken ($\geq 0.5 \mu$ m) MOS-Transferregister über dem Strahlungseintrittsfenster.

2.2.2 Ladungstransferbereich

In der n-dotierten Epitaxieschicht sind im Abstand von 50 μ m streifenförmige Bor-Implantationen eingebracht. Die 1., 4., 7., ... Streifen bzw. 2., 5., 8., ... Streifen bzw. 3., 6., 9., ... Streifen sind ohmsch miteinander verbunden (s. Abb. 3). An diese drei Streifenblöcke werden phasenverschobene mit φ_1 bzw. φ_2 bzw. φ_3 bezeichnete Wechselspannungen angelegt. Dadurch werden zeitlich veränderliche Potentialtöpfe gebildet, die der lokalen Speicherung der Signalladungen innerhalb der Ebene des Potentialmaximum dienen und ihrem Transfer zu den Anoden. Jeweils drei dieser Transferregister(streifen) bauen eine Speicherzelle auf, die als Bildzelle oder Pixel (von picture cell oder picture element) bezeichnet wird. Zur lateralen Begrenzung der Bildzellen, d.h. senkrecht zur Transferrichtung, ist unter die p-dotierten Streifen eine tiefe n-Dotierung eingebracht (in Abb. 3 nicht zu sehen), deren Muster sich nach jeweils 150 μ m wiederholt. Die nach Depletion resultierende positive Raumladung in der Bildzellenmitte stellt dann ein attraktives, also speicherndes Potential für Elektronen dar. Zusätzlich ist die Bor-Implantationsdosis am Bildzellenrand erhöht, um die Ausbreitung der negativen Signalladungen durch eine Potentialbarriere zu begrenzen. Dadurch sind die Transferkanäle mit einer geometrischen Breite von 150 μ m definiert. Innerhalb eines Kanales wiederholt sich der Potentialverlauf in Transferrichtung nach jeweils drei Transferregistern wieder, wodurch pro Bildzelle ein Potentialtopf aufgespannt wird (s. Abb. 2). Die Bildzellengröße ist damit durch die Fläche von 150 μ m \times 150 μ m definiert, wobei die tatsächliche Ausdehnung der Signalladungen im Kanal weitaus geringer ist. Innerhalb eines Transferkanales werden die gespeicherten Ladungen durch Verschieben der periodischen Potentialtöpfe von Bildzelle zu Bildzelle und schließlich zur Anode transportiert.

Um das elektrische Potential im Oberflächenbereich zwischen den Transferregistern auf einem definierten Wert zu halten, wurden Metall-Isolator-Silizium-Strukturen (MIS-Strukturen) aufgebracht. An den Metallkontakt wird ein statisches elektrisches Potential angelegt. Der Isolator besteht aus 2200 - 2300 Å thermischem Oxid (SiO₂), 1450 Å Siliziumnitrid

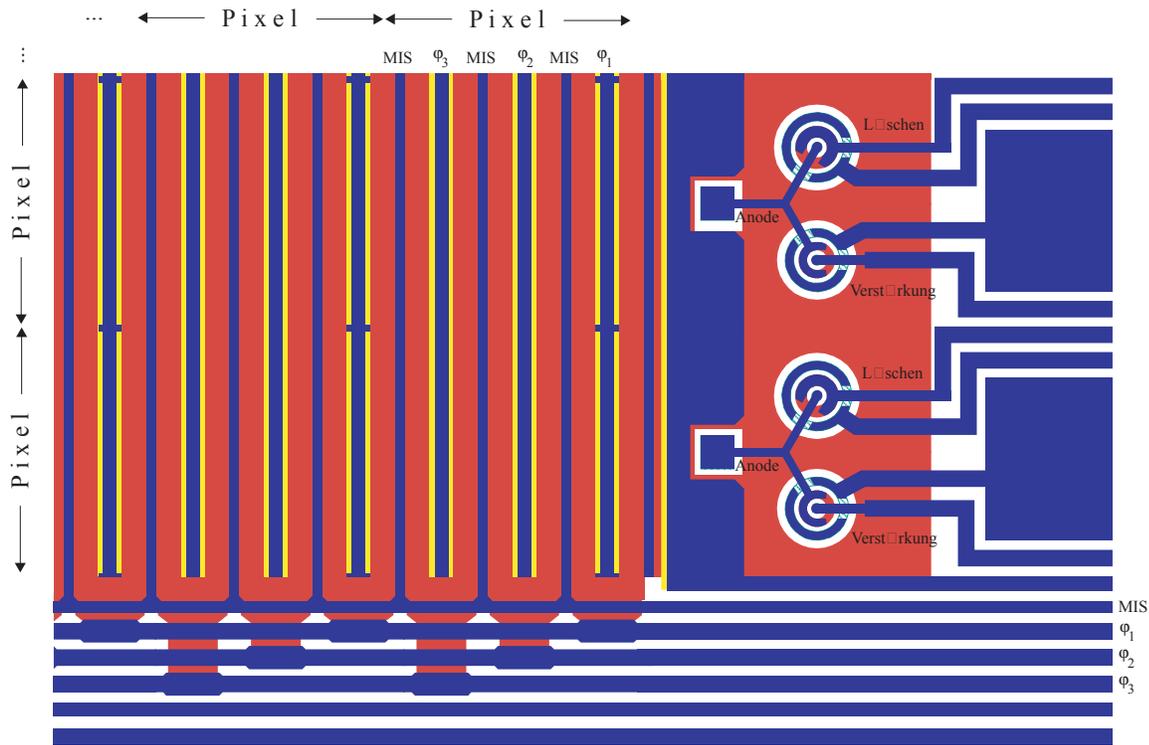


Abbildung 3: Ausschnitt des pn-CCD Layouts mit p-Dotierung und Aluminisierung. Links sind zwei Transferkanäle dargestellt mit den zugehörigen Anoden und der on-chip Elektronik auf der rechten Seite. Einer der zirkularen JFETs pro Kanal führt eine erste Verstärkung der auf die Anode transferierten Signalelektronen einer Bildzelle aus („First FET“), während der andere JFET die Ladung anschließend löscht („Reset FET“). Die pro Transferkanal dargestellten beiden ersten Bildzellen bestehen jeweils aus drei Transferregistern φ_1 , φ_2 und φ_3 und den dazwischenliegenden miteinander verbundenen drei MIS-Strukturen. Letztere dienen zur Festlegung des Potentials an der Oberfläche zwischen den Transferregistern. Im unteren Teil des Bildes ist das Leitungsbussystem am Rand des Detektors gezeigt, das der Verbindung der MIS-Strukturen, der Transferregister und weiterer elektrischer Kontakte auf dem Bauelement dient.

(Si_3N_4) und 700 - 800 Å Niedertemperaturoxid (SiO_2). Durch den Mehrschichtaufbau ist gewährleistet, daß sich keine Löcher in der Isolationsschicht befinden, wodurch das Aluminium mit dem Silizium direkt verbunden wäre.

Die Tiefe des Ladungstransfers unter dieser strukturierten Bauelementseite ist durch die Höhe der angelegten Sperrspannungen auf beiden Seiten des CCDs und die unterschiedlichen Dotierkonzentrationen in der Epitaxie- und der Substratschicht bestimmt. Sie ist so gewählt, daß sie tief in der Epitaxieschicht liegt, nahe der Grenzfläche zum hochohmigen Substrat, d.h. in einer Tiefe von etwa 11 μm . Denn die stärker dotierte Epitaxieschicht erlaubt eine höhere Speicherkapazität für die Signalladungen, bis zu einigen 10^5 Elektronen pro Bildzelle. Die Tiefe ermöglicht relativ langreichweitige Driftfelder in Transferrichtung, wodurch erst große Bildzellenformate möglich sind. MOS-CCDs haben im Vergleich dazu nur maximale Transfertiefen von weniger als 1 μm bei maximalen Bildzellengrößen von etwa 40 μm Kantenlänge.

2.2.3 On-chip-Elektronik

Nachdem die Ladung die Anode erreicht hat, wird ihr Signal zum Zwecke der Rauschminimierung noch auf dem CCD-Chip verstärkt, bevor es über Bonddrahtleitungen zum Vorverstärker-Chip gelangt, wo es weiter verstärkt, gefiltert und verarbeitet wird. Dazu ist am Ende eines jeden Transferkanales ein pn-Sperrschicht-Feldeffekttransistor (pn-JFET) integriert. Das Gate des als „First FET“ bezeichneten Transistors, ist mit der Anode verbunden (s. Abb. 3). In Abhängigkeit von der Zahl der Elektronen auf der Anode wird der n-Kanal zwischen Source und Drain unterschiedlich stark abgeschnürt. Dies hat eine entsprechende Änderung des am Vorverstärkereingang anliegenden Spannungssignales zur Folge.

Um die elektrische Ladung auf der Anode wieder abfließen zu lassen, bedient man sich eines zweiten „Reset FET“ genannten pn-Sperrschicht-Feldeffekttransistors. Dessen Source ist ebenfalls mit der Anode verbunden. Durch eine Verringerung des Widerstandes des n-leitenden Kanales zwischen Source- und Drain-Kontakt, fließt die Ladung wieder ab. Dazu legt man entweder periodisch einen kurzen Spannungspuls am Gate des Reset FETs an oder wählt eine Gate-Spannung, bei der hinreichend langsam, aber kontinuierlich die Ladung auf der Anode abfließt.

Der „First FET“ und der „Reset FET“, die paarweise pro Kanal vorhanden sind, werden als on-chip-Elektronik bezeichnet, da sie auf dem CCD-Chip monolithisch integriert sind.

2.2.4 Ladungsempfindlicher Vorverstärkerchip CAMEX

Das im „First FET“ verstärkte Signal wird in einem ladungsempfindlichen Vorverstärker weiterverarbeitet. Der dazu verwendete JFET-CMOS CAMEX64B-Chip, in VLSI CMOS kompatibler Technologie gefertigt [Bu93], verfügt über 64 Eingangskanäle mit Verstärkerstufen (s. Abb. 4). Für eine rauscharme Bestimmung der Ladungsmenge, werden vor und nach dem Anliegen der Signalladung an der Anode jeweils 4 Referenzwerte ermittelt. Das Differenzsignal wird verarbeitet und die den Ladungsmengen in den Bildzellen proportionalen Spannungen der Reihe nach auf den einzigen Ausgang des CAMEX-Chips mit integriertem Ausgangsverstärker geschaltet (multiplexing). Durch das optionale Zuschalten einer im CAMEX integrierten Kapazität kann die für Röntgenspektroskopie verwendete Verstärkung um einen Faktor 22 verringert werden (Niederverstärkungsbetrieb). Damit ist der dynamische Bereich des Detektorsystems auf Energien bis etwa 300 keV ausdehnbar. Den zeitlichen Ablauf der Signalverarbeitung im CAMEX steuert dabei ein für diese Anwendung speziell entwickelter ASIC-Chip, „TIMEX“ genannt, der bei der Firma European Silicon Structures GmbH (ES2) hergestellt wurde.

2.2.5 Detektorformate

Im Laufe der Entwicklung des Fokalebenen-detektors von XMM wurden verschiedene Detektorformate verwendet. Sie sind alle aus 64 Transferkanälen aufgebaut und besitzen damit eine Breite von 9.6 mm (s. Abb. 5). Die Bildzellen der Transferkanäle mit gleicher Entfernung von den Anoden werden als Zeile bezeichnet, die Bildzellen innerhalb eines Transferkanales als Kanal oder Spalte. Ein Transferkanal besteht bei der Standardversion aus 200 Bildzellen und bei der Prototyp-Version aus nur 60 Bildzellen. Die entsprechenden sensitiven Flächen der Bauelemente betragen somit $30 \text{ mm} \times 9.6 \text{ mm}$ bzw. $9.0 \text{ mm} \times 9.6 \text{ mm}$. Zur Realisierung der $6 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$ großen Flugversion für XMM und ABRIXAS wurden 12 der 3 cm^2

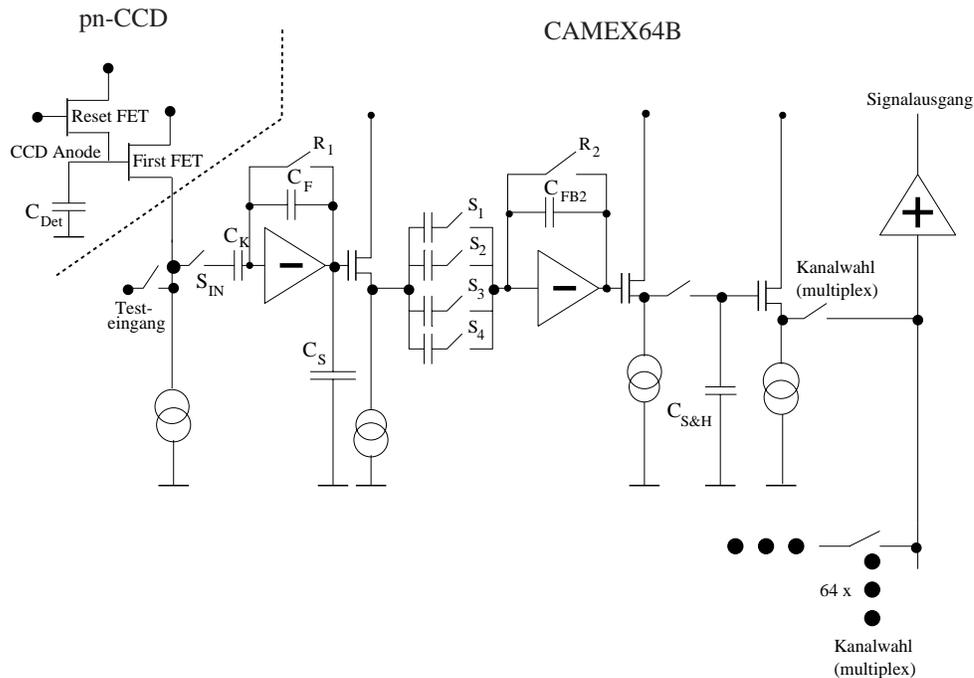


Abbildung 4: Blockschaltbild eines CAMEX64B-Verstärkerkanales mit on-chip-Elektronik des pn-CCDs. Bei jedem der 64 CCD-Kanäle ist die Quelle („source“) des „First FETs“ über einen Bonddraht mit einem Eingang des CAMEX-Chips verbunden. Zusammen mit der JFET-Konstantstromquelle des CAMEX bildet dies die Eingangsstufe. Die Spannungsverstärkerstufe verstärkt die analogen Signale entsprechend dem Verhältnis der Koppelkapazität C_K (20 pF) zur feedback-Kapazität C_F (0.3 pF). Die Signalformungsstufe besteht aus der Kapazität C_S (10 pF) zur Begrenzung der Hochfrequenzbandbreite. Die Abtaststufe ist aus 4 Kapazitäten und 4 zugehörigen Schaltern S_1 , S_2 , S_3 und S_4 aufgebaut. Das Signal wird zur Rauschfilterung aus jeweils viermaligem Abtasten vor und nach Transfer der Signalladung auf die Anode ermittelt („double correlated sampling“). Die Speicher- und Multiplexstufe wird von zwei Schaltern und einer Kapazität $C_{S\&H}$ gebildet. Dadurch ist es möglich, daß die Signale einer CCD-Zeile parallel in den 64 CAMEX-Kanälen verarbeitet werden, während gleichzeitig die serielle Ausgabe der 64 prozessierten Signale der vorangegangenen Zeile über den einzigen Ausgang des CAMEX-Chips erfolgt.

großen Einheiten, in einer Anordnung von 2 mal 6 aneinandergereiht, auf einer 10 cm großen Siliziumscheibe gefertigt.

2.3 Detektorbetrieb

In diesem Abschnitt soll der zur Bestimmung der Detektoreigenschaften verwendete Experimentaufbau sowie der Betrieb des Detektors kurz vorgestellt werden.

2.3.1 Detektoreinheit

Jede Detektoreinheit besteht aus dem pn-CCD-Bauelement sowie einem CAMEX64B-Chip mit 64 Signalverarbeitungskanälen und einem TIMEX-Chip. Die drei Chips werden auf ein Mehrschicht-Aluminiumoxidsubstrat mit integrierten Leiterbahnen geklebt (s. Abb. 6 und Abb. 7).

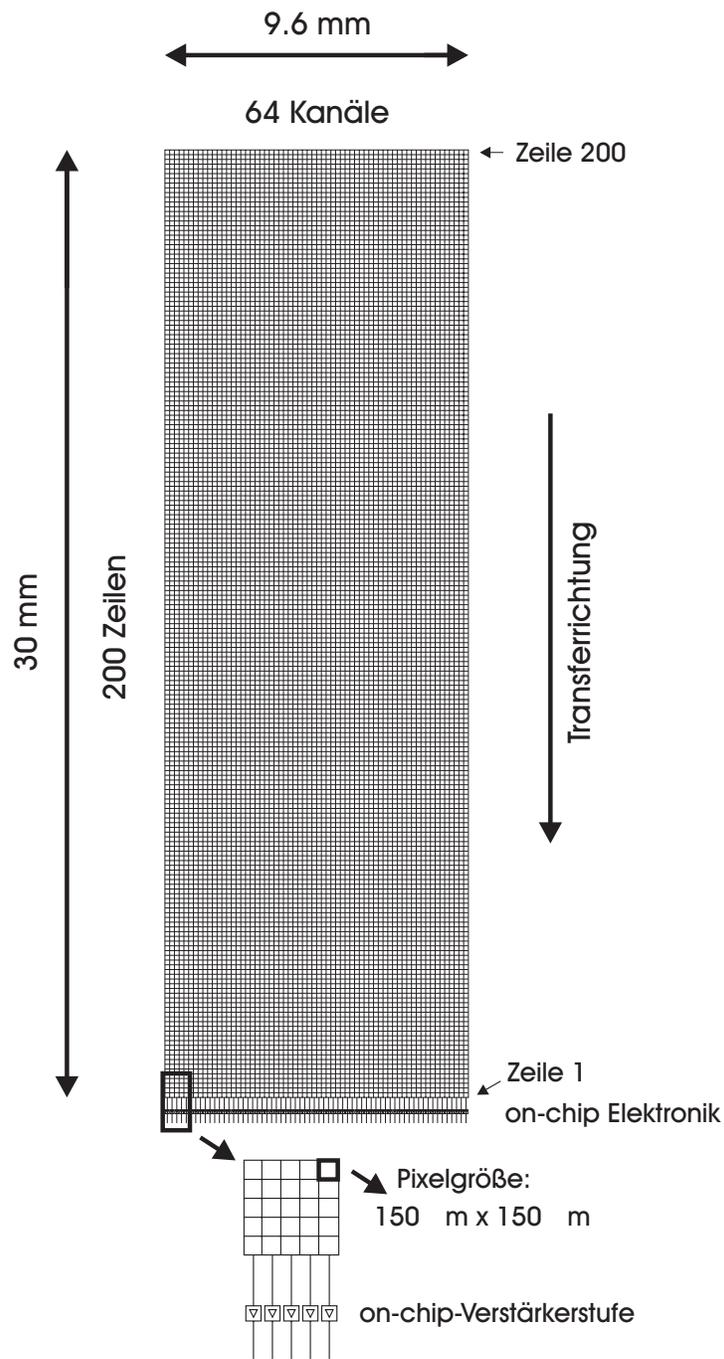


Abbildung 5: Schema des Bildzellenbereiches und der on-chip-Elektronik des pn-CCDs. Der Bildbereich ist aus 64 Transferkanälen aufgebaut bestehend aus jeweils 200 Pixeln (bzw. 60 Pixeln bei der Prototyp-Version). Die sensitive Bildfläche ergibt sich mit der Bildzellengröße von $150 \mu\text{m} \cdot 150 \mu\text{m}$ zu $9.6 \text{ mm} \cdot 30 \text{ mm}$. Die Ladungsinhalte der Zeilen, d.h. der jeweils 64 Pixel, werden gleichzeitig transferiert. Beim Erreichen der Anoden werden die Signale verstärkt, wiederum gleichzeitig für die Pixel einer Zeile, in der auf dem pn-CCD kanalweise integrierten on-chip-Elektronik.

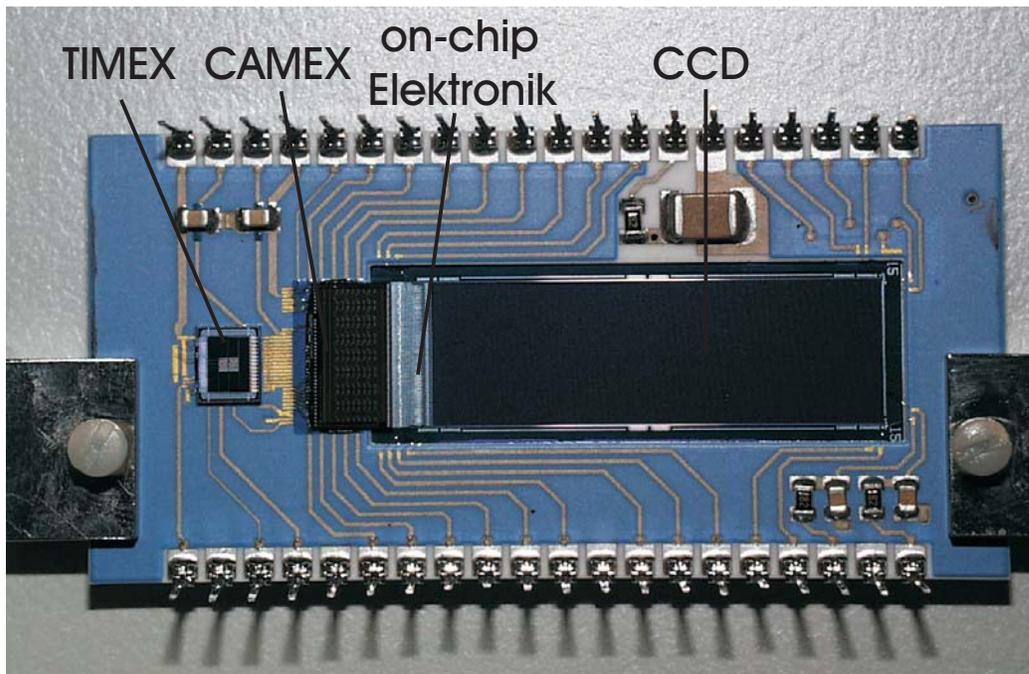


Abbildung 6: Foto der Vorderseite eines pn-CCD-Detektormodules. Auf die Trägerkeramik sind ein 3 cm · 1 cm großer pn-CCD-, ein CAMEX- und ein TIMEX-Chip geklebt. Durch 64 Bonddrahtverbindungen ist die on-chip-Elektronik des CCDs kanalweise mit den CAMEX-Eingängen verbunden. Für einige besonders störepfindliche Kontakte sind die Zuleitungen auf der Keramik mit RC-Filtergliedern ausgestattet.

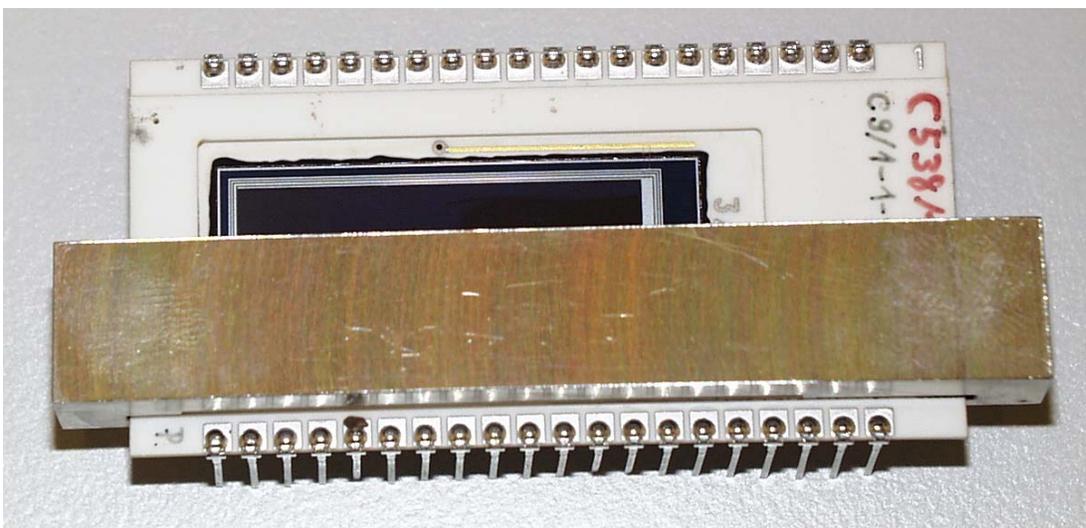


Abbildung 7: Foto der Rückseite eines pn-CCD-Detektormodules mit dem Strahlungseintrittsfenster. Neben dem pn-CCD-Chip, der Trägerkeramik und den 40 Kontaktstiften für die Zuleitungen zu den Chips ist die bei den Bestrahlungsexperimenten verwendete massive Abdeckung sichtbar. Sie schirmt die untere Hälfte der Fläche des Strahlungseintrittsfensters gegen die einfallende Teilchen bzw. Photonen ab, während die übrigen Kanäle bestrahlt werden.

Durch ein Fenster in der Keramikleiterplatte bleiben beide CCD-Seiten für die elektrische Kontaktierung und optische Inspektionen zugänglich. Aluminiumoxid verfügt über die zum Erreichen tiefer Betriebstemperaturen notwendige gute thermische Leitfähigkeit und zugleich elektrisch isolierende Eigenschaften. Durch seinen zu Silizium ähnlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten wird das Auftreten von mechanischen Spannungen bei der Abkühlung weitgehend vermieden. Die elektrischen Verbindungen zwischen den Chips und dem Keramikträger werden durch Aluminiumdraht-Bondverbindungen (Mikroschweißverbindungen) bewerkstelligt. Das Trägersubstrat verfügt über 40 Anschlußkontakte, die für die Spannungsversorgung der drei Chips, für digitale Steuersignale des TIMEX sowie für das analoge Ausgangssignal benötigt werden.

2.3.2 Detektor-Testanlage

Das Detektormodul wird mittels eines Klemmsockels elektrisch und mechanisch mit einer Elektronikplatine und der danach folgenden Elektronik verbunden. Die im Vakuum befindliche Leiterplatte trägt weitere Filterglieder zur Minimierung von elektrischen Störeinflüssen sowie eine Ausgangsverstärkerstufe. Außerhalb der Vakuumkammer befinden sich die Ausleseelektronik mit dem ADC, die Spannungsversorgungen für den Detektor sowie die zeitliche Ansteuereinheit für den TIMEX, für die Taktregisterpulse und für die Signalübernahme durch den ADC.

Zur Kühlung des pn-CCDs wird eine Maske aus Kupfer auf die Keramik gepreßt. Die Kühlmaske ist über flexible Kupferlitzen mit einem einstufigen kommerziellen Kaltkopf (Typ RGS30, Leybold) verbunden. Diese Kältemaschine verwendet Helium als Arbeitsgas für den Kreisprozeß. Die gewünschte Detektortemperatur wird eingestellt über eine Heizungsregelung im Kaltkopf (Typ LTC60, Leybold). Damit kann eine minimale Temperatur von weniger als 70 K am Detektor erreicht werden. Die Temperaturmessung des CCDs erfolgt mit Hilfe einer monolithisch auf dem Chip integrierten Diode, die in Durchlaßrichtung gepolt und von einer externen Konstantstromquelle versorgt ist. Die entstehende Potentialdifferenz zwischen den beiden Diodenkontakten ist temperaturabhängig und dient nach ihrer Eichung zur Temperaturbestimmung des Detektors.

Mit einem Photomultiplier wurde vor Beginn der Messungen sichergestellt, daß die Testanlage lichtdicht ist und keine Lichtquellen in der Vakuumanlage vorhanden sind, die Signalladungen generieren und dadurch die Energieauflösung beeinträchtigen könnten. Für Dunkelbildmessungen kann eine Abdeckung vor den Detektor gefahren werden, um die Röntgenstrahlung abzuschirmen.

Als Röntgenquellen stehen alternativ ein radioaktives Fe^{55} -Präparat und eine Mehrfachtarget-Röntgenröhre zur Verfügung, die je nach Targetwahl Röntgenemissionslinien unterschiedlicher Energie mit einstellbarer Intensität liefert. Sowohl mit dem Fe^{55} -Präparat als auch mit der Röntgenröhre ist eine vollständige Ausleuchtung eines 3 cm^2 großen pn-CCDs möglich, so daß die Detektoreigenschaften über den gesamten Bildzellenbereich bestimmt werden können.

Beim Fe^{55} -Präparat wandelt sich ein Proton des Fe^{55} -Kerns durch den Einfang eines Elektrons aus der K-Schale in ein Neutron um, wodurch sich die Ordnungszahl des Elements um eins verringert. Es entsteht ein Mn^{55} -Atom, dessen leerer Elektronenplatz in der K-Schale von einem Elektron aus der L-Schale bzw. mit geringerer Wahrscheinlichkeit aus der M-Schale aufgefüllt wird. Die dabei freiwerdende Energie wird als Mn-K_α - (5894 eV) bzw. als

Mn- K_{β} -Röntgenphoton (6489 eV) abgestrahlt oder auf ein Auger-Elektron übertragen. Das Intensitätsverhältnis der Mn- K_{α} -Linie zur Mn- K_{β} -Linie beträgt 7.5 : 1. Bei dem verwendeten Fe^{55} -Präparat mit einer Aktivität von 1.18 GBq (oder 32 mCi) wird die emittierte Röntgenphotonenintensität durch eine Lochblende oder eine dünne Folie auf den gewünschten Fluß von typischerweise $5 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ abgeschwächt. Der Vorteil des Fe^{55} -Präparates mit einer Halbwertszeit von 2.74 Jahren besteht in der Reproduzierbarkeit des Spektrums bestehend aus zwei monochromatischen Linien sowie dem zeitlich konstanten Photonenfluß.

Die verwendete Multitarget-Röhre ist mit verschiedenen Anoden (Targets) bestückt, die wahlweise verwendet werden können, um die charakteristische Röntgenlinienstrahlung der chemischen Elemente anzuregen. Zur Erzielung eines möglichst monochromatischen Linienspektrums werden geeignete Filterfolien verwendet, die in den Strahlengang zwischen Röhre und Detektor eingefahren werden. Die materialspezifische Absorptionskante dieser Filter liegt knapp oberhalb der Energie der Spektrallinie, so daß der hochenergetische Teil des Bremsstrahlungskontinuums unterdrückt wird. Zugleich absorbieren oder reflektieren sie das sichtbare und Infrarotlicht des Heizfadens der Röhre. Der Vorteil der Röntgenröhre besteht in der Auswahlmöglichkeit zwischen verschiedenen Röntgenenergien und der einfachen Regelbarkeit des Photonenflusses über einen weiten Bereich mittels des Stromes durch den als Glühkathode verwendeten Heizfaden.

Die Testanlage muß zum Betrieb des Detektors evakuiert werden, um eine Kontamination des gekühlten Detektors, insbesondere mit Eis aus der Luftfeuchtigkeit, zu vermeiden. Des weiteren ist ein Erreichen von tiefen Temperaturen am Detektor mit relativ kleiner Kühlleistung nur möglich, wenn es keine Konvektion von Luft gibt. Und schließlich wird durch das Evakuieren die Absorption von niederenergetischen Röntgenphotonen in Luft vermieden. Der bei den Messungen herrschende Druck lag zwischen 10^{-6} mbar und 10^{-7} mbar.

2.3.3 Betriebsspannungen

Da die unstrukturierte Seite des pn-CCDs als Detektorrückseite bezeichnet wird, nennt man die großflächige Diode des Strahlungseintrittsfensters Rückkontakt und die dort angelegte Sperrspannung Rückkontaktspannung (s. Abb. 2). Zur vollständigen Depletion des hochohmigen Siliziumsubstrates würde eine Rückkontaktspannung von weniger als -100 V ausreichen. Zur Erhöhung der elektrischen Feldstärke und um das Potentialmaximum weg vom Übergangsbereich hinein in die angrenzende Epitaxieschicht zu verschieben, verwendet man typischerweise Spannungen im Bereich zwischen -150 V und -200 V.

Die Depletion der Epitaxieschicht unter der strukturierten Seite wird über die an den Taktregisterstreifen angelegte Sperrspannung durchgeführt. Sie muß mindestens etwa -10 V betragen, damit sich die Depletionszonen der beiden Detektorseiten berühren und die gesamte Bauelementtiefe an beweglichen Ladungsträgern verarmt ist. Zur Speicherung der Elektronen in Potentialtöpfen liegen die drei Taktregister einer Bildzelle auf zwei unterschiedlichen Potentialen. Ihre Werte liegen typischerweise im Bereich zwischen -12 V und -23 V und der Potentialunterschied beträgt etwa 5 V bis 10 V. Zum Verschieben der Potentialtöpfe in Richtung Anode werden die Spannungen an den Taktregistern zwischen den beiden Pegeln hin- und hergeschaltet, gemäß dem nachfolgend in Abschnitt 2.5 beschriebenen Schema.

An die Elektroden der MIS-Strukturen zwischen den Taktregistern legt man ein Gleichspannungspotential von typischerweise 0 Volt an. Damit wird die Elektronenakkumulationsschicht an der Oberfläche von dem Speicherpotential in der Tiefe durch eine Potentialbarriere

getrennt. Diese verringert sich bei Anlegen einer zunehmend negativeren Spannung an den MIS-Strukturen bis schließlich die an der Oberfläche generierten Elektronen ins Speicherpotential driften würden.

Eine ringförmige in Sperrichtung betriebene pn-Diode („guard ring“) um die gesamte depletierte Detektorfläche trennt diese von dem nicht depletierten Randbereich des CCD-Chips. Die Kontakte der innerhalb und außerhalb dieses Schutzringes liegenden n-dotierten Siliziumbereiche liegen auf Nullpotential. Weitere Spannungen dienen dem Betrieb der on-chip-Elektronik sowie des CAMEX- und TIMEX-Chips.

2.3.4 Signalverarbeitung und Datennahme:

Die im ladungsempfindlichen Vorverstärker prozessierten Bildzelleninhalte werden in einem Analog-Digital-Konverter (ADC) digitalisiert und für jede Bildzelle in den Speicher einer SUN-Workstation geschrieben. Aus 100 Dunkelbildern wird für jede Bildzelle der Mittelwert bestimmt, der als Referenzwert dient. Diese Referenzwerte aller Bildzellen werden auch „offset map“ genannt. In den mit Röntgenphotonen belichteten Bildern muß dieser Referenzwert subtrahiert werden, um die Röntgensignale zu bestimmen. Für eine möglichst vollständige Analyse im Labor werden von jedem aufgenommenen Bild alle Bildzelleninhalte ohne Anwendung einer Energieschwelle abgespeichert mit zugehöriger Energie-, Orts- und Zeitinformation. Der Nachteil dieser Methode besteht in einem hohen Speicheraufwand und der daraus resultierenden Beschränkung auf relativ kurze Meßdauern.

2.4 Detektoreigenschaften

2.4.1 Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz ist für niedrige Photonenenergien durch die sogenannte Totschicht des Strahlungseintrittsfensters bestimmt. Sie besteht im wesentlichen aus der Siliziumoxidschicht sowie der darunter befindlichen stark mit Boratomen dotierten Siliziumschicht (p^+ -Kontakt). Wird ein einfallendes Röntgenquant in dieser Schicht absorbiert, so werden die generierten Elektronen nicht oder nur unvollständig im Speicherpotential gesammelt. Ursächlich dafür ist der elektrische Feldverlauf, der die generierten Signalelektronen nicht zum Speicherpotential driften läßt, bzw. die geringe Höhe des elektrischen Feldes und damit auch der Driftgeschwindigkeit der Ladungen. Dadurch rekombinieren die erzeugten Elektron-Loch-Paare teilweise wieder, bevor sie getrennt werden, oder sie werden in Störstellen eingefangen. Aber auch wenn ein Röntgenphoton im Detektor nahe dieser Schicht wechselwirkt, so kann ein Elektron der Ionisationskaskade während des Thermalisierungsprozesses mit einem Teil der Röntgenenergie in die Totschicht entweichen. Ereignisse, deren Signalhöhen infolge der Totschicht verringert sind, werden als „Partialereignisse“ bezeichnet.

Mit dem unstrukturierten ultra-dünnen Photoneneintrittsfenster, das sich über alle Bildzellen erstreckt, erreicht man eine hohe und über die Detektorfläche homogene Quanteneffizienz auch für niedrige Röntgenenergien [Ha00]. Im Energiebereich von 350 eV bis etwa 10 keV liegt sie über 90 %, wie Abb. 8 zeigt. Da die mittlere Reichweite von Röntgenphotonen mit ihrer Energie ansteigt (ausgenommen bei den Absorptionskanten), wird die Quanteneffizienz im oberen Energiebereich durch die Dicke der Depletionszone bestimmt. Aus diesem Grunde weist der pn-CCD, bei dem die gesamte Chipdicke von etwa 300 μm sensitiv ist, außergewöhnliche hohe Quanteneffizienzwerte bei Energien oberhalb einiger keV auf. Selbst bei Röntgen-

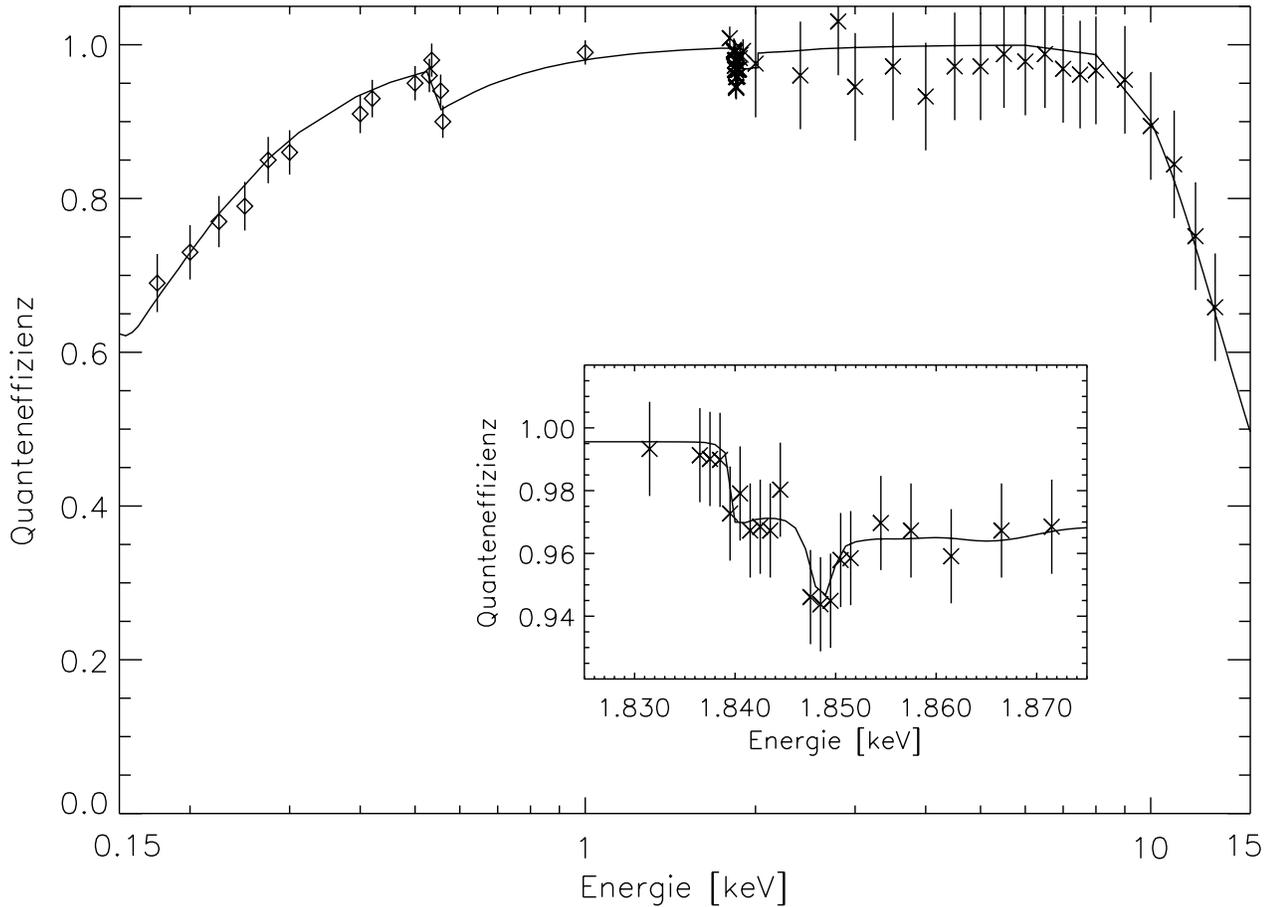


Abbildung 8: Quanteneffizienz des pn-CCDs [Ha99]. Dargestellt sind die einzelnen Meßergebnisse sowie das Modell (durchgezogenen Linie) im Energiebereich von 0.15 keV bis 15 keV. Der Verlauf der Quanteneffizienz um die Siliziumabsorptionskante ist in der Vergrößerung wiedergegeben.

energien von 15 keV, bei denen die effektive Sammelfläche eines XMM-Teleskopes nur noch wenige Quadratzentimeter beträgt, liegt die Quanteneffizienz des pn-CCDs noch bei 50 %.

Bei herkömmlichen MOS-CCDs ist die Seite mit den Transferregistern zugleich die Strahlungseintrittsseite. Diese Methode der Vorderseitenbeleuchtung verwenden auch die MOS-CCDs des EPIC-Instrumentes auf XMM-Newton. Aufgrund der unterschiedlichen Schichtdicken der Strukturen ist die Quanteneffizienz ortsabhängig. Durch Abätzen der Rückseite bis zur Depletionstiefe können auch rückseiten-beleuchtete MOS-CCDs für Röntgenanwendungen gefertigt werden mit dem Vorteil einer homogenen Quanteneffizienz. Ein Beispiel dafür sind die MOS-CCDs des RGS-Instrumentes auf XMM-Newton. Die Depletionszone der für die Röntgenspektroskopie optimierten MOS-CCDs reicht in beiden Fällen jedoch nur bis in eine Tiefe von weniger als $50 \mu\text{m}$. Dadurch ist die Quantenausbeute bei hohen Röntgenenergien entsprechend klein, z.B. unter 50 % bei 8 keV und unter 10 % bei 15 keV Photonenenergie.

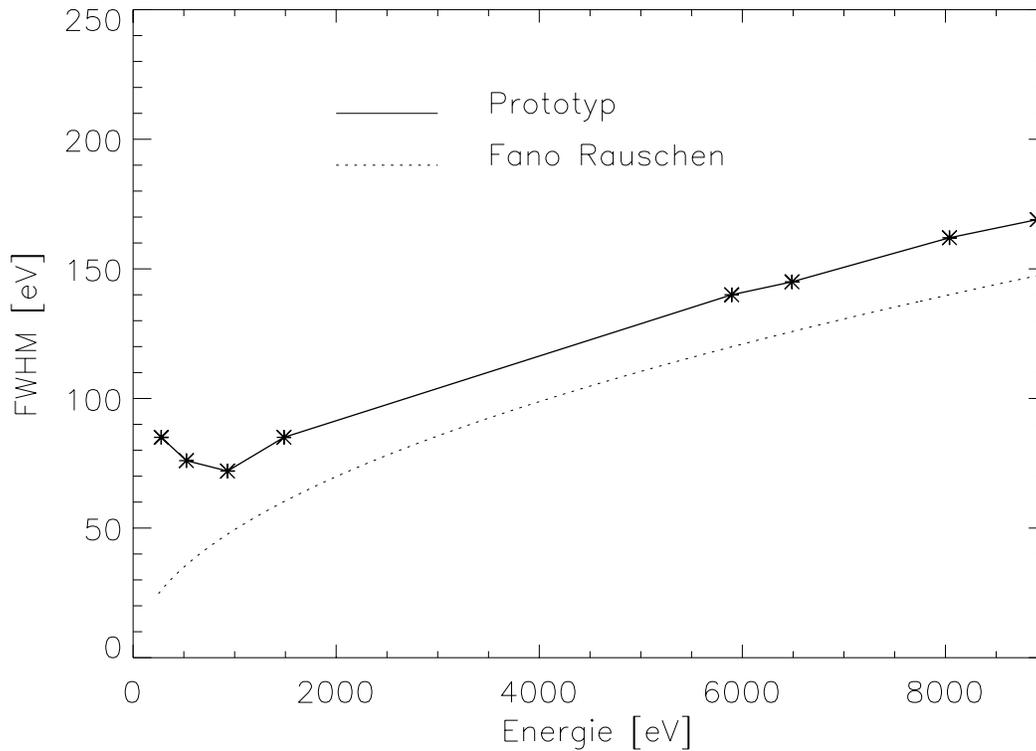


Abbildung 9: Gemessene Energieauflösung (FWHM) der pn-CCD-Prototyp-Detektoren in Abhängigkeit von der Energie der Röntgenphotonen. Als Vergleich dazu ist die theoretische Grenze der Energieauflösung, gegeben durch das Fano-Rauschen (s. Gl. (6)), dargestellt. Die Diskrepanz der gemessenen Energieauflösung von der theoretischen Grenze ist für Energien oberhalb von 2 keV im wesentlichen durch den Transferrauschbeitrag gegeben. Er steigt wie das Fano-Rauschen mit der Photonenenergie an (vgl. Abschnitte 8.1 und 9.3.3). Für Energien unterhalb von etwa 2 keV wird die Energieauflösung mit sinkender Energie in zunehmendem Maße durch Partialereignisse begrenzt, so daß schließlich unterhalb von 1 keV die Halbwertsbreite der Linien wieder zunimmt.

2.4.2 Energieauflösung

Für die Parametrisierung der Energieauflösung des Detektors wird die Halbwertsbreite FWHM („full width at half maximum“) der gemessenen Linie im Energiespektrum bestimmt. Für ein näherungsweise gaußförmiges Spektrum einer Röntgenlinie ergibt sich aus der Halbwertsbreite FWHM durch folgende Formel die Standardabweichung σ der gemessenen Signalenergien von ihrem Mittelwert, welche das Gesamtrauschen bedeutet:

$$\sigma = \frac{\text{FWHM}}{2.355} \quad (3)$$

Das Rauschen kann dabei als Energie mit der Einheit eV oder als äquivalente Rauschladung ENC („equivalent noise charge“) in Einheiten von Elektronen ausgedrückt werden. Unter Berücksichtigung der mittleren Energie $w = 3.7$ eV, die benötigt wird um ein Elektron-Loch-Paar in Silizium bei typischen pn-CCD-Betriebstemperaturen zu generieren, ergibt sich

die Umrechnung wie folgt:

$$\sigma \text{ [eV]} = 3.7 \left[\frac{\text{eV}}{\text{e}^-} \right] \cdot \text{ENC} \text{ [e}^-] \quad (4)$$

Das Detektorgesamtrauschen setzt sich im wesentlichen aus folgenden Beiträgen zusammen:

- Das elektronische Rauschen $\text{ENC}_{\text{el}} = \sqrt{\sum_i \text{ENC}_{\text{el},i}^2}$ schließt alle Rauschquellen von der on-chip Elektronik auf dem CCD, über den Vorverstärker bis hin zur Digitalisierung der Signale im Analog-Digital-Konverter ein.
- Die sich in den einzelnen Bildzellen während der Zykluszeit ansammelnden Dunkelstromelektronen Z_d führen zu einem weiteren Rauschbeitrag ENC_d . Da die Generationsprozesse von Elektron-Loch-Paaren unabhängig voneinander über Störstellen erfolgen, ist die Poisson-Statistik anwendbar. Der Rauschbeitrag durch die Bildzellendunkelladung ergibt sich so direkt aus der Wurzel der Anzahl der generierten Elektronen:

$$\text{ENC}_d \text{ [e}^-] = \sqrt{Z_d \text{ [e}^-]} \quad (5)$$

- Das Fano-Rauschen ENC_{Fano} ist bedingt durch statistische Schwankungen in der Anzahl der generierten Elektron-Loch-Paare (s. Gl. (1)) nach der Wechselwirkung des Röntgenphotons in Silizium [Le98]. Aus der Ionisationsstatistik ergibt sich der sogenannte Fano-Faktor F , der das Verhältnis der Varianz der Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare zu ihrem Mittelwert angibt. Die Korrelation des Rauschens mit der Energie des Röntgenphotons wird damit durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\text{ENC}_{\text{Fano}} \text{ [e}^-] = \sqrt[2]{\frac{F \cdot E_X \text{ [eV]}}{3.7 \left[\frac{\text{e}^-}{\text{eV}} \right]}} \quad (6)$$

Beim Fano-Rauschen handelt es sich um eine Materialeigenschaft von Silizium, die nicht optimiert werden kann. Der Fano-Faktor liegt etwa bei 0.12 und steigt für Röntgenenergien unterhalb von 1 keV leicht an. Allein der Fano-Rauschbeitrag ergibt für die Mn- K_α -Linie bei 5894 eV bereits eine Halbwertsbreite von 120 eV. Für hohe Röntgenenergien dominiert er das Gesamtrauschen von Siliziumdetektoren mit hoher Energieauflösung, wie im Falle des pn-CCDs.

- Das Transferrauschen ENC_t ist verursacht durch die schwankenden Ladungsverluste beim Transfer der Signalladungsmenge vom Signalerzeugungsort bis zur Anode. Eine Korrektur der mittleren Ladungstransferverluste minimiert das Transferrauschen, vermeidet es aber nicht vollständig.
- Die bereits erwähnten Partialereignisse sowie Splitereignisse führen zu zusätzlichen asymmetrischen Verbreiterungen der gemessenen Röntgenlinien. Splitereignisse heißen dabei Röntgensignale, bei denen sich die generierte Signalladungsmenge bei Photoneinfall nahe zur Pixelgrenze auf zwei bis maximal vier Bildzellen aufteilt. Liegen dabei Ladungsmengen unterhalb der Signalerkennungsschwelle, so wird ihr Beitrag bei der Rekonstruktion der Photonenergie nicht berücksichtigt und der Energiewert liegt zu niedrig. Die Rauschbeiträge von Partial- und Splitereignissen, bezeichnet mit $\text{ENC}_{\text{p,s}}$, haben vor allem für sehr niedrige Photonenenergien Bedeutung.

Das Spektrum einer monoenergetischen Röntgenlinie wird im wesentlichen durch diese Rauschbeiträge verbreitert. Die Halbwertsbreite einer Linie der Energie E_X [eV] ist durch die Wurzel aus der Summe der Quadrate dieser Komponenten bestimmt:

$$\begin{aligned} \text{FWHM [eV]} &= \\ &= 2.355 \cdot 3.7 \left[\frac{\text{eV}}{\text{e}^-} \right] \sqrt{\left(\frac{F \cdot E_X}{3.7} + \sum_i \text{ENC}_{\text{el},i}^2 + \text{ENC}_d^2 + \text{ENC}_t^2 + \text{ENC}_{\text{p},s}^2 \right) [\text{e}^-]^2} \quad (7) \end{aligned}$$

Die Energieauflösung verschiedener Spektrallinien ist in Abb. 9 dargestellt. Für Energien oberhalb von 1 keV nimmt die Linienbreite mit steigender Röntgenenergie zu. Die Energieauflösung ist im wesentlichen durch das Fano-Rauschen und des weiteren durch das Transferrauschen bestimmt. Im Niederenergiebereich unterhalb von 1 keV tritt eine mit sinkender Energie zunehmende Linienverbreiterung auf, vor allem infolge des Auftretens von Partialereignissen in der Totschicht. Das Dunkelbildrauschen, resultierend aus dem elektronischen Rauschen ENC_{el} und dem Dunkelstromrauschen ENC_d , liegt typischerweise bei 5 e^- .

2.4.3 Bildzellengröße

Die Bildzellengröße des pn-CCDs, die eine Fläche von $150 \mu\text{m} \cdot 150 \mu\text{m}$ aufspannt, ist angepaßt an die spezifizierte Winkelauflösung der XMM-Röntgenteleskope. Herkömmliche CCDs haben typischerweise nur Pixelabmessungen von $20 \mu\text{m} \cdot 20 \mu\text{m}$. Bei den EPIC MOS-CCDs für XMM konnte die Pixelgröße auf $40 \mu\text{m} \cdot 40 \mu\text{m}$ (im Bildbereich) erhöht werden. Die Größe der pn-CCD Pixel gestattet eine geringere Anzahl von Ladungstransfers pro Detektorfläche und erlaubt eine entsprechend kürzere Auslesedauer des Detektors.

2.4.4 Einzelereignisse und Splitereignisse

Ein weiterer Vorteil der großen Bildzellen besteht in der hohen Wahrscheinlichkeit, daß die Signalladung eines Photons in nur einer Bildzelle gesammelt wird. Sie beträgt über 80 % bei 0.5 keV und fällt mit zunehmender Energie leicht ab [Ha01]. Die restlichen Photonen verteilen ihr Signal auf zwei benachbarte Bildzellen bis auf wenige Prozent, deren Ladungsmenge sich über drei oder maximal vier Bildzellen ausbreitet. Wird die Signalladung vollständig in einer Bildzelle gesammelt, so spricht man von Einzelereignissen in Abgrenzung zu Splitereignissen. Splitereignisse entstehen beim Einfall von Photonen in die Nähe einer Bildzellengrenze. Das Signalladungspaket dehnt sich räumlich aus durch Diffusion und gegenseitige elektrostatische Abstoßung der Signalelektronen während der Driftzeit von der Photonenwechselwirkungstiefe zum Potentialmaximum. Beim Erreichen dieser durch die Potentialtöpfe strukturierten Ebene haben sie dann eine radialsymmetrische Verteilung mit einem Radius in der Größenordnung von $10 \mu\text{m}$. In Abhängigkeit vom Einfallsort teilt sich die Ladungswolke dann gegebenenfalls auf bis zu vier benachbarte Pixel auf.

2.4.5 Auslesegeschwindigkeit

Der Transfer der Bildzelleninhalte von Zeile zu Zeile und schließlich auf die Anoden wird beim pn-CCD-Detektor ausschließlich parallel durchgeführt, d.h. gleichzeitig für alle 64 Kanäle einer Zeile. Bei herkömmlichen CCDs hingegen, folgen auf jeden parallelen Transfer einer Zeile entsprechend viele serielle Transfers, um die Pixelinhalte dieser Zeile zum einzigen Ausleseknotten

des CCDs zu befördern. Das Einsparen dieses seriellen Transfers ist beim pn-CCD möglich, weil für jeden einzelnen CCD-Transferkanal eine eigene Anode, eine erste Stufe der Ladungsverstärkung auf dem Chip sowie ein zugehöriger Vorverstärkerkanal realisiert sind. Damit können neben dem Ladungstransfer, auch die on-chip-Verstärkung und Signalprozessierung zeilenweise erfolgen.

Die Auslesezeit für die 64 Bildzelleninhalte einer Zeile betrug ursprünglich $64 \mu\text{s}$, konnte jedoch nach Optimierung schließlich auf $23 \mu\text{s}$ reduziert werden. Für eine 3 cm^2 große Detektoreinheit mit 200 Zeilen zu je 64 Pixel ergibt sich damit eine Gesamtauslesedauer von 4.6 ms bzw. eine Auslesefrequenz der Pixel von etwa 3 MHz. Für den $6 \text{ cm} \cdot 6 \text{ cm}$ großen Flug-pn-CCD von XMM beträgt die gesamte Auslesezeit 73 ms infolge der sequentiellen Auslese der 12 CCD-Einheiten und aufgrund von Wartezeiten zwischen den einzelnen Einheiten. Bei den MOS-CCDs der XMM-Mission liegt die Auslesezeit bei 2.6 s für eine $2.4 \text{ cm} \cdot 2.4 \text{ cm}$ große belichtete Fläche bestehend aus $600 \cdot 600$ Bildzellen mit einer Pixelgröße von $40 \mu\text{m} \cdot 40 \mu\text{m}$ [Ho96]. Die ACIS-CCDs der Chandra-Mission benötigen eine Auslesezeit von etwa 3 s für eine $2.5 \text{ cm} \cdot 2.5 \text{ cm}$ große belichtete Fläche bestehend aus $1024 \cdot 1026$ Bildzellen mit einem Format von $24 \mu\text{m} \cdot 24 \mu\text{m}$ [Ba99]. Bei den Röntgen-CCDs der japanischen Astro-E Mission, die beim Start Anfang 2000 scheiterte, betrug die Auslesezeit 6.4 sec für die $1024 \cdot 256$ Bildzellen große Einheit mit einer Pixelgröße von $24 \mu\text{m} \cdot 24 \mu\text{m}$ [Mu99].

Die vergleichsweise kurze Auslesezeit für den pn-CCD liegt zum einen am ausschließlich parallelen (d.h. gleichzeitig für alle Pixel einer Zeile erfolgenden) Ladungstransfer und paralleler Signalprozessierung und zum anderen an der verhältnismäßig geringen Zahl der Pixel pro Detektorfläche aufgrund ihrer Größe von $150 \mu\text{m} \cdot 150 \mu\text{m}$.

2.4.6 Erkennung von Teilchen

Minimal ionisierende Teilchen (mips) können wegen ihrer großen Reichweite praktisch nicht abgeschirmt werden. Sie deponieren bei Durchqueren des Detektors jeweils eine Energie von mindestens 88 keV entsprechend einer minimalen Weglänge von $300 \mu\text{m}$, gegeben durch die Detektordicke. Durch die hohe Energiedeposition sind mips im pn-CCD von den durch das Teleskop abgebildeten Röntgenphotonen unterscheidbar. Denn deren Fluß ist bereits oberhalb von 15 keV verschwindend, aufgrund der mit der Energie rapide abnehmenden Sammelfläche [Ja01].

2.5 Ladungstransfer

Eine wesentliche Größe, die die Energieauflösung eines CCD-Detektors bestimmt, ist der möglichst verlustarme Transfer der Signalladungen von Bildzelle zu Bildzelle bis hin zur Anode. Wesentliche Unterschiede zwischen MOS-CCDs und dem pn-CCD bestehen dabei hinsichtlich der Tiefe im Silizium, in der der Ladungstransfer stattfindet, und seines zeitlichen Ablaufes.

2.5.1 Transfertiefe

Der Ladungstransfer erfolgt beim pn-CCD in einem Tiefenbereich von $10 \mu\text{m}$ bis $12 \mu\text{m}$ (je nach Höhe der angelegten Sperrspannungen) unterhalb der Registerstruktur in der Epitaxieschicht nahe dem Übergang zum hochohmigem Substrat. Bei MOS-CCDs beträgt diese Tiefe weniger als $1 \mu\text{m}$.

Die relativ große Entfernung der Signalladungsmenge von den Taktregistern an der Oberfläche führt zu einer starken Überlagerung der Taktregisterpotentiale in der Transfertiefe. Dadurch wird über eine relativ weite Distanz ein ausreichend hohes elektrisches Feld erzeugt, um die Elektronen schnell und vollständig von einem zum nächsten Speicherort transferieren zu können. Auf diese Weise werden größere Bildzellenformate ermöglicht als bei oberflächennahem Transfer.

Die Elektronen werden in der stärker dotierten Epitaxieschicht statt im Substrat gespeichert, was sich gemäß der Poisson-Gleichung in einem steileren Verlauf des Speicherpotentials auswirkt. Das in der Epitaxieschicht höhere Fassungsvermögen an Elektronen pro Volumen erlaubt die Speicherung von verhältnismäßig großen durch Teilchen oder aufgrund von Kristalldefekten generierten Ladungsmengen in der betroffenen Bildzelle, ohne den Signalinhalt der benachbarten Pixel zu beeinflussen.

Durch den tief im Einkristall stattfindenden Ladungstransfer müssen die Signalladungen nicht durch die hohe Dichte von Kristallgitterstörungen nahe an der Oberfläche bewegt werden. Deren Ursache liegt zum einen in den bei der Implantation von Phosphor und Bor entstandenen und danach nicht vollständig ausgeheilten Gitterschäden. Zum anderen lagern sich Störstellen bevorzugt an das imperfekte Siliziumkristallgitter der Grenzschicht zur Siliziumoxidschicht an. Und schließlich treten bei den Hochtemperaturprozeßschritten während der Herstellung plastische Deformationen verstärkt nahe der Kristalloberfläche auf [Gr96]. Dies ist insbesondere durch Oxid- und Nitridschichten bedingt, aufgrund ihres von Silizium unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten. Daraus resultieren Versetzungen im Kristallgitter, die als Elektronen-Traps sowie als Generationszentren wirken können.

2.5.2 Ladungstransfereffizienz

Die Anzahl der durch ein Röntgenphoton generierten Signalelektronen, die in den Pixeln gesammelt wird, verringert sich beim Transfer der Ladungen zur Anode. Dies kann verschiedene Gründe haben. Zum einen werden Elektronen in Kristallgitterstörungen, sogenannte Traps, eingefangen während ihrer Speicherung (s. Abschnitt 4.2). Zum anderen kann ein Ladungsverlust beim Verschieben der Speicherpotentiale in Richtung Anode auftreten. Elektronen könnten dabei in einer Potentialtasche zurückgehalten werden oder auch das Speicherpotential verlassen und zu einem Kontakt abfließen. Mögliche Ursachen dafür wären beispielsweise ein ungünstiges Design der Transferregister, ein zu schwach ausgeprägter Speicherpotentialverlauf oder ein ungünstiger zeitlicher Verlauf der Transferpotentiale. Die Effizienz des Ladungstransfers von Bildzelle n zur Bildzelle $n-1$ kann folgendermaßen definiert werden:

$$\text{CTE}(n) = \frac{S(n-1)}{S(n)} \quad (8)$$

wobei $S(n)$ die noch vorhandene Signalladungsmenge in der Bildzelle n bedeutet mit $0 < n \leq 199$. Dabei bedeuten $S(0)$ die Signalladungsmenge in der 1. Bildzelle vor der Anode und $S(199)$ die Signalladungsmenge in der 200. Bildzelle, die den maximalen Abstand zur Anode besitzt. Die Ladungstransfereffizienz CTE („charge transfer efficiency“) beschreibt den Mittelwert der Signalladungsmenge nach dem Bildzellentransfer relativ zu der vor dem Bildzellentransfer oder mit anderen Worten, den mittleren Prozentsatz der transferierten Elektronen. Sofern die Ladungstransfereffizienz $\text{CTE}(n)$ konstant für alle Bildzellentransfers innerhalb

eines Transferkanales ist, ergibt sich aus Gl. (8):

$$S(0) = \text{CTE}^n \cdot S(n) \quad (9)$$

Um den Ladungstransferverlust relativ zur Anzahl der vorhandenen Elektronen zu parametrisieren, definiert man die CTI („charge transfer inefficiency“) als:

$$\text{CTI} = 1 - \text{CTE} \quad (10)$$

Sie stellt das Komplement zur CTE dar. Bezeichnet man die vom Photon am Einfallsort generierte Signalladungsmenge mit S_0 und die nach n Bildzellentransfers gemessene Signalladungsmenge mit S_n , so gilt entsprechend:

$$\begin{aligned} S_n &= \text{CTE}^n \cdot S_0 \\ &= (1 - \text{CTI})^n \cdot S_0 \\ &\approx 1 - n \cdot \text{CTI} \quad (\text{falls } \text{CTI} \ll 1) \end{aligned} \quad (11)$$

$S_0 - S_n$ beschreibt dabei den Signalladungsverlust nach n Bildzellentransfers zur Anode. Die Näherung ergibt sich aus der Potenzreihenentwicklung für sehr kleine CTI-Werte.

Bei allen spektroskopischen CCDs findet man bereits vor Strahlenschädigung Ladungstransferverluste, d.h. $\text{CTI} > 0$ bzw. $\text{CTE} < 1$. Beim Vergleich von CTI-Werten verschiedener CCDs ist zu berücksichtigen, daß die Ladungstransferverluste keine ausschließlich bauelementabhängige Größe darstellen, sondern von zahlreichen Parametern abhängen. Umfangreiche experimentelle Untersuchungen dazu werden in Kap. 7 präsentiert. Ein tieferes Verständnis der Ladungstransferverluste wird mithilfe eines Modelles in Kap. 9 entwickelt.

2.5.3 Zeitschema und Speicherorte

Die Bildaufnahme im pn-CCD ist zeitlich aufgeteilt in die frei wählbare Integrationsdauer Δt_i (typischerweise etwa 75 ms), innerhalb der alle Potentiale im CCD statisch bleiben, und der Auslesezeit. Während der Auslesezeit werden die Signalinhalte aller Bildzellen des CCDs zeilenweise zu den Anoden transportiert und im Vorverstärker verarbeitet. Die Ladungsinhalte der 64 Bildzellen jeder Zeile werden auf dem Weg zu den Anoden nacheinander an sechs verschiedenen Orten innerhalb eines Pixels gespeichert (s. Abb. 10). Während der zeitaufwendigen Signalverarbeitung der Bildzelleninhalte einer Zeile im CAMEX64B-Verstärker ruhen die Ladungen in den übrigen Zeilen im Speicherpotential unter dem Taktregister φ_1 für die Zeitdauer Δt_r von 23 μs (bzw. 64 μs vor Optimierung). Beim Transfer ergeben sich fünf weitere Speicherorte pro Bildzelle aufgrund der sonstigen Schaltzustände an den 3 Taktregistern: Unter den beiden weiteren Taktregistern φ_2 und φ_3 wird gespeichert, wenn nur dort ein positiver Puls anliegt. Unter den MIS-Strukturen zwischen den drei Taktregistern wird gespeichert bei gleichzeitig anliegendem positivem Puls an zwei Taktregistern (s. Abb. 11). Die Zeitdauer zwischen zwei Schaltvorgängen der Spannungspulse an den Taktregistern bestimmt die Speicherzeit Δt_s . Sie beträgt für jeden der fünf Orte ein Drittel der Spannungspulsdauer an den Taktregistern, wie der Abbildung 10 zu entnehmen ist. Die verwendeten Speicherzeiten Δt_s betragen anfänglich 900 ns und wurden schließlich für die späteren Messungen auf 100 ns optimiert. Die Zykluszeit Δt_c für ein Bild ergibt sich so zu:

$$\Delta t_c = \Delta t_i + \#\text{Zeilen} \cdot (\Delta t_r + 5 \cdot \Delta t_s) \quad (12)$$

mit $\#\text{Zeilen}$ als der Zeilenzahl des CCDs, die 60 beim Prototyp und 200 beim Flugtyp beträgt.

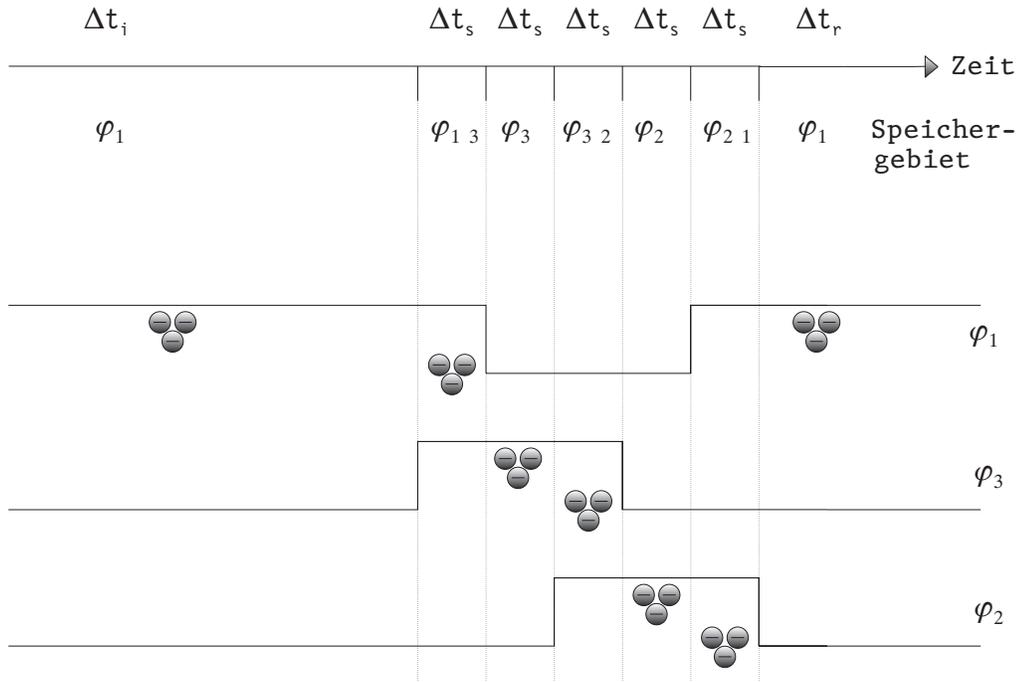


Abbildung 10: Zeitschema des Ladungstransfers mit den sechs Speichergebieten innerhalb einer Bildzelle und dem Potentialverlauf an den drei Taktregistern. Die Signalladung wird während des Transfers in sechs verschiedenen zeitlich aufeinanderfolgenden Regionen in einer Bildzelle gespeichert, in der Abbildung mit φ_1 , φ_{13} , φ_3 , φ_{32} , φ_2 , φ_{21} bezeichnet. Unter einem der drei Taktregister (φ_1 , φ_2 , φ_3) wird die Ladung gespeichert, wenn nur an dem betreffenden Register der positive Puls anliegt. Zwischen zwei Taktregistern (φ_{13} , φ_{32} , φ_{21}) unter der entsprechenden MIS-Struktur wird gespeichert, wenn der positive Puls gleichzeitig an zwei Taktregistern anliegt. Die Speicherdauer unter Taktregister φ_1 ist bestimmt durch die Integrationszeit Δt_i des Bildes bzw. während der Auslese des Bildes durch die Auslesezeit Δt_r für jede Zeile. Die Signalladungen bleiben jeweils für die Zeitdauer Δt_s , die ein Drittel der Pulsdauer an den Taktregistern beträgt, an den übrigen fünf Speicherplätzen lokalisiert während des Transfers innerhalb der Bildzelle (s.a. Gl. (12)). Die Drift der Ladungen von einem Speicherort zum nächsten erfolgt innerhalb von 10 Nanosekunden, also einem im Vergleich zu den Speicherzeitdauern sehr kurzen Zeitraum.

2.5.4 Elektronenverteilung am Speicherort

Die Potentiale wurden für die sechs Speicherorte pro Bildzelle, d.h. unter den Taktregistern sowie zwischen den Taktregistern, mit dem zweidimensionalen Simulationsprogramm TOSCA [Ga92] ermittelt unter Berücksichtigung von Geometrie und Dotierung des Bauelementes sowie der angelegten Betriebsspannungen. Insbesondere ist dabei berücksichtigt, daß bei den Flugtyp-CCDs eine zusätzliche Phosphor-Implantation in der Mitte des Transferkanales eingeführt wurde. Dadurch erreicht man einen steileren Potentialverlauf und so eine geringere Ausdehnung der Elektronen in der Dimension y parallel zum Taktregister und senkrecht zur Transferrichtung. Die Auswirkungen davon werden in Abschnitt 7.4.2 untersucht. Abb. 11 zeigt das Potential in Transferrichtung x für die Speicherung unter einem Taktregister sowie die Potentialänderung für die anschließende Speicherung zwischen zwei Taktregistern. Die Elektronenverteilung am Ort x kann beschrieben werden durch die Anzahl der

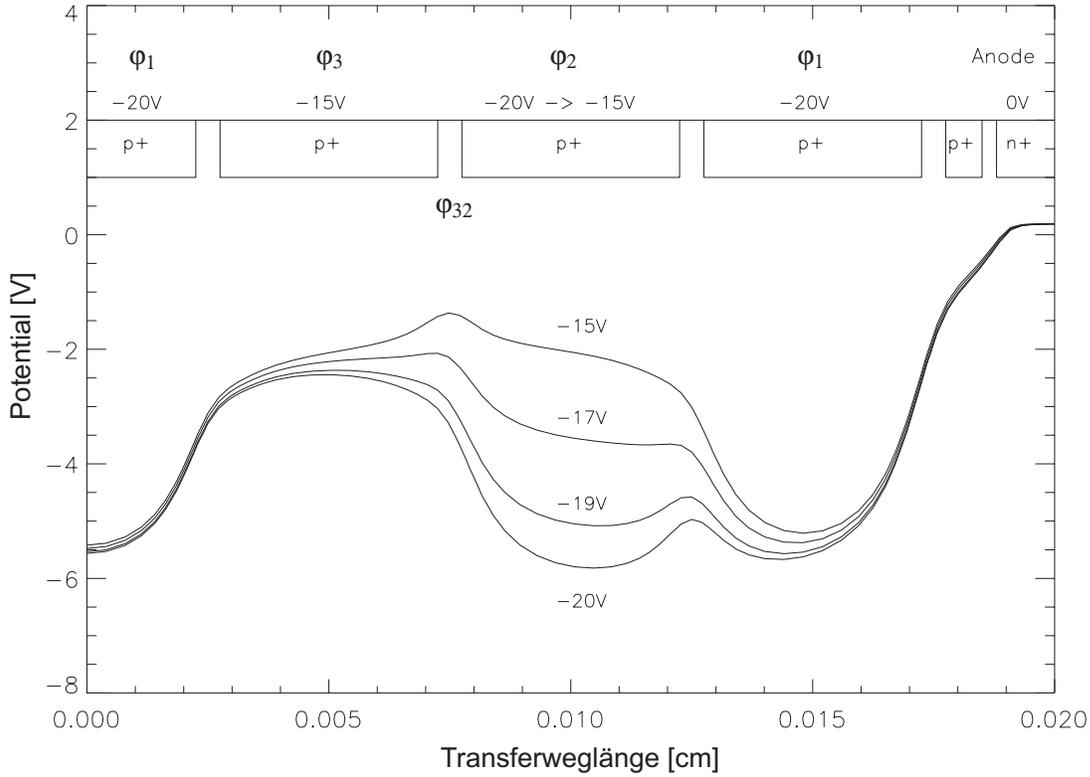


Abbildung 11: Simulation des Speicher- und Transferpotentialverlaufes im pn-CCD [Ri95] mittels des TOSCA Simulationsprogrammes [Ga92]. Das Potential ist dargestellt in der Transfertiefe für die Speicherung von Ladungen unter Transferregister φ_3 (Fall mit -20 V an φ_2). Ebenso wiedergegeben ist die Potentialänderung für den Transfer zum nächsten Speichergebiet φ_{32} zwischen φ_3 und φ_2 (-20 V \rightarrow -15 V an φ_2). Das Potentialmaximum liegt nun genau zwischen den Taktregisterstreifen φ_2 und φ_3 , die nun beide auf -15 V liegen. Die Elektronen werden dort für den nächsten Zeitabschnitt Δt_s gespeichert. Der relativ steile Potentialverlauf am Scheitel rührt vom Einfluß der MIS-Elektroden her. Unter deren Oberfläche befindet sich eine Elektronenakkumulationsschicht, die leitend mit dem Substrat verbunden ist. Dieses ist ebenso wie der MIS-Kontakt auf das im Vergleich zu den Taktregistern sehr positive Potential von 0 Volt gelegt.

Elektronen N_e und ihre auf eins normierte Aufenthaltswahrscheinlichkeit $P(x)$ an diesem Ort:

$$n_e(x) = N_e \cdot P(x) \quad (13)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron mit der potentiellen Energie $E(x,y,z)$ sich am Ort (x,y,z) aufhält, ist durch die kanonische Verteilungsfunktion bestimmt:

$$P(x, y, z) = \frac{\exp\left(-\frac{E(x,y,z)}{k_B T}\right)}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{E(x,y,z)}{k_B T}\right) dx dy dz} \quad (14)$$

Mit k_B ist die Boltzmann-Konstante bezeichnet, deren Wert $1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K beträgt, mit T ist die absolute Temperatur in Kelvin bezeichnet. Der ortsabhängige Energieanteil $E(x,y,z)$ eines Elektrons ist über $E(x,y,z) = -e \cdot U(x,y,z)$ durch das elektrische Speicherpotential $U(x,y,z)$

bestimmt. Das Speicherpotential kann um sein Maximum, d.h. den Bereich mit der höchsten Aufenthaltswahrscheinlichkeit für die negativ geladenen Elektronen, näherungsweise durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$U(x, y, z) = -(a \cdot x^2 + b \cdot y^2 + c \cdot z^2) + d \quad (a, b, c > 0) \quad (15)$$

mit der Koordinate x als Transferrichtung, y entlang der Taktregister bzw. MIS-Strukturen und z in die Tiefe. Aus einem Fit an die mit TOSCA simulierte Potentiale erhält man die Potentialparameter: $a = 4.3 \cdot 10^8 \text{ V/m}^2$ bei Speicherung unter einem Transferregister bzw. $a = 3.1 \cdot 10^9 \text{ V/m}^2$, d.h. einen um mehr als Faktor 7 höheren Wert bei Speicherung zwischen zwei Registern; $b = 1.2 \cdot 10^9 \text{ V/m}^2$ für den Prototyp-CCD bzw. den um einen Faktor 2 höheren Wert $b = 2.5 \cdot 10^9 \text{ V/m}^2$ für den Flugtyp-CCD mit verengtem Transferkanal sowie $c = 7.5 \cdot 10^{10} \text{ V/m}^2$ (gültig für die Speicherung von typischen Ladungsmengen bis zu einigen 10^3 Elektronen). Damit ergibt sich aus Gl. (14) nach ihrer Integration folgende Aufenthaltswahrscheinlichkeit $P(x,y,z)$ für ein Elektron am Ort x,y,z :

$$P(x, y, z) = \frac{\exp\left(-\frac{ea}{k_B T} \cdot x^2\right)}{\sqrt{\frac{(\pi k_B T)}{ea}}} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{eb}{k_B T} \cdot y^2\right)}{\sqrt{\frac{(\pi k_B T)}{eb}}} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{ec}{k_B T} \cdot z^2\right)}{\sqrt{\frac{(\pi k_B T)}{ec}}} \quad (16)$$

Dabei handelt es sich um das Produkt aus je einer Gaußverteilung in x - y - und z -Richtung mit Standardabweichungen $\sigma_{x,y,z}$ von:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{k_B T}{2ea}}, \quad \sigma_y = \sqrt{\frac{k_B T}{2eb}}, \quad \sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T}{2ec}} \quad (17)$$

Zur Abschätzung des Aufenthaltsbereiches der Elektronen in den einzelnen Richtungen werden die Standardabweichungen σ_i ($i = x,y,z$) der Verteilungen sowie die Bereiche Δi mit einer Ausdehnung von $-3 \sigma_i$ bis $+3 \sigma_i$ berechnet, in dem sich 99.73 % der Ladungen befinden bei einer Gaußverteilung. Für eine Temperatur von 150 K findet man dafür folgende Werte:

- In Transferrichtung x hängt der Aufenthaltsbereich der Elektronen deutlich vom Speicherort ab:
 $\sigma_x = 3.9 \mu\text{m}$ bzw. $\Delta x = 23.4 \mu\text{m}$ bei Speicherung unter einem der Transferregister bzw.
 $\sigma_x = 1.4 \mu\text{m}$ bzw. $\Delta x = 8.4 \mu\text{m}$ bei Speicherung zwischen den Transferregistern unter den MIS-Strukturen, wo die Ladung stärker begrenzt ist.
- In Richtung entlang der Taktregister y hängen die Werte von der CCD-Version ab:
 $\sigma_y = 2.3 \mu\text{m}$ bzw. $\Delta y = 13.8 \mu\text{m}$ für die Prototyp-Version und
 $\sigma_y = 1.6 \mu\text{m}$ bzw. $\Delta y = 9.6 \mu\text{m}$ für die Flugtyp-CCDs mit verengtem Transferkanal.
- In die Tiefe z ist die Ausdehnung am stärksten beschränkt:
 $\sigma_z = 0.29 \mu\text{m}$ bzw. $\Delta z = 1.7 \mu\text{m}$.

Diese Abschätzungen zeigen, daß ein Elektronenpaket auf einen Bruchteil von weniger als $8 \cdot 10^{-5}$ des Bildzellenvolumens (von etwa $150 \mu\text{m} \cdot 150 \mu\text{m} \cdot 300 \mu\text{m}$) beschränkt ist bei seiner Speicherung innerhalb der Bildzelle.

3 Strahlenbelastung des Detektors während der XMM-Mission

Das XMM-Observatorium läuft auf einer hochexzentrischen geneigten Bahn um die Erde mit einem anfänglichen Perigäum von 7.000 km und einem Apogäum von 114.000 km [Eg95],[Sw96]. Die Periodendauer von 47.8 Stunden erlaubt etwa 40-stündige kontinuierliche Beobachtungen außerhalb der Strahlungsgürtel in einer Höhe oberhalb von 40.000 km. Durch das Fehlen der abschirmenden Wirkung der Erdatmosphäre ist der Satellit einer hohen Strahlenbelastung ausgesetzt. Durch eine massive Abschirmung wird sie für den Detektor wesentlich minimiert. Im folgenden wird die erwartete Strahlenbelastung des pn-CCD-Detektors auf dem XMM-Satelliten analysiert.

3.1 Strahlungsumgebung des Satelliten im Orbit

Die Strahlenbelastung setzt sich im wesentlichen aus folgenden Quellen zusammen:

1. Van-Allen-Strahlungsgürtel:

Der nach seinem Entdecker benannte van-Allen-Strahlungsgürtel wird gebildet durch im Erdmagnetfeld eingefangene hochenergetische geladene Teilchen, im wesentlichen Protonen und Elektronen. Der Satellit taucht bei jedem Orbit, also einmal pro 48 Stunden, in den strukturierten Teilchengürtel ein bei der Annäherung an das Perigäum. Während sich die Elektronengürtel bis zu einer Entfernung von mehr als 40.000 km von der Erde ausdehnen, sind die Protonengürtel deutlich näher (unter 20.000 km) zur Erde konzentriert [Br89].

2. Solare Teilchen:

Von der Sonne wird in unregelmäßigen Abständen hochintensive und hochenergetische Teilchenstrahlung ausgesandt, infolge von energiereichen Sonnenaktivitäten („solar flares“). Die emittierten Protonen sowie ferner Alpha-Teilchen und schwerere Ionen stellen die Strahlenbelastung für den Teil der Satellitenbahn außerhalb des van-Allen-Strahlungsgürtel dar, wo die abschirmende Wirkung durch das Erdmagnetfeld fehlt. Ihr Fluß variiert in etwa mit einer 11-Jahres-Periode, wobei der Beginn der XMM-Newton Mission in ein Maximum fiel.

3. Galaktische kosmische Strahlung:

Der Fluß der isotropen galaktischen kosmischen Strahlung, überwiegend aus Protonen, Alpha-Teilchen und ferner schweren Kernen bestehend, ist mit nur einigen Teilchen/(cm² · s) vergleichsweise gering.

Die europäische Raumfahrtbehörde ESA simulierte die Fluenzspektren der Hauptbeiträge der Strahlenbelastung für den XMM-Orbit. Die Ergebnisse sind in Abb. 12 dargestellt für eine Missionsdauer von 10 Jahren [Ev97]. Daraus ist zu ersehen, daß die Fluenzen der im Erdmagnetfeld eingefangenen Elektronen und Protonen unterhalb einer Energie von 5 MeV ähnlich hoch sind und gegenüber der Fluenz der solaren Protonen dominieren. Oberhalb von 5 MeV liegt die Häufigkeit der solaren Protonen dann aber weit über der der geomagnetischen Teilchen, d.h. sie weisen ein härteres Spektrum auf.

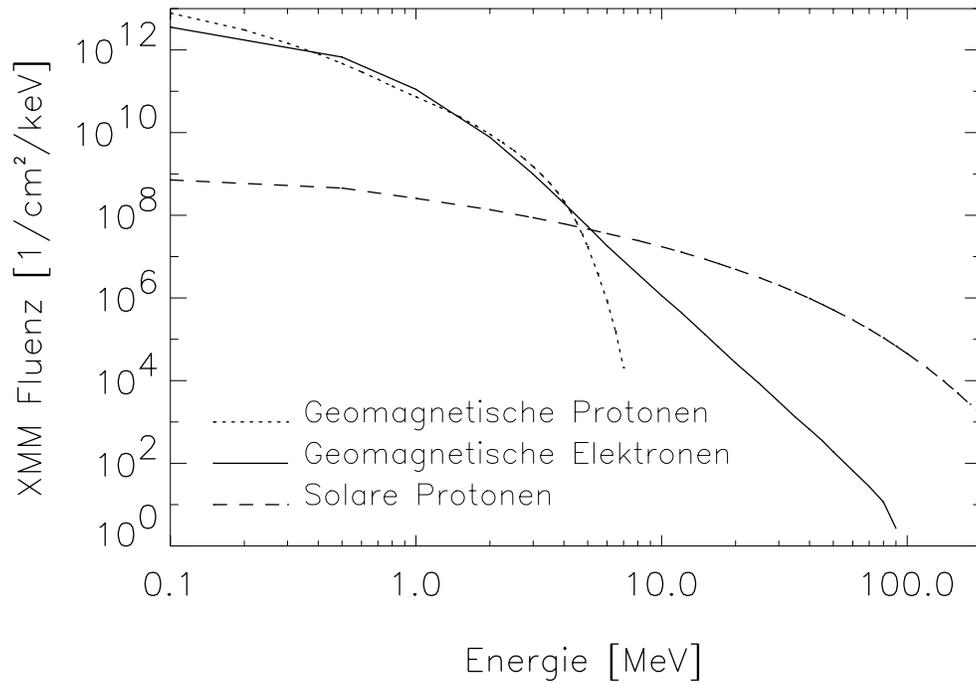


Abbildung 12: Differenzielles Fluenzspektrum der Protonen und Elektronen der Strahlungsgürtel sowie der solaren Protonen, die auf den XMM-Satelliten (ohne Berücksichtigung einer Abschirmung) treffen. Die dargestellten Teilchenfluenzen sind akkumuliert für die Dauer einer zehnjährigen XMM-Mission [Ev97].

3.2 Strahlenbelastung für den Detektor

Im Vergleich zu dem in Abb. 12 dargestellten Teilchenfluenzspektrum, dem der Satellit ausgesetzt ist, ist das auf den pn-CCD-Detektor treffende Fluenzspektrum wesentlich abgeschwächt. Der Grund dafür ist die abschirmende Wirkung der Satellitenhaut, eines etwa 20 mm dicken Protonenschildes aus Aluminium, einer massiven Kühlfingerplatte, die den thermischen Kontakt der Kamera zum Radiator herstellt, und sonstiger den Detektor umgebender Strukturen, wie etwa Elektronik-Einheiten. Das Gesichtsfeld des Detektors ist durch die 58 ineinander geschachtelten Röntgenspiegel abgeschirmt, die durch ihre Hyperboloid- und Paraboloidform einen geradlinigen Weg von außerhalb zum Detektor verhindern.

Die Abschirmdicke um den Detektor variiert aufgrund der komplexen Geometrie je nach Einfallsrichtung. In Abb. 13 ist die verbleibende Energie von Protonen nach Durchdringen von verschiedenen Aluminiumdicken in Abhängigkeit von ihrer Einfallsenergie gezeigt. Eine 25 mm dicke Aluminiumabschirmung beispielsweise, durchdringen die Protonen erst oberhalb einer Energie von 80 MeV; für eine 40 mm dicke Abschirmung muß die Protonenergie über 105 MeV liegen. Erst oberhalb dieser Energieschwelle erreichen die Protonen den Detektor und können ihn schädigen. Die Abschirmung der drei CCD-Fokalebeneendetektoren auf XMM wurde für verschiedenen Einfallsrichtungen untersucht. Die äquivalenten Abschirmdicken waren für alle drei CCDs ähnlich und variierten bei den verschiedenen Richtungen zwischen 31 mm und 57 mm Aluminium [So97].

Die Strahlenbelastung für den Detektor ergibt sich aus den nach der Abschirmung um den Detektor resultierenden Fluenzspektren. Dadurch tragen nur die hohen Teilchenenergien, die

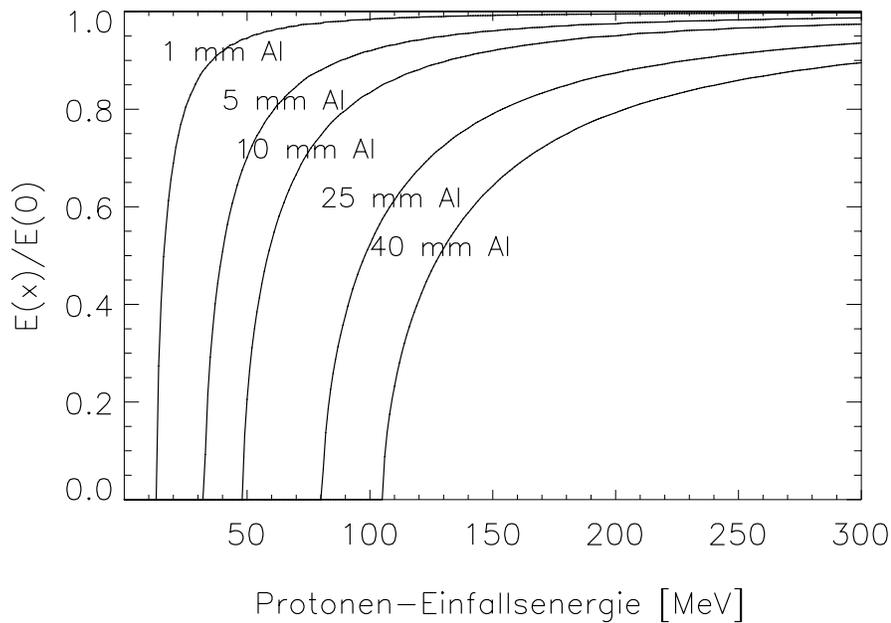


Abbildung 13: In der Abbildung ist der Anteil der Protonen-Einfallsenergie dargestellt, der dem Proton verbleibt nach Durchdringen unterschiedlicher Abschirmungen aus Aluminium. Diese Kurven wurden berechnet unter Verwendung des Monte-Carlo-Simulationsprogrammes TRIM [Zi85] für Aluminium-Abschirmdicken von 1 mm, 5 mm, 10 mm, 25 mm und 40 mm.

relativ niedrige Fluenzen aufweisen, zur Strahlenbelastung für den Detektor bei. Die Fluenz der solaren Protonen liegt im gesamten relevanten Energiebereich weit über der der geomagnetisch eingefangenen Protonen (s. Abb. 12), so daß die Strahlenschädigung des Detektors durch die solaren Protonen dominiert wird.

Die Strahlenbelastung durch niederenergetische Protonen, die durch das Röntgenteleskop auf den Fokaldetektor abgebildet werden können, ist in dieser Abschätzung nicht berücksichtigt. Ihr Beitrag zur Strahlenschädigung wurde erst jüngst erkannt. Eine Untersuchung dazu ist in Abschnitt 4.4 enthalten.

Niederenergetische Elektronen, die bekannterweise durch das Teleskop auf die Fokalebene reflektiert werden können, werden auf dem Satelliten durch einen magnetischen Deflektor abgelenkt.

3.2.1 Nicht-ionisierender Energieverlust

Beim Durchgang eines Teilchens durch Silizium wird neben der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren und der Anregung von Elektronenzuständen, ein Teil der Energie auch in Form von Stößen mit den Siliziumatomen abgegeben. Dabei werden Siliziumatome von ihren Gitterplätzen verlagert, Phononen und Wärme erzeugt. Diesen Energieverlustanteil der Teilchen, der auch für die Erzeugung von Störstellen verantwortlich ist, bezeichnet man als nicht-ionisierenden Energieverlust oder kurz NIEL (“non ionizing energy loss”). Beim Durchgang von Protonen (> 100 keV) durch Silizium liegt sein Anteil am Gesamtenergieverlust nur in der Größenordnung von einem Promille. Der NIEL-Wert von Ionen (als Energieverlust pro Wegstrecke) steigt mit ihrer Ordnungszahl und sinkender Teilchenenergie an. Abb. 14 zeigt

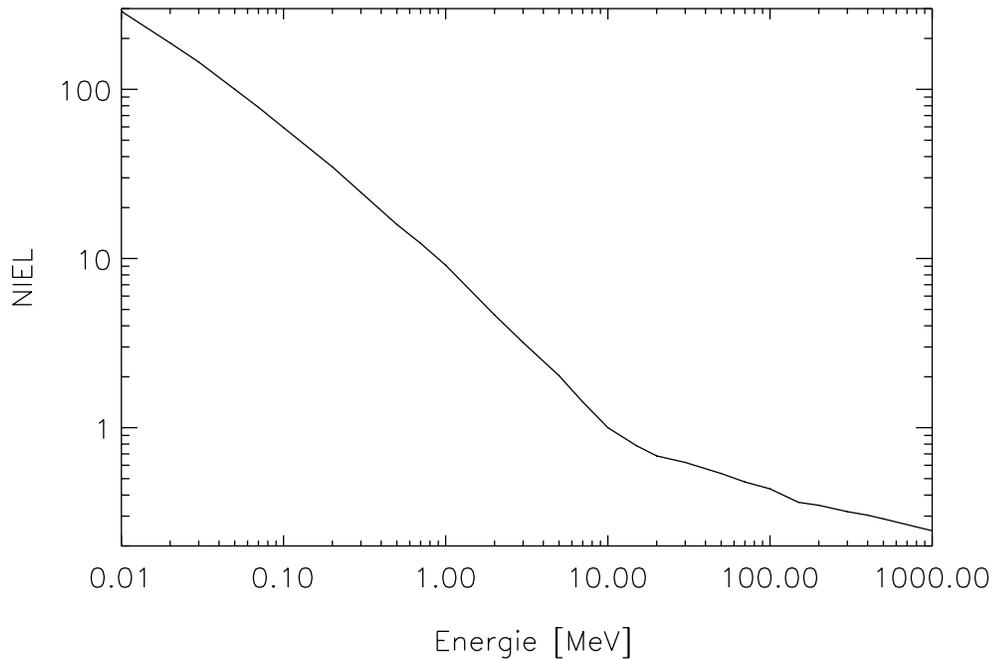


Abbildung 14: Nicht-ionisierender Energieverlustanteil (NIEL) von Protonen in Silizium in Abhängigkeit von ihrer Energie [Da93] Die NIEL-Werte in der Darstellung sind normiert auf 10-MeV Protonen. Mit sinkender Teilchenenergie steigt ihr nicht-ionisierender Energieverlust und damit ihre das Kristallgitter schädigende Wirkung.

für Protonen in Abhängigkeit von ihrer Energie den nicht-ionisierenden Energieverlustanteil in Silizium, normiert auf den eines 10-MeV Protons. Für einen Vergleich verschiedener Protonenspektren hinsichtlich ihrer Schädigungswirkung auf das Kristallgitter, gewichtet man den differentiellen Fluß mit dem seiner Energie entsprechenden NIEL-Faktor und integriert über den gesamten Energiebereich. Aus den Fluenzspektren in Abb. 12 erhält man beispielsweise für eine 25 mm dicke Aluminiumabschirmung folgende auf 10 MeV-Protonen normierte äquivalente Fluenzbeiträge, denen der Detektor ausgesetzt ist: für die Protonen aus dem Strahlungsgürtel sind es $1.2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$, während die solaren Protonen eine wesentlich höhere 10 MeV-Protonen Äquivalentfluenz von $2.1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ über 10 Jahre Missionsdauer beitragen.

Für die drei EPIC CCD-Kameras auf XMM wurden bei der ESA detaillierte Simulationen durchgeführt, die die tatsächlichen Abschirmdicken um den Detektor berücksichtigen. Die Fluenz der solaren Protonen auf den Detektor, normiert auf eine Energie von 10 MeV, beträgt zwischen $4.0 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ und $4.9 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$, die der geomagnetischen Protonen weniger als $3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$ [So97]. Gemäß diesem Resultat wurde eine Fluenz von $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ 10-MeV Protonen als Richtwert für die Strahlenhärteuntersuchungen im Labor betreffend XMM verwendet.

Nun soll ein **Vergleich der Schädigung durch Protonen und durch Elektronen** angestellt werden. Die Mindestenergie von Protonen zum Durchdringen der 25 mm dicken Aluminiumabschirmung aus obigem Beispiel beträgt 81 MeV. Die Fluenz solarer Protonen, die diese Abschirmung durchdringen können, d.h. deren Energie mindestens 81 MeV beträgt, ergibt sich zu $2.6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ in 10 Jahren Missionsdauer.

Die Mindestenergie von Elektronen zum Durchdringen derselben 25 mm dicken Aluminiumabschirmung beträgt etwa 10 MeV. Die Fluenz der geomagnetisch eingefangenen Elektronen nimmt stark mit der Energie ab, stärker als die der solaren Protonen (s. Abb. 12). Die Fluenz von Elektronen mit einer Energie oberhalb von 7 MeV (Werte bei 10 MeV nicht verfügbar) beträgt nur noch $4.8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ in 10 Jahren Missiondauer. Damit liegt sie um mehr als zwei Größenordnungen niedriger als die Protonenfluenz auf den Detektor.

Der nicht-ionisierende Energieverlust von Protonen ist deutlich höher als der von Elektronen. Er liegt beispielsweise bei einem 1 MeV Proton um etwa einen Faktor 4000 höher als bei einem 1 MeV Elektron. Bei einer Energie von 10 MeV unterscheiden sich die NIEL-Werte noch um einen Faktor 100, bei 100 MeV noch um einen Faktor von etwa 20. Im gesamten relevanten Energiebereich von 1 MeV bis 1 GeV, liegt der niedrigste NIEL-Wert von Protonen um mehr als eine Größenordnung über dem höchsten NIEL-Wert von Elektronen.

Berücksichtigt man sowohl die höhere Fluenz als auch den höheren NIEL-Wert bei Protonen im Vergleich zu Elektronen, so ist die Schädigung des Silizium-Kristallgitters im wesentlichen durch die solaren Protonen verursacht, während die Beiträge der Elektronen vernachlässigbar sind.

Auch **Gamma- und Röntgenstrahlung** stellen keinen wesentlichen NIEL-Beitrag für den Detektor im Vergleich zu dem der Protonen dar. Bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie niedriger Kernladungszahl, wie Silizium oder Aluminium, dominiert oberhalb von 100 keV der Compton-Effekt über den Photoeffekt. Die Photonen übertragen einen Teil ihrer Energie auf Elektronen, die dann eine Kristallgitterschädigung bewirken können. Aufgrund ihrer geringen Masse im Vergleich zu der des Siliziumatoms, übertragen Elektronen nur einen geringen Teil ihrer Energie beim Stoß auf das Gitteratom. Die Mindestenergie der Elektronen für die Verlagerung von Siliziumatomen von ihren Gitterplätzen beträgt etwa 170 keV [Br89].

Wegen des kleinen Abschwächungskoeffizienten hochenergetischer Photonen (vgl. Tab. 7) ist die Wahrscheinlichkeit im nur 0.3 mm dicken Detektor Compton-Elektronen zu erzeugen sehr gering. In der bis zu mehreren Zentimetern dicken Abschirmung um den Detektor ist die Erzeugung von Compton-Elektronen entsprechend wahrscheinlicher, doch da die Reichweite der erzeugten Elektronen gering ist, werden sie größtenteils wieder in der Abschirmung absorbiert ohne das Bauelement zu schädigen. Ein 1-MeV Elektron hat beispielsweise eine mittlere Reichweite von 2 mm in Aluminium; bei einem 200-keV Elektron beträgt sie 0.2 mm.

3.2.2 Energiedosis

Während der nicht-ionisierende Energieverlust quantitativ durch den energieabhängigen NIEL-Wert und das Teilchenfluenzspektrum beschrieben wird, wird der gesamte Energieverlust durch die Energiedosis ausgedrückt. Sie ist definiert als der Energieverlust der Teilchen oder Photonen pro Masse des Targetmaterials. Die Einheit der Energiedosis oder kurz Dosis genannt, ist Gray = J/kg oder die immer noch verwendete frühere Einheit rad = 10^{-2} Gray. Die Energiedosis im abgeschirmten Detektor der XMM-Mission beträgt nur etwa 0.5 krad [So97]. Würde die mittlere Abschirmung nur 5 mm Aluminium betragen, läge die Dosis bei 50 krad.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die solaren Protonen die stärkste Quelle der Strahlenbelastung für den abgeschirmten pn-CCD-Detektor auf dem Satelliten XMM darstellen. Die Schädigung des Kristallgitters entspricht der durch knapp $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ 10-MeV Protonen in 10 Jahren Missionsdauer. Die Energiedosis auf den Detektor beträgt etwa 0.5 krad in diesem Zeitraum.

4 Strahlenschäden bei CCDs

Die zehnjährige Missionsdauer von XMM-Newton in einem hochexzentrischen Orbit stellt eine beträchtliche Anforderung an die Strahlenhärte des hochauflösenden spektroskopischen Detektors dar. Auch bei zukünftigen potentiellen Anwendungen des Röntgendetektors in der Forschung, Medizin oder Industrie wird die Langzeitstabilität seiner Eigenschaften in den unterschiedlichen strahlenbelasteten Umgebungen ausschlaggebend sein für die Entscheidung über seinen Einsatz.

In diesem Kapitel werden die typischen Arten von Strahlenschädigung kurz charakterisiert, die an Siliziumdetektoren, wie dem pn-CCD, auftreten können. Insbesondere wird auf die Bildung von Störstellen im Siliziumkristallgitter und ihre Auswirkungen auf den CCD-Detektor näher eingegangen. Erste Erfahrungen über Strahlenschäden bei Röntgen-CCDs im Weltraum gibt es durch die beiden Röntgensatellitenmissionen ASCA und Chandra. Abgeschlossen wird das Kapitel mit einer Diskussion des Strahlenhärtekonzeptes des pn-CCDs.

4.1 Oberflächenschäden

Ionisierende Strahlung kann an der Oberfläche des Siliziumkristalls zu dauerhaften Veränderungen führen. Bei MOS-Strukturen lädt sich die Isolatorschicht bei der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren positiv auf. Die Ursache dafür liegt in der bei Siliziumoxid um mehrere Größenordnungen kleineren Mobilität der generierten Löcher ($2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei Zimmertemperatur) im Vergleich zu der von Elektronen ($20 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) [Sr84], wodurch die Einfangwahrscheinlichkeit in bereits vorhandene Störstellen des Siliziumoxids deutlich erhöht ist. Dadurch verschiebt sich die Flachbandspannung, bei der der Übergang von Akkumulation zu Depletion stattfindet, zu negativeren Werten im n-dotierten Silizium. Die Verschiebung ist umso kleiner, je dünner die Isolatorschicht ist. Zum anderen werden am Übergang Silizium zu Siliziumoxid (SiO_2) unter dem Einfluß ionisierender Strahlung Grenzflächenzustände („interface states“) gebildet. In Abhängigkeit von der Lage des Fermi-Niveaus tauschen sie Ladungen mit den Zuständen in Silizium aus.

Die Folge von beiden Effekten ist eine Veränderung des elektrischen Feldes in der Raumladungszone. Dies kann wiederum zu Spannungsverschiebungen und Veränderungen in der Bauelementcharakteristik (Kennlinien, Verringerung der Kanalbeweglichkeit und damit der Steilheit) führen. Mit einer mittleren Paarerzeugungsenergie von 17 eV in Siliziumoxid werden durch 1 rad Energiedosis $8.1 \cdot 10^{12}$ Elektron-Loch-Paare/ cm^3 erzeugt [Da89]. Beim MOS-CCD führt dies schließlich in Abhängigkeit von seiner Bauart bei Energiedosen weit oberhalb von krad zu einer Beeinträchtigung des Ladungstransfers, der durch die MOS-Strukturen gesteuert wird [Ro00].

4.2 Volumenschäden – Störstellen im Kristallgitter

Die infolge des nicht-ionisierenden Energieverlustbeitrages der Strahlung erzeugten lokalen Unregelmäßigkeiten in der Periodizität des Siliziumkristallgitters werden als Störstellen bezeichnet. Während im perfekten Halbleiterkristall kein Energiezustand zwischen Valenzband und Leitungsband auftritt, können die Energieniveaus von Störstellen in der Bandlücke liegen. Die Bildung von Störstellen durch Bestrahlung sowie ihre Auswirkungen auf den pn-CCD werden in den nächsten Abschnitten diskutiert.

4.2.1 Ursprung von Störstellen

Die Entstehung von Störstellen kann in verschiedenen Bauelementstadien erfolgen und hat unterschiedliche Ursachen:

Silizium-Ausgangsmaterial: Durch Verunreinigungen und durch Unregelmäßigkeiten im Kristallwachstum entstehen „punktförmige Defekte“ auf atomarem Niveau oder makroskopische Störungen des Kristallgitters in Form von Gleitungen und Versetzungen. Zur Minimierung dieser Gitterdefekte wird für hochauflösende Detektoren, wie den pn-CCD, ausschließlich Reinstsilizium verwendet, das im Zonenschmelzverfahren („float-zone“) hergestellt wurde.

Bauelementherstellung: Bestimmte Arten von Störstellen werden gezielt erzeugt. Bei der Dotierung, dem gezielten Einbringen bestimmter Fremdatome auf Kristallgitterplätze, durch Implantation oder Diffusion, nutzt man den Effekt, daß Energieniveaus in Nähe der Bandkanten gebildet werden. Das Energieniveau von Phosphor (n-Dotierung) liegt 45 meV unterhalb der Leitungsbandkante und das von Bor (p-Dotierung) 45 meV oberhalb der Valenzbandkante in Silizium, so daß die thermische Energie ($k_B T = 25.8$ meV bei 300 K) ausreichen kann, um ein lokalisiertes Elektron von diesem Niveau ins Leitungsband bzw. vom Valenzband in dieses Niveau anzuheben. Dadurch erhöht man die Anzahl der freibeweglichen Elektronen bzw. Löcher im Halbleiter über die Dotierstoffkonzentration. Bei der Implantation verlieren die Dotieratome durch Wechselwirkung mit dem Kristallgitter Energie entlang ihrer Spur. Dabei werden Siliziumatome von ihren Gitterplätzen auf Zwischengitterplätze gestoßen. Die unbesetzten Gitterplätze bezeichnet man als (Gitter-)Leerstellen. Das gleichzeitig erzeugte Paar aus Zwischengitter-Siliziumatom („interstitial“) und Gitterleerstelle („vacancy“) bezeichnet man als Frenkeldefekt. Die erst bei sehr tiefen Temperaturen (< 160 K) stabilen Gitterleerstellen diffundieren im Kristall bis sie entweder mit einem Zwischengitteratom rekombinieren, an die imperfekte Oberfläche diffundieren und dort gebunden werden oder im Kristall einen Partner finden, mit dem sie eine stabile Bindung zu einem Defektkomplex eingehen. Nach den Implantationen werden durch einen Hochtemperaturprozeßschritt von etwa 900°C die erzeugten Kristallschäden größtenteils wieder ausgeheilt. Verunreinigungsatome, z.B. aus Rückständen von chemischen Prozessen und durch mechanischen Abrieb beim Polieren und Hantieren mit dem Bauelement kontaminieren die Oberfläche des Wafers. Insbesondere das Polieren des Wafers vor dem Aufbringen der Epitaxieschicht ist dabei ein kritischer Herstellungsschritt. Die Diffusionslängen der Fremdatome sind durch die hohen Temperaturen vergrößert, die zur Oxidation und für die Ausheilung der Gitterschäden nach den Implantationen nötig sind. Dadurch werden zusätzliche Störstellen ins Volumen des Wafers eingebracht. Und schließlich treten Störstellen auch als Folge von plastischen Deformationen auf während der Hochtemperaturprozeßschritte, wie in Abschnitt 2.5 bereits beschrieben.

Strahlenschädigung beim Bauelementeinsatz: Wie bei der Implantation entstehen Frenkeldefekte, wenn das einfallende Teilchen auf ein Siliziumgitteratom eine Mindestenergie von etwa 25 eV überträgt (bzw. ab 15 eV für günstige Einfallsrichtungen). Da der Impulsübertrag von der Masse des einfallenden Teilchens abhängt, gibt es je nach Teilchen unterschiedliche Energieschwellen zur Ausbildung von Verlagerungsschäden. Sie beträgt für Elektronen ungefähr 170 keV und für Protonen etwa 100 eV [Br89]. Im Falle einer Bestrahlung mit hochenergetischen Photonen werden i.a. durch gestreute Compton-Elektronen Gitterschäden bewirkt. Das herausgeschlagene Siliziumatom kann zu weiteren Verlagerungen führen, solange es entlang seines Abbremsweges noch die dafür nötige Energie besitzt. Nach der Erzeugung von Leerstellen-Zwischengitteratom-Paaren hängt die Wahrscheinlichkeit der Ausbildung von

Defektkomplexen von der Konzentration der möglichen Partner und ihren Einfangquerschnitten ab. Typische strahlungsinduzierte Defekte sind:

- Dotieratom-Gitterleerstellen-Komplex,
z.B. das E-Zentrum: Phosphoratom-Gitterleerstelle (P-Vac)
- Verunreinigungsatom-Gitterleerstellen-Komplex,
z.B. A-Zentrum: Sauerstoffatom-Gitterleerstelle (O-Vac)
- Doppel-Gitterleerstelle („divacancy“, Vac-Vac):
benachbarte miteinander wechselwirkende Gitterleerstellen

Die verschiedenen durch Bestrahlung entstandenen Defektarten im Kristallgitter sind charakterisiert durch ihre unterschiedlichen diskreten Energieniveaus in der Bandlücke, ihre Einfangquerschnitte für Elektronen bzw. Löcher, ihre Entropieänderungsfaktoren und ihre Ausheiltemperaturen, bei denen die Bindungen aufbrechen. Neben der Entstehung von derartigen isolierten Defekten (Punktdefekten) können bei hohem Impulsübertrag schwerer Ionen oder schneller Neutronen ausgedehnte Defektregionen, sogenannte Defekt-Cluster entstehen, innerhalb deren Volumen der Bandverlauf verändert ist [vL80]. Ihre Beschreibung kann nur mit komplexen Modellen erfolgen.

4.2.2 Auswahl einiger Störstellenzustände in Silizium

Einige wichtige, auf unterschiedliche Ursprünge zurückführbare Störstellen mit ihren Ladungszuständen seien kurz aufgeführt:

- P^(o/+): Phosphoratom auf Gitterplatz, Dotieratome als Elektronen-Donatoren gezielt implantiert bei der Bauelementherstellung.
- Titan Ti^(-/o/+): Titanatom auf Zwischengitterplatz mit drei möglichen Ladungszuständen, Verunreinigung.
- Gold Au^(-/o): Goldatom auf Gitterplatz, Verunreinigung mit Energieniveau in Bandlückenmitte.
- A-Zentrum (O - Vac)^(-/o): Wechselwirkung zwischen Sauerstoffatom und einer in unmittelbarer Nähe befindlichen Gitterleerstelle, Erzeugung durch Bestrahlung, Ausheiltemperatur: 300°C - 350°C [Br82], [Wa73].
- E-Zentrum (P - Vac)^(-/o): Wechselwirkung zwischen Phosphoratom (Dotieratom) auf Gitterplatz und Gitterleerstelle, Erzeugung durch Bestrahlung, Ausheiltemperatur: 100°C - 200°C [Ro92], [Br89], [Wa73], [Aw90].
- Doppel-Gitterleerstelle (Vac - Vac)^(= / - / o / +): Wechselwirkung zwischen zwei Gitterleerstellen mit vier möglichen Ladungszuständen, Erzeugung durch Bestrahlung, Ausheiltemperatur: 300°C [La89], [Br89].

In Tabelle 1 sind ihre aus der Literatur bekannten Energieniveaus, Wirkungsquerschnitte und Entropieänderungsfaktoren (s. Gl. (28) und Gl. (29)) aufgelistet. Die Auswahl der Energieniveaus beschränkt sich dabei auf diejenigen in der oberen Hälfte der Bandlücke, d.h. die näher zum Leitungsband gelegenen Zustände.

Störstelle	$E_c - E_t$ [eV]	σ_c^n [cm ²]	X_n	Literatur
P ^(o/+)	0.045	10^{-11}		[La89]
Ti ^(-/o)	0.077	$1.6 \cdot 10^{-15}$	7.4	[Ti91]
	0.08			[La89]
	0.09			[Ma89]
Ti ^(o/+)	0.21			[Sz81]
	0.255	$1.54 \cdot 10^{-14} \cdot \exp(+0.011\text{eV}/k_B T)$	0.0183	[Ti91]
	0.267	$2.57 \cdot 10^{-14} \cdot \exp(+0.0039\text{eV}/k_B T)$		[Wa84]
	0.271	$2.6 \cdot 10^{-14}$		[La89]
	0.30			[Ma89]
Au ^(-/o)	0.55	$8.5 \cdot 10^{-17}$		[La89]
(O - Vac) ^(-/o)	0.169	$1.0 \cdot 10^{-14}$	0.4*	[Br82]
	0.17			[La89]
	0.174			[Wa73]
	0.18			[Aw90]
	0.18	10^{-14}		[Ki77]
(P - Vac) ^(-/o)	0.4			[Wa64]
	0.42			[Aw90]
	0.44	$\gg 10^{-16}$		[Ki77]
	0.45	$1.1 \cdot 10^{-16}$		[Lo89]
	0.456	$3.7 \cdot 10^{-15}$	1.7	[Br82]
	0.47	$3 \cdot 10^{-15}$		[Ro92]
	0.471			[Wa73]
(Vac - Vac) ^(=/-)	0.230	$2 \cdot 10^{-16}$		[Ki77]
	0.23			[Aw90]
	0.23	$4 \cdot 10^{-16} \cdot \exp(-0.017\text{eV}/k_B T)$	8**	[Br82]
(Vac - Vac) ^(-/o)	0.39	$4 \cdot 10^{-15}$		[Ki77]
	0.413	$2 \cdot 10^{-15}$	0.3*	[Br82]

Tabelle 1: Ausgewählte Störstellenzustände in Silizium, die auf unterschiedlichen Ursprüngen basieren, mit zugehörigen Energieniveaus $E_c - E_t$ bezogen auf die Leitungsbandkante, Einfangquerschnitten σ_c^n für Elektronen und Entropieänderungsfaktoren X_n .

* theoret. Wert: 0.5

** theoret. Wert: 2.0

4.2.3 Auswirkungen von Störstellen

Störstellen können im Detektor durch folgende Auswirkungen in Erscheinung treten:

Generation eines Elektron-Loch-Paares: Die alternierende Emission eines Elektrons und eines Loches erfolgt bei indirekten Halbleitern, wie Silizium, über Störstellen. Die zur Erzeugung der „frei beweglichen“ Elektron-Loch-Paare nötige Energie kann z.B. durch den Photoeffekt, d.h. durch die Absorption eines Photons, oder in Form von thermischer Energie aufgenommen werden. Mit steigender Temperatur sowie wachsendem Depletionsvolumen erhöht sich die Rate der thermisch generierten Ladungsträgerpaare. Im Feld der Raumladungszone werden die Elektronen von den Löchern räumlich getrennt und driften in die Speichergebiete des pn-CCDs. Dort werden die durch ein Röntgenphoton generierten Signalelektronen zusammen mit den thermisch generierten Elektronen gesammelt. Durch Kühlung des Detektors wird die thermische Generationsrate reduziert, um die Beeinträchtigung der Energieauflösung durch den Dunkelstrom zu minimieren.

Rekombination eines Elektron-Loch-Paares: Dabei handelt es sich um den Umkehrprozeß zur Generation. Ein Elektron aus dem Leitungsband und ein Loch aus dem Valenzband annihilieren über eine Störstelle unter der Freigabe von Energie in Form von Photon-Emission und Phonon-Erzeugung. Im pn-CCD spielt dieser Effekt außer im Bereich der Totschicht, wo das elektrische Feld sehr gering ist, keine Rolle, da die Elektron-Loch-Paare nach ihrer Generation sofort durch das elektrische Feld räumlich getrennt werden. Im Depletionsgebiet fehlen damit den Elektronen während ihrer Speicherung und ihrem Transfer die Löcher zur Rekombination.

Einfang und Reemission eines Ladungsträgers („trapping“): Elektronen bzw. Löcher können auch nach ihrem Einfang aus dem Leitungs- bzw. Valenzband in das Störstellen-niveau wieder zurück in das Band emittiert werden. In diesem Fall wird die Störstelle als Elektronen- bzw. Löcher-Trap bezeichnet und der Vorgang als „trapping“. Da beim CCD nur die Elektronen als Signalladungen gespeichert und nachgewiesen werden, ist lediglich ihr „trapping“ von Bedeutung. Im folgenden bezieht sich die Verwendung des Begriffes Trap also auf ein Elektronen-Trap.

4.3 Auswirkungen auf den pn-CCD

Die möglichen Auswirkungen der zuvor beschriebenen Bestrahlungseffekte auf das spezielle Bauelement pn-CCD sollen im folgenden näher beleuchtet werden.

Beim pn-CCD sind die am Ladungstransfer und an der auf dem Chip ausgeführten Verstärkung beteiligten Strukturen aus pn-Übergängen aufgebaut, die keine Oberflächenschädigungseffekte wie MOS-Strukturen zeigen. Nur das statische Oberflächenpotential zwischen den Transferregistern wird durch eine MIS-Struktur definiert. Durch die Rückseitenbeleuchtung des pn-CCDs liegen diese MIS-Strukturen nicht auf der Strahlungseintrittsseite, sondern durch die Chipdicke abgeschirmt auf der gegenüberliegenden Seite. Die Speicher- und Transfertiefe ist mit etwa $11\ \mu\text{m}$ auch „weit“ von dieser Oberfläche entfernt, so daß der Einfluß von lokalen Oberflächenpotentialänderungen generell geringer als bei MOS-CCDs ist, deren typische Transfertiefe bei nur $0.1\ \mu\text{m}$ - $0.5\ \mu\text{m}$ liegt.

Eine bestrahlungsbedingte Änderung des elektrischen Potentials am Strahlungseintrittsfenster, z.B. durch Aufladung der Oxidschicht, kann Auswirkungen auf die Totschicht haben. Die mit $30\ \text{nm}$ sehr dünne Oxidschicht des Eintrittsfensters und der durch das Implantationsprofil vorgegebene elektrische Feldgradient [Ha99] garantieren eine hohe Strahlenhärte des

pn-Dioden-Photoneneintrittsfensters. Die Höhe der Rückkontaktspannung am Eintrittsfenster von etwa -200 V, bewirkt zudem eine hohe Toleranz gegenüber bestrahlungsbedingt auftretenden kleinen Potentialverschiebungen.

Das beim pn-CCD bisher i.a. verwendete $\langle 111 \rangle$ -orientierte Siliziummaterial weist eine höhere Wahrscheinlichkeit zur Bildung von Grenzflächenzuständen auf als $\langle 100 \rangle$ -Silizium. Die Verwendung von $\langle 100 \rangle$ -Silizium mit der daraus resultierenden Optimierung der Totschicht wurde bereits erfolgreich getestet [Ha96] und ist für die künftige Detektorentwicklung eingeplant.

Die durch die Strahlungsumgebung im Weltraum verursachte Energiedeposition im Bauelement erfolgt überwiegend durch Ionisation. Doch nicht nur aus den Erfahrungen mit MOS-CCDs ist bekannt, daß der im Vergleich dazu viel geringere nicht-ionisierende Energieverlustanteil, der zur Störstellenbildung führt, die größte Gefahr einer Detektordegradation birgt. Im Mittelpunkt der nachfolgenden Betrachtungen stehen deshalb die Auswirkungen der durch Bestrahlung gebildeten Störstellen, nämlich die thermische Generation von Elektron-Loch-Paaren und das „trapping“ von Signalelektronen.

4.3.1 Generation

Neben den durch Photonen generierten Signalelektronen sammeln sich auch die thermisch generierten Elektronen in den Bildzellen. Da sich die Depletionstiefe über die gesamte Dicke des pn-CCDs erstreckt, umfaßt der Einzugsbereich für generierte Elektronen das gesamte Pixelvolumen von etwa $150 \mu\text{m} \cdot 150 \mu\text{m} \cdot 300 \mu\text{m}$. Neben dem Volumengenerationsstrom tragen Beiträge aus dem Randbereich zum Gesamtstrom bei. Dabei handelt es sich um die Generation von Ladungsträgern im Bereich der Oberfläche sowie um die Diffusion von Minoritätsladungsträgern aus dem nicht verarmten Gebiet. Der Diffusionsstromanteil ist generell klein im Vergleich zum Volumen-Generationsstrom, aufgrund der Ausdehnung der Raumladungszone über die gesamte Detektordicke und den tiefen Betriebstemperaturen weit unter 300 K. Die Oberflächenströme, die nur teilweise in die Bildzellen fließen, können nicht allgemein modelliert werden.

Der Einfang und die Emission von Elektronen von diskreten Energieniveaus in der Bandlücke werden durch die Shockley-Read-Hall Rekombinations-Generations-Theorie beschrieben [Sh52], [Ha52]. Angewandt auf den depletierten pn-CCD wird die Volumengenerationsstromdichte j_{gen} durch folgende Gleichungen beschrieben [Sz81]:

$$\begin{aligned}
 j_{\text{gen}} &= e \cdot G \cdot W \\
 &= e \cdot \frac{n_i}{\tau_g} \cdot W \\
 &= e \cdot n_i \cdot W \cdot \left(\frac{\sigma_c^p \sigma_c^n v_{\text{th}} n_t}{\sigma_c^n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) + \sigma_c^p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right)} \right)
 \end{aligned} \tag{18}$$

mit:	G	Generationsrate
	W	Tiefe der Raumladungszone $\approx 300 \mu\text{m}$
	n_i	intrinsische Ladungsträgerkonzentration
	τ_g	Generationslebensdauer
	E_i	intrinsisches Fermi-niveau (Mitte der Bandlücke)
	E_t	Energieniveau des Störstellentyps in der Bandlücke
	$\sigma_c^{n,p}$	Einfangquerschnitt des Störstellentyps für Elektronen bzw. Löcher
	v_{th}	thermische Geschwindigkeit von freien Ladungsträgern
	n_t	Volumendichte der Generationszentren

Falls der Einfangquerschnitt von Elektronen und Löchern gleich ist, d.h. $\sigma_c^n = \sigma_c^p = \sigma$, vereinfacht sich obige Gleichung zu:

$$j_{gen} = e \cdot n_i \cdot W \cdot \frac{\sigma v_{th} n_t}{2 \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right)} \quad (19)$$

Die höchste Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron-Loch-Paar thermisch generiert wird, haben danach Störstellen mit einem Energieniveau in der Mitte der Bandlücke ($E_t = E_i$). Es ergibt sich die maximale Generationsstromdichte:

$$j_{gen} = e \cdot n_i \cdot W \cdot \frac{\sigma v_{th} n_t}{2} \quad (20)$$

Deshalb ist Gold mit einem Energieniveau von 0.55 eV bezogen auf die Leitungsbandkante (s. Tab. 1), als Verunreinigung in einem Detektor besonders kritisch. In die Gleichung gehen als temperaturabhängige Größen die thermische Geschwindigkeit $v_{th} \sim T^{\frac{1}{2}}$ und die intrinsische Ladungsträgerkonzentration $n_i \sim T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right)$ ein, mit $E_g = 1.12 \text{ eV}$ als Bandlückenenergie. Der thermische Volumengenerationsstrom nimmt demzufolge schnell mit sinkender Temperatur ab. Für Gl. (20) ergibt sich unter der Annahme eines temperaturunabhängigen Einfangquerschnittes somit folgende Temperaturabhängigkeit:

$$j_{gen}(T) \sim T^2 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (21)$$

Um die bestmögliche Energieauflösung zu erreichen, wird gekühlt. Eine Temperaturabsenkung des pn-CCD-Bauelementes auf etwa 200 K reicht aus, daß der Rauschbeitrag der in den Pixeln gesammelten thermisch generierten Elektronen deutlich kleiner ist als der Gesamtbeitrag der restlichen Rauschquellen (s.a. Abschnitte 6.3 und 6.4).

Die Menge der thermisch generierten Ladungsträger ist direkt proportional zur Dauer der Zykluszeit. Der thermisch generierte Volumenleckstrom eines 3 cm^2 großen pn-CCDs hat bei 300 K im allgemeinen einen Wert von maximal 10 nA. Bei einer typischerweise für die Labor-messungen verwendeten Zykluszeit von 80 ms würde das $3.7 \cdot 10^5$ Elektronen entsprechen, die pro Pixel gesammelt werden. Zur Abschätzung der bei einer tieferen Temperatur T im Volumen des Bauelementes thermisch generierten und pro Pixel und Zykluszeit von 80 ms gesammelten Elektronenzahl Z_{gen} , findet man unter Verwendung von Gl. (21):

$$Z_{gen}(T) = \frac{j_{gen}(300\text{K}, 3\text{cm}^2)}{e} \cdot 0.08 \cdot \frac{(150\mu\text{m})^2}{3\text{cm}^2} \cdot \frac{T^2}{(300\text{K})^2} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{1.12\text{eV}}{2k_B T}\right)}{\exp\left(-\frac{1.12\text{eV}}{2k_B 300\text{K}}\right)} \quad (22)$$

mit $j_{gen}(300 \text{ K}, 3 \text{ cm}^2)$ als der Volumengenerationsstromdichte eines 3 cm^2 großen pn-CCDs bei $T = 300 \text{ K}$.

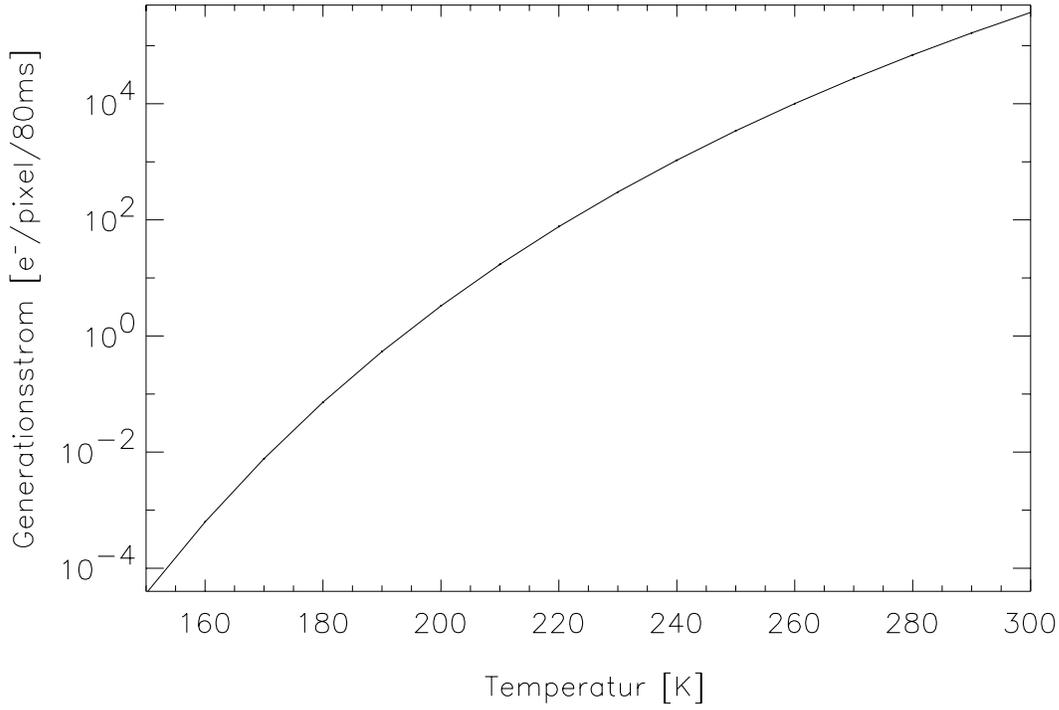


Abbildung 15: Anzahl der thermisch generierten Elektronen pro Pixel während einer Zykluszeit von 80 ms, dargestellt in Abhängigkeit von der Temperatur gemäß Gl. (22). Als thermischer Volumengenerationsstrom eines 3 cm^2 großen pn-CCDs wurden 10 nA bei 300 K angenommen. Bei Temperaturen unterhalb von 190 K ist ihr Beitrag zum Rauschen $\sqrt{Z_{\text{gen}} [e^-]} < 1 e^-$ praktisch vernachlässigbar.

Abb. 15 zeigt wie schnell gemäß Gl. (22) die Anzahl der pro Pixel und Zykluszeit thermisch generierten Elektronen mit der Betriebstemperatur abnimmt. Bei einer Abkühlung von 300 K auf 200 K sinkt die Anzahl der im Mittel generierten Elektronen um 5 Größenordnungen.

Ausgehend von Gl. (18) kann der thermische Volumengenerationsstrom bestimmt werden, den eine einzelne Störstelle pro Pixel erzeugt. Die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i besitzt in Silizium für die Temperatur T einen Wert von [Sz81]:

$$n_i(T) = 1.45 \cdot 10^{10} \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{1.12\text{eV}}{2k_B T}\right)}{\exp\left(-\frac{1.12\text{eV}}{2k_B 300\text{K}}\right)} \text{ cm}^{-3} \quad (23)$$

Die thermische Geschwindigkeit v_{th} berechnet sich aus der effektiven Masse m_{eff} der Elektronen im Siliziumkristall zu [Sz81]:

$$\begin{aligned} v_{\text{th}} &= \left[\frac{3k_B T}{m_{\text{eff}}} \right]^{\frac{1}{2}} \\ &\approx 5 \cdot 10^6 \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \end{aligned} \quad (24)$$

Betrachtet werde als Beispiel eine Störstelle, deren Energieniveau in der Mitte der Bandlücke liegt, mit einem temperaturunabhängigen Einfangquerschnitt für Elektronen und Löcher von

jeweils 10^{-14} cm². Aus Gl. (20) ergibt sich für eine Temperatur von z.B. 180 K, ein thermischer Volumengenerationsstrom von etwa $6 \cdot 10^{-6}$ e⁻/(Pixel · 80 ms) verursacht durch eine einzelne Störstelle im Bildzellenvolumen.

4.3.2 Trapping

Der Einfang und die Wiederfreigabe von Signalelektronen aus Störstellen im pn-CCD ist aus der Shockley-Read-Hall-Theorie über die Rekombinations-Generations-Kinetik [Sh52], [Ha52] wie folgt ableitbar. Die zeitliche Bevölkung und Entvölkung von Zuständen in der Bandlücke mit Ladungsträgern wird allgemein durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\frac{dn_t^+}{dt} = -(c_n + e_p) \cdot n_t^+ + (c_p + e_n) \cdot (n_t - n_t^+) \quad (25)$$

mit der Elektroneneinfangrate c_n :

$$c_n = \sigma_c^n \cdot v_{th}^n \cdot n \quad (26)$$

der Löchereinfangrate c_p :

$$c_p = \sigma_c^p \cdot v_{th}^p \cdot p \quad (27)$$

der Elektronenemissionsrate e_n :

$$e_n = \sigma_c^n \cdot v_{th}^n \cdot X_n \cdot N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{k_B T}\right) \quad (28)$$

der Löcheremissionsrate e_p :

$$e_p = \sigma_c^p \cdot v_{th}^p \cdot X_p \cdot N_v \cdot \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{k_B T}\right) \quad (29)$$

Dabei bedeuten:

$n_t^+(t)$	=	Dichte der (mit Elektronen) unbesetzten Traps zur Zeit t
n_t	=	Dichte aller (besetzten und unbesetzten) Traps
σ_c^n, σ_c^p	=	Einfangquerschnitt für Elektronen, Löcher
v_{th}^n, v_{th}^p	=	durchschnittliche thermische Geschwindigkeit der Elektronen, Löcher
X_n, X_p	=	Entropieänderungsfaktor durch Elektronemission, Lochemission (berücksichtigt Änderung in Schwingungszustand u. Entartungsfaktor)
n, p	=	Dichte freier Elektronen, Löcher
N_c, N_v	=	effektive Zustandsdichte im Leitungsband, Valenzband
$E_c - E_t$	=	Energieniveau des Traps bezogen auf die Leitungsbandkante
$E_t - E_v$	=	Energieniveau des Traps bezogen auf die Valenzbandkante

Im ersten Summanden von Gl. (25) wird der Elektroneneinfang sowie die Löcheremission aus den nicht mit Elektronen besetzten Traps beschrieben, im zweiten Summanden wird der Löchereinfang und die Elektronenemission aus den (mit Elektronen) besetzten Traps beschrieben. Für ihre Anwendung zur Beschreibung des Elektroneneinfangs und deren Emission in der Speichertiefe des pn-CCDs können einige vereinfachende Näherungen durchgeführt werden:

- Die Löcherdichte ist vernachlässigbar, da der Halbleiter durch die angelegten Sperrspannungen vollständig depletiert ist. Die infolge von Photoneinfall oder durch thermische Generation erzeugten Löcher werden aufgrund des elektrischen Feldes sofort zum

Rückkontakt bzw. zu den Taktregistern abgesaugt (vgl. Potentialverlauf in Abb. 2). Die betrachtete Tiefe, in der der Elektronentransfer stattfindet, ist somit frei an Löchern, d.h. $p = 0$ und damit gilt $c_p = 0$.

- Die Dichte an freien Elektronen n ist gegeben durch die jeweils vorhandenen Signalelektronen und Dunkelstromelektronen im Speicherpotential der Bildzellen.
- Zur Untersuchung des Signalladungstransfers sind nur Elektronen-Traps relevant, d.h. Störstellen mit relativ hohem Einfangquerschnitt für Elektronen. Ihr Energieniveau liegt typischerweise in der oberen Hälfte der Bandlücke von Silizium: $E_t - E_V > E_g/2 = 0.56 \text{ eV}$. Da zur Minimierung des thermisch generierten Leckstromes der Detektorbetrieb bei tiefen Temperaturen stattfindet, kann in guter Näherung die Löcheremissionsrate gegen die Elektroneneinfangrate vernachlässigt werden, denn aus: $E_t - E_V \gg k_B T$ folgt: $c_n \gg e_p$, für nicht zu kleine Elektronendichten n .

Mit diesen für den pn-CCD gültigen Näherungen kann die Störstellenbesetzung und -entvölkerung wie folgt beschrieben werden [Br82], [Ba91], [Mo74], [La89]:

$$\frac{dn_t^+}{dt} = -\frac{n_t^+}{\tau_c} + \frac{n_t - n_t^+}{\tau_e} \quad (30)$$

mit der Zeitkonstante τ_c für Elektron-Einfang in ein leeres Trap:

$$\tau_c = \frac{1}{\sigma_c v_{th} n} \quad (31)$$

und der Zeitkonstante τ_e für Elektron-Emission aus einem besetzten Trap:

$$\tau_e = \frac{1}{\sigma_c v_{th} X_n N_c} \cdot \exp\left(\frac{E_c - E_t}{k_B T}\right) \quad (32)$$

Wegen der Beschränkung auf Elektronen-Traps, wurden folgende Abkürzungen eingeführt: $\sigma_c = \sigma_c^n$ und $v_{th} = v_{th}^n$. Aus Gl. (32) folgt sofort, daß die Emissionszeit sehr stark vom Energieniveau der Störstelle abhängt und mit der Betriebstemperatur des Bauelementes über einen weiten Wertebereich variiert. Typische Einfangs- und Emissionszeitkonstanten sind in Abb. 16 bzw. Abb. 17 dargestellt.

Nach Einfang eines Signalelektrons in eine Störstelle hängt es von der Emissionsdauer und dem zum Emissionszeitpunkt aktuellen elektrischen Feldverlauf ab, ob das Elektron nach seiner Freigabe wieder in sein zugehöriges Ladungspaket fließt oder dauerhaft davon getrennt wird. Jedes einzelne daraus fehlende Elektron führt zu einer mittleren Verringerung der detektierten Photonenenergie um 3.7 eV.

Der Elektroneinfang kann sowohl bei der Signalsammlung, während der Speicherung und bei dem Transfer zwischen den Speicherorten stattfinden. Die jeweilige Einfangwahrscheinlichkeit hängt sowohl von der zur Verfügung stehenden Zeitdauer für den Einfang als auch von der Elektronendichte ab.

Die Zeit von der Generation der Ladungsträger durch ein Röntgenphoton bis zu ihrer Sammlung im lokalen Potentialmaximum beträgt aufgrund der Stärke des Driffeldes i.a. nur wenige Nanosekunden. Die Speicherdauer der Elektronen an einem Ort ist vor dem Transfer durch die Integrationszeit Δt_i von typischerweise 80 ms begrenzt. Während der Bildauslese ist

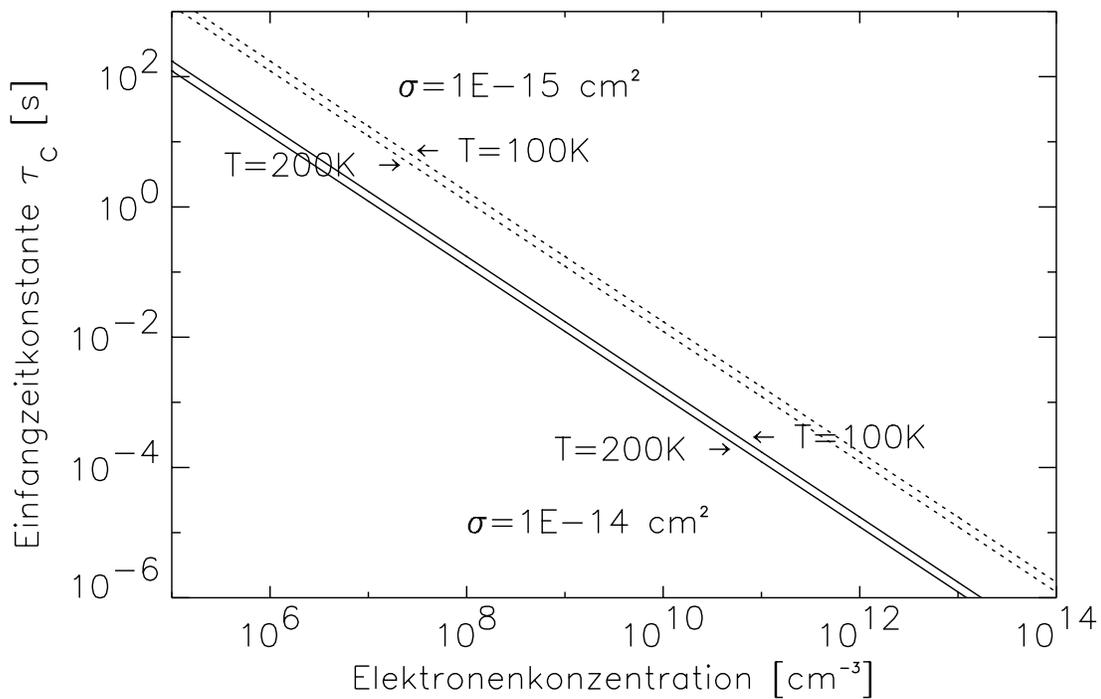


Abbildung 16: Einfangzeitkonstante τ_c dargestellt in Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration für zwei Einfangquerschnitte $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ und $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ bei jeweils zwei Temperaturen von 100 K und 200 K. Eine kurze Einfangzeitkonstante bedeutet eine hohe Einfangwahrscheinlichkeit eines Elektrons in die Störstelle. Sie ist umso kürzer, je höher die Elektronenkonzentration, der Einfangquerschnitt der Störstelle und die Temperatur sind.

sie durch die Auslesezeiten Δt_r und die Zwischenspeicherzeiten Δt_s gegeben, die jeweils etwa $23 \mu\text{s}$ bzw. 100 ns betragen. Die Signalladungen werden mittels hoher und langreichweitiger Driftfelder zwischen den Speicherorten transportiert ($0.1 \text{ kV/cm} - 1 \text{ kV/cm}$, vgl. Abb. 11). Die Ladungstransferdauer liegt so in der Größenordnung von 10 ns .

Die Elektronendichten in den verschiedenen Phasen sind näherungsweise vergleichbar, wie folgende Betrachtung zeigt: Am Ende der Driftzeit bei der Signalsammlung (vor der Speicherung in den Potentialtöpfen) haben typische Elektronenverteilungen eine Ausdehnung in der Größenordnung von 10 Mikrometern . Dies entspricht einer mittleren Elektronendichte in der Größenordnung von 10^{12} cm^{-3} . Während des Transfers zum nächsten Speicherort über die Entfernung von $25 \mu\text{m}$ ist die Elektronendichte eines Signalladungspaketes von beispielsweise 10^3 Elektronen geringer als $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, wie Simulationen mit TOSCA zeigten. Bei der Speicherung hat das Signalladungspaket mit einer Ausdehnung von weniger als $500 \mu\text{m}^3$ (s. Abschnitt 2.5.4) eine mit den anderen beiden Fällen vergleichbare Elektronendichte von etwa 10^{12} cm^{-3} .

Da die Elektronendichten an den verschiedenen Orten vergleichbar sind, bestimmen die unterschiedlichen Aufenthaltsdauern der Elektronen an den verschiedenen Orten die jeweiligen Einfangwahrscheinlichkeiten. Somit dominiert der Elektroneneinfang an den diskreten Speicherorten pro Bildzelle, während die Wahrscheinlichkeit für Ladungsträgereinfang sowohl während der Signalsammlung (Drift in die Tiefe) als auch während des Transfers zwischen den Speichergebieten vernachlässigt werden kann.

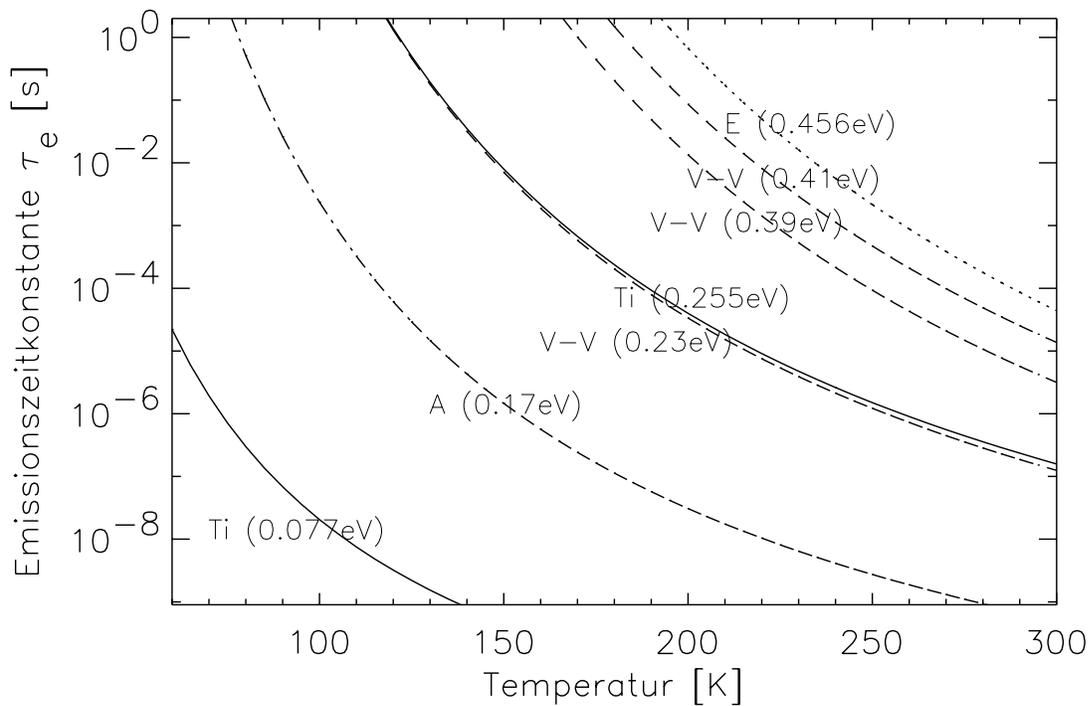


Abbildung 17: Emissionszeitkonstante τ_e in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Störstellen in Silizium. Eine kurze Emissionszeitkonstante, d.h. hohe Emissionswahrscheinlichkeit, erhält man für Energieniveaus nahe der Leitungsbandkante und hohe Temperaturen.

4.4 Strahlenschäden an Fokalebene-CCDs von Röntgensatelliten

Die beiden vor XMM gestarteten Missionen ASCA und Chandra lieferten bereits erste Erfahrungen über Strahlenschäden an CCDs, die als Fokalebene-Detektoren von Röntgensatelliten eingesetzt worden waren. Bei Chandra zeigte sich auch der Vorteil von rückseiten-beleuchteten CCDs gegenüber vorderseiten-beleuchteten CCDs.

4.4.1 ASCA

ASCA war der erste Röntgensatellit, der CCDs zur abbildenden Spektroskopie einsetzte. Das SIS („solid-state imaging spectrometers“) genannte Instrument verwendete vorderseiten-beleuchtete CCDs, die bei einer Temperatur von -61.6°C betrieben wurden. Aufgrund des erdnahen Orbits mit einer Höhe von 550 km blieb ASCA unterhalb der Strahlungsgürtel und war damit auch vor „solar flares“ geschützt. Den Großteil ihres Strahlenschadens erlitten die CCDs während des Durchquerens der Südatlantischen Anomalie (SAA) durch im Erdmagnetfeld eingefangene Protonen. Die CCDs waren vor nieder- und mittelenergetischen Protonen durch eine Abschirmung geschützt, deren mittlere Dicke 4 cm Aluminium entsprach. Die Energiedosis für den Detektor wurde zu 0.5 rad pro Tag abgeschätzt [Ya99].

In den ersten fünf Jahren des Betriebes stellte man kontinuierliche Veränderungen des Dunkelstromes und der Ladungstransferverluste fest, die auf Strahlenschäden zurückgeführt wurden.

Der mittlere Dunkelstrom nahm linear mit der Zeit zu um $0.6 - 0.8 \text{ e}^-/(\text{s} \cdot \text{Pixel})$ im Jahr. Verursacht wurde er von bestrahlungsbedingten Störstellen, deren Anzahl nach fünf Jahren Missionsdauer zu 2 bis 3 pro Bildzelle bestimmt wurde. Neben der allgemeinen Erhöhung

des Dunkelstromes traten einzelne Bildzellen auf mit zeitlich stark fluktuierendem Dunkelstrom. Ihre Bildzellendunkelladung schwankte vereinzelt um mehrere hundert Elektronen pro Belichtungsdauer von 16 s.

Die Ladungstransferverluste im Bildbereich nahmen innerhalb von fünf Jahren um etwa eine Größenordnung zu auf 10^{-4} pro Bildzellentransfer für eine mittlere Photonenenergie zwischen 1.8 keV und 6.6 keV. Ebenso nahmen die CTI im anschließenden „frame store“ Bereich, d.h. dem gegen Röntgenphotonen abgeschirmten Pixelbereich zur Bildauslese, und die serielle CTI um vergleichbare Werte zu. Die Ladungstransferverluste schwankten dabei sehr stark von Transferkanal zu Transferkanal.

Die Erzeugung von E-Zentren ((P-Vac)-Traps, s. Tab. 1) wurde als Ursache für die Zunahme der Transferverluste und des Dunkelstromes gefunden. Ein weiterer, etwas flacherer Störstellentyp mit $E_t \approx E_c - 0.3$ eV wurde vermutet, um die aufgetretenen Ladungstransferverluste bei kürzeren Speicherzeiten erklären zu können.

4.4.2 Chandra

Der im Juli 1999 gestartete Röntgensatellit Chandra war die zweite Mission, die CCDs für Spektroskopie und zur Aufnahme von Röntgenbildern einsetzte. Ebenso wie XMM, bewegt sich Chandra auf einem hochexzentrischen Orbit. Im Unterschied zu ASCA wurden bei der ACIS („Advanced CCD Imaging Spectrometer“) genannten Kamera neben 8 vorderseitenbeleuchteten CCDs auch zwei Chips verwendet, die das Prinzip der Rückseitenbeleuchtung nutzen. Bereits kurz nach dem Start wurden schwerwiegende Strahlenschäden an den vorderseitenbeleuchteten CCDs festgestellt.

Das unerwartet schnelle Auftreten der Strahlenschäden war korreliert mit der zeitweisen Positionierung der CCDs im Fokus des Teleskops und dem Durchqueren der Strahlengürtel. Als Hauptursache wurden niederenergetische Protonen gefunden, die bis zu einer Energie von mehreren 100 keV durch die Spiegelschalen des Wolter-Teleskops gesammelt auf die Fokalebene abgebildet wurden. Eine mit den Flug-CCDs vergleichbare Strahlenschädigung wurde im Labor bei einem Bestrahlungsexperiment mit 102 keV Protonen beobachtet für eine Teilchenfluenz von $3.6 \cdot 10^7$ cm⁻² [Pr00].

Die CTI der Mn-K_α-Linie war im Bildaufnahmebereich um einen Faktor 200 angestiegen von etwa $3 \cdot 10^{-6}$ auf Werte von $6 \cdot 10^{-4}$ bei einer Betriebstemperatur von -90°C. Dies führte zu einer Halbierung der Signalhöhe bei der maximalen Anzahl an Bildzellentransfers von 1026 im Bildbereich. Für tiefere Temperaturen von -100°C bzw. -120°C verringerten sich die Ladungstransferverluste auf Werte von $3.5 \cdot 10^{-4}$ bzw. $1.5 \cdot 10^{-4}$ [Pr00]. Der Dunkelstrom zeigte nur eine geringe Erhöhung, selbst bei einer Temperaturerhöhung auf -50°C. Als Folge der hohen Ladungstransferverluste verschlechterte sich die Energieauflösung drastisch. Die zugehörige Halbwertsbreite war dadurch von 140 eV bei der minimalen Anzahl von Transfers auf etwa 800 eV angestiegen bei der maximalen Anzahl von Bildzellentransfers (ohne Anpassung der CTE-Korrektur), trotz Temperaturoptimierung auf -110°C. Sowohl der „frame store“ Bereich als auch der serielle Transferbereich wiesen keine Verschlechterung der CTI auf. Beide sind durch eine mehr als 2.5 mm dicke vergoldete Aluminiumabschirmung geschützt. Die CTI der 30 μm bis 40 μm tief depletierten rückseiten-beleuchteten CCDs war ebenso nicht beeinträchtigt, infolge der kurzen Reichweite der Niederenergieprotonen in der Größenordnung von einem Mikrometer [Ch00]. Als Ursache der angestiegenen Ladungstransferverluste wurden mindestens drei Trap-Typen gefunden. Neben dem A-Zentrum (gemes-

senes Energieniveau $E_t = E_c - 0.16 \text{ eV}$) und der Doppelgitterleerstelle ($E_t = E_c - 0.23 \text{ eV}$) konnte die für die Degradation der Energieauflösung verantwortliche tiefere Störstelle mit langer Emissionszeitkonstante noch nicht identifiziert werden [Pr00]. Der Hauptunterschied zu den mit 10-MeV und 40-MeV Protonen durchgeführten Bestrahlungsexperimenten im Labor lag in einem extrem geringen Dunkelstromanstieg trotz der dramatischen CTI-Änderung. Die Betriebstemperatur der Chandra-CCDs wurde schließlich auf die minimale Temperatur von -120°C abgesenkt, um die Ladungstransferverluste möglichst niedrig zu halten.

Die vorderseiten-beleuchteten CCDs zeigten neben der Erhöhung der Ladungstransferverluste auch sogenannte „flaring pixel“. Diese Bildzellen zeigen mehrere Bilder lang ein Signal, dessen Amplitude zeitlich abnimmt. Eine mögliche Erklärung dafür liefern Teilchen, die große Ladungsmengen erzeugen in der Grenzschicht zwischen aktivem Volumen und den Isolationschichten. Dadurch werden die dort befindlichen Störstellen mit Elektronen besetzt. Störstellen mit langen Emissionszeiten geben die Elektronen dann während der nachfolgenden Bilder wieder frei.

4.4.3 Strahlenschädigung durch niederenergetische Protonen

Im Gegensatz zu hochenergetischen Teilchen können Teilchen mit hinreichend niedrigen Energien zwar nicht die Abschirmung durchdringen, aber durch das Röntgenteleskop auf die Fokalebene gestreut werden. Durch einen magnetischen Deflektor zwischen Teleskop und Fokalebene werden Elektronen abgelenkt, so daß ihr Fluß auf den Detektor um mehrere Größenordnungen unterdrückt wird. Für niederenergetischen Protonen waren bislang bei keinem Röntgensatelliten, einschließlich des XMM-Satelliten, Maßnahmen zur Abschwächung ihres Flusses vorgesehen. Allerdings kann im Falle von Chandra der abbildende CCD-Detektor seitlich aus dem Fokus des Teleskopes gefahren werden. Bei den XMM-Fokaldetektoren kann eine auf einem Filterrad befindliche 1 mm dicke Aluminiumabschirmung vor die Gesichtsfelder der drei EPIC-Kameras gefahren werden. Dies ist für das periodische Eintauchen in die geomagnetischen Strahlungsgürtel und beim Auftreten starker „solar flares“ vorgesehen. Während der regulären Beobachtungszeit sind die Detektoren allerdings den zusammen mit Röntgenphotonen einfallenden niederenergetischen Protonen ausgesetzt. Mit der pn-CCD-Kamera auf XMM-Newton wurde eine Analyse der Protonen durchgeführt, die durch das Wolter-Teleskop auf den Detektor abgebildet wurden [St00]. Ihr Energiespektrum reichte bis weit über 100 keV hinaus.

Da die mittlere Reichweite von 100 keV Protonen in Silizium nur $0.91 \mu\text{m}$ beträgt, wird nur der Oberflächenbereich des Detektors auf der Strahlungseintrittsfensterseite, d.h. der dem Teleskop zugewandten Detektorseite, geschädigt. Bei vorderseiten-beleuchteten MOS-CCDs werden also die Traps genau im kritischen Tiefenbereich des Ladungstransfers erzeugt.

Während auch die beiden vorderseiten-beleuchteten MOS-CCD-Kameras des EPIC-Instrumentes auf XMM der Gefahr der Strahlenschädigung durch niederenergetische Protonen ausgesetzt sind, sind rückseiten-beleuchtete CCDs diesbezüglich strahlenhart, wie Chandra ebenfalls zeigte. Die räumliche Verteilung der generierten Störstellen reicht nicht bis zu der etwa $30 \mu\text{m}$ unter dem Eintrittsfenster entfernt liegenden Transfertiefe.

4.4.4 Strahlenhärtekonzept des pn-CCDs

Als empfindlichste Größen, hinsichtlich der Strahlenschädigung von Fokalebene-CCDs im Orbit, erwiesen sich die Ladungstransferverluste sowie der Dunkelstrom des Detektors. Neben

der allgemeinen Erhöhung, variierte die CTI auch noch stark ortsabhängig und die Dunkelladung einzelner Pixel wies hohe zeitliche Schwankungen auf. Alle diese Effekte werden auf die Erzeugung von Störstellen im Siliziumkristallgitter durch Teilchen zurückgeführt. Störstellen, mit Zuständen nahe der Leitungsbandkante, wirken effektiv als Elektronen-Traps. Falls sie mit hoher Wahrscheinlichkeit erzeugt werden, können sie zu hohen Signalverlusten beim Ladungstransfer führen. Störstellen, deren Energieniveaus nahe der Mitte der Bandlücke liegen, wirken sehr effektiv als Generationszentren für Elektron-Loch-Paare. Ihr Dunkelstrombeitrag kann durch die Wahl tiefer Temperaturen verringert werden.

Da sich das Konzept, das Design, die Fertigung und die Betriebsparameter des pn-CCDs grundsätzlich von denen der MOS-CCDs unterscheiden, sind auch Unterschiede hinsichtlich der Strahlenschäden zu erwarten. Nachfolgend sind die wesentlichen Merkmale des pn-CCDs aufgeführt, die von Relevanz sind hinsichtlich Strahlenschäden, mit einer vergleichenden Betrachtung von MOS-CCDs.

pn-Übergänge statt MOS-Strukturen: Während bei MOS-Strukturen durch die mit der Bestrahlung einhergehende Ionisation Potentialänderungen auftreten (s. Abschnitt 4.1), sind pn-Übergänge mit ohmschem Kontakt zu den zugehörigen Metallelektroden unempfindlich dagegen [Br89]. Verwendet wurden pn-Dioden für die Transferregister und das Photoneneintrittsfenster des pn-CCDs. Auch die Verstärker- und Signallöschstufe (on-chip-Elektronik) auf dem pn-CCD besteht aus Sperrschicht-Feldeffekttransistoren (JFETs), die aus pn-Übergängen aufgebaut sind. Und schließlich ist die empfindliche Eingangsstufe des CAMEX-Chips ebenfalls als n-Kanal-Sperrschicht-Feldeffekttransistor ausgeführt [Bu90].

Rückseitenbeleuchtung: Ebenso wie die ursprünglichen, für die Aufnahme sichtbaren Lichts entwickelten CCDs, werden auch die meisten Röntgen-CCDs vorderseiten-beleuchtet. Dies steht in Einklang mit dem in der Industrie verwendeten Herstellungsverfahren, bei dem Bauelemente nur auf einer Seite prozessiert werden. Um eine höhere und über die Fläche homogenere Quanteneffizienz für niederenergetische Röntgenphotonen (< 1 keV) zu erhalten, wurden auch rückseiten-beleuchtete Röntgen-CCDs entwickelt. Dazu wird die CCD-Rückseite bis zum Erreichen der Depletionszone abgeätzt und passiviert. Die Chipdicke entspricht damit der Tiefe der Depletionszone, beispielsweise $30 \mu\text{m}$ bis $40 \mu\text{m}$ bei Chandra [Ba99] und etwas über $20 \mu\text{m}$ bei den CCDs des Reflexionsgitter-Spektrometers auf dem XMM-Satelliten [Bo96]. Bei den rückseiten-beleuchteten CCDs sind die empfindliche Ladungstransfertiefe und die Transferregister auf der Vorderseite durch nahezu die gesamte Dicke des Bauelementes vor der schädigenden Strahlung geschützt. Für den pn-CCD ist diese „Abschirmdicke“ mit knapp $300 \mu\text{m}$ aber etwa eine Größenordnung höher als bei den rückseiten-beleuchteten MOS-CCDs.

Störstellenbildung: Die maximale Tiefe der Phosphor- und Bor-Implantationen des pn-CCDs beträgt weniger als einen Mikrometer. In der im Vergleich dazu großen Tiefe von etwa $11 \mu\text{m}$, in der die Signalladung beim pn-CCD transferiert wird, wirken sich die durch die Implantationen entstandenen und nicht vollständig ausgeheilten Gitterschäden nicht mehr aus. Auch die durch Oberflächenverunreinigungen während des Bauelementeherstellungsprozesses bedingten Fremdatomkonzentrationen sind in der großen Transfertiefe des pn-CCDs bereits relativ niedrig. Damit ist die Wahrscheinlichkeit entsprechend gering für eine Wechselwirkung von den durch Bestrahlung gebildeten Gitterleerstellen und Siliziumzwischengitteratomen mit Fremdatomen bzw. Gitterschäden, woraus kritische Traps und Generationszentren entstehen können.

Dies gilt insbesondere auch für die Bildung von E-Zentren (P-V), da die Phosphordotierkonzentration beim pn-CCD in der Transfertiefe nur $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ beträgt und damit um etwa zwei Größenordnungen niedriger ist als in der Transfertiefe von Röntgen-MOS-CCDs.

Bildzellengröße: Die Ausdehnung einer Bildzelle üblicher Röntgen-CCDs (in Transferrichtung) ist mit $25 \mu\text{m}$ etwa um einen Faktor sechs kleiner als beim pn-CCD. Dadurch sind sechsmal mehr Bildzellentransfers im Belichtungsbereich nötig für den MOS-CCD, um einen Bildbereich gegebener Größe auslesen zu können. Die Einfangwahrscheinlichkeit eines Signalelektrons in ein Trap steigt näherungsweise linear mit der Anzahl der Pixeltransfers gemäß Gl. (11) für nicht zu hohe Verluste. Der bei größerem Pixelformat längere Transferweg zwischen den Speicherorten führt dabei nicht zwangsläufig zu höheren Transferverlusten. Wie oben bereits diskutiert, sind störstellenbedingte Transferverluste dort aufgrund der hohen Transfergeschwindigkeit vernachlässigbar.

Absolute Transferweglänge: Beim pn-CCD liegt die gesamte Transferweglänge bis zur Anode zwischen minimal circa 0.05 mm (Speicherort in 1. Zeile unter Taktregister φ_1 , vgl. Abb. 11) und maximal 30 mm (200. Zeile), je nach Einfallsort des Röntgenphotons. Bei herkömmlichen Röntgen-CCDs schließt sich der Belichtungszone (Bildbereich) die gegen Röntgenstrahlung abgeschirmte Zone, der „frame store“ Bereich an. Die Transferweglänge verlängert sich entsprechend. Mit den im „frame store“ Bereich verwendeten kleineren Bildzellenformaten kann dieser Weg beispielsweise auf 20 mm verkürzt werden. Daran anschließend müssen die Signalladungen einer Zeile noch seriell bis zum einzigen Ausleseknotten transferiert werden. Entsprechend der Breite des CCDs beträgt der Transferweg bis zu etwa 10 mm . Damit liegen die minimale und maximale Gesamttransferweglänge bei einem vergleichbaren Röntgen-MOS-CCD typischerweise zwischen 20 mm (1. Kanal, 1. Zeile) und 60 mm (letzter Kanal, letzte Zeile) für eine mit dem pn-CCD vergleichbare Bildbereichgröße. Die jeweils kürzesten Transferwege unterscheiden sich um einen Faktor: $20 \text{ mm}/50 \mu\text{m} = 400$, die jeweils längsten um einen Faktor: $60 \text{ mm}/30 \text{ mm} = 2$, zugunsten des pn-CCDs.

Speicherzeiten und Transfergeschwindigkeit: Die Auslesezeit der Signalladungen im pn-CCD beträgt weniger als 5 ms für eine 3 cm^2 große belichtete Fläche im Vergleich zu etwa 3 s für herkömmliche Röntgen-CCDs bei vergleichbaren Rauschwerten. Die Speicherzeiten während der Bildzellentransfers betragen nur 100 ns an fünf der sechs Speicherorte pro Bildzelle und etwa $23 \mu\text{s}$ am sechsten Speicherort. Entsprechend den kurzen Speicherzeiten und der daraus resultierenden hohen Transfergeschwindigkeit, ist die Einfangwahrscheinlichkeit in die Störstellen klein und damit auch die Transferverluste.

Herkömmliche Röntgen-CCDs weisen sehr verschiedene Speicherzeitdauern von der Bildaufnahme bis hin zur Signalauslese auf: Der parallele Transfer aller Zeilen des Belichtungsgebietes zum Speicherbereich (abgedeckter Bereich) kann relativ schnell erfolgen. Die Transfergeschwindigkeit der Pixel der ersten Zeile im abgeschirmten Bereich zum einzigen Ausleseknotten ist durch die Signalverarbeitungsdauer begrenzt. Mit sich daraus ergebenden Speicherzeiten von mehreren Mikrosekunden ist er deutlich langsamer als der erstgenannte Transfer. Nach Abschluß der Auslese der gesamten Zeile können die übrigen Zeilen im Speicherbereich um eine Zeile weitertransferiert werden. Diese langsame der drei Transfergeschwindigkeiten skaliert indirekt proportional mit der Anzahl der Pixel pro Zeile. Die zugehörige Speicherzeitdauer bis zum nächsten Zeilentransfer im „frame store“ liegt dadurch typischerweise im Millisekundenbereich. Die zur gesamten Bildauslese benötigte Zeitdauer bestimmt schließlich

die minimale Belichtungszeit, die typischerweise im Sekundenbereich liegt. Wegen der vergleichsweise langen Speicherzeiten der Signale im abgedeckten Bereich ist die Einfangwahrscheinlichkeit eines Signalelektrons in eine Störstelle relativ hoch im Vergleich zum pn-CCD.

Dunkelstrom: Durch Bestrahlung werden Generationszentren erzeugt, die zu einer Erhöhung des Volumendunkelstromes führen. Die als Folge davon in den Bildzellen gesammelten Dunkelstromelektronen stellen einen Rauschbeitrag dar und verschlechtern somit die Energieauflösung. Bei homogener Störstellenverteilung ist der Generationsstrom direkt proportional zum sensitiven Pixelvolumen und der Zykluszeit, bestehend aus Belichtungsdauer und Auslesezeit. Das depletierte Pixelvolumen des pn-CCDs beträgt etwa: $150 \mu\text{m} \cdot 150 \mu\text{m} \cdot 300 \mu\text{m} = 6.8 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3$. Bei einem Röntgen-MOS-CCD ist dieses Volumen typischerweise $25 \mu\text{m} \cdot 25 \mu\text{m} \cdot 30 \mu\text{m} = 1.9 \cdot 10^4 \mu\text{m}^3$. Die typische Zykluszeit liegt beim pn-CCD bei etwa 80 ms, bei sonstigen Röntgen-CCDs liegt sie typischerweise bei 3 Sekunden. Bei vergleichbarer Generationsrate von Elektron-Loch-Paaren liegt der Dunkelstromanteil der Ladungen in den Bildzellen damit beim pn-CCD um einen Faktor 10 höher.

Durch die exponentielle Abnahme des thermisch generierten Dunkelstromes mit der Temperatur kann dieser Rauschbeitrag leicht minimiert werden. Die Betriebstemperaturen der CCDs auf XMM mit -90°C (EPIC pn-CCD) sowie -100°C (EPIC MOS-CCD) bzw. auf Chandra, mit anfangs -90°C und später -120°C , liegen bereits hinreichend tief im Vergleich zu ASCA mit -62°C , das unter einem bestrahlungsbedingten globalen Dunkelstromanstieg litt.

Redundanz: Der 36 cm^2 große Flug-pn-CCD besteht aus 4 unabhängigen Quadranten, die wiederum jeweils aus 3 getrennten je 3 cm^2 großen CCD-Einheiten bestehen. Aufgrund der parallelen Chip-Architektur, d.h. den 64 getrennten Transferkanälen, den 64 getrennten Auslesekanälen, Verstärker- und Signallöschstufen der on-chip-Elektronik einer CCD-Einheit sowie den 64 getrennten Vorverstärkerkanälen zur Weiterverarbeitung der Signale, wird das Risiko einer das Gesamtsystem oder ein Subsystem betreffenden Degradation durch ein lokales Einzelereignis deutlich reduziert.

Fertigung: Der wesentliche Vorteil von MOS-CCDs gegenüber dem pn-CCD liegt in der ausgereifteren Fertigungstechnologie und längeren Optimierungserfahrung mit dem Bauelement, auch hinsichtlich des Designs. Dadurch weisen die ungeschädigten(!) Bauelemente deutlich geringere Ladungstransferverluste pro Bildzellentransfer (typisch: $\text{CTI} \leq 10^{-5}$), aber auch pro Transferwegstrecke auf, im Vergleich zum pn-CCD für XMM.

Die oben diskutierten Unterschiede zwischen dem pn-CCD und den übrigen Röntgen-CCDs weisen insgesamt auf ein hohes Strahlenhärtepotential des pn-CCDs hin. Die quantitative experimentelle Untersuchung der Strahlenschäden beim pn-CCD erfolgt in den nächsten Kapiteln.

5 Bestrahlungsexperimente

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Schädigungsexperimente zur Untersuchung der Strahlenhärte der pn-CCD-Detektoren beschrieben. Die Ergebnisse dieser Experimente werden in den nachfolgenden Kapiteln 6 und 7 vorgestellt. Die Untersuchungen wurden mit drei Arten von Teilchen bzw. elektromagnetischer Strahlung durchgeführt:

Protonen wurden gewählt, da sie die Hauptschädigungsquelle des Detektors im Orbit darstellen. Alpha-Teilchen stellen neben Protonen eine weitere Schädigungsquelle im Welt- raum dar. Ihre Gitterschädigung pro Teilchen und Weglänge ist bereits deutlich höher als bei Protonen vergleichbarer Energie. Mit relativ niederenergetischen Alpha-Teilchen soll unter- sucht werden, wie sich die Schädigung durch Alpha-Teilchen quantitativ und evtl. auch qualitativ von der durch Protonen unterscheidet. Mit weicher Röntgenstrahlung können die Auswirkungen von ionisierender Strahlung auf der Detektor untersucht werden. Sie dient zur Abgrenzung zu den Teilchenbestrahlungen, die auch eine Schädigung des Siliziumkristallgitters bewirken.

5.1 Bestrahlung mit 10-MeV Protonen

5.1.1 Vorüberlegungen

Wahl der Teilchenenergie: Die Energie der Protonen wurde zu 10 MeV gewählt für die Bauelementschädigung. Die Gründe dafür sind im folgenden kurz skizziert. Protonen mit ei- ner Energie von 10 MeV haben eine mittlere Reichweite von etwa $700 \mu\text{m}$ in Silizium [Zi85]. Die dadurch mögliche Schädigung der gesamten Detektortiefe beinhaltet die Erzeugung von Traps in der Tiefe des Ladungstransfers, die Erzeugung von Generationszentren im gesamten Bauelementvolumen sowie Oberflächenschäden auf der Strahlungseintrittsfensterseite als auch auf der strukturierten Taktregisterseite. Die gesamte Energiedeposition im CCD beträgt dann 2.8 MeV pro Proton bei senkrechtem Teilcheneinfall und einer Chipdicke von $300 \mu\text{m}$. Mit der verbleibenden Energie verläßt das Proton den Detektor. Der größte Anteil des Energie- verlustes wird mittels Ionisation abgegeben. Bei 10-MeV Protonen beträgt er mehr als 99.9 % (s. Abb. 18). Dadurch kann sowohl der Einfluß der Ionisation als auch der von Störstellenge- neration studiert werden.

Höhere Protonenenergien als 10 MeV bewirken einen geringeren Energieverlust pro Weglänge und damit eine geringere Wahrscheinlichkeit der Störstellenbildung im Detektor (sie- he Abb. 14). Bei Teilchenenergien unterhalb von 6 MeV werden die Protonen im Bauelement gestoppt und schädigen nur bis zu einer bestimmten Tiefe. Derartige Untersuchungen wurden mit den Alpha-Teilchen eines radioaktiven Am^{241} -Präparates durchgeführt (s. Abschnitt 5.3).

Strahlenhärte-Untersuchungen an anderen Röntgen-CCDs wurden ebenfalls mit Protonen, i.a. mit Energien um 10 MeV, durchgeführt. Für einen möglichst direkten Vergleich mit dem pn-CCD war es naheliegend Protonen derselben Energie zu wählen.

Zur Erzeugung von monochromatischen Protonen einer Energie von 10 MeV kann ein TANDEM-Beschleuniger verwendet werden. Bei dieser unkritischen Energie kann der Teilchen- fluß des Protonenstrahls sehr konstant gehalten werden. Dadurch werden eventuelle Schwan- kungen im Teilchenfluß vermieden, die zu zeitlichen Überlagerungen von Protonensignalen (pile-up) im Monitorzähler führen könnten und die Messung der Anzahl der eingefallenen Protonen verfälschen würden.

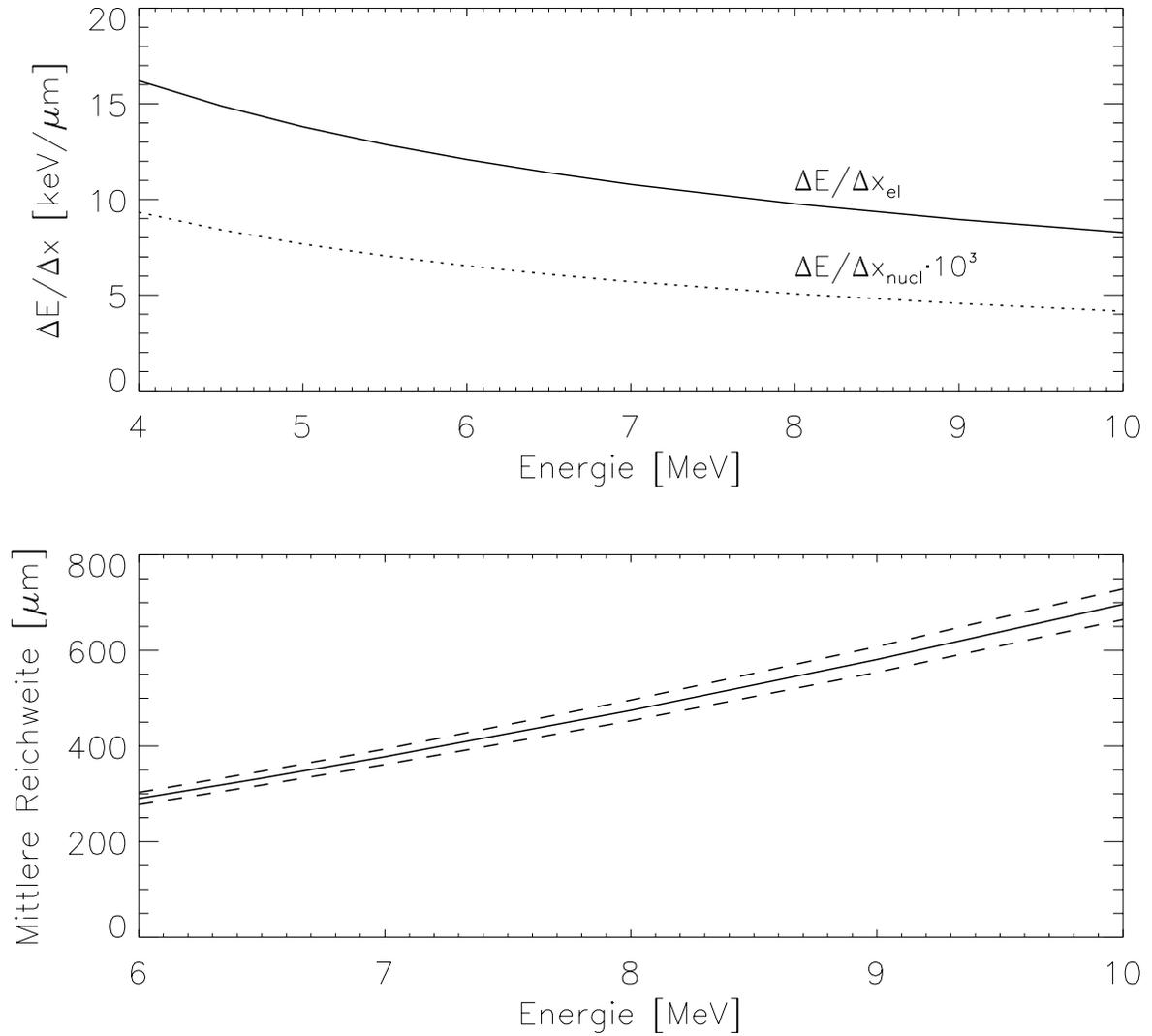


Abbildung 18: Energieverlust und Reichweite von Protonen in Silizium. Im oberen Bild ist der mittlere Energieverlust ΔE von Protonen pro durchlaufener Wegstrecke Δx in der Einheit $\text{keV}/\mu\text{m}$ dargestellt in dem für das Bestrahlungsexperiment relevanten Energiebereich. Dabei wird zwischen dem elektronischen Energieverlust an die Targetelektronen (durchgezogene Kurve) und dem nuklearen Energieverlust an die Targetkerne (gepunktete Kurve) unterschieden. Die vom Proton auf die Silizium-Targetkerne übertragene Energie $\Delta E/\Delta x_{\text{nucl}}$ beträgt nur ungefähr ein Promille der auf die Targetelektronen abgegebenen Energie $\Delta E/\Delta x_{\text{el}}$, ist aber der für die Versetzungsschäden im Siliziumkristallgitter maßgebliche Beitrag.

Im unteren Bild ist die mittlere Reichweite (in Einfallrichtung) in Abhängigkeit von der Protonenenergie dargestellt (durchgezogene Kurve). Die beiden gestrichelten Kurven geben die Streuung der Reichweiten wieder, definiert als Standardabweichung der Reichweitenverteilung. Beide Bilder sind aus TRIM-Simulationen [Zi85] gewonnen.

Für das Bestrahlungsexperiment wurden die Protonen an einer Goldfolie gestreut. Bei Protonenenergien deutlich über 10 MeV würde die Coulomb-Barriere von Gold als Targetmaterial überschritten (s. unten). Es träten dann neben Rutherford-Streuung (elektromagnetische Wechselwirkung) der Protonen an den Goldkernen noch Kernreaktionen (starke Wechselwirkung) auf. Als Folge davon wäre die Monochromasie des gestreuten Teilchenstrahls beeinträchtigt. Des weiteren würde die Winkelabhängigkeit der Streuung nach Gl. (35) nicht mehr gelten, aus der die Teilchenfluenz bestimmt werden kann.

Rutherford-Streuung des Protonenstrahles: Eine Aufweitung des im Durchmesser ca. 2 mm breiten Protonenstrahles des TANDEM-Beschleunigers zur flächigen Bestrahlung der Detektoren kann durch Rutherford-Streuung an einer Targetfolie erreicht werden. Der Teilchenfluß hängt stark vom Streuwinkel Θ ab, unter dem der Detektor zur Einfallsrichtung des Protonenstrahles auf das Streutarget steht. Die Winkelabhängigkeit eröffnet die Möglichkeit mehrere Bauelemente gleichzeitig mit verschiedenen Flüssen zu bestrahlen. Aus der Messung der Zählrate eines Bauelementes können die Protonenflüsse auf die übrigen Bauelemente abgeleitet werden. Werden die einfallenden Protonen mit mehreren Detektoren gleichzeitig gezählt, so ermöglicht dies die Korrelation der gemessenen Fluenzen und hilft Zählfehler, z.B. durch pile-up, zu entdecken.

Die Streurrate \dot{N}_{Streu} in den Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{Det}}$, den der Detektor aufspannt, ergibt sich bei Rutherford-Streuung zu [Ma68]:

$$\dot{N}_{\text{Streu}} = \int_{\Delta\Omega_{\text{Det}}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \dot{N}_{\text{ein}} \cdot \Delta x \cdot n_{\text{target}} \cdot d\Omega_{\text{Det}} \quad (33)$$

wobei:

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ = differentieller Streuquerschnitt [cm^{-2}]

\dot{N}_{ein} = Einfallsrate der Teilchen [s^{-1}]

Δx = Targetdicke [cm]

n_{target} = Targetteilchendichte [cm^{-3}]

Daraus ergibt sich für Protonen eine Streurrate von:

$$\dot{N}_{\text{Streu}} = \int_{\Delta\Omega_{\text{Det}}} 3.8 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \left[\frac{\text{mbarn}}{\text{ster}} \right] \cdot d \left[\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \cdot \frac{1}{A_{\text{target}}} \left[\frac{1}{\text{g}} \right] \cdot I_{\text{p-Strahl}} [\text{nA}] \cdot d\Omega_{\text{Det}} [\text{ster}] \quad (34)$$

wobei:

d = $\Delta x \cdot \rho_{\text{target}}$ (spezifische Targetdicke)

ρ_{target} = Massendichte des Targetmaterials (Au: 19.3 g/cm^3)

A_{target} = Massenzahl des Targetmaterials (Au: 197)

$I_{\text{p-Strahl}}$ = Stromstärke des Protonenstrahls

Der differentielle Rutherford-Streuquerschnitt [Be01,2] ergibt sich für eine Protonenenergie von 10 MeV und einer Goldfolie als Streutarget zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1.296 \cdot \left(\frac{79}{10[\text{MeV}]} \right)^2 \cdot \sin^{-4} \left(\frac{\Theta}{2} \right) \left[\frac{\text{mbarn}}{\text{ster}} \right] \quad (35)$$

(Wegen der hohen Masse des Targets im Vergleich zu der des einfallenden Protons, ist dieses für das Schwerpunktsystem gültige Ergebnis auch in guter Näherung im Laborsystem zutreffend.)

Für eine relativ große Entfernung zwischen Streutarget und Detektor oder für einen großen Streuwinkel Θ bleibt der differentielle Streuquerschnitt näherungsweise konstant über die Detektorfläche. Der kleine Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{Det}}$, den der Detektor aufspannt, ergibt sich in guter Näherung aus dem Verhältnis der Detektorfläche F_{Det} und dem Quadrat des mittleren Abstandes r zwischen Streutarget und Detektor. Aus den Gl.en (34) und (35) folgt damit der Zusammenhang zwischen den Protonenflüssen auf zwei Detektoren, die unter verschiedenen Winkeln Θ zum Protonenstrahl montiert sind. Die Zahl N_1 der gestreuten Protonen in den Detektor 1 mit der Fläche F_1 im Abstand r_1 zum Target ergibt sich aus der experimentell gemessenen Protonenzahl N_2 in Detektor 2 mit der Fläche F_2 im Abstand r_2 , wie folgt:

$$N_1 = N_2 \cdot \frac{\sin^4\left(\frac{\Theta_2}{2}\right)}{\sin^4\left(\frac{\Theta_1}{2}\right)} \cdot \frac{F_1}{r_1^2} \cdot \frac{r_2^2}{F_2} \quad (36)$$

Protonen mit einer Energie von 10 MeV erfahren in der Gold-Streufolie keine inelastische Streuung an den Goldkernen, sondern nur Rutherford-Streuung. Die Ursache dafür liegt in der Höhe der Coulomb-Barriere, die zwischen zwei gleichartig geladenen Teilchen, hier Proton und Goldatomkern, besteht. Die energetische Höhe der Coulomb-Barriere ΔE_C bestimmt sich aus dem minimalen Teilchenabstand R , bei dem sich die beiden Kerne berühren. Er kann wie folgt abgeschätzt werden [Ma74]:

$$\begin{aligned} R &= R_1 + R_2 \\ &= r_o \cdot \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right) \\ &= 1.3 \cdot 10^{-15} \cdot \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right) \text{ [m]} \end{aligned} \quad (37)$$

mit: R_1, R_2 = Kernradien von einfallendem Teilchen und Targetmaterial
 A_1, A_2 = Massenzahlen von einfallendem Teilchen und Targetmaterial

Die Coulomb-Barriere ΔE_C ergibt sich aus dem Coulomb-Gesetz damit zu:

$$\begin{aligned} \Delta E_C &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_o R} \\ &= 1.12 \cdot \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}} \text{ MeV} \end{aligned} \quad (38)$$

$$(39)$$

mit: Z_1, Z_2 = Kernladungszahl von einfallendem Teilchen und Targetmaterial

Für Protonen mit $Z_1=A_1=1$ und Gold mit $Z_2=79$, $A_2=197$ liegt die Coulomb-Barriere bei:

$$\Delta E_C(\text{p, Au}) = 13 \text{ MeV.}$$

Die zur Auslösung einer Kernreaktion erforderliche Mindestenergie $E_{\text{kin}}(m_1)$ des einfallenden Teilchens mit der Masse m_1 liegt etwas höher als die Coulomb-Barriere ΔE_C , da sie einen

Beitrag zur Bewegungsenergie des Gesamtsystems nach dem Zusammenstoß liefert:

$$(m_1, p_1) \rightarrow (m_2, p_2 = 0) \quad \Longrightarrow \quad (m = m_1 + m_2, p = p_1)$$

$$E_{\text{kin}}(m_1) = \Delta E_c + E_{\text{kin}}(m)$$

Impulserhaltung und (nichtrelativistische) Energieerhaltung liefern:

$$\begin{aligned} p_1 &= p \\ \frac{p_1^2}{2m_1} &= \Delta E_c + \frac{p^2}{2m} \end{aligned} \quad (40)$$

mit: m_1, m_2 Massen von einfallendem Teilchen und Targetatom

Daraus ergibt sich mit der Proportionalität zwischen Teilchenmasse und Massenzahl:

$$E_{\text{kin}}(m_1) = \Delta E_c \cdot \left(1 + \frac{A_1}{A_2}\right) \quad (41)$$

Wegen des großen Teilchenmasseunterschiedes in unserem Fall ($A_1 \ll A_2$), gilt: $E_{\text{kin}}(m_1) \approx \Delta E_c$. Ein einfallendes Proton benötigt also eine Mindestenergie von ungefähr 13 MeV, damit eine Kernreaktion stattfinden kann. Der Streuprozess der für das Bestrahlungsexperiment verwendeten Protonen mit 10 MeV Energie kann folglich durch die Rutherford-Streuformel beschrieben werden.

Energiedeposition im Bauelement: Die mittlere Energiedeposition $\Delta E_p/\Delta x$ der Protonen innerhalb des Tiefenbereiches Δx hängt ab von ihrer Eintrittsenergie und dem betrachteten Tiefenbereich Δx im Siliziumbauelement. Die Eintrittsenergie der Protonen in das Bauelement ist wiederum bestimmt durch ihren Energieverlust in der zuvor durchquerten Streufolie. Diese Werte lassen sich aus Tabellen [Bi67] oder unter Verwendung des Monte-Carlo-Simulationsprogramms TRIM [Zi85] ermitteln.

Die Vorgehensweise mit TRIM sei an einem Beispiel erläutert. Zunächst wird die Energiedeposition in der Streufolie, dann die Gesamtenergiedeposition in Streufolie und Detektor ermittelt. Aus der Differenz ergibt sich der mittlere Energieverlust im Detektor.

Bei der Verwendung eines 266 nm dicken Goldtargets (0.513 mg/cm^2), wie es bei der Experimentreihe III (s. unten) für die CCDs eingesetzt worden war, ergeben die Simulationen eine mittlere Austrittsenergie der ursprünglich 10-MeV Protonen von $9.991 (\pm 0.005) \text{ MeV}$. Bei der Verwendung eines deutlich dickeren Goldtargets von $2.9 \mu\text{m}$ (5.6 mg/cm^2), wie es bei der Experimentreihe I eingesetzt worden war, beträgt die mittlere Austrittsenergie $9.898 (\pm 0.036) \text{ MeV}$. Demzufolge ist der relative Energieverlust in beiden Fällen sehr gering; er liegt im Bereich zwischen 10^{-3} und 10^{-2} . Für diese dünnen Goldtargets nimmt der Energieverlust näherungsweise linear mit der Targetdicke zu.

Die Austrittsenergie eines 10-MeV Protons nach Durchlaufen eines 266 nm dicken Goldtargets und eines $280 \mu\text{m}$ dicken Silizium-Detektors (typischer Wert für pn-CCDs der Experimentreihe III) ergibt sich zu $7.276 (\pm 0.10) \text{ MeV}$. Die mittlere Energiedeposition $\Delta E_p(280 \mu\text{m})$ innerhalb der pn-CCD-Dicke von $280 \mu\text{m}$ beträgt also $9.991 \text{ MeV} - 7.276 \text{ MeV} = 2.715 \text{ MeV}$ bzw. $9.70 \text{ keV}/\mu\text{m}$.

Analog ergibt sich nach Durchqueren einer $265 \mu\text{m}$ dicken Siliziumschicht eine Austrittsenergie von $7.429 (\pm 0.087) \text{ MeV}$. Die mittlere Energiedeposition $\Delta E_p(265 \mu\text{m} \rightarrow 280 \mu\text{m})$

innerhalb der letzten 15 μm des Detektors beträgt also $7.429 \text{ MeV} - 7.276 \text{ MeV} = 0.153 \text{ MeV}$ bzw. $10.2 \text{ keV}/\mu\text{m}$.

Der Energieverlust und damit auch näherungsweise der NIEL-Wert sind unmittelbar vor dem Austreten der Protonen aus dem Detektor, also im Tiefenbereich um den Ladungstransferkanal, nur ungefähr 5 % höher als der mittlere Energieverlust im gesamten Detektor.

Die Umrechnung der Protonenfluenz Φ [p/cm^2] in die deponierte Energiedosis D ergibt sich für eine homogene Bestrahlung der Fläche $\Delta F = \Delta V/\Delta d$, mit ΔV als dem bestrahlten Volumen und Δd als betrachtetem Tiefenbereich, folgendermaßen:

$$\begin{aligned} D &= \Delta E_{\text{tot}} \cdot \frac{1}{\Delta m} \\ &= N_p \cdot \Delta E_p \cdot \frac{1}{\Delta V \cdot \rho_{\text{Si}}} \\ &= \Phi \cdot \frac{\Delta E_p}{\Delta d} \cdot \frac{1}{\rho_{\text{Si}}} \end{aligned} \quad (42)$$

wobei: ΔE_{tot} = Energieverlust aller Protonen im Detektorvolumen ΔV
 ΔE_p = mittlerer Energieverlust eines Protons im Detektorvolumen ΔV
 Δm = Masse des Detektorvolumens ΔV
 N_p = Anzahl der auf die Fläche ΔF einfallenden Protonen
 ρ_{Si} = Dichte von Silizium = $2.328 \text{ g}/\text{cm}^3$

Mit Hilfe der Umrechnung: $1 \text{ MeV}/\text{g} = 1.602 \cdot 10^{-10} \text{ Gray} = 1.602 \cdot 10^{-8} \text{ rad}$, findet man so für obigen Fall einer mittleren Energiedeposition ΔE_p von 2.715 MeV im $280 \mu\text{m}$ dicken Detektor: ein einfallendes 10-MeV Proton/ cm^2 deponiert eine mittlere Energiedosis von $6.67 \cdot 10^{-7} \text{ rad}$ im Siliziumbauelement.

5.1.2 Aufbau und Bestrahlung am TANDEM-Beschleuniger

Die Bestrahlungsexperimente mit 10-MeV Protonen wurden am TANDEM-Beschleunigerlaboratorium der Ludwig-Maximilians-Universität und Technischen Universität München durchgeführt. In diesem Abschnitt wird der für die Bestrahlung verwendete Aufbau beschrieben.

Der fokussierte 10-MeV Protonenstrahl traf im Zentrum einer evakuierten zylindrischen Streukammer auf eine dünne Goldfolie. Die Bauelemente (pn-CCDs und Teststrukturen) waren konzentrisch zu diesem Streuzentrum so auf Zahnkränzen montiert, daß die Teilchen senkrecht auf die Strahlungseintrittsfensterseite der Chips einfielen (s. Abb. 19). Die Bauelemente waren auf derselben Höhe positioniert wie der Protonenstrahl und die Goldfolie. Des weiteren wurden die Winkel Θ , unter denen die Bauelemente in der Streukammerebene zum einfallenden Strahl montiert waren, genau vermessen.

Etwa die Hälfte der Anzahl der Transferkanäle eines jeden pn-CCDs wurde durch ein vier Millimeter dickes Eisen-Plättchen vollständig gegen die einfallenden Protonen abgeschirmt in den Experimentreihen II und III (s. Abb. 7). Da der Ladungstransfer und die Signalverarbeitung in der on-chip-Elektronik kanalweise unabhängig voneinander stattfinden, war dadurch die Möglichkeit gegeben im nachfolgenden Analyseexperiment bestrahlte und unbestrahlte Kanäle unter identischen Bedingungen direkt miteinander vergleichen zu können. Der

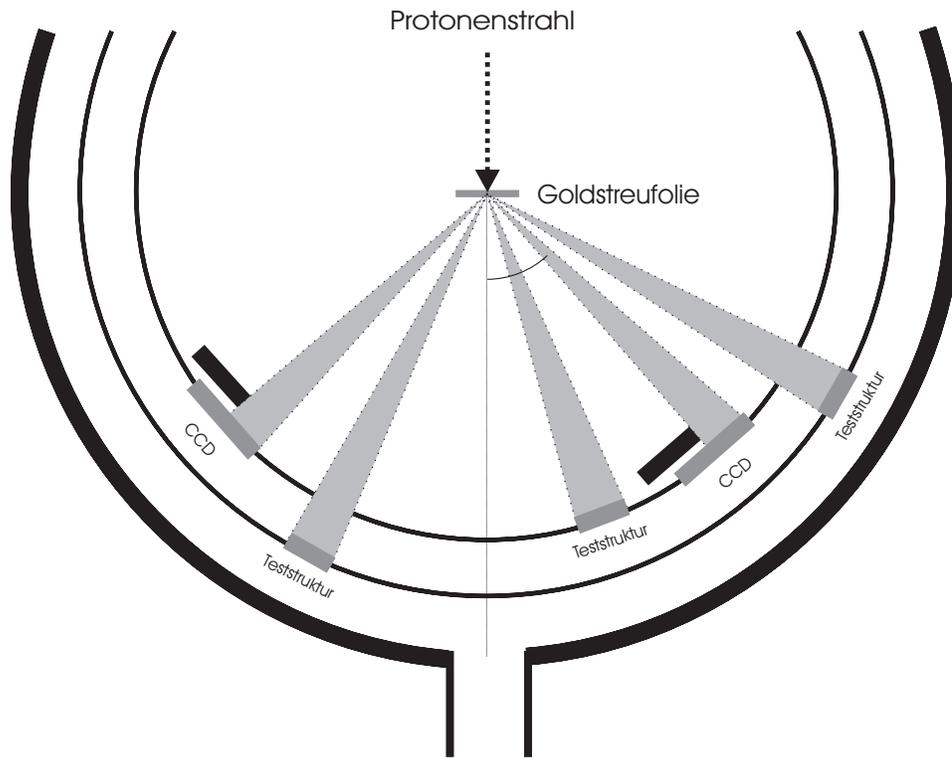


Abbildung 19: Streukammer mit montierten pn-CCDs und Teststrukturen. Der einfallende 10-MeV Protonenstrahl wurde an einer Goldfolie im Zentrum der Streukammer gemäß Rutherford-Streuung aufgeweitet. Der stark winkelabhängige Teilchenfluß war so proportional zu $\sin^{-4}(\Theta/2)$. Ein Teil der pn-CCD-Fläche war abgeschirmt, so daß nur die Hälfte der Anzahl der Transferkanäle den Protonen ausgesetzt wurde. Die Bestrahlung der Teststrukturen erfolgte ganzflächig.

CAMEX-Vorverstärker und der TIMEX-Chip waren, bedingt durch den mechanischen Aufbau des Detektormoduls (s. Abb. 6), gegen die Protonen abgeschirmt.

Zur möglichst genauen Fluenzbestimmung wurden die Signale der einzelnen Protonen im Detektor gezählt. Dazu wurde der pn-CCD nicht getaktet, sondern statisch als großflächige Diode in Sperrichtung betrieben. Denn der rauscharme CAMEX-Vorverstärker ist für die benötigte schnelle Signalauslese nicht geeignet. Das Signal der von einem Proton entlang seiner Spur erzeugten und am CCD-Rückkontakt gesammelten etwa $7 \cdot 10^5$ Löcher wurde in einen schnellen externen Vorverstärker gespeist. Die Depletionsspannung war dazu über den Vorverstärker an den Rückkontakt angelegt worden. Anschließend erfolgte die Formung und weitere Verstärkung der Signale in einem Filterverstärker. Abseits der Bestrahlungshalle wurden in einem während der Protonenbestrahlung zugänglichen Kontrollraum die Signale in einen Diskriminator eingespeist. Durch die Festlegung einer hinreichend hohen unteren Signalschwelle konnten die Protonensignale vom Rauschen unterschieden werden. In einem Zähler wurde schließlich die Zahl der Protonen registriert, die auf die nicht abgeschirmte CCD-Fläche integral einfielen.

Bei den einzelnen Bestrahlungsdurchgängen wurden, je nach gewünschter Streurrate, unterschiedlich dicke Goldfolien eingesetzt. Des weiteren war die Bauelementdicke bei den Prototyp-

CCDs um etwa $20\ \mu\text{m}$ geringer als bei den Flugtyp-CCDs. So ergaben sich unterschiedliche Werte für die mittlere Energieabgabe pro Proton im pn-CCD. Sie variierte zwischen 2.4 MeV und 3.3 MeV (s. Tab. 3 und Tab. 4). Die Protonenenergie war nach Durchdringen der Folie in jedem dieser Fälle hoch genug, um das Bauelement durchqueren und damit über seine gesamte Tiefe schädigen zu können.

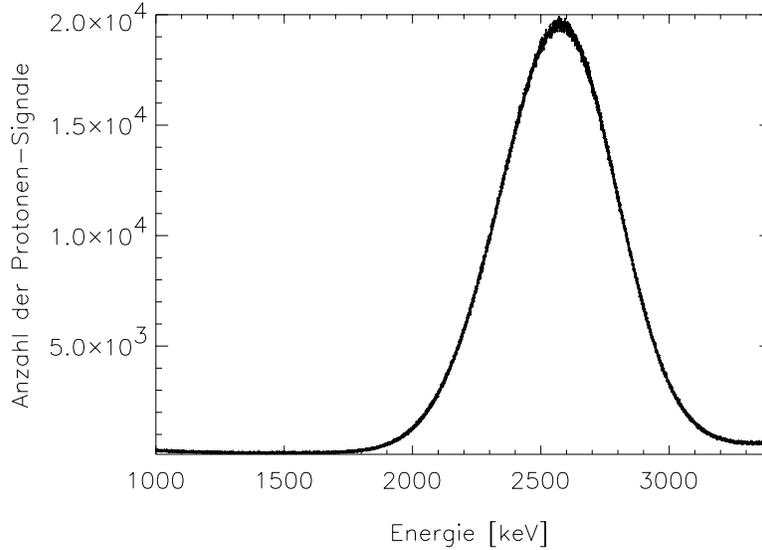


Abbildung 20: Spektrum des am CCD-Rückkontakt gemessenen Energieverlustes der Protonen im pn-CCD. Zum Signal tragen die Löcher bei, die vom Proton innerhalb des Tiefenbereiches vom Strahlungseintrittsfenster bis zum Potentialmaximum generiert werden (s. Abb. 2). Diese mittlere Energiedeposition pro Teilchen beträgt hier 2.6 MeV. Die jenseits dieses Bereiches generierten Löcher driften zu den Transferregister-Kontakten.

Der maximale Protonenfluß ist durch pile-up begrenzt, d.h. die Signale der einzelnen Protonen im Detektor dürfen sich nur soweit zeitlich überlagern, daß sie noch als zwei Ereignisse aufgelöst werden können. Über die Auswahl der Foliendicke wurde der jeweils gewünschte Protonenfluß auf den Detektor grob eingestellt (s. Gl. (34)). Die Feineinstellung erfolgte danach mit dem Beschleuniger über die Strahlstromhöhe. Der Protonenfluß wurde typischerweise auf $10^4\ \text{p}/(\text{cm}^2\cdot\text{s})$ bis $10^5\ \text{p}/(\text{cm}^2\cdot\text{s})$ eingestellt. Der Protonenfluß nimmt gemäß $\sin^{-4}(\frac{\Theta}{2})$ stark mit kleiner werdendem Streuwinkel Θ zu. In einem Bestrahlungsdurchgang mit mehreren Bauelementen wurde damit aus der gemessenen Protonenfluenz eines Detektors unter großem Streuwinkel die akkumulierte Fluenz eines anderen Bauelements mit Hilfe der Rutherford-Streuformel Gl. (36) berechnet unter Berücksichtigung seines unterschiedlichen Streuwinkels. Dieses Verfahren ist insbesondere für kleine Streuwinkel notwendig, bei denen die Gefahr steigt, daß die Fluenzmessung durch pile-up verfälscht ist. Zur Sicherheit wurde typischerweise mit zwei Bauelementen pro Bestrahlungsdurchgang die jeweilige Protonenfluenz gemessen, um Zählfehler aufdecken zu können. Ein Spektrum der gemessenen Protonensignale ist in Abb. 20 dargestellt.

Die Größe der bestrahlten Fläche konnte durch geometrische Vermessung der abgedeckten Fläche bestimmt werden. Sehr präzise konnte sie auch aus den nachfolgenden

Analyseexperimenten ermittelt werden, anhand der klaren Trennung zwischen geschädigten und ungeschädigten Pixeln (s. Kap. 7, Abb. 37). Aus der Anzahl der eingefallenen Protonen und der Größe der bestrahlten Fläche ergibt sich die mittlere Protonenfluenz, der das Bauelement ausgesetzt war. Aufgrund der Größe der bestrahlten Bauelementfläche mit lediglich einem Signalausleseknotten ließ sich pile-up nur durch entsprechend niedrige Flüsse und demzufolge lange Bestrahlungsdauern vermeiden. Die bei kleinen Streuwinkeln dennoch aufgetretenen pile-up Anteile in den Messungen konnten durch zwei Verfahren korrigiert werden:

A) Energiespektrum: Durch die Aufnahme eines Energiespektrums läßt sich der pile-up Anteil abschätzen. Die Ereignisse mit höherer Energie als die Hauptlinie und maximal der zweifachen Linienenergie, resultieren aus zwei zeitlich dicht aufeinanderfolgenden Ereignissen. Sie müssen entsprechend zwei Protonen zugeordnet werden in der Zählung.

B) Totzeit: Das Verhältnis der gezählten zu den eingefallenen Protonen ergibt sich aus folgender Formel [Kn89]:

$$\frac{m}{n} = \exp(-n \cdot \tau) \quad (43)$$

wobei n die Rate der eingefallenen Protonen bedeutet, m die Rate der gezählten Protonen und τ die minimale Zeit, bei der die Signalpulse noch unterschieden werden können. Der Wert der Zeitkonstante τ betrug etwa 100 ns, welches der effektiven Pulsbreite entspricht. Bei einer Einfallrate von z.B. 10^5 Protonen/s, ergibt sich daraus das Verhältnis $m/n = 0.990$. Das bedeutet, daß ein Prozent der eingefallenen Protonen aufgrund von pile-up nicht gezählt wurde und die Teilchenfluenz entsprechend korrigiert werden mußte. Der Gesamtfehler in der Fluenzbestimmung konnte unter Berücksichtigung der notwendigen Einstellarbeiten zu Beginn der Bestrahlungen auf $\pm 5\%$ begrenzt werden.

Die maximale Variation des Protonenflusses über die bestrahlte Detektorfläche soll nun abgeschätzt werden. Dazu werde Experimentreihe III betrachtet. Bei ihr war der Abstand zwischen Streufolie und pn-CCD kleiner als bei den anderen Bestrahlungen. Mit Δx als der Ausdehnung des bestrahlten Bereiches auf dem pn-CCD und $r = 20$ cm als dem Abstand zwischen Streufolie und pn-CCD ergibt sich der Streuwinkelbereich zu $\Theta \pm \arctan((\Delta x/2)/r)$. Der Fluß $\dot{\Phi}$ steigt mit dem Streuquerschnitt, der gemäß Gl. (35) mit abnehmendem Streuwinkel steigt. Die maximale Variation im Protonenfluß über die Distanz Δx ergibt sich aus der Differenz der Flüsse bei kleinstem und größtem Streuwinkel, normiert auf den maximalen Fluß, zu:

$$\begin{aligned} \frac{\dot{\Phi}_{\max} - \dot{\Phi}_{\min}}{\dot{\Phi}_{\max}} &= 1 - \frac{\dot{\Phi}(\Theta + \arctan(\Delta x/40 \text{ cm}))}{\dot{\Phi}(\Theta - \arctan(\Delta x/40 \text{ cm}))} \\ &= \left(1 - \frac{\sin^4[(\Theta - \arctan(\Delta x/40 \text{ cm}))/2]}{\sin^4[(\Theta + \arctan(\Delta x/40 \text{ cm}))/2]} \right) \end{aligned} \quad (44)$$

Tabelle 2 zeigt die Variation für verschiedene Bereiche Δx auf dem Detektor. Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß sich der Protonenfluß über $150 \mu\text{m}$, also von einem zum nächsten Transferkanal, um weniger als ein Prozent ändert. Betrachtet man die Änderung über die Hälfte der Transferkanäle oder 0.5 cm, so liegt diese bei maximal 23%.

Alle Bestrahlungen mit 10-MeV Protonen wurden in Hochvakuum und bei einer Bauelementtemperatur von etwa 300 K durchgeführt. Zum Zählen der gestreuten Protonen

CCD	Θ	$\Delta\dot{\Phi}(\Delta x)/\dot{\Phi}_{\max}$		
		$\Delta x = 150 \mu\text{m}$	1 mm	0.5 cm
C9-1-17	22°	0.8%	5%	23%
C8-5-9	38°	0.4%	3%	14%

Tabelle 2: Maximale Variation des Protonenflusses $(\dot{\Phi}_{\max} - \dot{\Phi}_{\min})/\dot{\Phi}_{\max}$ innerhalb eines bestrahlten Bereiches der Ausdehnung Δx bei Experimentreihe III, die aufbaubedingt die höchsten Flußschwankungen aufwies. Die Werte sind berechnet für den kleinsten verwendeten Streuwinkel von 22° und den größten Streuwinkel von 38°. Als Distanzen Δx wurden gewählt die Entfernung 150 μm von einem Transferkanal zum nächsten Transferkanal, ein Millimeter, sowie die halbe Detektorbreite von 0.5 cm, entsprechend der maximalen Ausdehnung eines einheitlich bestrahlten Kanalbereiches.

wurde der pn-CCD vollständig depletiert. Das hierfür notwendige Anlegen der statischen Betriebsspannungen während der Bestrahlung berücksichtigt den möglicher Einfluß des Potentialverlaufes auf die Störstellenverteilung in der Tiefe des Bauelementes. Denn die durch Bestrahlung erzeugten geladenen Störstellen könnten unter der Wirkung des elektrischen Feldes im Bauelement driften bis zur Ausbildung stabiler ortsfester Defektkomplexe. Dies würde je nach Ladungszustand zu einer Anreicherung bzw. Verarmung von Störstellen in der Transfertiefe des CCDs führen.

5.1.3 Experimentreihen

Insgesamt wurden drei Bestrahlungsexperimentreihen zur Untersuchung von Strahlenschäden an pn-CCDs durchgeführt mit unterschiedlichen Schwerpunkten. Die Energie der Protonen aus dem TANDEM-Beschleuniger wurde jeweils zu 10 MeV gewählt.

Experimentreihe I: Bei den ersten Bestrahlungen stand die on-chip-Verstärkerstufe des CCDs, d.h. der n-Kanal-Sperrschicht-Feldeffekttransistor im Mittelpunkt des Interesses, da ihre Entwicklung bereits abgeschlossen war. Sie wurde Protonenfluenzen bis $2.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ausgesetzt. Dies entspricht einer Dosis von 173 krad.

Experimentreihe II: Bei einer zweiten Experimentreihe wurde der gesamte Sperrschicht-CCD, also insbesondere auch der Bildzellenbereich, bestrahlt und auf Schädigungen untersucht. Ziel war es, die Art der auftretenden Degradation bei den ersten verfügbaren Prototyp-CCDs (Fabrikationsreihe C6) zu analysieren und gegebenenfalls nach Optimierungsmöglichkeiten zu suchen. Die 1 cm · 1 cm große pn-CCD-Testversion wurde noch auf 3 Zoll Siliziumscheiben gefertigt. Sie verfügte wie der spätere Flugtyp über 64 parallele Transferkanäle und ein Bildzellenformat von 150 μm · 150 μm , besaß aber eine geringere Anzahl von Bildzellen im Transferkanal, nämlich nur 60 statt 200 Pixel. Der maximale Transferweg betrug somit 9 mm statt 30 mm. Das hochohmige Substrat wies einen spezifischen Widerstand von 2 k Ωcm auf und hatte eine durchschnittliche Dicke von 250 μm . Die darauf aus der Gasphase abgeschiedene Epitaxieschicht hatte einen spezifischen Widerstand von 40 Ωcm und eine Dicke zwischen 10.8 μm und 13.2 μm , je nach Wafer. Aus dieser Serie standen vier Bauelemente für die Schädigung zur Verfügung. Sie wurden, aufgeteilt in drei Bestrahlungsdurchgänge, Protonenfluenzen zwischen $6.0 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ und $6.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ausgesetzt. Die niedrigste Fluenz lag somit

CCD	$\Delta E/p$ [MeV]	Fluenz [p/cm ²]	Dosis [krad]	Dauer [h]
C6-21-12	2.4	$6.0 \cdot 10^8$	0.38	5.5
C6-21-3	2.4	$1.5 \cdot 10^9$	0.94	5.5
C6-28-3	2.4	$2.6 \cdot 10^9$	1.6	4
C6-23-12	3.3	$6.5 \cdot 10^9$	5.7	14.5

Tabelle 3: Prototyp-pn-CCDs, die in Experimentreihe II mit 10-MeV Protonen bestrahlt wurden. Nach der Streuung am Goldtarget betrug der mittlere Energieverlust in den 262 μm dicken Detektoren 2.4 MeV bzw. 3.3 MeV, je nach Dicke der Streufole. Die einzelnen Teilchenfluenzen und entsprechenden Dosiswerte sowie die Bestrahlungsdauern der drei Durchgänge sind aufgeführt.

bereits über dem Richtwert (gemäß ESA-Studien) von etwa $5.0 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ (s. Kap. 3) für einen 10-Jahresbetrieb des Detektors auf XMM. Zur Untersuchung der Auswirkungen von stärkeren Strahlenbelastungen waren die übrigen Fluenzen um bis zu eine Größenordnung höher gewählt worden. Da bei dem Bestrahlungsdurchgang zur Erreichung des höchsten Fluenzwertes eine wesentlich dickere Streufole verwendet worden war, betrug die Protoneneintrittsenergie in den Detektor statt knapp 10 MeV nur noch 7.4 MeV. Der mittlere Energieverlust eines Protons in den 262 μm dicken Prototyp-Detektoren ergab sich mit den verwendeten Streufole zu 2.4 MeV bzw. im Fall der dickeren Streufole zu 3.3 MeV. Die zugehörigen Dosiswerte der Bestrahlungen betragen 0.38 krad bis 5.7 krad. Berücksichtigt man den Energieverlust der Protonen in der etwa 250 μm dicken Siliziumschicht bis zum Erreichen der Transfertiefe der Signalladungen, so steigen die Dosiswerte in der Transfertiefe auf 0.40 krad bis 6.7 krad an. Die Bestrahlungsdauern lagen bei minimal 4 Stunden und maximal 14.5 Stunden. Die Bestrahlungsparameter der einzelnen CCDs sind in Tabelle 3 aufgeführt. Mit diesen Bauelementen wurden erstmals Bestrahlungseffekte auf zur Spektroskopie geeignete pn-CCD-Detektoren untersucht.

Experimentreihe III: In einer dritten Experimentreihe wurden schließlich Flugtyp-CCDs (Fabrikationsreihe C9) und die Vorstufe davon (Fabrikationsreihe C8) mit 10-MeV Protonen bestrahlt. Im Unterschied zu dem tatsächlichen Flugdetektor war allerdings das neu entwickelte ultradünne Strahlungseintrittsfenster bei diesen CCDs noch nicht implementiert, was zu einer mäßigen Energieauflösung bei niedrigen Photonenergien führte. Ziel dieser Experimentreihe war es, die Strahlenhärte neu zu bestimmen nach Anwendung von verschiedenen Optimierungsmaßnahmen und der Verwendung von anderem Siliziummaterial. Letzteres war durch den Übergang von 3 Zoll- auf 4 Zoll-Wafer erforderlich, um die 6 cm \cdot 6 cm großen Flug-Sperrschicht-CCDs fertigen zu können. Im Vordergrund der Untersuchungen standen dabei insbesondere auch die spektrale Auflösung sowie das Auftreten von Bildzellendefekten.

Drei einzelne 3 cm \cdot 1 cm große pn-CCDs wurden für die Bestrahlungen ausgewählt. Die Bedingungen orientierten sich dabei möglichst nahe an der XMM-Mission. Sie wurden aus dem gleichen Siliziummaterial hergestellt, mit dem Design und Fertigungsprozeß wie der Flugdetektor, für eine maximale Übertragbarkeit der Ergebnisse. Die Anzahl der Bildzellen im 3 cm langen Transferkanal war identisch zu den Flug-CCD-Einheiten. Die Bauelemente

CCD	$\Delta E/p$ [MeV]	Fluenz [p/cm ²]	Dosis [krad]
C9-1-17, Bereich 1	2.7	$4.1 \cdot 10^8$	0.27
C9-1-17, Bereich 2	2.7	$6.1 \cdot 10^8$	0.40
C9-1-15	2.7	$1.9 \cdot 10^9$	1.2
C8-5-9, Bereich 1	2.7	$1.6 \cdot 10^9$	1.0
C8-5-9, Bereich 2	2.7	$5.3 \cdot 10^9$	3.4

Tabelle 4: Flugtyp-pn-CCDs, die in Experimentreihe III mit 10-MeV Protonen bestrahlt wurden. Die CCDs C9-1-17 und C9-1-15 sind Flugtyp-CCDs, während CCD C8-5-9 einer Vorgängerversion entstammt. Aufgrund der größeren Chipdicken ist der Energieverlust mit 2.7 MeV pro Proton i.a. höher als in Experimentreihe II. Bei den CCDs C9-1-17 und C8-5-9 wurden zwei Kanalbereiche unterschiedlichen Protonenfluenzen ausgesetzt. Die Protonenfluenzen waren ähnlich gewählt worden wie bei Experimentreihe II. Sie reichen von $4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ bis $5.3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Die zugehörigen Dosiswerte betragen 0.27 krad bis 3.4 krad.

wurden Protonen-Fluenzen von $4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ bis $5.3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ausgesetzt, einem Bereich ähnlich zur Experimentreihe II. Der mittlere Energieverlust der Protonen in dem neuen etwa $280 \mu\text{m}$ dicken Siliziummaterial betrug insgesamt 2.715 MeV oder $9.7 \text{ keV}/\mu\text{m}$ im Mittel. Ein minimal ionisierendes Teilchen deponiert im Vergleich dazu nur eine Energie von 0.29 keV pro Mikrometer Silizium. Die Parameter der Bestrahlung sind für die einzelnen CCDs der Tabelle 4 zu entnehmen.

Bei jeder Bestrahlungsreihe wurden neben den pn-CCDs auch Teststrukturen bestrahlt. Sie wurden auf den pn-CCD-Wafern für Prüfzwecke mitgefertigt. Aufgrund ihre einfacheren Struktur, insbesondere durch die Minimierung von Randeffekten, sind die Analyseergebnisse bei bestimmten Parameteruntersuchungen aussagekräftiger.

Eine Art von Teststrukturen waren kreisförmige p^+np^+ -Dioden mit einer Fläche von 20 mm^2 . Sie wurden für DLTS-Messungen zur Störstellenanalyse im Silizium-Kristallgitter verwendet (s. Kap. 10) sowie zur Ermittlung der bestrahlungsbedingten Zunahme des thermischen Generationsstromes (s. Kap. 6).

Eine andere Art von Teststrukturen waren Metall-Isolator-Silizium-Kapazitäten. An den einfachen quadratischen Strukturen konnten bestrahlungsbedingte Veränderungen der Isolatorschicht mittels Kapazitätsmessungen genauer analysiert werden als an den insgesamt 600 streifenförmigen MIS-Strukturen zwischen den Taktregistern des pn-CCDs (s. Kap. 6).

In der letzten Experimentreihe wurden zusätzlich Schottky-Kontakte bestrahlt, die prinzipiell gut geeignet für DLTS-Analysen sind (s. Kap. 10). Sie waren auf dem gleichen Siliziumgrundmaterial wie die pn-CCDs hergestellt worden, hatten allerdings nicht dieselben Fertigungsprozessschritte durchlaufen.

5.2 Bestrahlung mit niederenergetischen Protonen

Als Ursache für die gravierende Strahlenschädigung der vorderseiten-beleuchteten Fokalebene-CCDs bei der Chandra-Mission wurden niederenergetische Protonen ermittelt, die durch das Teleskop auf die Detektoren abgebildet worden waren (s. Abschnitt 4.4.2).

Zur experimentellen Verifikation der Strahlenhärte des pn-CCDs gegenüber derartigen niederenergetischen Protonen, d.h. Protonen mit Energien in der Größenordnung von 100 keV, wurde ein Experiment an der Universität Tübingen durchgeführt [Ke00]. Mit einem 3 MV van de Graaf-Beschleuniger wurden Protonen auf eine Energie von 900 keV beschleunigt. Der monoenergetische Teilchenstrahl wurde zeitweise durch eine 12 μm und zeitweise durch eine 13 μm dicke Aluminiumfolie auf einen 3 cm \cdot 1 cm großen Flugtyp-CCD gelenkt. Der größte Teil des Strahlungseintrittsfensters war abgeschirmt, bis auf eine Fläche von 26 \cdot 59 Pixel am Ende der Transferkanäle. Das Energiespektrum der einfallenden Protonen und ihre Fluß wurde direkt mit dem pn-CCD und dem in Niederverstärkungsbetrieb (s. Abschnitt 2.2.4) geschalteten CAMEX-Chip gemessen. Aufgrund des hohen Energieverlustes in den je zur Hälfte der Bestrahlungsdauer verwendeten beiden Aluminiumfiltern, war das Gesamtenergiespektrum der Protonen sehr breit verteilt und wies entsprechend den beiden unterschiedlichen Foliendicken zwei Häufigkeitsmaxima auf bei 70 keV und 170 keV. Die Protonenfluß betrug $1.4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ im bestrahlten Bereich. Damit lag sie etwa einen Faktor 40 höher als bei dem mit Chandra-CCDs durchgeführten Laborexperiment zur Nachbildung der im Orbit beobachteten Strahlenschäden (s. Abschnitt 4.4.2).

5.3 Bestrahlung mit Alpha-Teilchen

Nach Protonen kommen ferner noch hochenergetische Alpha-Teilchen infolge ihres noch relativ hohen Flusses als potentielle Schädigungsquelle im Orbit in Frage. Der Fluß schwerer Ionen ist aufgrund ihres hohen Energieverlustes in der einige Zentimeter dicken Detektorabschirmung auf dem XMM-Satelliten vernachlässigbar. Beispielsweise hat ein Sauerstoffatom selbst bei einer Energie von 1 GeV nur eine mittlere Reichweite von 4 mm ($\pm 5\%$) in Aluminium, ein 1 GeV Eisenatom sogar nur 0.2 mm ($\pm 5\%$).

5.3.1 Energiedeposition im Bauelement

Energie [MeV]	relative Häufigkeit [%]
5.486	85.2
5.443	12.8
5.388	1.4
5.544	0.34
5.512	0.20

Tabelle 5: Energien der emittierten Alpha-Teilchen einer Am^{241} -Quelle, geordnet nach ihrer Häufigkeit [Br86].

Das radioaktive Isotop Am^{241} mit einer Halbwertszeit von 433 Jahren emittiert Alpha-Teilchen bei seinem spontanen Zerfall zu Np^{237} . Die Häufigkeitsverteilung der Linien ist in Tabelle 5 aufgeführt sowie in Abb. 21 ersichtlich. Die mittlere Energie beträgt 5.48 MeV.

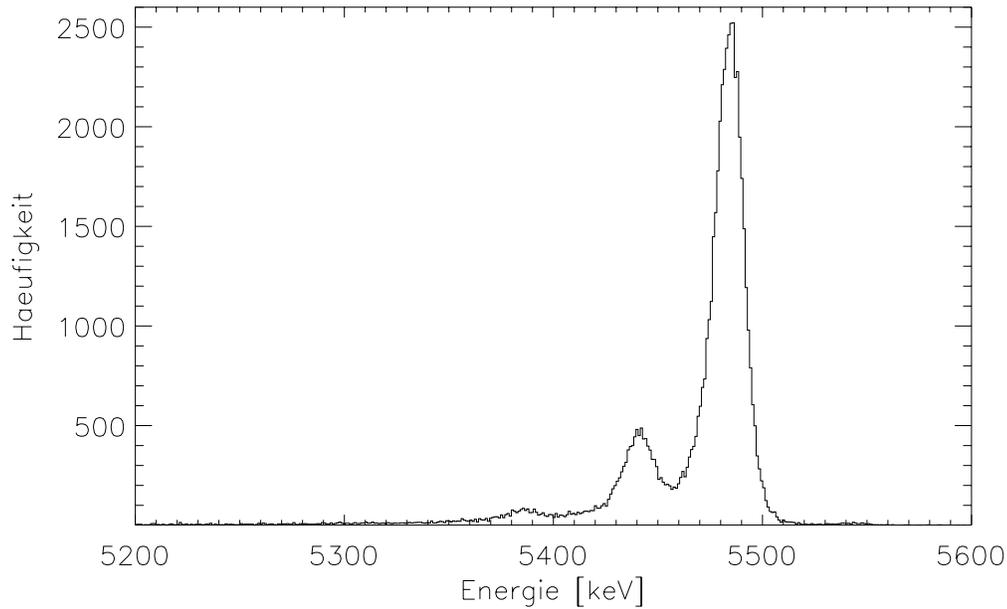


Abbildung 21: Spektrum der Alpha-Teilchen einer Am^{241} -Quelle (vgl. Tab. 5). Gemessen wurde das Spektrum mit einem als Diode betriebenen pn-CCD und einem externen Vorverstärker.

Als Alpha-Teilchenquellen wurden ausschließlich zur Spektroskopie geeignete Am^{241} -Präparate verwendet, also offene Quellen ohne Eintrittsfenster, für eine möglichst genaue Kenntnis der Energie der emittierten Teilchen. Die Am^{241} -Präparate bieten bezüglich der Dosimetrie den Vorteil eines zeitlich konstanten Flusses im Unterschied zu Teilchenbeschleunigern. Nach Bestimmung des Teilchenflusses auf den Detektor, ergibt sich so die Gesamtfluenz aus dem Produkt von Fluß und gesamter Bestrahlungsdauer.

Beim Zerfallsprozeß des Isotops werden auch Gamma-Quanten emittiert. Ihre mittlere Energie beträgt 28.7 keV, die Hauptlinie liegt bei 59.5 keV [Br86]. Aufgrund ihrer hohen Energie ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Photonen im Detektor relativ gering (s. Tabelle 7). Auch bei erfolgter Wechselwirkung ist die Energie nicht hoch genug, um Verlagerungsschäden im Kristallgitter zu bewirken. Dasselbe gilt für die beim Zerfall emittierten Elektronen mit einer mittleren Energie von 30 keV. Eine Schädigung des Kristallgitters durch die Gamma-Quanten und Elektronen der Quelle ist also ausgeschlossen. Ihre Ionisationsschäden sind im Vergleich zu denen durch die Alpha-Teilchen vernachlässigbar.

Die Alpha-Teilchen einer Am^{241} -Quelle mit einer Energie von 5.5 MeV haben eine mittlere Reichweite von etwa $27 \mu\text{m} \pm 1.1 \mu\text{m}$ in Silizium. Nach $11 \mu\text{m}$, in der Tiefe des Ladungstransfers, ist ihre Energie auf knapp 4 MeV abgefallen (aus TRIM-Simulationen). Der nicht-ionisierende Energieverlust liegt dort bei etwa $0.13 \text{ keV}/\mu\text{m}$; der ionisierende Energieverlust um 3 Größenordnungen höher bei $0.17 \text{ MeV}/\mu\text{m}$. Die von einem Alpha-Teilchen/ cm^2 dabei deponierte Energiedosis ergibt sich nach Gl. (42) zu $1.2 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$. An der Oberfläche des Bauelementes ist die deponierte Dosis mit $9.6 \cdot 10^{-6} \text{ rad}$ etwas geringer.

Die von der gegenüberliegenden Detektorseite eingestrahelten Protonen hatten im Vergleich dazu beim Erreichen der Ladungstransfertiefe eine Energie von typischerweise 7.4 MeV (Experimentreihe III mit $280 \mu\text{m}$ Chipdicke). Ihr nicht-ionisierender Energieverlust beträgt dort etwa $5 \text{ eV}/\mu\text{m}$, der ionisierende Energieverlust $10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ (vgl. Abb. 18).

Der nicht-ionisierende Energieverlust in der Ladungstransfertiefe liegt bei der Alpha-Teilchenbestrahlung somit um einen Faktor 26 höher; der Ionisationsverlust sowie die Energiedosis sind dort um einen Faktor 17 erhöht im Vergleich zur Protonenbestrahlung.

5.3.2 Bestrahlung des Photoneneintrittsfensters des pn-CCDs

Ein erstes Experiment zur Wirkung von Alpha-Teilchen auf den Sperrschicht-CCD wurde in der Röntgentestanlage des Halbleiterlabors durchgeführt. Es diente der Untersuchung von Bestrahlungseffekten auf das Strahlungseintrittsfenster.

Neben der zum Test der Detektoreigenschaften verwendeten Fe^{55} -Quelle wurde für die Bestrahlung ein offenes Am^{241} -Präparat mit einer Aktivität von 3.7 kBq montiert. Eine Teilfläche des pn-CCDs C9-5-8 wurde wiederum abgeschirmt, für den direkten Vergleich von bestrahlten und unbestrahlten Kanälen in den nachfolgenden Analyseexperimenten. Um die Bestrahlungsdauer zeitlich genau einzugrenzen und dadurch die Teilchenfluenz möglichst genau bestimmen zu können, wurde der CCD vor und nach den Bestrahlungszeitintervallen mittels eines Schiebers vollständig gegen die Quelle abgeschirmt.

Das Evakuieren der Testkammer auf einen Druck von etwa 10^{-6} mbar verhinderte einen Energieverlust der emittierten Alpha-Teilchen vor Erreichen des Detektors. Der Detektor konnte so in vollständigem Betrieb bei tiefen Temperaturen mit der Am^{241} -Alpha-Teilchenquelle bestrahlt und mit den Fluoreszenzlinien der Fe^{55} -Quelle bzw. der Mehrfachtarget-Röntgenröhre spektroskopisch untersucht werden.

Die Alpha-Teilchenfluenz auf den CCD wurde mit dem Detektor selbst gemessen. Dazu wurde der CAMEX-Chip in den Niederverstärkungsbetrieb geschaltet, analog zu dem Bestrahlungsexperiment mit Niederenergieprotonen. Die Alpha-Teilchen wurden aufgrund ihrer Signalhöhe von etwa 5.5 MeV in dem obersten Kanalbereich des ADCs registriert, der etwa einer Energie von 300 keV entspricht. Damit waren sie deutlich von minimal ionisierenden Teilchen und den Gamma-Quanten der Am^{241} -Quelle unterscheidbar, deren Energiedepositionen pro Pixel unter 100 keV liegen. Die Gesamtfluenz der Alpha-Teilchen betrug in einem Bestrahlungszeitraum von 77 Stunden $4.0 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$.

5.3.3 Bestrahlung von CAMEX-TIMEX-System

Bei Bestrahlung der Photoneneintrittsfensterseite sind die CAMEX- und TIMEX-Chips des Detektors durch den Keramikträger abgedeckt (vgl. Abb. 6 und Abb. 7), wie bei den Protonenbestrahlungen. Sie wurden in einem zweiten Experiment auf der Vorderseite bestrahlt, bei Raumtemperatur, unter Vakuum und mit angelegten Versorgungsspannungen. Dazu wurde zu Vergleichszwecken wieder ein Kanalbereich des Vorverstärkers abgedeckt, analog zu den Bestrahlungen der pn-CCDs. Der einzige Ausgangstreiber des CAMEX-Chips lag dabei im bestrahlten Gebiet. Die Passivierungsschicht des CAMEX-Chips aus Phosphorglas ist mit einer Dicke von etwa $2 \mu\text{m}$ dünn genug, um die direkt darunter befindlichen Schaltungen mit den Alpha-Teilchen schädigen zu können. Die Gesamtfluenz betrug bei einer Bestrahlungsdauer von 105 Stunden $5.5 \cdot 10^6 \alpha\text{-Teilchen/cm}^2$. Die im Tiefenbereich der Schaltungen deponierte Energiedosis lag bei etwas über 50 rad.

5.3.4 Bestrahlung der pn-CCD-Vorderseite mit CAMEX-TIMEX-System

Bei den weiteren Experimenten wurde die Detektorvorderseite bestrahlt. Bei ihr wurde aus mehreren Gründen eine höhere Empfindlichkeit auf die Alpha-Teilchenbestrahlung erwartet als beim Strahlungseintrittsfenster. Der Ladungstransferkanal liegt innerhalb der Reichweite der Alpha-Teilchen. Die zwischen den Transferregistern befindlichen Metall-Isolator-Silizium-Streifenstrukturen sind, wie in Kap. 4 beschrieben, prinzipiell anfällig gegen Strahlenexposition wegen der Aufladung des Isolators und der möglichen Bildung von Grenzflächenzuständen. Die Bestrahlung der strukturierten CCD-Seite bietet zudem den Vorteil, daß mit dem pn-CCD auch gleichzeitig die prozessierten Seiten des CAMEX-Vorverstärker-Chips sowie des TIMEX-Zeitsteuerungs-Chips bestrahlt werden können mit etwa derselben Fluenz. Dies ermöglichte die gleichzeitige Überprüfung der Strahlenhärte von allen drei Bauelementen: pn-CCD, CAMEX und TIMEX des Detektors, die auch für die EPIC pn-CCD-Kamera von XMM eingesetzt wurden.

Zum Erreichen deutlich höherer Fluenzen als im vorangegangenen Bestrahlungsexperiment im Halbleiterlabor, war eine Quelle höherer Aktivität nötig. Eine um eine Größenordnung stärkere offene Am²⁴¹-Quelle mit 47 kBq wurde freundlicherweise durch die GSF in Neuherberg b. München, dem Forschungszentrum für Umwelt und Gesundheit, für die Experimente zur Verfügung gestellt. Aus Gründen des Strahlenschutzes erfolgte das Experiment in einem Labor auf dem Gelände der GSF.

Der Sperrschicht-CCD wurde so in einer Vakuumkammer montiert, daß seine strukturierte Detektorseite zusammen mit CAMEX- und TIMEX-Chip der Am²⁴¹-Quelle im Abstand von mehreren Zentimetern gegenüberlag. Ein Teil der CCD-Kanäle wurde bestrahlt, der andere gegen die Alpha-Teilchen abgeschirmt. Die Bestrahlung fand im Vakuum und bei Raumtemperatur statt. Dabei lagen die Depletionsspannungen und damit die das Speicherpotential in der Tiefe bestimmenden Betriebsspannungen am CCD-Bauelement an.

Der Alpha-Teilchenfluß des Präparates war mit einem Halbleiterspektrometer bei der GSF mit einer Unsicherheit von 3.5 % bestimmt worden. Nach dem Einsetzen der Quelle in die Vakuumkammer wurde diese innerhalb von wenigen Minuten evakuiert. Die mittlere Reichweite von 5.5-MeV Alpha-Teilchen beträgt in Luft bei Atmosphärendruck nur etwa 4 cm. Da die Evakuierung innerhalb weniger Minuten durchführbar war, blieb bei Bestrahlungsdauern von knapp 4 Stunden bis zu mehreren Tagen, dieser Ungenauigkeitsbeitrag in der Fluenzbestimmung im Prozentbereich.

Zunächst wurde der pn-CCD C9-6-15 einer Gesamtfluenz von $3.8 \cdot 10^7$ Alpha-Teilchen/cm² ausgesetzt. Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse wurde anschließend ein weiteres Bauelement, pn-CCD C8-4-10, mit einer ähnlichen Alpha-Teilchenfluenz von $3.5 \cdot 10^7$ cm⁻² bestrahlt.

5.3.5 Strahlenschädigung bei Betriebstemperatur sowie Fluenzabhängigkeit

Den möglichen Einfluß der Detektortemperatur während der Bestrahlung auf die Ausbildung von Störstellen sollte ein weiteres Bestrahlungsexperiment untersuchen. Dieses wurde in der Testanlage des MPI Halbleiterlabors durchgeführt. Durch eine entsprechende Modifikation des Aufbaus wurde es möglich, bei einem vollständig betriebenen und gekühlten Detektor anstelle des Strahlungseintrittsfensters die CCD-Vorderseite, einschließlich des CAMEX- und TIMEX-Chips, zu beleuchten. Mit einer für diesen Zweck angeschafften Am²⁴¹-Quelle von

CCD	Fluenz [α/cm^2]	Bestrahlungsbereich	Bedingungen
C9-5-8	$4.0 \cdot 10^6$ $5.5 \cdot 10^6$	Photon-Eintrittsfenster CAMEX-TIMEX	BT, Betrieb RT, Betrieb
C9-6-15	$3.8 \cdot 10^7$	Strukt. CCD-Seite mit CAMEX-TIMEX	RT, Depletion
C8-4-10	$3.5 \cdot 10^7$	Strukt. CCD-Seite mit CAMEX-TIMEX	RT, Depletion
C9-6-17	$4.2 \cdot 10^7$	Strukt. CCD-Seite mit CAMEX-TIMEX	BT, Betrieb

Tabelle 6: Übersicht der Bestrahlungen von pn-CCDs mit Alpha-Teilchen einer Am^{241} -Quelle. Dabei bedeuten: „BT“ die Bestrahlung des Detektors bei Betriebstemperatur (wie bei der XMM-Mission) zwischen 140 und 190 K, „RT“ die Bestrahlung bei Raumtemperatur, „Betrieb“ den vollständigen Betrieb des Detektors, „Depletion“ das Anlegen von nur statischen Spannungen zur Depletion während der Bestrahlung.

37 kB Aktivität wurde der CCD bestrahlt und mit einer Fe^{55} -Röntgenquelle spektroskopisch untersucht. Der Vorteil gegenüber den Experimenten bei der GSF bestand darin, Teilchenbestrahlung und Detektortest ohne Aufwärmung bei Betriebstemperatur und in vielen kleinen Fluenzschritten durchführen zu können. Dadurch sollte geklärt werden, ob die Ergebnisse aus den vorangegangenen Schädigungen bei Raumtemperatur direkt auf den kalten Detektorbetrieb bei der Satellitenmission übertragbar sind. Denn es könnte ein (teilweises) thermisches Ausheilen der aufgetretenen Strahlenschäden bei Zimmertemperatur stattfinden. Ein weiterer wichtiger Punkt konnte mit diesem Experiment detailliert untersucht werden, nämlich die Degradation von Detektoreigenschaften als Funktion der akkumulierten Teilchenfluenz.

Wie bei den vorangegangenen Messungen wurde nur ein Teil der CCD- und CAMEX-Kanäle bestrahlt, während die restlichen Kanäle abgeschirmt wurden. Beim CAMEX-Chip wurde insbesondere darauf geachtet, daß auch der für die 64 Verstärkerkanäle gemeinsame, nur einfach vorhandene Ausgangstreiber der schädigenden Strahlung ausgesetzt wurde. Die maximale CCD-Temperatur wurde auf 170 K begrenzt.

Der Fluß der Alpha-Teilchen auf den pn-CCD wurde, wie schon bei der Bestrahlung des Photoneintrittsfensters (s. Abschnitt 5.3.2), mit dem Detektor selbst bestimmt. Der CAMEX wurde dazu wieder im Niederverstärkungsmodus betrieben und die hochenergetischen Alpha-Teilchen über ihre Energie diskriminiert von sonstigen Signalen. Da die Energie eines Alpha-Teilchens bereits den dynamischen Bereich des Detektorsystems übersteigt, ist eine Erkennung von Doppelereignissen in den Bildzellen anhand der deponierten Energie nicht mehr möglich. Bei der näherungsweise homogenen Belichtung fielen etwa 10 Alpha-Teilchen pro Bilddauer und cm^2 (entsprechend $4.4 \cdot 10^3$ Bildzellen) ein. Bei dem resultierenden Teilchenfluß von $2 \cdot 10^{-3}$ pro Bildzelle und Zykluszeit ist der Fehler in der Fluenzmessung durch pile-up Ereignisse vernachlässigbar ($\ll 1\%$).

Um die Abhängigkeit der Strahlenschäden von der Teilchenfluenz bestimmen zu können, wurde die Bestrahlung in mehrere Intervalle eingeteilt. Nach jedem Intervall wurde der pn-CCD C9-6-17 mit den beiden Röntgenlinien der Fe^{55} -Quelle vermessen. Über eine Gesamtzeitdauer von 112 Stunden wurden die nicht abgeschirmten Kanäle des CCDs und des Vorverstärkers sowie der digitale TIMEX-Chip einer Gesamtfluenz von $4.2 \cdot 10^7$ Alpha-Teilchen/ cm^2 ausgesetzt.

Sämtliche Bestrahlungen von pn-CCDs mit Alpha-Teilchen sind in Tabelle 6 zusammengefaßt.

5.4 Bestrahlung mit Röntgenphotonen

Zur Vervollständigung der Strahlenhärteuntersuchungen sollte die Auswirkung einer relativ hohen Dosis ionisierender Strahlung auf den Detektor überprüft werden. Zu diesem Zwecke wurden niederenergetische Röntgenphotonen gewählt. Liegt ihre Energie unterhalb von 170 keV, übertragen sie nicht genügend Energie, um Siliziumatome von ihren Gitterplätzen stoßen zu können. Die durch Bestrahlung auftretenden Effekte können dann ausschließlich auf Ionisationsschäden zurückgeführt werden.

Auf eine Untersuchung der Strahlenhärte für hochenergetische Photonen, die auch Versetzungsschäden bewirken können, wurde verzichtet, da zum einen die Auswirkungen des nicht-ionisierenden Energieverlustes einfacher mit Protonen oder Alpha-Teilchen analysierbar sind, die eine höhere Verlagerungsschädendichte pro Teilchen aufweisen. Die Auswirkungen des ionisierenden Energieverlustes können wiederum eindeutiger mit niederenergetischen Röntgenphotonen untersucht werden. Zum anderen ist der Wirkungsquerschnitt für eine Wechselwirkung von Photonen mit Energien über 170 keV mit dem Detektor bereits sehr klein. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Röntgenphoton der Energie E_X in einem 280 μm dicken Siliziumdetektor wechselwirkt, beträgt:

$$\begin{aligned} W &= 1 - I(280\mu\text{m})/I(0) \\ &= 1 - \exp(-\mu_{\text{Si}}(E_X) \cdot 280 \mu\text{m}) \end{aligned} \quad (45)$$

Dabei stellt das Verhältnis $I(280 \mu\text{m})/I(0)$ der Photonenintensitäten nach einer Siliziumschichtdicke von 280 μm und der einfallenden Intensität, die Transmissionswahrscheinlichkeit durch den Detektor dar. Mit $\mu_{\text{Si}}(E_X)$ wird der von der Photonenenergie E_X abhängige Abschwächungskoeffizient bezeichnet. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ist in Abhängigkeit von der Photonenenergie in Tabelle 7 aufgelistet. Für ein 200 keV Photon beträgt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit nur 0.83%, die restlichen 99.17% der Photonen durchdringen den Detektor.

E_X [keV]	μ_{Si} [cm^{-1}]	W [%]
10	77.8	89
15	23.7	49
20	10.3	25
50	1.014	2.8
100	0.4269	1.2
150	0.1447	0.94
200	0.2971	0.83
500	0.2038	0.57

Tabelle 7: Wechselwirkungswahrscheinlichkeit W eines Photons der Energie E_X in einem 280 μm dicken Siliziumdetektor bei senkrechtem Einfall. Sie ergibt sich nach Gl. (45) aus dem energieabhängigen Abschwächungskoeffizienten $\mu_{\text{Si}}(E_X)$ [De88], [He93]. In ihm sind insbesondere photoelektrische Absorption und Compton-Streuung berücksichtigt. Photonen mit einer Energie von mehr als 170 keV, die Störstellen im Detektorvolumen erzeugen können, haben nur eine sehr kleine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von weniger als 1% im Detektor.

Die Bestrahlung wurde mit einer Fe^{55} -Quelle durchgeführt. Sie emittiert die Mn-K_α -Linie (5894 eV) mit 88% Wahrscheinlichkeit und die Mn-K_β -Linie (6489 eV) mit 12% Wahrscheinlichkeit. Das aus pn-CCD, CAMEX- und TIMEX-Chip bestehende Detektorsystem wurde auf seiner empfindlichen Seite bestrahlt, d.h. beim pn-CCD die strukturierte Vorderseite mit ihren Transferregister- und Isolationsstrukturen sowie die Transistoren der on-chip-Elektronik, beim Vorverstärker- und digitalen Steuer-Chip die prozessierten Oberflächen. Etwa die Hälfte der pn-CCD-Kanäle, inkl. on-chip Elektronik, und die gesamte Fläche des CAMEX- und

TIMEX-Chips wurden im Vakuum und bei Raumtemperatur der Röntgenstrahlung ausgesetzt; die restlichen Kanäle waren abgeschirmt. Zur Steigerung des Bestrahlungsflusses und der Homogenität wurden zwei jeweils 370 MBq starken Fe^{55} -Quellen verwendet. Präparate derselben Bauart finden mit einer Folie zur Intensitätsabschwächung Verwendung für den Test der Detektoreigenschaften. Aus diesen Messungen ergab sich, daß die Ausleuchtung der bestrahlten Fläche eine Inhomogenität von weniger als 10 % aufwies. CAMEX und TIMEX wurden während der Bestrahlung mit Spannungen versorgt.

Im Gegensatz zu einer Röntgenröhre bietet ein radioaktives Präparat die Gewährleistung eines zeitlich konstanten Photonenflusses. Die Verwendung von monochromatischer Strahlung erhöht zusätzlich die Genauigkeit in der Dosisbestimmung. Der Photonenfluß auf die Bauelemente wurde aus der vom Hersteller gemessenen Emissionsrate und dem Abstand zwischen der Quelle und dem Detektorsystem abgeleitet. Die Abnahme der Emissionsrate der Fe^{55} -Quellen, seit dem Tag der Kalibrationsmessung, wurde dabei entsprechend ihrer Halbwertszeit von 2.6 Jahren berücksichtigt.

Die Dosisrate $\Delta D/\Delta t$ ergibt sich aus der Energiedeposition pro Massen- und Zeiteinheit entsprechend Gl. (42), wie folgt:

$$\frac{\Delta D}{\Delta t} = \frac{\Delta E}{\rho_{\text{Si}} \cdot \Delta V \cdot \Delta t} \quad (46)$$

Die Energiedeposition ΔE pro Volumen ΔV und Zeit Δt wird berechnet aus dem Intensitätsverlust ΔI der Röntgenphotonen mit der Energie E_X innerhalb der Tiefe Δx des betrachteten Volumens:

$$\frac{\Delta E}{\Delta V \cdot \Delta t} = \frac{\Delta I \cdot E_X}{\Delta x} \quad (47)$$

Der Intensitätsverlust ΔI durch Absorption innerhalb des Tiefenbereiches Δx beträgt für Photonen der Energie E_X bei einem einfallenden Photonenfluß I_0 analog zu Gl. (45):

$$\begin{aligned} \Delta I &= (1 - \exp(-\mu_{\text{Si}}(E_X) \cdot \Delta x)) \cdot I_0 \\ &\approx \mu_{\text{Si}}(E_X) \cdot \Delta x \cdot I_0 \end{aligned} \quad (48)$$

Die Näherung ist zulässig für einen hinreichend kleinen Tiefenbereich Δx , der die Bedingung $\mu_{\text{Si}}(E_X) \cdot \Delta x \ll 1$ erfüllt. Mit Gl. (48) in Gl. (47), ergibt sich Gl. (46) zu:

$$\frac{\Delta D}{\Delta t} = \frac{\mu(E_X) \cdot E_X \cdot I_0}{\rho_{\text{Si}}} \quad (49)$$

Bei Berücksichtigung der beiden Spektrallinien der Fe^{55} -Quelle, gewichtet mit ihren Emissionswahrscheinlichkeiten, lautet Gl. (49) folgendermaßen:

$$\frac{\Delta D}{\Delta t} = \frac{\mu_{\text{Si}}(5894 \text{ eV}) \cdot 5894 \text{ eV} \cdot 0.88 + \mu_{\text{Si}}(6489 \text{ eV}) \cdot 6489 \text{ eV} \cdot 0.12}{\rho_{\text{Si}}} \cdot I_0 \quad (50)$$

Mit den Abschwächungskoeffizienten $\mu_{\text{Si}}(5894 \text{ eV}) = 358 \text{ cm}^{-1}$ und $\mu_{\text{Si}}(6489 \text{ eV}) = 273 \text{ cm}^{-1}$ beträgt die Dosisrate:

$$\frac{\Delta D}{\Delta t} = 1.42 \cdot 10^{-8} \cdot I_0 \quad [\text{cm}^2 \cdot \text{rad}] \quad (51)$$

Das bedeutet, beim Einfall eines Röntgenphotons einer Fe^{55} -Quelle pro cm^2 Silizium und pro Sekunde wird eine mittlere Dosisrate von $1.42 \cdot 10^{-8} \text{ rad/s}$ im Oberflächenbereich deponiert.

Dies gilt für die interessierenden Tiefenbereiche bis zu einigen Mikrometern, da dort die Näherung in Gl. (48) noch erfüllt ist. Aus dem Photonенfluß I_0 und der Bestrahlungsdauer Δt ergibt sich dann die Gesamtdosis für die bestrahlten Bauelemente.

Für die Bestrahlung wurde CCD C9-5-8 ausgewählt, der bereits im ersten Schädigungsexperiment mit Alpha-Teilchen verwendet worden war (s. Tabelle 6). Die neuerliche Bestrahlung mit Röntgenphotonen erfolgte im bislang unbestrahlten Kanalbereich, um auftretende Effekte der jeweiligen Strahlenexposition eindeutig zuordnen zu können.

Insgesamt wurde eine Energiedosis von 23 krad akkumuliert im bestrahlten Bereich des pn-CCDs sowie auf der gesamten Fläche der CAMEX- und TIMEX-Chips. Die Dosisrate betrug 9.2 mrad/s entsprechend der Bestrahlungsdauer von 692 Stunden, also fast 29 Tagen.

6 Experimentelle Untersuchung der Strahlenschäden ohne Röntgenphotonen

Keines der Bauelemente zeigte nach den verschiedenen Bestrahlungen einen Defekt, der zu einem Funktionsausfall des Detektorsystems geführt hätte. Die pn-CCDs wurden nach Bestrahlung auf Veränderungen ihrer charakteristischen Eigenschaften hin untersucht. Dabei wurden auch die Betriebsspannungen neu optimiert (s. Kap. 7), mit dem Ziel aufgetretene Verschlechterungen nach Möglichkeit wieder auszugleichen. Das Auftreten von bestrahlungsbedingten Degradationen wird sowohl aus den Unterschieden zwischen unbestrahlten und bestrahlten Kanalbereichen als auch aus dem Vergleich vor und nach Bestrahlung gefolgert. Der erste Teil der Untersuchungen dazu, der ohne Röntgenphotonen durchgeführt wurde, wird in diesem Kapitel beschrieben.

6.1 Flachbandspannungsverschiebung

Metall-Isolator-Silizium-(MIS-)Strukturen sind zwischen den 9.6 mm langen Transferregistern des pn-CCDs implementiert, wie aus Abb. 2 und Abb. 3 ersichtlich ist. Sie sind aufgebaut aus zwei insgesamt 3000 Å dicken Siliziumoxidschichten (SiO_2) und einer 1450 Å dicken Siliziumnitridschicht (Si_3N_4), die von einer 1 μm dicken Aluminiumleiterbahn bedeckt werden. Im Gegensatz zu den benachbarten Transferregistern aus pn-Dioden, werden sie nicht getaktet, sondern auf einem statischen Potential gehalten. Sie legen das elektrische Potential an der Oberfläche zwischen den getakteten Registern fest und prägen das Speicherpotential in der Transfertiefe unter den MIS-Registern.

In der Experimentreihe III wurden neben den CCDs auch MIS-Kapazitäten mit Protonen bestrahlt, die am Rand der CCD-Wafer als Teststrukturen mitprozessiert worden waren. Aufgrund ihrer einfachen quadratischen Form sind sie leichter zu analysieren als die kammartig aufgebauten MIS-Strukturen zwischen den Transferregistern, bei denen die Messungen stark von Randeffekten dominiert werden. Untersucht wurden zwei unterschiedliche Arten von Strukturen, Metall-Oxid-Silizium-Strukturen (MOS) und Metall-Oxid-Nitrid-Silizium-Strukturen (MONS), beide mit $\langle 111 \rangle$ Kristallorientierung des Siliziums. Sie befinden sich wie die MIS-Strukturen beim CCD auf der Epitaxieseite des Wafers. Die MONS-Strukturen sind bezüglich des Schichtaufbaus identisch zu den MIS-Strukturen auf dem pn-CCD, während bei den MOS-Strukturen die Nitridschicht fehlt und die Oxidschicht nur 2200 Å dick ist.

6.1.1 Untersuchungsmethode

Die Änderung der elektrischen Eigenschaften einer MIS-Struktur, z.B. durch Strahlenschäden, kann durch die Bestimmung der Kapazitäts-Spannungs-Kurve (C-V-Kurve) erfaßt werden. Ein charakteristischer Parameter dieser Kurve ist die Flachbandspannung. Legt man die Flachbandspannung an den Metallkontakt an, so liegt der Siliziumkristall bis hin zu seiner Oberfläche auf gleichem Potential, d.h. im Bändermodell kommen die Energiebänder „unverbogen“ an die Kristalloberfläche. Den Flachbandzustand erreicht man beim Übergang von Akkumulation (Anreicherung) zu Depletion (Verarmung) der MIS-Struktur. Die Kapazität C_{FB} beim Flachbandzustand berechnet sich nach folgender Formel [Sz81] aus den Dielektrizitätskonstanten der Isolatoren ϵ_{ox} , ϵ_{ni} und von Silizium ϵ_{si} , den Dicken der Isolator-

schichten d_{ox} , d_{ni} und der Fläche der MIS-Struktur A_{MIS} :

$$\frac{A_{\text{MIS}}}{C_{\text{FB}}} = \frac{d_{\text{ox}}}{\epsilon_{\text{ox}}} + \frac{d_{\text{ni}}}{\epsilon_{\text{ni}}} + \frac{L_{\text{D}}}{\epsilon_{\text{si}}} \quad (52)$$

Dabei bedeutet L_{D} die Debye-Länge und ist bestimmt durch:

$$L_{\text{D}} = \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{e} \cdot \frac{\epsilon_{\text{si}}}{n_{\text{e}}e}} \quad (53)$$

Des weiteren bedeuten:

ϵ_{ox}	Dielektrizitätskonstante von Siliziumoxid = $3.9 \cdot \epsilon_0$
ϵ_{ni}	Dielektrizitätskonstante von Siliziumnitrid = $7.5 \cdot \epsilon_0$
ϵ_{si}	Dielektrizitätskonstante von Silizium = $11.9 \cdot \epsilon_0$
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante in Vakuum = $8.854 \cdot 10^{-14}$ F/cm
d_{ox}	Oxiddicke = 2200 Å (MOS) bzw. 3000 Å (MONS)
d_{ni}	Nitriddicke = 1450 Å (MONS)
A_{MIS}	Fläche der MIS-Struktur = 0.1 cm ²
T	Temperatur [K] (\approx 300 K bei der Kapazitätsmessung)
k_{B}	Boltzmannkonstante = $1.381 \cdot 10^{-23}$ J/K
n_{e}	Gleichgewichtskonzentration der Elektronen in Silizium, d.h. Phosphor-Dotierkonz. = $1 \cdot 10^{14}$ cm ⁻³ in der Epitaxieschicht
e	Elementarladung = $1.602 \cdot 10^{-19}$ C

Mit obigen bauelementspezifischen Größen errechnet sich eine Debye-Länge von $4.1 \cdot 10^{-5}$ cm. Eingesetzt in Gl. (52) ergibt sich eine Flachbandkapazität von 0.68 nF für die MONS-Struktur. Die Gesamtkapazität der Isolatorschicht ergibt sich aus der Serienschaltung der Kapazitäten der Oxid- und Nitridschicht zu 0.92 nF. Für die 2200 Å dicke Oxidschicht der MOS-Struktur ergibt sich eine Flachbandkapazität von 0.97 nF. Aus der Messung der C-V-Kurve kann über die oben berechnete Flachbandkapazität der zugehörige Flachbandspannungswert abgelesen werden.

Die Kapazität einer MIS-Struktur auf n-leitendem Silizium hat qualitativ folgende Abhängigkeit von der am Metallkontakt angelegten externen Spannung. Bei angelegter positiver Spannung werden Elektronen im Silizium an der Grenzschicht zum Isolator akkumuliert; die Kapazität ist bestimmt durch die Isolatorkapazität und hat einen relativ hohen Wert. Bei Absenken der Spannung zu negativen Werten werden die akkumulierten Elektronen von der Grenzfläche verdrängt und eine Raumladungszone entsteht. Bei weiterem Absenken der Spannung dehnt sich die Depletionszone in die Tiefe aus, so daß die Kapazität weiter absinkt. Schließlich wird der Zustand der Inversion erreicht, bei dem sich Löcher an der Grenzfläche zum Isolator anlagern. Ist die Meßfrequenz zu hoch, als daß die Löcher der Wechselfrequenz folgen können, bleibt die Kapazität auf ihrem Minimalwert. Dies war auch noch der Fall bei der verwendeten Niederfrequenz von 20 Hz für die Kapazitätsbestimmung (s. Abb. 22).

6.1.2 Ergebnisse und Diskussion

Die Flachbandspannungen der bestrahlten MOS- und MONS-Strukturen wurden vor Protonenbestrahlung, etwa eine Woche nach der Bestrahlung und weitere sechs Monate danach

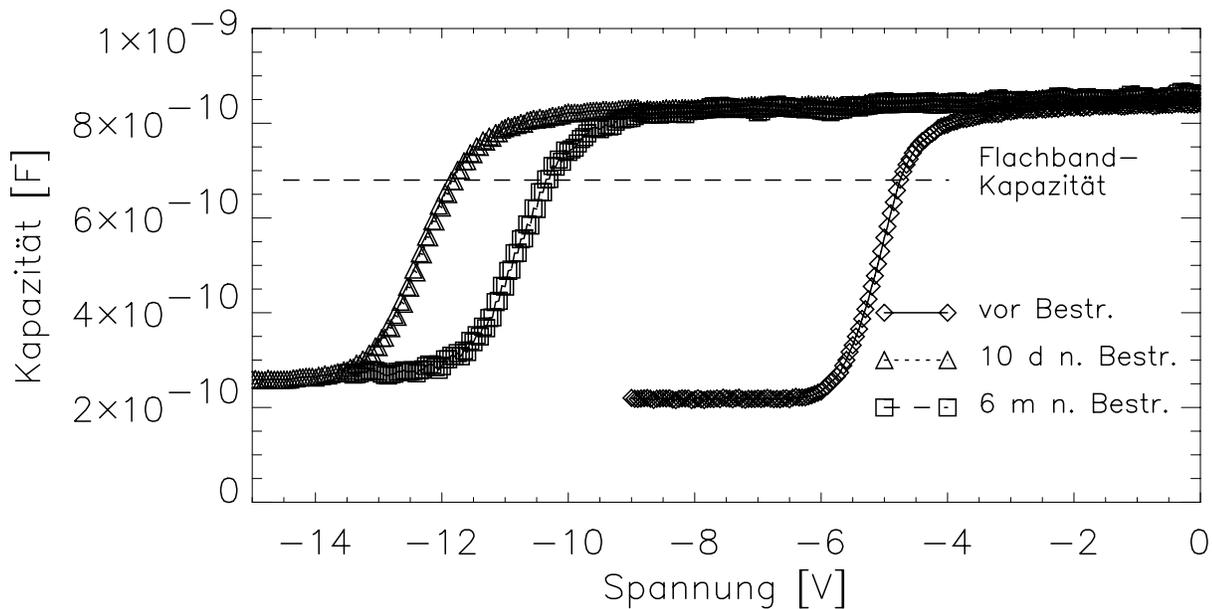
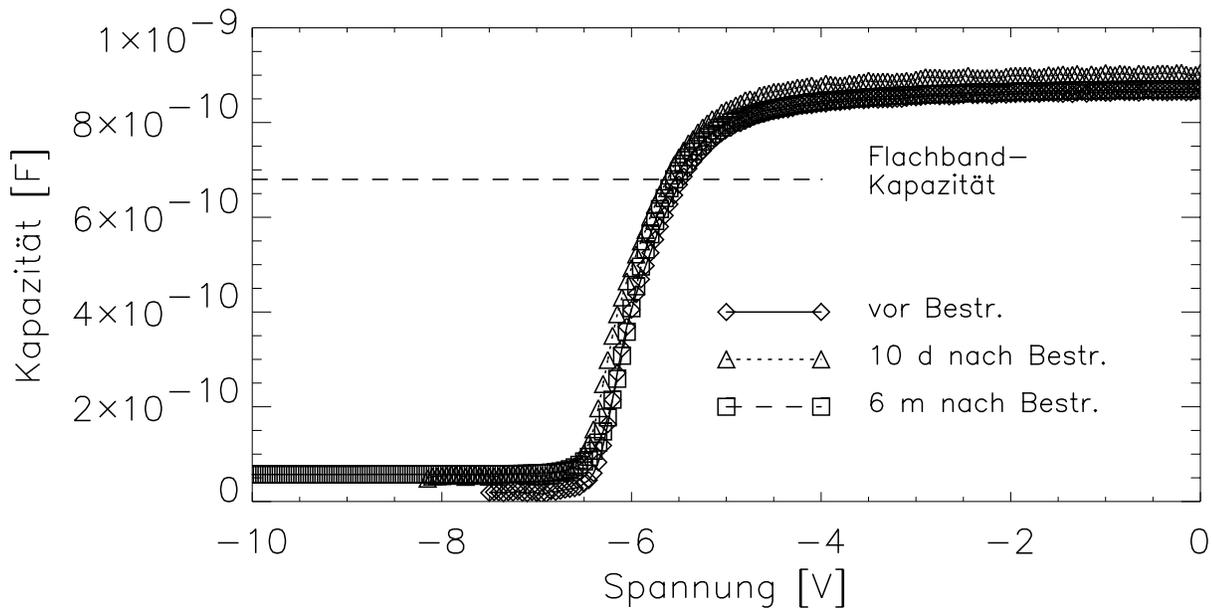


Abbildung 22: C-V-Kurven von 0.1 cm^2 großen M(etall)O(xid)N(itrid)S(ilizium)-Strukturen vor Bestrahlung, eine Woche nach Protonenbestrahlung und 6 Monate danach. Ihre Flachbandkapazität beträgt 0.68 nF . Im oberen Bild betrug die 10-MeV Protonenfluenz $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$, im unteren Bild $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Die zugehörigen Flachbandspannungen verschoben sich durch die Bestrahlung bei der niedrigeren Fluenz um -0.15 V bzw. nach 6 Monaten nur noch um -0.09 V im Vergleich zu dem Wert vor Bestrahlung. Bei der höheren Fluenz verschob sich die Flachbandspannung nach Bestrahlung um -7.0 V auf -11.8 V . Nach 6 Monaten Lagerung bei Raumtemperatur verringerte sich die Verschiebung auf nur noch -5.5 V gegenüber dem Wert vor Bestrahlung.

bestimmt. Die Kapazität der Strukturen wurde bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck in einer Dunkelkammer gemessen, um die Bauelementkapazität nicht durch eine Ladungsträgergeneration infolge von Lichteinfall zu verfälschen.

MONS-Struktur Protonenfluenz	#1 5E8 p/cm ²	#2 2E9 p/cm ²	#3 5E9 p/cm ²
Flachbandspannung vor Bestrahlung	-5.46 V	-4.8 V	-4.8 V
1 Woche nach Bestrahlung	-5.61 V	-11.8 V	-13.0 V
6 Monate nach Bestrahlung	-5.55 V	-10.3 V	-11.2 V
MOS-Struktur Protonenfluenz	#1 5E8 p/cm ²	#2 2E9 p/cm ²	#3 5E9 p/cm ²
Flachbandspannung vor Bestrahlung	-4.35 V	-4.5 V	-4.4 V
1 Woche nach Bestrahlung	-4.40 V	-9.0 V	-9.2 V
6 Monate nach Bestrahlung	-4.35 V	-7.4 V	-7.2 V

Tabelle 8: Verschiebung der Flachbandspannung von MIS-Teststrukturen unter dem Einfluß der Bestrahlung mit 10-MeV Protonen. Die Metall-Oxid-Nitrid-Silizium-(MONS)-Teststrukturen haben denselben Aufbau wie die MIS-Streifen zwischen den Taktregistern auf dem pn-CCD. Die isolierende Schicht besteht aus 3000 Å SiO₂ and 1450 Å Si₃N₄ und ist bedeckt von 1 µm Aluminium. Die Metall-Oxid-Silizium-(MOS)-Strukturen verfügen nur über eine 2200 Å dicke Oxidschicht zur Isolation. Die Flachbandspannung von jeweils drei unterschiedlich stark bestrahlten Testkapazitäten wurde gemessen vor, eine Woche nach und 6 Monate nach den Protonenbestrahlungen mit Fluenzen von $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$, $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ bzw. $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Die anhand der Flachbandkapazität ermittelte Flachbandspannung veränderte sich stark nicht-linear mit der Protonenfluenz, aber ähnlich für die MONS- und MOS-Strukturen.

Vor Bestrahlung hatte die Flachbandspannung der Bauelemente leicht unterschiedliche Werte um -5 V. Die C-V-Kurven der MONS- und MOS-Teststrukturen hatten sich nach einer Protonenfluenz von $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ kaum geändert; die Flachbandspannungen sanken nur um Bruchteile eines Volts. Bei der höheren Fluenz von $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ war eine deutliche Verschiebung der Flachbandspannung um mehrere Volt zu negativen Werten hin feststellbar, wie Abb. 22 zeigt. Bei der höchsten Fluenz von $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ nahm die Flachbandspannungsverschiebung nur noch relativ gering zu. Die gemessenen Flachbandspannungen sind in Tab. 8 zusammengefaßt. Die Verschiebung der Flachbandspannung verläuft offensichtlich nicht linear mit der Fluenz. Alle Strukturen zeigten nach sechs Monaten Lagerung einen deutlichen Rückgang in der bestrahlungsbedingten Flachbandspannungsverschiebung von etwa 20% bis 40%. Die bestrahlungsbedingte Flachbandspannungsverschiebung der MOS-Strukturen liegt bei etwa der Hälfte des entsprechenden Wertes der MONS-Strukturen, entsprechend dem Unterschied in den Isolatorschichtdicken.

6.1.3 Interpretation

Die gemessene Verschiebung der Flachbandspannung sowie der gesamten C-V-Kurve zu negativen Werten ist folgendermaßen zu interpretieren. Im Siliziumoxid gibt es insbesondere nahe der Grenzfläche zu Silizium relativ viele imperfekte Bindungen, bei denen ein Sauerstoffatom fehlt. Dies führt zur Ausbildung von Energieniveaus in der Bandlücke des Isolators und der Defekt wirkt als Trap. Bei Bestrahlung werden im Isolator Elektron-Loch-Paare gebildet, wobei die Löcher aufgrund ihrer um mehrere Größenordnungen geringeren Mobilität (s. Abschnitt 4.1) länger im Oxid verweilen. Dadurch ergibt sich eine relativ hohe Einfangwahrscheinlichkeit für Löcher in Traps. Da die Bandlücke in Siliziumoxid mit 8.8 eV sehr groß ist, können sehr tiefe Energieniveaus entstehen, so daß in die Traps eingefangene Löcher dort sehr lange verweilen. Dies resultiert in einer positiven Aufladung des Oxids nach Bestrahlung, welche in der Literatur mit „ Q_{ox} “ bezeichnet wird. Entsprechendes gilt für die Siliziumnitridschicht, deren Energielücke bei etwa 5 eV liegt. Bei der C-V-Messung müssen diese zusätzlichen positiven Ladungen durch eine entsprechend negativere Spannung an der Elektrode kompensiert werden, um die ursprünglichen Verhältnisse im Silizium wiederherzustellen. Dadurch verschiebt sich die Flachbandspannung und die gesamte C-V-Kurve um einen entsprechend negativen Spannungswert.

Die als Funktion der Protonenfluenz nicht-lineare Verschiebung der Flachbandspannungen der MONS- und MOS-Strukturen ist möglicherweise verursacht durch den bereits relativ hohen negativen Wert der Flachbandspannung von -5 V vor Bestrahlung, der bereits auf eine positive Aufladung hinweist. Bei der höchsten Fluenz wiederum ist anscheinend schon Sättigung aufgetreten, d.h. während der Protonenbestrahlung ist die begrenzte Anzahl der ausreichend tiefen Störstellen im Oxid bereits größtenteils mit Löchern besetzt. Die gemessene langsame Abnahme der Flachbandspannungsverschiebung über einen Zeitraum von einem halben Jahr, ist auf die Emission der Löcher aus den Traps mit einer sehr langen Zeitkonstante bzw. auf ihre Rekombination mit Elektronen mit einer sehr niedrigen Rate zurückzuführen. Die gemessene geringere Flachbandspannungsverschiebung bei den MOS-Strukturen im Vergleich zu den MONS-Strukturen ist auf eine geringere Anzahl an tiefen Löchertraps zurückzuführen, infolge der geringeren Isolatorstärke.

An der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumoxid existierende Traps mit kontinuierlichen Energieniveaus in der Bandlücke bezeichnet man als Grenzflächenzustände, ihre Ladung als Grenzflächenladung „ Q_{it} “. Sie resultieren aus der Auflösung des regelmäßigen Siliziumkristallgitters in diesem Übergangsbereich. Durch ihren Ladungsaustausch mit Silizium in Abhängigkeit der angelegten Spannung am Metallkontakt, beeinflussen sie die Form der C-V-Kurve [Sz81]. Da nach den Bestrahlungen die C-V-Kurven nur verschoben, aber nicht verformt waren, kann sich die Grenzflächenzustandsdichte nur unwesentlich erhöht haben.

6.1.4 Bedeutung für den pn-CCD

Nach der Protonenbestrahlungsfluenz von $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$, dem Richtwert für eine zehnjährige XMM-Mission, wurde an der Teststruktur eine zeitweise Verschiebung der Flachbandspannung um 0.15 V und langfristig sogar nur um 0.09 V gemessen. Alle gemessenen Flachbandspannungsverschiebungen nach Bestrahlung waren infolge der positiven Aufladung der Isolatorschicht negativ und betragsmäßig kleiner als 9 V. Damit kann auch die größte aufgetretene Flachbandspannungsverschiebung, falls nötig, durch eine entsprechende

Veränderung der extern angelegten Metallelektroden-Spannung kompensiert werden ohne kritische Feldstärken zu erreichen. Tatsächlich wurde im Rahmen der nach den Teilchenbestrahlungen durchgeführten Optimierung der Betriebsspannungen, das Potential an den MIS-Strukturen von 0 V auf typischerweise -10 bis -15 V verändert (s. Abschnitt 7.4.1). Dies überkompensiert die gemessenen Flachbandspannungsverschiebungen in den meisten Fällen bei weitem. Die Durchführung dieser Spannungsoptimierung ist in einer generellen Verbesserung der Ladungstransfereffizienz, auch für die unbestrahlten Bereiche, begründet und wird in Abschnitt 7.4.1 erläutert.

Nach Bestrahlung des pn-CCDs C9-5-8 mit weicher Röntgenstrahlung bis zu einer Gesamtdosis von 23 krad war keine Degradation in den Eigenschaften des CCDs festzustellen (s. Kap. 7, insbes. Abb. 36). Die um das siebenfache höhere Energiedosis als bei der intensivsten Protonenbestrahlung der Experimentreihe III führte offensichtlich nicht zu hinreichend hohen Aufladungen der Isolatorschicht der MIS-Strukturen, um den Potentialverlauf beim Ladungstransfer, d.h. die Ladungstransfereffizienz, beeinträchtigen zu können.

6.2 Transistorkennlinien

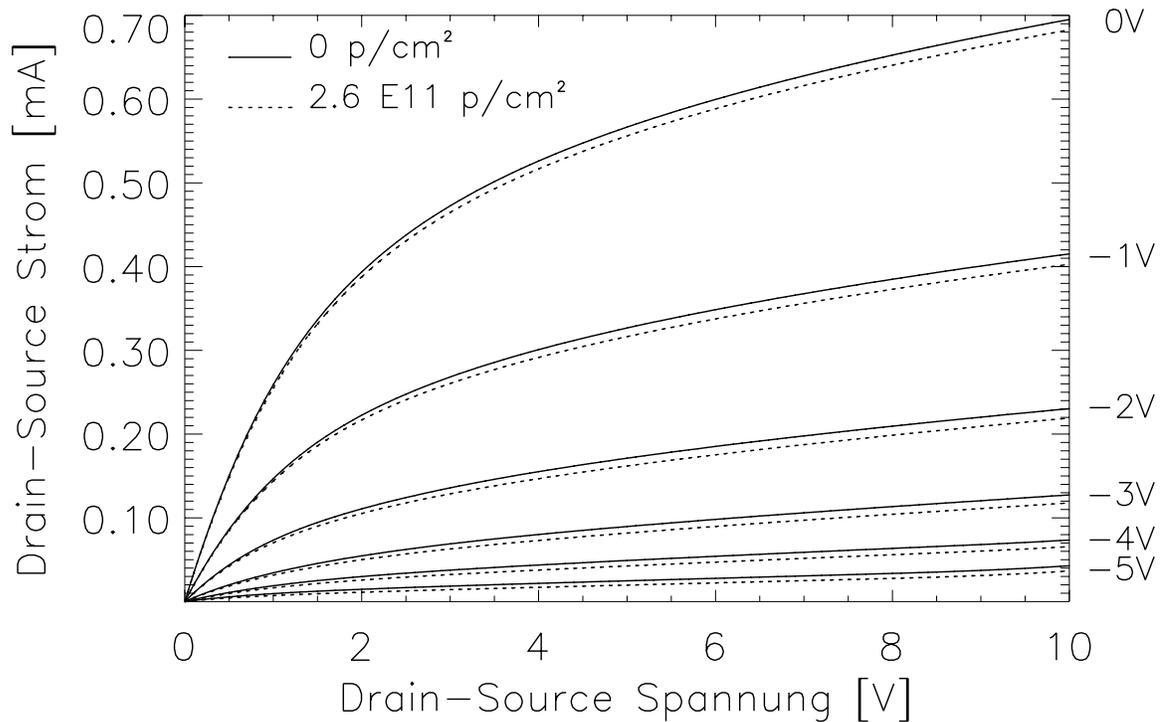


Abbildung 23: Transistorkennlinien eines Sperrschicht-Feldeffekt-Transistors der on-chip-Elektronik des pn-CCDs vor und nach Bestrahlung mit $2.6 \cdot 10^{11}$ 10-MeV Protonen pro cm^2 . Bei den einzelnen Kennlinien wurde die Gate-Spannung von 0 auf -5 V variiert. Es tritt keine bestrahlungsbedingte Degradation auf.

Die Strahlenhärte der Sperrschicht-Feldeffekt-Transistoren (JFETs) der on-chip-Elektronik des pn-CCDs wurde in Experimentreihe I anhand ihrer Kennlinien untersucht. Die Transistorkennlinien wurden dazu unmittelbar vor und nach der Protonenbestrahlung aufgenommen.

Bis zur maximalen Bestrahlungsfluenz von $2.6 \cdot 10^{11}$ p/cm², die einer Dosis von 173 krad entspricht, konnten keine signifikanten Veränderungen festgestellt werden (s. Abb. 23). Die leichte allgemeine Verschiebung der Kennlinien nach Bestrahlung stellt keine Beeinträchtigung des Transistors dar und ist vermutlich auf einen kleinen systematischen Meßfehler zwischen den beiden Messungen zurückzuführen, z.B. verursacht durch unterschiedliche Temperaturen bei den Messungen.

Die Auswirkung von Protonenbestrahlung auf den Rauschbeitrag der on-chip-Transistoren wurde mit den Flugtyp-pn-CCDs der Experimentreihe III untersucht. Diese Ergebnisse sind in Abschnitt 6.4.4 dargestellt.

6.3 Dunkelstromzunahme

Die Untersuchungen zur bestrahlungsbedingten Zunahme des Dunkelstromes im pn-CCD-Bauelement werden in den folgenden drei Abschnitten dargestellt. Zunächst wurde der Dunkelstrom an der Rückkontaktdiode in Abhängigkeit von der Depletionsspannung bei Zimmertemperatur gemessen. Daraus ließ sich die von einem 10-MeV Proton verursachte Stromerhöhung bestimmen für die verschiedenen bestrahlten pn-CCDs und Teststrukturen. In Abschnitt 6.3.2 wird der Dunkelstromanteil des nun als Detektor betriebenen und gekühlten CCDs ermittelt, der in den Bildzellen gesammelt wird und den Dunkelstromrauschbeitrag bestimmt. Entsprechend dem Anteil des Bildzellendunkelstromes am Gesamtdunkelstrom erhält man einen kleineren Wert für den effektiven Stromanstieg pro Proton. Die Ortsabhängigkeit des Bildzellendunkelstromes wird für verschiedene Temperaturen schließlich in Abschnitt 6.3.3 untersucht.

6.3.1 Strom-Spannungs-Kennlinie bei Zimmertemperatur

Da 10-MeV Protonen die gesamte Bauelementdicke durchdringen, generieren sie über die gesamte Detektortiefe Störstellen. Die resultierenden Kristalldefekte wirken als Generationszentren für Elektron-Loch-Paare und erhöhen die in den Bildzellen gesammelte Dunkelladung. Die Protonenergie und ihr nicht-ionisierender Energieverlust verändern sich über die gesamte Bauelementtiefe von knapp 300 μm nur um etwa ein Viertel ihres Ausgangswertes (s. Abb. 18). Für eine Abschätzung des thermisch generierten Stromes im Detektorvolumen, sei deshalb die Näherung erlaubt, daß die durch Bestrahlung erzeugten Störstellen homogen über die Chipdicke verteilt sind. Die Höhe des im Detektorvolumen thermisch generierten Stromes I_{vol} ist somit proportional zum Depletionsvolumen. Das Depletionsvolumen V wächst mit steigender Spannung U in die Tiefe d . Seine laterale Ausdehnung ist im wesentlichen durch die implantierte Fläche A von 1 cm² (Prototyp-pn-CCD) bzw. 3 cm² (Flugtyp-pn-CCD) bestimmt, da die spannungsabhängige Zunahme wegen der Elektronenakkumulationsschicht an der Oberfläche vergleichsweise gering ist.

$$I_{\text{vol}} \sim V = d \cdot A \quad (54)$$

Bei konstanter Dotierkonzentration gilt folgender Zusammenhang zwischen Depletionstiefe und Depletionsspannung (für nicht zu kleine Spannungen):

$$d \sim \sqrt{U} \quad (55)$$

Somit ergibt sich:

$$\ln(I_{\text{vol}}(U)) = 1/2 \cdot \ln(U) + \text{const} \quad (56)$$

Der Dunkelstrom wurde in Abhängigkeit von der Depletionsspannung am Rückkontakt untersucht, bei Zimmertemperatur und unter Atmosphärendruck. Gemessen wurde der Strom mit einem kommerziellen, lichtdichten Gleichspannungs-Parametermeßplatz (HP4142B). Er erlaubt reproduzierbar das zeitliche Durchfahren eines Spannungsbereiches nach einer vorgegebenen Spannungsrampe. Die Untergrenze bei der Strommessung lag im Picoampere-Bereich in der verwendeten Konfiguration.

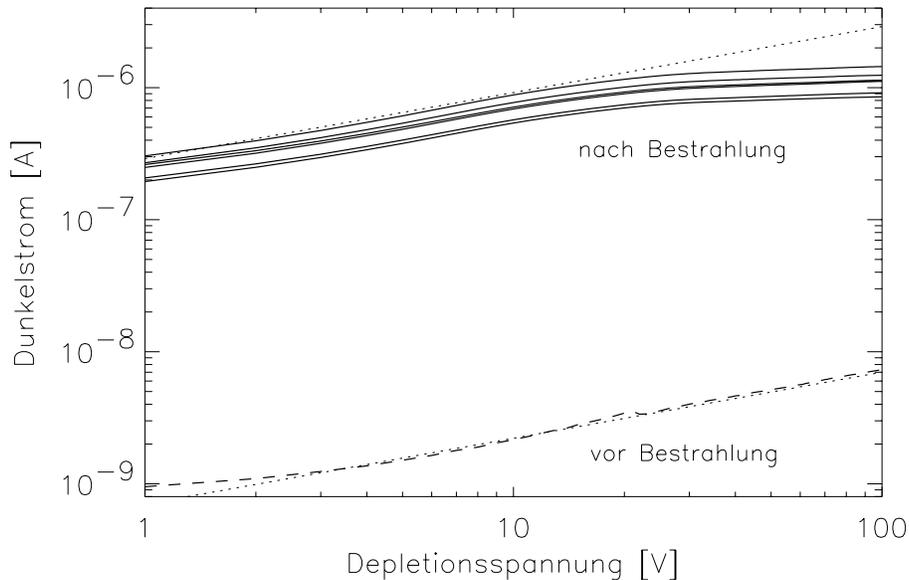


Abbildung 24: Bei Zimmertemperatur gemessener Anstieg des Dunkelstromes für den 3 cm^2 großen pn-CCD C8-5-9 nach Bestrahlung mit $5.8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ 10-MeV Protonen. Bei einer Depletionsspannung von -100 V ist das gesamte hochohmige Substrat an Ladungsträgern verarmt, d.h. fast die gesamte Detektordicke bis auf die Epitaxieschicht. Dargestellt ist seine Abhängigkeit von der Depletionsspannung vor und unmittelbar nach der Protonen-Bestrahlung sowie in den darauffolgenden Wochen. Die gestrichelte Kurve zeigt den am Rückkontakt gemessenen Dunkelstrom vor Bestrahlung. Die oberste der durchgezogenen Linien zeigen seinen Wert unmittelbar nach Bestrahlung. Die darunter liegenden durchgezogenen Kurven weisen auf eine langsame, jeweils im Abstand von mehreren Tagen gemessene kontinuierliche Abnahme des Dunkelstromes hin innerhalb von 6 Wochen nach der Bestrahlung. Die Abhängigkeit des Volumen-Generationsstromes von der Depletionsspannung gemäß Gl. (56), stellen für Vergleichszwecke die beiden gepunkteten Linien dar für zwei verschiedene Stromniveaus. Daraus ersieht man, daß vor der Bestrahlung der Volumen-Generationsstrom dominiert, während nach der Bestrahlung Oberflächenströme den Gesamtstrom bestimmen, die andere Strom-Spannungs-Abhängigkeiten aufweisen.

Vor Bestrahlung folgte die gemessene Stromzunahme bei ansteigender Depletionsspannung der theoretischen Kurve für den Volumengenerationsstrom nach Gl. (56), wie man in Abb. 24 sehen kann. Demzufolge dominiert der Volumengenerationsstrom den gemessenen Gesamtdunkelstrom des unbestrahlten Detektors. Unmittelbar nach Bestrahlung stieg der

Dunkelstrom drastisch mit der Protonenfluenz an. Bereits bei einer Depletionsspannung von 1 V wurde ein Stromanstieg gemessen, der typischerweise zwei Größenordnungen des ursprünglichen Wertes betrug. In den folgenden Wochen sank der Strom dann wieder um etwa die Hälfte ab und erholte sich danach nur noch sehr langsam. Nach Bestrahlung dominieren offensichtlich Oberflächenströme, die zu einer starken Abweichung von der theoretischen Volumengenerationsstromkurve im höheren Spannungsbereich (> 10 V) führen (vgl. Abb. 24). Oberflächenströme können unter der Bauelementoberfläche fließen zwischen depletiertem und nicht depletiertem Gebiet, wo hohe elektrische Felder auftreten. Sie können aber auch über die Bauelementoberfläche fließen, und beispielsweise durch die Luftfeuchtigkeit bedingt sein, da die Messungen nicht im Vakuum durchgeführt wurden.

Für die Parametrisierung des Dunkelstromanstieges pro Proton wird folgendes einfache Modell angesetzt. Bei konstanter Temperatur und Depletionsspannung hängt der Dunkelstrom $I(\Phi)$ nach Bestrahlung von der Zahl der eingefallenen Protonen und dem ursprünglichen Wert I_0 vor Bestrahlung ab. Das Produkt aus Protonenfluenz Φ und der bestrahlten Bauelementfläche A_Φ beschreibt die Zahl der eingefallenen Protonen. Die mittlere Erhöhung des Dunkelstromes pro Proton sei als Schädigungskonstante k bezeichnet. Damit ergibt sich folgende Gleichung:

$$I(\Phi) = I_0 + k \cdot \Phi \cdot A_\Phi \quad (57)$$

Für eine Depletionsspannung U am Rückkontakt von -100 V, bei der das hochohmige Substrat bis zur Epitaxieschicht vollständig depletiert ist, wurden bei einer Temperatur von $23 \pm 2^\circ\text{C}$ die in Tabelle 9 aufgelisteten Schädigungskonstanten gemessen. Man findet einen mittleren Wert von $10^{-17(\pm 1)}$ Ampere pro Proton.

Die Schädigungskonstante zeigt keine ausgeprägte Abhängigkeit von der CCD-Fabrikationsreihe oder von der Protonenfluenz. Ein Teil der OCT-Teststrukturen war nicht depletiert während der Protonenbestrahlungen. Auf die bestrahlungsbedingte Stromerhöhung hat dies offensichtlich keinen Einfluß.

6.3.2 Temperaturabhängigkeit des Dunkelstromes

Für das Detektorrauschen sind die Stromanteile relevant, die in den Bildzellen gesammelt werden. Dies trifft für den thermischen Volumengenerationsstrom zu, aber nicht für alle Oberflächenströme. Von Dunkelladung und entsprechend von Dunkelbild sei hier gesprochen bei Abwesenheit einer externen Ladungsträgergenerationsquelle, wie Röntgenlicht.

Im folgenden soll der thermische Generationsstrom, der durch Störstellen im Kristall verursacht ist, von den Quellen sonstiger Elektron-Loch-Paarerzeugung, z.B. dem Infrarotlicht des Vorverstärkers (s. unten), unterschieden werden. Für die theoretische Beschreibung des Gesamtstromes j werden dazu zwei Terme angesetzt, einer zur Beschreibung der thermischen Generation $j_{\text{gen}}(T)$ gemäß Gl. (21), und ein temperaturunabhängiger Term j_{rest} :

$$j(T) = j_{\text{gen}}(T) + j_{\text{rest}} \quad (58)$$

mit:

$$j_{\text{gen}}(T) = \frac{T^2 \cdot \exp\left(-\frac{1.12\text{eV}}{2 \cdot k_B \cdot T}\right)}{(300\text{K})^2 \cdot \exp\left(-\frac{1.12\text{eV}}{2 \cdot k_B \cdot 300\text{K}}\right)} \cdot j_{\text{gen}}(300\text{K}) \quad (59)$$

Der in der Exponentialfunktion erscheinende Wert von 1.12 eV beschreibt die Höhe der Bandlücke in Silizium. Die in einer Bildzelle während der Zykluszeit Δt_c gesammelte Anzahl

pn-CCD	# Protonen	I _o	I(Φ)	k [A/p]
M40-3 4/7	$1.35 \cdot 10^{10}$	16 nA	139 nA	$9.1 \cdot 10^{-18}$
M40-1 4/7	$2.35 \cdot 10^{11}$	16 nA	1.7 μA	$7.2 \cdot 10^{-18}$
C6-21-12	$2.6 \cdot 10^8$	26 nA	42 nA	$6.2 \cdot 10^{-17}$
C6-21-3	$6.3 \cdot 10^8$	25 nA	31 nA	$9.5 \cdot 10^{-18}$
C6-28-3	$1.2 \cdot 10^9$	26 nA	55 nA	$2.4 \cdot 10^{-17}$
C6-23-12	$2.9 \cdot 10^9$	26 nA	330 nA	$1.0 \cdot 10^{-16}$
C9-1-17	$7.2 \cdot 10^8$	23 nA	90 nA	$9.3 \cdot 10^{-17}$
C9-1-15	$2.8 \cdot 10^9$	22 nA	334 nA	$1.1 \cdot 10^{-16}$
C8-5-9	$5.8 \cdot 10^9$	7.3 nA	1.14 μA	$2.0 \cdot 10^{-16}$
OCT-Teststruktur				
C8-4-18 OCT04	$9.1 \cdot 10^9$	400 pA	16 nA	$1.7 \cdot 10^{-18}$
OCT03 (n.c.)	$9.1 \cdot 10^9$	355 pA	17.5 nA	$1.9 \cdot 10^{-18}$
C8-5-18 OCT04	$2.9 \cdot 10^8$	390 pA	4.4 nA	$1.4 \cdot 10^{-17}$
OCT03 (n.c.)	$2.9 \cdot 10^8$	380 pA	4.4 nA	$1.4 \cdot 10^{-17}$
C8-6-13 OCT01	$1.2 \cdot 10^9$	360 pA	10 nA	$8.0 \cdot 10^{-18}$
C8-1-13 OCT01 (n.c.)	$1.4 \cdot 10^{10}$	380 pA	92 nA	$6.5 \cdot 10^{-18}$
OCT02 (n.c.)	$7.8 \cdot 10^9$	370 pA	45 nA	$5.7 \cdot 10^{-18}$

Tabelle 9: Gemessene Diodenströme vor und nach Bestrahlung für die über die hochohmige Substratdicke voll depletierten pn-CCDs und kreisförmigen p⁺np⁺-OCT-Teststrukturen. Die daraus ermittelte Schädigungskonstante k ist definiert als Stromanstieg (in Ampere) pro eingefallenem 10-MeV Proton. Die Werte liegen für die pn-CCDs typischerweise zwischen 10⁻¹⁶ A/p und 10⁻¹⁷ A/p, während sie bei den unstrukturierten OCT-Dioden etwa eine Größenordnung niedriger sind. Für den Unterschied sind vermutlich höhere Oberflächenströme beim pn-CCD-Bauelement verantwortlich. Die Teststrukturen, die während den Protonenbestrahlungen nicht depletiert waren, sind mit „n.c.“ gekennzeichnet. Die Strommessungen erfolgten am Rückkontakt mit einer Depletionsspannung von -100 V und bei Zimmertemperatur.

an Elektronen Z_d (in Einheiten von e⁻/(Pixel · Δt_c)) ergibt sich damit zu:

$$Z_d(T) = \left(\frac{T^2 \cdot \exp\left(-\frac{1.12\text{eV}}{2 \cdot k_B \cdot T}\right)}{(300\text{K})^2 \cdot \exp\left(-\frac{1.12\text{eV}}{2 \cdot k_B \cdot 300\text{K}}\right)} \cdot j_{\text{gen}}(300\text{ K}) + j_{\text{rest}} \right) \cdot \frac{\Delta t_c}{e} \quad (60)$$

mit: j_{gen}(300 K) thermisch generierte Stromdichte [A/(Pixelfläche · s)] bei 300 K
j_{rest} temperaturunabhängige Dunkelstromdichte [A/(Pixelfläche · s)]
Δt_c Zykluszeit (i.a. 80 ms)

Die in einer Bildzelle während der Zykluszeit gesammelten Dunkelstromelektronen erzeugen, analog zu der Signalladungsmenge eines Röntgenphotons, ein Signal im Vorverstärker, dessen Amplitude proportional zu ihrer Anzahl ist. Die Temperaturabhängigkeit der Bildzellendunkelladung wurde für verschiedene pn-CCDs experimentell untersucht. Die Eichung der Dunkelladungsmengen erfolgte bei der jeweiligen Temperatur anhand zuvor eingestrahelter Röntgenlinien bekannter Energie. Im Gegensatz zu den Diodenmessungen im vorangegangenen

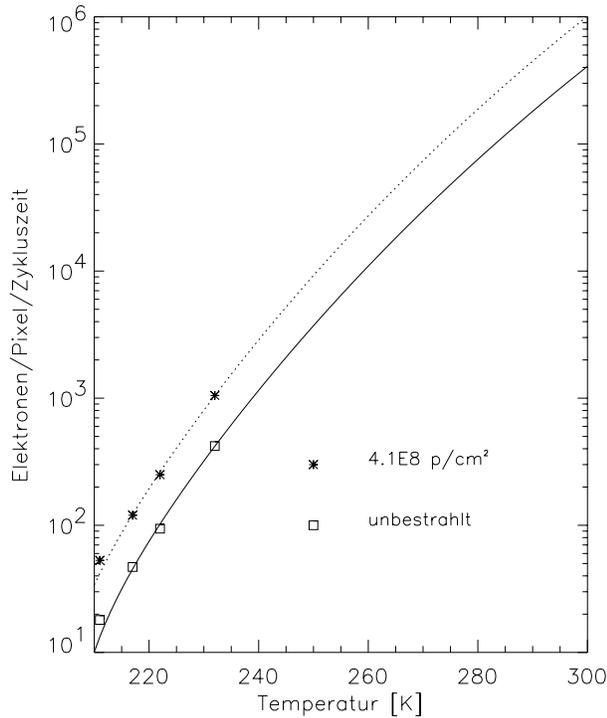
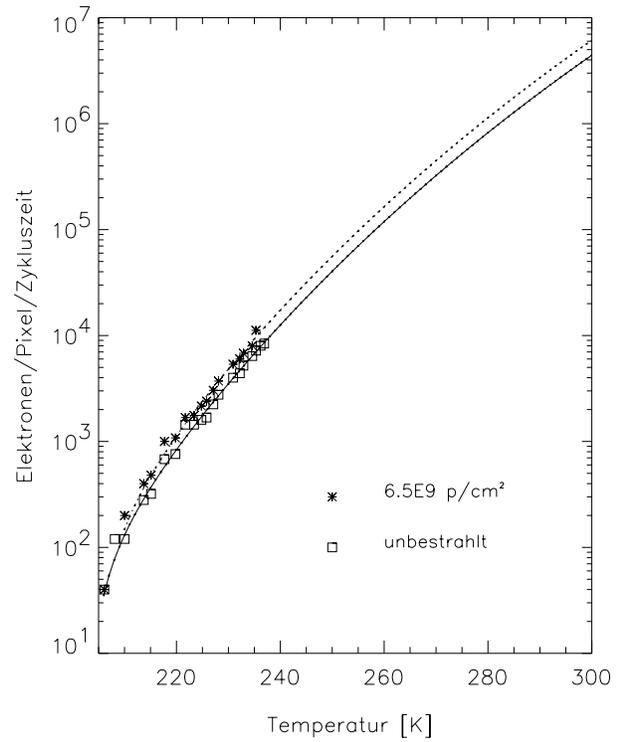
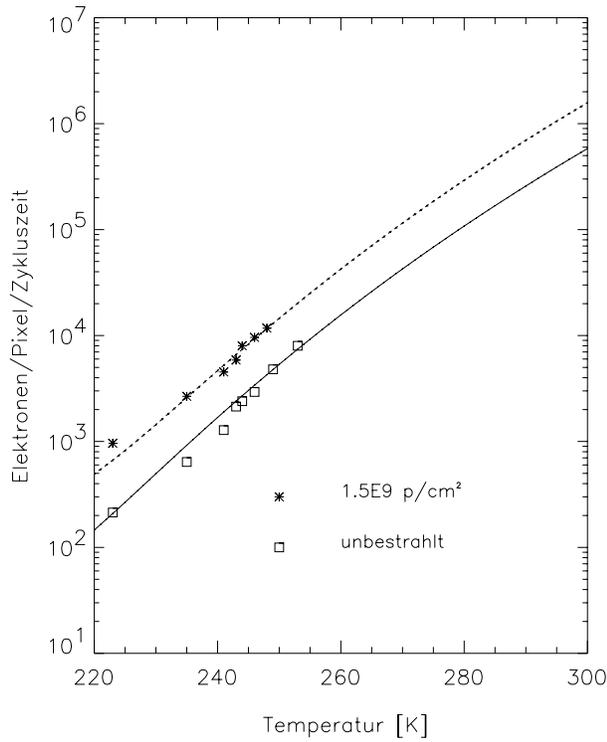


Abbildung 25: Gemessene Temperaturabhängigkeit der mittleren Bildzellendunkelladung oberhalb einer Temperatur von 200 K für unbestrahlte und bestrahlte Kanäle von pn-CCD C6-21-3 (linkes oberes Bild), pn-CCD C6-23-12 (rechtes oberes Bild) und pn-CCD C9-1-17 (linkes unteres Bild). Bei diesen Messungen wurde der CCD vollständig als Detektor betrieben im Unterschied zu den in Abb. 24 gezeigten Ergebnissen, die aus Diodenstrommessungen am Rückkontakt gewonnen wurden. Die Elektronen wurden in den Bildzellen während der Zykluszeit von 80 ms akkumuliert. Die eingezeichneten Kurven entstammen einem Fit der experimentellen Daten mit dem thermischen Generationsstrom-Modell nach Gl. (60). Die Kurven wurden jeweils bis auf 300 K extrapoliert.

Abschnitt ist hierbei auch die Epitaxieschicht auf der strukturierten Detektorvorderseite depletiert und liefert einen zusätzlichen Dunkelstrombeitrag in die Bildzellen.

Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen sind in Abb. 25 dargestellt für drei unterschiedlich stark bestrahlte Detektoren. Zum Vergleich ist jeweils auch der in den unbestrahlten Pixeln gesammelte mittlere Dunkelstrom eingezeichnet. Die Dunkelströme nehmen schnell mit sinkender Temperatur ab, um etwa eine Größenordnung bei einer Temperaturabsenkung um 20°C. Der Temperaturbereich, in dem gemessen werden konnte, war nach oben begrenzt durch die hohen generierten Ladungsmengen in den Bildzellen, die schließlich den dynamischen Bereich des CAMEX-Vorverstärkers überstiegen.

Eine Extrapolation der gemessenen Elektronenzahl pro Bildzelle und Zykluszeit auf die Temperatur von 300 K wurde durch einen Fit nach Gleichung (60) durchgeführt. Der Fit ergibt die in Tabelle 10 aufgeführten Ströme. Die Stromdichten variieren deutlich zwischen den unbestrahlten Bauelementen, teilweise bedingt durch den Fehler bei der Extrapolation nach dem Modell. Die Werte liegen aber in einem ähnlichen Bereich wie die Ergebnisse aus den statischen Messungen. Die Erhöhung des Bildzellendunkelstromes pro einfallendem Proton, als Schädigungskonstante k_{eff} bezeichnet, liegt zwischen 10^{-17} A/p und 10^{-18} A/p. Die effektive Schädigungskonstante k_{eff} entspricht damit den aus den statischen Gesamtdunkelstrommessungen an den OCT-Teststrukturen gewonnenen Werten für die Schädigungskonstante k , liegt aber etwa eine Größenordnung niedriger als bei den vergleichbaren Messungen an den pn-CCDs (vgl. Tabelle 9). Das bestätigt die zuvor aus dem Dunkelstromanstieg in Abhängigkeit der Depletionsspannung gewonnene Erkenntnis, daß der beim pn-CCD gemessene Strom nach Bestrahlung durch Oberflächenströme dominiert ist, die nur teilweise in die Bildzellen fließen.

CCD	j_0 [nA/cm ²]	$j(\Phi)$ [nA/cm ²]	k_{eff} [A/p]
C6-21-12	24	30	4.4E-18
C6-21-3	5	9.0	2.5E-18
C6-23-12	39	54	1.0E-18
C9-1-17	3.6	9.0	1.3E-17

Tabelle 10: Ergebnisse der Extrapolation der in den Bildzellen gesammelten Dunkelstromdichten j_0 und $j(\Phi)$ der unbestrahlten und der bestrahlten Bereiche nach Gleichung (60) auf eine Temperatur von 300 K. Der deutlich kleinere Wert der Schädigungskonstanten k_{eff} im Vergleich zur Schädigungskonstanten k aus den statischen Messungen an den CCDs (s. Tabelle 9), ist durch Oberflächenströme zu erklären, die nicht in den Bildzellen gesammelt werden. Der CCD der Flugtyp-Reihe weist einen höheren Dunkelstromanstieg pro eingefallenem Proton auf als die Prototypen. Durch seinen niedrigen Dunkelstrom vor Bestrahlung ist der resultierende Strom aber insgesamt niedriger als bei den Prototypen.

6.3.3 Bildzellendunkelladung

Im obigen Abschnitt wurde die Abnahme des in den Bildzellen gesammelten Dunkelstromes untersucht bei Absenkung der Temperatur von 300 K auf bis zu etwa 200 K. Die Analyse beschränkte sich auf die Mittelwerte der Dunkelladungsmengen in den bestrahlten sowie unbestrahlten Bildzellenbereichen. Die Bestimmung der örtlichen Verteilung dieser

Ladungsmengen in den einzelnen Bildzellen soll in diesem Abschnitt für typische Betriebstemperaturen des pn-CCDs untersucht werden.

Die Kenntnis der in den Bildzellen gesammelten Ladungsmengen ist aus zweierlei Gründen von Bedeutung für die Energieauflösung. Die neben den Signalelektronen in den Bildzellen gespeicherten Dunkelladungen tragen zwar zum Rauschen bei, verringern aber wegen ihres Einfanges in Traps die Ladungstransferverluste nachfolgender Signalelektronen. Die Untersuchung erfolgte mit den Flugtyp-Detektoren.

Methode zur Bestimmung der Bildzellendunkelladung: Die Eichung der mit dem Detektor gemessenen, verstärkten Signalhöhen S in Einheiten von adu (arbitrary digital units) erfolgt mittels Röntgenphotonen E_X bekannter Energie (zugehörige Signalhöhe S_X). Die Zahl der Dunkelstromelektronen Z_d ergibt sich aus dem gemessenen Dunkelladungssignal S_d dann mittels:

$$Z_d [e^-] = S_d [\text{adu}] \cdot \frac{E_X [\text{eV}] / 3.7 \left[\frac{\text{eV}}{e^-} \right]}{S_X [\text{adu}]} \quad (61)$$

Die in einer Bildzelle während der Integrations- und Auslesezeit gesammelten Dunkelstromelektronen Z_d bewirken einen Rauschbeitrag ENC_d , der durch die Wurzel aus ihrer Zahl gegeben ist (s. Gl. (5)). Zu diesem Rauschbeitrag addieren sich quadratisch noch weitere Rauschbeiträge ENC_{el} (s. Gl. (7)), die durch die nachfolgende Elektronik (on-chip-Elektronik, Vorverstärker, ADC, ...) verursacht werden. Daraus ergibt sich das Gesamtrauschen der Dunkelbilder bei normalem Detektorbetrieb. Kehrt man die Transferrichtung der Ladungen im CCD durch Vertauschen zweier Taktregisterpotentiale um, fließt die Bildzellendunkelladung nicht mehr auf die Anode. Man mißt dann nur noch das elektronische Rauschen ENC_{el} .

Aus Rauschmessungen, einmal bei normalen Detektorbetrieb mit Ladungstransfer zur Anode („vorwärts“) und ein weiteres Mal mit invertierter Transferrichtung („rückwärts“), kann die Zahl der Dunkelladungen Z_d in jeder Bildzelle bestimmt werden durch:

$$Z_d = \text{ENC}_d^2 = \text{ENC}_{\text{vorwärts}}^2 - \text{ENC}_{\text{rückwärts}}^2 \quad (62)$$

mit: Z_d	mittl. Anzahl der Dunkelstromelektronen in einem Pixel pro Zykluszeit;
ENC_d	äquivalenter Rauschladungsbeitrag der Dunkelstromelektronen;
$\text{ENC}_{\text{vorwärts}}$	äquivalente Rauschladung eines Pixels bei Vorwärtstransfer, d.h. Dunkelladungs-Rauschbeitrag und elektronischer Rauschbeitrag;
$\text{ENC}_{\text{rückwärts}}$	äquiv. Rauschladung eines Pixels bei invertierter Transferrichtung, d.h. nur elektronischer Rauschbeitrag ENC_{el} .

Die Rauschwerte, definiert als die Standardabweichung der Einzelsignale von ihrem Mittelwert, wurden für jede Bildzelle aus jeweils 500 Werten ermittelt, einmal im Standardbetrieb und einmal im Betrieb mit invertierter Transferrichtung.

Örtliche Verteilung der Bildzellendunkelladung: Die Bestimmung der Dunkelladung pro Bildzelle nach Gl. (62) ergab, daß die Anzahl der Dunkelladungen pro Bildzelle innerhalb der Transferkanäle von der ersten Zeile bis zur letzten Zeile hin kontinuierlich abnimmt. Abb. 26 zeigt dies für den unbestrahlten Bereich von CCD C9-1-15 und eine tiefe Detektor-temperatur von 132 K, für die der thermische Generationsstrom stark minimiert ist. Die Ursache für die Dunkelladung ist ein vom CAMEX-Vorverstärker ausgestrahltes Elektrolumineszenzlicht im nahen Infraroten bei einer Wellenlänge von etwa 1100 nm [Pi95]. Das

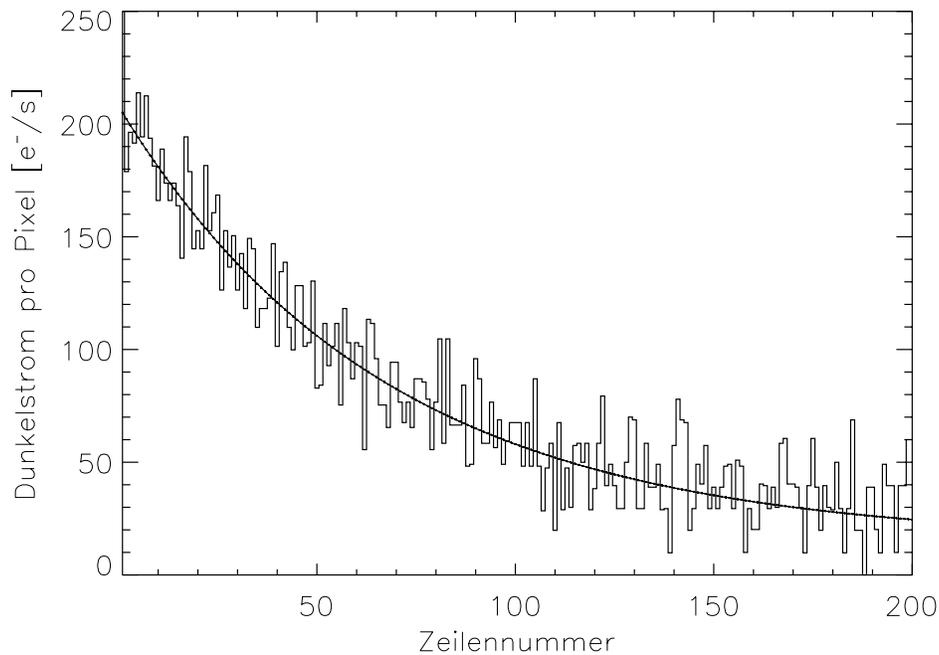


Abbildung 26: Gemessene örtliche Verteilung der in den Bildzellen pro Sekunde gesammelten Dunkelladung innerhalb der unbestrahlten Transferkanäle für CCD C9-1-15. Die Dunkelladung nimmt mit zunehmender Entfernung von der Anode, d.h. von Zeile 1 bis zur letzten Zeile 200, ab. Bei der tiefen Temperatur von 132 K liefert der ortsunabhängige Dunkelstrom nur einen kleinen Beitrag. Aus dem ebenfalls eingezeichneten Fit nach Gl. (63) ergibt sich dieser Anteil zu etwa 15 e^- pro Bildzelle und Sekunde. Der stark ortsabhängige Ladungsanteil ist durch Infrarotlicht verursacht, das vom CAMEX-Chip emittiert wird (vgl. Abb. 6).

von dem in der Nähe der Anoden befindlichen CAMEX-Chip (s. Abb. 6) emittierte Infrarotlicht, wird an der ihm gegenüberliegenden Kühlmaske auf den CCD reflektiert. Seine Intensität sinkt mit zunehmender Entfernung der Pixel vom CAMEX, d.h. mit steigender Zeilennummer. Das Infrarotlicht generiert mit einer niedrigen Quanteneffizienz Elektron-Loch-Paare in den Bildzellen, was zu der inhomogenen Dunkelladungsverteilung führt. Diese örtliche Elektronenverteilung kann durch folgenden Ansatz modelliert werden:

$$Z_d(x) = a_0 \cdot \exp(-a_1 \cdot x) + a_2 \quad (63)$$

- mit: x Zeilennummer der Bildzelle - 1 (0, ..., 199)
 a_0 beschreibt den ortsabhängigen Anteil der Dunkelladung in der ersten Zeile
 a_1 den Abfallkoeffizienten
 a_2 den ortsunabhängigen Elektronenuntergrund,
 z.B. durch thermische Generations-, Diffusions- und Oberflächenströme.

Für die in Abb. 26 dargestellte Messung ergaben sich folgende Werte für die Fitparameter: $a_0 = 190 \text{ e}^-/\text{s}$, $a_1 = 0.015$, $a_2 = 15 \text{ e}^-/\text{s}$. Der ortsunabhängige Ladungsanteil wurde also zu $15 \text{ Elektronen}/(\text{Pixel} \cdot \text{s})$ bestimmt, gleichbedeutend mit $1.2 \text{ Elektronen}/(\text{Pixel} \cdot \text{Zykluszeit})$.

Bei Experimentreihe II war die mittlere Zahl der Elektronen pro Bildzelle über die Detektorfläche höher aufgrund des kürzeren Transferkanales mit 60 statt 200 Pixeln. Die Auswirkungen davon auf die CTE werden in Abschnitt 7.4.7 diskutiert.

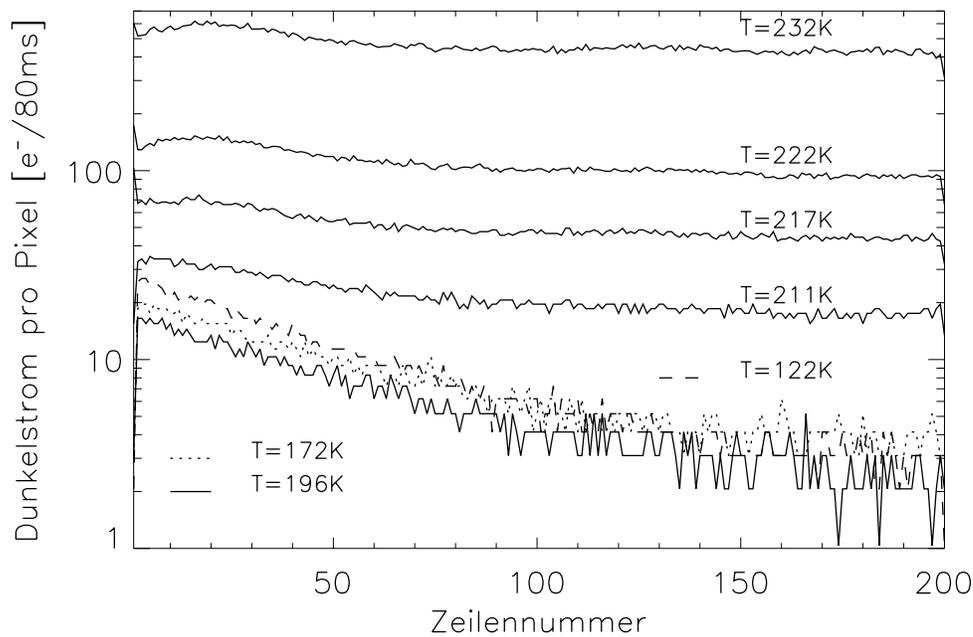


Abbildung 27: Orts- und Temperaturabhängigkeit der Dunkelladung pro Bildzelle und Zykluszeit (80 ms) bei den unbestrahlten Kanälen des pn-CCDs C9-1-17. Bei Temperaturen bis einschließlich 196 K ändert sich die Ladung nur geringfügig mit der Temperatur. Sie wird im wesentlichen durch ein vom CAMEX-Vorverstärker ausgesandtes Lumineszenzlicht bestimmt, erkennbar an der Abhängigkeit der Elektronenzahl von der Entfernung zur Anode und damit auch vom CAMEX-Chip (vgl. Abb. 26). Die Intensität des Infrarotlichtes nimmt mit steigender Temperatur geringfügig ab, wie an der Elektronenzahl in den ersten Zeilen erkennbar ist. Der eigentliche Dunkelstromanteil, d.h. ohne Lumineszenzlicht, beträgt nur 1-2 Elektronen. Oberhalb von 200 K steigt die thermisch generierte Ladungsmenge stark mit der Temperatur an. Sie nimmt um etwa einen Faktor 20 zu bei der Temperaturerhöhung um 21 K von 211 K auf 232 K.

Temperaturabhängigkeit der Bildzellendunkelladung: Die gemessene örtliche Verteilung der Dunkelladung eines unbestrahlten pn-CCDs ist in Abb. 27 für verschiedene Temperaturen dargestellt. Unterhalb von 200 K ist die Ladung durch die ortsabhängige Verteilung des Infrarotlichtes des Vorverstärkers dominiert und näherungsweise temperaturunabhängig. Der Beitrag des gleichmäßig verteilten thermischen Generationsstromes beträgt nur etwa ein Elektron pro Zykluszeit von 80 ms. Bei höheren Temperaturen wächst der thermische Generationsstrom stark mit der Temperatur an und überwiegt die durch das Infrarotlicht generierte Ladungsmenge.

Nach den Protonenbestrahlungen steigt die Bildzellendunkelladung unterhalb einer Temperatur von etwa 190 K nur schwach mit der Protonenfluenz an (s. Abb. 28). Bei höheren Temperaturen übersteigt die bestrahlungsbedingte Zunahme die ursprüngliche Dunkelladungsmenge. Sie ist aufgrund der Winkelabhängigkeit der Rutherford-Streuung inhomogen über den Transferkanal verteilt, wie in Abb. 28 bei der höchsten Temperatur deutlich zu sehen ist.

6.4 Dunkelbildrauschen

In diesem Abschnitt sollen die verschiedenen Rauschbeiträge des Dunkelbildes auf Bestrahlungseffekte untersucht werden.

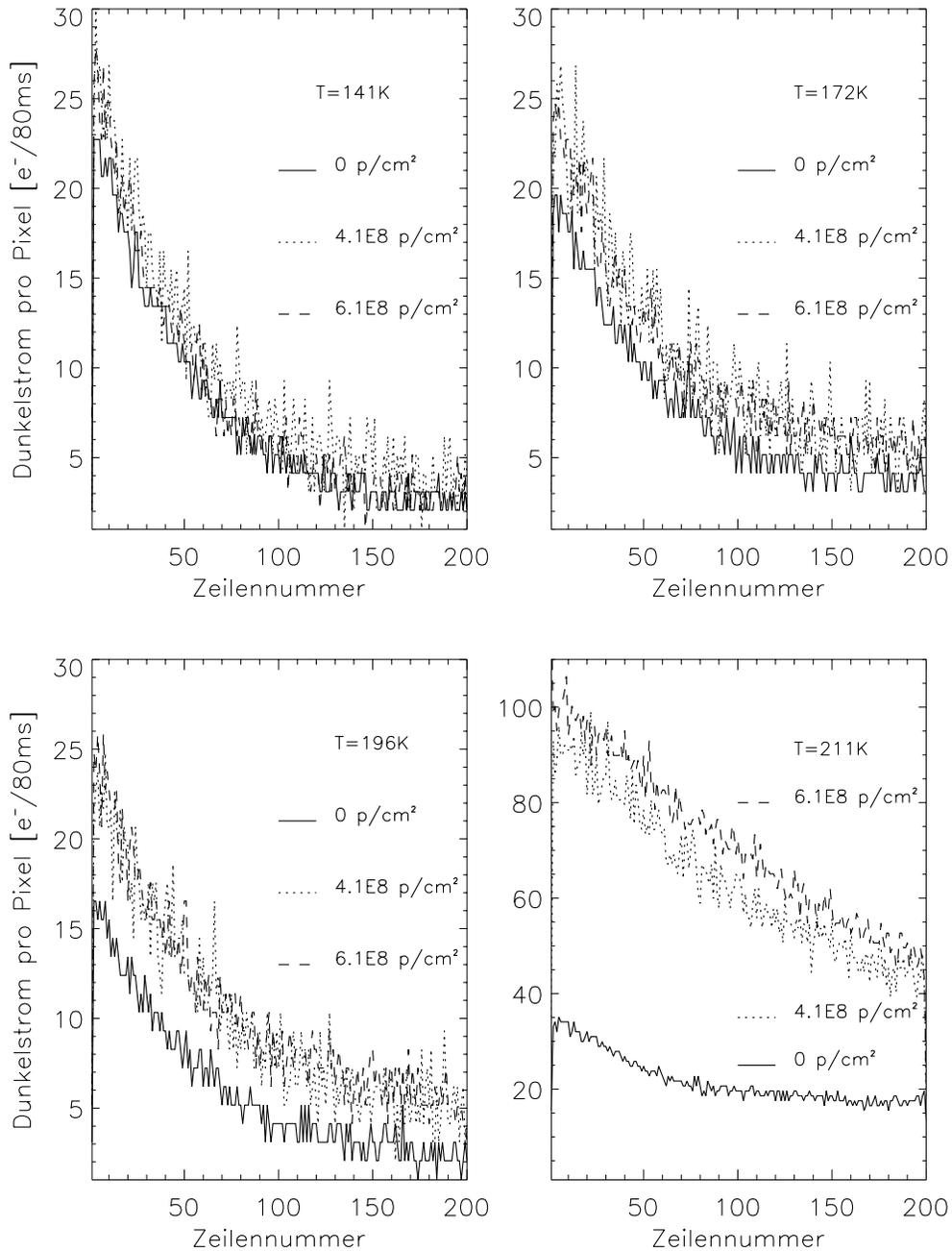


Abbildung 28: Örtliche Verteilung der pro Zykluszeit von 80 ms generierten Bildzellendunkelladung über die Zeilen für unbestrahlte sowie für mit 10-MeV Protonenfluenzen von $4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ und $6.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ bestrahlte Bildzellen bei verschiedenen Temperaturen. Während bei der niedrigsten Temperatur von 141 K kaum ein Bestrahlungseffekt zu erkennen ist, wird bei der höchsten Temperatur von 211 K der Dunkelstrom wesentlich durch die bestrahlungsbedingte Zunahme bestimmt. Auch sie zeigt eine örtliche Verteilung und nimmt von der ersten bis zur letzten Zeile ab. Dies ist auf die über die 200 Zeilen inhomogene Erzeugung von Generationszentren zurückzuführen, infolge des sich ändernden Streuwinkels Θ und damit des Protonenflusses bei Rutherford-Streuung (analog zur Flußänderung über die Kanäle in Abschnitt 5.1.2).

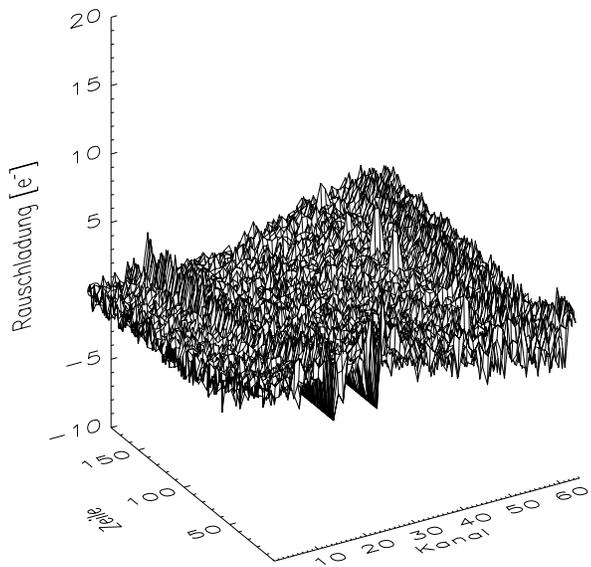
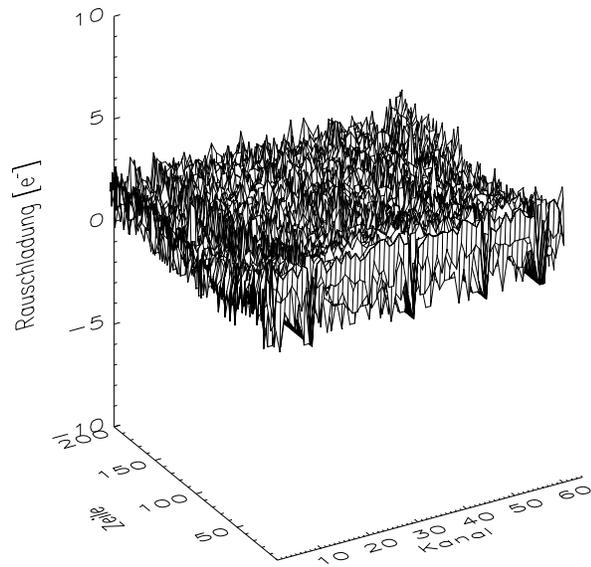
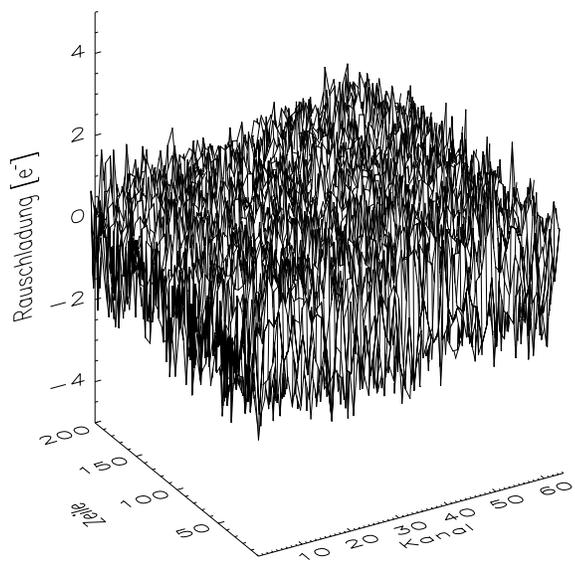


Abbildung 29: Beispiele der Veränderung der äquivalenten Rauschladung ENC_{bestr} über die Detektorfläche infolge Protonenbestrahlung (nach Gl. (64)). Das linke obere Bild stellt pn-CCD C9-1-17 bei einer Temperatur von 172 K dar, wobei die Kanäle 36 bis 64 bestrahlt sind. Rechts oben ist pn-CCD C9-1-15 gezeigt bei 179 K mit Kanalbereich 1 bis 31 bestrahlt sowie links unten pn-CCD C8-5-9 bei 140 K und Kanalbereich 34 bis 64 bestrahlt. Eine starke globale oder auch pixelweise Erhöhung des Rauschens in den bestrahlten Bereichen der beiden CCDs C9-1-17 und C9-1-15 ist nicht feststellbar. Für viele einzelne Pixel, insbesondere in den unbestrahlten Bereichen, scheint das Rauschen infolge statistischer Schwankungen sogar abgenommen zu haben. Der pn-CCD C8-5-9 zeigt eine leichte Rauschzunahme im bestrahlten Bereich. In vielen einzelnen seiner Pixel treten relativ große Abweichungen vom Nullwert sowohl zu höherem als auch zu niedrigerem Rauschen auf und dies sowohl im bestrahlten wie im unbestrahlten Bereich, siehe dazu Text.

6.4.1 Bestrahlungsbedingte Rauschzunahme der einzelnen Pixel

Falls bei Bestrahlung durch eine lokal sehr hohe Konzentration von Störstellen Defekt-Cluster entstehen, könnten in einzelnen Bildzellen hohe Dunkelströme und damit verbunden auch hohe Rauschwerte auftreten. Zur Untersuchung derartiger Bildzellendefekte wurde pixelweise die Rauschzunahme aller Bildzellen des CCDs durch Bestrahlung untersucht. Die Differenz der Quadrate der Dunkelbildrauschbeiträge nach und vor Bestrahlung, ergibt das Quadrat der bestrahlungsbedingten Rauschzunahme ENC_{bestr} :

$$ENC_{\text{bestr}}^2 = ENC_{\text{nach}}^2 - ENC_{\text{vor}}^2 \quad (64)$$

Durch die Auswertung der Bildzellen im unbestrahlten Bereich, wurde auch das Auftreten von nicht-bestrahlungsbedingten Rauschveränderungen erfaßt. Diese können beispielsweise durch die Spannungsoptimierung nach Bestrahlung verursacht sein.

In Abb. 29 sind für drei bestrahlte pn-CCDs die Rauschbeiträge der einzelnen Bildzellen über die Detektorfläche dargestellt. Bei pn-CCD C9-1-17 lag der mittlere Rauschanstieg bei $0.46 e^-$ im mit $4.1 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$ bestrahlten mittleren Kanalbereich bei einer Temperatur von 172 K. Im mit $6.1 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$ stärker bestrahlten Bereich, der sich bis zur höchsten Kanalnummer erstreckt, erhöhte sich die äquivalente Rauschladung um $0.48 e^-$. Die höchste in einem Pixel aufgetretene Rauschladungszunahme betrug $2.8 e^-$. Auch für CCD C9-1-15, der einer Protonenfluenz von $1.9 \cdot 10^9 \text{ p/cm}^2$ im Kanalbereich von 32 bis 64 ausgesetzt war, sind bei einer Betriebstemperatur von 179 K keine kritischen Unterschiede zwischen bestrahlten und unbestrahlten Bildzellen festzustellen. Bei pn-CCD C8-5-9 lag die mittlere Rauschladungsänderung bei einer Temperatur von 140 K im mit $1.6 \cdot 10^9 \text{ p/cm}^2$ bestrahlten mittleren Kanalbereich sogar um $0.1 e^-$ unter der des unbestrahlten Bereiches. Im mit $5.3 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$ stärker bestrahlten Bereich, der bis zur höchsten Kanalnummer reicht, wurde eine Erhöhung der äquivalenten Rauschladung um $0.6 e^-$ festgestellt. CCD C8-5-9 zeigte insgesamt ein uneinheitlicheres Bild in der Veränderung der Rauschladung der Bildzellen vor und nach Bestrahlung im Vergleich zu C9-1-17 und C9-1-15, insbesondere auch im unbestrahlten Bereich. Dies ist hauptsächlich auf Kanäle zurückzuführen, die bereits vor Bestrahlung hohes Rauschen aufwiesen und auf die Spannungsoptimierung nach Bestrahlung besonders empfindlich reagierten. Denn die größten Abweichungen in den Rauschwerten einzelner Bildzellen von bis zu $8 e^-$ traten im unbestrahlten Bereich auf.

Insgesamt ist bei keinem der drei untersuchten CCDs eine gravierende Veränderung im Rauschen einzelner Bildzellen infolge der Protonenbestrahlung festzustellen. Es gibt somit keinen Hinweis auf das Auftreten von bestrahlungserzeugten Bildzellendefekten.

6.4.2 Temperaturabhängigkeit des Dunkelbildrauschens

Das Rauschen der Dunkelbilder soll nun in Abhängigkeit der Temperatur untersucht werden. Dazu wurde für jeden der unterschiedlich stark bestrahlten CCD-Bereiche das mittlere Rauschen bestimmt. Im Temperaturbereich zwischen 100 K und 200 K war das Rauschen der Dunkelbilder nahezu unabhängig von der Temperatur und Teilchenbestrahlung, wie man an den in Abb. 30 dargestellten Messungen sieht. Es lag nur geringfügig über dem elektronischen Rauschanteil, wie ein Vergleich mit Abb. 32 zeigt. Bei höheren Temperaturen stieg das Rauschen dann sowohl stark mit der Temperatur als auch mit der Teilchenfluenz an, aufgrund der (bestrahlungsbedingten) Erhöhung des thermisch generierten Dunkelstromes. Die

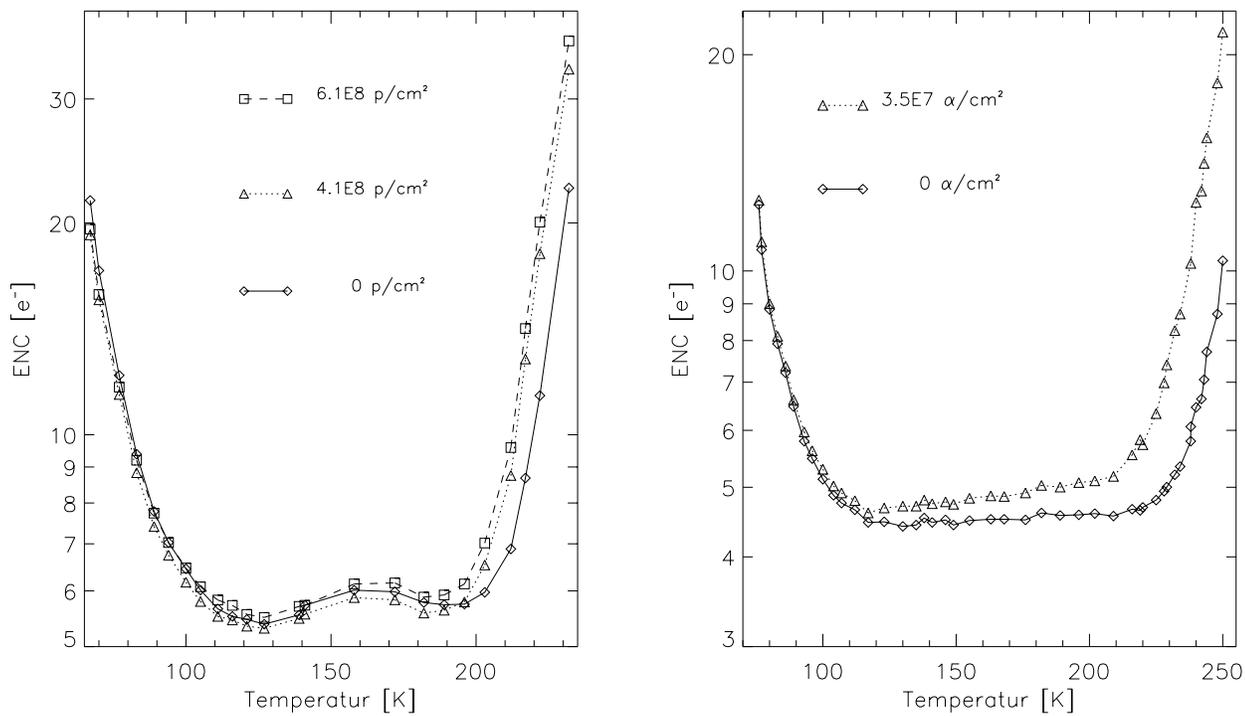


Abbildung 30: Dunkelbildrauschen nach Protonen- und Alpha-Teilchenbestrahlung in Abhängigkeit von der Temperatur. Dargestellt ist das gemessene Detektorrauschen als äquivalente Rauschladung in Einheiten von Elektronen, das sowohl den Rauschbeitrag der Dunkelladungen in den Bildzellen als auch das elektronische Rauschen beinhaltet. Im linken Bild sind der unbestrahlte sowie die beiden unterschiedlich stark mit 10-MeV Protonen bestrahlten Bereiche des CCDs C9-1-17 gezeigt; im rechten Bild entsprechend für den mit Alpha-Teilchen bestrahlten CCD C8-4-10. Erst ab einer Temperatur von etwa 200 K unterscheiden sich die bestrahlten von den unbestrahlten Bereichen erheblich. Die dann allgemein mit steigender Temperatur einsetzende deutliche Rauschzunahme nimmt in den bestrahlten Bereichen wesentlich stärker zu in Abhängigkeit von der Teilchenfluenz. Der bei Temperaturen unterhalb von 100 K gemessene hohe Rauschwert ist bestrahlungsunabhängig und durch die Elektronik bedingt. (s. Abschnitt 6.4.4).

hohen Rauschwerte unterhalb von 100 K sind durch den JFET der on-chip-Elektronik oder die Eingangsstromquelle des CAMEX-Chips verursacht, dessen Temperatur mit der Detektortemperatur korreliert ist (s. Abschnitt 6.4.4).

6.4.3 Rauschspektren der Dunkelbilder

Mit steigender Temperatur erhöht sich der in den Bildzellen gesammelte thermische Generationsstrom. Die durch Bestrahlung erzeugten Störstellen liefern einen zusätzlichen Beitrag zum Generationsstrom. Bei Temperaturen ab etwa 200 K wirken sich die zugehörigen Rauschbeiträge nennenswert auf die Energieauflösung aus. Die Halbwertsbreite FWHM eines Dunkelbildspektrums dient als Maß dafür. Für pn-CCD C9-1-17 sind die Dunkelbildspektren für drei verschiedene Temperaturen von 182 K, 203 K und 222 K in Abb. 31 dargestellt. Bei 182 K beträgt die Halbwertsbreite des Spektrums 48 eV, unabhängig von der Bestrahlung. Bei 203 K sieht man die beginnende Verbreiterung der Spektren als Folge der Bestrahlung

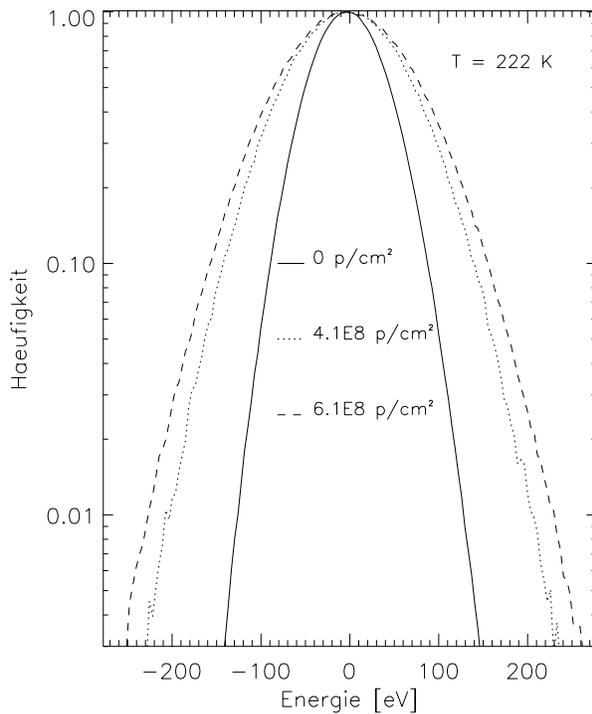
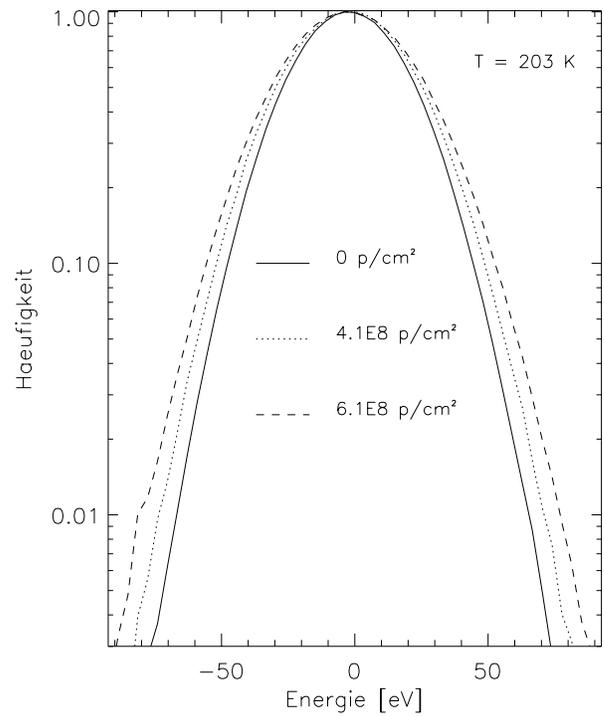
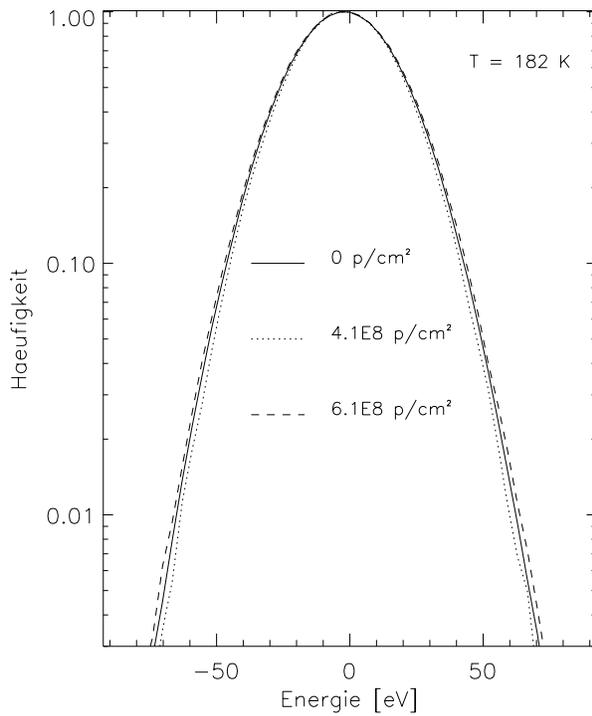


Abbildung 31: Dunkelbildspektren des unbestrahlten Bereiches sowie der mit $4.1 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$ und $6.1 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$ bestrahlten Bereiche von pn-CCD C9-1-17. Die links oben dargestellten Spektren wurden bei einer Temperatur von 182 K gemessen. Die Halbwertsbreiten liegen bei 48 eV. Die Protonenbestrahlungen zeigen hier noch keinen Einfluß. Bei einer Temperatur von 203 K (rechtes oberes Bild) ist die Rauschverteilung entsprechend der Protonenfluenz etwas aufgeweitet. Die ursprüngliche volle Halbwertsbreite von 50 eV ist angestiegen auf 55 eV bzw. 59 eV. Der entsprechende Rauschzuwachs um 2.6 e^- bzw. 3.6 e^- ENC ist eine Folge des thermischen Generationsstromanstieges in den Pixeln, verursacht durch bestrahlungsinduzierte Störstellen. Bei einer weiteren Temperatursteigerung auf 222 K (linkes unteres Bild) führt der thermische Generationsstromanstieg zu einer deutlichen Verbreiterung aller Spektren, wobei die durch Bestrahlung zusätzlich erzeugten Störstellen sich nun wesentlich auf die Energieauflösung auswirken. Die Halbwertsbreiten sind nun von 93 eV auf 148 eV bzw. 163 eV angestiegen.

mit $4.1 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$ bzw. $6.1 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$. Die Halbwertsbreite des unbestrahlten Bereiches steigt von 50 eV auf 55 eV bzw. 59 eV in den bestrahlten Bereichen an. Bei 222 K schließlich unterscheiden sich die bestrahlten Kanäle von den unbestrahlten durch Halbwertsbreiten von 148 eV bzw. 163 eV anstelle von 93 eV im unbestrahlten Bereich. Beim Auftreten einzelner stark verrauschter Pixel (Bildzellendefekte) würde sich die Form der normierten Spektren bei den abfallenden Flanken verändern durch die Bildung von Ausläufern. Der Vergleich der Spektren der bestrahlten und des unbestrahlten Bereiches zeigt jedoch, daß durch die Teilchenbestrahlung die Gaußsche Form des Spektrums erhalten bleibt.

6.4.4 Elektronisches Rauschen

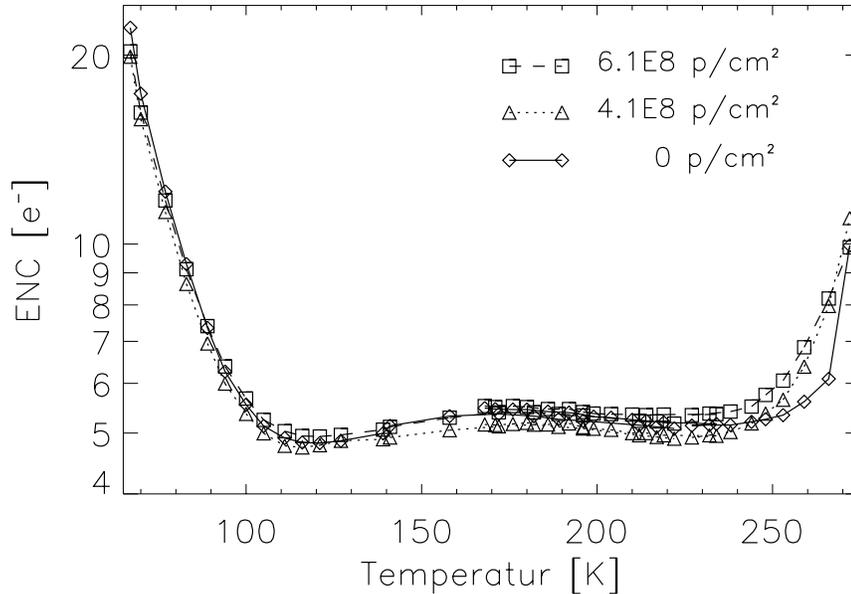


Abbildung 32: Rauschbeitrag der auf dem pn-CCD kanalweise integrierten on-chip-Elektronik sowie des CAMEX-Chips mit nachfolgenden Elektronik als Funktion der Betriebstemperatur des Detektors. Der Detektor wurde mit umgekehrter Ladungstransferrichtung betrieben, um den Rauschbeitrag der im Bildzellenbereich generierten Ladungen auszuschließen. Nur die on-chip-Elektronik und der CAMEX-Vorverstärker waren den Temperaturänderungen ausgesetzt, während die übrige Elektronik bei Zimmertemperatur gehalten wurde. Im Temperaturbereich zwischen 110 K und 240 K, der den Bereich der möglichen Betriebstemperaturen des Detektors auf dem Satelliten einschließt, befindet sich das Rauschen auf seinem Minimalwert von etwa 5 Elektronen äquivalenter Rauschladung. Er ist nahezu unabhängig von der Protonenflussdichte. Oberhalb von 240 K steigt das Rauschen mit der Temperatur und der Protonenflussdichte an. Unterhalb von 110 K steigt das Rauschen ebenfalls an, aber mit abnehmender Temperatur und unabhängig von der Bestrahlung.

Zu Beginn dieses Kapitels waren bereits die Kennlinien des n-Kanal-JFET-Transistors der on-chip-Elektronik auf Strahlenschädigungseffekte überprüft worden. Nun soll das Rauschen der auf dem pn-CCD für jeden Transferkanal integrierten on-chip-Elektronik nach Protonenbestrahlung untersucht werden. Um die übrigen Rauschbeiträge zu minimieren, wurde wieder die Reihenfolge in der Taktregisteransteuerung invertiert, so daß die in den Bildzellen gesammelten Dunkelladungen nicht zur Anode gelangen (vgl. Abschnitt 6.3.3). Das resultierende

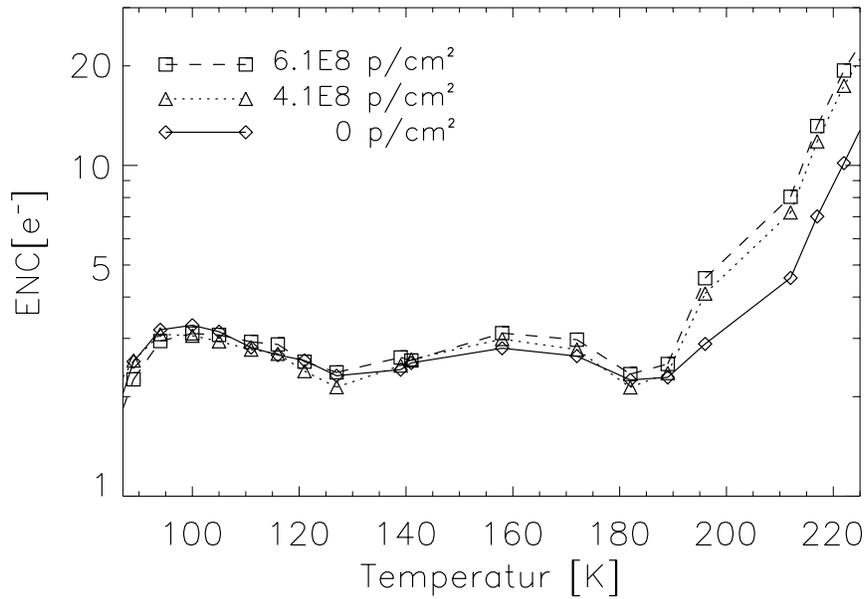


Abbildung 33: Äquivalenter Rauschladungsanteil ENC_d des in den Bildzellen gesammelten Dunkelstromes in Abhängigkeit von der Temperatur für den CCD C9-1-17. Erst oberhalb einer Temperatur von etwa 190 K, wenn der thermische Generationsstrom die Bildzellenladung bestimmt, ist der Rauschbeitrag der Bildzellendunkelladung abhängig von der Protonenfluenz.

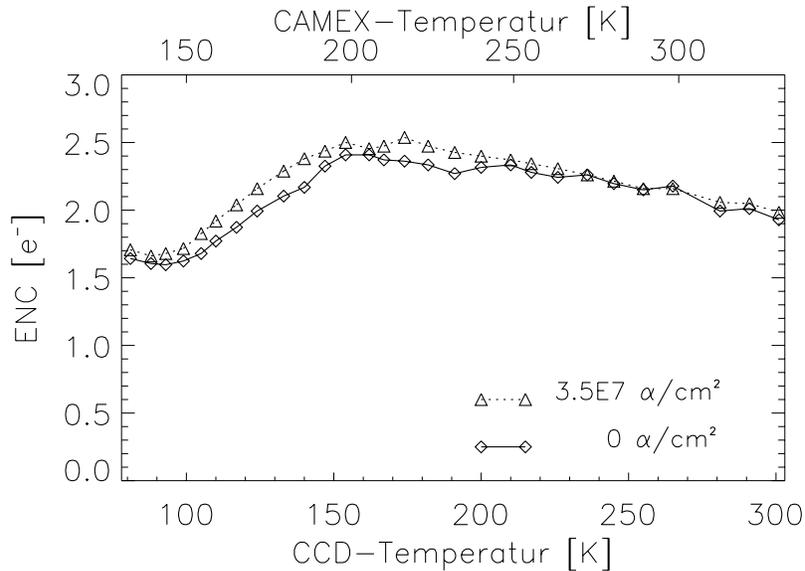


Abbildung 34: Rauschbeitrag des CAMEX-Vorverstärkers ohne Eingangsstufe als Funktion seiner Betriebstemperatur einschließlich des Rauschbeitrages der nachfolgenden Elektronik. Die Temperaturskala auf der oberen Abszisse zeigt die CAMEX-Temperatur, während die untere Abszisse für Korrelationszwecke die zugehörige CCD-Temperatur darstellt, die in den vorangegangenen Bildern angegeben war. Das Rauschniveau liegt zwischen $1.5 e^-$ und $2.6 e^-$ äquivalenter Rauschladung über den gesamten Temperaturbereich und zeigt keine signifikante Abhängigkeit von der Alpha-Teilchenbestrahlung, deren Fluenz $3.5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ betrug. Der Rauschbeitrag ist gering verglichen mit dem der on-chip-Elektronik inkl. CAMEX-Eingangsstufe (vgl. Abb. 32).

Gesamtrauschen besteht dann im wesentlichen aus dem Rauschen der on-chip-Elektronik, dem des CAMEX-Vorverstärkers und der nachfolgenden Auslese-Elektronik.

Experimentell bestimmt wurden die Rauschwerte im Temperaturbereich zwischen 70 K und 270 K, wiederum für den pn-CCD C9-1-17, der mit seinen Bestrahlungsfluenzen die erwartete Schädigung im Orbit am besten repräsentiert. Im Temperaturbereich von 110 K bis 240 K beträgt die äquivalente Rauschladung etwa $5 e^-$, unabhängig von der Protonenfluenz, wie aus Abb. 32 zu ersehen ist. Oberhalb von 240 K steigt das Rauschen mit der Temperatur und der Bestrahlungsfluenz stark an. Die Ursache dafür sind die thermischen Generationsströme im Depletionsbereich der Anode und des Sperrschicht-Feldeffekttransistors der on-chip-Elektronik. Für Temperaturen unterhalb von 100 K steigt das Rauschen unabhängig von der Bestrahlung mit fallender Temperatur steil an. Es wird durch die on-chip-Elektronik und den Vorverstärker bestimmt, da dies die einzigen Komponenten sind, die einer Temperaturänderung unterliegen. Eine mögliche Erklärung dafür könnte die Be- und Entvölkerung von Traps im Gate des Transistors der on-chip-Elektronik des CCDs oder des Transistors der Eingangsstromquelle des CAMEX-Chips sein. Falls ihre Energieniveaus relativ nahe zur Bandkante liegen, verursachen sie statistische Transistorstromfluktuationen bei tiefen Temperaturen (random telegraph signal (RTS) [Lu99]). Aus den in Abb. 30 und Abb. 32 dargestellten gemessenen Rauschbeiträgen im Normalbetrieb und bei „Rückwärtstransfer“ kann der Rauschbeitrag der Dunkelladungen separiert werden, gemäß Gl. (62). Er ist in Abb. 33 in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt und bestätigt, daß der oberhalb einer Temperatur von etwa 190 K beobachtete Rauschanstieg der Dunkelbilder näherungsweise nur durch die in den Bildzellen gesammelte Dunkelladung bestimmt ist.

6.4.5 CAMEX-Chip

Das gemessene elektronische Rauschen läßt sich aufteilen in den Beitrag der on-chip-Elektronik mit zugehöriger Eingangsstufe des CAMEX-Chips und den Beitrag der übrigen CAMEX-Komponenten mit nachfolgender Elektronik. Zur Unterscheidung der beiden Rauschbeiträge, wurde eine weitere Messung durchgeführt ohne Stromfluß zwischen dem Drain-Kontakt des Verstärker-FETs der on-chip-Elektronik und der Eingangsstufe des CAMEX (Konstantstromquelle). Das so gemessene Rauschniveau des CAMEX-Vorverstärkers mit konstantem Potential an seinem Eingang liegt zwischen $1.5 e^-$ and $2.6 e^-$ äquivalenter Rauschladung über den gesamten untersuchten Temperaturbereich des CAMEX-Chips von 130 K bis 330 K, wie in Abb. 34 dargestellt. Die Bestrahlung mit Alpha-Teilchen der Fluenz von $3.5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ hat praktisch keine Auswirkung auf das Rauschverhalten. Berücksichtigt man, daß sich Rauschbeiträge quadratisch addieren, ist das Rauschen des CAMEX-Vorverstärkers eingeschlossen der nachfolgenden Ausleseelektronik klein verglichen mit dem der on-chip-Elektronik und CAMEX-Eingangsstufe. Insbesondere der Rauschanstieg unter 100 K und oberhalb von 240 K (vgl. Abb. 32) ist also durch die on-chip-Elektronik oder den Eingangs-JFET des CAMEX-Vorverstärkers bedingt.

Insgesamt zeigen die on-chip-Elektronik und der CAMEX-Chip keine nennenswerten Strahlenschäden (für Temperaturen unterhalb von 240 K).

7 Experimentelle Untersuchung der Strahlenschäden mit Röntgenphotonen

Im zweiten Teil der experimentellen Untersuchungen zu den bestrahlungsbedingten Veränderungen von Detektorkenngrößen werden die Signale der Röntgenphotonen analysiert.

7.1 Bestimmung der Verstärkung und der Ladungstransferverluste

Bereits bei ungeschädigten CCDs nehmen die gemessenen Signalamplituden ab mit zunehmender Entfernung des Photoneneinfallsortes von den Anoden, d.h. mit steigender Transferweglänge. Die Ursache dafür sind die in Kap. 2 bereits beschriebenen Ladungstransferverluste der generierten Signalelektronenmenge bei ihrem Transport innerhalb des Transferkanales zur Anode. Der pn-CCD hat eine CTI von typischerweise $5 \cdot 10^{-4}$ für Mn- K_α -Signale (5894 eV), die je nach Bauelementtyp und Betriebstemperatur erheblich niedriger oder höher liegen kann. Bei sonstigen spektroskopischen CCDs liegen die Ladungstransferverluste pro Bildzelle um ein bis zwei Größenordnungen niedriger. Dies ist begründet durch eine über Jahrzehnte durchgeführte Optimierung der Prozeßtechnologie, des Layouts und des verwendeten Siliziummaterials. Dabei gilt allerdings zu berücksichtigen, daß die Pixel und damit auch die Transferweglängen der Signalladungen um etwa einen Faktor vier bis sechs kürzer sind. Die durch Störstellen bedingten Signaltransferverluste können von sonstigen Transferverlustursachen unterschieden werden durch ihre Abhängigkeit von charakteristischen Bedingungen, die die Störstellenbesetzung beeinflussen (s. a. Kap. 9). Zu diesen Bedingungen zählen insbesondere die Betriebstemperatur und die in den Bildzellen generierte Dunkelladungsmenge sowie der Photonenfluß.

Die Signale in den ersten Bildzellen, die aufgrund der minimalen Transferweglänge zur Anode von Ladungstransferverlusten kaum betroffen sind, schwanken um bis zu 10 % zwischen den Kanälen. Diese Kanalabhängigkeit der Signalhöhen hat ihre Ursache in der Zuordnung eines eigenen on-chip-Verstärkers und eines eigenen CAMEX-Vorverstärkerkanales für jeden Transferkanal des pn-CCDs. Denn die einzelnen Transistoren haben leicht unterschiedliche Charakteristiken.

Auch für den unbestrahlten pn-CCD gilt, sowohl die unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren als auch die Ladungstransferverluste müssen korrigiert werden, um eine optimale Energieauflösung des Detektors zu erreichen. Die Verstärkungsfaktoren V_k der einzelnen Kanäle und die zugehörigen CTE-Werte werden dazu aus einer Fitkurve bestimmt, die iterativ an die gemessenen Signalamplituden von monochromatischer Röntgenphotonen bekannter Energie E_X angepaßt wird. Die Verteilung der Amplituden der einzelnen Röntgensignale über den Ort wird dazu in einem sogenannten „Scatterplot“ dargestellt, wie ihn Abb. 35 zeigt. Für die Fitkurve an die Verteilung wird folgender Ansatz verwendet:

$$S_{k,n} = E_X \cdot V_k \cdot \text{CTE}_k^n \quad (k = 0, \dots, 63; \quad n = 0, \dots, 199) \quad (65)$$

$S_{k,n}$ beschreibt die mittlere Signalamplitude der Röntgenphotonen nach n Bildzellentransfers im Transferkanal k . Für die Ladungstransfereffizienz wurde die Annahme gemacht, sie sei für alle Bildzellen innerhalb eines Kanales konstant (bei gegebener Photonenenergie, Temperatur, etc.). Der Verstärkungsfaktor V_k eines Kanales kann aus der mittleren Signalamplitude im ersten Pixel vor der Anode ermittelt werden (mit $\text{CTE}_k^n = 1$ für $n = 0$): $V_k = S_{k,n=0}/E_X$ [adu/eV]. Das Ergebnis eines solchen Fits nach wenigen Iterationen zeigt Abb. 35. Auch beim Auftreten

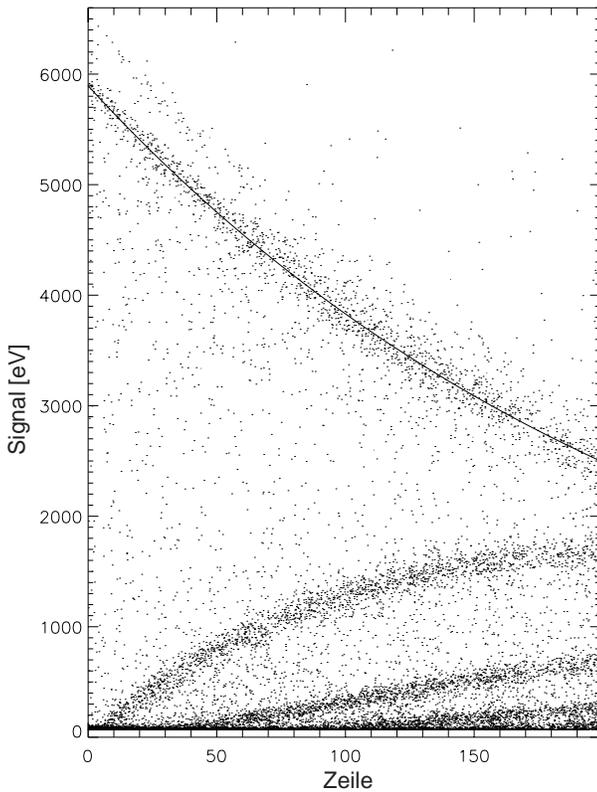


Abbildung 35: Die „Scatterplot“ genannte Darstellung zeigt die gemessenen Signalamplituden der einzelnen Röntgenphotonen in den bestrahlten Kanälen von pn-CCD C9-1-15 als Funktion der Transferweglänge (in Einheiten von Zeilen). Bei der 10-MeV Protonenfluenz von $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ und einer Betriebstemperatur von 141 K liegt der Signaltransferverlust über 3 cm Transferweg bei mehr als 50 %. Als Signalquelle wurde ein Fe^{55} -Präparat verwendet, das zwei monochromatische Linien emittiert bei Energien von 5894 eV (Mn-K_α) und mit schwächerer Intensität bei 6489 eV (Mn-K_β). Infolge der kurzen Emissionszeitkonstante der bestrahlungserzeugten Traps werden die eingefangenen Signalladungen bereits wieder in die unmittelbar dem jeweils signalführendem Pixel nachfolgenden Bildzellen freigegeben. Diese mit zunehmender Anzahl an Bildzellentransfers sich dort ansammelnden Signalverlustelektronen führen zu den zusätzlichen Kurven am unteren Bildrand. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis eines Fits gemäß Gl. (65) an die Signale der Mn-K_α -

Linie, unter der Annahme einer konstanten ortsunabhängigen CTE für alle Bildzellen. Selbst bei den hohen Ladungstransferverlusten von über 50 % über 3 cm Transferweglänge, beschreibt dieses Modell die Messung noch gut.

von außergewöhnlich hohen Gesamtladungstransferverlusten von über 50 %, wie sie in der Abbildung zu sehen sind, werden die Signale der gemessenen Kurve noch gut durch einen einheitlichen CTE-Wert für alle Bildzellen eines Kanales beschrieben.

7.2 Veränderung der Signalamplituden durch Bestrahlung

Keine Veränderung der Signalamplituden konnte festgestellt werden nach den Bestrahlungen mit:

- niederenergetischen Protonen auf die Strahlungseintrittsfensterseite,
- Alpha-Teilchen auf die Strahlungseintrittsfensterseite und
- Röntgenphotonen (einer Fe^{55} -Quelle) auf die Detektorvorderseite.

Ein Vergleich der Ladungstransfereffizienz vor und nach der Alpha-Teilchen- sowie Röntgenphotonenbestrahlung ist in Abb. 36 zu sehen. Nach der Bestrahlung mit Niederenergieprotonen war bis zur höchsten Teilchenfluenz von $1.4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ keine Degradation beobachtet worden. Da die Spektren der niederenergetischen Röntgenlinien Cu-L_α (930 eV) und Cr-L_α (573 eV) keine Veränderung durch die Bestrahlung zeigten, ist insbesondere auch eine Degradation des Strahlungseintrittsfensters, d.h. der Totschicht, auszuschließen [Ke00].

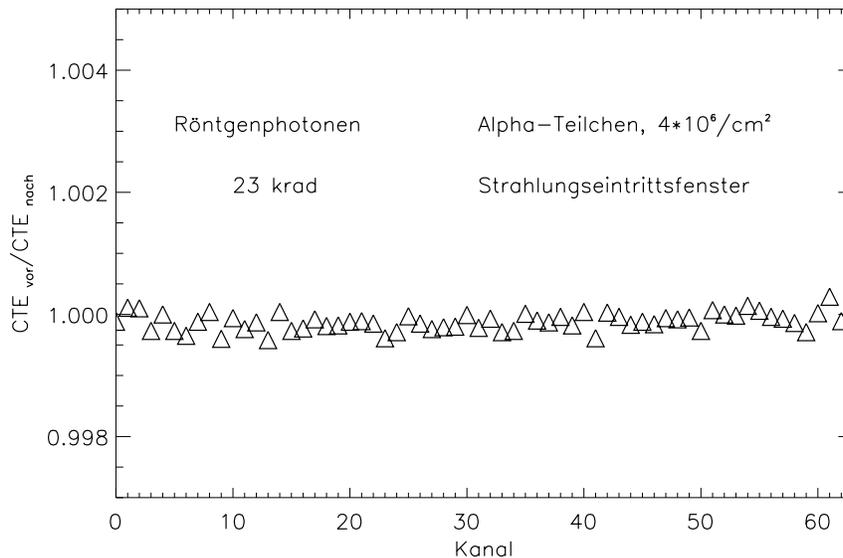


Abbildung 36: Vergleich der CTE vor und nach Bestrahlung mit Röntgenphotonen bzw. mit Alpha-Teilchen auf das Strahlungseintrittsfenster. Dargestellt ist das Verhältnis der gemessenen CTE-Werte vor und nach Bestrahlung für die einzelnen Transferkanäle des CCDs C9-5-8. Bei der linken Hälfte der Kanäle war die strukturierte Vorderseite mit den MIS- und Transferregistern einer Dosis von 23 krad an 6-keV Photonen ausgesetzt worden. Bei der rechten Hälfte der Kanäle war das Strahlungseintrittsfenster mit 5.5-MeV Alpha-Teilchen einer Fluenz von $4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt worden. Die Untersuchung erfolgte mit Si- K_{α} -Photonen (1739 eV) bei einer Temperatur von 140 K. Die Ladungstransfereffizienz zeigt keine systematische Änderung ($\ll 0.1\%$) durch die Bestrahlungen.

Im Unterschied dazu wurde ein stärker ausgeprägter Abfall der Signalamplituden mit zunehmender Entfernung von der Anode beobachtet nach:

- 10-MeV Protonenbestrahlung und
- Alpha-Teilchenbestrahlung der CCD-Vorderseite.

Als Folge dieser Bestrahlungsarten degradierte die Ladungstransfereffizienz. Abbildung 37 zeigt den Einfluß von Protonenbestrahlung auf die Signalamplituden der Mn- K_{α} -Linie bei einer Temperatur von 140 K im Vergleich zur ungeschädigten Fläche. Die Fluenz der 10-MeV Protonen betrug dabei $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Der abrupte Übergang in den Signalamplituden zwischen den bestrahlten und den unbestrahlten Kanälen ermöglicht eine genaue Abgrenzung der jeweiligen Bereiche. Die räumliche Ausbreitung der durch Bestrahlung erzeugten Störstellen ist offensichtlich geringer als die Ausdehnung einer Bildzelle von $150 \mu\text{m}$.

Die Ursache für das Auftreten einer Degradation der Ladungstransfereffizienz liegt in der Schädigung des Ladungstransferkanales. Nur bei der 10-MeV Protonenbestrahlung und der Alpha-Teilchenschädigung der CCD-Vorderseite dringen die Teilchen bis zur Transfertiefe vor, so daß dort Störstellen generiert werden können. Bei der Röntgenbestrahlung ist die Energie der Photonen zu gering für die Bildung von Verlagerungsschäden. Ionisationsschäden, wie die positive Aufladung des Isolators der MIS-Strukturen, beeinflussen selbst bei der höchsten Dosis aller Bestrahlungen von 23 krad den Ladungstransfer nicht (vgl. Untersuchungen in Abschnitt 6.1).

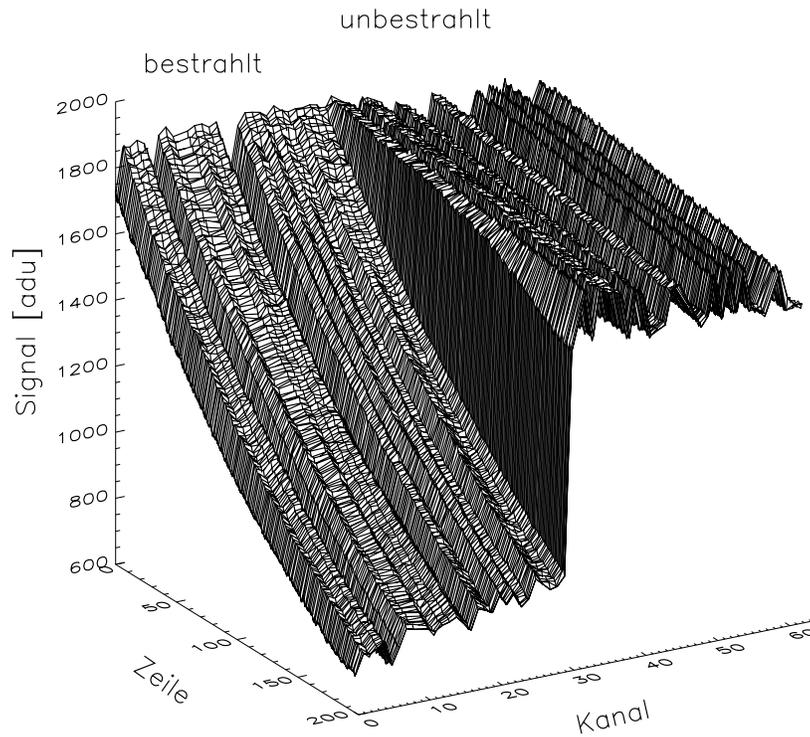


Abbildung 37: Unkorrigierte Mittelwerte der Mn-K $_{\alpha}$ -Signale (5894 eV) pro Bildzelle, gemessen bei einer Temperatur von 140 K über die gesamte Detektorfläche bestehend aus 64 Transferkanälen und 200 Zeilen. Im bestrahlten, linken Kanalbereich fällt die Signalamplitude deutlich schneller mit zunehmender Entfernung von der Anode ab als im abgeschirmten, rechten Detektorbereich. Die abrupte Änderung der Ladungstransferverluste kann von einem auf den nächsten Transferkanal beobachtet werden. Die mit $1.9 \cdot 10^9$ 10-MeV Protonen/cm 2 bestrahlten Kanäle zeigen alle annähernd dieselben Signalverluste. Unterschiede in der Verstärkung der einzelnen Transferkanäle treten gleichwohl im bestrahlten wie unbestrahlten Bereich auf.

Dies verifiziert insbesondere die Strahlenhärte des pn-CCDs gegen die auf Chandra eingetretene Degradation. Denn die „Abbildung“ von Protonen an den Spiegelschalen eines Wolter I-Teleskopes ist, ähnlich wie bei Röntgenphotonen, zu hohen Energien hin begrenzt. Die Beobachtung eines „solar flares“ mit der pn-CCD-Kamera auf XMM zeigte, daß der Protonenfluß durch das Teleskop auf den Detektor oberhalb einer Energie von wenigen hundert keV vernachlässigbar ist [St00]. Die Eindringtiefe von z.B. 300 keV Protonen in Silizium beträgt nur knapp $6 \mu\text{m}$. Ihr zugehöriger NIEL-Wert liegt um den Faktor 25 höher als der von 10-MeV Protonen (vgl. Abb. 14). Bei 100 keV Protonen liegt der entsprechende Faktor um 60 höher, bei 50 keV Protonen sogar um 100 höher. Vorderseiten-beleuchtete CCDs, wie bei Chandra oder auch bei XMM eingesetzt, erfahren durch diese Niederenergieprotonen schwere Gitterschäden in der Signalladungstiefe, die weniger als einen Mikrometer unter dem Strahlungseintrittsfenster liegt. Bei rückseiten-beleuchteten CCDs, wie bei zwei der eingesetzten CCDs auf Chandra oder beim pn-CCD, ist der kritische Transferkanal gegen die einfallenden niederenergetischen Protonen durch fast die gesamte Chipdicke gut abgeschirmt. Beim pn-CCD ist diese „Abschirmlänge“ mit knapp $300 \mu\text{m}$ allerdings noch um eine Größenordnung höher als bei den abgedünnten rückseiten-beleuchteten MOS-CCDs.

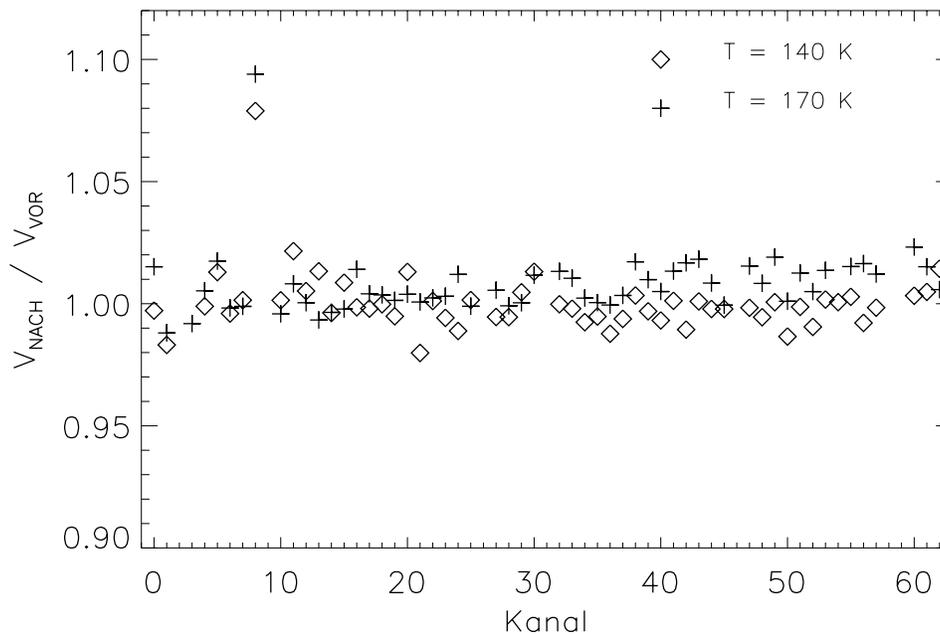


Abbildung 38: Einfluß einer 10-MeV Protonenbestrahlung von $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ auf die Kanalverstärkung. Dargestellt ist das Verhältnis der Kanalverstärkungsfaktoren V_k nach und vor Bestrahlung für die einzelnen Kanäle. Die Untersuchung erfolgte bei zwei verschiedenen Temperaturen von 140 K und 170 K, jeweils mit den Signalamplituden der Mn- K_α -Linie. Ein Vergleich der bestrahlten Kanäle 1 - 31 mit den restlichen abgeschirmten Kanälen zeigt, daß es keine generellen systematischen Veränderungen in der Verstärkung gibt. Lediglich bei einem der bestrahlten Kanäle (Kanal 8) findet man eine Erhöhung der Verstärkung ($< 10\%$), die wahrscheinlich durch eine höhere Empfindlichkeit dieses Kanales auf die nach Bestrahlung erfolgte Spannungsoptimierung begründet ist.

Hinsichtlich der Signalverstärkung zeigte die Analyse vor und nach Bestrahlung keine signifikanten Unterschiede, in Übereinstimmung mit der statischen Vermessung der Transistorkennlinien (vgl. Abschnitt 6.2). Aus Abb. 38 ist ersichtlich, daß die Fluktuationen der Verstärkungsfaktoren innerhalb des Bereiches von $\pm 3\%$ liegen, sowohl für den mit $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ 10-MeV Protonen bestrahlten, als auch für den unbestrahlten Bereich von CCD C9-1-15. Die Bestrahlung zeigte weder bei einer Temperatur von 140 K, noch bei 170 K eine nennenswerte Auswirkung auf die Verstärkung. Lediglich ein einzelner Kanal im bestrahlten Bereich zeigt eine Erhöhung der Verstärkung um knapp 10%. Dieser Effekt kann durch die nach Bestrahlung erfolgte Spannungsoptimierung begründet sein, die eine lokal unterschiedliche Auswirkung zeigt.

7.3 Bildzellendefekte

Ist bei einer Bildzelle systematisch die Energieauflösung der Signale stark beeinträchtigt, so spricht man von Bildzellendefekt. Grundsätzlich wird zwischen folgenden Arten von allgemein bekannten Bildzellendefekten unterschieden:

- „Verrauschte“ Pixel treten meist als Folge eines hohen lokalen Dunkelstromes auf. In Abhängigkeit von der Höhe der gesammelten Bildzellendunkelladung ist die Energie-

auffösung der Signale in dieser Bildzelle verschlechtert.

- „Helle“ Pixel treten auf, wenn der Dunkelstrom so hoch ist, daß das Bildzellensignal den dynamischen Bereich des Analog-Digital-Wandlers übersteigt. Bei sehr starken Generationszentren werden die übrigen Bildzellen des Transferkanales „verrauscht“ infolge des lokalen Dunkelstromes, der zur Signalladungsmenge fließt während ihres Transfers (Dauer etwa $23 \mu\text{s}$) durch das helle Pixel.
- „Dunkle“ Pixel erlauben keine Speicherung von Signalladungen. Je nach der Geschwindigkeit, mit der die Ladungen aus dem Speicherpotential der dunklen Bildzelle in den Substratkontakt abfließen, sind auch die Signalamplituden der nachfolgenden Bildzellen im Transferkanal mehr oder weniger verringert.
- „Flickering“ Pixel treten in unregelmäßigen Zeitabschnitten in Erscheinung, während denen kontinuierlich eine bestimmte Ladungsmenge freigesetzt wird. Die Höhe der jeweiligen Ladungsmenge ist dabei je nach Pixel unterschiedlich. Ihre genaue Ursache ist noch nicht bekannt, beruht aber vermutlich auf Störstellen.

Verrauschte, helle und flickering Pixel erkennt man bereits bei einer Dunkelmessung; dunkle Pixel erst mit einer Röntgenquelle.

Wie bereits in den Abschnitten 6.3 und 6.4 untersucht, war nach Bestrahlung die mittlere Dunkelladung und das Rauschen pro Bildzelle unterhalb von 200 K nicht wesentlich angestiegen. Auch einzelne Bildzellen zeigten keine signifikante Dunkelladung- oder Rauscherhöhung infolge von Bestrahlung. Die z.B. in Abb. 29 dargestellten Ergebnisse der Untersuchungen weisen mit Ausnahme von bereits bekannten Bildzellendefekten auf keine neuen bestrahlungsbedingten verrauschten oder hellen Pixel hin.

Mit den einzelnen pn-CCDs wurden zahlreiche spektroskopische Messungen durchgeführt bei vollständiger Ausleuchtung der Detektorfläche. Dabei konnten nach den Bestrahlungen keine (neuen) dunklen Pixel festgestellt werden.

Das Auftreten von flickering Pixel wurde sowohl bei den Dunkelbildern als auch bei den spektroskopischen Messungen untersucht. Im Rahmen der begrenzten Statistik der Datennahme, die typischerweise etwa hundert Einzelmessungen pro CCD betrug, konnte nach der Bestrahlung keine Erzeugung von flickering Pixel nachgewiesen werden. Eine Einzelmessung war dabei aus Speicherplatzgründen auf jeweils mehrere hundert bis einige tausend Bilder zu je 80 ms Dauer begrenzt. Ein einzelnes Bild umfaßt dabei eine Anzahl von 3840 bzw. 12800 Bildzelleninhalten, je nachdem, ob es sich um einen Prototyp- bzw. Flugtyp-CCD handelt.

7.4 Ladungstransferverluste nach Bestrahlung

Die Erhöhung der Signalverluste beim Ladungstransfer stellt die einzige gravierende Degradation des pn-CCD-Detektors nach Teilchenbestrahlung dar. Die Dunkelstromerhöhung ist im Vergleich dazu von geringer Bedeutung, da sie sich erst bei relativ hohen Temperaturen ($> 190 \text{ K}$) auswirkt, außerhalb des vorgesehenen Betriebstemperaturbereiches der Kamera auf XMM. Die CTE wird im folgenden systematisch studiert in Abhängigkeit der sie beeinflussenden Parameter.

7.4.1 Abhängigkeit der CTE von Betriebsspannungen

Die Wahl der Betriebsspannungen des pn-CCDs beeinflusst die Ladungstransfereffizienz der Signale. Die Verstärkung variierte dabei um weniger als 10 % bei den verschiedenen Einstellungen zur Optimierung der Energieauflösung. Die besten CTE-Werte ohne Verschlechterung des Signal-zu-Rauschverhältnisses wurden erreicht für Rückkontaktspannungen um -200 V, MIS-Spannungswerten zwischen -10 V und -20 V sowie Taktregisterspannungen, die innerhalb des Bereiches zwischen -12 V und -23 V geschaltet wurden und deren Amplituden etwa 8 V hoch waren.

RK [V]	MIS [V]	unbestrahlt		bestrahlt	
		$\langle \text{CTE}_k \rangle$	$\langle S_{k,0} [\text{adu}] \rangle$	$\langle \text{CTE}_k \rangle$	$\langle S_{k,0} [\text{adu}] \rangle$
-120	0	0.999162	1447	0.997488	1491
-150	0	0.999310	1500	0.997883	1538
-150	-5	0.999368	1502	0.997891	1541
-150	-10	0.999424	1502	0.998026	1541
-150	-15	0.999478	1507	0.998140	1541
-150	-20	0.999649	1501	0.998381	1539
-150	-25	0.999603	1542	0.998340	1565
-180	0	0.999459	1530	0.998065	1561
-200	-5	0.999535	1538	0.998257	1561
-200	-10	0.999581	1542	0.998377	1564
-200	-20	0.999684	1542	0.998675	1564
-210	0	0.999513	1545	0.998199	1565
-240	0	0.999512	1551	0.998008	1590

Tabelle 11: Abhängigkeit der mittleren CTE und Signalhöhen (Verstärkung) von der Rückkontaktspannung (RK) und der MIS-Spannung (MIS) für die unbestrahlten sowie für die mit $6.1 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$ bestrahlten Kanäle des CCD C9-1-17. Die Werte wurden bestimmt für die Signale der Mn- K_α -Linie bei einer Betriebstemperatur von 150 K. Die CTE-Werte der bestrahlten und der unbestrahlten Kanäle hängen gleichermaßen von der Rückkontakt- und MIS-Spannung ab, d.h. eine Spannungsoptimierung bewirkt i.a. für alle Kanäle eine CTE-Verbesserung. Die beste CTE ergab sich bei einer Rückkontaktspannung von etwa -200 V und einer MIS-Spannung von -20 V. Eine weitere Erhöhung dieser beiden Spannungen bewirkte keine Verbesserung der CTE mehr, sondern führte zu Instabilitäten und erhöht das Risiko eines Spannungsdurchbruches. In der obigen Auflistung nicht enthalten ist die Abhängigkeit von der Taktregisterspannungsamplitude. Ihre Erhöhung von 6 V auf 8 V führte zu einer Verbesserung der CTE um $5 \cdot 10^{-5}$ für alle Kanäle. Bei einer weiteren Erhöhung dieser Spannungsamplitude brachen die Signalhöhen zusammen. Bei diesem CCD wurden für die Messungen nach Bestrahlung folgende Betriebsspannungen verwendet: Rückkontaktspannung = -200 V, MIS-Spannung = -20 V und Taktregisterspannungsamplitude = 8 V.

Betragsmäßig deutlich kleinere Spannungen an diesen Kontakten führten zu niedrigeren CTE-Werten. Bei betragsmäßig höheren Werten für diese Spannungen traten zeitliche Instabilitäten auf oder die Amplituden der Signale brachen (lokal) ein auf dem CCD. Die als optimal

ermittelten Betriebsspannungen brachten für die bestrahlten Kanäle eine deutliche Verbesserung der CTE, aber auch für die unbestrahlten Bereiche wurden die Ladungstransferverluste verringert. Die hinsichtlich der Ladungstransferverluste optimale Betriebsspannung hängt damit nicht von der Bestrahlung ab. Jedoch sind die Unterschiede vor Bestrahlung teilweise nicht signifikant, so daß der Auswahlbereich für die optimalen Betriebsspannungen größer ist. Aus diesem Grund waren vor Bestrahlung i.a. andere Betriebsspannungen verwendet worden. In den Tabellen 11 und 12 sind die Abhängigkeiten der CTE und der Verstärkung von den Betriebsspannungen zusammengefaßt für zwei der bestrahlten pn-CCDs.

RK	MIS	$\Delta\varphi$	unbestrahlt		bestrahlt	
			$\langle \text{CTE}_k \rangle$	$\langle S_{k,0} [\text{adu}] \rangle$	$\langle \text{CTE}_k \rangle$	$\langle S_{k,0} [\text{adu}] \rangle$
-150	0	6	0.999310	1788	0.993803	1803
-175	0	6	0.999416	1794	0.993936	1809
-200	0	6	0.999496	1789	0.994194	1802
-200	-5	6	0.999526	1786	0.994705	1798
-200	-10	6	0.999569	1787	0.995084	1790
-200	-15	6	0.999649	1783	0.995401	1789
-200	-20	6	0.999722	1788	0.995633	1793
-200	-15	7	0.999621	1777	0.995336	1786
-200	0	8	0.999555	1689	0.995139	1692
-200	-20	8	0.999670	1761	0.995663	1782
-200	-20	10	0.999645	1788	0.995664	1801

Tabelle 12: Auswirkung der Spannungsoptimierung bei pn-CCD C9-1-15 hinsichtlich CTE und Verstärkung (Mittelwerte). Der Einfluß der Rückkontaktspannung (RK), der MIS-Spannung (MIS) sowie der Taktregisterspannungsamplitude ($\Delta\varphi$) auf die unbestrahlten Kanäle und die mit $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^2$ 10-MeV Protonen bestrahlten Kanäle ist dargestellt für die Signale der Mn- K_α -Linie bei einer Betriebstemperatur von 140 K. Die CTE-Werte der bestrahlten und der unbestrahlten Kanäle werden gleichermaßen von den Spannungsänderungen an Rückkontakt und MIS-Kontakt beeinflusst. Der Einfluß der Taktregisterspannungsamplitude ist relativ klein. Obwohl eine MIS-Spannung von -20 V die CTE verbessert, führt diese extremale Spannungseinstellung zu Instabilitäten in den Signalen und damit zur Verschlechterung der Energieauflösung. Für die Messungen nach Bestrahlung wurden folgende Betriebsspannungen verwendet: Rückkontaktspannung = -200 V, MIS-Spannung = -15 V und Taktregisterspannungsamplitude = 7 V.

In Tabelle 13 sind die nach der Bestrahlung für die einzelnen Bauelemente verwendeten Betriebsspannungen aufgelistet, mit denen sowohl eine gute CTE als auch ein stabiler und rauscharmer Detektorbetrieb erreicht wurde.

Die Wirkung der drei relevanten Spannungen, Rückkontaktspannung, MIS-Spannung und Taktregisterspannungsamplitude, auf die CTE kann wie folgt verstanden werden:

Je negativer die Rückkontaktspannung ist, desto stärker ist die Krümmung des Potentialverlaufes in die Tiefe bei ihrem Scheitel, wo die Elektronen gespeichert werden (vgl. Abb. 2). Dadurch wird der Speicherbereich kleiner, in dem sich die Signalelektronen aufhalten, so daß mit der Anzahl der potentiellen Störstellen für Elektroneneinfang auch die

CCD	RK [V]	MIS [V]	$\Delta\varphi$ [V]
Protonenbestrahlung von Prototyp-pn-CCDs			
C6-21-12	-220	-10	7
C6-21-3:	-230	-20	8
C6-28-3:	-130	-10	8
C6-23-12:	-150	-10	8
Protonenbestrahlung von Flugtyp-pn-CCDs			
C9-1-17:	-200	-20	8
C9-1-15:	-200	-15	7
C8-5-9:	-200	-15	7
α -Teilchenbestrahlung von Flugtyp-pn-CCDs			
C8-4-10:	-200	-15	8
C9-6-15:	-200	-10	8
C9-6-17:	-180	0	8

Tabelle 13: Betriebsspannungen der strahlengeschädigten pn-CCDs, mit denen die Detektoreigenschaften nach Bestrahlung bestimmt wurden. Bei pn-CCD C9-6-17 wurde während seiner Langzeitbestrahlung zum Studium der Abhängigkeit der CTE von der Teilchenfluenz die MIS-Betriebsspannung nicht optimiert.

Einfangwahrscheinlichkeit für ein Signalelektron abnimmt. Dies wirkt sich ähnlich aus wie die bei den Flugtyp-CCDs vorgenommene Verengung der Transferkanalbreite durch eine zusätzliche Phosphor-Implantation. Zudem wird durch eine negativere Rückkontaktspannung das Potentialmaximum, d.h. die Ebene des Ladungstransfers, weg vom Übergangsbereich Epitaxieschicht - hochohmiges Substrat tiefer hinein in die Epitaxieschicht verlagert. Da die Störstellendichte im Übergangsbereich besonders hoch ist, führt eine weiter davon entfernte Ladungstransfertiefe zu geringeren Verlusten. Bei zu negativen Rückkontaktspannungen werden jedoch am Rand der p^+ -Implantation kritische Feldstärken erreicht, bei denen Avalanche-Durchbrüche auftreten.

Die an den MIS-Teststrukturen gemessene geringe Verschiebung der Flachbandspannung durch die Teilchenbestrahlungen (s. Abschnitt 6.1) zeigt, daß die positive Aufladung in der Isolatorschicht bei den niedrigen Fluenzen schon mit einer MIS-Spannung von -0.1 V kompensiert wäre. Bei den hohen Bestrahlungsfluenzen sind dafür -5 V bis -10 V nötig. Die Ladungstransfereffizienz erhöht sich aber auch für die unbestrahlten Kanäle bei Absenkung des Potentials am MIS-Kontakt von null Volt auf negative Spannungswerte von bis zu -20 V. Die Ursache dafür liegt in der Änderung des Potentialverlaufes unter den MIS-Strukturen in die Tiefe, resultierend aus dem Übergang von Akkumulation zu Depletion. Dadurch fließen an der Oberfläche generierte Elektronen (teilweise) statt in den n-Substratkontakt nun in die Tiefe der Speicherebene des Detektors ab. Aufgrund der tiefen Betriebstemperatur und kurzen Zykluszeit ist die Zahl dieser zusätzlich in den Potentialtöpfen der Bildzellen gesammelten Elektronen relativ gering. Somit wird die Besetzungsdichte der Traps erhöht, ohne daß das Dunkelstromrauschen nennenswert ansteigt. Beträgsmäßig noch höhere, negative MIS-Spannungen

führen schließlich zur Ausbildung einer Inversionsschicht unter dem MIS-Kontakt, so daß ein Kurzschluß zwischen den auf unterschiedlichem Potential liegenden p^+ -Registern auftritt und das elektrische Transferfeld zusammenbricht. Abgesehen davon würde letztlich bei einer im Vergleich zu den Taktregistern deutlich negativeren MIS-Spannung der Ladungstransfer auch durch die Ausbildung einer Potentialbarriere zwischen den Taktregistern beeinträchtigt (vgl. Abb. 11, die den gegenteiligen Fall einer relativ positiven MIS-Spannung zeigt, die eine attraktive Potentialsenke zwischen den Transferregistern φ_2 und φ_3 bewirkt).

Von der Modellvorstellung ist der Einfluß der Taktregisterspannungsdifferenz $\Delta\varphi$ folgendermaßen zu verstehen. Die Potentialdifferenz zwischen den benachbarten Taktregistern beeinflußt die Form des Speicherpotentials. Bei höherer Spannungsamplitude wird die Elektronenverteilung in Transferrichtung stärker begrenzt. Entsprechend der geringeren Zahl relevanter Traps im Speichervolumen, steigt die CTE an. Ferner bestimmt die Amplitude auch das elektrische Transferfeld, in dem die Ladungen vom alten zum neuen Speicherort driften. Ein stärkeres Driftfeld verringert die Einfangwahrscheinlichkeit von Elektronen in Traps aufgrund der höheren Transfergeschwindigkeit ebenso wie den Effekt evtl. vorhandener kleiner Potentialtaschen. Schließlich unterstützt das hohe elektrische Feld von bis zu mehreren kV/cm die Emission eingefangener Elektronen aus Traps (Poole-Frenkel-Effekt [La89]). Andererseits aber wurde die Erhöhung der Taktregisterspannungsdifferenz durch Absenken der negativeren Taktregisterspannung durchgeführt, wodurch die Ladungstransfertiefe erhöht wird. Ihre Verlagerung näher zur störstellenreichen Grenzfläche Epitaxieschicht - hochohmiges Substrat bewirkt eine Erhöhung der Transferverluste (gegenläufig zur Erhöhung des Betrages der Rückkontaktspannung). Diese sich teilweise kompensierenden Effekte erklären, warum im Experiment keine einheitlichen Auswirkungen der Taktregisterspannungsdifferenz auf die CTE beobachtet wurden. Bei hohen Taktregisterspannungsamplituden von etwa 10 V brachen die Signalamplituden zusammen. Die Ursache dafür sind Spannungsdurchbrüche („punch-through“) zwischen benachbarten p^+ -Taktregisterstreifen, deren Abstand nur 6 μm beträgt.

Die durchgeführten Spannungsvariationen zur Optimierung des Detektorbetriebes nach Bestrahlung zeigten, daß betragsmäßig möglichst hohe Spannungen an Rückkontakt und MIS-Kontakt tendenziell zu einer besseren Ladungstransfereffizienz führen. Die einzelnen pn-CCDs weisen aber etwas unterschiedliche Grenzwerte auf, bei denen der Betrieb instabil wird. Für die pn-CCD-Kamera auf dem XMM-Satelliten wurden deshalb die für die Optimierung relevanten Betriebsspannungen über den gesamten in Betracht kommenden Bereich veränderlich gemacht. Sie können in Volt-Schritten per Telekommando im Bedarfsfall verändert werden. So kann im Orbit nach dem Auftreten von Strahlenschäden eine optimale Anpassung der Betriebsspannungen vorgenommen werden.

7.4.2 Abhängigkeit der CTE von der Temperatur

Die Emissionszeit der in Störstellen eingefangenen Elektronen hängt nach Gl. (32) stark von der Temperatur ab. Der Anteil der Ladungsverluste, der störstellenbedingt ist, muß demzufolge entsprechend mit der Temperatur variieren. Durch die Wahl einer geeigneten Betriebstemperatur kann man diesen Anteil der Signalverluste minimieren. Für diese Untersuchung wurde die Ladungstransferineffizienz der einzelnen pn-CCDs über einen weiten Temperaturbereich von etwa 70 K bis zu 230 K gemessen. Die Temperaturbestimmung des pn-CCDs erfolgte, wie bereits bei den Dunkelstrommessungen, mittels einer auf dem Chip integrierten kalibrierten pn-Diode (s. Abschnitt 2.3). Abb. 39 zeigt die Ergebnisse der Temperaturscans

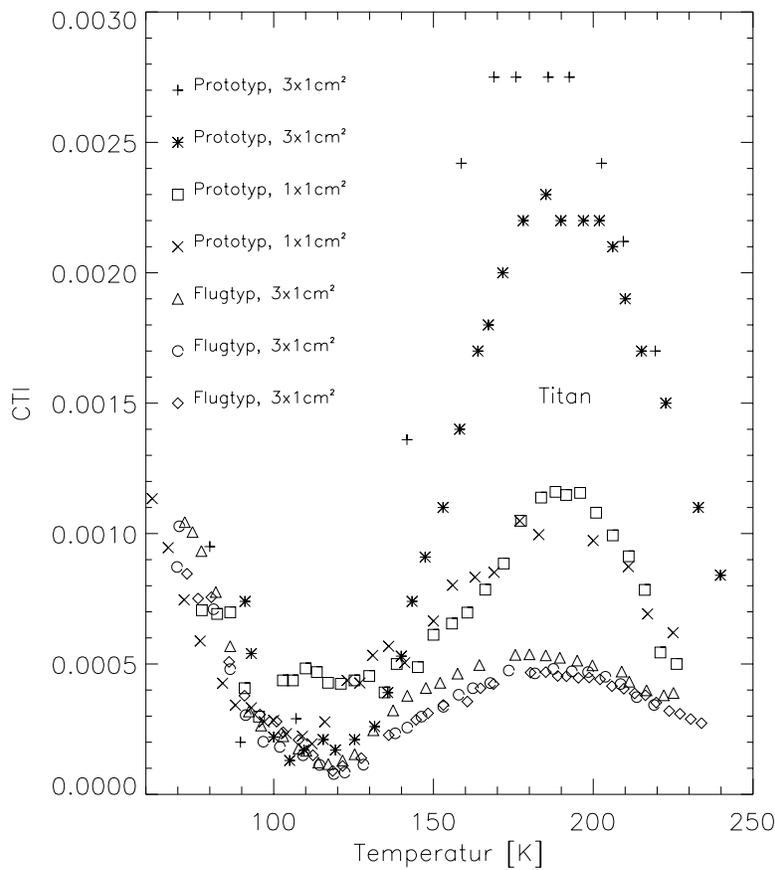


Abbildung 39: Ladungstransferverluste für verschiedene pn-CCDs vor Bestrahlung bzw. deren unbestrahlte Kanalbereiche. Die CTI wurde für die Mn-K_α-Linie bestimmt. Allen pn-CCDs gemeinsam sind die maximalen Ladungstransferverluste bei etwa 190 K. Ebenso steigen allgemein die Verluste bei sehr tiefen Temperaturen unter 100 K wieder an, näherungsweise gleich für alle pn-CCDs. Die geringsten CTI-Werte findet man zwischen den beiden „peaks“ bei etwa 120 K sowie für relativ hohe Temperaturen oberhalb von 200 K, da durch den thermisch generierten Dunkelstrom der Besetzungsgrad der Störstellen bereits relativ hoch ist.

für die unbestrahlten Prototyp- und Flugtyp-CCDs. Die geringsten Ladungstransferverluste werden für eine Temperatur um 120 K erzielt. In diesem CTI-Minimum überlappen sich die Ausläufer zweier lokaler CTI-Maxima. Das höhere liegt bei einer Temperatur von 190 K, während das schwächere unterhalb von 70 K und somit auch weit außerhalb des für den Betrieb auf XMM möglichen Bereiches liegt. Die niedrigsten CTI-Werte von $1 \cdot 10^{-4}$ im Temperaturscan stellen die max. Obergrenze für die nicht-störstellenbedingten Ladungsverluste dar (durch Potentialtaschen o. ä.), da diese keine derartige Temperaturabhängigkeit zeigen.

Die hohen Ladungstransferverluste im Temperaturbereich um 190 K konnten auf Titan-Traps zurückgeführt werden [Kr00,1]. Diese Fremdatom-Störstellen sind die Folge einer systematischen Verunreinigung beim Wachstumsprozeß der Epitaxieschicht. Am CTI-Maximum, bedingt durch die Titan-Störstelle, können am deutlichsten die Unterschiede in den Ladungstransferverlusten zwischen den verschiedenen pn-CCD-Typen beobachtet werden. Die höchsten Verluste findet man für die Prototyp-CCDs mit 200 Bildzellen pro Kanal. Die beiden bis auf die Bildzellenanzahl dazu identischen Prototyp-CCDs, mit nur 60 Pixeln

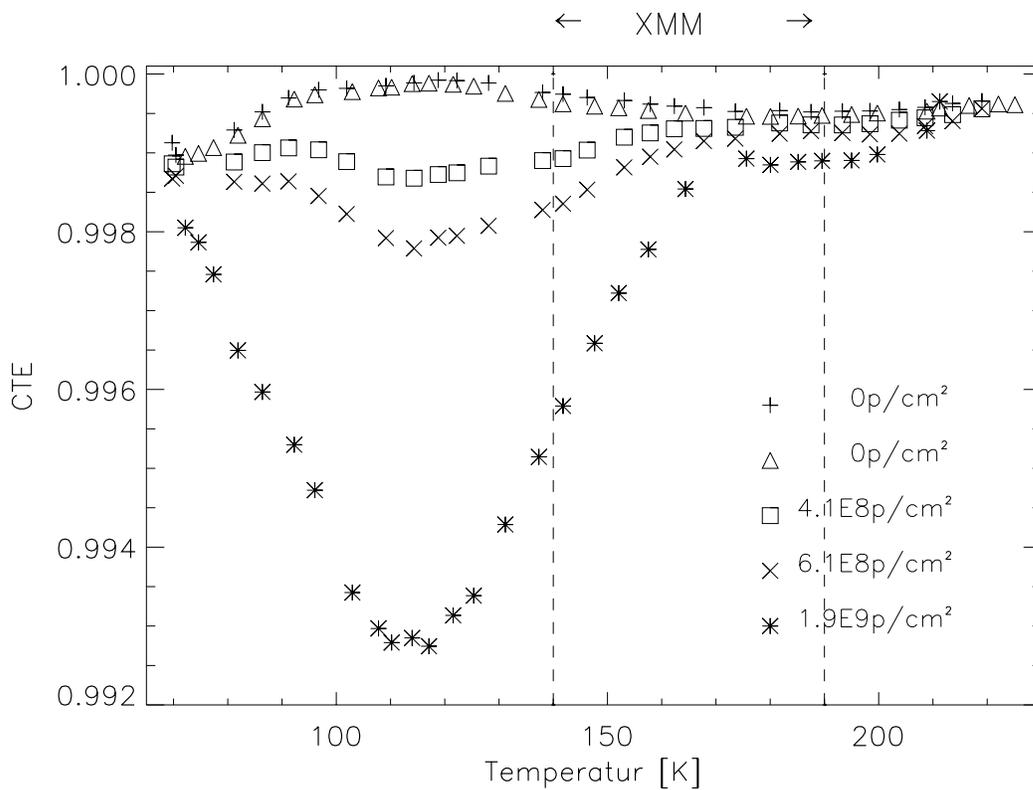


Abbildung 40: Vergleich der Ladungstransfereffizienz zwischen bestrahlten und unbestrahlten pn-CCD-Bereichen in Abhängigkeit von der Temperatur. Dargestellt sind die für die beiden Flugtyp-CCDs C9-1-17 und C9-1-15 gemessenen CTE-Werte der Mn- K_{α} -Linie. Die Temperatur von etwa 120 K, bei der die beste CTE für die unbestrahlten pn-CCDs ermittelt wurde, zeigt die höchste Empfindlichkeit auf Strahlenschäden. Zugleich ersieht man daraus, daß vor Teilchenbestrahlung keine signifikante Konzentration derartigen Störstellen vorhanden war. Die temperaturabhängige Degradation steigt kontinuierlich mit der Protonenfluenz an.

pro Kanal, zeigen nur etwa halb so hohe Verluste. Die Ursache dafür liegt in der höheren mittleren Anzahl an Dunkelstromelektronen pro Pixel, die zu einer Verringerung der Konzentration unbesetzter Störstellen führt (s. Abb. 26, Abschnitt 6.3.3). Die Flugtyp-CCDs zeigen die niedrigsten CTI-Werte. Sie liegen bei etwa 40 % der Kurzkanal-Prototypen und bei etwa 20 % der Prototypen mit gleicher Geometrie. Die verbesserten CTI-Werte sind eine Folge der Transferkanalverengung in Schieberichtung. Das Speicherpotential wurde durch eine zusätzliche schmale Phosphorimplantation im Scheitel verjüngt, wodurch die Elektronenverteilung stärker begrenzt wird. Da entsprechend der stärkeren Begrenzung der räumlichen Ausdehnung der Elektronen auch die Anzahl der Traps verringert wird, die Signalladungen einfangen können, nehmen die Ladungstransferverluste ab.

Die Änderung der Ladungstransfereffizienz durch Bestrahlung zeigt eine andere, aber ebenfalls starke Abhängigkeit von der Betriebstemperatur. Im Temperaturbereich um 120 K, bei der die beste CTE vor Bestrahlung gemessen wurde, findet man die höchste Empfindlichkeit auf Strahlenschäden durch Teilchen. Die bestrahlungsbedingte Abnahme der CTE in Abhängigkeit der Temperatur zeigt Abb. 40. Der für die starke Degradation verantwortliche Trap-Typ ist offensichtlich in unbestrahlten Bauelementen nicht vorhanden und wird erst durch die Teilchenbestrahlung gebildet. Er konnte durch verschiedene in Kapitel 10 erläuterte Analysemethoden als A-Zentrum (Sauerstoff-Gitterleerstellen-Defekt) identifiziert werden.

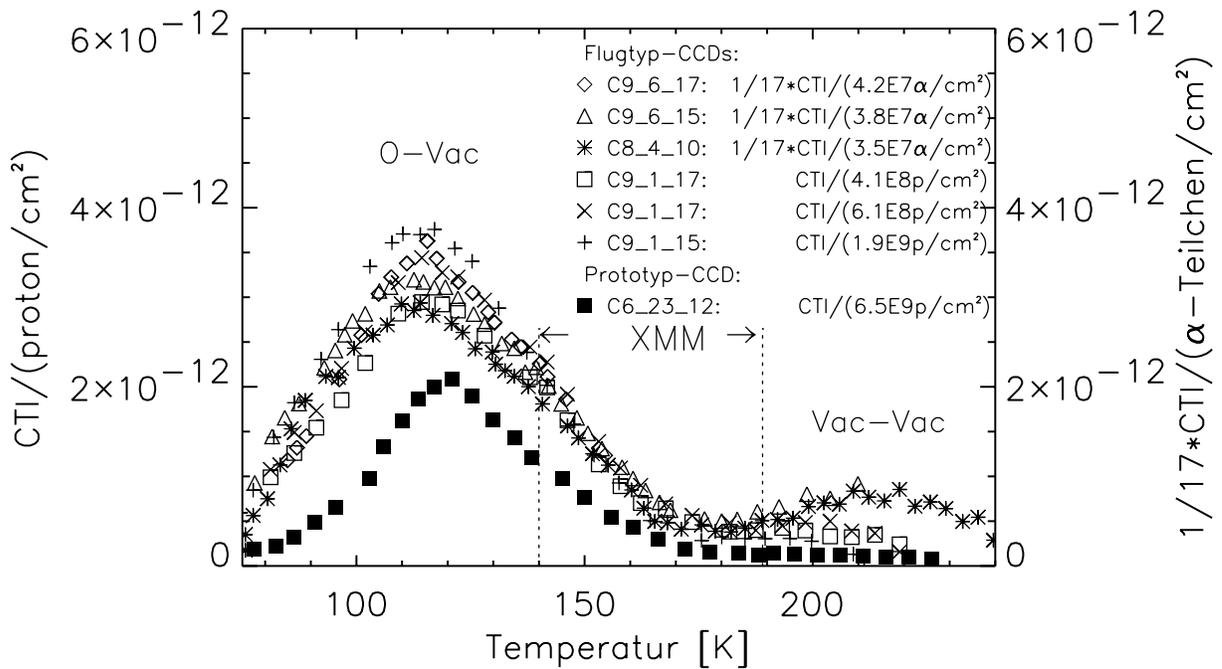


Abbildung 41: Zunahme der Ladungstransferineffizienz von Mn- K_{α} -Photonen pro Teilchenfluenz der Flugtyp- und eines Prototyp-CCDs nach 10-MeV Protonen- und 5.5-MeV Alpha-Teilchenbestrahlungen. Das CTI-Maximum bei einer Temperatur von etwa 115 K wird durch die temperaturabhängigen Einfang- und Emissionsprozesse der Signalelektronen in die bzw. aus den durch Bestrahlung erzeugten A-Zentren (O-Vac) verursacht. Das flachere Maximum, das bei höheren Temperaturen nach Alpha-Teilchenbestrahlung auftritt, ist wahrscheinlich eine Folge der Erzeugung von Doppelgitterleerstellen (Vac-Vac). Ein 5.5-MeV α -Teilchen erzeugt 17 mal höhere Ladungstransferverluste durch A-Zentren als ein 10-MeV Proton, wie die entsprechend normierten Kurven in obiger Abbildung zeigen. Dieser Unterschied fällt für die von den Doppelgitterleerstellen verursachten Ladungstransferverluste beträchtlich höher aus. Der protonenbestrahlte Prototyp pn-CCD C6-23-12 mit einem 60 Bildzellen langen Transferkanal (dargestellt durch schwarze Quadrate) hatte kleinere Ladungstransferverluste erlitten trotz seines breiteren Transferkanales verglichen mit dem der Flugtyp-CCDs. Dies führt zu der Schlußfolgerung, daß die A-Zentren-Generationswahrscheinlichkeit für die Flugtyp-CCDs höher ist als für die Prototyp-Detektoren als Folge einer höheren Sauerstoffkonzentration des Siliziumausgangsmaterials (s. Abschnitt 7.4.7).

Nun soll die Änderung der Ladungstransferverluste bei den verschiedenen Bestrahlungen verglichen werden. Für Protonenbestrahlungen findet man eine gute Übereinstimmung der gemessenen CTI-Zunahme pro Teilchenfluenz für die untersuchten Flugtyp-pn-CCDs C9-1-17 und C9-1-15 bei den verschiedenen Bestrahlungsfluenzen (s. Abb. 41). Die gemessenen Werte liegen je nach Temperatur zwischen $2 \cdot 10^{-13} p^{-1}cm^2$ und $4 \cdot 10^{-12} p^{-1}cm^2$. Lediglich am oberen Ende des Meßbereiches treten größere Abweichungen in den Werten der einzelnen CCDs auf. Dies ist durch den für die einzelnen Bauelemente unterschiedlich hohen thermischen Generationsstrom zu verstehen, der den Besetzungsgrad der Traps entsprechend verschieden erhöht. Auch nach Schädigung durch α -Teilchen zeigt ein Vergleich der CTI pro Teilchenfluenz eine gute Übereinstimmung für die verschiedenen CCDs der Fabrikationsreihen C8 und C9 (C9-6-17, C9-6-15, C8-4-10). Aus Abb. 41 ist ersichtlich, daß die gemessenen Werte je nach Temperatur zwischen $3 \cdot 10^{-12} (\alpha\text{-Teilchen})^{-1}cm^2$ und $7 \cdot 10^{-11} (\alpha\text{-Teilchen})^{-1}cm^2$ liegen. Die Signaltransferverluste durch A-Zentren im Temperaturbereich um 120 K dominieren wie bei

der Schädigung durch Protonen die bestrahlungsbedingten Verluste. Daneben tritt oberhalb von 200 K ein zweites Maximum auf. Es ist durch einen weiteren Trap-Typ verursacht, wahrscheinlich eine Doppelgitterleerstelle. Die Diskussion dazu wird in Kap. 10 geführt.

Vergleicht man die Schädigung durch 10-MeV Protonen mit der durch 5.5-MeV α -Teilchen, so findet man einen um Faktor 17 höheren CTI-Anstieg pro Alpha-Teilchen/cm² hinsichtlich der Ladungstransferverluste durch das A-Zentrum. Da die CTI proportional zur Störstellenkonzentration ansteigt (s. Abschnitt 7.4.4 und Abb. 44), bedeutet das, daß ein 5.5-MeV α -Teilchen 17 mal mehr A-Zentren in Bereich des Transferkanals erzeugt als ein 10-MeV Proton. Dieses Verhältnis ist etwas kleiner als das Verhältnis der NIEL-Werte in der Ladungstransfertiefe, das 26 beträgt (s. Abschnitt 5.3).

Für die zweite durch Bestrahlung generierte Störstelle ist der Unterschied in der Erzeugungswahrscheinlichkeit zwischen Alpha-Teilchen und Protonen hingegen wesentlich höher als Faktor 17, wie man aus Abb. 41 ersehen kann. Eine quantitative Analyse dazu kann nicht mehr sinnvoll durchgeführt werden, da der bestrahlungsabhängige Dunkelstrom die Besetzungsdichte der Doppelgitterleerstelle bei den hohen Temperaturen bereits stark beeinflusst. Die Konzentration der Doppelgitterleerstellen, abgeleitet aus den Ladungstransferverlusten, erscheint dadurch kleiner. Offensichtlich steigt ihre Erzeugungswahrscheinlichkeit an im Vergleich zur A-Zentrenbildung mit zunehmender Dichte der generierten Gitterleerstellen. Diese Abhängigkeit bestätigt eine Interpretation des Traps als Doppelgitterleerstelle.

Auch die bei Prototyp-CCD C6-23-12 nach Bestrahlung mit 7.4-MeV Protonen gemessene verhältnismäßig hohe CTE-Degradation im Temperaturbereich um 190 K weist darauf hin (s. Abb. 42). Der dabei resultierende fast doppelt so hohe NIEL-Wert in der Transfertiefe, wie bei den sonstigen Bestrahlungen mit 10-MeV Protonen, begünstigt die Erzeugung von Doppelgitterleerstellen im Vergleich zu A-Zentren.

Schließlich stellt sich noch die Frage des Einflusses der Temperatur während der Bestrahlung auf die Schädigung. Denkbar wäre beispielsweise ein (teilweises) Ausheilen der aufgetretenen Strahlenschäden bei Zimmertemperatur. Dazu wurde der CCD C9-6-17 im Gegensatz zu den CCDs C9-6-15 und C8-4-10 nicht bei Zimmertemperatur, sondern unterhalb von 170 K, i.a. bei 140 K, bestrahlt. Von der Bestrahlung bis einschließlich zum Analyseexperiment zur Bestimmung der CTI wurde der Detektor fortwährend auf tiefer Temperatur gehalten. Ein Vergleich der in Abb. 41 enthaltenen Auswertungsergebnisse für diesen CCD und die beiden anderen CCDs zeigt, daß die Bestrahlungs- und Lagerungstemperatur keinen Einfluß auf die CTI und damit auf die Störstellenbildung haben. Damit gelten alle experimentellen Ergebnisse für den Detektorbetrieb im Orbit, bei dem die Strahlenschädigung des pn-CCDs bei der Betriebstemperatur des Detektors zwischen 140 K und 190 K stattfindet.

7.4.3 Auswirkungen des Transferzeitschemas auf die CTE

Da nach Bestrahlung der Bauelemente in Experimentreihe II die Ladungstransferverluste beträchtlich angestiegen waren (vgl. Abb. 42), wurde nach Möglichkeiten gesucht die Verluste zu verringern. Die Einfangwahrscheinlichkeit von Signalelektronen in Störstellen ist abhängig von ihrer Verweildauer am Speicherort. Darum sollte eine Verkürzung der Speicherzeiten während der Auslese die CTE sehr effektiv verbessern. Die Zeitkonstante Δt_s , die die Speicherdauer an fünf der sechs Speicherorte pro Bildzelle definiert, ist bestimmt durch ein Drittel der Taktregisterpulsdauer (s. Abb. 10). Diese Pulsdauer konnte von 2.7 μ s auf 300 ns verkürzt werden, wodurch sich die Ladungstransferverluste um bis zu zwei Drittel verringerten (s. Abb. 43).

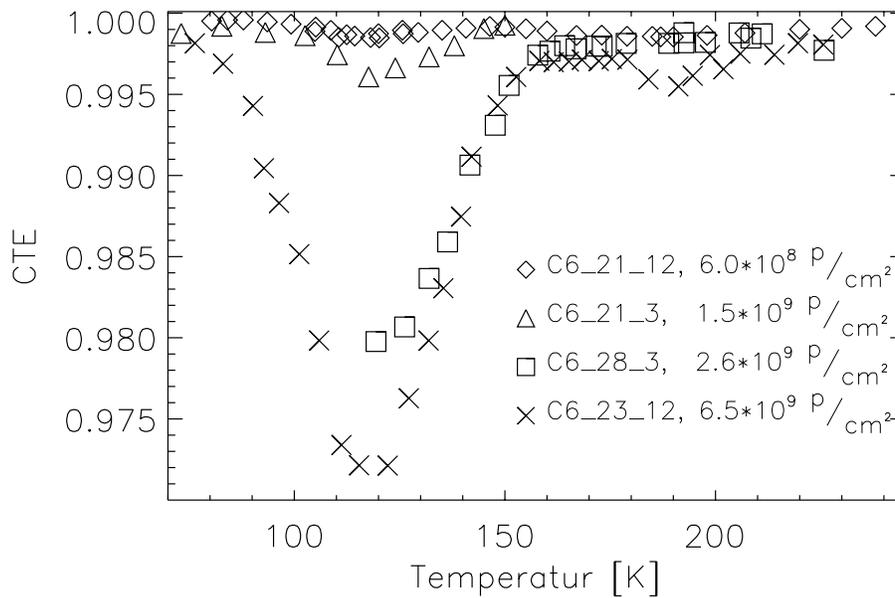


Abbildung 42: Abhängigkeit der CTE von der Temperatur und Protonenfluenz für die vier bestrahlten Prototyp-pn-CCDs vor Speicherdaueroptimierung. Die Protonenfluenzen reichen von $6 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ bis $6.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Die CTE-Werte sinken bis auf 0.972 entsprechend einem Signalladungsverlust von 2.8 % pro Bildzellentransfer. Sie wurden gemessen bei einer Transferpulsdauer von $2.7 \mu\text{s}$ mit Mn- K_{α} -Röntgenphotonen, deren Fluß bei $500 \text{ Photonen}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ lag und einer Zykluszeit von 80 ms. Die stark unterschiedlichen Rückkontaktspannungen sind eine wesentliche Ursache für die hier nicht-linearen CTI-Änderungen mit der Protonenfluenz. Der CCD C6-28-3 hatte beispielsweise die betragsmäßig niedrigste Rückkontaktspannung (vgl. Tabelle 13) und so die höchste CTE-Degradation pro Protonenfluenz.

Diese Speicherzeitoptimierung war im Laufe der Analysen an den bestrahlten Prototyp-CCDs eingeführt worden und wurde beibehalten bei den Messungen an den Flugtyp-CCDs.

7.4.4 CTE Degradation als Funktion der Teilchenfluenz

Die Abhängigkeit der Ladungstransfereffizienz von der Protonenfluenz ist bereits in Abb. 40 dargestellt worden. Die quantitative Analyse der gemessenen Ladungstransferverluste zeigt, daß die CTI-Zunahme pro 10-MeV Protonenfluenz bzw. pro 5.5-MeV Alpha-Teilchenfluenz konstant ist, wie aus den Abb.en 41 und 44 ersichtlich. Die konstante Änderung der CTI pro Fluenz gilt jedoch nur bei gleichen Bedingungen, insbesondere bezüglich Temperatur, Teilchenart und -energie sowie pn-CCD-Typ. Auch sehr unterschiedliche Betriebsspannungen können Abweichungen hervorrufen, wie im Fall der Prototyp-CCDs, die mit stark unterschiedlichen Rückkontaktspannungen betrieben worden waren (s. Tabelle 13 und den Einfluß der Spannungen auf die CTE in Tabelle 11).

7.4.5 Abhängigkeit der CTE vom Photonenfluß

Für die Dauer der Besetzung einer Störstelle kann diese kein neues Signalelektron einfangen. Daher ist es abhängig von der Zeitdauer, bis das nächste Signalladungspaket im Transferkanal den Ort der Störstelle passiert, ob ein erneuter Einfang stattfinden kann.

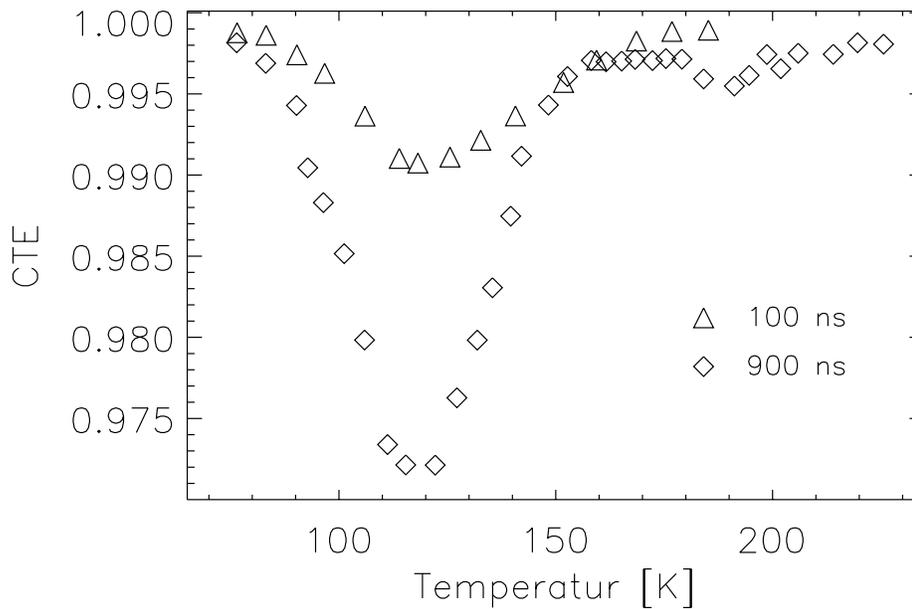


Abbildung 43: Vergleich der CTE für zwei verschiedene Speicherzeitdauern während des Ladungstransfers in Abhängigkeit der Temperatur. Eine Verkürzung der Transferpulsdauer von 2700 ns auf 300 ns resultiert in bis zu 67 % geringeren Ladungstransferverlusten. Denn durch die damit erreichte Verkürzung der Speicherdauer Δt_s von 900 ns auf 100 ns verringert sich die Einfangwahrscheinlichkeit der Signallektronen in Traps an fünf von den sechs Speicherorten pro Bildzelle. Die dargestellten CTE-Werte der Mn- K_α -Linie wurden mit pn-CCD C6-23-12 gemessen nach Bestrahlung mit $6.5 \cdot 10^9$ 10-MeV Protonen/cm².

Der Photonenfluß beeinflusst somit zusammen mit der Emissionszeitkonstante die mittleren Ladungstransferverluste. Entsprechend dem Auftreten der CTE-Minima im Temperaturscan wirkt sich eine Änderung des Photonenflusses auf die CTE strahlengeschädigter Bauelemente bei tieferen Temperaturen aus als bei unbestrahlten Bauelementen. Die Ursache dafür ist die relativ kurze Emissionszeitkonstante des bestrahlungserzeugten A-Zentrums, die nur bei tiefen Temperaturen lange genug ist, um Störstellen für das nachfolgende Signalladungspaket besetzt zu halten. Bei einer Temperatur von 120 K ist die CTE der geschädigten Kanäle deutlich vom Photonenfluß abhängig (s. Abb. 45), während die Abhängigkeit bei 140 K (s. Abb. 46) nur noch schwach ausgeprägt ist.

7.4.6 Ladungstransferverluste verschiedener Photonenenergien

Der absolute Signallektronenverlust beim Ladungstransfer steigt mit der Energie der Röntgenphotonen an für die bestrahlten und für die unbestrahlten Kanäle (s. Abb. 47). Denn die höhere Elektronenkonzentration im Speicherpotential erhöht die Einfangwahrscheinlichkeit in die vorhandenen Störstellen (s. Gl. (30) mit Gl. (31)).

Der relative Ladungstransferverlust, d.h. das Verhältnis aus Signallektronenverlust pro Bildzellentransfer und der Anzahl der Signallektronen vor dem Transfer, die CTI, ist jedoch nicht konstant, sondern sinkt mit steigender Photonenenergie (s. Abb. 48). Während die Einfangzeitkonstante für ein Trap nur von der Elektronenkonzentration (s. Gl. (31)) abhängt, ist die Gesamteinfangwahrscheinlichkeit auch von der Zahl der unbesetzten Traps im Speicherge-

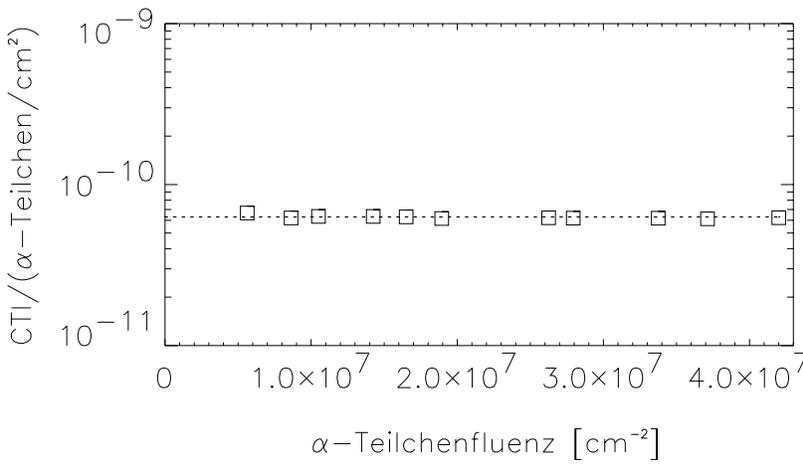


Abbildung 44: Die Messung mit pn-CCD C9-6-17 zeigt, daß die Zunahme der CTI pro α -Teilchenfluenz unabhängig von der Fluenz ist. Die Messung wurde bei einer Temperatur von 120 K durchgeführt, nahe dem Maximalwert der Schädigung, um möglichst sensitiv auf eine Änderung der Ladungstransferverluste zu sein.

biet abhängig (s. Gl. (30)). Im allgemeinen ist beim Transfer der Signalladungen die Zahl der Störstellen im Speichergebiet deutlich niedriger als die Elektronenzahl. Infolge der Abnahme der Zahl der unbesetzten Traps im aktuellen Speichergebiet durch Elektroneneinfang während der Speicherzeit steigen die mittleren Ladungsverluste schwächer an als proportional zu der Anzahl der vorhandenen Signalladungen. Im Extremfall würden alle vorhandenen Störstellen besetzt, so daß eine Erhöhung der Signalelektronenzahl keine höheren Verluste bewirken könnte.

7.4.7 Vergleich der Ladungstransferverluste von Prototyp- und Flugtyp-CCD

Die Ladungstransferverluste der Flugtyp-CCDs konnten durch die Transferkanalverengung deutlich verringert werden. Sie betragen nur noch etwa 20% im Vergleich zu den Prototyp-CCDs gleicher Geometrie bzw. 40% verglichen mit den 60 Pixel tiefen Prototyp-CCDs (s. Abb. 39).

Nach Bestrahlung wurden um 50% höhere Ladungstransferverluste der Flugtyp-CCDs gegenüber den Prototyp-CCDs mit kurzem Transferkanal gemessen (s. Abb. 41). Vergleicht man die Transferverlustverhältnisse des Flugtyp-CCDs und des Prototyps mit 60 Pixel Kanallänge, so findet man also vor Bestrahlung das Verhältnis 0.4 : 1 und nach Bestrahlung 1.5 : 1. Damit sind die bestrahlungsbedingten maximalen Transferverluste beim Flugtyp um knapp einen Faktor 4 angestiegen im Vergleich zum Prototyp mit 60 Pixel Kanallänge (entsprechend dem Verhältnis 1.5 : 0.4). Da die (maximalen) Transferverluste proportional zur Störstellenkonzentration sind (s. Abschnitt 9.3.2), bedeutet dies eine um knapp den Faktor 4 höhere A-Zentren-Generationswahrscheinlichkeit für die Flugtyp-CCDs. Die Sauerstoffatome konkurrieren mit anderen Partnern, insbesondere mit den Phosphor-Dotieratomen, um die bei Bestrahlung erzeugten Gitterleerstellen zum Zwecke der Bildung stabiler Störstellen. Da die Dotierkonzentration von Prototyp-CCDs und Flugtyp-CCDs vergleichbar ist, bedeutet eine um knapp den Faktor 4 höhere A-Zentren-Generationswahrscheinlichkeit auch eine um (mindestens) diesen Faktor angestiegene Sauerstoffkonzentration. Verursacht ist der Anstieg in der Sauerstoffkonzentration durch den Wechsel des Siliziummaterials, der infolge der Umstellung von 3 Zoll auf 4 Zoll Scheiben notwendig war. Die Sauerstoffkonzentration der Siliziumscheiben der Flugtyp-CCDs schwankt offensichtlich nicht signifikant, da alle getesteten pn-CCDs nahezu dieselben A-Zentren-Generationswahrscheinlichkeiten aufweisen (s. Abb. 41).

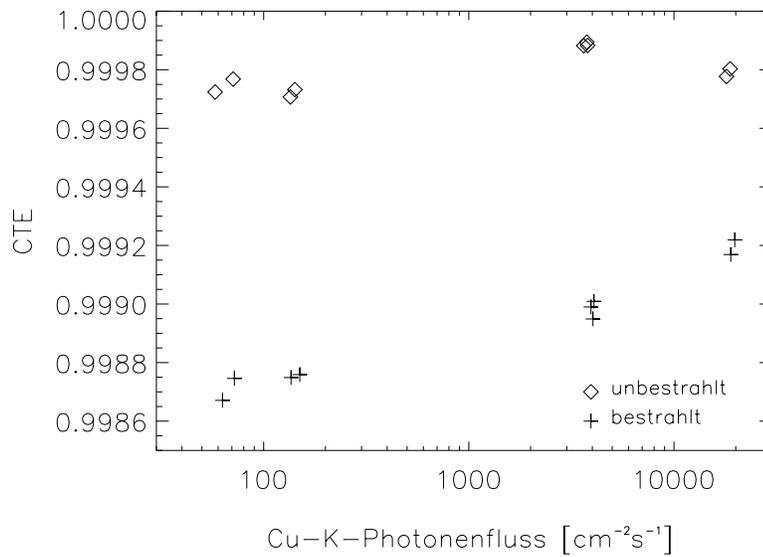


Abbildung 45: Abhängigkeit der CTE vom Fluß der Cu-K_α-Röntgenphotonen (8040 eV) für bestrahlte und unbestrahlte Kanäle. Die 10-MeV Protonenfluenz, der pn-CCD C6-21-12 ausgesetzt war, betrug $6.0 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Als Temperatur wurde 120 K gewählt, bei der die größten Ladungstransferverluste nach Bestrahlung auftraten, um die bestehende Abhängigkeit deutlich zutage treten zu lassen. Die CTE der bestrahlten Kanäle erhöht sich deutlich mit ansteigendem Photonенfluß infolge der zunehmenden Besetzung der Traps.

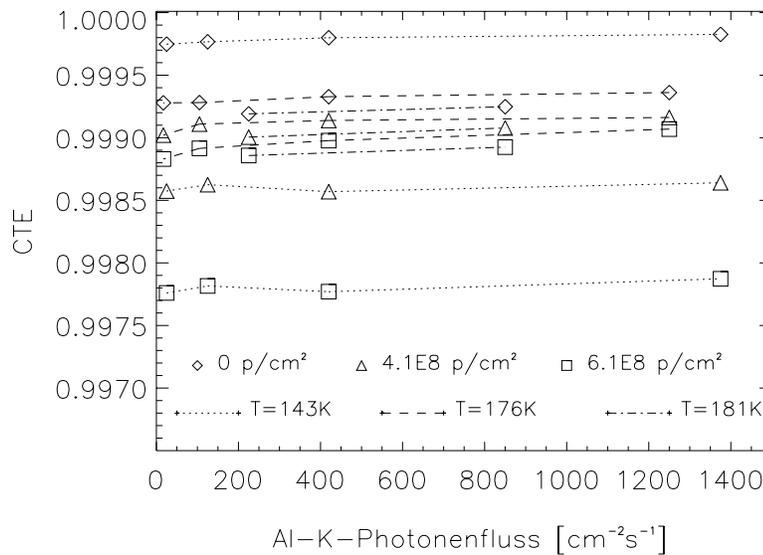


Abbildung 46: CTE von Al-K-Röntgenphotonen (1486 eV) als Funktion ihres Flusses für drei verschiedene Temperaturen. Die gepunktete Kurve zeigt die CTE bei einer Temperatur von 143 K, die gestrichelte Linie entspricht 176 K und die Strich-Punkt-Kurve bezieht sich auf 181 K. Die Messungen zeigen die unbestrahlten Kanäle sowie die mit zwei unterschiedlichen 10-MeV Protonenfluenzen von $4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ und $6.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ bestrahlten Kanäle des pn-CCDs C9-1-17. Die CTE steigt i.a. nur noch geringfügig mit dem Photonенfluß an im gezeigten Temperaturbereich zwischen 143 K und 181 K. Denn aufgrund der kurzen Emissionszeiten der A-Zentren, sind die meisten Störstellen bereits wieder entvölkert, wenn das nächste Signalladungspaket transferiert wird. Für die unbestrahlten Kanäle wurde bei der tiefsten Temperatur eine Verringerung der Transferverluste um etwa 30% mit Anstieg des Photonенflusses gemessen. Die Emissionszeitkonstante des Titan-Traps ist dann noch lange genug, um Störstellen bis zum Transfer der nächsten Signalladungen besetzt halten zu können.

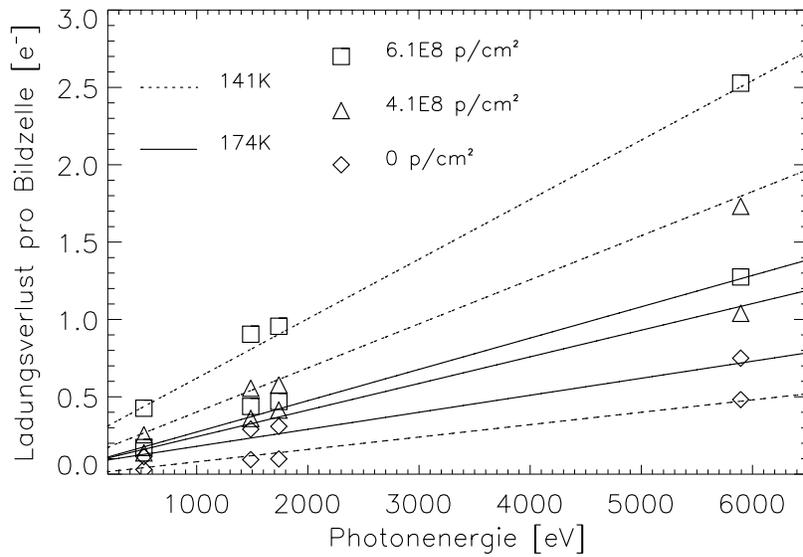


Abbildung 47: Transferverlust der Signalladungen pro Pixel als Funktion der Photonenergie für verschiedene Protonenbestrahlungsfluenzen und Temperaturen. Der Signalelektronenverlust steigt mit der Energie der Röntgenphotonen an, in erster Näherung linear. Denn die Elektroneneinfangwahrscheinlichkeit der Störstellen steigt mit der Erhöhung der Elektronendichte im Speicherpotential an. Für die höhere der beiden Temperaturen von 174K (durchgezogene Linien) ist der Signalverlust, wie bereits aus Abb. 41 ersichtlich, weniger abhängig von der Protonenbestrahlung als für die tiefere Temperatur von 141K (gestrichelte Kurven).

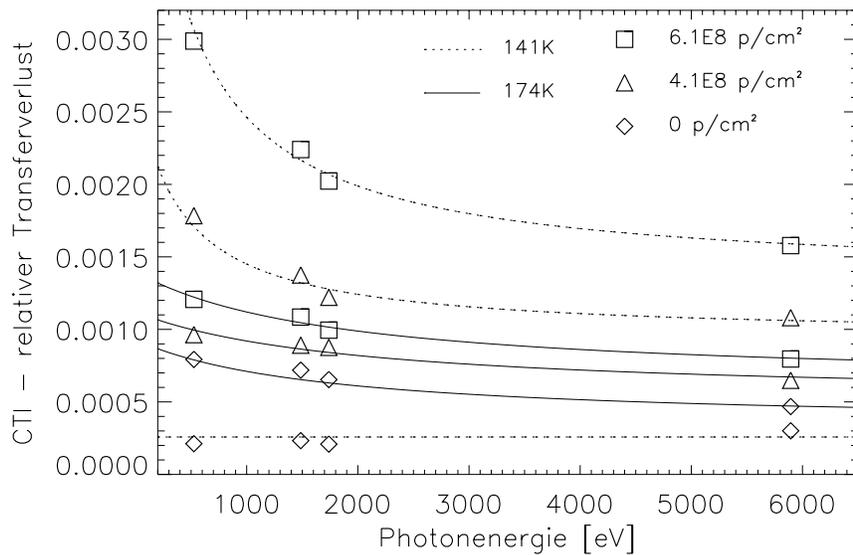


Abbildung 48: Dargestellt ist der relative Ladungstransferverlust CTI entsprechend den Daten aus obigem Bild. Er sinkt mit steigender Photonenergie, d.h. mit der Zahl der generierten Signalelektronen. Das Verhältnis aus den im oberen Bild gezeigten absoluten Ladungstransferverlusten pro Pixel und der Signalladungshöhe oder Photonenergie ist also nicht konstant, wie es Abb. 47 näherungsweise vermuten ließ. Diese Abhängigkeit tritt umso stärker auf, je höher die Ladungstransferverluste sind. Bei der höheren Temperatur von 174K ist die Energieabhängigkeit somit relativ gering.

Insgesamt weist der Flugtyp-pn-CCD im indirekten Vergleich mit dem Prototyp gleicher Geometrie, d.h. 200 Pixel Kanallänge, schließlich um ein Viertel niedrigere strahlenbedingte Transferverluste durch das A-Zentrum auf. Die Verbesserung durch die Verengung des Transferkanales wurde nur teilweise wieder durch die höhere Sauerstoffkonzentration zunichte gemacht. Tabelle 14 faßt die einzelnen multiplikativen CTI-Beiträge für die verschiedenen CCD-Typen im unbestrahlten und bestrahlten Zustand zusammen.

Multiplikative relative CTI - Beiträge				
Effekt		Flugtyp 200 Pixel	Prototyp 60 Pixel	Prototyp 200 Pixel
Transferkanal		0.2	1.0	1.0
Lumineszenzlicht	×	1.0	0.5	1.0
⇒ unbestrahlt:	=	0.2	0.5	1.0
Sauerstoffkonzentration	×	7.5	2.0	2.0
⇒ Teilchenbestrahlung:	=	1.5	1.0	2.0

Tabelle 14: Vergleich der relativen Ladungstransferverluste von Flugtyp- und Prototyp-CCDs. Die Verengung des Transferkanales verringert beim Flugtyp-CCD die CTI um den Faktor 5. Das vom CAMEX-Vorverstärker emittierte Infrarotlicht führt zu einem höheren Besetzungsgrad der Störstellen bei den nur 60 Pixel langen Transferkanälen im Vergleich zu den 200 Pixel langen Kanälen. Dies verringert die CTI im Mittel um etwa die Hälfte. Insgesamt weisen so ungeschädigte Detektoren des Flugtyps nur 20 % der Ladungstransferverluste des Prototyps gleicher Geometrie auf.

Nach Schädigung durch Teilchenstrahlung erweist sich die CTI-Änderung pro Protonenfluenz des Flugtyps jedoch um 50 % höher als die der bestrahlten 60 Pixel langen Prototypen. Die Ursache dafür ist vermutlich eine höhere Sauerstoffkonzentration des neuen Siliziumausgangsmaterials, die die A-Zentren-Erzeugungsrate um fast einen Faktor 4 steigert. Die beim Auftreten von Strahlenschäden dominierenden A-Zentren bewirken Ladungstransferverluste bei den Flugtyp-CCDs, die immerhin noch um ein Viertel niedriger liegen als bei den Prototypen gleicher Geometrie.

7.4.8 Auswirkung von Injektionsladung auf die CTE

Durch eine Erhöhung des Besetzungsgrades der Störstellen in den Bildzellen können der Einfang und damit die Transferverluste der Signalelektronen verringert werden. Bei den Flugtyp-CCDs wurde hierfür die Möglichkeitkeit realisiert, Ladung in die jeweils letzte Bildzelle der Kanäle injizieren zu können. Dies erfolgt durch einen negativer Spannungspuls an einer MIS-Struktur, die am Ende der Transferkanäle entlangläuft. Wird die Elektroneninjektion jeweils kurz nach Beginn der Bildauslese durchgeführt, so wird das während der Integrationszeit aufgenommene Bild nicht verfälscht. Durch die Injektionsladung, die alle 200 Bildzellen durchläuft, kann jedoch der Besetzungsgrad der Störstellen im gesamten Transferkanal erhöht werden. Mit einigen zusätzlichen Zeilentransfers zu den 200 für die Bildauslese erforderlichen, wird die Injektionsladung wieder aus dem Bildbereich entfernt und die Integrationszeit für das nächste Bild beginnt. Der Erfolg dieser Methode wird durch die Menge der injizierten Ladung und durch die Emissionszeitkonstante (s. Gl. (32)) der Störstellen bestimmt. Denn nur wenn deren

Besetzungsgrad nach der Integrationszeit bei der Auslese des nächsten Bildes noch wesentlich erhöht ist, verringern sich die Ladungstransferverluste der Signale. Allerdings hält die Erhöhung des Besetzungsgrades durch die Injektionsladung nicht nur für die Dauer der Emissionszeit an, sondern länger, da die freigegebenen Elektronen während ihres Transfers zur Anode erneut eingefangen werden können.

Somit kann eine CTE-Verbesserung eintreten, wenn die Emissionszeitkonstante mindestens in der Größenordnung der Injektionsperiode von 80 ms, d.h. einer Injektion pro Bild, liegt. Keine deutliche Verbesserung durch Injektion ist für eine gegebene Störstelle bei relativ tiefen Temperaturen zu erwarten, bei denen die Emissionszeit viel länger als die Zykluszeit dauert. Denn der Besetzungsgrad ist dann ohnehin durch Dunkelstrom- und Signalelektronen relativ hoch und andere Störstellen bestimmen die Transferverluste. Dasselbe gilt für relativ hohe Temperaturen, mit Emissionszeiten viel kürzer als die Zykluszeit.

Bei ungeschädigten Bauelementen verringerte eine Ladungsinjektion von etwa 4000 Elektronen pro Kanal und Zykluszeit die Ladungstransferverluste deutlich im Temperaturbereich zwischen 110 K und 160 K (s. Abb. 49). Die injizierten Elektronen besetzen die Titanstörstelle am wirkungsvollsten bei einer Temperatur von 120 K. Die Emissionszeitkonstante liegt dann bei über einer Sekunde. Die Verbesserung durch Ladungsinjektion wird weniger wirkungsvoll mit steigender Temperatur, da immer mehr der injizierten Elektronen aus den Störstellen freigegeben werden, bevor die Signalelektronen transferiert werden. Aus demselben Grund wird keine Verbesserung in der CTI zwischen 70 K und 100 K gemessen, wo ein zweiter Störstellentyp maßgeblich die Ladungstransferverluste bestimmt (s. Kap. 10).

Nach Strahlenschädigung erwies sich die Methode der Ladungsinjektion zur Verbesserung der beträchtlich erhöhten CTI als wenig effektiv. Abb. 50 zeigt die Wirkung der Ladungsinjektion auf die CTI nach einer 10-MeV Protonenbestrahlung von $1.9 \cdot 10^9$ p/cm². Sie erzielte die besten Ergebnisse für eine Temperatur um 190 K, wahrscheinlich durch die Besetzung der Doppelgitterleerstellen-Defekte. Obwohl der Relativwert der CTI-Verbesserung dort relativ klein ist, ist der Absolutwert der CTI-Verbesserung sogar höher als die maximale CTI-Verbesserung der unbestrahlten Kanäle bei 120 K. Eine bessere CTI konnte mit einer weiteren Erhöhung der Zahl an injizierten Elektronen erreicht werden, aber die relative Verbesserung war dennoch klein bei Werten von maximal 10 %. Die trotz Injektion hohen Ladungstransferverluste können durch die sehr hohe Konzentration der erzeugten A-Zentren begründet sein in Verbindung mit einem weiteren, bei einer etwas tieferen Temperatur wirksamen Störstellentyp. Denn eine Emissionszeitkonstante von einer Sekunde, bei der der maximale Effekt für das Titan-Trap auftrat, wird für A-Zentren erst bei einer Temperatur von knapp 80 K erreicht (s. Abb. 17). Bei diesen tiefen Temperaturen ist aber der Einfluß der zweiten bestrahlungsunabhängigen Störstelle nicht mehr zu vernachlässigen (vgl. Abb. 49).

Weitere Methoden: Eine kontinuierliche Ladungsgeneration, wie im Falle des vom CAMEX-Chip emittierten Infrarotlichtes, erwies sich als effektiver als die Methode der periodischen Ladungsinjektion einmal pro Zykluszeit. Denn eine kontinuierliche Verringerung des Störstellenbesetzungsgrades ist nicht so temperaturabhängig wie die periodische pulsartige Methode. Außer der Möglichkeit Ladungsmengen durch lokale pulsartige Injektion oder durch großflächige kontinuierliche Lichteinstrahlung zu erzeugen, kann auch der thermische Generationsstrom erhöht werden. Dies ist aber nur für einen kleinen Temperaturbereich um 200 K sinnvoll, da bei tieferen Temperaturen die thermisch generierte Ladungsmenge zu klein ist.

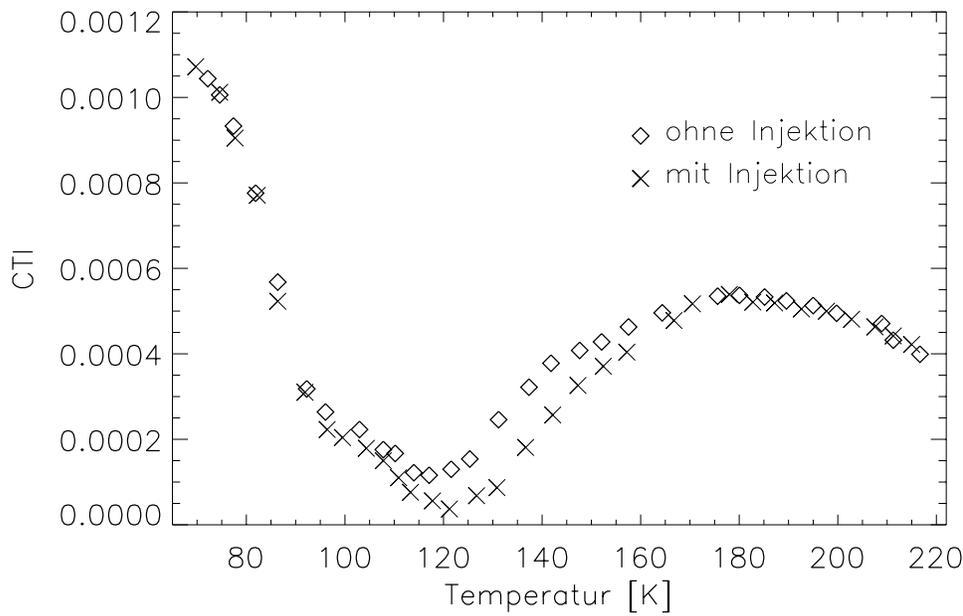


Abbildung 49: Die Abbildung zeigt die Wirkung der Ladungsinjektion auf die CTI der Mn-K α -Linie für ungeschädigte Detektoren. Die Ladungsinjektion von etwa 4000 Elektronen pro Kanal und Zykluszeit von 80 ms, verbessert die CTI beträchtlich bei einer Temperatur von 120 K. Der Unterschied in der Störstellenbesetzung, mit und ohne der Anwendung von Ladungsinjektion einmal pro Bild, ist dann maximal. Die bei 120 K ohnehin minimalen Ladungstransferverluste werden durch die Ladungsinjektion um fast drei Viertel verringert.

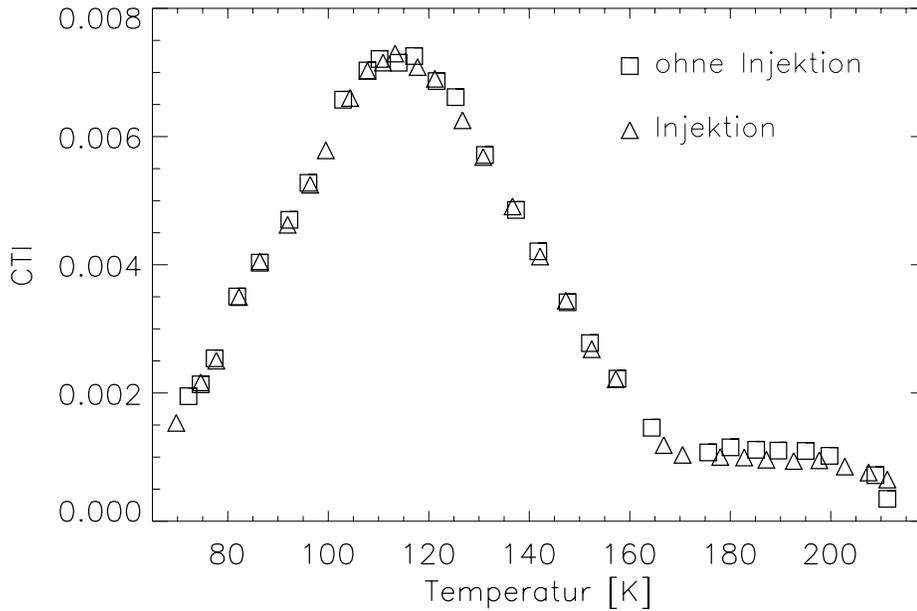


Abbildung 50: Die Abbildung zeigt die Wirkung einer Ladungsinjektion von etwa 4000 Elektronen pro Kanal und pro Zykluszeit von 80 ms auf die CTI der Mn-K α -Linie nach einer 10-MeV Protonenbestrahlung von $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Die Ladungsinjektion verbessert die CTI nicht wesentlich, die durch die erzeugten A-Zentren degradiert ist. Die höchste Verbesserung wird bei einer Temperatur von 190 K erreicht, vermutlich infolge der Besetzung der Doppelgitterleerstellen.

Bei deutlich höheren Temperaturen wiederum ist das Dunkelstromrauschen so stark angestiegen, daß die Energieauflösung beeinträchtigt wird. Alternativ zur Temperatur kann auch die Zykluszeit verlängert werden.

Bei allen drei Methoden, die durch eine erhöhte Elektronenzufuhr die Zahl der unbesetzten Elektronen-Traps absenken, unterliegt die Ladungsmenge in den Bildzellen statistischen Schwankungen. Nur wenn dieser zusätzliche Rauschbeitrag durch die Verringerung des Transferrauschbetrages überkompensiert wird, steigt die Energieauflösung und die Methode ist sinnvoll. Die experimentellen Ergebnisse zur Auswirkung der Injektionsmethode auf die Energieauflösung werden im nächsten Kapitel präsentiert.

8 Energieauflösung

In den Kapiteln 6 und 7 wurden die Auswirkungen der Bestrahlungen auf die einzelnen Detektor Kenngrößen untersucht. Die Konsequenzen daraus für die Energieauflösung des Detektors werden in diesem Kapitel analysiert. Im Rahmen der durchgeführten Bestrahlungen wirkt sich die bei Dunkelbildern ermittelte Rauscherhöhung erst bei Temperaturen oberhalb von etwa 190 K nennenswert aus. Der bestrahlungsbedingte Anstieg des Rauschens ist dabei durch die erhöhte Bildzellendunkelladung verursacht, während die Rauschzunahme der on-chip-Elektronik des pn-CCDs und des CAMEX-Vorverstärkers im Vergleich dazu praktisch vernachlässigbar ist. Die Ladungstransferverluste bewirken einen weiteren Rauschbeitrag, auch nach Anwendung einer entsprechenden Verlustkorrektur. In dem für den Einsatz des Detektors auf dem XMM-Satelliten relevanten Temperaturbereich bis maximal 190 K bestimmt demzufolge die Zunahme des Transferrauschens die Degradation der Energieauflösung. Das Transferrauschen als Funktion der bestrahlungsbedingten Zunahme der Ladungstransferineffizienz wird im nächsten Abschnitt modelliert und untersucht. Anschließend wird die experimentell bestimmte spektrale Auflösung in Abhängigkeit der Teilchenfluenz, Temperatur und Röntgenenergie analysiert.

8.1 Transferrauschen

8.1.1 Korrektur der Verstärkung und der Ladungstransferverluste

Um die beste Energieauflösung zu erreichen, sollen die Signalhöhen unabhängig vom Ort des Auftreffens auf dem CCD sein. Dazu müssen notwendigerweise die kanalweise unterschiedliche Verstärkung und die Ladungstransferverluste innerhalb eines Transferkanals korrigiert werden.

In Abschnitt 7.1 war bereits beschrieben worden, wie die Verstärkung V_k des Kanales k und die zugehörige CTE_k von Röntgenphotonen der Energie E_X aus den Messungen bestimmt werden können. Die Korrektur der Signalamplituden $S_{k,n}$ der Photonen ergibt sich dann aus Gl. (65) zu:

$$E_X = S_{k,n} / (V_k \cdot CTE_k^n) \quad (66)$$

mit: Kanalnummer $k = 0, \dots, 63$; Anzahl der Bildzellentransfers im Kanal $n = 0, \dots, 199$ und unter der Voraussetzung einer konstanten CTE für alle Bildzellen innerhalb eines Kanales.

Die Vorgehensweise bei der CTE-Korrektur in einem besonders komplizierten Fall ist in Abb. 51 dargestellt. Die dort auftretenden Reemissionsereignisse müssen verworfen werden. Denn es handelt sich dabei um eingefangene Signalelektronen, die sich nach ihrer relativ zeitigen Freigabe in den Bildzellen akkumulieren, die dem tatsächlichen Signalladungspaket direkt nachfolgen.

8.1.2 Modellierung des Transferrauschens

Der Einfang von einzelnen Elektronen (unter Berücksichtigung ihrer teilweisen rechtzeitigen Wiederfreigabe) in Defekte im Siliziumkristallgitter führt zu einem unvollständigen Transfer der Signalladungen. Dies unterliegt der Poisson-Statistik entsprechend der diskreten Natur des Stromtransportes.

Das Transferrauschen $ENC_{t,n}$ eines Signales nach n Bildzellentransfers kann durch folgenden Ansatz modelliert werden unter der Annahme, daß die Störstellen die Elektronen

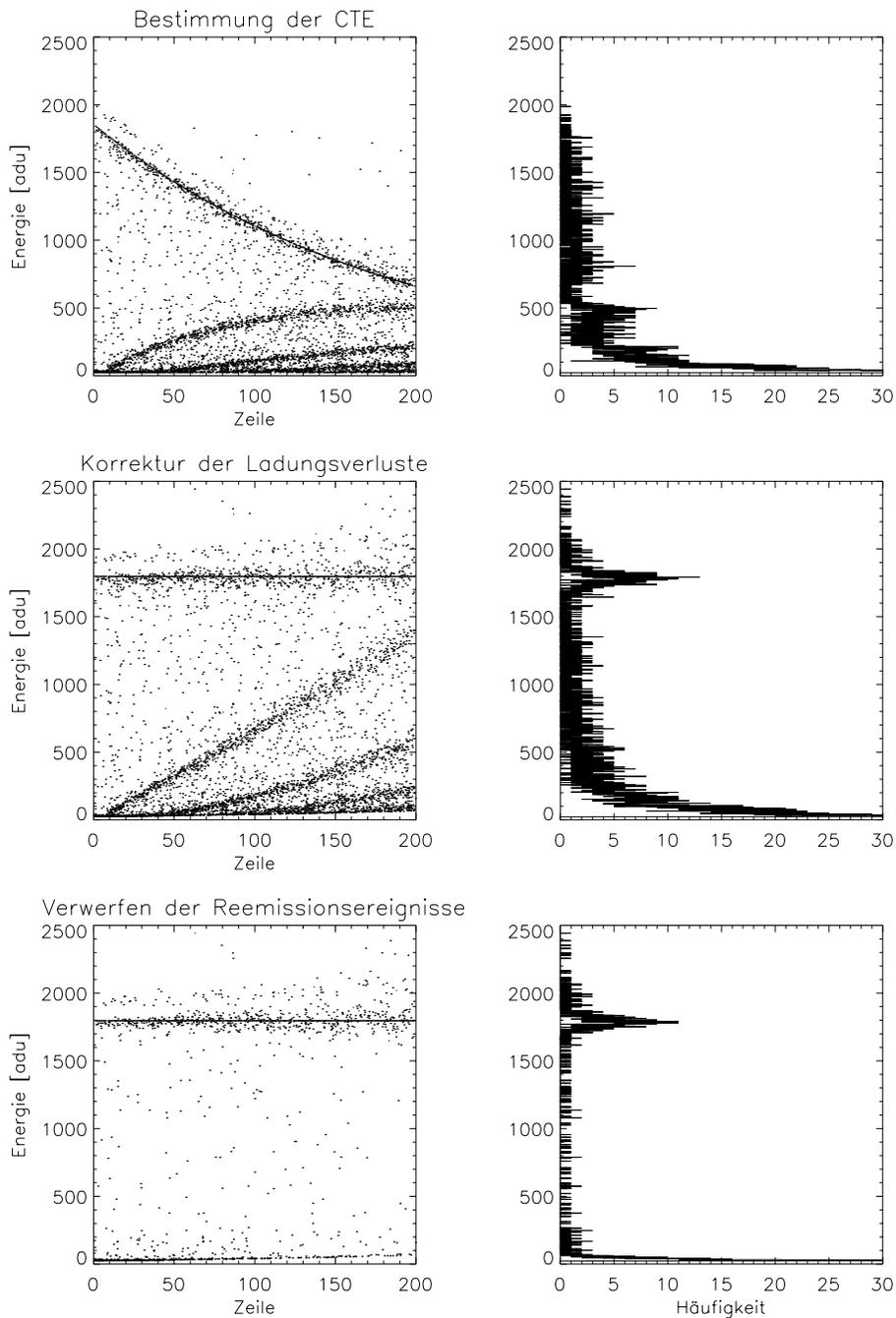


Abbildung 51: Beispiel einer CTE-Korrektur der Signale eines bestrahlten Kanales des CCDs C9-1-15 bei einer Temperatur von 140 K, die einen besonders schwierigen Fall darstellt: Die obersten beiden Bilder zeigen die Signale der Mn- K_{α} - und Mn- K_{β} -Linie in den 200 Bildzellen des Kanales bzw. ihr zugehöriges Energiespektrum. Die iterativ gewonnene Fitkurve für die Mn- K_{α} -Linie zur Bestimmung der CTE ist eingezeichnet. Die darunter liegenden Kurven werden von den Signalen der reemittierten Elektronen gebildet, die dem signalführenden Pixel nachfolgen. Die Signale zwischen den Kurven stammen von Splitereignissen. Bei den mittleren Bildern ist die CTE-Korrektur für alle Signale, auch die der reemittierten Elektronen, durchgeführt worden. Die Mn- K_{α} -Linie tritt nun erst im Spektrum zutage. In den untersten beiden Bildern wurden die das Energiespektrum verfälschenden Signale der reemittierten Elektronen verworfen, mithilfe der Mustererkennung.

unabhängig voneinander einfangen (analog zu Gl. (5)):

$$\begin{aligned}
\text{ENC}_{t,n}^2 &= \sum_{m=1}^n \text{ENC}_t^2(m) \\
&= a^2 \cdot \sum_{m=1}^n (S_{m-1} - S_m) \\
&= a^2 \cdot (S_0 - S_n) \\
&= a^2 \cdot S_0 \cdot (1 - \text{CTE}^n)
\end{aligned} \tag{67}$$

Das Quadrat des Transferrauschens eines einzelnen Bildzellentransfers $\text{ENC}_t^2(m)$ (mit $m = 1, \dots, n$) wird dabei als proportional zur mittleren Anzahl der verlorenen Elektronen bei diesem Bildzellentransfer des Signalladungspaketes angesetzt. Als Proportionalitätsfaktor dient der Parameter ‘ a^2 ’. S_n ist die Anzahl der Signallektronen nach n Bildzellentransfers ($1 \leq n \leq 199$) gemäß Gl. (11) und S_0 ist die Anzahl der Signalelektronen, die in Silizium durch ein Röntgenphoton mit der Energie E_X erzeugt werden: $S_0 [e^-] = E_X [eV]/3.7 [eV/e^-]$.

Aus oben genanntem Grund ist der CTI-Wert nicht konstant, sondern unterliegt statistischen Schwankungen. Hinzukommt, daß die Besetzung der Traps zeitlich schwankt aufgrund des variierenden Zeitunterschiedes zwischen zwei transferierten Signalladungspaketten in demselben Transferkanal. Dadurch schwankt auch die CTI. Darüberhinaus ist die CTE-Korrektur für diejenigen Photonen („out of time“ Ereignisse) falsch, die nicht während der Integrationszeit, sondern während der Auslesezeit eingefallen sind, aufgrund der falschen Bildzellenzuordnung im Transferkanal. Dies führt zu zusätzlichen Schwankungen in der Amplitude dieser Signale, deren Anteil bei knapp 6 % aller Photonen liegt. Somit wird für den Proportionalitätsfaktor a^2 ein Wert erwartet, der etwas über eins liegt.

Die Beiträge des Transferrauschens vor und nach Bestrahlung können in einem ersten Ansatz separiert werden, da die Ladungsverluste von unterschiedlichen Trap-Typen verursacht werden, die bei sehr verschiedenen Temperaturen wirken. Die Energieauflösung nach Bestrahlung $\text{FWHM}_{\text{bestr}}$ und der Anteil $\text{CTE}_{\text{bestr}}$ an der Ladungstransfereffizienz, der durch die teilchengenerierten Störstellen verursacht wird, sind dann korreliert durch die folgende Gleichung (für den Fall einer homogenen Ausleuchtung der Detektorfläche mit Röntgenstrahlung):

$$\begin{aligned}
\text{FWHM}_{\text{tot}}^2 &= \text{FWHM}_0^2 + \\
&\quad + 2.355^2 \cdot 3.7^2 \cdot a^2 \cdot S_0 \cdot 1/200 \cdot \sum_{n=0}^{199} (1 - \text{CTE}_{\text{bestr}}^n) + \\
&\quad + 2.355^2 \cdot 3.7^2 \cdot \text{ENC}_{d,\text{bestr}}^2
\end{aligned} \tag{68}$$

Dabei gibt die Halbwertsbreite FWHM_0 die Energieauflösung vor Bestrahlung an. Der zweite Term berücksichtigt das Quadrat des mittleren Transferrauschens der Signale eines Kanales. Für die Mittelung wird der Transferrauschbeitrag jedes der 200 Pixel gemäß Gl. (67) erfaßt, beginnend bei der ersten Bildzelle, für deren Signal kein (vollständiger) Pixeltransfer nötig ist, bis hin zu 199 Pixeltransfers für das Signal in der letzten Bildzelle. Die Umrechnung der äquivalenten Rauschladung ENC in die Halbwertsbreite FWHM erfolgt dabei unter Verwendung von Gl. (3) und Gl. (4). $\text{CTE}_{\text{bestr}}$ ist definiert als $1 - \Delta\text{CTI}_{\text{bestr}}$ mit $\Delta\text{CTI}_{\text{bestr}}$ als dem gemessenen Anstieg der CTI infolge der Bestrahlung. Der letzte Term in Gl. (68) gibt den quadratischen

CCD	E [eV]	T [K]	a
C9-1-17	525	141	1.6, 1.9
C9-1-17	1.739	141	1.0, 1.1
C9-1-17	5.894	142	0.87, 0.98
C9-1-17	1.486	143	0.78, 1.0
C9-1-17	1.486	143	1.0
C9-1-17	1.486	142	0.81, 1.2
C9-1-17	1.486	142	0.88, 1.2
C9-1-17(+)	5.894	144	0.96, 0.99
C9-1-17	1.486	144	0.93, 1.0
C9-1-17	1.486	176	1.1, 1.4
C9-1-17	1.486	176	0.93, 1.2
C9-1-17	1.486	176	1.3, 1.7
C9-1-17	5.894	181	1.1
C9-1-17	1.486	181	0.83, 0.84
C9-1-15	5.894	141	1.0
C9-1-15(+)	5.894	141	1.0
C9-1-15	1.739	141	1.1
C9-1-15	5.894	175	1.1
C9-1-15(+)	5.894	175	1.0
C9-1-15	1.739	182	1.2
C8-5-9	5.894	163	1.1
C8-5-9	5.894	181	1.2

Tabelle 15: Experimentell bestimmte Werte für die Größe ‘a’ des Proportionalitätsfaktors in Gl. (68). Er ermöglicht die Berechnung der Zunahme der Halbwertsbreite FWHM aus der Veränderung der Ladungstransfereffizienz nach Protonenbestrahlung. Die Kreuze ‘+’ markieren die Anwendung von Ladungsinjektion bei der Messung. Die Werte von ‘a’ schwanken um eins, ihr Mittelwert liegt bei 1.1, unabhängig von Temperatur, Röntgenenergie (mit Ausnahme der niedrigen Energien aufgrund der Näherung) und Ladungsinjektion. Bei CCD C9-1-17 mit der niedrigsten Protonenfluenz treten die größten Schwankungen für ‘a’ auf, infolge der geringen CTE-Änderung und der damit verbundenen relativ hohen Ungenauigkeit in ihrer Bestimmung.

Rauschbeitrag des Dunkelstromanstieges nach Bestrahlung wieder ($ENC_{d,bestr} = \sqrt{Z_{d,bestr}}$, vgl. Gl.en (5) und (7)). Dieser bestrahlungsabhängige Dunkelstromrauschbeitrag kann für die betrachteten tiefen Temperaturen i.a. vernachlässigt werden (vgl. Abb. 30).

Der Wert von ‘a’ des Proportionalitätsfaktors in Gl. (68) wurde ausgewertet für Messungen bei verschiedenen Temperaturen, Protonenfluenzen und unterschiedlichen Photonenenergien sowie für Messungen mit Anwendung der Ladungsinjektion. Die Zusammenstellung der für ‘a’ erhaltenen Werte ist in Tabelle 15 zu finden. Sein Mittelwert wurde zu 1.1 bestimmt. Nur die Messungen bei der niedrigsten Energie von 525 eV ergaben deutlich höhere Werte für ihn. Die mögliche Erklärung dafür liegt in der relativ hohen Ungenauigkeit in der Bestimmung der CTE bei kleinen Signalen. Zusätzlich wirkt sich bei kleinen Signalladungsmengen S_0 auch der bestrahlungsbedingte Anstieg des Dunkelstromrauschbeitrages $ENC_{d,bestr}$ verhältnismäßig stark auf die Gesamtenergieauflösung aus. Seine Vernachlässigung führt zu scheinbar höheren Werten für ‘a’. Die Schwankungen der Ergebnisse der Einzelmessungen für diesen Proportionalitätsfaktor nahmen ab mit zunehmender Teilchenexposition. Denn die größeren Ladungstransferverluste und der höhere Anteil des Transferrauschens am Gesamtrauschen erlauben eine höhere Genauigkeit in ihrer Bestimmung.

In Abb. 52 ist die Zunahme der Halbwertsbreite der Mn- K_α -Linie mit steigender Fluenz der α -Teilchen dargestellt: experimentell bestimmt sowie zum Vergleich berechnet aus der Abnahme der CTE nach dem Modell in Gl. (68). Mit dem aus Tabelle 15 bestimmten mittleren Wert für den Parameter ‘a’ von 1.1 findet man eine relativ gute Übereinstimmung zwischen Messung und Modell.

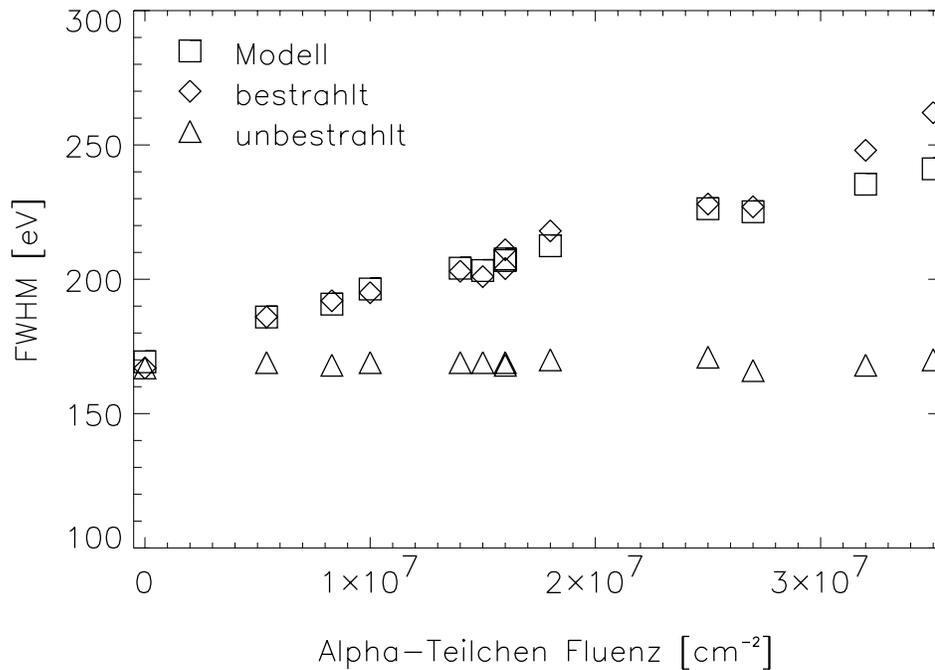


Abbildung 52: Gemessene Halbwertsbreiten FWHM des Mn-K $_{\alpha}$ -Spektrums in Abhängigkeit von der α -Teilchenfluenz bei einer Temperatur von 141 K. Die Halbwertsbreiten der abgeschirmten Kanalbereiche sind als Referenz dazu jeweils ebenfalls dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet sind die aus den bestrahlungsbedingten Transferverlusten berechneten Halbwertsbreiten nach dem in Gl. (68) beschriebenen Modell mit dem Parameterwert a von 1.1. Die Übereinstimmung zwischen der Messung und dem einfachen Modell ist beachtlich. Bedingt durch den Aufbau war bei dieser Messung mit dem CCD C9-6-17 das Grundrauschen erhöht, wie man an der Halbwertsbreite von etwa 170 eV der nicht bestrahlten Kanäle sieht.

8.2 Energieauflösung bestrahlter pn-CCDs

In den folgenden Abschnitten werden Linienspektren in Abhängigkeit von der Bestrahlung und der Betriebstemperatur der pn-CCDs untersucht. Zur Parametrisierung der Energieauflösung wird die volle Halbwertsbreite FWHM der gemessenen Linienspektren verwendet.

8.2.1 Energieauflösung als Funktion der Temperatur und der Teilchenfluenz

Ein Vergleich der Spektren der Mn-K $_{\alpha}$ - (5894 eV) und Mn-K $_{\beta}$ -Linie (6489 eV) ohne und mit Strahlenschaden durch 10-MeV Protonen ist für sechs unterschiedliche Temperaturen in Abb. 53 gezeigt. Bei der niedrigsten Temperatur von 67 K ebenso wie bei der höchsten Temperatur von 173 K, ist die Energieauflösung nicht wesentlich verändert nach der Protonenbestrahlung mit $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Die Energieauflösung bei der niedrigen Temperatur ist jedoch relativ gering im Gegensatz zu der bei der hohen Temperatur. Dies ist erklärbar durch das hohe Rauschen der ersten Stufe der Ladungsverstärkung, das bei 67 K um einen Faktor vier höher liegt als für die Temperaturen oberhalb von 100 K (s. Abb. 32). Dieser Rauschbeitrag überschreitet sogar den Fano-Rauschbeitrag. Die höchste Degradation nach Protonenbestrahlung zeigt das Spektrum, das bei 114 K aufgenommen wurde. Die Verbreiterung der Linien ist durch den höchsten Ladungstransferverlust bei dieser Temperatur verursacht (s. Abb. 41),

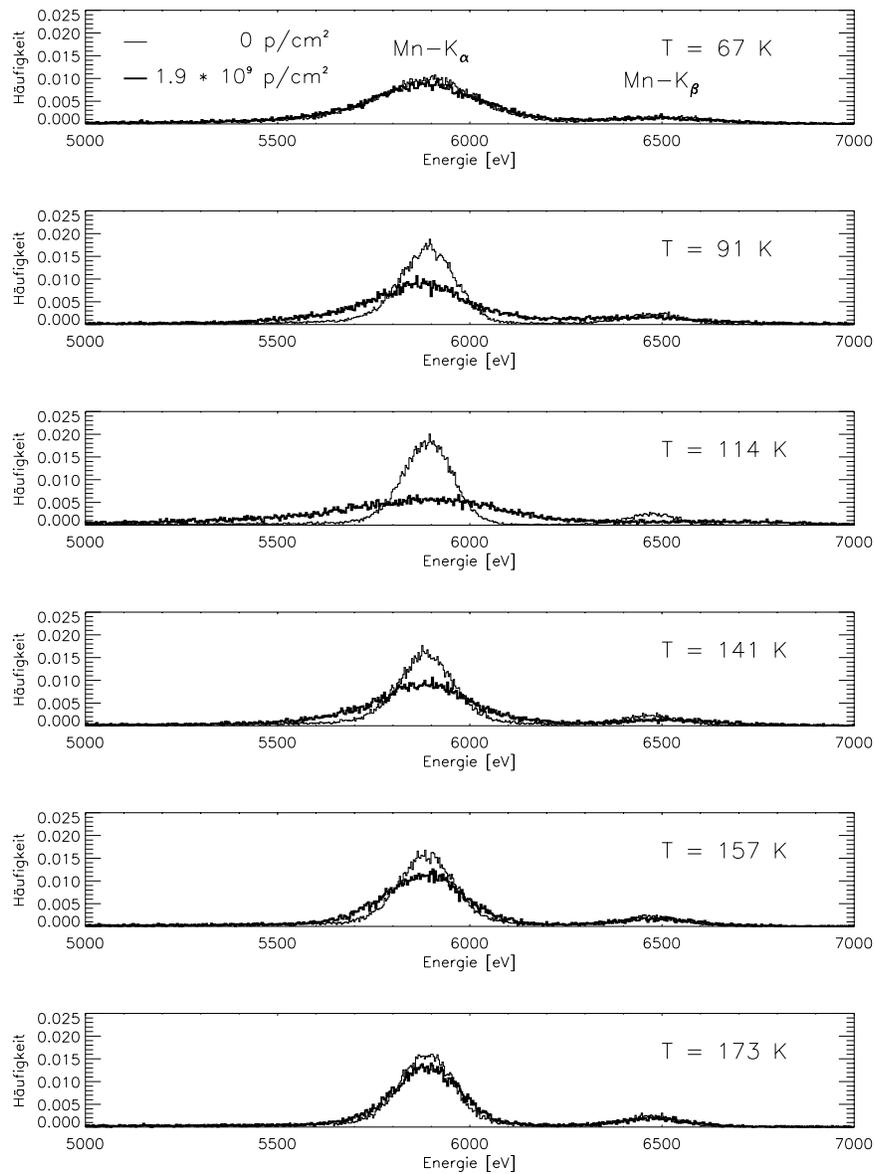


Abbildung 53: Mn-K_α- und Mn-K_β-Spektren aufgenommen bei verschiedenen Temperaturen im Bereich von 67 K bis 173 K. Die Fläche unter den Spektren ist auf eins normiert. Die Spektren der unbestrahlten Kanäle sind durch dünne Linien wiedergegeben. Im Unterschied dazu sind die Spektren der Kanäle, die einer 10-MeV Protonenfluenz von $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ausgesetzt waren, durch dicke Linien dargestellt. Bei der niedrigsten Temperatur von 67 K wird die schlechte Energieauflösung unabhängig von der Bestrahlung durch die erste Stufe der Ladungsverstärkung verursacht. Eine hohe spektrale Auflösung erhält man für den unbestrahlten Detektorbereich bei der Temperatur von 114 K. Die minimalen Ladungstransferverluste bei dieser Temperatur resultieren in einem ebenfalls minimalen Transferrauschen. Die Protonenbestrahlung führt jedoch infolge der Bildung von A-Zentren zu maximalen Ladungstransferverlusten bei dieser Temperatur. Das zugehörige Spektrum weist die größte Halbwertsbreite aller hier gezeigten Spektren auf (trotz Korrektur der Transferverluste). Die beste Energieauflösung nach Bestrahlung wurde bei 173 K, der höchsten der sechs Betriebstemperaturen, gemessen. Bei dieser Temperatur werden die meisten der eingefangenen Elektronen frühzeitig genug wieder freigegeben von den A-Zentren, um mit den übrigen Signalladungen transferiert werden zu können.

der zu maximalem Transferrauschen führt. Vor Bestrahlung gab diese Temperatur die beste Energieauflösung aufgrund der minimalen Ladungstransferverluste (s. Abb. 39).

Abb. 54 zeigt die Halbwertsbreiten der Mn-K $_{\alpha}$ -Linie als Funktion der Betriebstemperatur des pn-CCDs. Eine hohe spektrale Auflösung vor Bestrahlung und nur eine relativ geringe Degradation nach Bestrahlung wurde bei der höchsten Betriebstemperatur von 175 K gemessen. Die Methode der Ladungsinjektion führt nur zu sehr kleinen Verbesserungen der Energieauflösung, wie man in der Abbildung sieht.

In Abb. 55 sind die Spektren der Mn-K $_{\alpha,\beta}$ -Linien nach einer Protonenfluenz von $6.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ bei verschiedenen Temperaturen dargestellt, analog zu Abb. 53. Die geringste Degradation und beste Energieauflösung ist wieder bei der höchsten der drei Temperaturen von 181 K erzielt worden.

Abb. 56 stellt die bei einer Temperatur von 142 K gemessenen Spektren der Mn-K $_{\alpha,\beta}$ -Linien im unbestrahlten Zustand dar sowie nach einer 10-MeV Protonenfluenz von $4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ und nach einer Fluenz von $6.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$.

Die niedrigste der möglichen Temperaturen des pn-CCD-Detektors auf XMM von etwa 140 K wurde ursprünglich favorisiert, weil unbestrahlte Detektoren dort die beste Energieauflösung erreichen. Deshalb war ein Schwerpunkt der Untersuchungen auf diese Temperatur ausgerichtet worden, die sich aber nach Strahlenschädigung als die ungünstigste im Auswahlbereich bis 190 K erwies (s. dazu Abb. 57 sowie Tabelle 16).

Temperatur [K]	Protonenfluenz [$\frac{1}{\text{cm}^2}$]	FWHM [eV]
110	0	146
	4.1E8	187
	6.1E8	229
114	1.9E9	498
	0	135
140	4.1E8	173
	6.1E8	186
	1.9E9	251
174	0	146
	4.1E8	160
	6.1E8	169
	1.9E9	175
181	0	150
	4.1E8	-
	6.1E8	166
	1.9E9	-

Tabelle 16: Halbwertsbreite FWHM der Mn-K $_{\alpha}$ -Linie (5894 eV) in Abhängigkeit von der Betriebstemperatur nach unterschiedlichen 10-MeV Protonenfluenzen.

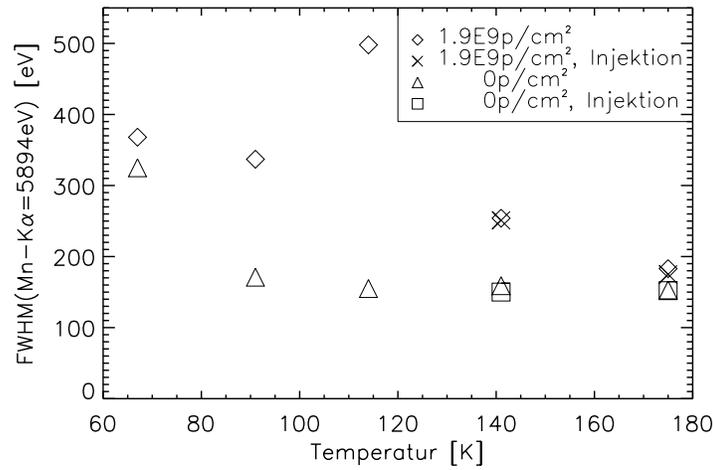


Abbildung 54: Die Energieauflösung der Mn-K α -Linie ist dargestellt als Halbwertsbreite FWHM der Linie in Abhängigkeit von der Temperatur nach einer 10-MeV Protonenbestrahlung mit $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Zu Vergleichszwecken ist auch die Energieauflösung der CCD-Kanäle ohne Strahlenschaden gezeigt. Die bevorzugte Betriebstemperatur, bei der die beste Energieauflösung des Detektors nach der Teilchenexposition erzielt wird, liegt um 175 K oder etwas höher. Für deutlich höhere Temperaturen verschlechtert der Rauschbeitrag des in den Bildzellen gesammelten Dunkelstromes die Energieauflösung wieder (s. Abb.en 30 und 33). Die minimalen Verbesserungen bei Anwendung der Ladungsinjektion sind angegeben für die Temperaturen von 141 K und 175 K.

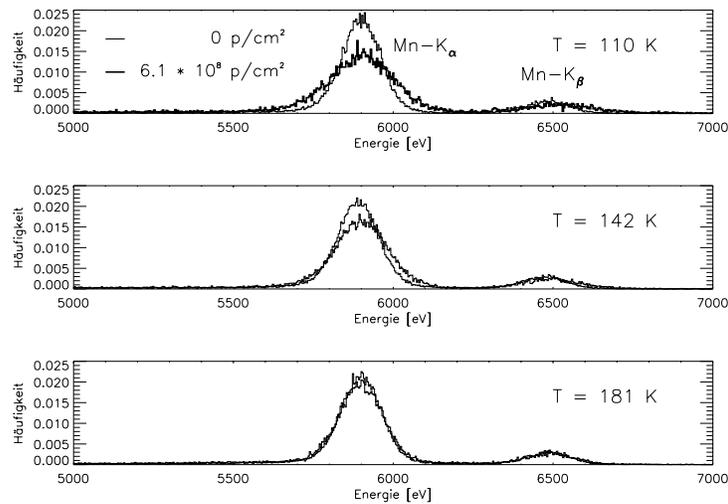


Abbildung 55: Temperaturabhängigkeit der Energieauflösung des Mn-K α,β -Spektrums gemessen mit CCD C9-1-17. Die spektrale Auflösung der mit einer Protonenfluenz von $6.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ bestrahlten Kanäle nimmt mit steigender Temperatur von 110 K bis 181 K zu. Zum Vergleich sind auch die Spektren der ungeschädigten Kanäle für jede der drei Temperaturen dargestellt. Das Mn-K α -Spektrum der bestrahlten Kanäle weist bei 181 K, der höchsten der drei Betriebstemperaturen, eine Halbwertsbreite FWHM von 166 eV auf. Dies bedeutet nur eine geringe Degradation im Vergleich zum Spektrum des unbestrahlten Bereiches, dessen FWHM-Wert zu 150 eV bestimmt wurde. Alle Spektren sind so normiert, daß ihr integraler Wert eins ergibt.

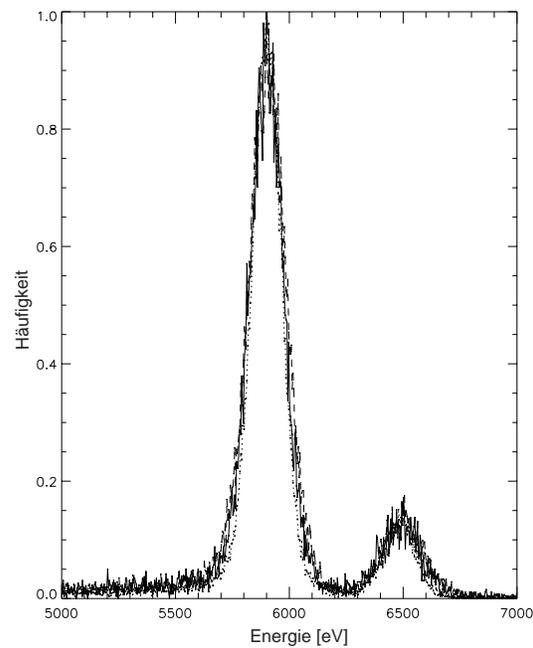


Abbildung 56: Energiespektren der Fe^{55} -Quelle mit den beiden $Mn-K_{\alpha,\beta}$ -Linien nach unterschiedlichen Protonenfluenzen von 0 p/cm^2 (gepunktete Linie), $4.1 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$ (durchgezogene Linie), $6.1 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$ (gestrichelte Linie), gemessen bei einer Temperatur von 142 K. Im Gegensatz zu den oben gezeigten Spektren sind hier die drei Spektren auf dieselbe Höhe normiert für den Vergleich der Halbwertsbreiten.

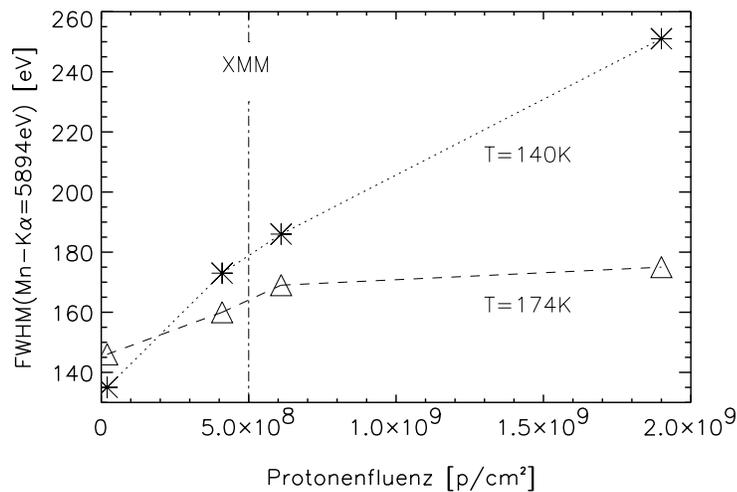


Abbildung 57: Halbwertsbreite des $Mn-K_{\alpha}$ -Spektrums in Abhängigkeit der Protonenfluenz für zwei verschiedene Temperaturen. Vor Protonenbestrahlung wurden bei der tieferen Betriebstemperatur von 140 K die besten Ergebnisse erzielt. Die Halbwertsbreite der Linie beträgt dann 135 eV. Nach einer 10-MeV Protonenfluenz von mehr als $2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ führt die höhere Temperatur von 174 K zur besseren Energieauflösung. Der FWHM-Wert erhöht sich auf 160 eV bzw. 175 eV nach einer Bestrahlung mit $4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ bzw. $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Für die XMM-Mission würde dies nach 10-jährigem Betrieb eine Verschlechterung der $Mn-K_{\alpha}$ -Linienbreite auf 164 eV bedeuten, d.h. um 18 eV gegenüber dem Ausgangswert bei 174 K. Zugrunde gelegt wurde dabei die Abschätzung der Strahlenbelastung auf eine Äquivalentfluenz von $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ 10-MeV Protonen.

8.2.2 Spektren verschiedener Röntgenenergien

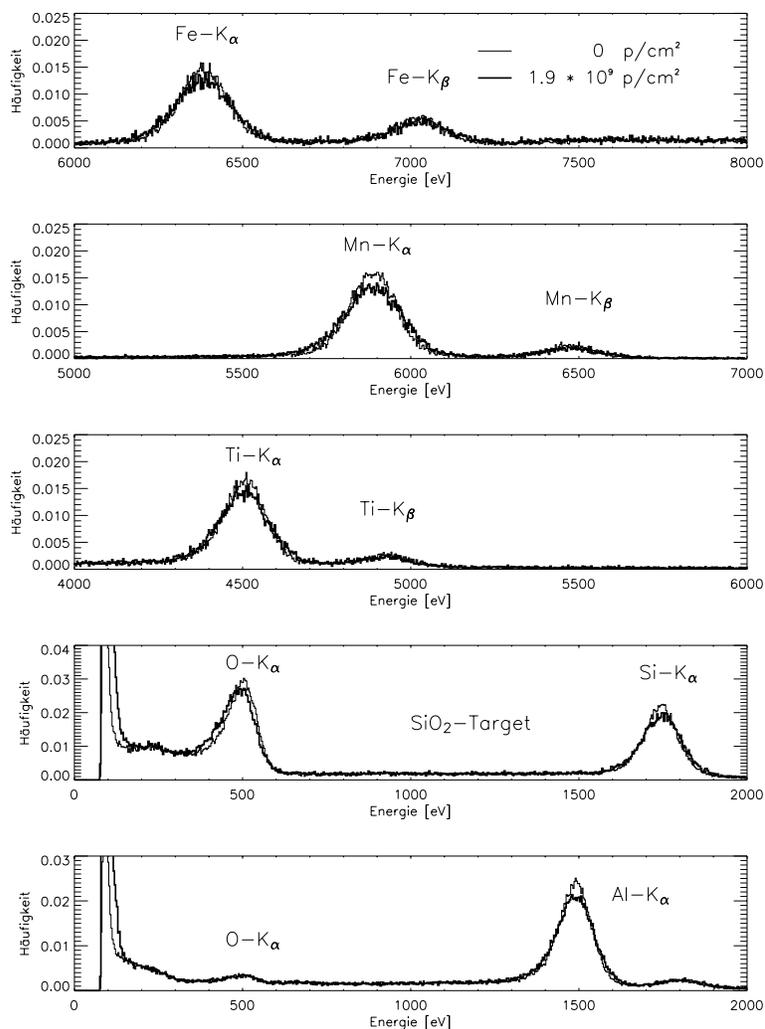


Abbildung 58: Die Bilder zeigen die Spektren verschiedener Röntgenlinien von unbestrahlten und bestrahlten Detektorkanälen. Die Protonenflussdichte des CCDs C9-1-15 lag bei $1.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$; die Betriebstemperatur betrug bei dieser Messung 170 K. Die Spektren stammen von den charakteristischen Fluoreszenzlinien verschiedener Elemente, die als Targets einer Röntgenröhre verwendet wurden.

Die Spektren der K-Fluoreszenzlinien sechs verschiedener Elemente (Sauerstoff, Aluminium, Silizium, Titan, Mangan und Eisen) mit und zum Vergleich ohne Strahlenschäden sind in Abb. 58 dargestellt. Sie erstrecken sich über einen Energiebereich von 525 eV bei O-K α bis 7.06 keV bei Fe-K β . Da die Ladungstransferverluste von der Anzahl der transferierten Elektronen abhängen und das Fano-Rauschen mit der Photonenenergie ansteigt, hängt die resultierende Energieauflösung von der Energie der Röntgenphotonen ab. Parametrisiert als FWHM ist sie für vier verschiedene Röntgenenergien (525 eV bis 5894 eV) nach 10-MeV Protonenbestrahlung in Abb. 59 dargestellt. Die gemessene Degradation der FWHM durch eine 10-MeV Protonenflussdichte von $6.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ beträgt weniger als 20 % für alle Energien bei

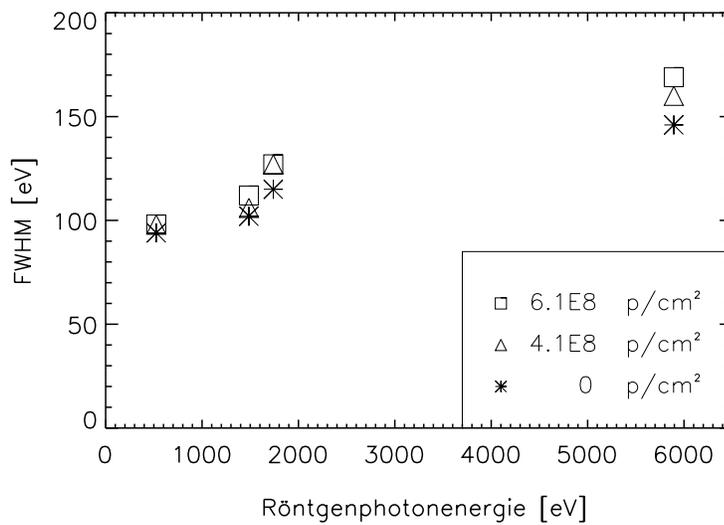


Abbildung 59: Gemessene Halbwertsbreiten FWHM verschiedener Röntgenlinien in Detektorbereichen mit und ohne Strahlenschaden. Die Sterne zeigen die Energieauflösung der ungeschädigten Bildzellen. Die Dreiecke und Quadrate markieren die degradierte Energieauflösung nach 10-MeV Protonenfluenzen von $4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ bzw. $6.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Dies entspricht in etwa der erwarteten Schädigung der pn-CCD-Kamera auf dem XMM-Observatorium nach 10 Jahren im Orbit. Bei der verwendeten Betriebstemperatur von 175 K wird auch nach Strahlenschädigung eine hohe Energieauflösung über den gesamten Energiebereich aufrechterhalten. Die gemessene Degradation beträgt weniger als 20 % über den gesamten vermessenen Energiebereich von 0.5 keV bis 6 keV.

einer Betriebstemperatur von 175 K. Diese Obergrenze für die erwartete Verschlechterung der Energieauflösung des pn-CCD-Detektors nach 10 Jahren Dauer der XMM-Mission gilt unter der Voraussetzung optimierter Betriebsspannungen und vollständiger Korrektur der Ladungstransferverluste.

8.2.3 Röntgenphotonenbestrahlung sowie Bestrahlung des Photoneneintrittsfensters mit Alpha-Teilchen

Im Gegensatz zu den sonstigen Bestrahlungen mit α -Teilchen wurde bei pn-CCD C9-5-8 das Photoneneintrittsfenster bestrahlt. Während die eine Hälfte des CCDs bei der Bestrahlung abgeschirmt war, wurde die andere Hälfte der Transferkanäle mit einer Fluenz von $4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt. Nach Vermessung des bestrahlten Detektors wurde in einem zweiten Bestrahlungsexperiment die Vorderseite des bislang unbestrahlten Detektorbereiches desselben pn-CCDs, einschließlich der gesamten Fläche der CAMEX- und TIMEX-Chips, Röntgenphotonen einer Fe^{55} -Quelle ausgesetzt. Die Dosis betrug 23 krad, d.h. 230 Gy.

In keinem der beiden bestrahlten Bereiche konnte eine Degradation der Spektren festgestellt werden. Die Halbwertsbreite der Mn- K_α -Linie blieb vor und nach den jeweiligen Bestrahlungen unverändert bei etwa 145 eV in beiden Bereichen (s. Abb. 60), gemessen bei einer Temperatur von 143 K. Zur Untersuchung von möglichen Veränderungen der Totschicht des Strahlungseintrittsfensters durch die Alpha-Teilchen-Bestrahlung wurden Messungen mit niederenergetischen Röntgenphotonen durchgeführt. Auch an diesen Spektren konnte keine Degradation durch die Teilchenbestrahlung des Eintrittsfensters beobachtet werden, wie Abb. 61 zeigt.

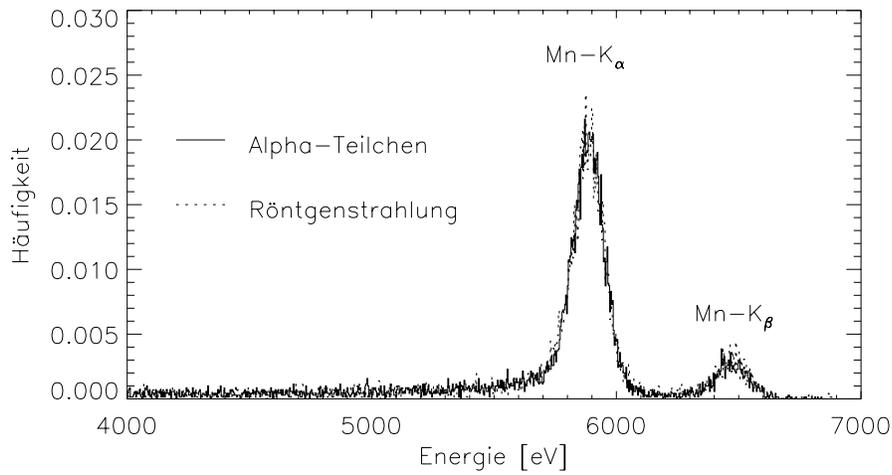


Abbildung 60: Mn-K $_{\alpha}$ - und Mn-K $_{\beta}$ -Spektrum des CCDs C9-5-8 nach Bestrahlung des Photoneneintrittsfensters mit einer Am²⁴¹-Quelle bis zu einer Alpha-Teilchenfluenz von $4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ bzw. nach Bestrahlung der Detektorvorderseite mit einer Fe⁵⁵-Quelle bis zu einer Dosis von 23 krad. Mit den Alpha-Teilchen wurde die eine Hälfte der Anzahl der Kanäle bestrahlt, mit der weichen Röntgenstrahlung die anderen Kanäle. Die Halbwertsbreite FWHM der Mn-K $_{\alpha}$ -Linie beträgt 148 eV nach Bestrahlung mit α -Teilchen und 145 eV nach Bestrahlung mit den Röntgenphotonen, gemessen bei einer Temperatur von 143 K. Diese Energieauflösung war auch vor den Bestrahlungen gemessen worden. Es ist also keine Schädigung durch die Bestrahlungen festzustellen.

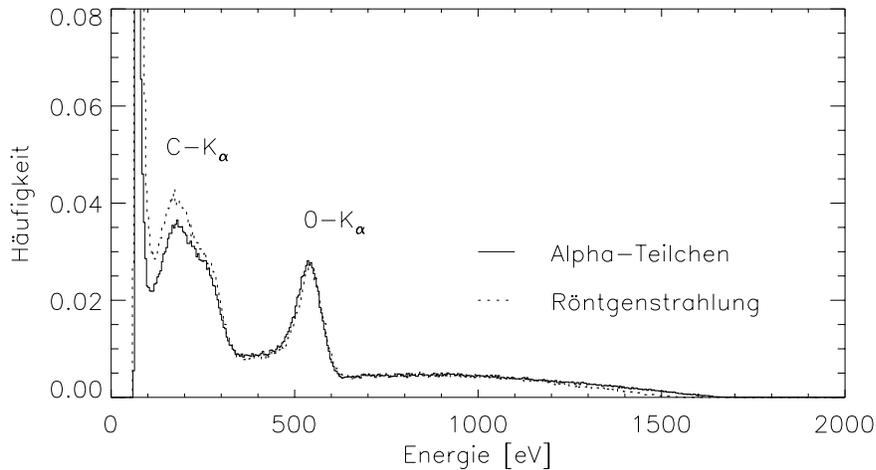


Abbildung 61: Spektren der Sauerstoff- und Kohlenstofflinie des CCDs C9-5-8 nach Bestrahlung des Photoneneintrittsfensters mit einer Alpha-Teilchenfluenz von $4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ bzw. nach Bestrahlung der Detektorvorderseite mit einer Dosis von 23 krad (vgl. Abb. 60). Alle Ereignisse einschließlich des Bremsstrahlungskontinuums und der Splitereignisse sind dargestellt. Die Abbildung zeigt die Spektren der O-K $_{\alpha}$ -Linie (525 eV) und der C-K $_{\alpha}$ -Linie (277 eV). Das niederenergetischere Kohlenstoffspektrum ist wie bereits vor Bestrahlung infolge der Totschicht auf dem Eintrittsfenster und der sich daraus ergebenden Partialereignisse verbreitert und zu niedrigerer Energie verschoben. Eine Zunahme der Totschicht durch die Alpha-Teilchenbestrahlung des Eintrittsfensters ist nicht zu beobachten. Im Niederenergiebereich zwischen Rauschkurve und Kohlenstoffspektrum haben die mit Röntgenphotonen bestrahlten Kanäle einen höheren Untergrund. Die Ursache dafür ist ein etwas höherer Anteil an verrauschten Bildzellen in diesem Bereich, der bereits vor der Bestrahlung vorlag.

9 Modell der störstellenbedingten Ladungstransferverluste

Durch die Bestrahlung des pn-CCD-Detektors mit Teilchen erhöhen sich die Signalverluste beim Ladungstransfer. Sie erweisen sich als empfindlichste Detektorgröße bei Strahlenschädigung. Wie Abb. 44 zeigt, nehmen die Verluste kontinuierlich mit der Teilchenfluenz zu. Ihr Ausmaß hängt neben der Strahlenbelastung auch vom Detektorbetrieb und der nachzuweisenden Röntgenstrahlung selbst ab, wie aus Abschnitt 7.4 hervorgeht. Für die Beschreibung der Ladungstransfereffizienz nach Strahlenschädigung sowie zu ihrer Optimierung ist es sinnvoll, den Verlustprozeß zu verstehen und durch ein Modell beschreiben zu können.

In diesem Kapitel wird ein Modell des Ladungstransfers von Signalelektronen im pn-CCD unter dem Einfluß von Störstellen vorgestellt. Die darauf basierenden Simulationsrechnungen dienen zur Ermittlung der Ladungstransferverluste. Die Abhängigkeit der CTE von den verschiedenen sie beeinflussenden Parametern wird damit im folgenden detailliert studiert. Anwendung fanden die Simulationen bereits vor der Durchführung der ersten Bestrahlungsexperimente für deren Planung und später für deren Analyse. Mit der aus der Simulation erhaltenen CTE kann in Verbindung mit dem in Abschnitt 8.1 beschriebenen einfachen Modell des Transferrauschens die bestrahlungsbedingte Degradation der Energieauflösung berechnet werden.

9.1 Vorüberlegungen zur Modellierung

Signalelektronenverluste beim Ladungstransfer können abgesehen von Einfang in Traps auch durch Potentialtaschen in der Bildzelle entstehen, die bei jedem Transfer einen Teil der Ladung zurückhalten würden. Eine weitere Möglichkeit wäre der teilweise Abfluß von Elektronen zum Substratkontakt während des Transfers. Da die Messungen aber einen mehrfachen Abfall und Anstieg der Ladungstransferverluste in Abhängigkeit der Temperatur zeigen, kann dieser Effekt nur durch die unterschiedlichen stark temperaturabhängigen Emissionszeitkonstanten entsprechend vieler Störstellenarten erklärt werden. Auch die beobachtete Verringerung der CTI bei Injektion von Elektronen weist auf störstellenbedingte Ladungstransferverluste hin. Die minimal auftretende Ladungstransferineffizienz bei Temperaturvariation und Ladungsinjektion stellt somit die Obergrenze für nicht-störstellenbedingte Ladungstransferverluste dar. Aus Abb. 49 geht hervor, daß die CTI der Mn- K_α -Linie bei der optimalen Temperatur und mit Ladungsinjektion bis auf einen Wert von $3.7 \cdot 10^{-5}$ sinkt. Aus dem Vergleich mit den insbesondere nach Bestrahlung gemessenen Werten, die um bis zu drei Größenordnungen höher liegen, kann also geschlossen werden, daß die Ladungstransferverluste im wesentlichen störstellenbedingt sind.

Der störstellenbedingte Ladungstransferverlust im pn-CCD kann durch zwei Arten von Modellen beschrieben werden, die beide auf der Shockley-Read-Hall-Theorie (s. Gl. (25)) basieren:

1. Modell mit analytischer Lösung der Shockley-Read-Hall-Gleichung (s. Abschnitt 9.2)
2. Monte-Carlo-Simulationsmodell (s. Abschnitt 9.3)

Für beide Modelle sind folgende Näherungen sinnvoll: Nach den Abschätzungen in Abschnitt 4.3 wird der Elektroneneinfang nur durch die Störstellen an den sechs Speicherorten

innerhalb jeder Bildzelle bestimmt. Die Einfangwahrscheinlichkeit beim Transfer zwischen den Orten ist im Vergleich dazu vernachlässigbar. Die elektrischen Potentiale in der Speichertiefe des pn-CCDs wurden mit dem Programmpaket TOSCA [Ga92] simuliert. Bei der Modellierung geht ein, daß an den drei Speicherorten unter den Taktregistern φ_1 , φ_2 und φ_3 das Speicherpotential und damit die Verteilung breiter ist als an den drei Speicherorten zwischen den Taktregistern (s. Potentialparameter in Abschnitt 2.5.4). Aus dem im Scheitel näherungsweise parabelförmigen Verlauf der Speicherpotentiale ergibt sich eine Gaußverteilung der Elektronendichte. Für die Rechnungen werden nur die Traps innerhalb eines Bereiches von typischerweise dem drei- oder vierfachen der Standardabweichung der gaußförmigen Ladungsverteilung um das Zentrum jeder Speicherregion berücksichtigt.

9.2 Analytisches Modell

In Kapitel 4 wurde die Shockley-Read-Hall-Gleichung zur Beschreibung der Störstellenbesetzung und -entvölkerung vorgestellt. Durch die für den pn-CCD-Detektor gültigen Näherungen vereinfachte sich ihre Form auf Gl. (30). Die Differentialgleichung beschreibt dabei die zeitliche Änderung der Dichte der unbesetzten Störstellen durch Einfang von Elektronen in Abhängigkeit der Zahl unbesetzter Traps und durch Emission von Elektronen in Abhängigkeit der Zahl der besetzten Störstellen zum jeweiligen Zeitpunkt. Da jede Änderung in der Störstellenbesetzung mit einer Änderung der Anzahl der freien Elektronen verbunden ist, kann die Differentialgleichung auch zur Beschreibung der zeitlichen Änderung der freien Elektronen $n(t)$ verwendet werden:

$$\frac{dn(t)}{dt} = -c_n(t) \cdot n(t) + e_n \cdot [n_t - (n_t^+(0) + n(t) - n(0))] \quad (69)$$

Dabei bedeuten:

$n(t)$ die Dichte der freien Elektronen zur Zeit t ;

$n_t^+(t)$ die Dichte der unbesetzten Traps zur Zeit t ;

n_t die Gesamtdichte aller Traps, besetzt und unbesetzt;

$c_n(t) = \sigma_c \cdot v_{th} \cdot n_t^+(t) = \sigma_c \cdot v_{th} \cdot [n(t) - n(0) + n_t^+(0)]$;

$e_n = \sigma_c \cdot v_{th} \cdot X_n \cdot N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{k_B \cdot T}\right)$.

Der erste Term beschreibt den Elektroneneinfang in Abhängigkeit der freien Elektronendichte $n(t)$, der zweite Term die Emission der Elektronen in Abhängigkeit der Dichte besetzter Traps ($n_t - n_t^+(t)$), jeweils zur Zeit t . Wegen der Gleichheit der zeitlichen Änderung der Dichte der unbesetzten Traps $n_t^+(t)$ und der zeitlichen Änderung der Dichte der freien Elektronen $n(t)$, gilt: $n_t^+(t) = n_t^+(0) + (n(t) - n(0))$.

Die Lösung dieser gewöhnlichen Differentialgleichung 1.Ordnung mit getrennten Variablen lautet:

$$n(t) = \frac{1}{2} \cdot [n(0) - n_t^+(0)] + \frac{1}{2\sigma_c v_{th}} \cdot \left[\sqrt{\Delta} - e_n - \frac{2\sqrt{\Delta} \cdot (\sigma_c v_{th} \cdot [n(0) + n_t^+(0)] + e_n - \sqrt{\Delta})}{(\sigma_c v_{th} \cdot [n(0) + n_t^+(0)] + e_n) \cdot (1 - \exp(\sqrt{\Delta} \cdot t)) - \sqrt{\Delta} \cdot (1 + \exp(\sqrt{\Delta} \cdot t))} \right] \quad (70)$$

mit:

$$\Delta = (\sigma_c v_{th} \cdot [n(0) - n_t^+(0)] + e_n)^2 + 4\sigma_c v_{th} e_n n_t$$

Die gesuchte Verringerung der Anzahl der freien Elektronen im Speicherpotential während der (Speicher-)Zeitdauer t ergibt sich so aus $n(0) - n(t)$. Sie ist gleich der Zunahme der besetzten Traps in diesem Zeitintervall.

9.2.1 Programmablauf

Die folgenden Größen gehen in die Berechnung der Ladungstransferverluste ein:

1. Störstellenparameter: Energieniveau in Bandlücke, Einfangquerschnitt, Störstellendichte (in der Speicherebene), (s. Kap. 4);
2. Anzahl der generierten Signalelektronen entsprechend der Photonenenergie (gemäß Gl. (1));
3. Speicherpotentialparameter und daraus resultierende Elektronenverteilung (s. Abschnitt 2.5);
4. Anzahl der Bildzellentransfers;
5. Zeitschema bei Bildzellentransfer mit Speicherdauern (Δt_r , Δt_s , s. Abschnitt 2.5);
6. Temperatur;
7. Dunkelstromgenerationsrate (s. Abschnitt 6.3).

Die Berechnung der zeitlichen Änderung der Elektronendichte erfolgt getrennt für jeden Speicherort in der Reihenfolge des Transferschemas (s. Abschnitt 2.5) der Signalladungen. Der mittlere zeitabhängige Einfang von freien Elektronen in die dort vorhandenen unbesetzten Traps sowie die Emission aus den besetzten Störstellen wird gemäß Gl. (70) berechnet. Als Zeit t ist die jeweilige Speicherdauer der Ladungen in der Bildzelle anzusetzen. Bei den sechs zeitlich aufeinanderfolgenden Speicherorten pro Bildzelle sind zwei Fälle zu unterscheiden (s. auch Abb. 10):

1. Speicherort unter Taktregister φ_1 :
Während der Auslesezeit Δt_r wird dort gespeichert, so daß Elektroneneinfang und –emission dann stattfinden können. Während den übrigen 5 Speicherzeitdauern Δt_s des Bildzellentransfers tritt unter dem Taktregister ausschließlich Elektronenemission auf, da keine Elektronen gespeichert werden.
2. Die übrigen fünf Speicherorte pro Bildzelle:
Die Ladungen werden jeweils für die Zeitdauer Δt_s an einem Ort gespeichert, während der dann sowohl Elektroneneinfang als auch –emission stattfinden kann. Während der restlichen Speicherdauer der Ladungen in der Bildzelle, bestehend aus der Auslesezeit Δt_r sowie den verbleibenden 4 Speicherzeiten Δt_s , kann an diesem Ort ausschließlich Emission stattfinden.

Die Anzahl der am Ende einer Speicherzeit noch freien Elektronen wird gemäß Transfer-schema dem nächsten Speicherort übergeben. Dort wird die Berechnung der Einfang- und Emissionsvorgänge mit der aktuellen Elektronenzahl fortgesetzt. Diese Vorgehensweise wird für die sechs aufeinanderfolgenden Speicherregionen pro Bildzelle durchgeführt und für alle Bildzellen, die zwischen dem Photoneneinfallsort und der Anode liegen. Daraus ergibt sich der Signalelektronenverlust pro Bildzellentransfer sowie der gesamte Signaltransferverlust.

Die Vorgehensweise ist dabei wie folgt: Aus der Generationsrate und der Zykluszeit wird die Zahl der Dunkelstromelektronen berechnet, die in jeder Bildzelle gesammelt werden. Als

willkürlicher Ausgangspunkt wird gewählt, daß alle Traps mit Elektronen unbesetzt seien. Gemäß dem Transferschema wird dann mit Gl. (70) die Änderung der Bildzellendunkelladung und damit der Besetzungsgrad der Traps an den verschiedenen Speicherorten ermittelt. Dies geschieht iterativ für so viele Bildzellentransfers, bis der jeweilige Besetzungsgrad konvergiert, also eine Gleichgewichtsbesetzung der Traps mit den Dunkelstromelektronen eingetreten ist. Nach dem Hinzufügen von Signalladung in eine Bildzelle wird unter Berücksichtigung des zuvor berechneten Besetzungsgrades der Traps durch den Dunkelstrom, die Verringerung der Signalladung an jedem Speicherort bei ihrem Transfer zur Anode berechnet.

9.2.2 Ergebnisse

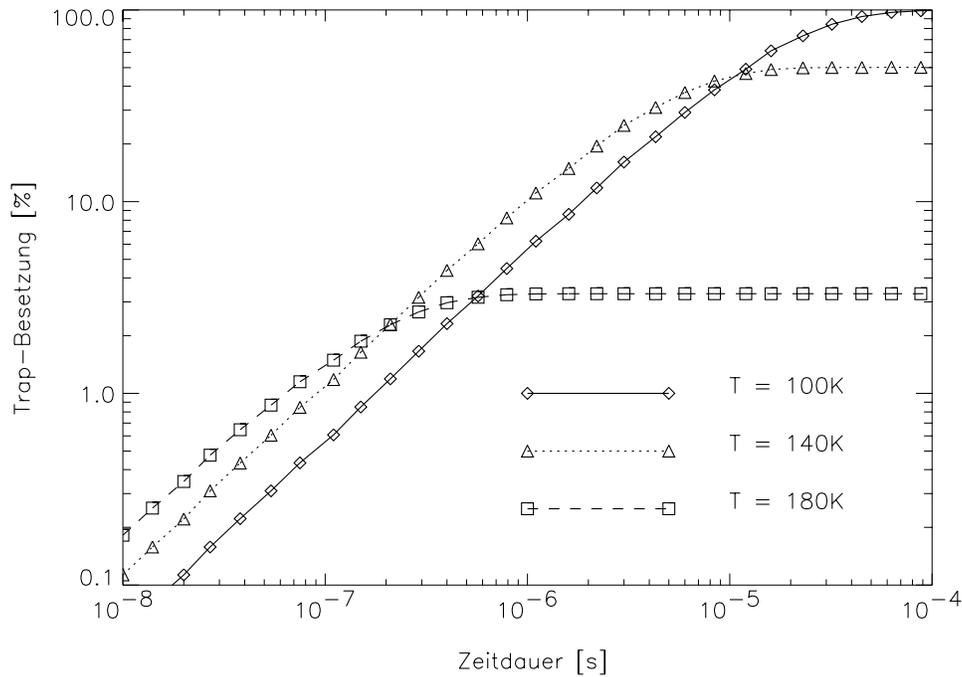


Abbildung 62: Besetzung von A-Zentren mit Elektronen in einem Potentialtopf in Abhängigkeit von der Zeitdauer für verschiedene Temperaturen. Für die analytische Berechnung nach Gl. (70) wurden folgende Parameter verwendet: Zur Zeit $t = 0$ sind alle A-Zentren unbesetzt (Anfangsbedingung), Energieniveau, Einfangquerschnitt und Konzentration der A-Zentren: $E_t = E_c - 0.17 \text{ eV}$, $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, $n_t = n_t^+(t=0) = 1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Die in diesem vereinfachendem Beispiel örtlich konstante Elektronenverteilung im Rechteckpotential wurde mit $n(t=0) = 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ angesetzt. Bei der tiefen Temperatur von 100 K liegt das Besetzungsgleichgewicht der Störstellen bei fast 100 %, wird aber erst nach etwa 10^{-4} s erreicht. Bei der deutlich höheren Temperatur von 180 K liegt das Besetzungsgleichgewicht nur noch bei etwas über 3 % aufgrund der kurzen Emissionszeitkonstante und ist bereits nach ca. 10^{-6} s erreicht.

Einige mit dem analytischen Modell gewonnenen für das Verständnis wichtigen Ergebnisse seien kurz vorgestellt:

Die zeitliche Änderung des Störstellenbesetzungsgrades während der Speicherung von Elektronen zeigt Abb. 62 für verschiedene Temperaturen. Als Störstellenparameter für die Rechnung wurden die des bestahlungsgenerierten A-Zentrums gewählt. Die Temperaturabhängigkeit des Einfangs- und vor allem des Emissionsvorganges führen dazu, daß je nach Betriebstem-

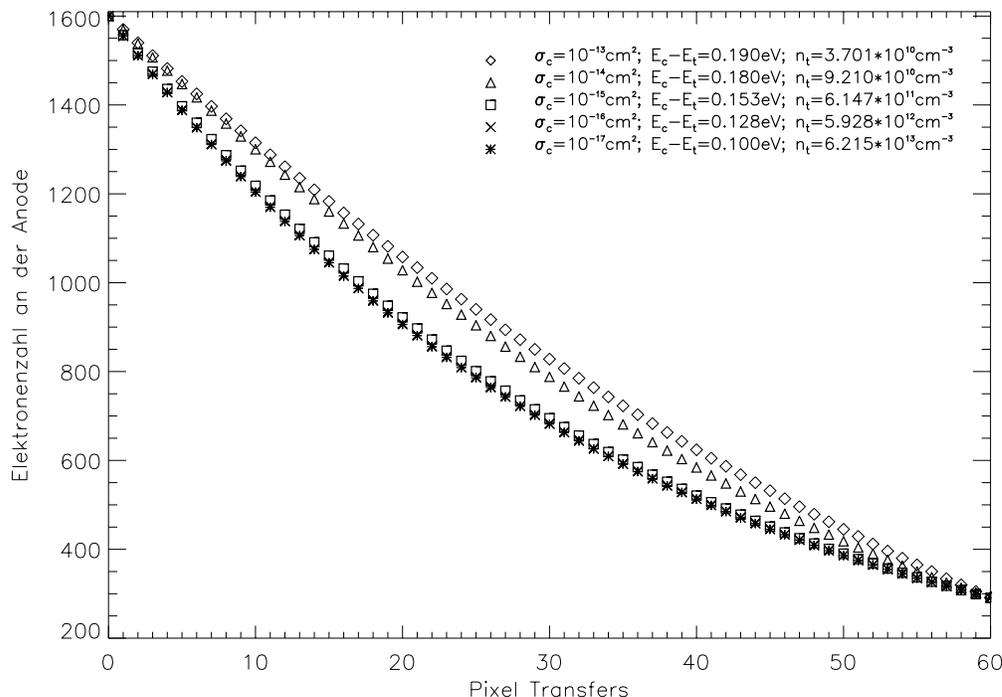


Abbildung 63: Mit dem analytischen Modell berechnete Signalhöhe der Mn- K_α -Linie als Funktion der Anzahl an Bildzellentransfers. Die beispielsweise mit dem CCD C6-23-12 über 60 Bildzellen gemessene mittlere CTE von 0.972 bei einer Temperatur von 120 K und einer Transferpulsdauer von $2.7 \mu\text{s}$, kann durch mehrere Kombinationen von Störstellenparametern hinsichtlich Energieniveau, Einfangquerschnitt und Konzentration auftreten. Erst durch die Erhöhung der Zahl der Randbedingungen, wie etwa durch den Vergleich des gesamten Kurvenverlaufes von Experiment und Modell oder eines Vergleiches der CTE in Abhängigkeit verschiedener Temperaturen, können die Störstellenparameter eindeutig bestimmt werden (s. Abschnitt 9.3.2).

peratur der Gleichgewichtszustand nach um Größenordnungen unterschiedlich langen Zeitdauern eintritt und sich dann sehr verschiedene Besetzungsgrade der Störstellen ergeben. Bei der tiefen Temperatur von 100 K wird aufgrund der relativ langen Emissionszeitkonstante ein Gleichgewichtsbesetzungsgrad von fast 100 % erreicht, aber erst nach etwa 10^{-4} s. Bei der hohen Temperatur von 180 K liegt die Gleichgewichtsbesetzung nur bei etwa 3 % aufgrund der kurzen Emissionszeitkonstante, wird aber um 2 Größenordnungen schneller erreicht. In Bezug auf den Signalelektroneneinfang während der kurzen Speicherzeit Δt_s von 100 ns ist die tiefe Temperatur etwas günstiger, da die Trap-Besetzung, d.h. der Elektroneneinfang, geringer ausfällt. Während der Auslesezeit Δt_r von etwa $20 \mu\text{s}$ ist die hohe Temperatur wesentlich günstiger, da nur ein Bruchteil der vorhandenen Störstellen Elektronen eingefangen hat.

In Abb. 63 ist die mit dem analytischen Modell berechnete Signalhöhe von Mn- K_α -Photonen in Abhängigkeit von ihrem Einfallsort gezeigt, d.h. in Abhängigkeit von der Anzahl der Bildzellentransfers zur Anode. Man sieht, daß verschiedene Störstellenparameter zu unterschiedlichen Kurvenverläufen führen, obwohl die Signalamplituden in der letzten Bildzelle alle den gleichen Wert besitzen. Dieser liegt nahe dem niedrigsten bei einer Messung mit CCD C6-23-12 experimentell ermittelten Wert nach Bestrahlung (vgl. Abb. 42).

Die mittleren Ladungstransferverluste als Funktion der Temperatur sind schließlich in Abb. 64 berechnet worden für die verschiedenen Störstellenparametersätze. Durch einen

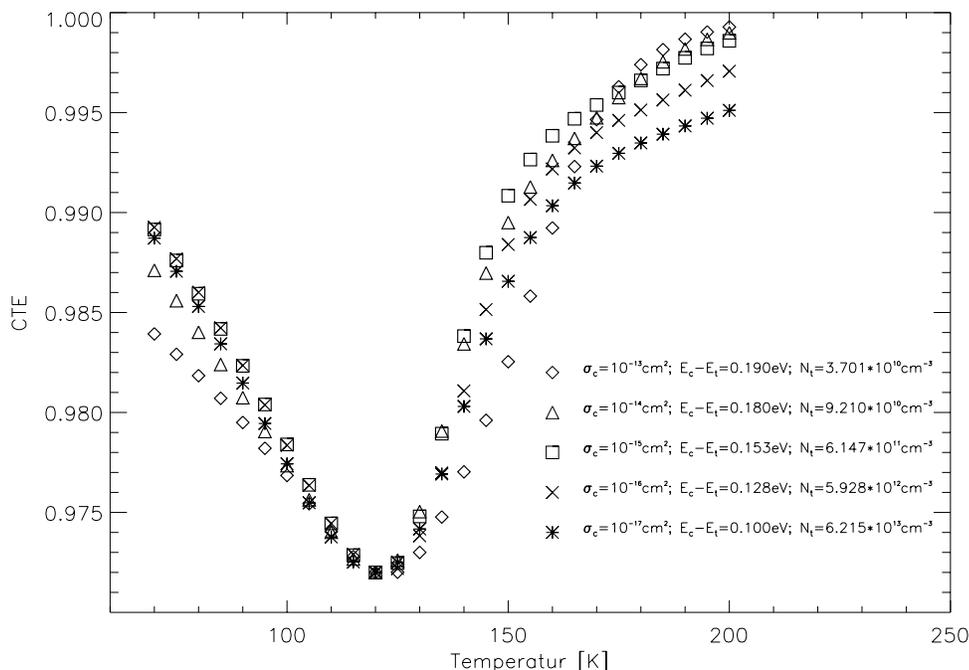


Abbildung 64: CTE der Mn-K α -Linie als Funktion der Temperatur mit dem analytischen Modell berechnet. Die Kurven wurden mit denselben Störstellenparametern berechnet wie in Abb. 63. Während die Kurven im Scheitel bei $T = 120 \text{ K}$ übereinstimmen, divergieren sie mit zunehmender Abweichung von dieser Temperatur immer stärker. Berücksichtigt ist, wie in Abb. 63, der Einfluß des thermisch generierten Dunkelstromes auf die Störstellenbesetzung. Dessen Temperaturabhängigkeit ist gemäß dem Modell nach Gl. (59) berücksichtigt, wobei von 10 nA/cm^2 bei 300 K ausgegangen wurde.

Vergleich der sich dabei ergebenden unterschiedlichen Kurvenverläufe mit den entsprechenden Meßergebnissen können die tatsächlich vorliegenden Störstellenparameter identifiziert werden. Ihre Bestätigung kann durch einen weiteren Vergleich bezüglich der Signalelektronenzahl in Abhängigkeit von der Anzahl der Bildzellentransfers erfolgen. (s. dazu Abschnitt 9.3.2).

9.2.3 Diskussion

Das analytische Modell berechnet den Mittelwert der zeitlichen Änderung der Elektronendichte unter Berücksichtigung der dafür wesentlichen Parameter. Es eignet sich damit zur schnellen quantitativen Beschreibung der Ladungstransferverluste. In [Kr00,2] wird eine Modellvariante vorgestellt, auf der die Korrektur der Ladungstransferverluste der gemessenen Röntgensignale des pn-CCD-Detektors der XMM-Mission basiert. Seine Begrenzung findet das analytische Modell durch die fehlende Berücksichtigung der Auswirkungen der Vorgeschichte in den vorangegangenen Bildern auf die aktuelle Trapbevölkerung und -entvölkerung. Ebenso können die Effekte statistischer Prozesse, die beispielsweise für Rauschuntersuchungen unentbehrlich sind, nicht erfaßt werden.

Dazu wurde ein weiteres umfassenderes und flexibleres Modell entwickelt, welches auf die Monte-Carlo-Simulationsmethode zurückgreift. Das im nächsten Abschnitt vorgestellte Modell beschreibt die statistischen Einfangs- und Emissionsprozesse aller einzelnen Traps in den Speicherorten der Bildzellen des gesamten Transferkanals unter Berücksichtigung der Vorgeschichte. Neben der Kenntnis des aktuellen Besetzungszustandes jedes einzelnen Traps

wird auch die Elektronenzahl in jeder Bildzelle registriert. Damit lassen sich auch Nichtgleichgewichtsphänomene simulieren, wie die Auswirkungen nach dem Transfer eines Signalladungspaketes auf das nachfolgende Signalladungspaket (Ratenabhängigkeiten) oder die Reemission der eingefangenen Elektronen. Das Transferrauschen ergibt sich aus der Standardabweichung der einzelnen transferierten Signale. Die für das Studium der störstellenbedingten Signaltransferverluste hilfreiche vollständige Informationskenntnis hat allerdings die Konsequenz eines hohen Speicherbedarfes und einer langen Rechenzeit der Programme.

9.3 Monte-Carlo-Simulationsmodell der Ladungstransferverluste

Mit Monte-Carlo-Simulation wird eine zufallsbedingte Simulation bezeichnet. Eine dem Experiment zugrunde liegende Bedingung wird dabei zufällig gewählt. Im folgenden wird das zur Beschreibung der störstellenbedingten Ladungstransferverluste entwickelte Monte-Carlo-Modell erläutert und damit gewonnene Ergebnisse vorgestellt. Insbesondere der Vergleich zwischen Simulation und Experiment steht dabei im Vordergrund, da er die Extrahierung der Störstellenparameter ermöglicht.

9.3.1 Modellbeschreibung

Folgende Parameter werden bei der Simulation der Ladungstransferverluste durch Elektronen-Traps berücksichtigt (vgl. Abb. 65):

1. Temperatur
2. pn-CCD:
 - (a) Zeitschema des Ladungstransfers
(Sequenz und Dauer der Speicherzeiten Δt_i , Δt_r , Δt_s)
 - (b) Gaußverteilung der Elektronendichte im Speicherpotential unter Berücksichtigung des Speicherortes (unter Taktregister oder zwischen den Taktregistern) und des CCD-Typs (Prototyp oder Flugtyp)
 - (c) Transferkanallänge, d.h. Anzahl der Pixel im Transferkanal
 - (d) Thermische Dunkelstromgenerationsrate
(i.a. ortsunabhängig, aber auch „helle“ Pixel implementierbar)
 - (e) Ladungsträgergeneration durch CAMEX-Infrarotlicht (ortsabhängig)
3. Traps:
 - (a) Energieniveau E_t
 - (b) Einfangquerschnitt σ_c
 - (c) Entropieänderungsfaktor X_n
 - (d) Konzentration n_t
 - (e) Vorhandensein verschiedener Trap-Typen
($E_{t,1}$, $\sigma_{c,1}$, $X_{n,1}$, $n_{t,1}$), ($E_{t,2}$, $\sigma_{c,2}$, $X_{n,2}$, $n_{t,2}$), ...
 - (f) Räumliche Verteilung im Speicherpotential
(i.a. uniforme Zufallsverteilung gewählt)
4. Röntgenphotonen:
 - (a) Energie
 - (b) Fluß
 - (c) Flächenverteilung (i.a. gleichverteilt, aber auch fokussiert möglich)
5. Rechenparameter: Zeitintervall Δt (\ll Speicherdauern Δt_s , Δt_r , Δt_i)

Monte-Carlo-Simulation der störstellenbedingten Ladungstransferverluste im pn-CCD unter Berücksichtigung aller relevanten Betriebsbedingungen

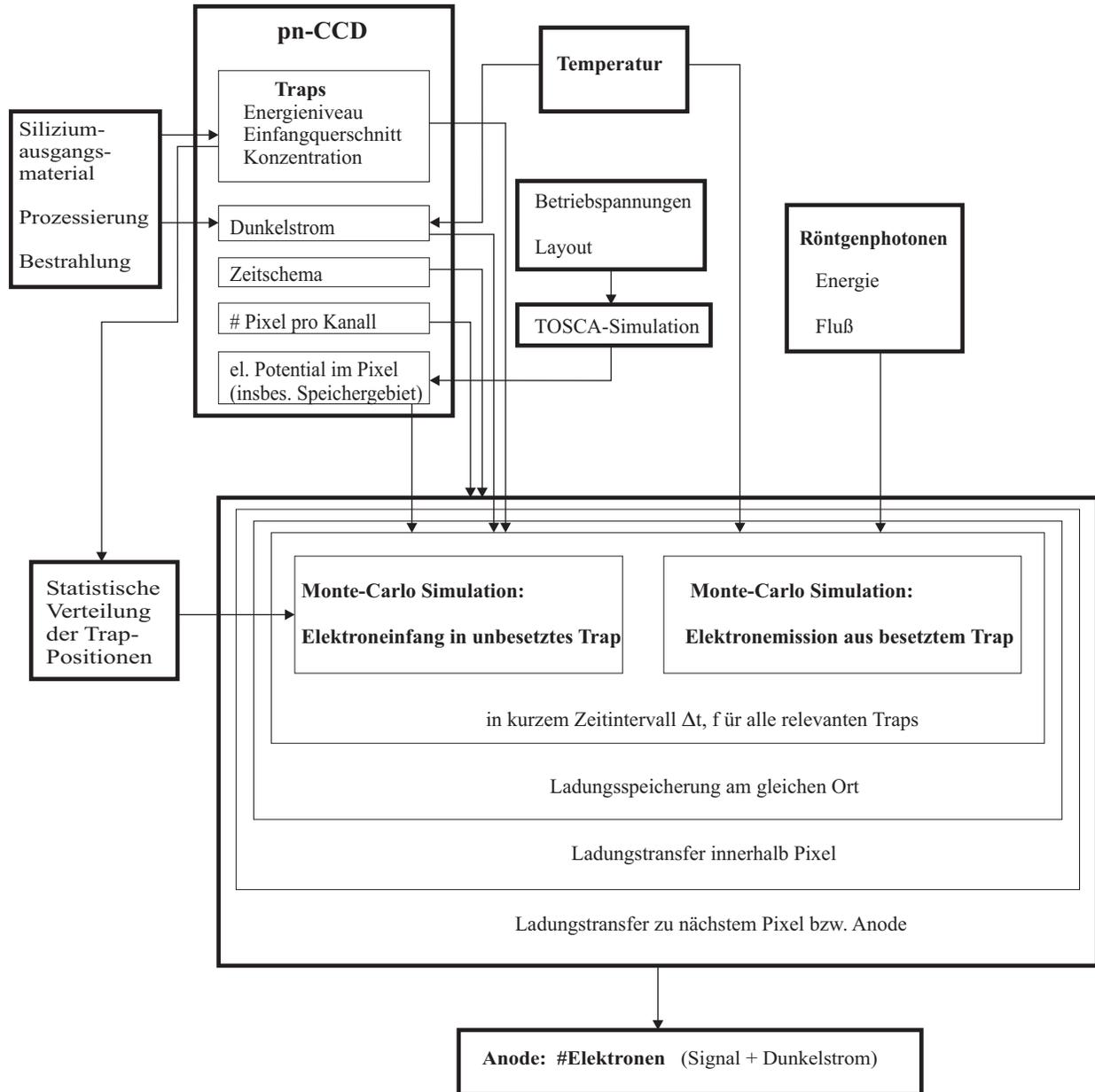


Abbildung 65: Schema der die CTE bestimmenden Parameter und Abläufe im Monte-Carlo-Simulationsmodell. Das Simulationsprogramm wurde entwickelt um die störstellenbedingten Ladungstransferverluste in einem pn-CCD detailliert und umfassend zu beschreiben. Es basiert auf dem Einfang von Elektronen und ihrer Emission aus Traps gemäß der Shockley–Read–Hall Theorie. Die Eingangsgrößen für die Simulationen sind die Energieniveaus, Einfangquerschnitte, Entropieänderungsfaktoren und Konzentrationen der Störstellentypen; die Temperatur, die elektrischen Potentialverläufe, der in den Bildzellen gesammelte Dunkelstrom, das Zeitschema des pn-CCDs sowie die Energie und der Fluß der Röntgenphotonen.

Abgesehen von den Trap-Parametern gibt es keine weitere freie Größe, die variiert werden muß oder kann, um die Simulationsergebnisse an die Messungen anzupassen (kein freier Fitparameter).

Bei der Simulation fallen die während der Zykluszeit gesammelten Röntgenphotonen aus Vereinfachungsgründen zu Beginn der Integrationszeit ein. Ihre Anzahl pro Transferkanal wird berechnet aus dem vorgegebenen Photonenfluß, der Belichtungsdauer für ein Bild und der Fläche eines Transferkanals. Bei gleichverteilter Belichtung werden sie über einen Zufallszahlengenerator den Bildzellen des Transferkanals zugeordnet. Die Menge der generierten Elektronen wird aus der Photonenenergie und der mittleren Elektron-Loch-Paarerzeugungsenergie in Silizium berechnet. Der Einfang und die Emission eines Elektrons wird für jedes Rechenzeitintervall Δt simuliert (s. unten). Wenn das Zeitintervall Δt hinreichend klein gewählt ist, i.a. viel kleiner als die Speicherzeiten im CCD, bewirken die Einfang- und Emissionsprozesse während Δt keine großen Änderungen in der Anzahl der besetzten Störstellen und freien Elektronen. Dies ist die Voraussetzung, um den Elektroneinfang und die Elektronemission in einem Speichergebiet getrennt betrachten zu dürfen. Die für jeden neuen Zeitabschnitt Δt aktualisierten veränderlichen Größen, die in die Berechnung eingehen, sind dann näherungsweise konstant während des relativ kurzen Rechenzeitintervalles.

Die Anzahl der Dunkelstromelektronen pro Bildzelle, die während Δt generiert werden, wird zur Anzahl der freien Elektronen im Speicherpotential addiert.

Der Besetzungszustand jedes Traps und die Anzahl der freien Elektronen wird aktualisiert vor dem nächsten Zeitintervall, entsprechend den Einfang- und Emissionsvorgängen im vorhergehenden Zeitintervall. Dies wird „gleichzeitig“ für alle Bildzellen im Transferkanal simuliert.

Ein Transfer der Ladungen zur nächsten Speicherregion innerhalb einer Bildzelle sowie zur nächsten Bildzelle wird in der Aufeinanderfolge der Zeitintervalle berücksichtigt, gemäß dem vollständigen Zeitschema des pn-CCDs bestehend aus den Bildzellentransfers und der Integrationszeit. Diese Prozedur läuft kontinuierlich ab, Bild für Bild, mit der zeitlichen Auflösung der Rechenzeitintervalle. Ein am Speicherort eingefangenes Elektron beispielsweise, das erst nach mehreren Zykluszeiten freigegeben wird, driftet dann in das aktuelle Speicherpotential der Bildzelle und nimmt wieder am Ladungstransfer teil.

Als Anfangsbedingung wird eine willkürliche Besetzung der Störstellen gewählt, z.B. alle Traps seien mit einem Elektron besetzt. Danach müssen so viele Dunkelbilder simuliert werden, bis sich eine zeitlich konstante mittlere Trapbesetzung durch die Dunkelstromelektronen ergibt.

Die räumliche Verteilung der Störstellen im Speicherpotential wird über einen Zufallszahlengenerator gleichverteilt festgelegt für jede der sechs Speicherregionen pro Bildzelle und für jede der Bildzellen im Kanal. Als Ausdehnung des Speicherbereiches wurde typischerweise die vierfache Standardabweichung der Gaußverteilung der Elektronendichte um ihr Zentrum gewählt. Außerhalb dieses Bereiches ist mit der Elektronendichte auch die Einfangwahrscheinlichkeit vernachlässigbar.

Elektroneinfang während Zeitintervall Δt : Der Elektroneinfang muß für alle unbesetzten Störstellen im aktuellen Speichergebiet jeder Bildzelle in Betracht gezogen werden, da dort die freien Elektronen gesammelt sind. Aus der aktuellen Anzahl der freien Elektronen in jedem Speicherpotential ergeben sich die Elektronendichten $n(x,y,z)$ bei den jeweiligen Trap-Orten (x,y,z) . Die Einfangzeitkonstante τ_c erhält man damit gemäß Gl. (31). Die Einfangwahrscheinlichkeit für jedes leere Trap während des Zeitintervalles Δt ergibt sich dann

aus Gl. (30) durch die näherungsweise Separation von Einfang und Emission zu:

$$P_c(\Delta t, x, y, z) = 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_c(x, y, z)}\right) \quad (71)$$

Für hinreichend kurze Zeitintervalle Δt erreicht man, daß $P_c(\Delta t, x, y, z) \ll 1$. Für die Entscheidung, ob in dem gegenwärtigen Zeitintervall Δt die Störstelle ein Elektron einfängt oder nicht, wird für jedes Trap eine gleichverteilte Zufallszahl $0 \leq R \leq 1$ generiert und mit der Einfangwahrscheinlichkeit $P_c(\Delta t, x, y, z)$ des Traps verglichen. Wenn $R \leq P_c(\Delta t, x, y, z)$ wird die ursprünglich leere Störstelle mit einem Elektron besetzt und die Anzahl der freien Elektronen im Speicherpotential um eins verringert.

Elektronemission während Zeitintervall Δt : Für alle besetzten Traps in den sechs möglichen Speichergebieten jeden Pixels wird die Möglichkeit zur Emission simuliert in jedem Zeitintervall Δt . Mit der Emissionszeitkonstante τ_e nach Gl. (32) ergibt sich analog zum Elektroneinfang die Emissionswahrscheinlichkeit $P_e(\Delta t)$, die unabhängig vom Ort der Störstelle ist:

$$P_e(\Delta t) = 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_e}\right) \quad (72)$$

Für hinreichend kurze Zeitintervalle Δt gilt wieder: $P_e(\Delta t) \ll 1$. Gleichverteilte Zufallszahlen $0 \leq R \leq 1$ werden für jedes Trap pro Zeitintervall Δt generiert und mit der Emissionswahrscheinlichkeit $P_e(\Delta t)$ verglichen. Wenn $R \leq P_e(\Delta t)$, emittiert die besetzte Störstelle ihr Elektron. Das freigegebene Elektron wird entsprechend dem Verlauf des elektrischen Feldes zu diesem Zeitpunkt, dem momentanen Speichergebiet einer Bildzelle zugeordnet. In diesem Speichergebiet wird die Anzahl der freien Elektronen um eins erhöht und ändert entsprechend τ_c und damit die Einfangwahrscheinlichkeit für das nächste Zeitintervall.

Diese Methode erfaßt in Einheiten des Zeitintervalles Δt , den Besetzungszustand aller Traps in den möglichen Speichergebieten und die Anzahl der freien Elektronen in den jeweils aktuellen Speichergebieten aller Bildzellen. Der Einfang und die Emission von Elektronen werden dabei für die Bildzellen des gesamten Transferkanales berücksichtigt. Dies geschieht kontinuierlich mit den Zeitschritten Δt für die Auslese des Bildes gemäß dem Transferzeit-schema, die Integrationszeit, die Auslese des nächsten Bildes, usw. Die Rechenzeit hängt von der Anzahl der Bildzellen im Transferkanal und der Störstellenkonzentration ab, nicht aber von der Elektronenzahl. Die umfassende Kenntnis bei der Simulation, hinsichtlich des Besetzungszustandes jedes einzelnen Traps sowie der Zahl und des Aufenthaltsortes der freien Elektronen in den einzelnen Bildzellen zu jeder Zeit, ermöglicht die Untersuchung verschiedenster störstellenabhängiger Größen und Vorgänge. Im Anschluß an diesen Abschnitt behandelte Beispiele sind:

Die Anzahl der zur Anode transferierten Elektronen wird für jede Bildzelle eines simulierten Bildes erhalten. Nach Subtraktion der Dunkelladungsmenge, die während der Zykluszeit generiert worden ist, sind die mit den Transferverlusten behafteten Signalamplituden bestimmt. Die mittlere CTE des Signales berechnet sich daraus gemäß Gl. (11). Die ersten Bilder werden für die Auswertung verworfen, infolge der willkürlichen Anfangsbedingung für die Störstellenbesetzung. Die Genauigkeit der CTE-Bestimmung steigt mit der Anzahl der simulierten Bilder und Photonen.

Die Emission der aus dem Signalladungspaket eingefangenen Elektronen kann man durch die Betrachtung der Signalamplituden in den Pixeln untersuchen, die der signalführenden Bildzelle nachfolgen. Bei kurzen Emissionszeitkonstanten eignet sich besonders die Darstellung dieser Ergebnisse der Simulationsrechnung in einem Scatterplot (s. unten).

Die Monte-Carlo-Simulationsrechnung basiert auf statistischen Prozessen, dem Elektroneneinfang und ihrer Emission, dem Photoneneinfallsort und der Störstellenverteilung im Speicherpotential. Damit kann sie auch verwendet werden, um bei bekannten Störstellenparametern das durch diese Statistik bedingte Transferrauschen eines Ladungspaketes zu simulieren.

Die Zielsetzung bei der Entwicklung des Monte-Carlo-Simulationsprogrammes war, möglichst nahe an den Vorgängen orientiert zu sein, die im Experiment ablaufen, aber nur auf die für das „trapping“ relevanten Größen einzugehen. Insbesondere sind dabei folgende wichtigen Punkte berücksichtigt worden:

Beim Transfer eines Signalladungspaketes in die nächste Speicherregion entscheidet der aktuelle Besetzungszustand der Störstellen über die Höhe der Verluste. Er wird durch die Vorgeschichte bestimmt, also von den zu früheren Zeiten im Kanal generierten und eingefangenen Dunkelstrom- und Signalelektronen. Aus den Traps emittierte Elektronen werden nicht „verloren“, sondern erreichen in einem der nachfolgenden Transfers die Anode - wie im realen Detektor auch. Sie fließen gemäß dem elektrischen Feldverlauf in das nächstgelegene Speicherpotential. Die Driftrichtung kann dabei abhängig vom Emissionszeitpunkt in oder gegen Transferrichtung verlaufen. Für kurze Emissionsdauern kann also ein emittiertes Elektron sein Ladungspaket wieder einholen. In der Simulation ist auch die Möglichkeit enthalten, daß das Elektron auf dem Weg zur Anode erneut in eine Störstelle eingefangen wird.

Auch die Möglichkeit, daß eine Störstelle mehrmals hintereinander einzelne Elektronen eines Signalladungspaketes während seiner Speicherzeit einfangen und emittieren kann, ist eingeschlossen. Dieser Fall kann insbesondere während der relativ langen Integrationsdauer Δt_i von etwa 70 Millisekunden eintreten. Dadurch bietet sich eine weitere zukünftige Anwendungsmöglichkeit des Simulationsprogrammes, nämlich den Transistorrauschbeitrag der on-chip-Elektronik detailliert zu untersuchen, der durch den RTS-Effekt (random telegraph signal) verursacht ist (vgl. Abschnitt 6.4.4).

Die Störstellen sind realitätsgetreu statistisch im Halbleiter verteilt. Das Auftreten von mehreren verschiedenen Störstellentypen kann problemlos berücksichtigt werden.

Für die Simulation einer gleichverteilten Beleuchtung der Detektorfläche wird der Einfallsort der Photonen statistisch über den Transferkanal verteilt. Der Photonenfluß kann nahezu beliebig variiert werden. Beispielsweise wurde simuliert, daß mehrere Photonen pro Kanal und Zykluszeit einfallen, aber auch, daß nur eines in jeder n-ten Zykluszeit ($n = 2, 3, 4, \dots$) auftrifft.

9.3.2 Vergleich von Simulation und Experiment

Die Möglichkeiten und Grenzen des Monte-Carlo-Modelles die störstellenbedingten Ladungstransferverluste zu beschreiben, werden durch den Vergleich der Simulationen mit den experimentellen Ergebnissen erkennbar. Zuerst müssen jedoch die Kenngrößen der vorhandenen Störstellen ermittelt werden, um dann die Abhängigkeiten der Ladungstransferverluste von verschiedenen CCD- und Umweltparametern untersuchen zu können.

Bei der Simulation der Ladungstransferverluste sind die Störstellenparameter die einzigen unbekanntenen Eingangsgrößen. Aus dem Vergleich von gemessenen und simulierten Ergebnissen kann beurteilt werden, ob sie geeignet gewählt waren. Die Störstellenparameter werden dazu solange gezielt variiert, bis die Simulationsergebnisse mit den experimentellen Resultaten übereinstimmen. Für die möglichst eindeutige Bestimmung der Störstellengrößen werden die Ladungstransferverluste in Abhängigkeit verschiedener Parameter überprüft, wie etwa Transferweglänge und Temperatur.

Historisch bedingt und aus Rechenzeitgründen wurden die folgenden Vergleiche zwischen Experiment und Simulation für die Prototyp-CCDs mit 60 Bildzellen langem Transferkanal durchgeführt.

Signalamplitude in Abhängigkeit von der Transferweglänge: Ein simulierter Scatterplot für Mn- K_{α} -Photonen und eine Temperatur von 124 K ist in Abb. 66 dargestellt. Die Ergebnisse liegen sehr nahe an der entsprechenden Messung, die in Abb. 67 dargestellt ist. Die gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten nach einer 10-MeV Protonenbestrahlung von $6.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ wurde mit den Störstellenparametern $E_t = E_c - 0.17 \text{ eV}$, $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, $X_n = 0.5$ und einer Störstellenkonzentration von $n_t = 6.8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ erzielt. Die obere Kurve zeigt die Signale der Bildzellen, in die die Photonen eingefallen waren. In den nachfolgenden Bildzellen sammeln sich die aus der Signalladungsmenge eingefangenen und wieder freigegebenen Elektronen an, wodurch die unteren Kurven entstehen. Der dadurch entstehende „Schweif“ hinter den signalführenden Bildzellen ist in der Simulation von Abb. 68 deutlich zu sehen, die nur einige der simulierten Photonenergebnisse von Abb. 66 zeigt. Die Speicherzeiten betragen: $\Delta t_i = 63 \text{ ms}$, $\Delta t_r = 60 \mu\text{s}$ und $\Delta t_s = 900 \text{ ns}$. Die Emissionszeitkonstante τ_e berechnet sich zu etwa $30 \mu\text{s}$, so daß die Emissionszeit eines Elektrons und die Dauer eines Bildzellentransfers in derselben Größenordnung liegen. Die Länge des Signalschweifes wächst mit zunehmender Anzahl an Bildzellentransfers. Denn mit jedem Transfer erhöht sich die Gesamtzahl der eingefangenen Elektronen und damit die Zahl der wieder freigegebenen Ladungen. Aufgrund der kurzen Emissionszeitkonstante wird ein Teil dieser Ladung in den der ursprünglichen Signalladung unmittelbar nachfolgenden Bildzellen gesammelt. Dort nimmt die Elektronenzahl mit jedem Bildzellentransfer zu. Die akkumulierte Ladungsmenge kann schließlich auch die im signalführenden Pixel noch vorhandene Signalladung überschreiten bei längerem Transferweg (vgl. Abb. 66 und 67). Dies ist möglich wegen des relativ geringen Elektronenverlustes der nacheilenden Ladungsmenge, infolge der bereits stattgefundenen Trapbesetzung durch die vorauseilende Ladungsmenge. Dazu kommt, daß nur für die nacheilenden Pixel Ladungszugewinne auftreten durch die schnelle Reemission von eingefangenen Elektronen aus der vorauseilenden signalführenden Bildzelle. In den „Schweifbildzellen“ wiederum wächst mit zunehmender Ladungsmenge die Wahrscheinlichkeit für Elektroneneinfang, so daß die Signalladung über weitere nachfolgende Bildzellen verteilt wird.

Temperaturabhängigkeit der CTE: Die Temperaturabhängigkeit der Auswirkung eines Störstellentyps auf die CTE kann bereits mit Gl. (32) verstanden werden. Für eine hinreichend niedrige Temperatur ist die Emissionszeit viel länger als die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Signalladungsmengen im Transferkanal (s. Abb. 17). Dadurch sind noch verhältnismäßig viele Traps besetzt beim Transfer des jeweils nächsten Signalelektronenpaketes, so daß die CTE relativ hoch ist.

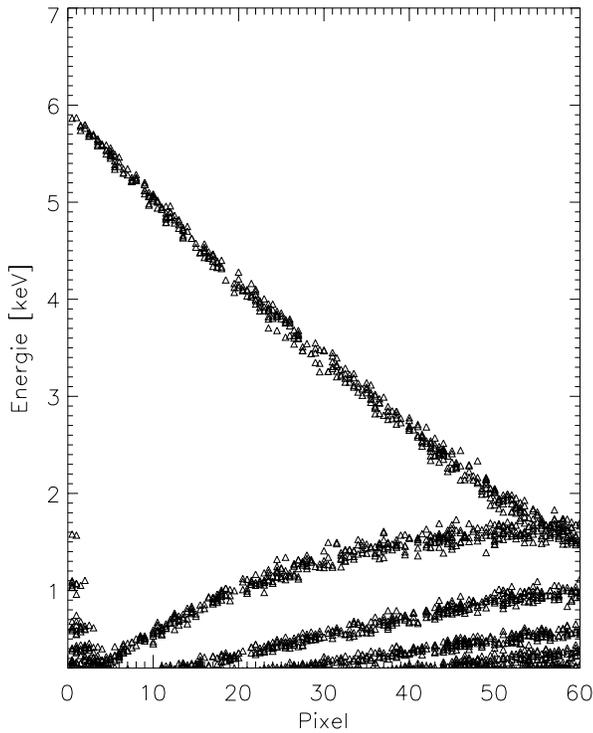


Abbildung 66: Der dargestellte Scatterplot, d.h. die einzelnen Mn- K_{α} -Signale aufgetragen in Abhängigkeit von der Anzahl der Pixeltransfers zur Anode, wurde mit dem Monte-Carlo-Simulationsprogramm berechnet. Die experimentellen Betriebsbedingungen der in Abb. 67 gezeigten Messung dienen als Eingabegrößen. Mit dem Störstellenparametersatz $E_t = E_c - 0.17 \text{ eV}$, $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, $X_n = 0.5$ und $n_t = 6.8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ konnten die Ergebnisse aus den Messungen reproduziert werden, wie der Vergleich mit Abb. 67 zeigt. Die hohen Ladungstransferverluste an die Störstellen sind durch die relativ langen Speicherzeiten $\Delta t_s = 900 \text{ ns}$ und $\Delta t_r = 60 \mu\text{s}$ sowie die tiefe Temperatur von 124 K bedingt. Splitereignisse und Photoneinfall während der Pixeltransfers, sogenannte „out of time“-Signale (s. Abb. 67), wurden in der Simulation nicht berücksichtigt.

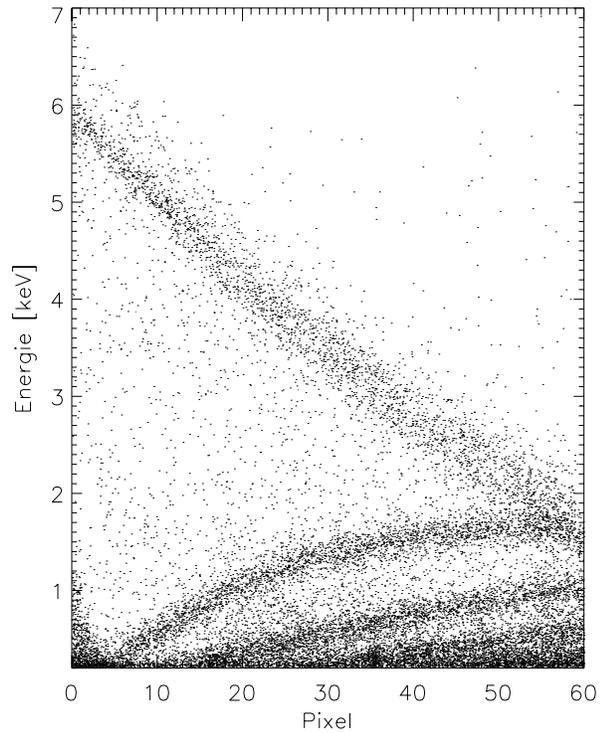


Abbildung 67: Scatterplot der Messung, die in Abb. 66 simuliert wurde. Dargestellt sind die Transferkanäle des pn-CCDs C6-23-12, die der Fluenz von $6.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ 10-MeV Protonen ausgesetzt waren. Die Betriebstemperatur von 124 K liegt etwas oberhalb der Temperatur mit den höchsten Ladungstransferverlusten. Die obere Kurve zeigt die Signalamplituden der führenden Bildzellen. In den nachfolgenden Pixeln wird ein Großteil der eingefangenen und wieder emittierten Elektronen gesammelt, wodurch sich die Kurven darunter ergeben. Die Signale zwischen den Kurven (bezüglich der Ordinate) gehören zu „Splitereignissen“, deren Signalladungsmenge sich auf zwei bis vier Pixel aufteilt. Darüberhinaus gibt es noch einen Beitrag von „out of time“-Signalen, die nicht während der Integrationszeit einfallen, sondern während der Auslese- oder Transferzeit. Dadurch werden sie falschen Bildzellen im Kanal zugeordnet und ihre Signale sind entlang der Abszisse verteilt im Scatterplot.

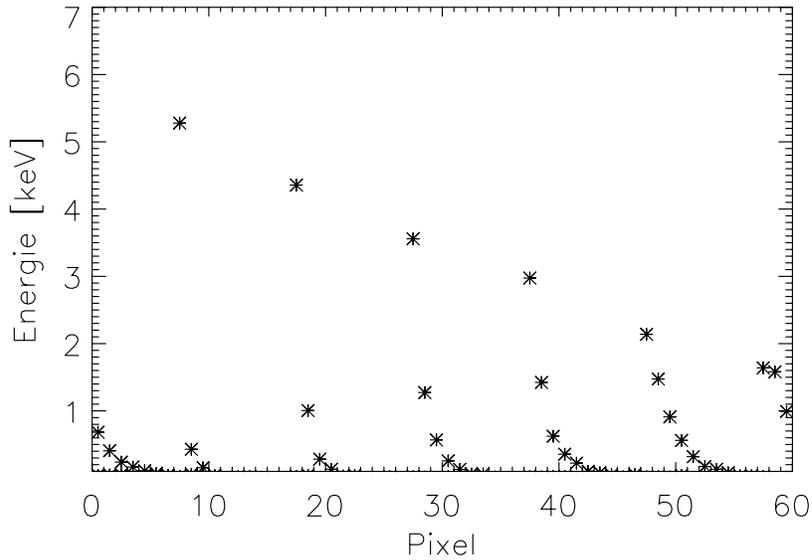


Abbildung 68: Die Abbildung zeigt nur einen Teil der in Abb. 66 simulierten Mn-K α -Signale, insgesamt die von sechs Röntgenphotonen. Dadurch wird deutlich erkennbar, daß die eigentliche Signalladung von Ladungsmengen in den nachfolgenden Bildzellen begleitet wird mit exponentiell abklingender Signalamplitude. Die steile Form des Signalschweifes reflektiert die kurze Emissionszeitkonstante τ_e . Bei dem in Pixel #58 eingefallenen Photon, kurz vor dem Ende des Transferkanales, reicht der sich mittlerweile über viele Pixel ausdehnende Schweif bis in die ersten Bildzellen des nächsten Bildes.

Mit ansteigender Temperatur verkürzt sich die Emissionszeit. Mit dem Besetzungsgrad der Störstellen sinkt entsprechend auch die CTE. Schließlich wird eine Temperatur erreicht, bei der die besetzten Traps zum größten Teil bereits wieder entvölkert sind, bevor die nächste Signalladungsmenge transferiert wird. Die Ladungstransferverluste erreichen dann ihren Maximalwert. Die Monte-Carlo-Simulationen der experimentellen Temperaturscans zeigen, daß das CTE-Minimum bei einer Temperatur auftritt, beispielsweise 115 K für das A-Zentrum, bei der die Emissionszeitkonstante ($\tau_e \approx 100 \mu\text{s}$) etwas länger ist als die Zeit, die benötigt wird, für den Transfer und die Auslese einer Bildzellenzeile (zwischen 20 und 65 μs). Die Zeitabstände zwischen den transferierten Signalladungspaketen sind grundsätzlich wesentlich länger zur Vermeidung von pile-up. Die Emissionszeitkonstante ist dabei allerdings noch viel länger als die Speicherzeit Δt_s (von 100 ns bzw. bei den frühen Messungen 900 ns) an den fünf Speicherorten pro Bildzelle, und nur in der gleichen Größenordnung wie die Speicherdauer Δt_r am sechsten Speicherort unter Taktregister φ_1 .

Bei weiterer Temperaturerhöhung und damit verbundener Verkürzung der Emissionszeit steigt die Wahrscheinlichkeit, daß die eingefangenen Signalelektronen frühzeitig genug freigegeben werden, um wieder in die ursprüngliche Signalladungsmenge zurückzukehren. Aus diesem Grund steigt die CTE wieder mit der Temperatur an. Zusätzlich wird für Temperaturen oberhalb von 200 K, die mittlere Trapbesetzung durch die Zunahme an thermisch generierten Dunkelstromelektronen wesentlich erhöht, so daß die CTE auch dadurch mit zunehmender Temperatur ansteigt.

Demzufolge führt jeder Trap-Typ, falls er gemäß seinen Parametern überhaupt in Erscheinung tritt, zu einem CTE-Abfall und -Anstieg in einem Temperaturscan. Die Temperatur, bei

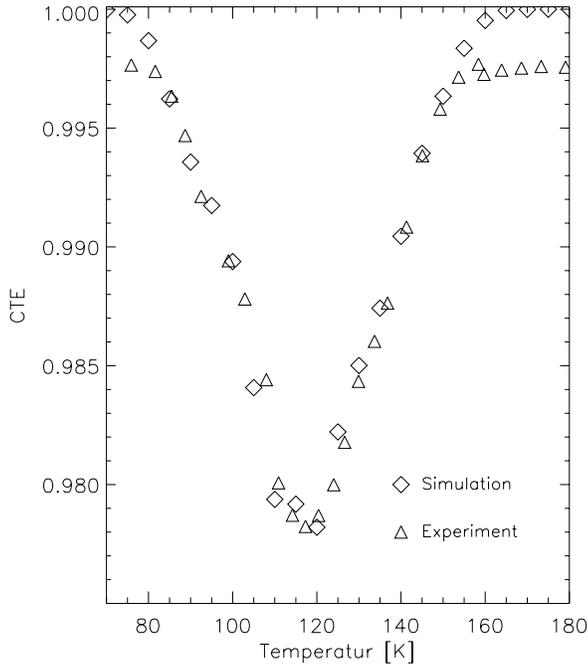


Abbildung 69: Simulierte und gemessene CTE-Werte von Mn-K $_{\alpha}$ -Photonen in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Speicherzeit Δt_s betrug 900 ns während der Bildzellentransfers. Für die Monte-Carlo-Simulation wurden dieselben Störstellenparameter wie in der Simulation von Abb. 66 verwendet: $E_t = E_c - 0.17$ eV, $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14}$ cm 2 , $X_n = 0.5$ und $n_t = 6.8 \cdot 10^{10}$ cm $^{-3}$. Die sonstigen Eingangsparameter wurden durch das Experiment vorgegeben. Die lange Speicherzeit Δt_s führt zu einer hohen Einfangwahrscheinlichkeit für die Signalelektronen. Ebenfalls durch die lange Speicherzeit bedingt, gibt es eine relativ hohe Wahrscheinlichkeit für eine Rückkehr des wieder freigegebenen Elektrons in sein Ladungspaket bei kurzen Emissionszeitkonstanten. Daraus ergibt sich das starke Absinken des CTE-Wertes und die anschließend relativ steile Zunahme der CTE mit steigender Temperatur im Vergleich zu Abb. 70. Simulierte und gemessene Werte stimmen nur im Temperaturbereich zwischen 90 K und 150 K überein, da außerhalb davon weitere Störstellenarten neben dem simulierten Trap-Typ die Transferverluste im wesentlichen bestimmen.

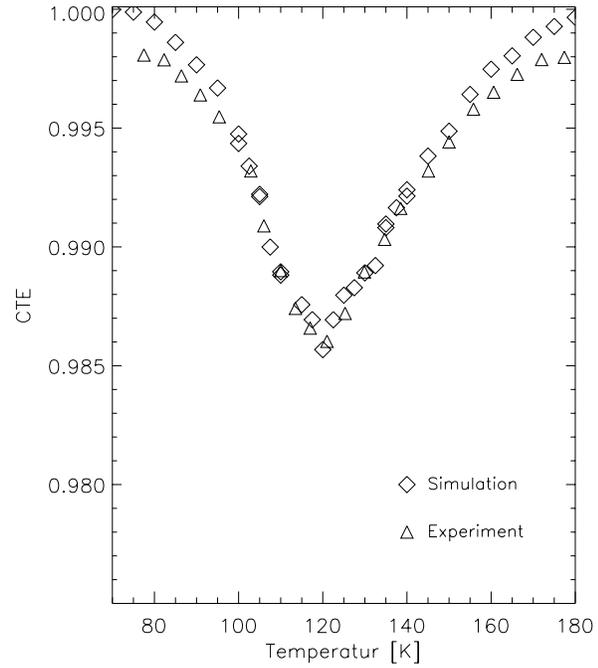


Abbildung 70: Experimenteller und simulierter Temperaturscan der CTE bei einer verringerten Speicherzeit $\Delta t_s = 100$ ns, anstelle von 900 ns wie in Abb. 69. Diese Parameteränderung im Zeitschema wurde bei der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt. Bei sonst unveränderten Parametern stimmen die experimentelle und die simulierte Kurve für CCD C6-23-12 wiederum gut überein. Die Verringerung der Ladungstransferverluste wurde nur durch die kürzere Zeit für die Traps bewirkt, in der sie die Signalelektronen einfangen können. Die Temperatur, bei der das CTE-Minimum auftritt, bleibt nahezu unverändert im Vergleich zu Abb. 69 bei etwa 120 K. Die kurze Speicherdauer führt zu einer niedrigeren Wahrscheinlichkeit für die Rückkehr eines eingefangenen Elektrons in sein Ladungspaket. Dies führt zu einem relativ flachen Anstieg der CTE mit zunehmender Temperatur, so daß beispielsweise bei einer Temperatur von 150 K der CTE-Wert niedriger liegt als im Fall der langen Speicherzeit von Abb. 69.

der das CTE-Minimum auftritt, hängt hauptsächlich vom Energieniveau E_t der Störstelle ab. Die Emissionszeitkonstante τ_e eines flachen, d.h. energetisch nahe an der Leitungsbandkante liegenden Störstellenniveaus ist bei einer tiefen Temperatur gemäß Gl. (32) dieselbe, wie für ein tiefes Störstellenniveau bei einer höheren Temperatur. Dies gilt unter der Voraussetzung von ähnlichen Einfangquerschnitten für die beiden Trap-Typen. Dadurch tritt das CTE-Minimum einer flachen Störstelle (d.h. kleiner Wert von $E_c - E_t$) bei einer tieferen Temperatur auf als das einer tiefen Störstelle.

Die Temperaturabhängigkeit der CTE wurde mit den Störstellenparametern simuliert, die bereits für den Scatterplot in Abb. 66 verwendet worden waren. Sie sind dem nach Teilchenbestrahlung am stärksten in Erscheinung tretenden Trap-Typ, dem A-Zentrum, zuzuordnen. Die Ergebnisse und der Vergleich mit den experimentellen Daten sind in den Bildern 69 und 70 zu sehen. Im Temperaturbereich zwischen 100 K und 150 K wird die CTE durch die Simulation gut beschrieben. Außerhalb dieses Bereiches sind die durch andere Störstellentypen verursachten Ladungstranserverluste nicht mehr vernachlässigbar, welche in der Simulation nicht berücksichtigt wurden.

Speicherzeitabhängigkeit der CTE: Der Temperaturscan in Abb. 70 unterscheidet sich von dem in Abb. 69 gezeigten nur durch die Verringerung der Speicherzeit Δt_s von 900 ns auf 100 ns. Bei der kürzeren Speicherzeit verringern sich die Ladungstransferverluste um bis zu ein Drittel aufgrund der kürzeren Zeit, die für den Ladungsträgereinfang zur Verfügung steht (vgl. Abb. 62). Dadurch sinkt aber auch die Wahrscheinlichkeit für Reemission der eingefangenen Elektronen ins Ladungspaket, wodurch der Anstieg der CTE mit der Temperatur nach Durchlaufen des CTE-Minimums flacher ausfällt als im Fall der längeren Speicherzeit.

Teilchenfluenzabhängigkeit der CTE: Die CTE hängt über die Konzentration der gebildeten Störstellen von der Protonenfluenz ab. Aus einem Vergleich der experimentellen und der simulierten CTE-Verläufe über die Temperatur kann die Trap-Konzentration ermittelt werden. Dazu wird diese solange variiert, bis beide Verläufe übereinstimmen. Ihre Werte n_t sind in Tabelle 17 präsentiert für die verschiedenen Protonenbestrahlungen der Prototyp-CCDs. Man findet, daß die Konzentration der generierten A-Zentren n_A proportional zur Fluenz Φ der einfallenden 10-MeV Protonen ansteigt mit einem Proportionalitätsfaktor von etwa 10/cm:

$$n_A [\text{cm}^{-3}] \approx 10/\text{cm} \cdot \Phi [\text{cm}^{-2}] \quad (73)$$

Ein Proton generiert somit etwa 0.3 A-Zentren in einem 300 μm dicken Detektor (bei senkr. Einfall).

Photonenenergieabhängigkeit der CTE: Der relative Ladungsverlust pro Bildzellentransfer, die CTI, ist in Abb. 71 über die Temperatur für verschiedene Photonenenergien simuliert. Die Störstellenparameter wurden wie in den obigen Beispielen gewählt. Der relative Ladungstransferverlust bezogen auf die Gesamtladung, fällt mit zunehmender Photonenenergie kontinuierlich ab. Dies wurde auch bei den Messungen beobachtet, wie Abb. 48 zeigt. Die Ursache dafür liegt im abnehmenden Verhältnis von Störstellen zu Elektronen. Am stärksten ist dieser Effekt im Temperaturbereich um 120 K ausgeprägt, bei dem die höchsten Transferverluste auftreten.

Ergänzend dazu sind die absoluten Ladungstransferverluste pro Bildzellentransfer für die verschiedenen Energien in Abb. 72 gezeigt bei einer Temperatur von 115 K. Die absoluten Elektronenverluste steigen, wie beim Experiment beobachtet (s. Abb. 47), mit der Photonenenergie,

CCD	Protonfluenz Φ [cm^{-2}]	$\Delta E/p$ [MeV]	A-Zentren Konzentration n_A [cm^{-3}]	A-Zentren pro Proton und 300 μm Si
C6-21-12	6.0×10^8	2.4	$0.5-0.9 \times 10^{10}$	0.25-0.45
C6-21-3	1.5×10^9	2.4	1.4×10^{10}	0.28
C6-28-3	2.6×10^9	2.4	$<6.8 \times 10^{10}$	<0.78
C6-23-12	6.5×10^9	3.3	6.8×10^{10}	0.31

Tabelle 17: Konzentration der A-Zentren in Abhängigkeit von der Protonenfluenz und generierte Anzahl pro einfallendem Proton im 300 μm dicken Detektor, bestimmt mithilfe der Monte-Carlo-Simulationen. Die Protonen mit 10 MeV bzw. 7.4 MeV Energie erzeugen jeweils etwa 0.3 A-Zentren in dem ca. 300 μm dicken Silizium-Detektor bei einem Energieverlust von 2.4 MeV bzw. 3.3 MeV. Die Werte für die Störstellenkonzentration wurden aus Vergleichen der Simulationen mit den Messungen der CTE in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt. Die Unsicherheit in der Störstellenkonzentration bei der Bestimmung mit der Simulationsmethode ist klein verglichen mit den Schwankungen, die bei anderen Methoden, beispielsweise bei den DLTS-Messungen (s. Kap. 10), auftreten.

da sich die Einfangwahrscheinlichkeit in die Traps durch die angewachsene Elektronendichte erhöht (s. Gl. (30) und Gl. (31)).

Photonenflußabhängigkeit der CTE: Die Abhängigkeit der CTE vom Photonенfluß nach Protonenbestrahlung wurde für eine Temperatur von 120 K simuliert und mit Messungen verglichen. Die Ergebnisse sind in Abb. 73 dargestellt. Für ihr Verständnis sind der mittlere Zeitabstand zwischen zwei Ladungspaketen in einem Transferkanal und die Emissionszeit der Elektronen maßgeblich. Bei der verwendeten Zykluszeit von 80 ms und der Fläche eines Transferkanals von 0.0135 cm^2 , bestehend aus 60 Pixeln zu je $150 \mu\text{m} \cdot 150 \mu\text{m}$ Größe, beträgt beim niedrigsten simulierten Photonенfluß von etwa $20 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, die mittlere Zeit zwischen zwei Photonen im gleichen Transferkanal 46 Zykluszeiten (3.70 s). Beim höchsten simulierten Fluß von $30000 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ beträgt der Zeitabstand 2.5 ms oder entsprechend 38 Pixeltransfers zu je $65 \mu\text{s}$. Die Emissionszeitkonstante τ_e hat bei 120 K für das A-Zentrum als simulierten Störstellentyp einen Wert von etwa $60 \mu\text{s}$, also etwa der Dauer eines Bildzellentransfers im Kanal. Die Verringerung der Konzentration der unbesetzten Störstellen durch Elektroneneinfang aus einer transferierten Ladungsmenge hält also nur sehr kurz an und verbessert nur für dicht aufeinanderfolgende Signalladungspakete die CTE deutlich. Dies erklärt die kaum vorhandene Abhängigkeit der gemessenen und simulierten CTE-Werte für Photonенflüsse bis zu etwa $1000 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die bei sehr hohen Flüssen auftretende deutliche Verringerung der Transferverluste um mehr als die Hälfte, rührt zum einen davon her, daß durch den statistischen Einfall der Photonen auch relativ kurze Zeitabstände zwischen transferierten Signalladungspaketen im Kanal auftreten. Zum anderen wird die Dauer der Verringerung der Konzentration der unbesetzten Störstellen dadurch verlängert, daß eingefangene Elektronen nach ihrer Emission wiederholt eingefangen werden können auf dem Weg zur Anode.

Die etwas stärkere Abhängigkeit der simulierten CTE vom Photonенfluß im Vergleich zur gemessenen, liegt an der Vernachlässigung tiefer Störstellen. Titan und die

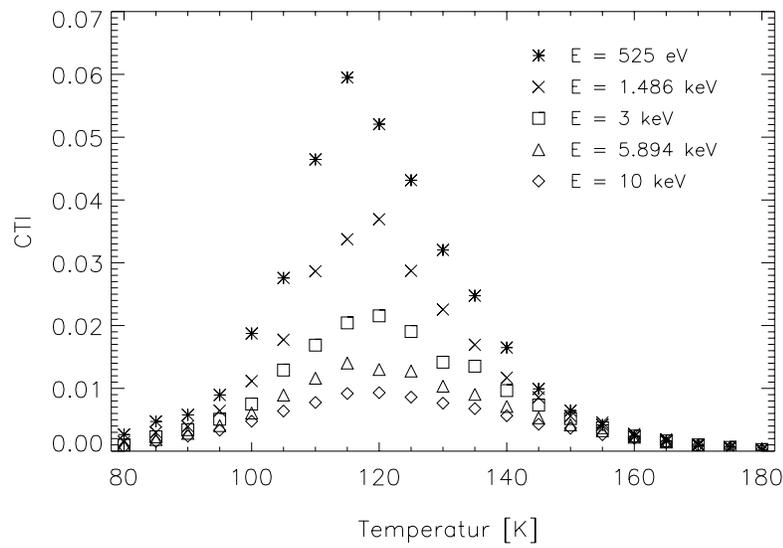


Abbildung 71: Simulierte CTI-Werte in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Photonenenergien von 525 eV bis 10 keV. Als Störstellenparameter wurden dieselben wie in den oberen Bildern verwendet: $E_t = E_c - 0.17$ eV, $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14}$ cm², $X_n = 0.5$, $n_t = 6.8 \cdot 10^{10}$ cm⁻³, entsprechend einer Protonenfluenz von $6.5 \cdot 10^9$ cm⁻² (s. Tab. 17). Berücksichtigt wurden in dieser Simulation des relativen Ladungstransferverlustes, wie in den übrigen Simulationen, die ortsabhängige Verteilung der durch das Infrarotlicht des CAMEX-Vorverstärkers generierten Dunkelladung (s. Abschnitt 6.3.3) sowie ein temperaturabhängiger Dunkelstrom von 10 nA/cm² bei 300 K.

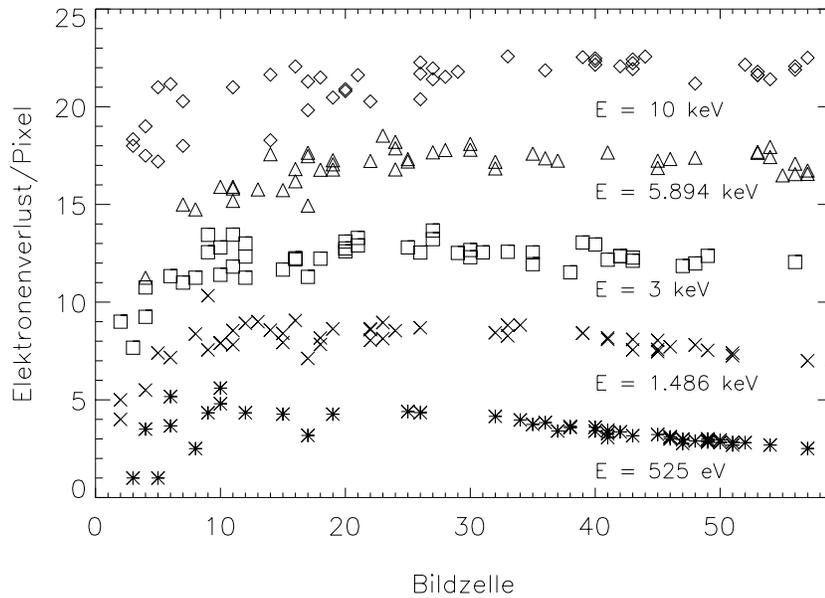


Abbildung 72: Simulierte Ladungstransferverluste in Elektronen pro Bildzellentransfer in Abhängigkeit ihres Einfallsortes. Die Ergebnisse sind dargestellt für verschiedene Photonenenergien von 525 eV bis 10 keV bei einer Temperatur von 115 K, bei der die größten Verluste auftreten. Dadurch tritt ihre Energieabhängigkeit am deutlichsten zutage. Als Störstellenparameter wurden dieselben wie in Abb. 71 verwendet. Deutlich ist der Einfluß des inhomogen verteilten Infrarotlichtes des Vorverstärkers zu sehen, der zu geringeren Transferverlusten in den ersten Pixeln führt. Bei den niedrigen Photonenenergien erkennt man die Abnahme in der Zahl der verlorenen Elektronen pro Pixeltransfer ab etwa der Mitte des Transferkanales. Die Ursache liegt in der nach längerem Transferweg bereits stark verringerten Signalelektronenzahl und damit ihrer Einfangwahrscheinlichkeit.

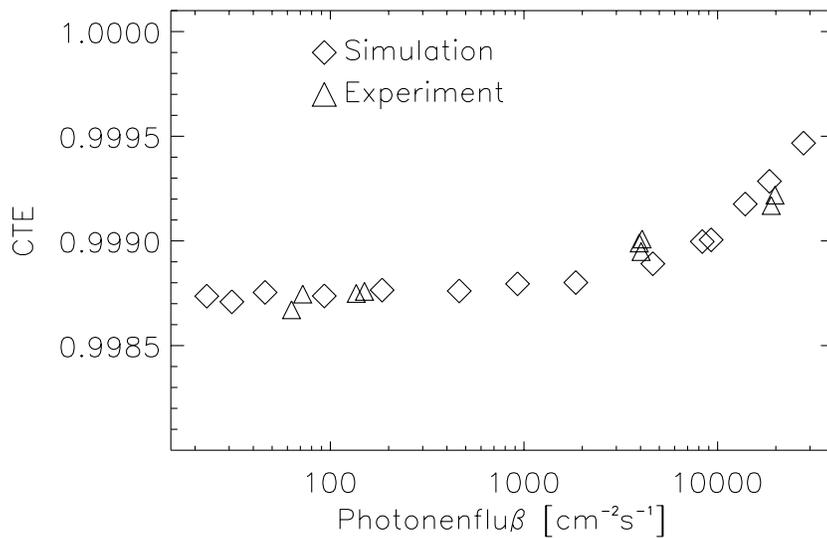


Abbildung 73: Gemessene und simulierte Abhängigkeit der CTE vom Al- K_{α} -Photonenfluß für die bestrahlten Kanäle des CCDs C6-21-12 bei einer Temperatur von 120 K. Nur bei sehr hohen Flußwerten ($>1000 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) steigt die Ladungstransfereffizienz deutlich mit dem Photonenfluß an. Denn bei kurzen Zeitabständen zwischen den transferierten Signalen wirkt sich die jeweils eintretende Störstellenbesetzung noch bis zur nachfolgenden Signalladungsmenge aus. Für die Simulation wurden dieselben Werte für die Trap-Parameter verwendet, wie in den Simulationen der vorangegangenen Bilder. Nur die Störstellenkonzentration n_t wurde mit $9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ der geringeren Protonenbestrahlung dieses CCDs (s. Tab. 17) angepaßt. Die Ergebnisse der Simulationen liegen nahe bei den gemessenen CTE-Werten. Die simulierte CTE zeigt eine etwas stärkere Abhängigkeit der CTE vom Photonenfluß an als die Messungen. Die Ursache dafür beruht auf der Vernachlässigung der „tiefen“ Störstellen, deren Emissionszeitkonstanten deutlich länger sind und damit die Flußabhängigkeit der Gesamtladungsverluste in diesem Bereich etwas abschwächen.

bestrahlungsgenerierte Doppelgitterleerstelle haben Emissionszeitkonstanten von etwa einer Sekunde und eine entsprechend langandauernde Wirkung auf die Störstellenbesetzung nach dem Transfer einer Signalladungsmenge. Der durch diese beiden Störstellen verursachte Ladungstransferverlustbeitrag zeigt demzufolge kaum eine Abhängigkeit bei den hohen Photonenströmen.

9.3.3 Transferrauschen

Aus den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulationen kann direkt auch der Transferrauschbeitrag (ENC_t) bestimmt werden. Daraus ergibt sich dann gemäß Gl. (7) die Degradation der Energieauflösung durch Strahlenschäden. Denn bei Temperaturen unterhalb von etwa 190 K ist der ebenfalls bestrahlungsabhängige Dunkelstromrauschbeitrag (ENC_d) praktisch vernachlässigbar (vgl. Abschnitt 6.4).

Zur Bestimmung des Transferrauschbeitrages betrachtet man in der Simulation die einzelnen Signalamplituden der Röntgenphotonen nach ihrem Transfer zur Anode. Unter Berücksichtigung der Anzahl der Bildzellentransfers wird daraus die CTE der einzelnen monoenergetischen Photonen bestimmt. Ihr Mittelwert gibt die durchschnittliche Ladungstransfereffizienz. Nach Korrektur des Ladungsverlustes gemäß Gl. (66) beschreibt die Standardabweichung der

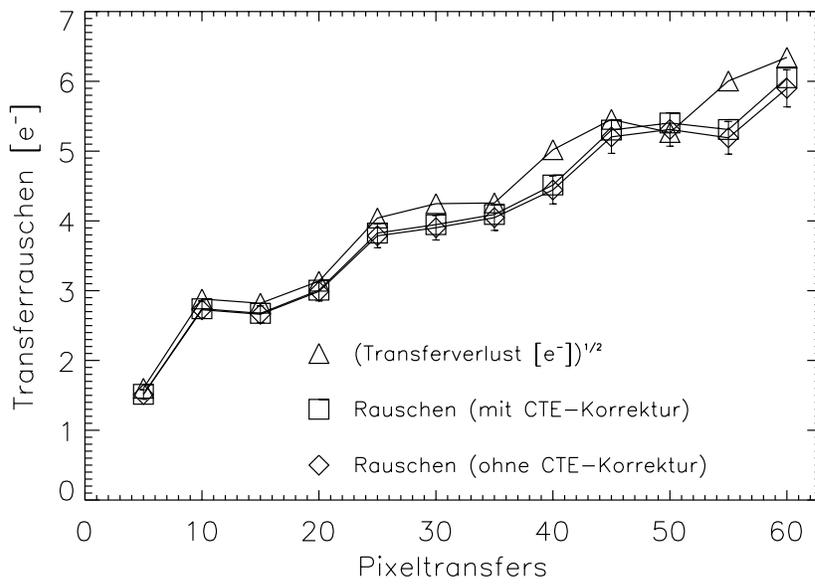


Abbildung 74: Darstellung des Transferrauschens sowie der Ladungstransferverluste in Abhängigkeit von der Anzahl der Bildzellentransfers. Diese Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen sind berechnet für die Mn-K $_{\alpha}$ -Linie und eine Temperatur von 160 K (weitere Details siehe Text). Das Transferrauschen ist näherungsweise gleich der Wurzel aus der Anzahl der durch „trapping“ verlorenen Signalelektronen. Wie diese nimmt es mit der Anzahl der Bildzellentransfers zu.

korrigierten Signalamplituden von ihrem Mittelwert das Transferrauschen, das einzig durch den Ladungsträgereinfang in Traps und ihre Emission bedingt ist:

$$\text{ENC}_t = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \left[\sum_{i=1}^n (N_{e,i} - \langle N_{e,i} \rangle)^2 \right]} \quad (74)$$

$N_{e,i}$ bedeutet dabei die für das Photon i aus der Simulation erhaltene Anzahl an Signalelektronen nach CTE-Korrektur, $\langle N_{e,i} \rangle$ den Mittelwert der Signalelektronen und n gibt die Anzahl der monoenergetischen Photonen wieder. ENC_t wird auch als der mittlere Fehler der Einzelmessung bezeichnet.

Im folgenden wird die Abhängigkeit des Transferrauschens von der Anzahl der Bildzellentransfers, der Temperatur und dem Photonenfluß mit dem Monte-Carlo-Simulationsmodell untersucht. Dabei wird auch der Zusammenhang mit den Ladungstransferverlusten betrachtet.

Das Transferrauschen in Abhängigkeit von der Anzahl der Bildzellentransfers ist in Abb. 74 für die Temperatur von 160 K dargestellt. Für die Simulation der Auswirkung von Strahlenschäden auf einen Prototyp-CCD wurden wieder dieselben Störstellenparameter wie in den obigen Bildern, beginnend bei Abb. 66, verwendet. Die Störstellenkonzentration wurde zu $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ gewählt, was einer Schädigung durch eine Äquivalentfluenz von etwa $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ 10-MeV Protonen entspricht (vgl. Gl. (73)). Pro Transferkanal, der aus 60 Bildzellen besteht, fiel jeweils ein Mn-K $_{\alpha}$ -Photon ein. Die Speicherzeit t_s betrug 100 ns. Die Standardabweichung der Signalamplituden wurde aus jeweils 490 Signalen mit gleicher Anzahl an Bildzellentransfers gemäß Gl. (74) bestimmt. Dies erfolgte vor sowie nach CTE-Korrektur. Die aus den unkorrigierten Signalen ermittelten Rauschwerte liegen mit steigender Anzahl ‘m’ an Pixeltransfers zunehmend mehr unter den Rauschwerten nach CTE-Korrektur infolge der kleiner werdenden Signalamplituden. Der Zusammenhang zwischen dem Transferrauschen und

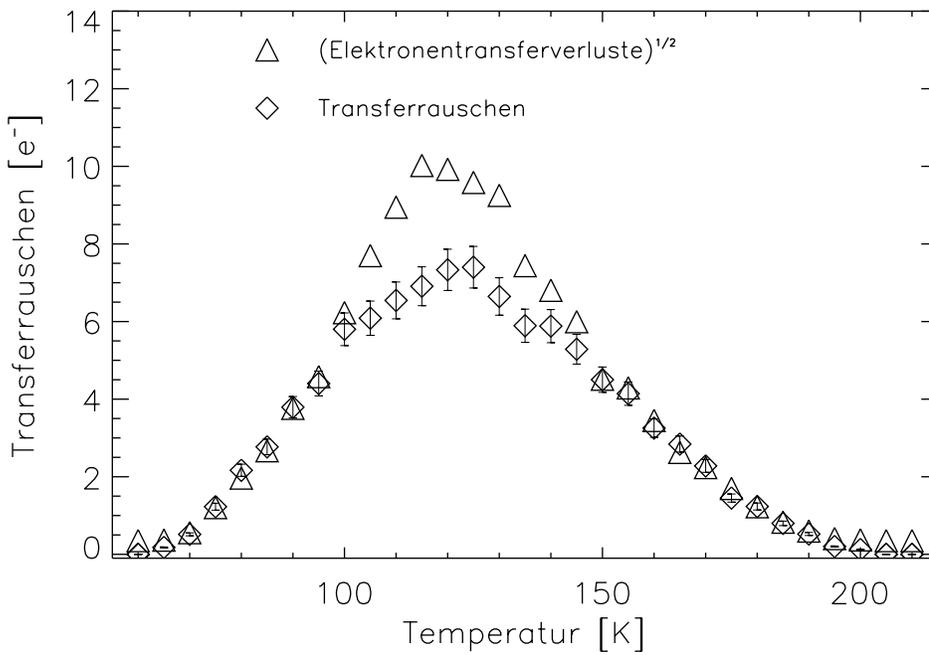


Abbildung 75: Simulation des Transferrauschens in Abhängigkeit von der Temperatur und Zusammenhang mit der Wurzel aus den Signaltransferverlusten. Die höchsten Transferrauschen bei etwa 120 K führen auch zum höchsten Transferrauschen. Das Transferrauschen liegt dort niedriger als die Wurzel aus den Elektronentransferverlusten. Im für Anwendungen relevanten Temperaturbereich oberhalb von 140 K (aber auch für Temperaturen unterhalb von 100 K) stimmen die beiden Kurven jedoch wieder überein. Die Simulation basiert auf denselben Eingangsgrößen wie in Abb. 74, mit Ausnahme der Beschränkung auf einheitlich 60 Bildzellentransfers für die Al-K $_{\alpha}$ -Linie (1486 eV) sowie auf die Auswertung von je 190 Signalen pro Temperaturwert für die Bestimmung des Transferrauschens und des mittleren Gesamtelektronenverlustes.

den Transferverlusten ist in der Abbildung ebenfalls offensichtlich. Die Wurzel aus der Anzahl der bei den Transfers insgesamt verlorenen Signalelektronen ΔN_e beschreibt das Transferrauschen in guter Näherung, wie es für Prozesse, die der Poisson-Statistik gehorchen, zu erwarten ist (vgl. Gl. (67)):

$$\begin{aligned} \text{ENC}_t [e^-] &= \sqrt{\Delta N_e [e^-]} \\ &= \frac{E_X [eV]}{3.7 [eV/e^-]} \cdot (1 - \text{CTE}^m) \end{aligned} \quad (75)$$

Dies bestätigt den in Abschnitt 8.1 gemessenen Zusammenhang zwischen CTE und Transferrauschen.

Die Simulation des Transferrauschens für verschiedene Temperaturen zeigt, daß die maximalen Rauschwerte auch bei den maximalen Ladungstransferverlusten auftreten (s. Abb. 75). Im Temperaturbereich um 120 K, bei dem die maximalen Transferverluste auftreten, findet man für das Transferrauschen einen niedrigeren Wert als aus den Gesamttransferverlusten zu erwarten wäre. Bei tieferen und höheren Temperaturen wird das Transferrauschen wieder gemäß Gl. (75) durch die Wurzel aus den Gesamtsignalelektronenverlusten beim Ladungstransfer bis zur Anode beschrieben. Für den praktischen Einsatz des Detektors oberhalb von 140 K gilt somit, daß das Transferrauschen näherungsweise durch die Wurzel aus den Gesamtladungstransferverlusten beschrieben wird.

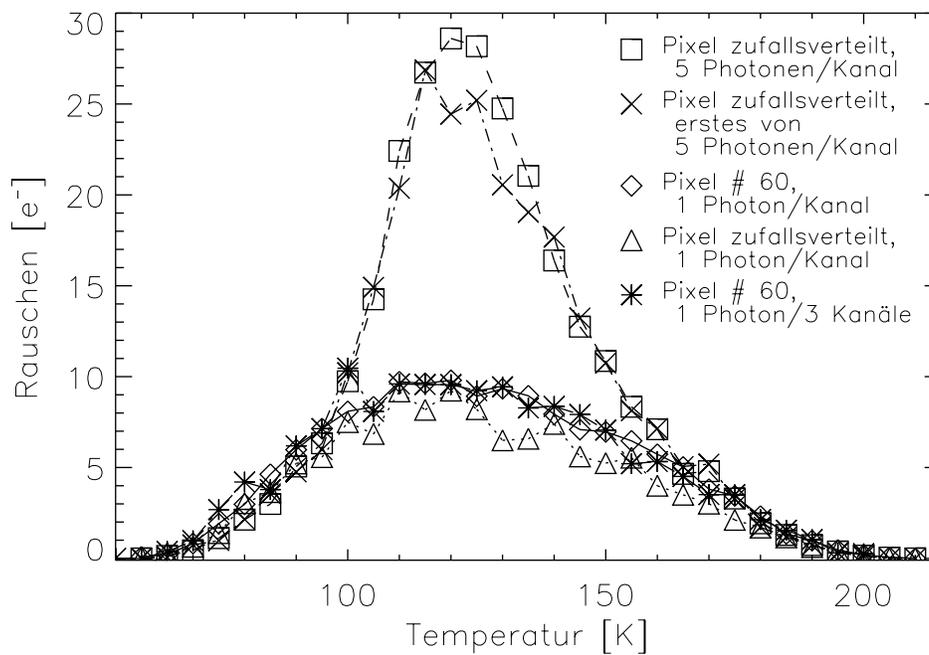


Abbildung 76: Simulation des Transferrauschens in Abhängigkeit des Photonenflusses. Die Störstellenparameter wurden wie bei Abb. 74 gewählt. Die Zykluszeit beträgt 80 ms. Die in der Graphik gezeigten Kurven unterscheiden sich durch folgende Variationen im Photonенfluß: der Einfall von 5 Photonen pro Kanal und Zykluszeit in zufällig ausgewählte Bildzellen bzw. nur das in die jeweils niedrigste Pixelnummer eingefallene Photon wird für die Auswertung herangezogen; der Einfall eines Photons pro Kanal und Zykluszeit in Bildzelle 60 bzw. zufällig verteilt hinsichtlich des Ortes sowie der Einfall eines Photons pro jedem 3. Zyklus (Zeitabstand 240 ms) in Bildzelle 60 des Kanales. Beim Einfall von 5 Mn- K_{α} -Photonen statt eines Photons pro Kanal und Zykluszeit steigt das Transferrauschen deutlich an im Temperaturbereich zwischen 100 K und 150 K, in dem die bestrahlungsgenerierte Störstelle die höchsten Transferverluste verursacht. Dagegen unterscheiden sich die Rauschbeiträge kaum für den mittleren und niedrigen Fluß. Die Einfang- und Emissionsvorgänge aufeinanderfolgender Signale sind dann weitgehend „entkoppelt“ aufgrund des großen zeitlichen Abstandes zwischen den Transfers der Ladungspakete.

Das Transferrauschen in Abhängigkeit von der Temperatur wurde für drei unterschiedliche Photonенflüsse in Abb. 76 simuliert, wiederum mit dem A-Zentrum als Störstelle. Der Rauschbeitrag steigt bis auf das Dreifache an bei Erhöhung des Flusses von einem Photon auf fünf Photonen pro 60 Bildzellen langem Transferkanal und einer Zykluszeit von 80 ms, gleichbedeutend mit $4630 \text{ Röntgenphotonen/cm}^2\text{s}^{-1}$. Die stärkste Rauscherhöhung findet man, wie schon bei Abb. 75, in dem Temperaturbereich, bei dem auch die höchsten Ladungstransferverluste auftreten, also um 120 K. Bei erhöhtem Photonенfluß mit zufallsverteilterm Einfallsort beeinflusst ein Signalladungspaket die nachfolgenden wegen des geringen Abstandes zu ihnen relativ stark durch die Besetzung von Traps und deren anschließende Freigabe von Elektronen. Die Signalverluste schwanken dadurch relativ stark. Ihre mit Mittelwerten durchgeführte Korrektur ist entsprechend ungenau und so das Transferrauschen hoch. Für relativ tiefe ($T < 100 \text{ K}$) sowie relativ hohe Temperaturen ($T > 150 \text{ K}$) ist die Emissiondauer so lange bzw. kurz, daß das durch Störstellenbesetzung und -entvölkerung bedingte Transferrauschen nur geringfügig von der Photonенrate abhängt.

Betrachtet man nur jeweils das erste der fünf Photonen im Kanal, so verringert sich das Transferrauschen entsprechend dem kürzeren Transferweg zur Anode ein wenig.

Bei der Simulation von einem Photon pro Kanal und Zykluszeit ist das Rauschen bei einer statistisch verteilten Transferweglänge zwischen 1 und 60 Bildzellen etwas geringer als beim Zurücklegen der maximalen, aber konstanten Transferweglänge von 60 Bildzellen. Insbesondere für die in zufällige Bildzellennummern eingefallenen Photonen ist die Korrektur der Ladungstransferverluste wichtig, da sonst neben dem Transferrauschen ein hoher Rauschbeitrag durch die entsprechend den Weglängen unterschiedlichen Transferverluste entstehen würde.

Die Simulation eines noch niedrigeren Photonenflusses, nämlich den Einfall von einem Photon pro Kanal in nur jeder dritten Zykluszeit, ergibt keinen signifikanten Unterschied im Transferrauschen im Vergleich zu dem zuvor betrachteten Fluß von einem Photon pro Kanal und Zykluszeit. Wegen der dann relativ großen Abstände zwischen den Signalladungspaketen beeinflussen sich diese über den gesamten Temperaturbereich nur noch geringfügig, so daß das Transferrauschen kaum vom Photonenfluß abhängt. Dies gilt auch für den Flußbereich, dem der zur Einzelphotonendetektion eingesetzte Detektor typischerweise ausgesetzt wird. Denn bei höheren Flüssen wäre die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von pile-up der Ereignisse nicht mehr gering und so die Spektroskopie beeinträchtigt.

10 Analyse der Störstellen

Für die Analyse des aufgetretenen Strahlenschadens, für seine Modellierung und für seine eventuelle Vermeidung ist es wichtig, die generierten Störstellen parametrisieren und identifizieren zu können. Für den Störstellentyp, der die höchsten Ladungstransferverluste nach Proton- und Alpha-Teilchen-Bestrahlung hervorgerufen hatte, fand dies mit drei voneinander unabhängigen Methoden statt:

1. Die Ergebnisse der in Abschnitt 9.3 beschriebenen Monte-Carlo-Simulationen der störstellenabhängigen Ladungstransferverluste wurden mit den experimentellen Daten verglichen. Für diesen Zweck waren die Störstellenparameter so lange variiert worden, bis die simulierten Ladungstransferverluste mit den gemessenen übereinstimmten.
2. Mit einer Standardmethode der hochempfindlichen Störstellenanalyse, der „Deep Level Transient Spectroscopy“ (DLTS), wurden bestrahlte und unbestrahlte Teststrukturen untersucht. Bei dieser Methode wird die zeitliche Abnahme der Bauelementkapazität infolge von Störstellenentvölkerung gemessen. Geschieht dies als Funktion der Temperatur, so kann man die Trap-Parameter daraus ableiten. Bei den für die Analyse verwendeten Teststrukturen handelte es sich um pn-Dioden, die zusammen mit den CCDs auf den Siliziumscheiben prozessiert worden waren. Des Weiteren wurden auch Schottky-Kontakte (Metall-Halbleiter-Übergänge) analysiert, gefertigt auf dem gleichen Siliziummaterial wie die Flugtyp-CCDs.
3. „Annealing“-Experimente, die das thermische Ausheilen von strahlungsinduzierten Störstellen untersuchen, wurden direkt an einem pn-CCD durchgeführt. Damit konnte die für den vorliegenden Störstellen-Typ charakteristische Ausheiltemperatur ermittelt werden.

10.1 Vergleich der Ladungstransferverluste aus Experiment und Simulation

Die aus dem Vergleich von Experiment und Simulation gewonnenen Trap-Parameter sollen neben der Bestimmung des Störstellen-Typs auch der Ermittlung seiner Konzentration in Abhängigkeit von der jeweiligen Teilchenfluenz dienen. Damit läßt sich die Generationswahrscheinlichkeit des Traps im pn-CCD-Bauelement bei Einfall eines Teilchens angeben.

10.1.1 Störstellentyp

Die beispielsweise in den Bildern 66, 67, 69, 70 und 73 ersichtliche gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation wurde für folgenden einheitlichen Satz an Störstellenparametern gefunden:

- Energieniveau bezüglich der Leitungsbandkante: $E_t = E_c - 0.17 \text{ eV}$
- Einfangquerschnitt für Elektronen: $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$
- Entropieänderungsfaktor $X_n = 0.5$

Diese Parameter findet man in der Literatur als diejenigen wieder, die für den Gitterleerstellen-Sauerstoff-Defektkomplex^(0/-) gemessen wurden. Beim Einfang eines Elektrons wechselt der neutrale Ladungszustand der Störstelle in einen einfach negativ geladenen. Die in der Literatur angeführten Untersuchungen erfolgten mit konventionellen Methoden zur Bestimmung von Störstellenparametern, wie DLTS, TSC (thermally stimulated current), TSCAP (thermally stimulated capacitance) usw. [La89]. Für das Energieniveau dieser Störstelle wurden die folgenden Werte gemessen: $E_t - E_c = 0.169$ eV, 0.17 eV beziehungsweise 0.174 eV [Br82], [La89], [Wa73]. Der Einfangquerschnitt wurde als temperaturunabhängig gefunden mit $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14}$ cm² und der theoretische bzw. experimentelle Wert für den Entropieänderungsfaktor X_n ist mit 0.5 bzw. 0.4 angegeben [Br82]. Dieser auch A-Zentrum genannte Defekttyp wird häufig nach Teilchenbestrahlung von Silizium beobachtet. Beim A-Zentrum bildet ein Sauerstoffatom in der Nähe einer Gitterleerstelle Bindungen zu zwei der benachbarten Siliziumatome aus. Zwischen den anderen beiden benachbarten Siliziumatomen ist das zusätzlich eingefangene Elektron lokalisiert [Br89], [La89].

10.1.2 Störstellenkonzentration und Generationswahrscheinlichkeit

A-Zentren führen durch Elektroneneinfang zu maximalen Ladungstransferverlusten im Temperaturbereich um 115 K (vgl. Abb. 41). Da unbestrahlte pn-CCDs gerade dort die niedrigsten Ladungstransferverluste überhaupt aufweisen (s. Abb. 39), ist daraus zu schließen, daß die Konzentration von A-Zentren praktisch vernachlässigbar ist vor Bestrahlung.

Nach den Teilchenbestrahlungen steigt proportional zur Teilchenfluenz die Ladungstransferineffizienz an (s. Abb. 44). Aus der Simulation in Abb. 77 ist ersichtlich, daß die Ladungstransferineffizienz wiederum proportional zur Konzentration der A-Zentren steigt. Demzufolge wächst die Konzentration der A-Zentren proportional zur Teilchenfluenz, wie auch aus Tab. 17 ersichtlich ist. Die drei Größen Teilchenfluenz, A-Zentren-Konzentration und Ladungstransferineffizienz stehen also in linearer Beziehung zueinander (solange noch keine „Sättigungseffekte“ eintreten).

Nun soll die Grenze abgeschätzt werden, bis zu der die linearen Beziehungen ohne Einschränkung gelten. Bei einer CTI > 0.03 erreicht nach der maximalen Anzahl von 200 Bildzellentransfers gemäß Gl. (11) praktisch kein Signalelektron mehr die Anode; die CTI ist nicht mehr konstant für alle Bildzellentransfers in Kanal. Näherungsweise gestützt auf die Simulation in Abb. 77, tritt dies für die Mn-K $_{\alpha}$ -Linie und eine Temperatur von 115 K bei einer A-Zentrenkonzentration $> 1 \cdot 10^{11}$ cm⁻³ ein. Bei dieser Photonenenergie und Temperatur wird eine CTI > 0.03 nach Abb. 41 durch eine 10 -MeV Protonenfluenz $> 1 \cdot 10^{10}$ cm⁻² verursacht (vgl. auch Gl. (73)). Eine erste Begrenzung der linearen Zunahme der CTI mit der Konzentration der A-Zentren ist also ab dieser Bestrahlungsfluenz zu erwarten, die in den durchgeführten Bestrahlungsexperimenten nicht erreicht wurde. Eine Nichtlinearität zwischen Protonenfluenz und A-Zentrenkonzentration durch Sättigungseffekte ist erst bei einem deutlich höheren Grenzwert als $1 \cdot 10^{11}$ cm⁻³ zu erwarten, da die Sauerstoffkonzentration mit 10^{16} cm⁻³ (wie auch die bei Störstellenbildung konkurrierende Phosphorkonzentration mit etwa 10^{14} cm⁻³) um Größenordnungen höher liegt (s. unten).

Die Anzahl der gebildeten Gitterleerstellen läßt sich wie bereits der Energieverlust der Protonen im Detektor (s. Kap. 5) mit dem TRIM-Programm simulieren. Beim Durchqueren des Detektors erzeugt das einfallende Proton im Mittel ca. 18 Paare aus Gitterleerstellen und Zwischengitteratomen pro Proton in einem 280 μ m dicken Detektor.

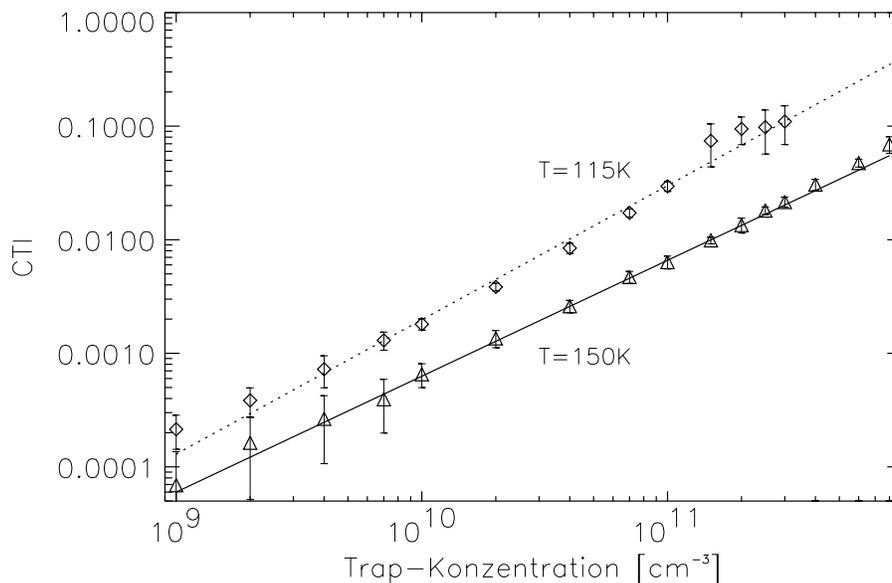


Abbildung 77: Simulation der Ladungstransferineffizienz in Abhängigkeit von der Störstellenkonzentration für zwei verschiedene Temperaturen von 115 K und 150 K. Die CTI-Werte sind für das Signal der Mn-K α -Linie nach einer Transferweglänge von 60 Bildzellen bestimmt worden. Die Fehlerbalken beschreiben das Dreifache der Standardabweichung der simulierten CTI-Werte. Die Simulationen wurden für das A-Zentrum als Störstelle durchgeführt mit den bei den Messungen typischerweise verwendeten Speicherzeitparametern von $\Delta t_s = 100$ ns, $\Delta t_r = 64$ μ s und $\Delta t_c = 80$ ms. Die CTI steigt proportional zur Konzentration der A-Zentren an. Bei der Temperatur von 150 K ist lediglich die Wahrscheinlichkeit des Ladungstransferverlustes pro Störstelle niedriger als bei der tieferen Temperatur von 115 K. Beim Erreichen einer CTI von etwa 0.1 gelangt bei einer simulierten Transferweglänge von 60 Bildzellen praktisch kein Signalelektron des Ladungspaketes mehr zur Anode, gemäß Gl. (11). Dies wird bei einer Temperatur von 115 K für eine A-Zentren-Konzentration von etwa $3 \cdot 10^{11}$ cm⁻³ erreicht. Für größere Transferverluste infolge höherer Trap-Konzentrationen macht die Angabe einer einheitlichen CTI für alle Bildzellentransfers im Kanal schließlich keinen Sinn mehr.

Da jedes Proton nur etwa 0.3 A-Zentren über die gesamte Detektortiefe bildet (s. Tab. 17), liegt die mittlere Wahrscheinlichkeit, daß eine Gitterleerstelle mit einem Sauerstoffatom eine Bindung eingeht, im Prozentbereich. Die restlichen Gitterleerstellen rekombinieren wieder mit einem Zwischengitteratom, diffundieren an die Kristalloberfläche oder wechselwirken mit anderen Partnern, wie z.B. mit einer anderen Gitterleerstelle zu einer Doppelgitterleerstelle.

Bei 5.5-MeV α -Teilchen ist die durch A-Zentren bedingte Ladungstransferineffizienz um einen Faktor 17 höher als bei 10-MeV Protonen, wie Abb. 41 zu entnehmen ist. Wegen der Proportionalität von CTI und Störstellenkonzentration bedeutet dies, daß ein 5.5-MeV Alpha-Teilchen 17 mal so viele A-Zentren in der Ladungstransfertiefe generiert wie ein 10-MeV Proton.

10.2 Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) Messungen

Eine etablierte Methode zur Störstellenanalyse ist die „Deep Level Transient Spectroscopy“. Im folgenden sei kurz die Methode erläutert, eine detaillierte Beschreibung ist in [La89], Abschnitt 3.1.6, zu finden.

10.2.1 Meßmethode

Bei DLTS handelt es sich um eine spektroskopische Methode (d.h. Vermessung) hinsichtlich der Emissionszeitkonstante τ_e , die die Besetzungsänderung der Störstellen aus einem ursprünglichen Ungleichgewichtszustand in einen Gleichgewichtszustand bestimmt. Die Einschränkung auf Störstellen mit „tiefem“ Energieniveau liegt an der Begrenzung bezüglich minimaler Temperatur und Zeitauflösung, um die Emissionszeitkonstante noch vermessen zu können. Gemessen wird die isotherme hochfrequente Kapazitätstransiente.

Untersucht wird das Depletionsgebiet eines in Sperrichtung gepolten Überganges, z.B. eines pn-Überganges, einer MOS-Diode oder eines Schottky-Überganges. Im Ausgangszustand ist der Besetzungsgrad der Defektniveaus entsprechend dem thermischen Gleichgewicht im Depletionsgebiet. Durch das Anlegen eines Spannungspulses (Füllpulses) werden die Defekte mit Ladungsträgern besetzt. Je nach Depletionsspannung und Füllpulshöhe betrifft das einen bestimmten Tiefenbereich des ursprünglich depletierten Gebietes. Nach dem Ende des Spannungspulses entvölkern sich die Störstellen entsprechend ihrer Emissionszeitkonstanten. Der Besetzungsgrad der Defekte kehrt ins ursprüngliche thermische Gleichgewicht zurück. Mit der Besetzungsänderung der Defekte ist eine entsprechende Kapazitätsänderung des Überganges verbunden. Deren zeitlicher Verlauf, bei konstanter Temperatur aufgenommen, bestimmt das DLTS-Signal $\Delta C(t_1, t_2) = C(t_2) - C(t_1)$, d.h. die Differenz zweier zu bestimmten Zeiten t_1, t_2 (typischerweise im Millisekundenbereich) nach Füllpulsende gemessener Kapazitätswerte $C(t_1)$ und $C(t_2)$. Die DLTS-Signalhöhe $\Delta C(t_1, t_2)$ wird in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Für die Temperatur, bei der die maximale Signalhöhe auftritt, läßt sich die zugehörige Emissionszeitkonstante direkt aus t_1 und t_2 berechnen. Durch Variation des Zeitfensters t_1, t_2 erhält man so jeweils für eine weitere Temperatur die entsprechende Emissionszeitkonstante $\tau_e(T)$. Die DLTS-Messungen liefern Informationen über folgende Störstellengrößen:

- Die Art des Traps, ob Elektronen- oder Löcher-Trap, je nach Vorzeichen des DLTS-Signales.
- Energie und Einfangquerschnitt der Störstellentypen bestimmt man aus den gemessenen Werten $\tau_e(T)$. Dazu formt man die Gleichung für die Emissionszeitkonstante τ_e (s. Gl. (32)) folgendermaßen um unter Separation der temperaturabhängigen Anteile:

$$\ln(\tau_e \cdot T^{2+\alpha}) = -\ln(v_{th}^\circ \cdot N_c^\circ \cdot \sigma_c^\circ \cdot X_n^\circ) + \frac{E_c - E_t}{k_B \cdot T} \quad (76)$$

mit: $v_{th} = v_{th}^\circ \cdot T^{1/2}$, $N_c = N_c^\circ \cdot T^{3/2}$, $\sigma_c \cdot X_n = \sigma_c^\circ \cdot X_n^\circ \cdot T^\alpha$, wobei der die Temperaturabhängigkeit des Einfangquerschnittes beschreibende Parameter α typischerweise zwischen 0 und -3 liegt. Der Arrhenius-Plot $\ln(\tau_e \cdot T^{2+\alpha})$ versus $1/T$ ergibt dann eine Gerade. Das Energieniveau der Störstelle ergibt sich aus der Steigung der Geraden. Der temperaturunabhängige Teil des Einfangquerschnittes σ_c° und der Entropieänderung X° werden bestimmt aus dem Schnittpunkt der extrapolierten Geraden mit der $\ln(\tau_e \cdot T^{2+\alpha})$ -Achse.

- Die Konzentration der Störstellen kann in ähnlicher Weise aus der Höhe des DLTS-Signalamplitudenmaximums berechnet werden unter Berücksichtigung der Kontaktfläche und Dotierkonzentration der Probe.

$E_c - E_t$ [eV]	Bestrahlung	Teststruktur	Meßeinrichtung
0.044		D	Univ. Erlangen
0.073,0.088,0.081	x	D	Univ. Erlangen
0.077,0.083,0.089,0.093,0.105		D	Univ. Erlangen
0.08		S	IMEC
0.09		S	GeMeTec
0.112	x	D	Univ. Erlangen
0.126	x	S	FHI Erlangen
0.140	x	D	Univ. Erlangen
0.147		D	Univ. Erlangen
0.151	x	S	FHI Erlangen
0.17		S	IMEC
0.17,0.21	x	D	IMEC
0.17	x	D	Univ. Hamburg
0.164,0.171,0.174,0.175,0.179,0.182	x	D	Univ. Erlangen
0.188	x	S	FHI Erlangen
0.190,0.199	x	D	Univ. Erlangen
0.208	x	S	FHI Erlangen
0.22		S	IMEC
0.23	x	D	IMEC
0.232		D	Univ. Erlangen
0.249	x	S	FHI Erlangen
0.250,0.253,0.264,0.265	x	D	Univ. Erlangen
0.264	x	S	FHI Erlangen
0.27		S	IMEC
0.27	x	D	IMEC
0.276,0.279	x	D	Univ. Erlangen
0.281		D	Univ. Erlangen
0.298,0.311,0.303	x	D	Univ. Erlangen
0.290,0.298,0.311,0.316,0.316		D	Univ. Erlangen
0.342,0.386		D	Univ. Erlangen
0.39	x	D	Univ. Hamburg
0.396	x	S	FHI Erlangen
0.398-0.407		S	GeMeTec
0,39,0.42	x	D	Univ. Hamburg
0.414,0.423,0.424,0.429	x	D	Univ. Erlangen
0.42	x	D	IMEC
0.45		S	IMEC
0.467,0.487,0.505,0.506	x	D	Univ. Erlangen
0.492,0.497		D	Univ. Erlangen
0.540	x	S	FHI Erlangen
0.553		D	Univ. Erlangen
0.55		S	GeMeTec

Tabelle 18: Auflistung der mit der DLTS-Methode bestimmten Störstellen-Energieniveaus (bezogen auf die Leitungsbandkante) von Dioden (D) und Schottky-Kontakten (S), die mit den pn-CCDs bzw. auf dem gleichen Material prozessiert worden waren.

10.2.2 Meßergebnisse

DLTS-Analysen erfolgten an mit 10-MeV Protonen bestrahlten Teststrukturen sowie zu Vergleichszwecken an unbestrahlten Proben (vgl. Abschnitt 5.1.3). Durchgeführt wurden die Messungen an verschiedenen auf DLTS-Analysen spezialisierten Einrichtungen:

1. Universität Erlangen, Lehrstuhl für Angewandte Physik
2. Fraunhofer Institut für integrierte Schaltungen, Erlangen
3. Interuniversitair Micro-Electronica Centrum (IMEC), Belgien
4. Universität Hamburg, I.Institut für Experimentalphysik (mit Neutronen bestrahlte Proben) [Fr96]
5. Gesellschaft für Meßtechnik und Technologie (GeMeTec), München (nur unbestrahlte Proben)

In Tabelle 18 sind die aus den DLTS-Untersuchungen gewonnen Energieniveaus der Störstellen aufgeführt. Zur Unterscheidung der bestrahlungsbedingten Störstellen von den bereits vor Bestrahlung vorliegenden Defekten wurden die Ergebnisse der bestrahlten denen der unbestrahlten Bauelemente gegenübergestellt. Untersucht wurde dabei i.a. der Tiefenbereich, in dem der Ladungstransfer beim pn-CCD stattfindet, nahe der Grenzfläche Epitaxieschicht-hochohmiges Substrat. Die Tabelle ist nach den Energieniveaus der Störstellen geordnet. Sie wurden einheitlich ausgewertet unter der Annahme, daß die Einfangquerschnitte der Störstellen temperaturunabhängig sind.

10.2.3 Interpretation der Meßergebnisse

In Abb. 78 ist das DLTS-Spektrum einer mit 10-MeV Protonen bestrahlten Diode dargestellt, das im Temperaturbereich zwischen 40 K und 300 K gemessen wurde. Es spiegelt eindrucksvoll die Korrelation zu den bei einem CTI-Temperaturscan (vgl. Abb. 39 und Abb. 41) in Erscheinung tretenden Störstellen wider. Einen direkten quantitativen Vergleich der Temperaturwerte der gemessenen jeweiligen Signalpeaks durchzuführen, ist allerdings nicht möglich, da bei der DLTS-Messung die Abtastzeitpunkte t_1 , t_2 der Kapazität einen wesentlichen Einfluß auf das DLTS-Signal haben, während bei einer CTI-Bestimmung die Speicherzeiten des Ladungstransfers die Temperatur des Verlustmaximums bestimmen. Auch die Störstellenkonzentration kann nicht über die Amplituden der DLTS-Signale bzw. Verlusthöhen verglichen werden. Denn bei der DLTS-Messung werden praktisch alle Störstellen mit Elektronen besetzt, während bei der Ladungstransferverlustmethode nur ein Teil der Störstellen bevölkert wird. Dieser Anteil ist abhängig vom Einfangquerschnitt des Traps, der Speicherzeit, der Signalladungsmenge, etc. Eine Zusammenfassung der Meßergebnisse führt zu folgenden sechs Störstellentypen:

1. Beobachtet wurde ein Störstellentyp mit einem Energieniveau (bezüglich der Leitungsbandkante) von 0.044 eV. Dieser war bereits vor Bestrahlung vorhanden. Wegen der sehr tiefen Temperatur, bei der die Störstelle erst in Erscheinung tritt, lag sie bei fast allen Messungen außerhalb des Temperaturscanbereiches und konnte dadurch prinzipiell nicht nachgewiesen werden. Seine Zuordnung zum Phosphordotieratom ($E_t = E_c - 0.045$ eV) ist naheliegend.

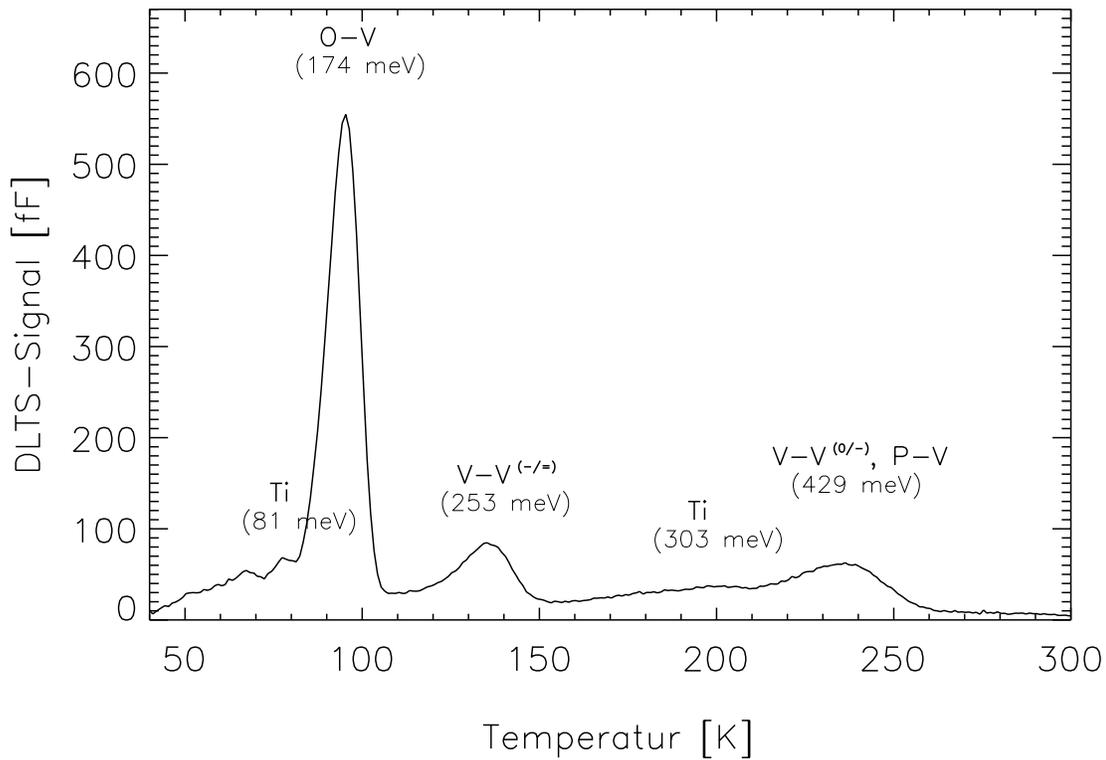


Abbildung 78: DLTS-Messung einer mit $2.5 \cdot 10^{10}$ 10-MeV Protonen/cm² bestrahlten pn-Diode, durchgeführt an der Universität Erlangen. Das dargestellte Signal wurde mit dem Zeitpaar $t_1, t_2 = 4$ ms, 8 ms aufgenommen. Nach Bestrahlung tritt am stärksten das Signal der Störstellen mit einem Energieniveau von 174 meV unter der Leitungsbandkante hervor. Ihr Einfangquerschnitt, genauer $\sigma_c \cdot X_n$, wurde zu 1.04 ($*/\div 1.13$) $\cdot 10^{-14}$ cm² bestimmt und die Störstellenkonzentration zu 5.80 (± 0.28) $\cdot 10^{10}$ cm⁻³. Die Störstelle kann dem Sauerstoff-Gitterleerstellen-Defekt zugeordnet werden.

Daneben treten noch zwei weitere, ebenfalls erst nach Bestrahlung beobachtbare Störstellentypen in Erscheinung:

Das Energieniveau des einen Störstellentyps wurde in dieser Messung zu 253 meV unter der Leitungsbandkante bestimmt und sein Einfangquerschnitt zu 7.24 ($*/\div 2.11$) $\cdot 10^{-15}$ cm². Die Störstellenkonzentration ergab sich zu 3.09 (± 0.35) $\cdot 10^{10}$ cm⁻³. Der Defekt kann als Doppelgitterleerstelle interpretiert werden, mit einfach negativem Ladungszustand im unbesetzten und doppelt negativ geladen im besetzten Zustand.

Für den anderen Defekttyp wurde ein tiefes Störstellenniveau von 429 meV gefunden mit zugehörigem Einfangquerschnitt von 1.68 ($*/\div 3.10$) $\cdot 10^{-15}$ cm² und einer Konzentration von 7.69 (± 1.67) $\cdot 10^{10}$ cm⁻³. Bei der Störstelle handelt es sich wohl um die im besetzten Zustand einfach negativ geladene Doppelgitterleerstelle und/oder einen Phosphor-Gitterleerstellen-Defekt.

Die Energieniveaus von 81 meV und 303 meV wurden bereits vor Bestrahlung gemessen. Die zugehörigen Einfangquerschnitte betragen $5 \cdot 10^{-15}$ cm² bzw. $4 \cdot 10^{-15}$ cm². Die Konzentrationen wurden zu $1 \cdot 10^{10}$ cm⁻³ bzw. $7 \cdot 10^9$ cm⁻³ ausgewertet vor Bestrahlung. Danach wurden sie zu $2 \cdot 10^9$ cm⁻³ bzw. $2 \cdot 10^{10}$ cm⁻³ bestimmt. Im Rahmen der hohen Meßgenauigkeit dieser sehr schwachen DLTS-Signale haben sich diese Störstellenkonzentrationen durch Bestrahlung nicht signifikant geändert. Eine Interpretation der zugehörigen Störstelle als bestrahlungsunabhängige Titan-Verunreinigung, die in zwei unterschiedlichen Ladungszuständen auftritt, ist insofern stimmig.

2. Die Störstelle mit Niveau um 0.08 eV war ebenfalls bereits vor Bestrahlung vorhanden. Ihr Produkt aus Einfangquerschnitt und Entropieänderungsfaktor $\sigma_c \cdot X_n$ wurde zu 10^{-14} cm^2 bestimmt, ihre typische Konzentration zu 10^{10} cm^{-3} . Vermutlich handelt es sich dabei um eine Titan-Verunreinigung $\text{Ti}^{(-/o)}$ (Zwischengitteratom), mit den aus der Literatur bekannten Parametern (vgl. auch Tabelle 1): $E_t = E_c - 0.077 \text{ eV}$, $\sigma_c = 1.6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$, $X_n = 7.4$ [Ti91], [Sc92].
3. Die Störstelle mit Niveau zwischen 0.17 eV und 0.19 eV trat erst nach Bestrahlung auf. Sie wurde bei allen Meßeinrichtungen gefunden, die bestrahlte Bauelemente untersuchten. Die gemessenen Einfangquerschnitte für Elektronen und insbesondere die ggf. ermittelten Störstellenkonzentrationen wiesen teilweise hohe Schwankungen auf:
 - Universität Erlangen: $\sigma_c \cdot X_n = (1-2) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$,
0.06-1.6 Störstellen pro 10-MeV Proton und Chipdicke
 - Universität Hamburg: $\sigma_c \cdot X_n = 2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$
 - IMEC: $\sigma_c \cdot X_n = 5.6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$,
2.6-117 Störstellen pro 10-MeV Proton und Chipdicke
 - FHI Erlangen: $\sigma_c \cdot X_n = 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$

Bei dieser Störstelle handelt es sich um den häufig nach Teilchenbestrahlung von Silizium beobachtbaren Sauerstoffatom-Gitterleerstellen-Defekt (O-Vac)^(-/o). Die gemessenen Störstellen-Parameter stimmen mit den aus der Literatur bekannten Werten gut überein: $E_t = E_c - 0.17 \text{ eV}$ [La89] bzw. 0.169 eV [Br82], $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ und $X_n = 0.5$ (vgl. auch Tabelle 1). Die Ausheiltemperatur von A-Zentren liegt bei etwa 300°C - 350°C [Br82], [Wa73].

4. Die Störstelle mit Niveau zwischen 0.23 eV und 0.26 eV trat i.a. erst nach Bestrahlung auf. Ihr Produkt aus Einfangquerschnitt und Entropieänderungsfaktor wurde bestimmt zu etwa $7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Die Ergebnisse für die Generationsrate schwankten im Bereich 0.035 - 2.9 Störstellen/(10-MeV Proton · Chipdicke). Bei der Störstelle handelt es sich vermutlich um die Doppelgitterleerstelle $\text{V-V}^{(=/)}$, deren Energieniveau gemäß der Literatur bei $E_t = E_c - 0.23 \text{ eV}$ [La89] liegt. Wegen der Coulomb-Abstoßung ist der temperaturabhängige Einfangquerschnitt mit $\sigma_c = 4 \cdot 10^{-16} \cdot \exp(-0.017 \text{ eV}/kT) \text{ cm}^2$ kleiner als im zweiten beobachteten Ladungszustand $(\text{V-V})^{(o/-)}$ (s. unten); der Entropieänderungsfaktor hat einen Wert von 8 [Br82], [Pe88]. Die Ausheiltemperatur des Defektes liegt bei etwa 300°C [La89].
5. Die Störstelle mit einem Niveau zwischen 0.27 eV und 0.31 eV lag bereits vor Bestrahlung vor. Ihr Produkt aus Einfangquerschnitt und Entropieänderungsfaktor variierte bei den Messungen über einen großen Bereich von $(0.07-181) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Die gemessene Konzentration betrug $(0.3-42) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Dabei handelt es sich wieder um die Titan-Verunreinigung (Zwischengitteratom) in dem Ladungszustand $\text{Ti}^{(o/+)}$, welches auch durch weitere Analysen in [Kr00,1] bestätigt wurde. Das Energieniveau wird in der Literatur mit $E_t = E_c - 0.255 \text{ eV}$ [Ti91] bzw. 0.271 eV [La89] bzw. 0.30 eV [Ma89] angegeben. Die weiteren Trap-Parameter findet man z.B. in [Ti91], [Kr00,1] zu $\sigma_c = 1.54 \cdot 10^{-14} \cdot \exp(0.011 \text{ eV}/kT) \text{ cm}^2$ und $X_n = 0.0183$ (vgl. auch Tabelle 1).

6. Störstelle(n) mit Niveau(s) zwischen 0.39 eV und 0.43 eV traten i.a. erst durch Bestrahlung auf. Ihr Produkt aus Einfangquerschnitt und Entropieänderungsfaktor wurde in den verschiedenen Messungen zu $(1-2) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ bestimmt, ihre Konzentration zu 0.04-4 Störstellen/(10-MeV Proton \cdot Chipdicke). Die Doppelgitterleerstelle im Ladungszustand V-V^(-/o) hat zwei Energieniveaus von $E_c - E_t = 0.39 \text{ eV}$ sowie 0.41 eV. Die korrespondierenden Einfangquerschnitte für Elektronen betragen $4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ bzw. $2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ [La89]. In [Br82] wird nur ein Energieniveau mit $E_c - E_t = 0.413 \text{ eV}$ angegeben, der Einfangquerschnitt mit $2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ sowie der Entropieänderungsfaktor mit 0.3. Die Ausheiltemperatur liegt bei etwa 300°C [Br82]. Des weiteren kommt noch der Phosphoratom-Gitterleerstellen-Defektkomplex, auch E-Zentrum genannt, in Betracht. Gemäß der Literatur liegt sein Energieniveau $E_c - E_t$ im Bereich von 0.40 eV bis 0.47 eV (s. Tabelle 1). Der zugehörige Einfangquerschnitt wird mit $3.7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ angegeben, der Entropiefaktor mit 1.7 [Br82]. Die thermische Ausheilung des E-Zentrums beginnt bei einer Temperatur von etwa 150°C [La89].

Schließlich soll noch ein Vergleich der Signaltransferverluste durch A-Zentren und E-Zentren durchgeführt werden. Protonenbestrahlungen von spektroskopischen MOS-CCDs hatten gezeigt, daß die beobachtete Beeinträchtigung der Ladungstransfereffizienz hauptsächlich auf das E-Zentrum zurückzuführen war [Ho96]. Die Konzentration der E-Zentren relativ zur Konzentration der A-Zentren kann nach den Ergebnissen von Su et al. [Su89] abgeschätzt werden. Das Verhältnis der A-Zentren (O-Vac) zu E-Zentren (P-Vac) ist etwa 0.072 mal dem Verhältnis der Konzentrationen von Sauerstoff- und Phosphoratomen in Silizium:

$$\frac{[\text{O} - \text{Vac}]}{[\text{P} - \text{Vac}]} = 0.072 \cdot \frac{[\text{O}]}{[\text{P}]} \quad (77)$$

In der Tiefe des Ladungstransfers beträgt beim pn-CCD die Phosphordotierkonzentration 10^{14} cm^{-3} , während etwa 10^{16} cm^{-3} Sauerstoffatome als Verunreinigung in der Epitaxieschicht des verwendeten Materials vorliegen. Demzufolge liegt die Generationsrate für E-Zentren um einen Faktor 7 niedriger als die der A-Zentren.

Darüberhinaus ist der Elektronen-Einfangquerschnitt der E-Zentren ungefähr einen Faktor 3 kleiner als der von A-Zentren, was die Signalladungstransferverluste durch E-Zentren im Vergleich zu A-Zentren zusätzlich mindert. Das tiefe Energienniveau des E-Zentrums bewirkt, daß die maximalen Ladungstransferverluste bei relativ hohen Temperaturen, oberhalb von 200 K auftreten. Der in diesem Temperaturbereich merklich ansteigende thermische Generationsstrom bewirkt eine Erhöhung des Besetzungsgrades der Traps, wodurch die Signaltransferverluste wiederum verringert werden. Somit ist nach Teilchenbestrahlung eines pn-CCD-Bauelementes zu erwarten, daß bei einem Temperaturscan viel höhere Ladungstransferverluste durch A-Zentren als durch E-Zentren verursacht werden. Dies ist in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen (vgl. Abb. 41).

10.3 Ausheilexperimente

Je nach Defektkomplex sind unterschiedliche Energien nötig, um die Bindung zwischen den Störstellenpartnern aufzubrechen. Die dafür erforderliche thermische Energie, sprich die Ausheiltemperatur, stellt damit eine charakteristische Größe für den Störstellentyp dar. Mit dem

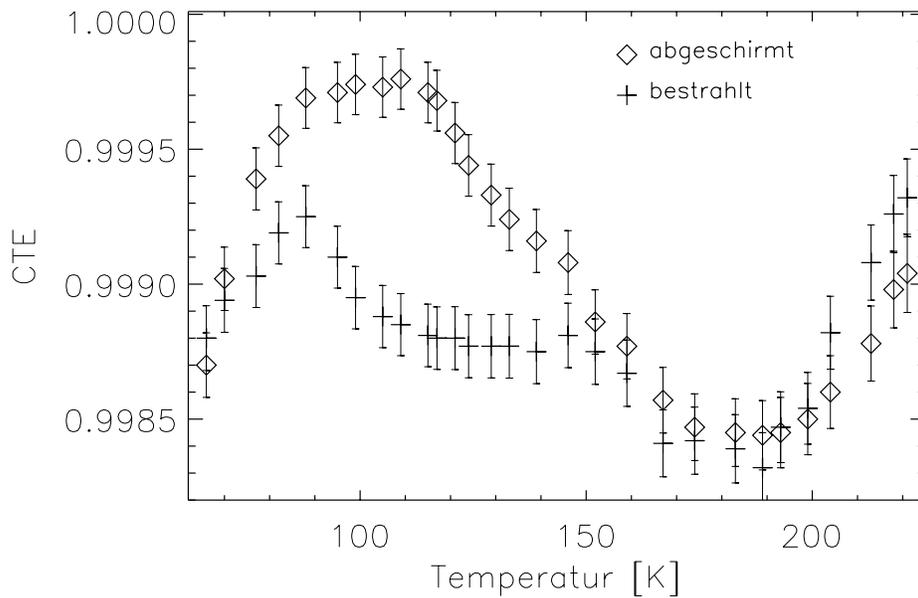


Abbildung 79: CTE in Abhängigkeit von der Temperatur nach Tempern des pn-CCDs C6-21-12 bei 270°C über 4 Stunden. Die bestrahlungsbedingte Degradation nach einer 10-MeV Protonenfluenz von $6 \cdot 10^8$ p/cm² ist aus dem Vergleich mit den unbestrahlten Kanälen deutlich zu erkennen. Eine nennenswerte thermische Ausheilung der A-Zentren hat noch nicht stattgefunden.

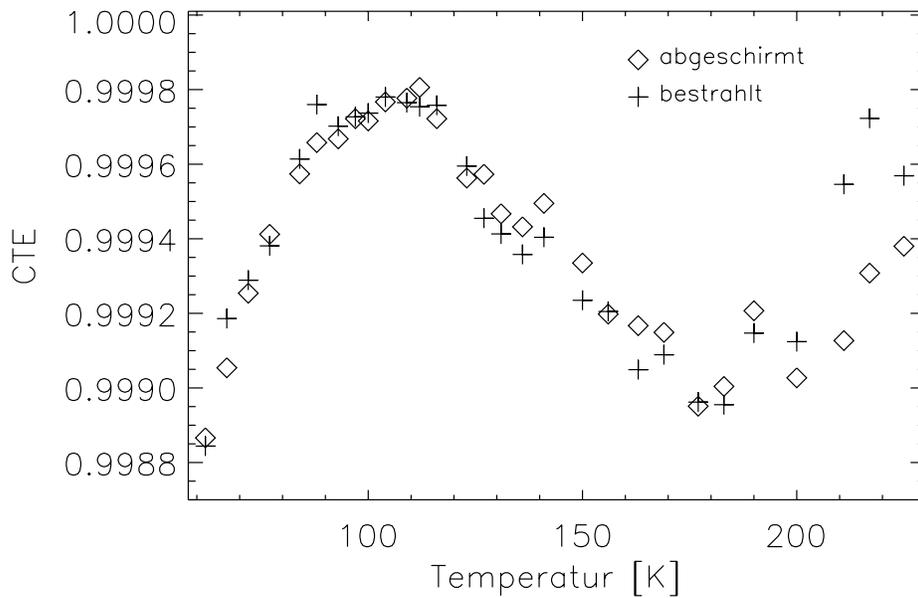


Abbildung 80: Thermische Ausheilung der bestrahlungsbedingten Traps von pn-CCD C6-21-12 nach Tempern bei einer Temperatur von 350°C über die Zeitdauer von 4 Stunden. Ein Vergleich der Ladungstransfereffizienz der abgeschirmt und bestrahlten Kanäle zeigt keine nennenswerten Unterschiede mehr unterhalb von 200 K. Dies bestätigt die Identifikation der durch die Teilchenbestrahlung generierten Defekte als A-Zentren, deren Ausheiltemperatur in der Literatur mit 300 - 350°C angegeben wird. Bei den beiden Störstellentypen, die zu den max. Ladungstransferverlusten unterhalb von 60 K und bei etwa 180 K führen, ist kein Ausheileffekt zu beobachten. Dies steht in Einklang mit ihrer Interpretation als atomare Verunreinigung. Die im Vergleich zu Abb. 79 etwas höheren CTE-Werte der unbestrahlten Kanäle rühren von einer kürzeren Speicherzeit Δt_r während der Signalverarbeitung her. Sie betrug $31 \mu\text{s}$ bei dieser Messung im Unterschied zu $45.6 \mu\text{s}$ bei der obigen Messung.

protonenbestrahlten pn-CCD C6-21-12 wurden Ausheilexperimente durchgeführt, bei denen der Chip jeweils über eine Zeitdauer von mehreren Stunden auf eine konstante Temperatur erwärmt wurde, um danach wieder auf Zimmertemperatur abgekühlt zu werden. Anschließend erfolgte in einem Temperaturscan die Analyse der CTE.

Nach Tempern bei einer Temperatur von 100°C für 12 Stunden, später bei 140°C für 30 Stunden und schließlich bei 270°C für 4 Stunden, konnten jeweils keine wesentlichen Verbesserungen der durch die Strahlenschäden degradierten CTE beobachtet werden (s. Abb. 79). Dies bestätigt, daß die nach einer 10-MeV Protonenfluenz von $6 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ gemessenen Ladungstransferverluste nicht durch das E-Zentrum verursacht sind, da dessen Ausheiltemperatur bereits bei 150°C liegt [Br82], [Br89], [Ho91], [Ro92], [Wa73].

Ein praktisch vollständiges Wiederherstellen der durch Protonenbestrahlung degradierten CTE wurde schließlich bei einer Temperatur von 350°C und einer Ausheildauer von 4 Stunden erreicht (s. Abb. 80). Dies steht in Einklang mit der hohen Ausheiltemperatur für A-Zentren von etwa 300°C - 350°C [Br82], [Wa73]. Das Tempern bis hinauf zu einer Temperatur von 350°C hatte keine signifikanten Auswirkungen auf die sonst noch beobachtbaren Trap-Typen mit den Energieniveaus von 0.08 eV bzw. 0.3 eV. Dieses Ergebnis bestätigt ihre Deutung als Titan-Störstellenzustände.

11 Nachtrag: Status der Strahlenschäden nach zwei Jahren Betrieb im Orbit

Nach zwei Jahren Missionsdauer des XMM-Newton Röntgenobservatoriums konnten eine erwartete und eine unerwartete Art von „Strahlenschädigungseffekt“ beim pn-CCD-Detektor beobachtet werden.

11.1 Homogene und kontinuierliche Strahlenschädigung

Die Betriebstemperatur des pn-CCDs war für die Mission zu -90°C gewählt worden, einer optimalen Temperatur hinsichtlich Strahlenschädigungseffekten. Für die Mn- K_{α} -Linie (5894 eV) ermittelte man eine über die Detektorfläche gleichmäßige mittlere zeitliche Zunahme der CTI von [De01]:

$$\frac{d\text{CTI}}{dt} = (1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-5}/\text{Jahr} \quad (78)$$

Ausgehend von dem CTI-Wert zu Beginn der Mission von $4.1 \cdot 10^{-4}$ bedeutet dies eine bestrahlungsbedingte Erhöhung der Ladungstransferverluste um 3.7% pro Jahr gegenüber dem ungeschädigten Bauelement. Diese relativ kleine Zunahme der Verluste führte nach ihrer Korrektur zu keiner Verschlechterung der ursprünglich gemessenen Halbwertsbreite von 155 eV der Eichquellenlinie (s. Abb. 81). Für die Al- K_{α} -Eichquellenlinie (1486 eV) wurde annähernd dieselbe Zunahme der CTI pro Jahr bestimmt, ebenfalls ohne Auswirkung auf die Energieauflösung bei einer Linienbreite von 114 eV zu Beginn der Mission.

Aus der in den Laborexperimenten bestimmten Zunahme der CTI pro Proton/cm² von $4 \cdot 10^{-13}$ bei $T = -90^{\circ}\text{C}$ (gemäß Abb. 41), läßt sich die in den ersten beiden Betriebsjahren akkumulierte 10-MeV Protonen-Äquivalentfluenz abschätzen zu $8 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$. Da der Missionsbeginn in den Zeitraum eines Solarmaximums fiel, ist zukünftig nicht mit einer Zunahme, sondern tendenziell mit einer Abnahme des Ladungstransferverlustanstieges pro Zeit zu rechnen. Somit ist eine 10-Jahres-Äquivalentfluenz von maximal $4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ 10-MeV Protonen zu erwarten. Die Strahlenbelastung würde demzufolge den von der ESA prognostizierten Fluenzbereich zwischen $4.0 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ und $4.9 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ nicht übersteigen.

Bei den neben der pn-CCD-Kamera beobachtenden beiden MOS-CCD-Kameras auf XMM-Newton wurde eine Degradation der parallelen CTI im Bildbereich der Mn- K_{α} -Linie von etwa $9 \cdot 10^{-6}$ pro Jahr gemessen [Be01,1]. Normiert man für den Vergleich mit dem pn-CCD die Transferverluste der $40 \mu\text{m} \cdot 40 \mu\text{m}$ großen MOS-CCD Pixel auf eine Transferweglänge von $150 \mu\text{m}$, so beträgt der Signaltransferverlust $3.4 \cdot 10^{-5}/(\text{Jahr} \cdot 150 \mu\text{m})$. Damit ist bereits dieser durch Strahlenschäden bedingte parallele Ladungstransferverlustanteil der MOS-Kameras mehr als doppelt so hoch wie die Gesamttransferverlustzunahme beim pn-CCD trotz vergleichbarer Abschirmung der Kameras. Dazu addiert sich noch der parallele Verlust im abgedeckten Speicherbereich (frame store) sowie der serielle Verlust, die beide beim pn-CCD entfallen.

11.2 Mikrometeoritenereignis

312 Tage nach dem Start traten während einer Beobachtung plötzlich circa 35 defekte Bildzellen auf, die weit über die Detektorfläche verstreut lagen. Die beobachtete Schädigung

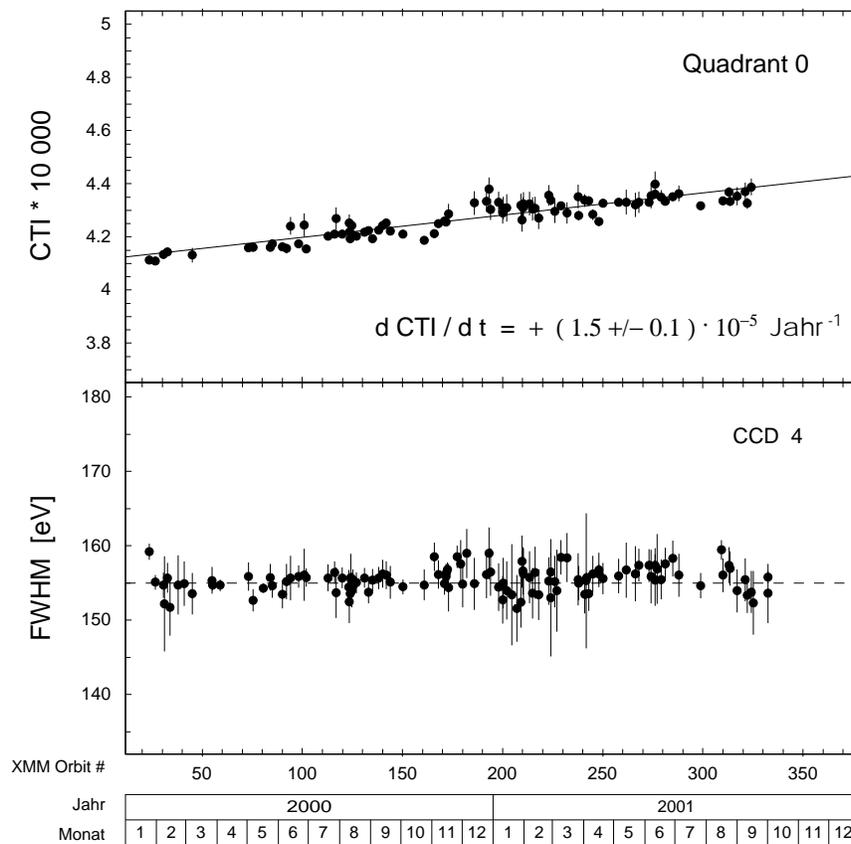


Abbildung 81: Zeitlicher Verlauf von CTI und Halbwertsbreite der Mn- K_{α} -Linie des pn-CCD-Detektors während der ersten zwei Jahre des Betriebes im Orbit [De01]. Die Zunahme der Ladungstransferverluste um $1.5 \cdot 10^{-5}$ pro Jahr führt nach Korrektur noch zu keiner Verschlechterung der Halbwertsbreite der Linie von 155 eV. Die dargestellten Daten für die CTI stammen vom Quadranten 0 der Kamera, der die höchste Photonenzahl aufweist. Für die Entwicklung der Linienbreite wurde der CCD 4 ausgewählt, der im Fokus des Teleskops liegt.

blieb dauerhaft, wiederholte sich danach aber nicht mehr. Bis dahin lag die Anzahl von Bildzellen, deren Ladungsgenerationsmenge den dynamischen Bereich des Analog-Digital-Konverters überschritt, bei insgesamt vier Pixeln (von etwa 153.000 Pixeln) konstant über die Missionsdauer. Das entspricht einer Generationsrate von mehr als 4000 Elektronen pro Zykluszeit von 73 ms. Durch das Ereignis vervierfachte sich diese Zahl. Die anderen geschädigten Bildzellen zeigten geringere Dunkelströme. Die Auswirkung der generationsreichsten Defekte war, daß alle übrigen Bildzellen des Kanals ein deutlich erhöhtes Rauschen aufwiesen, infolge der Ladungsgeneration während des $23 \mu\text{s}$ dauernden Bildzellentransfers über die geschädigte Stelle.

Ein ähnliches Ereignis wurde zu verschiedenen Zeiten auch je einmal bei den zwei MOS-CCD-Kameras im Fokus der beiden anderen Teleskope auf XMM-Newton beobachtet. Eine durch hochenergetische schwere Einzelionen, wie beispielsweise Eisenkerne, verursachte Kristallgitterschädigung würde zu Generationsströmen führen, die um mehrere Größenordnungen kleiner wären als die aufgetretenen Schädigungen. Die einzige plausible Erklärung für dieses Einzelereignis stellt die Streuung eines nur mikrometergroßen Meteoriten an den

Röntgenspiegeln auf den Detektor dar [St01].

In einem Laborexperiment am Staubbeschleuniger des Max-Planck-Institutes für Kernphysik in Heidelberg konnte dieser Effekt nachgewiesen werden. Dabei wurden einzelne mikrometergroße Eisenteilchen mit einer Geschwindigkeit von mehreren Kilometern pro Sekunde unter Winkeln von 1 Grad bis 4 Grad auf einen Röntgenspiegel geschossen. Als Folge eines einzelnen Schusses konnte das gleichzeitige Auftreten von mehreren, mit den aufgetretenen Bildzellendefekten der Kamera in Orbit vergleichbaren, über die Detektorfläche verstreuten Generationszentren beobachtet werden [Me02]. Abb. 82 zeigt den Einschlagkrater nach Aufprall eines (Fragmentes des) am Röntgenspiegel gestreuten Staubteilchens im Detektor.

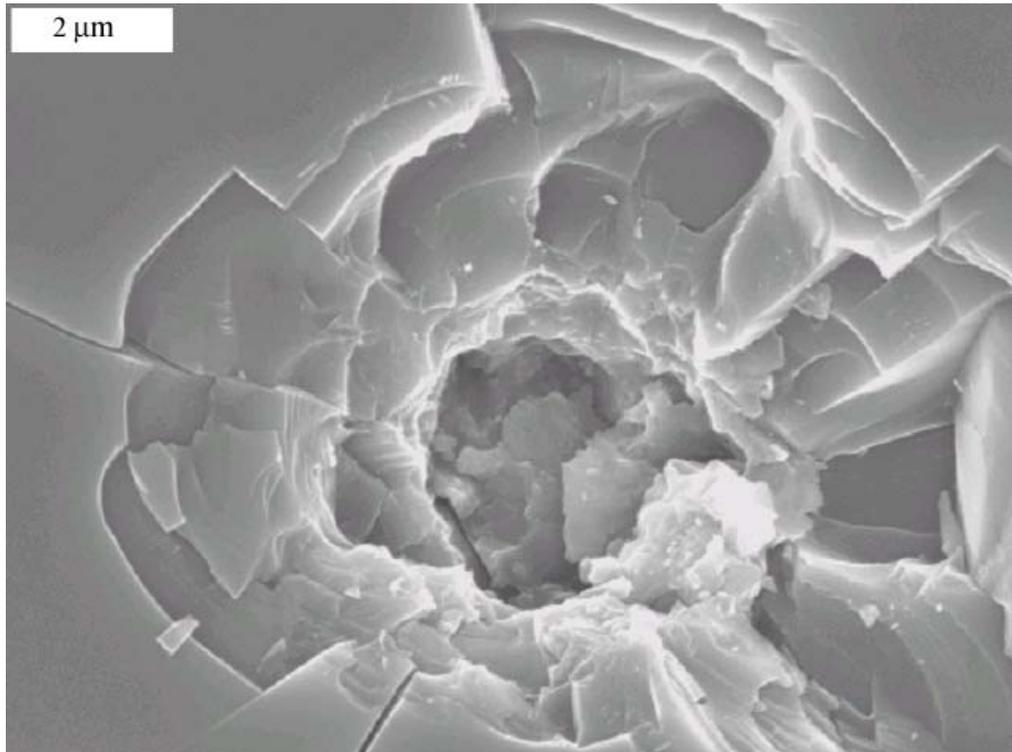


Abbildung 82: Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer Siliziumoberfläche nach Auftreffen eines Mikrometeoriten im Laborexperiment [Me02].

12 Zusammenfassung

Für die Röntgenastronomieemission XMM-Newton wurde ein neuartiger Fokalebeneendetektor zur orts- und zeitaufgelösten Spektroskopie von Röntgenphotonen mit hoher Quanteneffizienz im Energiebereich von etwa 0.1 keV bis 15 keV entwickelt. Der auf dem Prinzip eines „charge coupled device“ basierende pn-CCD-Halbleiterdetektor unterscheidet sich durch sein Konzept und die Fertigungstechnologie von herkömmlichen spektroskopischen MOS-CCDs. Die daraus resultierende unterschiedliche Strahlenshärte des pn-CCDs wurde erstmalig in dieser Arbeit untersucht. Die gravierenden Strahlenschäden an den Fokalebene-CCDs der beiden vor XMM-Newton gestarteten Röntgenmissionen ASCA und Chandra zeigen die Wichtigkeit derartiger Untersuchungen. Die Strahlenbelastung für den Detektor während der Mission ist im wesentlichen durch die von der Sonne emittierten hochenergetischen Protonen bestimmt. Die in zehn Jahren Missionsdauer erwarteten Kristallgitterschäden entsprechen denen, die durch knapp $5 \cdot 10^8$ 10-MeV Protonen/cm² verursacht werden. Die Energiedosis beträgt etwa 0.5 krad oder 5 Gray in diesem Zeitraum.

Bestrahlungsexperimente

Da Protonen die Hauptschädigungsquelle im Orbit darstellen, wurden Bestrahlungen mit 10-MeV Protonen eines TANDEM-Beschleunigers bei insgesamt sieben pn-CCDs durchgeführt. Die Protonenfluenzen reichten von $4 \cdot 10^8$ cm⁻² bis $6.5 \cdot 10^9$ cm⁻². Die maximale Dosis in der empfindlichen Ladungstransfertiefe von etwa 11 μ m betrug 6.7 krad oder 67 Gray. Zusätzlich wurden noch Teststrukturen bestrahlt, um einzelne Untersuchungen mit höherer Genauigkeit durchführen zu können.

Für den Vergleich der Auswirkung unterschiedlicher Teilchenbestrahlung wurden Alpha-Teilchen gewählt, die nach Protonen als zweithäufigste Ionensorte im Orbit auftreten. Mit 5.5-MeV Alpha-Teilchen eines Am²⁴¹-Präparates wurden vier weitere Flugtyp-CCDs bestrahlt. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke liegt in der Ladungstransfertiefe um etwa einen Faktor 20 höher als bei der Protonenbestrahlung. Der zur Signalprozessierung verwendete CAMEX-Vorverstärker-Chip sowie der digitale TIMEX-Chip, die beide auch bei der XMM-Newton Mission eingesetzt wurden, waren dabei denselben Strahlenbelastungen wie die CCDs ausgesetzt. Die höchsten Fluenzwerte am Ende der Bestrahlungen lagen zu Vergleichszwecken bei ähnlichen Werten von etwa $4 \cdot 10^7$ cm⁻². Die maximale Energiedosis betrug in der Tiefe des Ladungstransfers etwa 0.5 krad.

Als Ursache der Degradation der Energieauflösung der MOS-CCDs bei der Chandra-Mission wurden niederenergetische Protonen ermittelt, die durch das Röntgenteleskop auf das Strahlungseintrittsfenster der Detektoren gestreut worden waren. Für einen Test der Strahlenshärte des pn-CCDs in einer derartigen Strahlungsumgebung, wurde das Eintrittsfenster des pn-CCDs mit Protonen einer Energie von etwa 100 keV und einer Fluenz von $1.4 \cdot 10^9$ cm⁻² sowie mit 5.5-MeV Alpha-Teilchen bis zu einer Fluenz von $4 \cdot 10^6$ cm⁻² bestrahlt.

Mit Röntgenstrahlung in einer Dosishöhe von 23 krad wurden pn-CCD-, CAMEX- und TIMEX-Chip bestrahlt. Die geringe Energie der Strahlung der Fe⁵⁵-Quelle von 6 keV kann nur Ionisationsschäden bewirken, während bei den Teilchenbestrahlungen zusätzlich Siliziumatome von ihren Kristallgitterplätzen gestoßen werden, also Verlagerungsschäden auftreten.

Strahlenschäden des pn-CCDs

Nach den Bestrahlungen mit Protonen und Alpha-Teilchen wurden als wesentliche Schädigungseffekte eine Zunahme der Ladungstransferverluste sowie eine Erhöhung des Dunkelstromes im Bauelement beobachtet. Beide Degradationen nehmen mit der Teilchenfluenz zu und sind stark von der Detektortemperatur abhängig. Unterhalb einer Temperatur von 190 K ist die bestrahlungsbedingte durch thermische Generation verursachte Zunahme der Dunkelladung in den Bildzellen so klein, daß sich die damit verbundene Erhöhung des Rauschbeitrages nicht auf die Energieauflösung des Detektors auswirkt. Die relativen Ladungstransferverluste pro Bildzelle, genannt Ladungstransferineffizienz CTI, erreichen hingegen bei sehr tiefen Temperaturen um 115 K ihr Maximum. Verantwortlich dafür sind aus den Verlagerungsschäden entstandene Störstellen (Traps), die einzelne Elektronen aus dem Signalladungspaket einfangen und nach einer charakteristischen Zeit wieder emittieren.

Die Bestrahlung des Eintrittsfensters mit niederenergetischen Protonen und Alpha-Teilchen führte zu keiner Beeinträchtigung des Ladungstransfers und der Energieauflösung. Dies ist durch die große Entfernung (etwa 250 μm) der Speichertiefe der Ladungen vom Schädigungsgebiet auf der gegenüberliegenden Detektorseite zu verstehen.

Die intensive Bestrahlung des Detektorsystems mit niederenergetischen Röntgenphotonen, die einem Vielfachen der zu erwartenden 10-Jahresdosis im Orbit entspricht, führte zu keiner Degradation der Detektoreigenschaften.

Nach den verschiedenen Bestrahlungen konnte bei keinem der Bauelemente ein Auftreten von Bildzellendefekten beobachtet werden.

Ladungstransferverluste

Da die Betriebstemperatur des pn-CCD-Detektors im Satelliten nur im Bereich zwischen 140 K und 190 K gewählt werden kann, ist nur die Zunahme der Ladungstransferverluste als Strahlenschädigungseffekt von Relevanz, nicht aber die Dunkelstromerhöhung.

Vor Bestrahlung treten die größten Ladungstransferverluste bei einer Temperatur von etwa 190 K auf, verursacht durch eine herstellungsbedingte Titanverunreinigung des Siliziummaterials.

Nach den Teilchenbestrahlungen, bei denen die Ladungstransfertiefe innerhalb der Teilchenreichweite lag, ermittelte man die höchsten Ladungstransferverluste bei einer Temperatur von 115 K, aufgrund der Erzeugung von A-Zentren. Diese Störstelle wird gebildet durch eine bei Bestrahlung erzeugte Gitterleerstelle und ein als Verunreinigung in Silizium enthaltenes Sauerstoffatom.

Durch Alpha-Teilchenbestrahlung tritt ein weiterer Störstellentyp in Erscheinung, der hohe Ladungstransferverluste im Temperaturbereich um 215 K verursacht. Er entsteht durch die Bindung zwischen zwei Leerstellen im Kristallgitter (Doppelgitterleerstelle).

Die CTI-Zunahme pro Teilchen/ cm^2 stimmt für alle bestrahlten Flugtyp-CCDs gut überein. Für 10-MeV Protonen liegt sie in Abhängigkeit von der Detektorbetriebstemperatur zwischen $4 \cdot 10^{-13}$ und $4 \cdot 10^{-12}$.

Bei 5.5-MeV Alpha-Teilchen findet man einen um Faktor 17 höheren CTI-Anstieg pro Teilchen/ cm^2 (im Temperaturbereich unterhalb 180 K), entsprechend dem höheren nicht-ionisierenden Energieverlust pro Wegstrecke im Vergleich zu den Protonen.

Die Konzentration der bestrahlungserzeugten A-Zentren und die von ihnen verursachte CTI ist proportional zur Teilchenfluenz.

Die CTI sinkt leicht mit zunehmender Photonenenergie und steigendem Photonenfluß. Dies ist durch eine begrenzte Zahl an Störstellen und deren endliche Besetzungsdauer mit Elektronen zu erklären.

Zur Minimierung der Ladungstransferverluste war nach Bestrahlung eine Optimierung der Betriebsspannungen durchgeführt worden. Die Erhöhung der Auslese- und Transfergeschwindigkeit reduzierte die Ladungstransferverluste um etwa ein Drittel, weil dadurch die Einfangwahrscheinlichkeit von Elektronen in die Störstellen sank. Neben der Verweildauer der Ladungen im CCD bestimmt auch das Speicherpotential die resultierenden Transferverluste. Durch eine zusätzliche Implantation bei den Flugtyp-CCDs zur Einengung des Transferkanales konnten die Ladungstransferverluste um etwa 80 % reduziert werden.

Modellierung und Kristallstörstellenanalyse

Zur Beschreibung der störstellenabhängigen Ladungstransferverluste im pn-CCD wurde ein detailliertes Modell entwickelt. Es beruht auf Monte-Carlo-Simulationen des Ladungsträger-einfanges in Traps sowie ihrer anschließenden Emission, gemäß der Shockley-Read-Hall-Theorie. Dabei werden alle relevanten Bedingungen als Eingangsparameter berücksichtigt, wie Speicherzeitschema, Potentialverlauf in den Bildzellen, Betriebstemperatur, Energie, Fluß und örtliche Verteilung der einfallenden Röntgenphotonen, Dunkelstrom und natürlich die Störstellenparameter, ohne daß ein willkürlicher Fitparameter in das Modell eingeht. Für den nach Bestrahlung dominierenden Störstellentyp konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation erzielt werden mit folgenden Störstellenparametern für Energieniveau, Einfangquerschnitt und Konzentration: $E_t = E_c - 0.17 \text{ eV}$, $\sigma_c = 1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ sowie $n_A [\text{cm}^{-3}] \approx 10/\text{cm} \cdot \Phi(10\text{-MeV p}) [\text{cm}^{-2}]$, mit $\Phi(10\text{-MeV p})$ als Fluenz der 10-MeV Protonen. Ein Vergleich mit den in der Literatur angegebenen Werten führte zu ihrer Identifikation als A-Zentrum.

DLTS-Messungen an Teststrukturen bestätigten die gefundenen Störstellenparameter. Vor Strahlenschädigung wurde eine Titanverunreinigung nachgewiesen, die in zwei unterschiedlichen Ladungs- und Energiezuständen auftritt und die Ladungstransferverluste hauptsächlich verursacht. Nach den Teilchenbestrahlungen wurden zusätzlich das A-Zentrum, die Doppelgitterleerstelle, die ebenfalls zwei unterschiedliche Zustände einnehmen kann, und das E-Zentrum, ein Phosphoratom-Gitterleerstellen-Defekt, gemessen.

Schließlich wurde die Ausheiltemperatur der A-Zentren zu etwa 350°C experimentell bestimmt. Der Wert entspricht der in der Literatur angeführten Ausheiltemperatur für diesen Störstellentyp und bestätigt abermals seine Identifikation als Sauerstoff-Gitterleerstellen-Defekt.

Energieauflösung

Vor Bestrahlung findet man bei relativ tiefen Temperaturen um 140 K, der minimal möglichen Temperatur des pn-CCD-Detektors an Bord des XMM-Satelliten, die beste Energieauflösung wegen der geringen Ladungstransferverluste. Die Halbwertsbreite der Mn-K $_{\alpha}$ -Linie (5894 eV) wurde dort zu 135 eV gemessen. Nach Teilchenbestrahlung erreicht man die beste Energieauflösung im Temperaturbereich um 180 K, wo die Transferverlustbeiträge sowohl durch die

entstandenen A-Zentren als auch durch die Doppelgitterleerstellen gering sind. Bei der für die zehnjährige Missionsdauer von XMM-Newton erwarteten 10-MeV Protonen-Äquivalentfluenz von etwa $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ wurde eine mittlere Degradation der Halbwertsbreite der Mn- K_α -Linie von 150 eV auf etwa 163 eV ermittelt, also eine Verbreiterung um weniger als 10 %. Bei etwa dem Vierfachen dieser Fluenz erhöht sich die Halbwertsbreite insgesamt auf circa 175 eV, d.h. um weniger als 20 % gegenüber dem Ausgangswert.

Die Verschlechterung der Energieauflösung nach Korrektur der mittleren Ladungstransferverlustzunahme rührt von der Erhöhung des Transferrauschens her, das von der statistischen Natur der Prozesse des Ladungsträgereinfangs in Störstellen und ihrer Emission verursacht ist. Eine Untersuchung des entsprechenden bestrahlungsbedingten Transferrauschbeitrages, ausgedrückt als Äquivalentausladung in Einheit von Elektronen, ergab, daß er etwa gleich der Wurzel aus der mittleren Zunahme der Signalelektronentransferverluste ist (gemessen bei Temperaturen oberhalb von 140 K). Dieses experimentell gewonnene Ergebnis wurde durch Monte-Carlo-Simulationen des störstellenabhängigen Ladungstransfers bestätigt.

Konsequenzen für den Einsatz bei der XMM-Newton Mission

CCDs als spektroskopische Röntgendetektoren sind prinzipiell anfällig für Strahlenschäden in Form von Ladungstransferverlusten. Bedingt ist dies durch eine relativ niedrige Transfergeschwindigkeit einer kleinen Signalladungsmenge, bestehend aus einigen zehn bis einigen tausend Elektronen, über eine Transferweglänge von einigen Zentimetern. Die vergleichsweise hohe Strahlenhärte des pn-CCDs im Vergleich zu sonstigen Röntgen-CCD-Detektoren hat folgende Gründe:

Sowohl Ladungstransfer als auch Signalverarbeitung laufen für alle 64 Kanäle parallel ab, wodurch eine hohe Transfergeschwindigkeit realisiert werden konnte. In Verbindung mit den großformatigen Bildzellen von $150 \mu\text{m} \cdot 150 \mu\text{m}$ Größe ist die Auslesezeit pro Bildfläche um etwa zwei bis drei Größenordnungen kürzer als bei den übrigen Röntgen-CCDs. Das Entfallen eines „frame store“ Bereiches und des seriellen Transfers im Gegensatz zu herkömmlichen CCDs, verringert die Transferweglänge um mindestens einen Faktor zwei. Der so resultierende schnelle Transfer über eine kurze Wegstrecke bewirkt eine kleinere Einfangwahrscheinlichkeit von Elektronen in Störstellen.

Während bei herkömmlichen CCDs der Ladungstransfer innerhalb eines Mikrometers unterhalb der an Kristalldefekten reichen Oberfläche ausgeführt wird, liegt er beim pn-CCD etwa $11 \mu\text{m}$ tief im Kristall. Wegen der im Vergleich zur Phosphorkonzentration relativ hohen Sauerstoffkonzentration dort, werden beim Auftreten von Verlagerungsschäden hauptsächlich A-Zentren und nicht wie bei MOS-CCDs Phosphor-Gitterleerstellen-Defekte mit tiefen Störstellenniveaus generiert. A-Zentren, deren Energieniveau vergleichsweise nahe zur Leitungsbandkante liegt, bewirken Ladungstransferverluste nur bei sehr tiefen Temperaturen und ihre Generationsrate von Elektron-Loch-Paaren ist relativ gering.

Ionisationsschäden, wie die Flachbandspannungverschiebung in MOS-Strukturen, werden durch die Verwendung von pn-Übergängen vermieden.

Da der pn-CCD im Gegensatz zu sonstigen rückseitig beleuchteten Röntgen-CCDs nicht gedünnt ist, dient fast seine gesamte Dicke von etwa $300 \mu\text{m}$ zur Abschirmung der empfindlichen Speicher- und Transferkanäle gegen einfallende Teilchen. Der pn-CCD ist insbesondere gegen Niederenergieprotonen strahlenhart im Gegensatz zu den vorderseiten-beleuchteten Fokalebene-MOS-CCDs von XMM-Newton und Chandra.

Aus den Strahlenschädigungsexperimenten ist zu folgern, daß der entwickelte pn-CCD-Detektor über eine ausreichende Strahlenhärte verfügt, um eine zehn Jahre dauernde Mission ohne wesentliche Degradation der Energieauflösung zu überstehen. Nicht zuletzt deshalb, weil seine Betriebstemperatur für die Mission zu 183 K gewählt wurde, wodurch die Auswirkungen der bestahlungserzeugten Störstellen minimiert werden.

Die nach den ersten beiden Jahren der Missionsdauer vorliegenden Ergebnisse bestätigen die Strahlenhärte des pn-CCD-Detektors. Die Halbwertsbreite der Mn-K α -Eichquellenlinie liegt, wie zu Beginn der Mission, bei 155 eV. Aus dem gemessenen Anstieg der Ladungstransferverluste kann die zu erwartende 10-Jahres-Äquivalentfluenz von 10-MeV Protonen auf maximal $4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ prognostiziert werden. Sie wird somit die vor dem Start vorhergesagten Fluenzwerte zwischen $4.0 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ und $4.9 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ nicht übersteigen.

Ausblick

Neben dem Kernbereich der Arbeit, der Untersuchung der Strahlenschäden am neu entwickelten pn-CCD-Detektor für die Röntensatellitenmission XMM-Newton, ergaben sich weitere für zukünftige Anwendungen interessante Themengebiete im Bereich der Störstellenanalyse und der Bestimmung der Sauerstoffkonzentration hochreiner Siliziumscheiben.

Durch die Wahl entsprechender Betriebsparameter kann der Detektor hochsensitiv auf im Bauelement schon vorhandene oder durch Bestrahlung erzeugte Kristalldefekte gemacht werden. Damit eröffnet sich eine neue, wenn auch aufwendige festkörperphysikalische Analyse-methode für Störstellen in Siliziumkristallen, deren Energieniveaus bis zu etwa 0.4 eV entfernt von der Leitungsbandkante liegen. Ihre Nachweisempfindlichkeit ist i.a. höher als bei den etablierten Analyse-Verfahren, wie beispielsweise DLTS, und stellt eine Ergänzung zu diesen dar.

Der Sauerstoffgehalt ist trotz einer Konzentration von etwa 10^{16} Atomen/cm³ nur sehr ungenau nachweisbar in hochreinen Siliziumscheiben aus dem Zonenschmelzverfahren. Aufgrund der direkten Proportionalität der Generationswahrscheinlichkeit von A-Zentren zur Sauerstoffkonzentration, können die gemessenen Ladungstransferverluste zur Bestimmung der (relativen) Sauerstoffkonzentration in Silizium verschiedener Hersteller oder Produktionsverfahren dienen.

Literatur

- [As96] B. Aschenbach, H.-M. Hahn, J. Trümper, *Der unsichtbare Himmel - Röntgen-astronomie mit ROSAT*, Birkhäuser Verlag, Basel, 1996.
- [Aw90] O.O. Awadelkarim et al., *The Role of Group-V Impurities in Defect Formation in Irradiated Silicon*, Phys. Stat. Sol. A, Vol. 120, S. 539-546, 1990.
- [Ba91] E. Banghart et al., *A Model for Charge Transfer in buried Charge Coupled Devices at Low Temperature*, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 38, No. 5, S. 1162-1174, 1991.
- [Ba99] W. Bautz, J.A. Nousek, *Science Instrument (SI) Calibration Report for the AXAF CCD Imaging Spectrometer (ACIS)*, Center for Space Research, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, USA, 15. Januar 1999.
- [Be80] J.D.E. Beynon, D.R. Lamb, *Charge-coupled devices and their applications*, McGraw-Hill, London, 1980.
- [Be01,1] P. Bennie, *Digest of the EPIC MOS CCD Damage*, Report, Physics and Astronomy Dept., University of Leicester, 2001.
- [Be01,2] K. Bethge, G. Walter, B. Wiedemann, *Kernphysik*, Springer-Verlag, Berlin, 2001.
- [Bi67] H. Bichsel, C. Tschalaer, *A Range-Energy Table for Heavy Particles in Silicon*, Nuclear Data, Section A, Vol. 3, No. 3, 1967.
- [Bo96] T.M.V. Bootsma, H.J.M. Arts, M.L. van den Berg, A.C. Brinkman, A.J.F. den Boggende, J.W. den Herder, L. de Jong, P.A.J. de Korte, S.M. Olsthoorn, E.J. van Zwet, A. Owens, *Back-illuminated CCDs developed for the Reflection Grating Spectrometer onboard of XMM*, Proc. SPIE, Vol. 2808, S. 481-491, 1996.
- [Br82] S.D. Brotherton, P. Bradley, *Defect production and lifetime control in electron and γ -irradiated silicon*, J. Appl. Phys., Vol. 53, No. 8, S. 5720-5732, 1982.
- [Br86] E. Browne, R.B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*, John Wiley & Sons, New York, 1986.
- [Br89] D. Bräunig, *Wirkung hochenergetischer Strahlung auf Halbleiterbauelemente*, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [Br96] A.C. Brinkman et al., *The Reflection Grating Spectrometer on-board of XMM*, Proc. SPIE, Vol. 2808, S. 463-480, 1996.
- [Bu90] W. Buttler et al., *Evolution in the Criteria that underlie the Design of a Monolithic Preamplifier System for Microstrip Detectors*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A288, S. 140-149, 1990.
- [Bu93] W. Buttler, G. Lutz, G. Cesura, P. F. Manfredi, V. Speziali, A. Tomasini, *Short channel, CMOS-compatible JFET in low noise applications*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A326, S. 63-70, 1993.

- [Ch00] *Chandra Inflight Status Report*, <http://asc.harvard.edu/udocs/status.html>, 9. Februar 2000.
- [Da89] W. Dawes, F. McLean, P. Robinson, J. Silver, *Hardening semiconductor components against radiation and temperature*, Noyes Data Corporation, New Jersey, 1989.
- [Da93] C. Dale, P. Marshall, B. Cummings, L. Shamey, A. Holland, *Displacement Damage Effects in Mixed Particle Environments for Shielded Spacecraft CCDs*, IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol. 40, No. 6, S. 1628-1637, 1993.
- [De88] K. Debertin, R.G. Helmer, *Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*, Elsevier Science B.V., Amsterdam, 1988.
- [De99] 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, Vol. 3765, S. 232-243, 1999.
- [De01] K. Dennerl, U.G. Briel, M. Freyberg, F. Haberl, N. Meidinger, V.E. Zavlin, *CTI History of the EPIC pn Camera*, Proc. Symposium „New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra era“, ESTEC, Niederlande, 26.-30. November 2001.
- [Eg95] H. Eggel, K. van Katwijk, *X-ray Multi Mirror Mission*, Experiment Interface Document, Part A, ESA Document No. RS-PX-0016, Issue 5, 31. März 1995.
- [Ev97] H. Evans, *XMM Alternate Orbit with a Southern Apogee*, ESTEC Dokument 0030566, Referenz: esa/estec/wma/he/XMM/9, 22. Januar 1997.
- [Fi74] H.-J. Fitting, *Transmission, Energy Distribution, and SE Excitation of Fast Electrons in Thin Solid Films*, Phys. Stat. Sol. A, Vol. 26, No. 2, S.525-535, 1974.
- [Fr96] E. Fretwurst, C. Dehn, H. Feick, P. Heydarpoor, G. Lindström, M. Moll, C. Schütze, T. Schulz, *Neutron induced defects in silicon detectors characterized by DLTS and TSC methods*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A377, S. 258-264, 1996.
- [Ga84] E. Gatti and P. Rehak, *Semiconductor drift chamber - an application of a novel charge transport scheme*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A225, S. 608-621, 1984.
- [Ga92] H. Gajewski et al., *TOSCA Handbuch*, Institut für Angewandte Analysis und Stochastik (IAAS), Karl-Weierstraß-Institut, Berlin, 1992.
- [Go98] Ph. Gondoin, B. Aschenbach, M. Beijersbergen, R. Egger, F. Jansen, Y. Stockman, J.P. Tock, *Calibration of the first XMM Flight Mirror Module II – Effective Area*, Proc. SPIE, Vol. 3444, S. 290-301, 1998.
- [Gr96] J. A. Gregory, B. E. Burke, M. J. Cooper, R. W. Mountain, B. B. Kosicki, *Fabrication of large-area CCD detectors on high-purity, float-zone silicon*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A377, S. 325-333, 1996.
- [Ha52] R.N. Hall, *Electron-Hole Recombination in Germanium*, Phys. Rev., Vol. 87, S. 387, 1952.

- [Ha96] R. Hartmann, D. Hauff, P. Lechner, R. Richter, L. Strüder, J. Kemmer, S. Krisch, F. Scholze, G. Ulm, *Low energy response of silicon pn-junction detector*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A377, S. 191-196, 1996.
- [Ha99] R. Hartmann et al., *The Quantum Efficiency of the XMM pn-CCD camera*, Proc. SPIE, Vol. 3765, S. 703-713, 1999.
- [Ha00] 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., Vol. A439, S. 216-220, 2000.
- [Ha01] F. Haberl, U.G. Briel, K. Dennerl, V.E. Zavlin, *Spectral Response of the EPIC-PN Detector: Basic Dependences*, Proc. Symposium „New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra era“, ESTEC, Niederlande, 26.-30. November 2001.
- [He93] B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis, *X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E=50-30000$ eV, $Z=1-92$* , Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 54, No. 2, S. 181-342, 1993.
- [Ho91] G.R. Hopkinson, *Proton Radiation Testing of CCDs for the SILEX Programme*, European Space Agency Contract Report, No. 103607, 1991.
- [Ho96] A.D. Holland, M.J.L. Turner, A.F. Abbey, P. Pool, *The MOS-CCDs for the EPIC on XMM*, Proc. SPIE, Vol. 2808, S. 414-420, 1996.
- [Ja01] F. Jansen, D. Lumb, B. Altieri, J. Clavel, M. Ehle, C. Erd, C. Gabriel, M. Guainazzi, P. Gondoin, R. Much, R. Munoz, M. Santos, N. Schartel, D. Texier, G. Vacanti, *XMM-Newton observatory, I. The spacecraft and operations*, Astronomy & Astrophysics, Vol. 365, No. 1, S. L1-L6, 2001.
- [Ke80] J. Kemmer, *Fabrication of Low Noise Silicon Radiation Detectors by the Planar Process*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. 169, S. 499-502, 1980.
- [Ke00] E. Kendziorra, T. Clauß, N. Meidinger, M. Kirsch, M. Kuster, P. Risse, G. Hartner, R. Staubert, L. Strüder, *The effect of low energy protons on the performance of the EPIC pn-CCD detector on XMM-Newton*, Proc. SPIE, Vol. 4140, S. 32-41, 2000.
- [Ki77] L.C. Kimerling, *Defect states in electron bombarded silicon: capacitance transient analysis*, Inst. Phys. Conf. Series 31, S. 221-230, 1977.
- [Kl96] W. Klinkmann, *ABRIXAS Anforderungsdokument*, Dokument-Nr. BX-MSE-RD-01-DA, DARA GmbH, 1996.
- [Kn89] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, 1989.
- [Kr00,1] N. Krause, H. Soltau, D. Hauff, J. Kemmer, D. Stötter, L. Strüder, J. Weber, *Metal contamination analysis of the epitaxial starting material for scientific CCDs*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A439, S. 228-238, 2000.

- [Kr00,2] N. Krause, U.G. Briel, M. Popp, H. Soltau, T. Stadlbauer, L. Strüder, *A fast calculation algorithm for the charge transfer loss in CCDs*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A439, S. 560-566, 2000.
- [La89] Landolt-Börnstein, III/22b, *Semiconductors: Impurities and Defects in Group IV Elements and III-V Compounds*, Springer Verlag, Berlin, 1989.
- [Le94] P. Lechner, L. Strüder, *Ionization statistics in silicon X-ray detectors – new experimental results*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A354, S. 464-474, 1995.
- [Le98] P. Lechner, *Zur Ionisationsstatistik in Silicium*, Dissertation an der Fakultät für Physik der Technischen Universität München, 1998.
- [Lo89] C.A. Londos, *Defect states in electron-bombarded n-type silicon*, Phys. Stat. Sol. A, Vol. 113, No. 2, S. 503-510, 1989.
- [Lu88] G. Lutz et al., *Low Noise Monolithic CMOS Front End Electronics*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A263, S. 163-173, 1988.
- [Lu99] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [Ma68] J.B. Marion, F.C. Young, *Nuclear Reaction Analysis, Graphs and Tables*, North Holland Publication, Amsterdam, 1968.
- [Ma74] T. Mayer-Kuckuk, *Physik der Atomkerne*, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1974.
- [Ma89] D. Mathiot, S. Hocine, *Titanium-related deep levels in silicon: A reexamination*, J. Appl. Phys., Vol. 66, No. 12, S. 5862-5867, 1989.
- [Me02] N. Meidinger, B. Aschenbach, H. Bräuninger, G. Drolshagen, J. Englhauser, R. Hartmann, G. Hartner, R. Srama, L. Strüder, M. Stübiger, J. Trümper, *Experimental Verification of a Micrometeoroid Damage in the PN-CCD Camera System aboard XMM-Newton*, Proc. SPIE, Vol. 4851, 2002.
- [Mo74] A. Mohsen, M. Tompsett, *The Effects of Bulk Traps on the Performance of Bulk Channel Charge-Coupled Devices*, IEEE Trans. Electr. Dev., Vol. 21, No.11, S.701-712, 1974.
- [Mu99] H. Murakami, T. Tsuru, H. Awaki, M. Sakano, M. Nishiuchi, K. Hamaguchi, K. Koyama, H. Tsunemi, *The trial of new event analysis method with the X-ray CCD camera XIS for Astro-E*, Proc. SPIE, Vol. 3765, S. 160-170, 1999.
- [Pe88] A.R. Peaker, S. Guimaries, *Properties of Silicon*, EMIS Datareviews Series No.4, INSPEC, Chap. 10.2, 1988.
- [Pf86] E. Pfeiffermann et al., *The position sensitive proportional counter (PSPC) of the ROSAT telescope*, Proc. SPIE, Vol. 733, S. 519-532, 1987.
- [Pi95] E. Pinotti, “Studio teorico e sperimentale di fenomeni di generazione in silicio ai fini del miglioramento delle prestazioni di CCD per astronomia X”, PhD thesis, Politecnico di Milano, 1995.

- [Pr00] G. Prigozhin, S. Kissel, M. Bautz, C. Grant, B. LaMarr, R. Foster, G. Ricker, G. Garmire, *Radiation damage in the Chandra X-ray CCDs*, Proc. SPIE, Vol. 4012, S. 720-730, 2000.
- [Ri95] R. Richter, private Mitteilung.
- [Ro92] M.S. Robbins, *Radiation Damage Effects in Charge Coupled Devices*, Ph.D. dissertation, Brunel University, Uxbridge, Middlesex, UK, 1992.
- [Ro00] M. Robbins, *The Radiation Damage Performance of Marconi CCDs*, Technical Note, Document S&C 906/424, Marconi Applied Technologies, 17. Februar 2000.
- [Sc92] K. Schmalz, H.G. Grimmeiss, H. Pettersson, L. Tilly, K. Tittelbach, *Electrical and Optical Properties of Titanium, Molybdenum and Tungsten Related Defects in Silicon*, Material Science Forum, Vol. 83-87, S. 239-244, 1992.
- [Sh52] W. Shockley, W.T. Read, *Statistics of the Recombination of Holes and Electrons*, Phys. Rev., Vol. 87, S. 835-842, 1952.
- [So97] J. Sorensen, *Radiation Analysis for the EPIC Cameras of XMM*, interner Report WMA/97-057/JS, ESTEC, 1997.
- [Sr84] J.R. Srour, D.M. Long, D.G. Millward, R.L. Fitzwilson, W.L. Chadsey, *Radiation Effects on and Dose Enhancement of Electronic Materials*, Noyes Publications, Park Ridge, New Jersey, 1984.
- [St00] L. Strüder et al., *X-ray pn-CCDs on the XMM-Newton Observatory*, Proc. SPIE, Vol. 4012, S. 342-351, 2000.
- [St01] L. Strüder, B. Aschenbach, H. Bräuninger, G. Drolshagen, J. Englhauser, R. Hartmann, G. Hartner, P. Holl, J. Kemmer, N. Meidinger, M. Stübiger, J. Trümper, *Evidence for micrometeoroid damage in the pn-CCD camera system aboard XMM-Newton*, Astronomy & Astrophysics, Vol. 375, S. L5-L8, 2001.
- [Su89] Z. Su, A. Husain, J.W. Farmer, *Determination of oxygen in silicon by ratio of A center to E center*, J. Appl. Phys., Vol. 67, No. 4, S. 1903-1906, 1989.
- [Sw96] XMM Science Working Team Meeting (24), ESA, 19-20. März 1997.
- [Sz81] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [Ti91] L. Tilly, H.G. Grimmeis, H. Pettersson, K. Schmalz, K. Tittelbach, H. Kerkow, *Electrical and optical properties of titanium-related centers in silicon*, Phys. Rev. B, Vol. 43, No. 11, S. 9171-9177, 1991.
- [Tr83] J. Trümper, *The ROSAT mission*, Adv. Space Res., Vol. 2, No. 4, S. 241-249, 1982.
- [Vi96] G.E. Villa et al., *The EPIC system onboard the ESA XMM mission*, Proc. SPIE, Vol. 2808, S. 402-413, 1996.

- [vL80] V.A.J. van Lint, T.M. Flanagan, R.E. Leadon, J.A. Naber, V.C. Rogers, *Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials*, Vol. 1, John Wiley & Sons, New York, 1980.
- [Vo99] W. Voges et al., *The ROSAT All-Sky Survey Bright Source Catalogue*, Astronomy & Astrophysics, Vol. 349, S. 389-405, 1999.
- [Wa64] G.D. Watkins, J.W. Corbett, *Defects in Irradiated Silicon: Electron Paramagnetic Resonance and Electron-Nuclear Double Resonance of the Si-E Center*, Phys. Rev., Vol. 134, No. 5A, S. 1359-1377, 1964.
- [Wa73] J.W. Walker, C.T. Sah, *Properties of 1.0 MeV electron irradiated defect centers in silicon*, Phys. Rev. B, Vol. 7, No. 10, S. 4587-4605, 1973.
- [Wa84] A.C. Wang, C.T. Sah, *Complete electrical characterization of recombination properties of titanium in silicon*, J. Appl. Phys., Vol. 56, No. 4, S. 1021-1031, 1984.
- [Wa89] S. Wang, *Fundamentals of Semiconductor Theory and Device Physics*, Prentice Hall, New Jersey, 1989.
- [Ya99] A. Yamashita, T. Dotani, H. Ezuka, M. Kawasaki, K. Takahashi, *Performance of the X-ray CCDs aboard the ASCA satellite after 5-year operation in space*, Nucl. Instr. and Meth., Vol. A436, S. 68-73, 1999.
- [Zi85] *TRIM, Transport of Ions in Matter*, detailliert beschrieben in *The Stopping and Range of Ions in Solids*, J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, Vol. 1, Pergamon Press, New York, 1985.

Danksagung

Herzlich bedanken für die Mitwirkung an dieser Arbeit möchte ich mich bei:

Prof. V. Schönfelder für die konstruktive und geduldige Betreuung der Arbeit;

Prof. J. Trümper, der die Arbeit ermöglichte und letztlich zu ihrem Abschluß beitrug;

Prof. L. Strüder, der die Arbeit motivierte und mein Ansprechpartner auch über die festkörperphysikalischen Fragestellungen hinaus war;

Dr. G. Lutz für fachliche Diskussionen und das detaillierte Korrekturlesen der Arbeit;

R. Hartmann, P. Holl, Dr. P. Lechner, R. Richter, Dr. H. Soltau und Dr. C. v. Zanthier für ihre hilfreiche Mitwirkung bei der Lösung verschiedenster Probleme;

Dr. W. Dünnweber und Dr. W. Assmann für das Ermöglichen der Bestrahlungsexperimente am Beschleunigerlaboratorium (Maier-Leibnitz-Laboratorium) in Garching;

der GSF in Neuherberg für die Nutzung ihrer Alpha-Teilchenquelle;

allen weiteren nicht namentlich aufgeführten Personen, die zum Gelingen der Arbeit beitragen,

und schließlich bei meiner Frau Christine, meinen Kindern Elisabeth und Michael sowie bei meinen Eltern für ihr Verständnis und ihre Unterstützung.