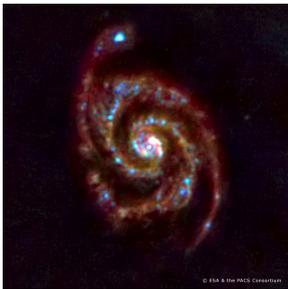
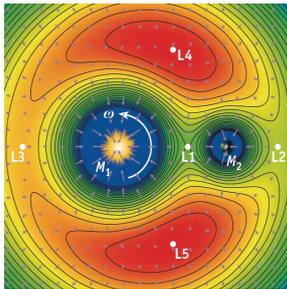
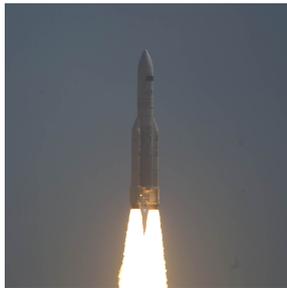
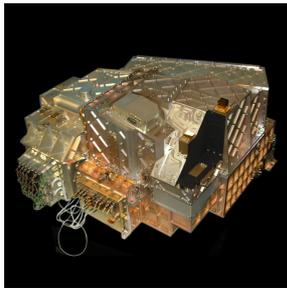
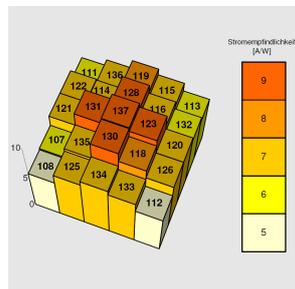
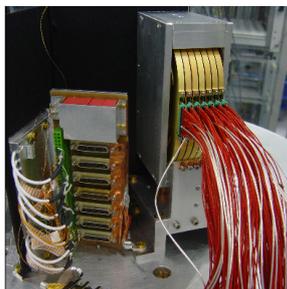
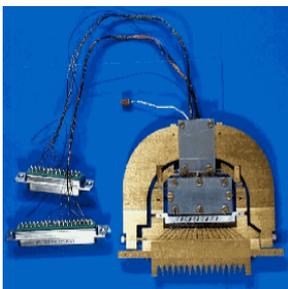


Jutta Stegmaier

Charakterisierung der Ferninfrarot-Detektoren der HERSCHEL/PACS-Spektrometerkamera



INAUGURAL - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht - Karls - Universität Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Jutta Stegmaier
geboren in Mainz

Tag der mündlichen Prüfung: 13.01.2010

Charakterisierung der Ferninfrarot-Detektoren der HERSCHEL/PACS-Spektrometerkamera

**Gutachter: Prof. Dr. Dietrich Lemke
Prof. Dr. Andreas Quirrenbach**

Meiner Familie und meinen Freunden

Abstract

This PhD thesis presents the results of the characterisation and calibration of the low stressed far infrared Ge:Ga flight and flight spare modules for the PACS spectrometer camera aboard the HERSCHEL space observatory, obtained under simulated in-flight operation conditions. The ground calibration of the detectors is crucial for the full calibration and understanding of the detector behaviour in space. A good absolute calibration is essential for deriving accurate color temperatures and dust masses, which for example enter modeling of star formation regions.

Experimental studies and numerical calculations of the transient response of a flight representative Ge:Ga detector array to a small step change in the incident photon flux level suggest that transients are not expected to play a major role for the low signal regime in PACS.

To study the effects of cosmic radiation on the ground, flight representative Ge:Ga detectors were exposed to a ^{137}Cs γ radiation source. During irradiation the signal of the detector increases continuously until the irradiation effect is balanced out by the self relaxation due to the simulated IR flux of the HERSCHEL telescope. This equilibrium depends on dose rate, FIR background and the detector parameters. Under simulated space environment the sensitivity of the low stressed detectors was increased by $\sim 30\%$ compared to an environment without radiation when using a significantly reduced bias voltage and suitable data analysis algorithms. The calibration is stable within 1.5% and the test results can be reproduced within $\sim 6\%$.

Based on the obtained results the arrangement of the detector arrays into the PACS camera was defined. Furthermore, a plan for the commissioning of the Ge:Ga detectors including detailed procedures for revised tuning of detector parameters and strategies for calibration and in-orbit operation of the detectors were developed. Using the optimal parameter set, the photometric accuracy achievable operating the detectors on the responsivity plateau without curing temporary radiation damages is estimated to be $\sim 12\%$.

The operating strategy developed as part of this thesis was verified during the commissioning phase of the Ge:Ga detectors in space and the optimal detector parameters are similar to those achieved during laboratory tests.

Kurzfassung

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurden die schwach gedrückten Ferninfrarot-Ge:Ga-Flug- und Flugersatzmodule für die PACS-Spektrometerkamera des HERSCHEL-Weltraumobservatoriums unter repräsentativen Bedingungen charakterisiert und kalibriert. Die Kalibrierung der Detektoren am Boden ist für die Gesamtkalibrierung und das Verständnis des Detektorverhaltens im Weltraum wichtig. Eine genaue absolute Kalibrierung ist unter anderem erforderlich, um genaue Farbtemperaturen und Staubmassen abzuleiten, die z.B. in Modellierungen von Sternentstehungsgebieten eingehen.

Die experimentellen und theoretischen Untersuchungen des Antwortverhaltens einer flugrepräsentativen Detektorzeile auf kleine Änderung der Beleuchtungsintensität deuten darauf hin, dass Signaltransienten bei PACS aufgrund des hohen Photonenuntergrunds des ~ 80 K-warmen Hauptspiegels aller Wahrscheinlichkeit nach keine Rolle spielen werden.

Die Auswirkung kosmischer Strahlung auf die Ge:Ga-Detektoren wurde anhand von Replikadetektoren und unter Verwendung einer ^{137}Cs - γ -Strahlungsquelle untersucht. In Abhängigkeit der eingestrahlten Energiedosisleistung, des FIR-Untergrundflusses und der Detektorparameter stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen Bestrahlungseffekten durch die ionisierende Strahlung und Selbstrelaxation aufgrund des hohen IR-Untergrundflusses ein. Unter L2-repräsentativen Umgebungsbedingungen sowie mit stark reduzierter Vorspannung und geeigneter Datenanalysesoftware besitzen die schwach gedrückten Detektoren in diesem Zustand im Mittel eine um $\sim 30\%$ höhere Empfindlichkeit als ohne Bestrahlung. Die Eichung der Detektoren ist dabei bis auf 1.5% stabil und die Reproduzierbarkeit beträgt $\sim 6\%$.

Auf Basis der im Labor erzielten Ergebnisse wurde unter anderem die Modulreihenfolge für die Integration der einzelnen Detektormodule in die Spektrometerkamera definiert und ein Programm zur

Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren - einschließlich detaillierter Prozeduren zur sukzessiven Feinabstimmung der Detektorparameter - sowie Strategien zur Kalibrierung und für den Betrieb der Detektoren im Weltraum entwickelt. Unter Einsatz von optimierten Betriebsparametern wird die erreichbare photometrische Genauigkeit der Spektrometerkamera beim Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau ohne Ausheilung temporärer Strahlungsschäden auf $\sim 12\%$ geschätzt.

Die im Rahmen dieser Dissertation entwickelte Betriebsstrategie wurde bei der Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren im Weltraum verifiziert und die optimalen Betriebsparameter ähneln den Ergebnissen der Labortests.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Infrarot-Astronomie	1
1.2	Beobachtungsplattformen für das ferne Infrarot	1
1.2.1	Notwendigkeit für Beobachtungen aus dem Weltraum	1
1.2.2	Satellitenmissionen für Beobachtungen im FIR	2
1.3	Das Weltraumteleskop HERSCHEL	3
1.3.1	Umlaufbahn	4
1.3.2	Wissenschaftliche Ziele	4
1.3.3	Anforderungen an die wissenschaftlichen Instrumente	5
1.3.4	Fokalebeneinstrumente	5
1.3.5	Unterschiede zu bisherigen IR-Teleskopen	6
1.4	Das PACS-Instrument	7
1.5	Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	8
2	Photodetektoren des PACS-Spektrometers	11
2.1	Aufbau	11
2.1.1	Ge:Ga-Kristalle	11
2.1.2	Detektorkanal, Voroptik und Detektorvorspannung	14
2.1.3	Front-End-Elektronik	15
2.2	Funktionsweise	15
2.2.1	Ladungsträgergeneration	15
2.2.2	Optimaler Betriebsbereich	18
2.2.3	Funktionsprinzip der kalten Ausleseschaltung	18
2.3	Charakteristika	19
2.3.1	Physikalische Größen	19
2.3.2	Detektorkenngrößen	20
2.4	Spezifikationen	23
2.5	Nicht-ideales Verhalten extrinsischer Photoleiter	23
3	Teststand für die Charakterisierung und Kalibrierung der Detektoren	25
3.1	Anforderungen	25
3.2	Messaufbau und Charakterisierung des Teststandes	26
3.2.1	Warme Komponenten	26
3.2.2	Kalte Komponenten	28
3.3	Bereitstellung des erwarteten FIR-Untergrundflusses im Labor	30
3.3.1	Erwarteter instrumenteller Untergrundfluss in PACS	30
3.3.2	Herstellung eines vergleichbaren Photoneneruntergrunds im Labor	31
3.3.3	Fehlerabschätzung des effektiven Flusses	33
3.3.4	Schlussfolgerungen	33
4	Charakterisierung der Ge:Ga-Detektoren für das PACS-Spektrometer	35
4.1	Instrumentenentwicklung und Testphilosophie	35
4.2	Ergebnisse der Labormessungen	35
4.2.1	Fehlfunktionen während Funktionstests bei Raumtemperatur	37

4.2.2	Charakterisierung der FEEs bei LHe-Temperatur	38
4.2.3	Leistungsdaten der schwach gedrückten FM- und FS-Detektormodule	42
4.3	Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie	47
4.4	Verifizierung im vollständigen PACS-Instrument	48
4.4.1	Anordnung der Detektormodule	48
4.4.2	Charakterisierung	48
4.5	Schlussfolgerungen	49
5	Laboruntersuchungen der Transienten im Detektorsignal	51
5.1	Theorie des Übergangsverhaltens bei Flusswechsel	51
5.1.1	Schnelle Antwort	51
5.1.2	Langsame Komponente	52
5.1.3	Haken-Anomalie	53
5.1.4	Einfluss des Photonenuntergrundflusses	53
5.1.5	Modellierungen der Transienten	53
5.2	Theoretische Abschätzungen für die PACS-Photoleiter	53
5.3	Testmodule und Testaufbau	54
5.3.1	Ge:Ga-Detektoren mit TIA-Ausleseschaltung	54
5.3.2	Quellen infraroter Strahlung und Zeitkonstanten	55
5.3.3	PACS-Betriebsbedingungen und Parameterbereich	55
5.4	Ergebnisse der Labormessungen	55
5.5	Fazit	56
6	Einfluss ionisierender Strahlung auf Ge:Ga-Detektoren	57
6.1	Erwartete Strahlungsumgebung um HERSCHEL	57
6.1.1	Zusammensetzung der Strahlung am L2	57
6.1.2	Wechselwirkungen der primären Teilchenstrahlung	59
6.1.3	Erwarteter durchschnittlicher Protonenfluss am L2	59
6.1.4	SREM-Strahlungsdetektor	60
6.2	Teilchenstrahlung auf die Ge:Ga-Detektoren in PACS	61
6.2.1	HERSCHELs Abschirmung und vereinfachte Geometrien	61
6.2.2	Zusammensetzung der Teilchenstrahlung und Energieeintrag in die Detektoren	62
6.3	Strahlungseffekte im Ge:Ga-Kristall	62
6.3.1	Elektron-Loch-Paare	62
6.3.2	Defekte in der Kristallstruktur	63
6.4	Auswirkungen auf das Detektorverhalten	65
6.5	Maßnahmen zum Zurücksetzen von Strahlungseffekten	65
6.6	Erfahrungen mit Strahlungseffekten in FIR-Detektoren	66
7	Laboruntersuchung der Strahlungseffekte auf Ge:Ga-Detektoren	69
7.1	Messaufbau und durchgeführte Bestrahlungstests mittels ^{137}Cs -Quelle	69
7.1.1	^{137}Cs -Laborstrahlungsquelle zur Erzeugung von Strahlungseffekten	69
7.1.2	Überblick über die Messungen	71
7.1.3	Abschätzung der erzeugten Strahlungsschäden	71
7.2	Datenanalyse	72
7.2.1	Datenerfassung und Prozessierungsmethoden	72
7.2.2	Degitch-Algorithmus	72
7.2.3	Hodges-Lehmann-Schätzer zur Bestimmung der Leistungsparameter	74
7.3	Ergebnisse der Labormessungen	74
7.3.1	Charakterisierung der induzierten Glitches	74
7.3.2	Änderung der Leistungsdaten der Ge:Ga-Detektoren	75

7.3.3	Optimierung der Betriebsparameter unter ionisierender Strahlung	78
7.3.4	Weitere Korrelationen und funktionelle Zusammenhänge	81
7.3.5	Simulation solarer Ausbrüche	82
7.3.6	Datenprozessierungsmethoden im Vergleich	82
7.3.7	Langzeitstabilität und Reproduzierbarkeit	84
7.3.8	Eingestrahlte Gesamtstrahlungsdosis und Alterungseffekte	84
7.3.9	Ausheilung von Strahlungseffekten	87
7.4	Vergleichender Überblick ergänzender Messungen	88
7.4.1	Bestrahlungstests stark gedrückter Detektoren mittels ^{137}Cs -Quelle	89
7.4.2	Bestrahlungstests an einem Protonen-Zyklotron	90
7.5	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	91
8	Strategien für einen stabilen und kalibrierbaren Betrieb der Ge:Ga-Detektoren am L2	93
8.1	Mögliche Betriebsmodi und Vorhersage des Verhaltens der Detektoren	93
8.1.1	Vergleichbarkeit der Labortests mit dem erwarteten Betrieb im Weltraum	93
8.1.2	Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau ohne Ausheilaktionen	94
8.1.3	Betrieb mit Ausheilaktionen	95
8.2	Hardware zur Durchführung der Betriebsmodi	96
8.2.1	Interne Kalibrierungsquellen	96
8.2.2	Chopper	96
8.2.3	IR-Strahler	97
8.2.4	Heizer	97
8.3	Übersicht über die Missionsphasen	98
8.4	Detaillierte Prozedur zur Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren im Weltraum	99
8.4.1	Überblick über die Messungen und Basiseinstellungen	100
8.4.2	Testblock GeGa_BIAS_1	101
8.4.3	Testblock GeGa_BIAS_2	102
8.4.4	Testblock GeGa_DARK	103
8.4.5	Testblock GeGa_BIAS_3	103
8.4.6	Testblock GeGa_BIAS_4	104
8.4.7	Schlussbemerkungen	104
8.5	Ergebnisse der Optimierung der Detektorparameter und Betriebsstrategie in der Phase der Inbetriebnahme	105
8.6	Übersicht der Eichstrategien im Weltraum	105
8.7	Ergänzende Methode zur relativen photometrischen Kalibrierung	106
8.8	Grenzen für die Empfindlichkeit	106
8.9	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	108
9	Zusammenfassung und Ausblick	111
9.1	Zusammenfassung	111
9.2	Ausblick - Weitergehende Entwicklungen in der FIR-Technologie	113
	Literaturverzeichnis	117
A	Anhang: FM-Tests	131
B	Anhang: Ionisierende Strahlung	135
B.1	Entstehung solarer Teilchenereignisse infolge koronarer Massenausstöße	135
B.2	Wechselwirkungen hochenergetischer Strahlung mit Materie	135
B.2.1	Physikalische Grundlagen: Generelle Wechselwirkungen	135
B.2.2	Generierte Ladungsträger im Detektormaterial	137

B.2.3	Tiefe dielektrische Aufladung und Effekte in der Elektronik	140
B.3	Detaillierergebnisse der Bestrahlungstests im Labor	141
B.3.1	Testen des Deglitch-Algorithmus	141
B.3.2	Optimale Integrationszeit	142
B.3.3	Datenprozessierungsmethoden im Vergleich	142
B.4	Technische Implementierung der Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren	149
B.4.1	GeGa_BIAS_1	150
B.4.2	GeGa_BIAS_2	152
B.4.3	GeGa_DARK	155
B.4.4	GeGa_BIAS_3	156
B.4.5	GeGa_BIAS_4	157
C	Anhang: Strategien für einen stabilen und kalibrierbaren Betrieb	159
C.1	Übersicht der Beobachtungsmodi	159
C.2	Korrektur von instrumentellen Effekten	159
C.3	Photometrische Kalibrierung	160
C.3.1	Relative photometrische Flusskalibrierung	160
C.3.2	Absolute photometrische Flusskalibrierung	161

1 Einführung

1.1 Infrarot-Astronomie

Seit jeher versuchen Wissenschaftler, mehr über den Kosmos und die dort herrschenden physikalischen und chemischen Bedingungen zu erfahren, indem sie weit entfernte Objekte und Vorgänge anhand der empfangenen elektromagnetischen Strahlung untersuchen. Vor mehr als 200 Jahren hat William Herschel mit einem Thermometer das infrarote (IR) Licht im Sonnenspektrum entdeckt [Herschel, 1800]. Etwa 100 Jahre später wurden die ersten hellen infraroten Himmelsobjekte erfolgreich mit einfachen Radiometern und Bolometern aufgezeichnet [Lemke, 2009]. Erst vor ungefähr 40 Jahren kam es zu einer Revolution: Die Entwicklung von heliumgekühlten Germanium-Bolometern ermöglichte es, mit Teleskopen an hoch fliegenden Ballons und später auf Weltraumobservatorien das gesamte infrarote Spektrum zu beobachten.

Der infrarote Wellenlängenbereich lässt sich nach den unterschiedlichen Nachweistechiken und atmosphärischen Transmissionsfenstern in vier Bereiche unterteilen: das nahe Infrarot (NIR, $0.7 \dots 5 \mu\text{m}$), das mittlere Infrarot (MIR, $5 \dots 25 - 40 \mu\text{m}$), das ferne Infrarot (FIR, $25 - 40 \dots 300 \mu\text{m}$) und der Submillimeterbereich (submm, $300 \dots 1000 \mu\text{m}$). Besonders im MIR und FIR können astronomische Schlüsselprobleme untersucht werden, wie mit den Weltraummissionen IRAS [Neugebauer et al., 1984], IRTS [Murakami et al., 1996], ISO [Kessler et al., 1996], SPITZER [Werner et al., 2004] und AKARI [Murakami, 1998] demonstriert wurde. Dies beruht auf folgenden Phänomenen:

- Körper mit Temperaturen $< 3000 \text{ K}$ emittieren hauptsächlich thermische Strahlung zwischen $1 \dots 1000 \mu\text{m}$ [Planck, 1912].
- Der interstellare Staub wandelt Primärstrahlung heißer Quellen vom ultravioletten und optischen Wellenlängenbereich durch Absorption und Reemission in langwellige FIR-Strahlung um.
- Die Extinktion der elektromagnetischen Strahlung aufgrund der Rayleigh-Streuung an kosmischen Staubteilchen (Größe $\lesssim 0.1 \mu\text{m}$) nimmt mit zunehmender Wellenlänge stark ab. Im NIR bei $2 \mu\text{m}$ beträgt sie gegenüber dem sichtbaren Licht nur noch etwa ein Zehntel ($A_K/A_V = 0.11$ [Rieke und Lebofsky, 1985]).

Technische Neuerungen in der Infrarot-Detektortechnologie, der Kryotechnik und der Weltraumtechnologie, wie z.B. Kommunikationssysteme, neue Materialien und immer größer werdende Weltraumobservatorien, haben dieses Forschungsgebiet bedeutend vorangetrieben. Ergebnisse dieses rasanten wissenschaftlichen Fortschritts waren insbesondere das Verständnis von der Entstehung und Entwicklung von Sternen und Planeten und der interstellaren Materie. Jedoch haben neue wissenschaftliche Entdeckungen nicht nur Fragen gelöst, sondern stets weitere Fragen aufgeworfen.

1.2 Beobachtungsplattformen für das ferne Infrarot

1.2.1 Notwendigkeit für Beobachtungen aus dem Weltraum

Vom Erdboden aus sind IR-Beobachtungen nur in wenigen atmosphärischen Fenstern bis etwa $40 \mu\text{m}$ möglich. Dies liegt an der atmosphärischen Absorption: IR-Strahlung wird sehr stark durch molekulare Luftbestandteile wie Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon absorbiert. Da die Atmosphäre mit zunehmender Höhe schnell „trockener“ wird, sind in einigen Bändern des NIR-, MIR- und Submillimeterbereichs Beobachtungen mit erdgebundenen Teleskopen möglich, vornehmlich von hohen Bergen mit trockenem Klima wie der Atacama-Wüste oder Hochebenen der Antarktis (siehe Abb. 1.1). Zudem erzeugt bei Wellenlängen $> 2.5 \mu\text{m}$ die thermische Vordergrundstrahlung der warmen Erdatmosphäre,

des Teleskops und der Instrumente einen großen und störenden Infrarotfluss. Darüber hinaus werden erdgebundene Beobachtungen durch den variablen Airglow infolge von chemischen Reaktionen in den oberen Schichten der Erdatmosphäre gestört [Hong et al., 1998].

Seit den 1960ern werden IR-Teleskope an hoch fliegenden Ballons [Lemke, 1976], auf Flugzeugen (Le-ear Jet Observatory [Harwit, 1982]; KUIPER Airborne Observatory [Cameron, 1976]) und ballistischen Forschungsraketen [Harwit et al., 1969] eingesetzt. In diesen Höhen steigt die atmosphärische Transmission auf $> 99\%$ und der gesamte spektrale Bereich wird zugänglich. Aber selbst hier existieren noch zwei größere Einschränkungen: die atmosphärische Restemission, welche variabel ist und beispielsweise bei Ballontelestropen typischerweise Untergrundstrahlung im Bereich von 10^{-9} W auf einen Detektor emittiert, und die thermische Eigenemission der etwa 250 K warmen Teleskope. Der Durchbruch in der Ferninfrarot-Astronomie kam mit den vollständig heliumgekühlten Satelliten im Weltraum, die erstmals eine empfindliche Beobachtung im gesamten IR-Spektrum ermöglichten.

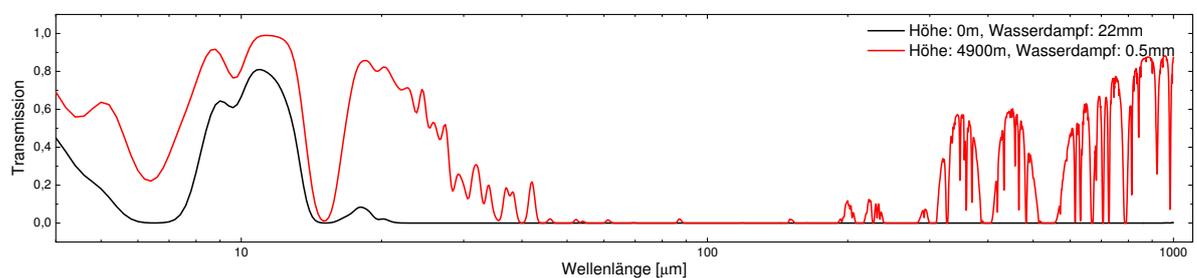


Abbildung 1.1 Die spektrale Transmission der Atmosphäre im mittleren und fernen Infrarot berechnet mit dem ATRAN-Modell [Lord, 1992] für Meereshöhe (22 mm niederschlagbarer Wasserdampf; schwarz) und 4900 m Höhe (Chile, 0,5 mm niederschlagbarer Wasserdampf; rot) [Graf, 2008].

1.2.2 Satellitenmissionen für Beobachtungen im FIR

1983 durchmusterte das erste Weltraumteleskop für das mittlere und ferne Infrarot, der amerikanisch-niederländisch-britische InfraRed Astronomical Satellite (IRAS), mit einem Hauptspiegeldurchmesser von 57 cm in vier Bändern (12, 25, 60 und 100 μm) innerhalb einer Missionsdauer von 300 Tagen ungefähr 96 % des gesamten Himmels [Neugebauer et al., 1984]. Viele der etwa 250 000 von IRAS katalogisierten infraroten Objekte - seither ein Standarddatensatz - haben zur Erschließung neuer Forschungsgebiete geführt und unerwartete Erkenntnisse geliefert. So wurden fast ausschließlich im IR strahlende Galaxien, Staubscheiben um Hauptreihensterne (Vega-Phänomen), viele Protosterne und die FIR-Zirruswolken entdeckt. Eine Limitation dieser Mission bestand darin, dass aufgrund der 100 μm -Grenze die spektrale Energieverteilung der kosmischen Quellen im FIR nicht komplett abgedeckt werden konnte. Folglich war die Temperaturabschätzung vieler sehr kalter Quellen zu hoch, wodurch die Masse des involvierten Staubes sowie die Leuchtkraft der Objekte unterschätzt wurden [Schnee et al., 2005].

1995 folgte mit dem von der europäischen Raumfahrtorganisation ESA (European Space Agency) entwickelten Infrared Space Observatory, kurz ISO, das erste Weltraumobservatorium für den mittleren und fernen Infrarotbereich zwischen 2,5 ... 240 μm [Kessler et al., 1996]. Der Hauptspiegeldurchmesser betrug 60 cm. Mit ISO konnten von 1995 – 98 aufgrund aufwendiger Kühlung Detailbeobachtungen von tausenden ausgewählten „IRAS-Objekten“ mit höherer Empfindlichkeit (etwa Faktor 1000) sowie höherer räumlicher (etwa Faktor 10 bei 12 μm) und spektraler Auflösung als bei IRAS durchgeführt werden [Blommaert et al., 2003; Beichman et al., 1988]. ISO demonstrierte erstmals die Möglichkeit der Spektroskopie im fernen Infrarotbereich, was insbesondere der Diagnose von Emissionslinien des interstellaren Mediums und Strahlungsfeldes, protoplanetarer Nebel, junger stellarer Objekte, des galaktischen Zentrums, Kandidaten für schwarze Löcher, zirkumstellarer Staubscheiben um Herbig Ae/Be-Sterne und Schocks in Sternentstehungsregionen dient. Zudem konnte mit dem abbildenden Photopolarimeter ISOPHOT [Lemke und Klaas et al., 1996; Lemke und Klaas, 1999], einem der vier wissenschaft-

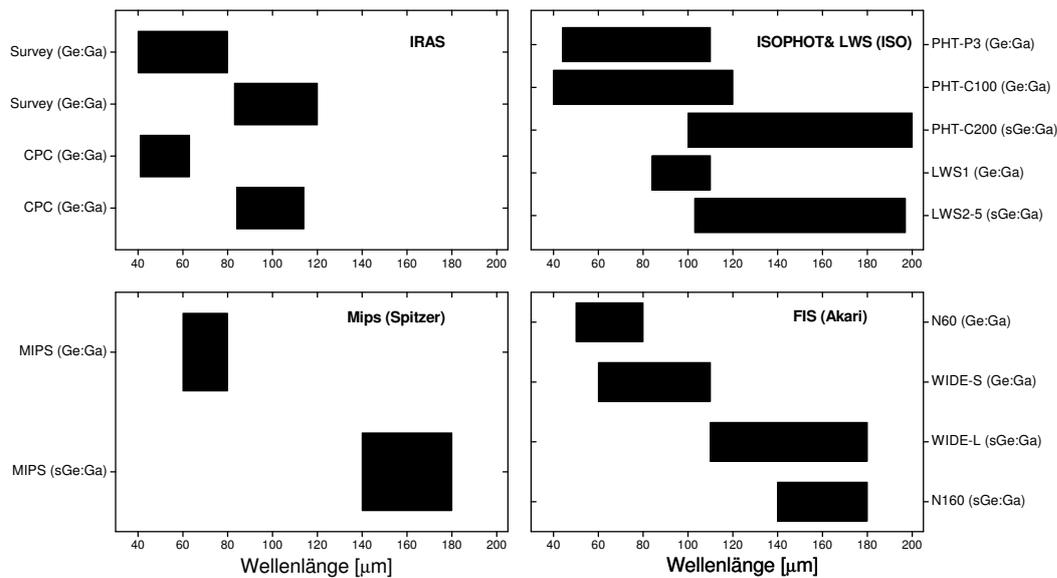


Abbildung 1.2 Spektraler Empfindlichkeitsbereich der FIR-Detektoreinheiten bisheriger IR-Weltraumteleskope.

lichen Instrumente, erstmals das Maximum der spektralen FIR-Energieverteilung vieler Galaxien und Sternentstehungsgebiete bei $200 \mu\text{m}$ untersucht werden [Calzetti et al., 1998].

Im Jahr 2003 wurde das derzeit leistungsfähigste Infrarotteleskop SPITZER (früher SIRTf [Werner et al., 2004; Gehrz et al., 2007]) der amerikanischen Luft- und Raumfahrtbehörde NASA (National Aeronautics and Space Administration) gestartet, welches den Infrarotbereich zwischen $3 \dots 180 \mu\text{m}$ abdeckt und einen Hauptspiegel von 85 cm Durchmesser besitzt. Besonders die Verwendung von strahlungsharten Kameras ermöglichte die Erstellung detaillierter Himmelskarten im MIR.

Das japanische Satellitenteleskop AKARI (früher Astro-F [Murakami, 1998]) hat seit 2006 bei Wellenlängen zwischen $1.8 \dots 200 \mu\text{m}$ systematische Himmelsdurchmusterungen durchgeführt und so 94% des Himmels bei verschiedenen Wellenlängen kartiert, sowie gezielte Einzelbeobachtungen von mehr als $5\,000$ ausgewählten Objekten vorgenommen.

In Abb. 1.2 sind die spektralen Bereiche der verschiedenen FIR-Detektoreinheiten von IRAS, ISO, SPITZER und AKARI im Vergleich dargestellt. Alle bisherigen IR-Satelliten haben einen Spiegeldurchmesser von weniger als einem Meter. Im FIR kann jedoch nur mittels großer Hauptspiegel eine räumliche Auflösung (die Winkelaufösung α ist proportional zur Wellenlänge λ und invers proportional zum Durchmesser des Hauptspiegels D : $\alpha \propto \frac{\lambda}{D}$) im Bogensekundenbereich erreicht werden, wie es im optischen Wellenlängenbereich typisch ist.

1.3 Das Weltraumteleskop HERSCHEL

Das europäische Ferninfrarot- und Submillimeter-Weltraumobservatorium HERSCHEL [Pilbratt, 2005] (siehe Abb. 1.3 links; früher FIRST für Far InfraRed and Submillimeter Space Telescope [Pilbratt, 1994]) ist eine wissenschaftliche Schwerpunktmission der ESA mit einer Betriebszeit von mindestens 3.5 Jahren. Es besitzt einen Hauptspiegel mit einem Durchmesser von 3.5 m , was es zum bisher größten im Weltraum eingesetzten Teleskop macht. Das klassische Cassegrain-Teleskop ist mit seinen Instrumenten auf Beobachtungen im Ferninfrarot- und Submillimeterbereich zwischen $57 \dots 670 \mu\text{m}$ optimiert. Es ist

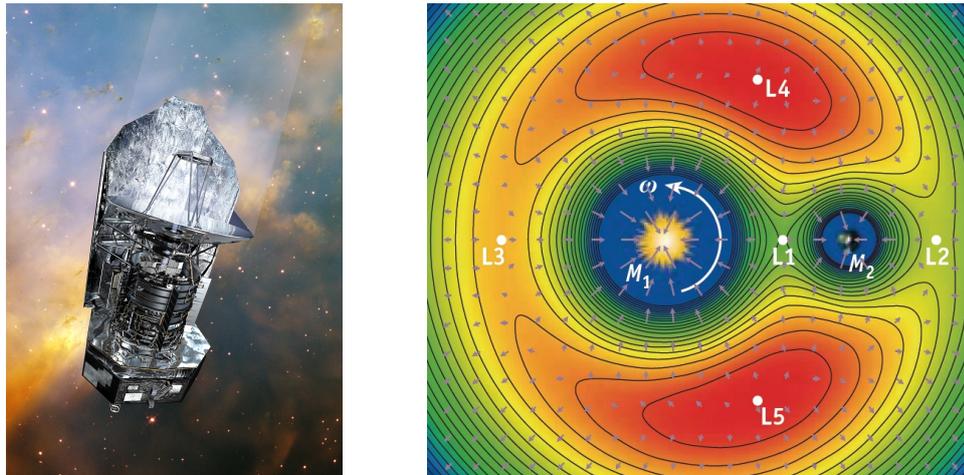


Abbildung 1.3 Links: Das Weltraumteleskop HERSCHEL (künstlerische Darstellung, Quelle: NASA). Rechts: Konturplot des effektiven Potentials des Systems aus Erde (M_2) und Sonne (M_1) mit den Lagrange-Punkten L_1 bis L_5 , die nach Joseph-Louis de Lagrange benannt sind. An diesen Librationspunkten herrscht ein Gleichgewicht der Anziehungs- und Zentrifugalkräfte, so dass eine Raumsonde immer dieselbe Orientierung in Bezug auf Sonne und Erde beibehält (Quelle: D. Wiss).

das erste Weltraumobservatorium, das den kompletten Wellenlängenbereich des fernen Infrarots bis zum Sub-Millimeter-Bereich abdeckt. HERSCHEL wurde am 14. Mai 2009 in einem Doppelstart zusammen mit dem PLANCK-Satelliten, einer Durchmusterungsmission zur Untersuchung des kosmischen Mikrowellenhintergrunds, mit einer Ariane 5 ECA-Rakete von Kourou in Französisch-Guyana (Südamerika) in den Weltraum gebracht. Beide Satelliten trennten sich kurz nach dem Start von der Trägerrakete und werden nun unabhängig voneinander betrieben.

1.3.1 Umlaufbahn

HERSCHEL wird auf einer großen Halo-Bahn (Halo = Heiligenschein) um den zweiten Lagrange-Punkt L_2 im System Sonne-Erde kreisen, der einen metastabilen Librationspunkt in einer Entfernung von 1.5 Millionen Kilometern in antisolarer Richtung darstellt (Abb. 1.3 rechts). Das Observatorium entfernt sich dabei bis zu 800 000 Kilometer vom L_2 und wird immer außerhalb des Halbschattens der Erde fliegen. Die Entfernung zur Erde differiert zwischen 1.2 und 1.8 Millionen Kilometern. Alle drei Störquellen, Sonne, Mond und Erde, befinden sich von dort aus gesehen annähernd in derselben Richtung. Dies ermöglicht eine gute Abschirmung gegen die IR-Strahlung dieser Quellen sowie eine passive Kühlung auf tiefe Temperaturen. Außerdem gewährleistet es während der gesamten Missionszeit eine hohe thermische Stabilität und gleichzeitig eine kontinuierliche Energieversorgung durch die Sonne. Zur Vergrößerung des momentanen Zugangs zur Himmelssphäre kann die Teleskopachse - begrenzt durch Wärmehaushalt und Energieversorgung - maximal $\pm 30^\circ$ gegenüber der Ekliptik geneigt werden. Im Laufe eines halben Jahres ist der gesamte Himmel zugänglich.

1.3.2 Wissenschaftliche Ziele

Bereits durch die Vorgängersatelliten wurde demonstriert, dass mit der Infrarotstrahlung eine Vielzahl interessanter astronomischer Phänomene untersucht werden kann, die in durch Staubwolken verdeckten

Regionen des Kosmos auftreten. HERSCHELs Forschungsziele betonen die Entstehung von Sternen und Galaxien und ihre Wechselbeziehung und wurden zu Beginn der Planungsphase aufgestellt [Pilbratt, 2000, 2004]:

- Entstehung und Entwicklung von Galaxien, die aufgrund ihres Staubgehalts hauptsächlich im FIR ausstrahlen
- Entstehung und Entwicklung von Galaxien im frühen Universum und Sternentstehung in Galaxien in Abhängigkeit der Rotverschiebung
- Studium der Sternentstehung und der ausströmenden Gase von jungen stellaren Objekten, sogenannte Outflows, sowie ihrer Wechselwirkung mit der interstellaren Materie
- Beobachtung von Protosternen, um die sich proto-planetare Scheiben, Planetesimale oder Planeten bilden können
- Kartierung der ausgedehnten Hüllen sterbender Sterne: Untersuchung des Materiestroms sowie seiner Zusammensetzung und Entwicklung
- Erforschung der Physik und Chemie der interstellaren Materie
- Analyse der chemischen Zusammensetzung unserer Galaxie sowie der Atmosphäre und Oberfläche von Kometen, Planeten und ihren Satelliten in unserem Sonnensystem

1.3.3 Anforderungen an die wissenschaftlichen Instrumente

Die dargestellten Ziele stellen hohe Anforderungen an das Design der wissenschaftlichen Instrumente und deren Beobachtungsmodi. Mit den Instrumenten soll die komplette Analyse der im Bereich $57 \dots 670 \mu\text{m}$ ankommenden Strahlung, die hauptsächlich von Objekten mit Temperaturen zwischen $5 \dots 50 \text{ K}$ ausgesendet wird, untersucht werden. Himmelskarten mit großer Empfindlichkeit bis zu 5 mJy (5σ , 1h Integrationszeit) sollen in verschiedenen Wellenlängenbändern über den gesamten Bereich möglich sein. Hierbei sollen das Teleskop und die interne Optik der Instrumente beugungsbegrenzte Aufnahmen ermöglichen. Zudem sollen Spektroskopie im gesamten Bereich und in einzelnen schmalen Bändern mit hoher Empfindlichkeit von einigen 10^{-18} W m^2 (5σ , 1h Integrationszeit) und einer spektralen Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda > 1000 - 2000$ gewährleistet sein [Bauer, 2006]. Damit können in Quellen noch Geschwindigkeiten von $\sim 150 \text{ km/s}$ aufgelöst werden. Außerdem fordert die lange Missionsdauer unter extremen Bedingungen höchste Zuverlässigkeit, Qualität und Strahlungshärte der verwendeten Bauteile.

1.3.4 Fokalebeneinstrumente

Die Leistungsfähigkeit von HERSCHEL wird durch das große Teleskop in Verbindung mit leistungsstarken Fokalebeneinstrumenten bestimmt. Drei Instrumente wurden konzipiert, die sich in ihren Fähigkeiten ergänzen: zwei Kameras, PACS und SPIRE, welche sich durch einen großen Wellenlängenbereich auszeichnen und zusätzlich abbildende Spektroskopie ermöglichen, sowie HIFI, ein Breitbandspektrometer und Spektrometer mit sehr hoher Auflösung [Pilbratt, 2004].

PACS (von engl. Photodetector Array Camera & Spectrometer [Poglitsch et al., 2006]) vereint ein abbildendes Photometer und ein Gitterspektrometer mit mittlerer Auflösung für den Wellenlängenbereich zwischen $57 \dots 210 \mu\text{m}$. Hiermit sind simultane Aufnahmen in zwei von drei photometrischen Bändern mit zentralen Wellenlängen von $70, 110$ und $170 \mu\text{m}$ möglich. Eine nähere Beschreibung dieses Instruments folgt in Kapitel 1.4.

SPIRE (von engl. Spectral and Photometric Imaging REceiver [Griffin et al., 2006]) ist ein abbildendes Photometer und ein abbildendes Fourier-Transformations-Spektrometer mit geringer Auflösung im FIR und Submillimeterbereich zwischen $200 \dots 670 \mu\text{m}$. Aufnahmen können gleichzeitig in bis zu drei photometrischen Bändern mit zentralen Wellenlängen von $250, 360$ und $520 \mu\text{m}$ durchgeführt werden.

HIFI (von engl. Heterodyne Instrument for the Far Infrared [de Graauw et al., 2005]) stellt ein leistungsfähiges Heterodynspektrometer mit sehr hoher Auflösung dar. Beobachtungen sind in sieben Bändern im Bereich 480...1910 GHz mit zentralen Frequenzen von 560, 720, 880, 1040, 1185, 1505 und 1755 GHz realisierbar.

Mit dieser Kombination aus Empfindlichkeit, Wellenlängenbereich sowie räumlicher und spektraler Auflösung bietet HERSCHEL vielfältige Einsatzmöglichkeiten wie z.B. Punktquellen-Photometrie, Kartieren von großen Gebieten sowie Spektroskopie mit mittlerer und hoher Auflösung. Die drei wissenschaftlichen Fokalebeneninstrumente, die in Zusammenarbeit von mehr als 40 internationalen Instituten entwickelt worden sind, erlauben beugungsbegrenzte Aufnahmen mit einer Auflösung von vier Bogensekunden bei 60 μm bzw. zwölf Bogensekunden bei 170 μm .

1.3.5 Unterschiede zu bisherigen IR-Teleskopen

HERSCHEL bricht im Vergleich zu bisherigen IR-Teleskopen viele Rekorde. Folgende Hauptunterschiede und Neuerungen sowie die daraus entstehenden Vor- und Nachteile sind im Kontext dieser Arbeit relevant.

Orbit: Wie das der Erdbahn folgende Weltraumteleskop SPITZER [Werner et al., 2004] bewegt sich HERSCHEL auf einer heliozentrischen Bahn. Auf dieser herrscht - im Gegensatz zu geozentrischen Bahnen wie z.B. bei IRAS und ISO - infolge der großen Entfernung zu den IR-Quellen Erde und Sonne thermische Stabilität. Außerdem liegt mit Ausnahme von Sonnenausbrüchen eine nahezu konstante Strahlungsumgebung vor. Die große Entfernung zu HERSCHEL am L2 bringt jedoch auch Nachteile mit sich: die Transferperiode dauert etwa 60 Tage und pro Tag steht nur eine limitierte Kommunikationsperiode zur Verfügung. Überdies ist einmal im Monat ein Bahnkorrekturmanöver notwendig. Aufgrund seiner Vorteile stellt der L2 dennoch einen bevorzugten Standort zukünftiger Missionen dar.

Warmer Start und passive Kühlung: Das Teleskop (Primär-, Sekundärspiegel und Hexapod) wurde warm gestartet und im Weltraum passiv abgekühlt. Durch diese Methode werden längere Missionsdauern möglich, da nur noch die Instrumente mit Helium gekühlt werden. Ohne Kryostat um das Teleskop konnte überdies die komplette Breite der Transportkammer der Ariane 5-Trägerrakete für den Hauptspiegel ausgenutzt werden. Um eine Kontamination, z.B. durch Wasser, zu vermeiden, wurde das Teleskop nach dem Start für etwa zwei Wochen auf ~ 170 K gehalten, während der Satellit abkühlte.

Hauptspiegel: Der 3.5 m große monolithische Hauptspiegel (EADS-Astrum) bringt einen enormen Fortschritt im Hinblick auf die räumliche Auflösung und Empfindlichkeit, stellte jedoch eine technische Herausforderung dar: Er muss sowohl leicht als auch stabil sein sowie den extremen Bedingungen des Starts und des kalten Weltraums standhalten. Er besteht aus keramischem Siliziumkarbid (SiC) (ISO: Quarzglas [Singer, 1995]; IRAS & SPITZER: Beryllium), das eine hohe spezifische Festigkeit, eine niedrige Empfindlichkeit gegenüber thermischen Gradienten und ein geringes Gewicht (~ 300 kg) aufweist. Der Hauptspiegel ist mit Aluminium bedampft (zusätzlich Nickel-Chrom-Schicht als Haftgrund und SiO als Schutzschicht) und wird nicht aktiv mit Helium gekühlt.

IR-Untergrund durch das Teleskop: Das HERSCHEL-Teleskop wird durch ein einseitiges Strahlungsschild gegen die Wärmestrahlung von Sonne, Erde und Mond abgeschirmt und kühlt sich durch thermische Abstrahlung in den Weltraum passiv auf eine Temperatur von ~ 80 K ab [Altieri und Vavrek, 2007a]. Diese relativ hohe Temperatur ruft einen IR-Teleskopuntergrundfluss in der Größenordnung von 1000 Jy (vgl. Neptun: ~ 100 Jy) hervor, welcher um etwa zwei Größenordnungen höher ist als bei der ISO-Mission und bei breitbandiger Photometrie im FIR mit $\lambda/\Delta\lambda \sim 2$ ungefähr 10^4 mal höher ist als das zu beobachtende astronomische Signal. Dies hat Auswirkungen auf die Beobachtungsmethoden und die Funktion der IR-Detektoren (näheres dazu in Kap. 7.3.2). Durch Streulichtblenden sowie differentielle Messungen mittels eines Kippspiegelmechanismus, des sogenannten Choppers, kann die

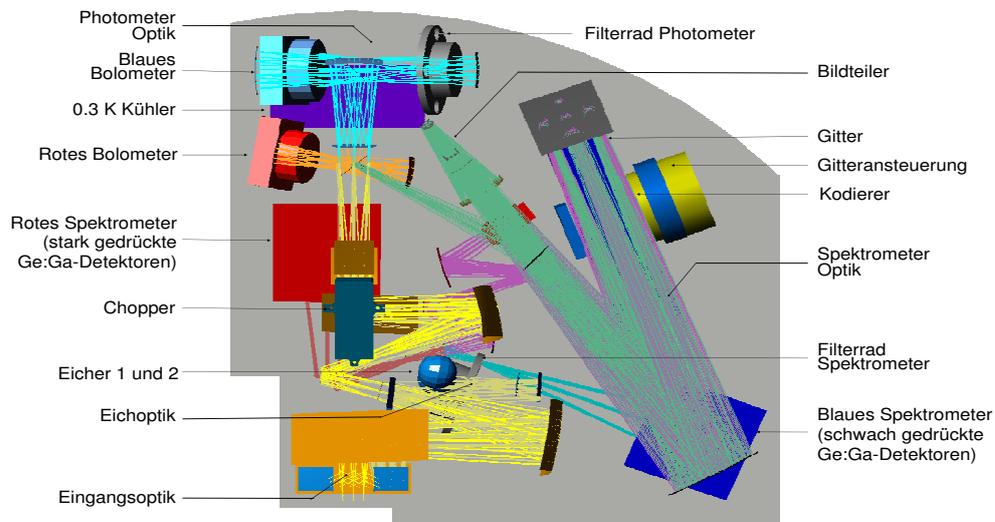


Abbildung 1.4 Schematischer Aufbau des PACS-Instruments mit Optikelementen, Kryomechanismen und Ferninfrarot-Detektoren (nähere Erklärung siehe Text).

ser Störuntergrund zwar weitgehend beseitigt werden, verringert aber dennoch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Kommunikationsrate & Datenkomprimierung: Die zur Verfügung stehende Speicherkapazität und Bandbreite für die Kommunikation mit der Bodenstation limitiert die Datenübertragung. Im Gegensatz zu allen bisherigen IR-Missionen müssen daher die Rohdaten von HERSCHEL (~ 13.6 GBit/Tag [Schmidt und Chester, 2006]) an Bord des Satelliten um mindestens einen Faktor 30 komprimiert werden.

1.4 Das PACS-Instrument

PACS wurde unter Leitung von A. Poglitsch vom Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) gemeinsam von 14 europäischen wissenschaftlichen Instituten aus Belgien, Deutschland, Frankreich, Italien, Österreich und Spanien in enger Zusammenarbeit mit der Industrie und ESA entwickelt und gebaut. Mit einem Anteil von 15% spielt das Max-Planck-Institut für Astronomie in Heidelberg (MPIA) eine große Rolle.

PACS besitzt im wesentlichen zwei Beobachtungsmodi: Es wird entweder als abbildendes Photometer oder als 3D-Linienspektrometer¹ im Wellenlängenbereich von $57 \dots 210 \mu\text{m}$ Beobachtungen mit bislang unerreichter Empfindlichkeit und hoher räumlicher sowie spektraler Auflösung durchführen [Pilbratt, 2004; Poglitsch et al., 2003, 2004, 2006]. Abbildung 1.4 zeigt den optischen Aufbau des PACS-Instruments: Das vom Teleskop kommende Licht (im Bild unten links) gelangt über die gemeinsame Eingangsoptik mit kalten Blenden, Feldspiegel, Pupillenposition mit Lyot-Stop und Abblockfilter, Chopper und zwei Kalibrierungsquellen zum Fokalebene-Strahlteiler, welcher die Strahlengänge von Photometer und Spektrometer trennt. Um die Leistungsfähigkeit des HERSCHEL-Teleskops komplett ausnutzen zu können, bietet die PACS-Optik eine beugungsbegrenzte Abbildung. Durch kalte Blenden und infrarot-absorbierende Farbe wird Streulicht im Instrument minimiert. Die angestrebten Leistungsdaten des PACS-Instruments sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst.

¹Das Linienspektrometer enthält zwei räumliche und eine spektrale Dimension.

	Photometer		Spektrometer	
	blau	rot	blau	rot
Wellenlängenbereich [μm]	57...130	130...210	57...105	105...210
Detektormaterial	Si-Bolometer	Si-Bolometer	sGe:Ga (LS)	sGe:Ga (HS)
Gesichtsfeld	$1.75' \times 3.50'$	$1.75' \times 3.50'$	$47'' \times 47''$	$47'' \times 47''$
Anzahl der Bildelemente (Pixel)	32×64	16×32	25×16	25×16
geom. Pixelgröße [mm]	0.75×0.75	0.75×0.75	3.6×3.6	3.6×3.6
Pixelgröße am Himmel	$3.2'' \times 3.2''$	$6.4'' \times 6.4''$	$9.4'' \times 9.4''$	$9.4'' \times 9.4''$
Betriebstemperatur T_{Det} [K]	0.3	0.3	~ 2.5	~ 1.7
Räumliche Auflösung [$''$]	3.4	6.8	9.4	9.4
Spektrale Auflösung $\lambda/\Delta\lambda$	~ 3	~ 2	1400 – 5500	940 – 2100
Geschwindigkeitsauflösung [km/s]			55 – 210	140 – 320
Empfindlichkeit ($5\sigma/1\text{h}$, Pktq.) [mJy]	2.5	3.5	400 (Kont.)	100 (Kont.)

Tabelle 1.1 Leistungsdaten der PACS-Kamera, die aus vier Untereinheiten besteht: je ein Photometer und Spektrometer für kurze und lange Wellenlängen. Die kurzwelligen Kameras sind jeweils in zwei Bänder (Filter bzw. Ordnungen) unterteilt [Altieri und Vavrek, 2007b].

Das abbildende Photometer: Im Photometer erfolgt durch einen dichroischen Strahlteiler und Filter eine Aufteilung in zwei kurzwellige ($57 \dots 85 \mu\text{m}$ und $85 \dots 130 \mu\text{m}$) und einen langwelligen ($130 \dots 210 \mu\text{m}$) Kanal, damit im gesamten Wellenlängenbereich beugungsbegrenzte Beobachtungen erreicht werden. Über ein Filterrad wird einer der kurzwelligen Kanäle ausgewählt. Seine FIR-Strahlung wird zusammen mit der des langwelligen Kanals von zwei Siliziumbolometerfeldern aufgenommen. Um eine hohe Empfindlichkeit zu erzielen, werden die Bolometerfelder mithilfe eines ^3He -Verdampfungskühlers bei $T \approx 300 \text{ mK}$ betrieben [Rodriguez, 2002; Billot et al., 2006].

Das abbildende 3D-Linienspektrometer: Das $47'' \times 47''$ große Bild wird mit einem Bildzerleger in 5×5 Bildpunkte zerlegt und in eine lineare Anordnung von fünf Gruppen zu je fünf Bildelementen umarrangiert (siehe Abb. 1.5 links). Die spektrale Dispersion dieser 25 räumlichen Bildelemente in 16 spektrale Kanäle erfolgt durch ein bewegliches Langspaltgitter in Littrow-Montierung. Dabei wird das Gitter für den Wellenlängenbereich $102 \dots 210 \mu\text{m}$ in erster Ordnung und für $55 \dots 102 \mu\text{m}$ in zweiter und dritter Ordnung verwendet. Ein dichroischer Strahlteiler trennt die erste von der zweiten und dritten Ordnung und lenkt die Strahlung auf zwei Photoleiterfelder bestehend aus 25×16 extrinsischen galliumdotierten Germanium-Halbleiterkristallen, kurz Ge:Ga (Abb. 1.5 rechts). Ein Filterrad dient zur Selektion der gewünschten Beugungsordnung für das kurzwellige Spektrometer. So ist simultan abbildende 3D-Linienspektroskopie in den Wellenlängenbereichen $55 \dots 72 \mu\text{m}$ bzw. $72 \dots 102 \mu\text{m}$ und $102 \dots 210 \mu\text{m}$ möglich [Altieri und Vavrek, 2007b].

1.5 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, Strategien für den Betrieb und die Kalibrierung der Ge:Ga-Detektoren der PACS-Spektrometerkamera unter ionisierender Strahlung im Weltraum zu entwickeln, die einen stabilen und empfindlichen Betrieb und die größtmögliche photometrische Genauigkeit erzielen. Darüber hinaus wurde im Rahmen dieser Dissertation die Charakterisierung und Eichung aller 25 Detektorzeilen der Flug- und Flugersatzmodelle der kurzwelligeren Ge:Ga-Spektrometerkamera von PACS durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit besteht aus neun Kapiteln. Im Anschluss an diese Einleitung werden in Kapitel 2 das PACS-Instrument, die Funktionsweise von Photoleitern und ihre wichtigsten Kenngrößen dargestellt. Thema von Kapitel 3 ist der Teststand für die Charakterisierung und Kalibrierung der Detektoren. Die Charakterisierung der schwach gedrückten PACS-Ge:Ga-Detektormodule steht im Mittelpunkt von Kapitel 4. Kapitel 5 beinhaltet die Ergebnisse von Signaltransientenmessungen. Die theoretischen Grundlagen des Einflusses der kosmischen Strahlung auf die Ge:Ga-Detektoren werden in Kapitel 6 dargestellt.

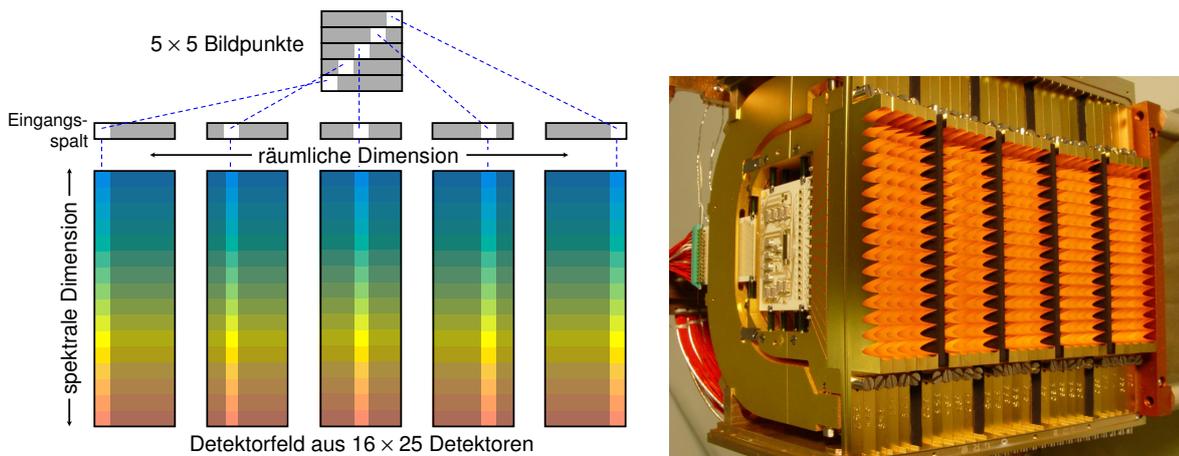


Abbildung 1.5 Links: Schematische Darstellung der Projektion der Fokalebene auf das Detektorfeld. Ein Bildzerleger ordnet das zweidimensionale Bild entlang des Eingangsspalts des Gitterspektrographs an, sodass alle 25 Bildpunkte gleichzeitig in 16 spektralen Kanälen aufgenommen werden können. Rechts: Detektorfeld der PACS-Spektrometerkamera bestehend aus 25 Detektorzeilen mit je 16 Detektoren. Die Anordnung in 5er-Gruppen beruht auf der Zerlegung des Bildes und der Umarrangierung der fünf Bildzeilen durch den Bildzerleger. Die Voroptik aller Detektorzeilen sowie die Front-End-Elektronik eines Detektormoduls sind zu erkennen (nähere Erklärung siehe Kapitel 2.1).

Detaillierte Laboruntersuchungen der Strahlungseffekte und deren Ausheilung sind Inhalt des Kapitels 7. Strategien für einen stabilen und empfindlichen Betrieb der Ge:Ga-Detektoren am L2 sowie die Prozedur zu ihrer Inbetriebnahme werden in Kapitel 8 vorgestellt und die erreichbare Empfindlichkeit abgeschätzt. In Kapitel 9 werden die Hauptergebnisse der Dissertation zusammengefasst. Desweiteren wird ein kurzer Ausblick auf weitergehende Entwicklungen in der FIR-Technologie gegeben.

2 Photodetektoren des PACS-Spektrometers

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau der Detektorzeilen der PACS-Spektrometerkamera, die generell Funktionsweise der Ge:Ga-Photoleiter, ihre Charakteristika und ihre Spezifikationen. Abschließend werden die wichtigsten Kenngrößen und Leistungsparameter definiert. Das Kapitel endet mit der Darstellung der Grenzen extrinsischer Photoleiter.

2.1 Aufbau

Jedes der beiden FIR-Detektorfelder des Linienspektrometers setzt sich aus 25 identischen Detektorzeilen zusammen (siehe Abb. 1.5 rechts). Die Detektoren mit Ausleseschaltung wurden speziell für die Anforderungen der PACS-Spektrometerkamera optimiert und in Handarbeit gefertigt. Das gesamte Photoleiterfeld stellt das bisher größte dieser Art dar.

Der Grundkörper einer Detektorzeile besteht aus drei funktionellen Abschnitten (siehe Abb. 2.1): U-förmige Blattfeder, Haltevorrichtung für die Ausleseschaltung und Tubus für die Detektorkristalle.

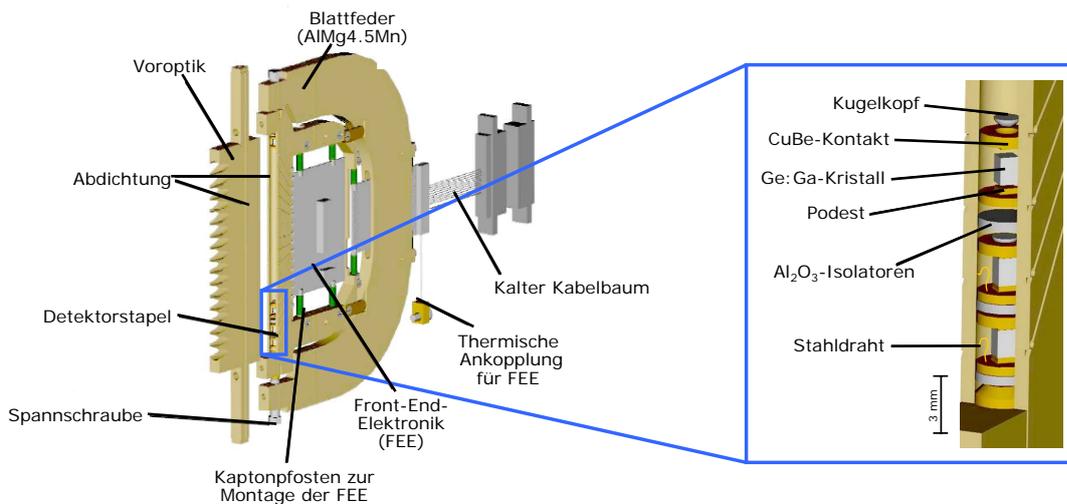


Abbildung 2.1 Schematischer Aufbau eines Detektormoduls mit Detailausschnitt eines Detektorkanals. Das U-förmige Profil dient dem Druckmechanismus auf die Detektorzeile. Damit kann die langwellige Empfindlichkeitsgrenze bis $\lambda_{GW} \approx 200 \mu\text{m}$ ausgedehnt werden (nähere Erklärung der einzelnen Komponenten siehe nachfolgende Unterkapitel).

2.1.1 Ge:Ga-Kristalle

Jeder Detektorstapel der PACS-Spektrometerkamera ist aus einer linearen Anordnung von 16 extrinsischen Germanium-Halbleiterkristallen (IV-wertig), die mit Gallium (III-wertig) dotiert sind, aufgebaut. Diese Ge:Ga-Halbleiterkristalle mit den Maßen $1 \times 1 \times 1.5 \text{ mm}^3$ sind von E. E. Haller an der University of California, Berkeley, hergestellt worden [Haller et al., 1979].

Materialparameter	Einheit	Wert	Literatur
Dichte der Ga-Akzeptoren	cm^{-3}	$N_A = 1.7 \cdot 10^{14}$	Haller [2008]
Restverunreinigungen durch Donatoren	cm^{-3}	$N_D < 2 \cdot 10^{12}$	Haller [2008]
Kompensationsrate		$\frac{N_A - N_D}{N_D} = 10^2$	
Reflektivität von Ge:Ga an der Oberfläche		$R \approx 0.36$	Wang et al. [1986]
Brechungsindex von Ge:Ga		$n \approx 4$	Wang et al. [1986]
Beweglichkeit der Ladungsträger	$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	$\mu = 6 \cdot 10^5 \text{ (LS)}$	Matsuura [2008]
Lebensdauer der Ladungsträger	s	$\tau = 5 \cdot 10^{-8} \text{ (LS)}^*$	Matsuura [2008]
Dielektrische Konstante	F cm^2	$\epsilon \epsilon_0 = 16 \cdot 10^{-12}$	Haegel [2007]
Absorptionskoeffizient	cm^{-1}	$\alpha = 2.4 \text{ (LS)}$	Wang et al. [1986]
Absorptionslänge	mm	$\bar{L} = 2.1$	Urban [1999]
Photoionisationsquerschnitt	cm^{-2}	$\sigma = 1 \cdot 10^{-14}$	Young et al. [2003a]

Tabelle 2.1 Physikalische Kenngrößen des Ge:Ga-Materials der schwach gedrückten PACS-Photodetektoren.

* bei $E = 2 \text{ V/cm}$, $T = 2.2 \text{ K}$

Materialparameter

Das Detektormaterial Ge:Ga ist bei FIR-Detektoren weit verbreitet. So sind die Detektoren des MIPS-Instruments an Bord von SPITZER aus dem gleichen Material gefertigt. Das Detektormaterial enthält $\sim 4.4 \cdot 10^{22}$ Germaniumatome pro Kubikzentimeter und gezielte Verunreinigungen durch die Ga-Dotierung. Die Konzentrationen wurden bei verschiedenen Temperaturen durch den Hall-Effekt ermittelt [Haller, 2008]. Aufgrund der Herstellung des Kristalls unter einer Atmosphäre von 10 % Wasserstoff und 90 % Stickstoff in einem SiO_2 -Tiegel existieren im Material zudem ungewollte, jedoch unvermeidliche Verunreinigungen von $< 2 \cdot 10^{12}/\text{cm}^3$, welche sowohl Donatoren als auch Akzeptoren sein können. Die Materialparameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Kontakte und Ladungsdiffusion

Damit die Kontakte keinen hohen seriellen Widerstand darstellen, genügend Löcher im Detektorvolumen bereitstellen und verhindern, dass diese den Detektor verlassen, ist die Zone nahe der Kontakte stark durch Ionenimplantation mit Bor (III-wertig) dotiert. Infolge von Ladungsdiffusion an den Grenzflächen zwischen dem Ge:Ga-Kristall und den hochdotierten niederohmigen p^+ -Kontakten bilden sich pp^+ -Übergangszonen aus (Abb. 2.2). Die Raumladungen erzeugen ein elektrisches Feld, das weitere Diffusionsprozesse verhindert. Durch eine angelegte Spannung werden Majoritätsladungsträger an einer Seite des Kristalls ausgeschwemmt, was die anfängliche Symmetrie der Löcherverteilung bricht. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein.

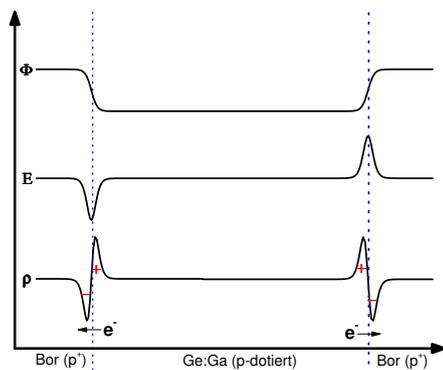


Abbildung 2.2 Elektronen diffundieren aufgrund der höheren Löcherkonzentration in Bor aus dem Ge:Ga und rekombinieren in der Grenzzone mit den Löchern der Borkontaktierung. Diese Ladungsträgerdiffusion führt zur Ausbildung von Raumladungszonen. Das resultierende elektrische Feld verhindert weitere Diffusionsprozesse. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein [Haegel et al., 1993]. Für Ladungsträgerdichte ρ , elektrisches Feld E und Potenzial Φ (im Bild von unten nach oben) ergibt sich unter Verwendung der Poisson-Gleichung $\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi$, $\Delta \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} \rightarrow \nabla \Phi = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}$.

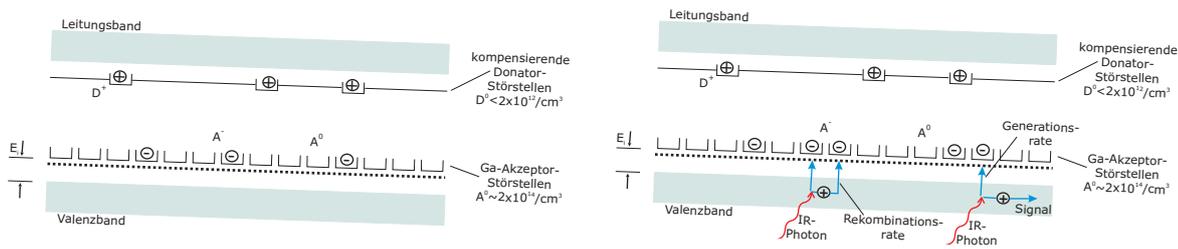


Abbildung 2.3 Links: Bandschema des p-Typ-Photoleiters ohne IR-Beleuchtung. Bei sehr tiefen Temperaturen von einigen Kelvin gilt für die Besetzung der Zustände weitgehend die Fermi-Verteilung. Im kompensierten Ausgangszustand sind alle Donatoren ionisiert. Der Detektor besitzt einen hohen elektrischen Widerstand. Aufgrund der Ladungsneutralität ergibt sich eine gleich große Anzahl negativ geladener Galliumatome. Der Großteil der Galliumatome ist jedoch elektrisch neutral. Rechts: Bandschema eines p-Typ-Photoleiters unter IR-Beleuchtung. Einfallende Photonen ionisieren die Störstellen der Dotiersubstanzen und regen Löcherleitung an. Die Elektronen verbleiben bei den lokalen Störstellen und die Löcher bewegen sich durch die angelegte Vorspannung - dargestellt durch die Neigung der Energieniveaus - zum negativen Kontakt oder rekombinieren teilweise.

Die 16 Kristalle eines Detektormoduls liegen jeweils zwischen zwei elektrisch leitenden Kontaktblättchen aus Berylliumkupfer (CuBe) und sind durch Aluminiumoxid-Isolatoren elektrisch voneinander getrennt (Detailausschnitt Abb. 2.1).

Bändermodell und mechanisch gedrückte Detektorstapel

Nach dem quantenmechanischen Bändermodell gibt es zulässige und verbotene Energiebereiche für Elektronen. Valenz- und Leitungsband sind in reinstem Germanium durch eine verbotene Zone von $< 0.87 \text{ eV}$ (bei $T_{\text{Det}} = 300 \text{ K}$) voneinander getrennt [Rieke, 2002]. Infolge gezielter Verunreinigung mit Gallium sind im Halbleiter Akzeptor-Energieniveaus (Löcher) kurz oberhalb des Valenzbandes eingebaut, sogenannte p-Dotierung (siehe Abb. 2.3 links). Die Energiedifferenz zwischen beiden beträgt $E_i \approx 10.8 \text{ meV}$.

Beim Ausüben eines uniaxialen mechanischen Drucks wird die Symmetrie des Germaniumkristalls gebrochen und die ursprünglich vierfach entartete Valenzbanddegeneration in zwei zweifach entartete Bänder aufgehoben [Price, 1961; Pollak, 1965; Hall, 1962]. Durch diese Strukturänderung, die besonders ausgeprägt ist, wenn der Druck entlang der $[100]$ -Kristallachse ausgeübt wird, erniedrigt sich das Akzeptorniveau, wodurch sich die extrinsische Bandlücke verkleinert (siehe Abb. 2.4 links). Für mit $F > 390 \text{ N/mm}^2$ gedrücktes Ge:Ga gilt folgende empirische Abhängigkeit der extrinsischen Bandlücke [Kazanskii et al., 1977]:

$$E_i(F) = 4.9 \text{ meV} + \frac{848 \text{ meV}}{F[\text{N/mm}^2]} \quad (2.1)$$

Bei den Ge:Ga-Detektoren in PACS wird durch eine Blattfeder und eine Spannschraube ein mechanischer Druck von $\sim 80 \text{ N/mm}^2$ bzw. $\sim 745 \text{ N/mm}^2$ (nahe der Bruchgrenze) entlang der $[100]$ -Kristallrichtung ausgeübt. Die langwellige Grenzempfindlichkeit erhöht sich folglich bei den schwach gedrückten Detektoren (LS für engl. Low Stressed) des blauen Spektrometers von $\lambda_{\text{GW}} \approx 115 \mu\text{m}$ auf $127.5 \mu\text{m}$ bzw. bei den stark gedrückten Detektoren (HS für engl. High Stressed) des roten Spektrometers auf $200 \mu\text{m}$ (Abb. 2.4 rechts). CuBe-Podeste von der Größe der Detektorkristalle sind auf den Kontaktblättchen aufgebracht und verringern den Druck auf die Ecken der Kristalle (siehe Detailausschnitt Abb. 2.1). Kugelsegmente aus Stahl gleichen nicht vollkommen parallele Oberflächen aus (die mechanischen Toleranzen bezüglich Oberflächenebenheit und Rechtwinkligkeit bzw. Parallelität sind $10 \mu\text{m}$ bzw. $\pm 0.1^\circ$ [Richter, 2003]) und ermöglichen eine homogene Verteilung des Drucks im Kristallstapel.

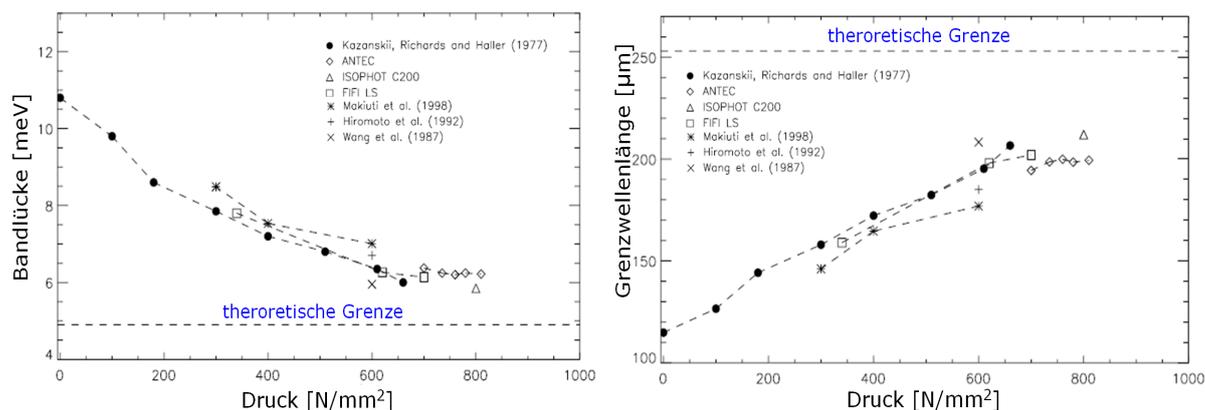


Abbildung 2.4 Bandlücke (links) und Grenzwellenlänge (rechts) der Ge:Ga-Detektoren als Funktion des angelegten mechanischen Drucks (Quelle: H. Richter, ASTEQ).

Kompensierter Ausgangszustand

Wie bereits erwähnt existieren aufgrund unvermeidlicher Restverunreinigungen zusätzliche Donatoratome N_D im Germaniumhalbleiter. Diese Donatorniveaus liegen kurz unterhalb des Leitungsbandes. Da die Ge:Ga-Detektoren nahe des absoluten Nullpunkts betrieben werden, gilt für die Besetzung der einzelnen Niveaus die Fermi-Dirac-Verteilung: Während des Abkühlens auf die Betriebstemperatur fallen die Elektronen der neutralen Donatorniveaus in Akzeptoratomene, die dadurch negativ geladen werden (Abb. 2.3 links). Dieser Prozess reduziert die Lebensdauer τ der Löcher und wird als Kompensation bezeichnet, da Akzeptorniveaus gleicher Zahl kompensiert werden. Alle Donatoren - ihre Zahl ist um etwa zwei Größenordnungen geringer als die Zahl der Galliumatome - sind ionisiert, folglich ist $N_D = N_D^+ = N_A^-$ und die Kompensationsrate beträgt $\frac{N_A - N_D}{N_D} \approx 100$.

2.1.2 Detektorkanal, Vorooptik und Detektorvorspannung

Ge:Ga besitzt einen hohen Brechungsindex ($n \sim 4$) und somit eine hohe Reflektivität von $\sim 40\%$. Mit dem geringen Absorptionskoeffizienten von 2.4/cm (LS) bzw. 4/cm (HS) [Wang et al., 1986] beträgt die Absorptionswahrscheinlichkeit einfallender Photonen durch die in PACS verwendeten freistehenden, $1 \times 1 \times 1.5 \text{ mm}^3$ großen Ge:Ga-Kristalle nur etwa 20%. Um dies zu erhöhen, umgibt ein zylindrischer Kanal den Detektorstapel. Seine Oberfläche ist mit einer Rauigkeit von $\sim 0.2 \mu\text{m}$ poliert und mit einer spiegelnden multi-Ni-Au-Schicht versehen [Richter, 2003], wodurch einfallende Photonen an den Wänden Vielfachreflexion erfahren.

Vor jedem Bildelement ist eine spezielle Vorooptik aus vergoldeten Hohlkegeln mit einer Apertur von $3.6 \text{ mm} \times 3.6 \text{ mm}$ angebracht. Die effektive Pixelgröße vergrößert sich dementsprechend, wodurch mit jedem Bildelement ein Himmelsausschnitt von $9.4'' \times 9.4''$ betrachtet werden kann. Da die Lichttrichter einen maximalen optischen Füllfaktor bereitstellen, wird jedes einfallende Photon auf die kleineren Halbleiterdetektorkristalle in dem dahinter liegenden Hohlraum gelenkt.

Photoleiter sind passive Bauteile, die selbst keine Spannung generieren können. Jeweils eines der CuBe-Kontaktblättchen berührt die Wand des Detektorkanals und ist somit mit dem Gehäuse des Detektors verbunden, an das eine Vorspannung U_{Bias} angelegt wird (Abb. 2.1). Dieser Kontakt dient zusätzlich der optischen Abschirmung der Pixel voneinander. Der andere Kontakt hat einen kleineren Durchmesser und ist an den Eingang der kalten Ausleseschaltung angeschlossen, welche sich auf der Front-End-Elektronik befindet. Durch die angelegte Vorspannung verschieben sich die Energiegrenzen, oberhalb derer sich bei sehr tiefen Temperaturen keine Ladungsträger befinden (Fermi-niveau), relativ zueinander um die Energie $\Delta E = e \cdot U_{\text{Bias}}$ (Abb. 2.3).

2.1.3 Front-End-Elektronik

Jedes Detektormodul ist mit einer Front-End-Elektronik (FEE) mit integrierender kryogener Ausleseschaltung (CRE für engl. Cold Readout Electronics) verbunden (Abb. 2.5). Die FEE bildet die mechanische und elektrische Schnittstelle zwischen den Ge:Ga-Detektoren, der CRE und dem kalten Kabelbaum (Abb. 2.1). Die thermische Isolierung von den kälteren Detektorteilen wird mittels Kaptonpfosten realisiert [Merken et al., 2004; Souverijns et al., 2004]. Das belgische Forschungszentrum Interuniversitair Microelectronica Centrum (IMEC) hat die CRE basierend auf Entwicklungen für das abgebildete Photopolarimeter ISOPHOT auf dem ISO-Satellit [Lemke und Klaas et al., 1996; Wolf et al., 1996] konstruiert, entwickelt und optimiert. Aufgrund der Erfahrungen mit dem PACS-Qualifikationsmodell wurde für das Flugmodell eine neue Generation der kalten Ausleseschaltung entwickelt, die eine deutliche Verbesserung gegenüber dem Qualifikationsmodell zeigt [Birkmann et al., 2004]. Die integrierenden Schaltkreise beruhen auf einer AC-gekoppelten Kaskade in Silizium 0.7 μm CMOS Technologie und können unter Kryovakuumbedingungen bei Temperaturen von $T < 4$ K betrieben werden. Sie sind auf geringe Verlustleistungen von ≤ 100 μW optimiert, um den Wärmeeintrag zu minimieren [Charlier, 2000; Creten et al., 2002].

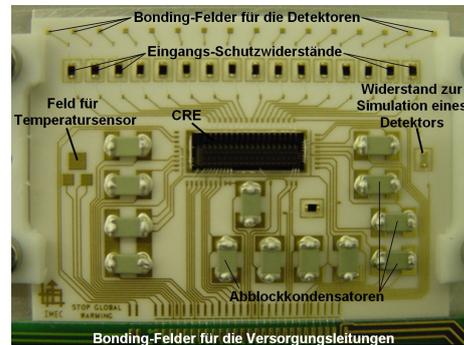


Abbildung 2.5 FEE mit CRE.

Jede CRE verfügt über 18 parallele Kanäle mit identischen Integratoren (siehe Abb. 2.6): der erste Kanal ist offen, in den Kanälen 2 bis 17 laden die Photoströme der 16 Detektorkristalle eine Kapazität über einen empfindlichen Verstärker auf, und Kanal 18 ist zur Simulation eines Detektors mit einem ELTEC-Widerstand ($R \sim 5 \cdot 10^9 \Omega$ bei $T \sim 4.2$ K bzw. $R \sim 2 \cdot 10^9 \Omega$ bei $T \sim 300$ K) verbunden. Die Kanäle 1 und 18 dienen technischen Testzwecken und der Diagnose. Der Integrationsverstärker ist ein wichtiges Element der Ausleseschaltung und bewirkt ein nahezu lineares Aufladen des Kondensators. Die CREs besitzen vier Integrationskapazitäten $C_{\text{int},0} - C_{\text{int},3}$ mit den nominellen Werten 100 fF, 200 fF, 400 fF und 1000 fF, um einen hinreichend großen dynamischen Bereich zur Verfügung zu stellen. Die größeren Kapazitäten werden durch Zuschalten weiterer Kondensatoren in der Rückkopplung des Integrators erreicht (siehe Abb. 2.6) und erlauben es, höhere Detektorströme bei gleicher Integrationszeit zu messen. Für jedes Photoleiterfeld stehen nur zwei getrennte Versorgungsgruppen zur Verfügung, um den Wärmeeintrag in den Kryostaten durch die Wärmeleitung der Kabel zu minimieren. Die digitale Ansteuerung der CRE erfolgt mit dem Taktsignal `clock`, das die digitale Zeitbasis an die CRE legt, und mit dem Synchronisationssignal `synch`, das an allen Kanälen gleichzeitig eine Messung auslöst. Das Funktionsprinzip der kalten Ausleseschaltung wird in Kap. 2.2.3 genau beschrieben.

2.2 Funktionsweise

2.2.1 Ladungsträgergeneration

Photonische Ladungsträgergeneration

Die Lichtempfindlichkeit der Ge:Ga-Photodetektoren basiert auf dem inneren photoelektrischen Effekt. Einfallende Photonen mit $E_{\text{Photon}} > E_i$ bzw. $\lambda < \lambda_{\text{GW}}$ können Photoionisation neutraler Akzeptor-Atome gemäß $A^0 + h\nu_{\text{IR}} \rightarrow A^- + \text{Loch}$ verursachen. Eine Wechselwirkung der IR-Photonen mit den Donatorniveaus ist nicht möglich, da diese unbesetzt sind. Es liegt reine Löcherleitung vor.

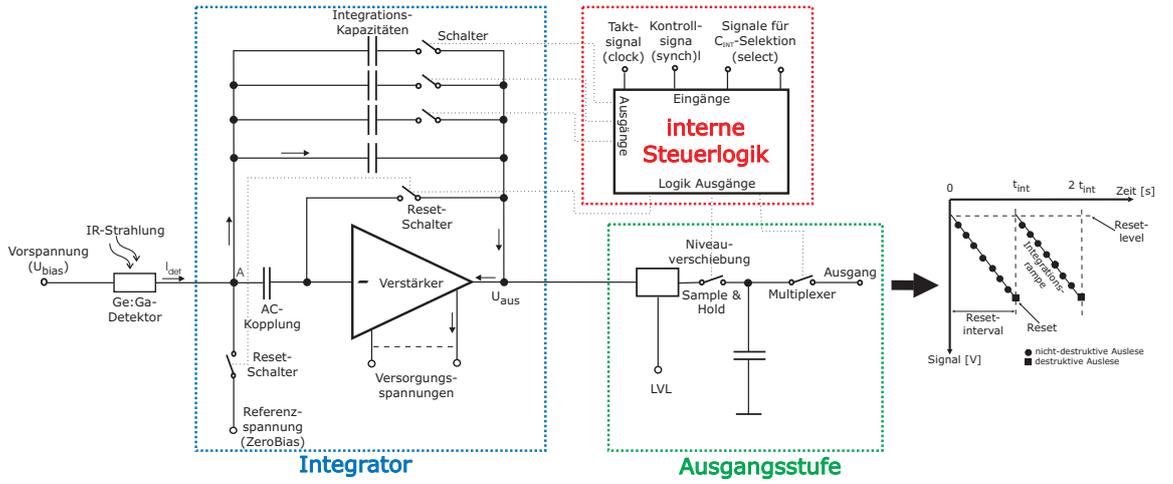


Abbildung 2.6 Schaltprinzip eines integrierenden Verstärkers und der nachfolgenden Ausleseelektronik mit Multiplexer sowie der internen Steuerlogik der PACS-CRE, die mit einem Ge:Ga-Detektor verbunden ist. Um den dynamischen Bereich zu variieren, können mit der Auswahlleitung **select** verschiedene Integrationskapazitäten ausgewählt werden. Auf den Kapazitäten wird der Detektorstrom integriert, was zum rampenförmigen Signalverlauf am CRE-Ausgang führt (rechts). Die digitale Ansteuerung der CRE erfolgt mit dem Taktsignal **clock**, das die digitale Zeitbasis an die CRE legt, und mit dem Synchronisationssignal **synch**, das an allen Kanälen gleichzeitig eine Messung auslöst.

Nach

$$\lambda < \lambda_{\text{GW}} = \frac{hc}{E_i} \approx \frac{1.24 \text{ eV} \cdot \mu\text{m}}{E_i} \quad [\mu\text{m}] \quad (2.2)$$

ist ungedrücktes Ge:Ga ($E_i \approx 10.8 \text{ meV}$) für Photonen mit $\lambda > 115 \mu\text{m}$ optisch dünn. Durch mechanischen Druck verändert sich die spektrale Empfindlichkeit der Detektoren und sie werden für Photonen größerer Wellenlänge empfindlich (siehe Abb. 2.4 rechts und 2.7 links). Außerdem erhöhen sich die intrinsische Leitfähigkeit und die Photoleitverstärkung, weil die Anzahl der freien Löcher sowie die mittlere Lebensdauer τ der erzeugten Elektron-Loch-Paare erhöht sind. Auch die Beweglichkeit μ nimmt zu, da die effektive Masse der positiven Ladungsträger aufgrund des Druckes abnimmt [Hasegawa, 1963].

Die Generationsrate \dot{N} der durch Absorption von Photonen generierten Ladungsträger ist durch

$$\dot{N} = dN/dt = \eta \cdot Q \cdot A_D \quad [\text{e}^- \text{ s}^{-1}] \quad (2.3)$$

gegeben. Hierbei bezeichnet Q (in $[\text{Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$) die Rate der einfallenden Signal- sowie Untergrundphotonen und A_D (in $[\text{cm}^2]$) die mit IR-Strahlung beleuchtete effektive Detektorfläche. Die Anzahl der freien Ladungsträger n_{ph} beträgt

$$n_{\text{ph}} = \frac{\dot{N}\tau}{A \cdot L_c} \quad (2.4)$$

mit $A \cdot L_c$ dem Volumen des Detektors und ist proportional zum einfallenden Photonenfluss.

Zwei Prozesse konkurrieren bei der photonischen Ladungsträgergeneration: die photoinduzierte Ionisation einer Störstelle für $\lambda \leq 115 \mu\text{m}$ (siehe Abb. 2.3 rechts) und der direkte intrinsische Bandübergang für $\lambda \leq 1.85 \mu\text{m}$ [Rieke, 2002]. Aufgrund der viel höheren Konzentration der Halbleiteratome im Vergleich zur Dotierungskonzentration dominiert stets die intrinsische gegenüber der extrinsischen Absorption. Mit Filtern muss daher die Strahlung mit $\lambda \leq 1.85 \mu\text{m}$ abgeblockt werden. Außerdem müssen die Detektorkristalle entsprechend große Volumina besitzen, um den aufgrund der vergleichsweise geringen Dotierungsdichte um etwa drei Größenordnungen kleineren Absorptionskoeffizienten zu kompensieren.

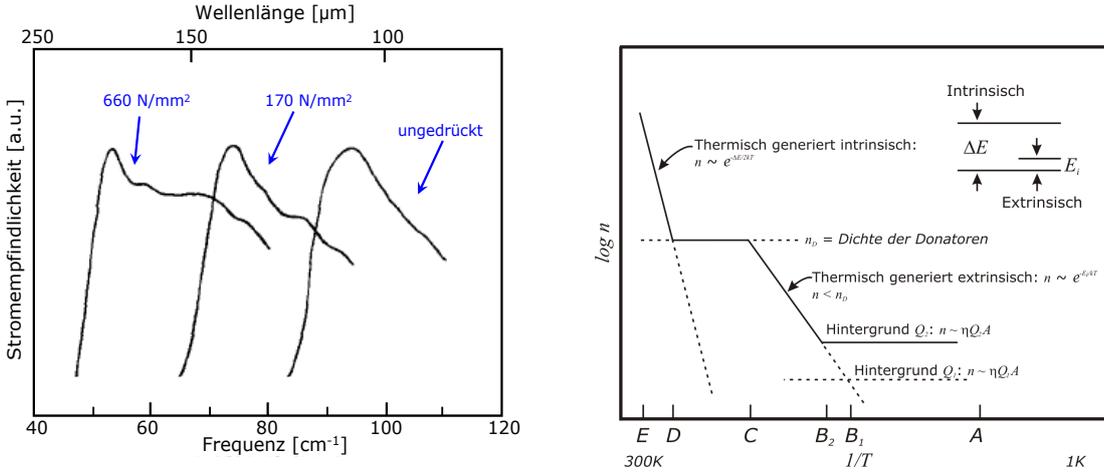


Abbildung 2.7 Links: Spektrale Empfindlichkeitskurve von Ge:Ga bei unterschiedlichen mechanischen Drücken entlang der [100]-Kristallrichtung (nach Kazanskii et al. [1977]). Gedrückte Ge:Ga-Detektoren können Photonen mit $\lambda \lesssim 210 \mu\text{m}$ nachweisen. Rechts: Schematische Darstellung der Temperaturabhängigkeit (invertierte Darstellung) der Ladungsträgerkonzentration n in extrinsischen Halbleitern. Bei tiefen Temperaturen (A-B) ist die Ladungsträgerkonzentration vom Hintergrundfluss limitiert. Im Bereich B bis C erhöht sich die Zahl der Ladungsträger exponentiell mit der Temperatur aufgrund thermisch generierter extrinsischer Ladungsträger, bis alle Unreinheiten ionisiert sind und vollständig leiten (C). Zwischen C und D ist die Ladungsträgerkonzentration unabhängig von der Temperatur, da nicht genug Ladungsträger über die intrinsische Energielücke generiert werden können. Ab D erhöht sich die Zahl der Ladungsträger exponentiell mit der Temperatur aufgrund thermisch generierter intrinsischer Ladungsträger (eigene Darstellung in Anlehnung an Vincent [1990]).

Einschränkung der idealen Löcherleitung

Die generierten Löcher im Valenzband rekombinieren im äußeren Feld $E = U_{\text{Bias}}/L_c$ nach der mittleren freien Lebensdauer

$$\tau_{\text{Rek}} = \frac{1}{\langle v_d \rangle \sigma N_A^-} \tag{2.5}$$

mit den Elektronen des Akzeptorniveaus. Bei dieser sogenannten Elektron-Loch-Rekombination beschreibt $\langle v_d \rangle$ die mittlere Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ($v_d = \mu E$ mit der Beweglichkeit μ) und σ den Photoionisationsquerschnitt des Materials, d.h. den Wirkungsquerschnitt für die Rekombination von Loch und Akzeptor. N_A^- ist die Dichte der geladenen Akzeptoren. Die freiwerdende Energie wird in Form von Phononen an das Gitter abgegeben. Der Anteil der Ladungsträger, der den Kontakt erreicht, beträgt L_d/L_c mit der mittleren freien Weg- bzw. Driftlänge $L_d = v_d \tau_{\text{Rek}}$. Donatoratome der unvermeidlichen Restverunreinigungen wirken zusätzlich der idealen Löcherleitung entgegen.

Thermische Ladungsträgergeneration, Dunkelstrom und Kühlung der Detektoren

Wird die Energie $E > E_i$ der Gitterschwingungen durch Stoßprozesse an die Ladungsträger abgegeben und diese auf das Akzeptorniveau gehoben, handelt es sich um thermische Ladungsträgergeneration. Die temperaturabhängige Ladungsträgerdichte im Leitungsband infolge thermischer Anregung, unvermeidlicher Restverunreinigungen und Oberflächenströmen beträgt

$$n_{\text{th}} = n_0 e^{E_i/kT_{\text{Det}}} \tag{2.6}$$

Der resultierende Dunkelstrom ist durch

$$I_{\text{DC}} \sim e^{-E_i/kT_{\text{Det}}} \tag{2.7}$$

gegeben [Blakemore, 1962]. Dieser Strombeitrag addiert sich zum Detektorsignal.

Um zu verhindern, dass Ladungsträger thermisch zur Photoleitung angeregt werden und somit der Dunkelstrom erhöht ist, sowie zur Streulichtunterdrückung befinden sich die Ge:Ga-Photodetektoren (wie die gesamte Fokalebeneinheit) im Kryovakuum eines Heliumbehälters und werden mit superflüssigem¹ ^4He auf $T_{\text{Det}} \ll E_i/k$ gekühlt.

2.2.2 Optimaler Betriebsbereich

Beim optimalen Betriebsbereich für Photodetektoren (siehe Abb. 2.7, A-B) sind nahezu alle nicht kompensierten Majoritäts-Dotiersubstanzen im neutralen Zustand, die thermische Generation von Elektronen und Löchern ist vernachlässigbar, die Ladungsträgerkonzentration proportional zum einfallenden Photonenfluss und die Photoneneinfallrate kann aus der Generationsrate abgeleitet werden. Die Photodetektoren von PACS müssen dafür bei $T_{\text{Det}} \sim 2.5$ K (LS) bzw. ~ 1.7 K (HS) betrieben werden.

2.2.3 Funktionsprinzip der kalten Ausleseschaltung

Durch die einfallenden Photonen wird ein Detektorstrom I_{Det} - idealerweise proportional zum einfallenden IR-Fluss und in der Größenordnung von 10^{-13} A - generiert, der innerhalb der CRE in eine Spannung umgewandelt wird (siehe Abb. 2.6). Diese wird am Ausgang des kapazitiven Rückführungsverstärkers (CTIA für engl. Capacitive feedback TransImpedance Amplifier) mit

$$U_{\text{aus}}(t) = -\frac{1}{C_{\text{int}}} \int I_{\text{Det}}(t) \cdot dt \quad (2.8)$$

beschrieben. Somit produziert ein zeitlich konstanter Detektorstrom in den Integrator eine mit der Zeit linear ansteigende negative Spannung am Ausgang der CTIAs:

$$\Delta U_{\text{aus}} = -\frac{I_{\text{Det}} \cdot \Delta t}{C_{\text{int}}} \quad (2.9)$$

Diese rampenförmigen Signale (Abb. 2.6 rechts), auch Integrationsrampen genannt, werden gleichzeitig für alle Bildpunkte mit einer Frequenz von $\nu_{\text{readout}} = 256$ Hz abgetastet. Anschließend werden die gepufferten Samples der 18 CTIAs über die CRE-Multiplexerstufe mithilfe der sogenannten **sample-and-hold**-Technik - wie im Folgenden beschrieben - auf eine Signalleitung gelegt und ausgelesen: Die Spannung wird durch Tasten des **sample**-Schalters auf einen Haltekapazitor übertragen und mittels des Multiplexers, welcher von der internen Steuerlogik kontrolliert wird, abgegriffen (nicht zerstörendes Auslesen, engl. non-destructive readout). Dies erlaubt es, alle 18 Signale über ein einziges triaxiales Kabel zu übertragen. Die Integrationskapazität wird periodisch durch Schließen des **reset**-Schalters mit typischen Resetintervallen bzw. Integrationszeiten von $t_{\text{int}} = 1/4$ s oder $1/8$ s kurzgeschlossen und der Eingang des Verstärkers auf eine definierte Bias-Spannung, die **ZeroBias**, zurückgesetzt (sog. zerstörendes Auslesen, engl. destructive readout).

¹Ab dem Lambda-Punkt, der kritischen Temperatur für Suprafluidität von etwa $T_{\text{sf}} \sim 2.17$ K, liegt ^4He superflüssig vor, d.h. jegliche innere Reibung geht verloren, was u.a. zu einer idealen Wärmeleitfähigkeit führt.

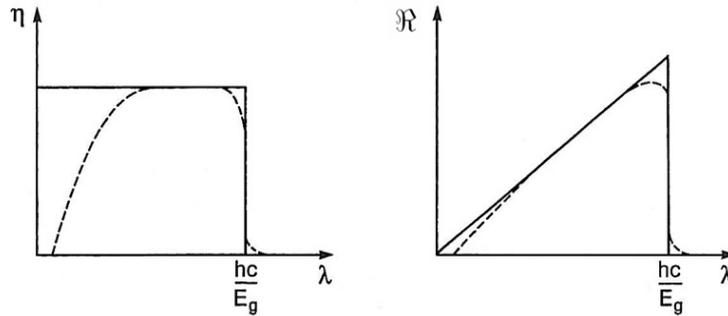


Abbildung 2.8 Schematische Darstellung der Quanteneffizienz η (links) und Stromempfindlichkeit \mathfrak{R} (rechts) als Funktion der Wellenlänge λ für ideale (durchgezogene Linie) und reale (gestrichelte Linie) Photodetektoren (aus Rieke [2002]). Ideale Photoleiter besitzen eine konstante Quanteneffizienz bis zur Grenzwellenlänge $\lambda_{GW} = \frac{hc}{E_g}$. Es ist typisch, dass bei realen Photoleitern die Quanteneffizienz jedoch bei Wellenlängen deutlich unterhalb λ_{GW} steil abfällt. Den spektralen Verlauf der Stromempfindlichkeit kann man in drei Abschnitte einteilen: 1. annähernd linearer Anstieg, der durch die lineare Abnahme der Photonenenergie bestimmt ist, 2. das Maximum der Empfindlichkeit und 3. die schnelle Abnahme der Empfindlichkeit bei der Grenzwellenlänge λ_{GW} .

2.3 Charakteristika

2.3.1 Physikalische Größen

Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz η (in $[e^- \text{ Photon}^{-1}]$) gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der einfallende Photonen mit $\lambda \leq \lambda_{GW}$ im Kristall freie Ladungsträger erzeugen. Ein idealer Detektor besitzt eine flache, wellenlängenunabhängige und somit konstante Quanteneffizienz bis zur Grenzwellenlänge λ_{GW} , bei der sie steil auf null abfällt (Abb. 2.8 links). Die effektive Quanteneffizienz kann durch Lichtsammelhörner und integrierende Hohlräume erhöht werden (siehe Kap. 2.1.2). Ein guter Detektor zeichnet sich durch eine hohe Quantenausbeute aus.

Photoleitungsverstärkung

Die photoleitende Verstärkung G (für engl. Gain) gibt die Zahl der pro Photon erzeugten und an den Kontakten nachgewiesenen Ladungsträger an und ist durch

$$G = \frac{L_d}{L_c} = \frac{\mu\tau E}{L_c} = \frac{\mu\tau U_{\text{Bias}}}{L_c^2} = \frac{\tau}{\tau_t} \quad (2.10)$$

gegeben. Sie lässt sich anschaulich als Verhältnis der Lebensdauer τ der Ladungsträger zur benötigten Driftzeit τ_t durch den Photoleiter verstehen. Diese dimensionslose Größe kann bis zu einigen Tausend betragen. $G > 1$ bedeutet, dass die erzeugten Ladungsträger durch das elektrische Feld so stark beschleunigt werden, dass sie durch Stoßionisation zusätzliche freie Ladungsträger erzeugen.

Stromgleichung

Der Strom eines Photoleiters lässt sich durch

$$I_{\text{Det}} = e \cdot n \cdot v_d \cdot A \quad (2.11)$$

beschreiben mit der Elementarladung e , den generierten Ladungsträgern n , wobei $n = n_{\text{ph}} + n_{\text{th}} \approx n_{\text{ph}}$ bei tiefen Temperaturen, der Driftgeschwindigkeit $v_d = \mu \cdot E = \frac{\mu \cdot U_{\text{Bias}}}{L_c}$ und dem Querschnitt A des

Photoleiters. Kombiniert man diese Gleichung mit 2.3 und 2.4, so ergibt sich die Stromgleichung eines Photoleiters zu

$$I_{\text{Det}} = e \cdot \eta \cdot Q \cdot A_{\text{D}} \cdot \frac{\mu \cdot \tau \cdot U_{\text{Bias}}}{L_c^2} \stackrel{2.10}{=} e \cdot \eta \cdot Q \cdot A_{\text{D}} \cdot G = e \cdot \eta \cdot \Phi_{\text{D}} \cdot G \quad . \quad (2.12)$$

Φ_{D} ist die auf den Detektor fallenden Strahlungsleistung, welche von der Photoneneinfallrate $Q \cdot A_{\text{D}}$ abhängt. Das Produkt $\eta \cdot G$ beschreibt die Effizienz des Prozesses: Es stellt die Wahrscheinlichkeit dar, dass ein auf den Photoleiter treffendes Photon einen Ladungsträger erzeugt, der die Elektrode erreicht.

Nachweis sehr kleiner Photonenflüsse

Um eine hohe Empfindlichkeit des Instruments zu erzielen, damit noch möglichst kleine Photonenflüsse Q detektierbare Ströme erzeugen, müssen nach Gleichung 2.12 die Parameter η , A_{D} und G und somit μ , τ und U_{Bias} möglichst groß und L_c möglichst klein sein. Die Grenzen der einzelnen Parameter sind im Folgenden dargestellt:

- Durch eine Voroptik und integrierende Hohlräume um die Detektoren kann die effektive Quanteneffizienz erhöht werden. Die Quantenausbeute ist jedoch auf $\eta \leq 1$ begrenzt.
- Die Detektorfläche A_{D} kann aufgrund des limitierten Platzes nicht unbegrenzt vergrößert werden. Darüber hinaus sind größere Detektorvolumina sensitiver auf ionisierende kosmische Strahlung (mehr dazu in Kap. 6 und 7). Durch die Wahl einer geeigneten Voroptik wird in PACS die effektive Fläche eines Pixels um den Faktor 13 vergrößert.
- μ und τ sind materialspezifische Eigenschaften. Eine Vergrößerung dieser Parameter ist durch die Wahl eines hochreinen Materials, durch niedrige Betriebstemperaturen bzw. höhere mechanische Drücke auf den Kristall möglich. Eine vergrößerte Lebensdauer hat jedoch den unerwünschten Effekt, dass der Detektor langsamer auf Flussänderungen reagiert (siehe Kap. 5).
- Mit steigender Vorspannung U_{Bias} geht der Detektor in den Zustand spontanen Spikens über, was das Rauschen im Ausgangssignal erhöht. Bei weiterer Erhöhung der Vorspannung kommt es zum Detektor-Durchbruch: Stoßionisation durch beschleunigte Ladungsträger führt zu einer Ladungslawine, die nicht mehr ausstirbt. Der Detektorwiderstand wird kleiner, der Detektorstrom steigt schnell an und ist nicht mehr proportional zum einfallenden Photonenfluss.
- Durch eine Verringerung von L_c verringert sich die absorbierende Fläche.

2.3.2 Detektorkenngrößen

Stromempfindlichkeit

Die absolute Stromempfindlichkeit \mathfrak{R} (von engl. Responsivity) des Detektors ist durch das Verhältnis aus resultierendem Detektorstrom I_{Det} und der Leistung der einfallenden IR-Strahlung Φ_{D} (in $[\text{W cm}^{-2}]$) gegeben:

$$\mathfrak{R} = \frac{I_{\text{Det}} - I_{\text{dark}}}{\Phi_{\text{D}}} \quad (2.13)$$

Mit der Stromgleichung 2.12 erhält man

$$\mathfrak{R} = e\eta G \quad \text{bzw.} \quad \mathfrak{R}(\lambda) = e\eta(\lambda)G \quad \left[\frac{\text{A}}{\text{Photonen} \cdot \text{s}} \right] \quad . \quad (2.14)$$

Rechnet man die Energieabhängigkeit eines Photons $E_{\text{ph}} = \frac{hc}{\lambda}$ mit ein, dann ergibt sich die Empfindlichkeit zu

$$\mathfrak{R}_{\text{peak}} = \frac{\lambda}{hc} e\eta G \quad [\text{A W}^{-1}] \quad . \quad (2.15)$$

Demzufolge erwartet man für ideale Detektoren einen linearen Anstieg der Empfindlichkeit mit der Wellenlänge bis zur Grenzwellenlänge λ_{GW} , bei der die Empfindlichkeit steil abfällt. Die relative Stromempfindlichkeit als Funktion der Wellenlänge für ideale und reale Detektoren ist in Abb. 2.8 rechts dargestellt.

In Experimenten wird die Stromempfindlichkeit aus der Ladungsmenge $dQ = I_{\text{Det}} \cdot dt = C_{\text{int}} \cdot dU$, die auf dem Kondensator integriert wird, und dem mittleren Signal S bestimmt. Um den Fehler des Mittelwertes bei der Signalbestimmung zu minimieren, besteht eine Messung aus mehreren Integrationsrampen. Die Steigungen aller Rampen werden mittels linearer Regression ermittelt, und ihr Mittelwert liefert das mittlere Detektorsignal S . Für differentielle Messungen, die von Dunkelstrom und Streulicht befreit sind, gilt:

$$\mathfrak{R} = \frac{S_1 - S_2}{\Phi_1 - \Phi_2} C_{\text{int}} \quad . \quad (2.16)$$

Die Stromempfindlichkeit stellt somit die photometrische Kalibrierung der Detektoren dar, da bei bekannter Stromempfindlichkeit aus dem gemessenen Signal unter Berücksichtigung des Dunkelstroms der IR-Fluss auf den Detektor abgeleitet werden kann. Mit dem effektiven Fluss pro Bildelement, der sich aus dem relativen Fluss und der relativen spektralen Antwortfunktion bestimmen lässt, erhält man eine von λ unabhängige absolute Empfindlichkeit. Dies ermöglicht den wellenlängenunabhängigen Vergleich der Stromempfindlichkeiten der Einzeldetektoren.

Signalrauschen

Für IR-Photoleiterdetektorsysteme mit integrierter Ausleseschaltung werden in der Literatur Photonenrauschen, Generierungs-Rekombinationsrauschen, thermisches Rauschen, 1/f-Rauschen, Photoelektronenrauschen und Ausleserauschen als Rauschquellen genannt. Praktisch jedoch können diese Rauschbeiträge nur schwer voneinander getrennt werden. Das Detektorrauschen N kann durch die Standardabweichung der Rampensteigungen bestimmt werden:

$$N = \frac{1}{t_{\text{int}}} \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_i^n [\langle U_{\text{aus}} \rangle - (\Delta U_{\text{aus}})_i]^2} \quad [\text{V s}^{-1}] \quad . \quad (2.17)$$

Photonenrauschen und Generierungs-Rekombinationsrauschen: Die Photonenstrahlung ist diskreter Natur. Das Photonenrauschen ist direkt proportional zur Wurzel aus der Anzahl der Signalelektronen und bestimmt die absolute Grenze der Empfindlichkeit eines Photodetektors. Das statistisch verteilte Auftreffen der IR-Photonen auf den Detektor führt zu schwankender Generation und Rekombination von Ladungsträgern im Kristall. Die Fluktuation der Ladungsträgerkonzentration ist durch

$$\delta \dot{N} = \sqrt{4 \dot{N} \Delta f} \quad (2.18)$$

gegeben. Mit Stromgleichung 2.12 beträgt das Generierungs-Rekombinationsrauschen

$$i_{\text{N}}^2 = 4 I_{\text{Det}} e G \Delta f = 4 \eta Q(\lambda) A_{\text{D}} e^2 G^2 \Delta f \quad . \quad (2.19)$$

Thermisches Rauschen: Das Johnson-Nyquist Rauschen, auch thermisches Rauschen oder Widerstandsrauschen, resultiert aus der thermischen Bewegung der Ladungsträger im Detektormaterial und in elektrischen Schaltkreisen. Der dadurch verursachte bandinterne Rauschstrom ist durch

$$i_{\text{N}} = \sqrt{\frac{4kT}{R} \Delta f} \quad (2.20)$$

gegeben mit der Boltzmannkonstante k , dem Widerstand R , der Temperatur T und der Bandbreite Δf .

1/f-Rauschen: Die meisten elektrischen Bauteile besitzen einen erhöhten Rauschanteil bei kleinen Frequenzen. Dieses Rauschen wird auch 1/f-Rauschen genannt, da sich das Quadrat des Rauschstroms invers proportional zur Frequenz f verhält.

Ausleserauschen: Mit Ausleserauschen wird das elektronische Rauschen beim Auslesen bezeichnet. Es ist unabhängig von der Messzeit, dem (nicht-gesättigten) Signal und kann insbesondere bei kleinen Signalen einen großen Beitrag zum Gesamtrauschen liefern.

Für das integrierende Auslesesystem legt das Abtasttheorem den Bandpass der Messung fest. Die kleinste nachweisbare Rauschfrequenz ist durch die Messzeit t_{mess} und die größte durch die Integrationszeit t_{int} gegeben. Der Bandpass Δf ist bei langen Messzeiten somit $\Delta f = 1/(2 t_{\text{int}}) - 1/(2 t_{\text{mess}}) \approx 1/(2 t_{\text{int}})$.

Im Experiment lässt sich die Stromrauschdichte i_N aus der Standardabweichung σ_s gemäß

$$i_N = \sigma_s \cdot C_{\text{int}} \cdot \sqrt{2 \cdot t_{\text{int}}} \quad \left[\text{A Hz}^{-1/2} \right] \quad (2.21)$$

berechnen.

NEP

Die Empfindlichkeit eines Detektors wird durch seine Rauschäquivalenzleistung NEP (für engl. Noise Equivalent Power) beschrieben. Sie bezeichnet die kleinste Strahlungsleistung, die mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $S/N = 1$ in einer Integrationszeit von $t_{\text{int}} = 1$ s nachweisbar ist, und ist durch das Verhältnis des Stromrauschens im Bandpass $\sqrt{\Delta f}$ zur absoluten Stromempfindlichkeit gegeben:

$$NEP(\lambda) = \frac{i_N}{\Re(\lambda)} \quad \left[\text{W Hz}^{-1/2} \right] \quad (2.22)$$

Da die verschiedenen Rauschquellen als statistisch unabhängig angenommen werden, addieren sich die Einzelbeträge quadratisch zur gesamten NEP. Bei Temperaturen, bei denen das thermische Rauschen vernachlässigbar ist, setzt sich die gemessene NEP aus zwei Beiträgen zusammen:

$$NEP_{\text{tot}} = \sqrt{NEP_{\text{RLIP}}^2 + NEP_{\text{BLIP}}^2} \quad (2.23)$$

Ein Detektor ist umso empfindlicher, je kleiner sein NEP-Wert ist. Die sogenannte NEP_{BLIP} (für engl. Background Limited Infrared Photon Detector) bezeichnet die bestmögliche NEP eines Detektors bei der zentralen Wellenlänge λ , dessen Rauschen durch Photonenrauschen dominiert ist [Vincent, 1990]:

$$NEP_{\text{BLIP}}(\lambda) = 2 \frac{hc}{\lambda} \sqrt{\frac{Q(\lambda) A_D}{\eta}} B = 2 \sqrt{\frac{hc}{\lambda} \frac{\Phi_D(\lambda)}{\eta}} B \quad \left[\text{W Hz}^{-1/2} \right] \quad (2.24)$$

B ist der Bose-Faktor mit $B = 1 + \frac{1}{e^{-x} - 1}$, $x = \frac{hc}{\lambda k T_{\text{BB}}}$ und T_{BB} die Schwarzkörpertemperatur der beobachteten Quelle. Der Bose-Faktor und somit die NEP_{BLIP} wächst mit der Wellenlänge und der Quelltemperatur.

Für BLIP-limitierte Detektoren, sogenannte hintergrundlimitierte Detektoren, entspricht die BLIP-NEP der gemessenen NEP. Bei ihnen lassen sich η und G allein aus dem Photonenrauschen berechnen. Das normierte Rauschen steigt folglich proportional mit der Wurzel aus dem Fluss auf die Detektoren an.

Die NEP_{RLIP} (für engl. Readout Limited Infrared Photon Detector) bezeichnet das Verstärker- und Ausleserauschen der CRE:

$$NEP_{\text{RLIP}}(\lambda) = \frac{N_{\text{RLIP}}}{\Re(\lambda)} C_{\text{int}} \sqrt{\frac{2t_{\text{int}}}{1 - 1/n}} \quad \left[\text{W Hz}^{-1/2} \right] \quad (2.25)$$

mit der Anzahl n der Integrationsrampen und dem Verstärker-Ausleserauschen N_{RLIP} .

Im Experiment bei differentiellen Messungen ergibt sich die NEP wie folgt:

$$NEP_{\text{tot}} = \frac{i_N}{\Re} = \frac{\sqrt{N_1^2 + N_2^2}}{S_1 - S_2} (\Phi_1 - \Phi_2) \sqrt{2t_{\text{int}}} \quad \left[\text{W Hz}^{-1/2} \right] \quad (2.26)$$

Dunkelstrom

Der Dunkelstrom berechnet sich gemäß

$$I_i^{\text{dark}} = C_{\text{int}} \cdot S_i^{\text{dark}} \quad [A] = \frac{C_{\text{int}} \cdot S_i^{\text{dark}}}{Q_{e^-}} \quad [e^- \cdot s^{-1}] \quad . \quad (2.27)$$

2.4 Spezifikationen

Die wichtigsten Anforderungen an das System aus Ge:Ga-Detektor und CRE sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst und galten als Richtlinie für die technischen Entwicklungen der CRE und die Charakterisierung der Detektormodule.

Charakteristik	Spezifikation
Wellenlängenbereich	57 – 130 μm (LS), 110 – 208 μm (HS)
Grenzwellenlänge ($\lambda_0 = 50$ % des Maximalwerts)	125 $\mu\text{m} < \lambda_0 < 130$ μm (LS), $\lambda_0 \geq 200$ μm (HS)
Betriebstemperatur	1.8 – 3.5 K (LS), 1.5 – 2.0 K (HS)
Elektrische Verlustleistung der CRE	100 μW (Ziel: 60 μW)
Verstärkungsfaktor des CRE-Integrators	1000
Dynamischer Bereich der CRE	> 2.0 V
Linearität	< 3 % Abweichung von einer geraden Linie
Debiasing	< 2 mV für gesamten dyn. Ausgangsbereich
Stabilität des Ausgangssignals	< 1 %/15 min, $< 1 \cdot 10^{-4}$ /1 s
Reproduzierbarkeit des Ausgangssignals	< 1 %/1 h, < 2 %/24 h
Vorspannung U_{Bias}	40 – 300 mV (LS), 10 – 80 mV (HS)
Gleichförmigkeit der effektiven U_{Bias}	< 1 mV
Stabilität der effektiven U_{Bias}	10 $\mu\text{V}/10$ s (LS), < 2 $\mu\text{V}/10$ s (HS), < 1 mV/24 h
Messbare Infrarotleistung P pro Bildelement (nominal)	$5 \cdot 10^{-15}$ W/pix $< P \leq 1 \cdot 10^{-12}$ W/pix
Stromempfindlichkeit \mathfrak{R}	3 A/W $\leq \mathfrak{R} < 100$ A/W
Homogenität von \mathfrak{R} innerhalb eines Detektormoduls	± 30 % des Mittelwertes
Homogenität der NEP innerhalb eines Detektormoduls	± 30 % des Mittelwertes
Stromrauschdichte i_N	$\leq 2 \cdot 10^{-17}$ A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ bei $\nu \geq 1$ Hz und kleinster C_{int}
Dunkelstrom	$\leq 5 \cdot 10^4$ e $^-$ /s
Mittlere Quanteneffizienz	> 30 %
Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen	2 %
Zeitkonstante bei IR-Flussänderung	$\tau \leq 100$ ms
Eingangslackströme	$< 3 \cdot 10^{-16}$ A
Strahlungshärte	12 – 15 krad (≥ 100 Gy)

Tabelle 2.2 Anforderungen an die PACS-Spektrometerkamera (nach Katterloher et al. [2002]). Für weitere Erläuterungen zu den Begriffen siehe auch Kap. 4.2.2.

2.5 Nicht-ideales Verhalten extrinsischer Photoleiter

Im FIR-Bereich besitzen gekühlte extrinsische Photoleiter bei vergleichsweise leicht erreichbaren Betriebstemperaturen (vgl. Bolometer: $T_{\text{Det}} \approx 0.3$ K) eine hohe Empfindlichkeit. Der Proportionalitätsfaktor \mathfrak{R} zwischen Ausgangssignal und einfallender Infrarotstrahlungsleistung hängt jedoch neben der angelegten Vorspannung und dem mechanischen Druck auf die Detektoren von zeitlich variablen Faktoren wie z.B. der IR-Bestrahlungsvorgeschichte (siehe Kap. 5) und Effekten der ionisierenden kosmischen Strahlung (siehe Kap. 6 und 7) ab. Signaldrifts und Gedächtniseffekte führen zu erheblichen Abweichungen vom idealisierten Verhalten, was die photometrische Kalibrierung des Instruments zu einer Herausforderung werden lässt. Es können jedoch korrigierende Maßnahmen und Betriebsstrategien entwickelt werden, die die Auswirkung der Nichtlinearitäten und verändernden Empfindlichkeiten minimieren (siehe Kap. 8).

3 Teststand für die Charakterisierung und Kalibrierung der Detektoren

Teile dieses Kapitels sind bei SPIE veröffentlicht worden.
S. M. Birkmann, U. Grözinger, J. Stegmaier, O. Krause, E. Pitz, D. Lemke (Vol. 6275, 2006)

Die photometrische Charakterisierung und Kalibrierung der Ge:Ga-Photodetektorarrays für die PACS-Spektrometerkamera wurde im Labor auf einem speziellen Teststand durchgeführt. In diesem Kapitel werden die Anforderungen an die Kalibrierungsanlage, insbesondere an den Eichstandard abgeleitet. Ferner werden Aufbau und Charakterisierung des Teststandes sowie die Bereitstellung präziser Infrarotflüsse dargestellt.

3.1 Anforderungen

Zur genauen Charakterisierung und Kalibrierung der Detektoren werden folgende Anforderungen an den Testaufbau gestellt:

- Bereitstellung der primären Umgebungs- und Betriebsbedingungen der Ge:Ga-Detektoren des PACS-Instruments: Kryovakuum und homogene Ausleuchtung aller Detektoren mit bekannten, dem PACS-Instrument angepassten Strahlungsflüssen
- Gewährleistung eines stabilen Betriebs und reproduzierbarer Signale: Überwachung und genaue Regelung von Temperaturen und Elektronik
- Effektive Streulichtunterdrückung
- Modulation des Strahlungsflusses bzw. differentielle Messungen durch einen Chopper
- Kontinuierliche Bestimmung von Stromempfindlichkeit und NEP bei verschiedenen zentralen Wellenlängen in Abhängigkeit der Betriebsparameter
- Paralleler Betrieb von bis zu sieben Detektorzeilen laut Vereinbarung mit MPE und der Herstellerfirma ASTEQ
- Möglichkeit der Bestrahlung der Detektoren mit ionisierender Strahlung

Da eine genaue Kenntnis des auf die Detektoren fallenden IR-Strahlungsflusses notwendig ist, sind die eingesetzten Kalibrierungsquellen für das Design des Testaufbaus von großer Bedeutung. In Kryostaten, die unter Verwendung verflüssigter Gase über lange Zeit mit großer Genauigkeit kryogene Temperaturen aufrecht erhalten, können schwarze Strahler als wohldefinierte Strahlungsquellen entweder kryostatintern oder -extern eingesetzt werden. Die spektrale Energieverteilung ist dabei nur von der Temperatur des Schwarzkörpers abhängig.

Kryostatinterner schwarzer bzw. grauer Strahler: Theoretisch ist dies die favorisierte Methode. In der Praxis treten jedoch große Probleme bei der Streulichtunterdrückung auf (siehe z.B. Lange et al. [1980]), was die Kalibrierung stark verfälschen kann. Aufgrund der Anforderung einer geringen Verlustleistung und des zur Verfügung stehenden Platzes können größtenteils nur graue Strahler eingesetzt werden. Eine homogene Ausleuchtung der Detektorebene ist dadurch schwer zu erreichen. Diese Inhomogenität kann jedoch mittels kalibriertem FIR-Detektor auf x-y-Messtisch vermessen und somit bei der photometrischen Kalibrierung korrigiert werden. Zur Verringerung der Verlustleistung werden die Strahler mit vergleichsweise niedrigen Temperaturen betrieben. Somit liegt der relevante

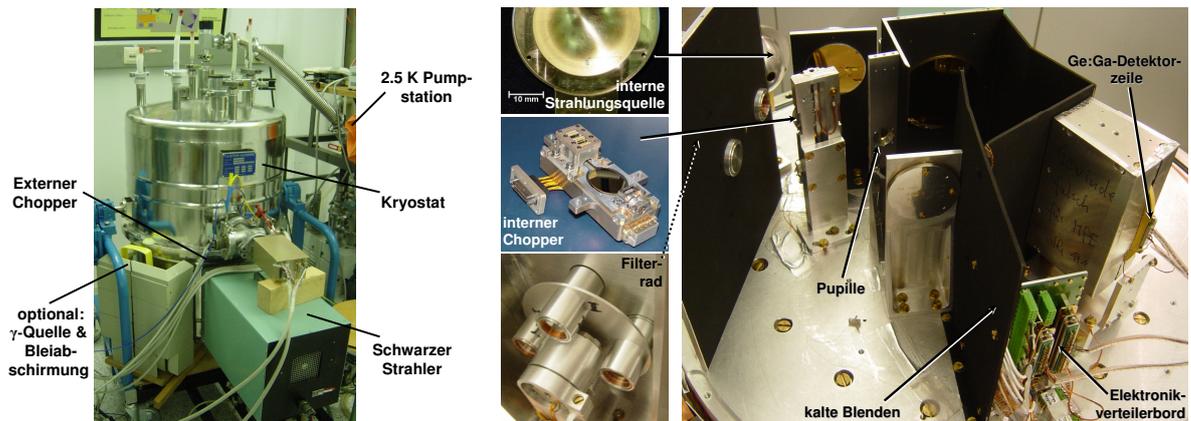


Abbildung 3.1 Teststand zur radiometrischen Vermessung der Detektoren mit den warmen (links) und kalten Komponenten (rechts). Ein externer schwarzer Strahler sowie kalte Abschwächfilter werden für die photometrischen Messungen verwendet (nähere Erklärung der einzelnen Komponenten siehe Text).

FIR-Wellenlängenbereich ($\lambda \gg \lambda_{pk}$; maximale Emission bei λ_{pk}) auf dem Wienschen Ast der Planckschen Strahlungsverteilung und der emittierte Strahlungsfluss ist stark temperaturabhängig. Zudem ist eine genaue Kenntnis der Emissivität erforderlich und die Unterdrückung von Streulicht wichtig.

Externer schwarzer Strahler: Beim Einsatz einer externen Strahlungsquelle werden ein Kryostatfenster sowie eine kalte Abbildungsoptik innerhalb des Kryostaten benötigt. Externe schwarze Strahler können bei hohen Temperaturen betrieben werden, bei denen der für die Ge:Ga-Detektoren relevante FIR-Wellenlängenbereich auf dem Rayleigh-Jeans-Ast der Planckschen Strahlungsverteilung liegt. In diesem Bereich hängt die emittierte Strahlungsflussdichte M bei gegebener Wellenlänge näherungsweise nur linear von der Temperatur ab:

$$M(\lambda, T) \propto \frac{T}{\lambda^4} \quad . \quad (3.1)$$

Dieses unkritische Verhalten der spektralen Leistungsdichte macht genaue Berechnungen des von der IR-Quelle emittierten Flusses möglich. Die Emission ist zudem homogen und sehr stabil, da sich die elektromagnetische Strahlung im Innern des erhitzten Hohlraums im thermischen Gleichgewicht befindet. Außerdem kann Streulicht effektiv unterdrückt werden. Für die nötige Abschwächung der hohen Flüsse werden Neutralfilter eingesetzt (siehe Kap. 3.3.2).

Schlussfolgerung: Da eine effektive Streulichtunterdrückung und eine homogene Ausleuchtung der Detektoren von wesentlicher Bedeutung für die Detektorcharakterisierung sind, wurde für den Testaufbau ein externer schwarzer Strahler mit einer kalten abbildenden Optik verwendet.

3.2 Messaufbau und Charakterisierung des Teststandes

Der verwendete Testaufbau wurde als Weiterentwicklung des bei ISO eingesetzten Teststandes speziell für die Vermessung der Ge:Ga-Detektoren für PACS von S. Birkmann während seiner Diplomarbeit entworfen, aufgebaut und in Betrieb genommen [Birkmann, 2003]. Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde der Testaufbau für die photometrische Eichung der schwach gedrückten Ge:Ga-Flug- und Flugersatzmodule weiter optimiert und angepasst. Während einer 72-stündigen Messung wurde der Testaufbau charakterisiert und die erreichbare Messgenauigkeit ermittelt.

3.2.1 Warme Komponenten

Der Testaufbau wird in kalte und warme Komponenten untergliedert (Abb. 3.1 und 3.2). Die warmen Elemente des Testaufbaus bestehen aus dem Schwarzkörper, Flügelrad-Modulator, Silizium-Vakuum-

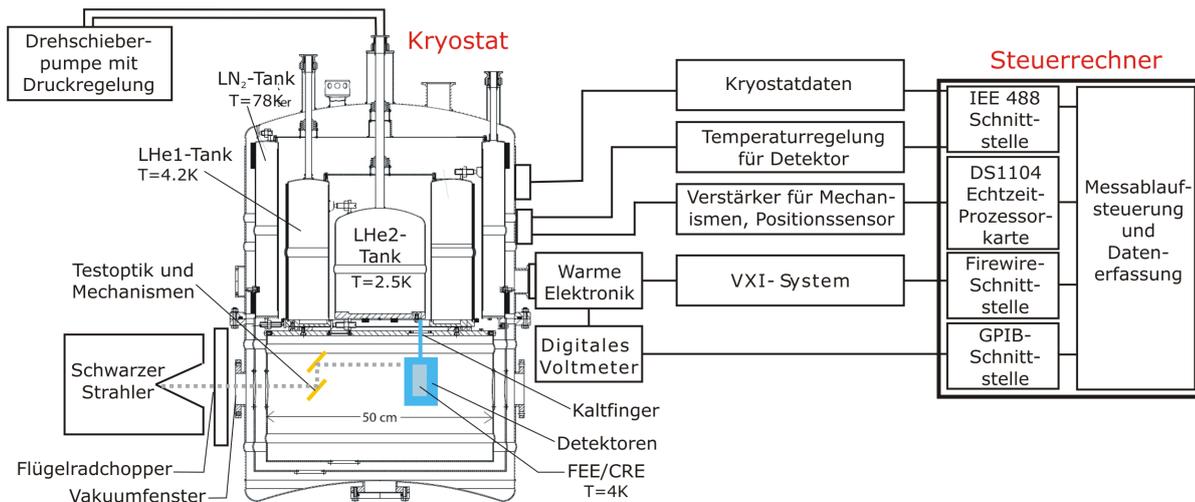


Abbildung 3.2 Schematische Abbildung des Testaufbaus: Querschnitt durch den Testkryostat, der drei zueinander verschichtete Kühlmittelbehälter (LN₂, LHe1, LHe2) besitzt (im Bild links), und Blockdiagramm der Messablaufsteuerung und Datenerfassung (im Bild rechts).

fenster des Kryostats sowie der Drehschieberpumpe mit Druckregelung und der warmen Elektronik (siehe Abb. 3.1 links). In einigen Messungen wurden die Detektoren mit einer ¹³⁷Cs- γ -Quelle, die außerhalb des Kryostats auf Detektorhöhe platziert wurde, bestrahlt (siehe Kap. 7).

Externer Schwarzkörperstrahler: Die externe IR-Strahlungsquelle ist ein Schwarzkörperstrahler (BB für engl. Black Body), der aus einem Thermoelement (Platin) in einer kegelförmigen Tonkartusche mit kleiner Öffnung besteht und eine Emissivität von 0.99 ± 0.01 besitzt. Seine Temperatur kann durch eine Kontrolleinheit zwischen $T_{BB} = 300 - 1000$ K reguliert werden. Während des Langzeittests ist die Temperatur $T_{BB} = 500$ K innerhalb $\Delta T_{BB} \approx 1$ K stabil.

Flügelrad-Modulator: Das externe Flügelrad besitzt zwei Flügel und wird mittels Schrittmotor und Verstärker rotiert. Auf diese Weise kann der IR-Strahlungsfluss moduliert werden, was differentielle Messungen zwischen zwei Temperaturen ermöglicht: T_{BB} bei offenem und der Raumtemperatur $T_{Chopper}$ bei geschlossenem Chopper. Zuletztgenannte betrug im Verlauf des 72-stündigen Messzyklusses im fensterlosen Labor $T_{RT} = 296$ K \pm 1 K. Im Verlauf eines Jahres beträgt die Temperaturschwankung ± 5 K (Langzeitaufzeichnung mit kommerzieller Temperaturmessstation).

Warme Elektronik, Steuerung des Messablaufs und Datenerfassung: Die warme Elektronik ist direkt an der Vakuumdurchführung, durch die die elektrischen Leitungen der FEE, der Temperatursensoren und Heizer aus dem Kryostatinnern nach außen geführt werden, angebracht (Abb. 3.2). Sie liefert die Spannungs- und Stromversorgung für die CRE sowie die Ansteuerung der Detektorzeilen. Alle Versorgungsspannungen werden über einen Digital-Analog-Wandler eingestellt sowie mit einem Voltmeter kontrolliert und aufgezeichnet. Takt- und Synchronisationssignal werden über einen Pulsgenerator gesetzt. Das Ausgangssignal der Detektorzeilen wird um den Faktor zwei verstärkt, um die Anfälligkeit auf äußere Störungen zu vermindern und somit Rauschen zu unterdrücken. Danach wird es über einen Tiefpass zum Analog-Digital-Wandler geführt und dort digitalisiert. Die Messablaufsteuerung sowie die Erfassung der vom Analog-Digital-Wandler aufgenommenen Daten erfolgen durch einen Steuerrechner. Eine automatische Steuerung des Testverlaufs über Kommandodateien ermöglicht einen reproduzierbaren Testablauf. Die aufgenommenen Daten werden mit einem selbstentwickelten C-Programm reduziert und mit dem Softwarepaket Origin ausgewertet.

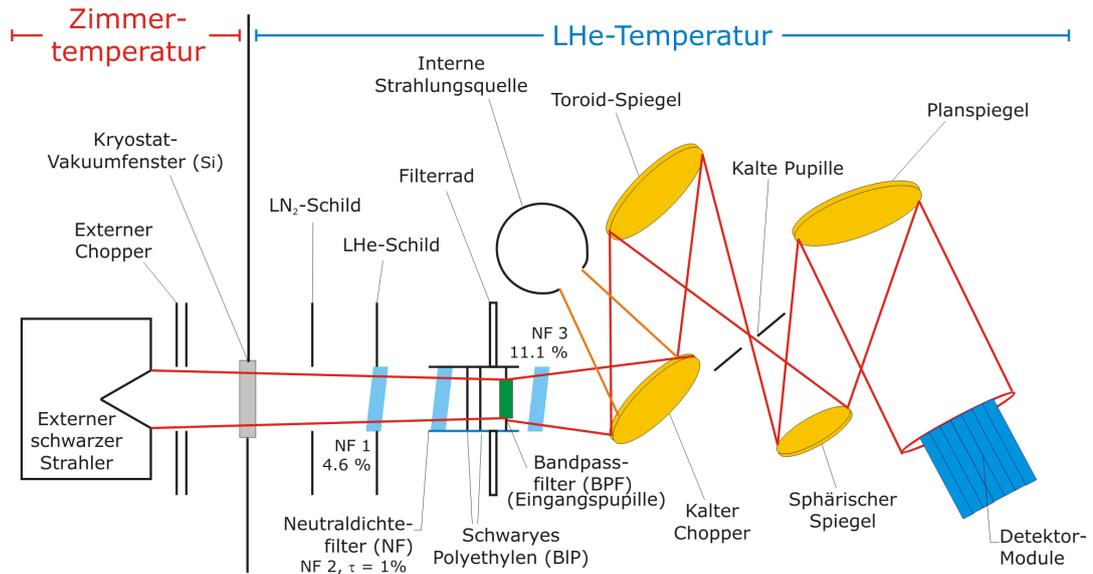


Abbildung 3.3 Schematische Abbildung des Strahlengangs im Testaufbau.

3.2.2 Kalte Komponenten

Die Komponenten im Innern des Edelstahl-Testkryostaten werden bis auf $T \sim 1.7$ K gekühlt.

Dewargefäß und Kühlung: Um vergleichbare Temperaturen wie im PACS-Instrument zu erhalten (Temperaturniveau der Ge:Ga-Detektormodule: $T_{\text{Det}} \sim 2.5$ K (LS) bzw. ~ 1.7 K (HS); Temperatur der Ausleseelektronik: $T_{\text{CRE}} \sim 4.2$ K), besitzt der Testkryostat drei zwiebelschalenartig angeordnete Kühlmittel tanks (LN_2 , LHe_1 , LHe_2 ; siehe Abb. 3.2). Der äußere Tank enthält flüssigen Stickstoff (LN_2), kühlt das LN_2 -Strahlungsschild und schirmt die inneren Tanks, die mit flüssigem ^4He (LHe) gefüllt sind, gegen die thermische Strahlung des ~ 300 K warmen Vakuumgehäuses ab. Auf der Unterseite des äußeren LHe -Tanks ist die Aluminiumarbeitsplatte mitsamt der Optik montiert, welche somit eine Temperatur von $T_{\text{LHe}} \approx 4.2$ K besitzt. Folglich ist ihre thermische Emission im FIR vernachlässigbar gering. Das Detektorgehäuse ist mittels Kaptonpfosten sowohl thermisch als auch elektrisch von der Grundplatte isoliert und zur Kühlung über einen Kaltfinger am innersten LHe_2 -Tank angeschlossen. Durch verringerten Dampfdruck liegt das Helium in diesem Tank genau wie im HERSCHEL-Kryostat superflüssig vor und ermöglicht eine Kühlung der Detektoren bis auf ~ 1.5 K.

Die Optik wird von kalten Blenden und Abschirmhauben, welche mit IR-schwarzer Farbe überzogen sind, umgeben, um sowohl Streulicht auf die Detektoren als auch die Abdampftrate des Heliums zu reduzieren. Die Detektorzeilen sind zusätzlich von einem geschwärzten Gehäuse umschlossen. Durch Vakuümhülle, kalte Strahlungsschilde, teils hochreflektierende Oberflächen sowie durch Verwendung spezieller Materialien werden Wärmeübertrag durch elektromagnetische Strahlung und Wärmeleitung möglichst gering gehalten.

Temperaturüberwachung und -regelung: Die Überwachung und auf wenige Millikelvin genaue Regelung der Temperaturen erfolgt an verschiedenen Stellen innerhalb des Kryostaten mittels Temperatur- und Heizwiderständen sowie einer Temperaturkontrollereinheit und eines schaltbaren Widerstandsmessgerätes. Zur Temperaturmessung wird die Temperaturabhängigkeit von elektrischen Widerständen ausgenutzt. Für $T \gtrsim 14$ K wird Platin (Pt100) als Widerstand verwendet. Für LHe -kalte Komponenten werden kalibrierte Kohleschichtwiderstände oder Temperatursensoren vom Typ Cernox (Zirkonium-Nitrit-Film auf Saphirkörper) eingesetzt. Letztere mussten kalibriert werden, da ihre Kennlinien nicht standardisiert sind. In der Langzeitmessung konnte eine auf den mK-Bereich genaue Regelung der Detektortemperatur nachgewiesen werden: $T_{\text{Det}} = 2.501 \text{ K} \pm 0.003 \text{ K}$.

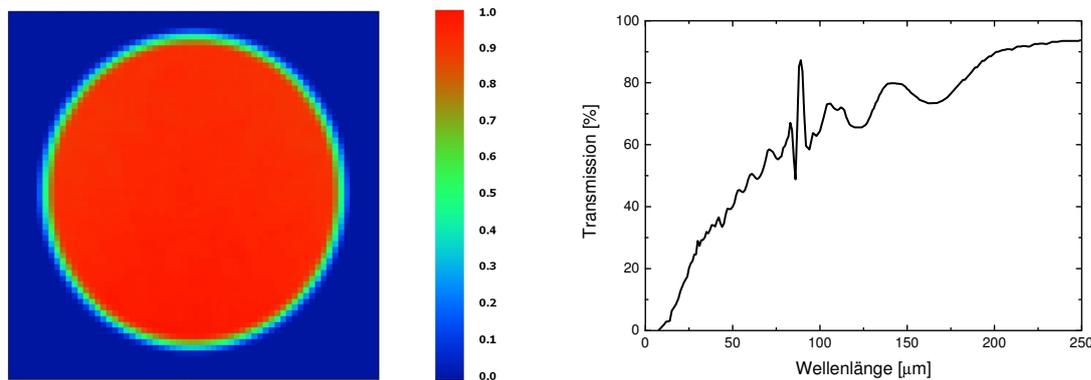


Abbildung 3.4 Links: ZEMAX-Simulation der Abbildung des schwarzen Strahlers auf die Detektorebene [Bizenberger, 2002]. Rechts: Transmissionskurve von Polyethylen, das als VIS/NIR/MIR-Blocker zur Vermeidung der Anregung von Ladungsträgern über die intrinsische Bandlücke des Germaniums verwendet wird.

Optik und Homogenität der Ausleuchtung der Detektorebene: Auf der Arbeitsplatte ist die kalte Optik montiert. Diese besteht aus vier Spiegeln (zwei Planspiegeln, einem Toroidspiegel und einem sphärischen Spiegel), Pupille, IR-Strahlungsquelle, Chopper und Filterrad mit vier verschiedenen Filterkombinationen (Abb. 3.1 rechts und Abb. 3.3). Die strahlformende Optik bildet den externen schwarzen Körper durch das Si-Fenster im Kryostat auf die Pupille und dann über die Blendenkonfiguration vergrößert auf die Detektorebene ab (siehe Abb. 3.3). Strahler und Optik ermöglichen eine gleichmäßige Ausleuchtung aller Voroptiken der Detektorzeilen sowie beugungsbegrenzte Auflösung. Nach einer ZEMAX-Simulation wird in der Detektorebene eine Fläche von ~ 87 mm Durchmesser mit einer Homogenität von $> 99\%$ ausgeleuchtet (siehe Abb. 3.4 links).

Interne IR-Strahlungsquelle: Eine Ulbrichtkugel mit Pt1000 als Strahlungselement stellt die kryostat-interne IR-Strahlungsquelle dar. Der Platinsensor, der zwecks geringer Wärmeleitung an dünnen Manganindrähten aufgehängt ist, dient als IR-Quelle (thermische Abstrahlung $\propto T^4$) und zugleich als Temperatursensor (temperaturabhängiger Widerstand). Seine Betriebstemperatur liegt zwischen $30 \dots 100$ K. Die mit Plasma-Gold beschichtete Innenoberfläche der integrierenden Sphäre mischt die IR-Strahlung durch Mehrfachreflexion an der Kugelinnenwand. Die mittlere Emissivität der internen Quelle wurde aus den errechneten Strahlungsflüssen und dem Vergleich mit einem schwarzen Körper zu $\epsilon = (2.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$ bestimmt.

Interner Chopper: Ein interner beweglicher Spiegel ermöglicht die Abbildung des externen schwarzen Strahlers, der internen Strahlungsquelle sowie einer internen dunklen Position - einer kalten Wand, die mit schwarzer IR-Farbe bedeckt ist - auf die Detektorebene. Der Chopper stellt ein zentrales optisches Element für die Kalibrierung dar. Er ermöglicht die Durchführung differentieller Messungen zur Trennung des schwachen Signals der simulierten astronomischen Objekte vom hohen Signal des simulierten thermischen IR-Untergrunds durch das Teleskop (mehr dazu in Kap. 3.3.1). Das Design des Choppers basiert auf einer Diplomarbeit von O. Krause [Krause, 2000] und ähnelt dem im PACS-Instrument eingesetzten Modell. Es besteht aus einem Aluminiumrotor mit vergoldeter Spiegeloberfläche, Antriebsmagneten, Positionssensor und Kreuzfedergelenken aus Edelstahl, die Auslenkungen bis zu $\pm 30^\circ$ zulassen. Der Antrieb erfolgt über einen Linearmotor und die Ansteuerung mittels einer ungerichteten Vorwärtssteuerung mit einer Genauigkeit von $\pm 30'$.

Filterrad: Über ein kryogenes Filterrad mit vier Filterkonfigurationen können unterschiedliche Strahlungsflüsse und zentrale Wellenlängen während eines Kaltzyklusses ausgewählt werden. Das Rad wird

λ [μm]	ϕ_{th} [$10^{-14}\text{W Pixel}^{-1}$]	ϕ_{Total} [$10^{-14}\text{W Pixel}^{-1}$]
60	1.20	1.54
75	0.99	1.37
105	0.67	1.03
120	0.52	0.84
160	0.13	0.25
180	0.06	0.15
210	0.02	0.20

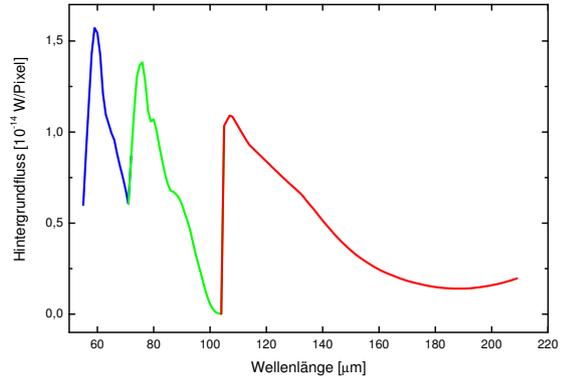


Abbildung 3.5 Links: Erwartete Infrarotflüsse für verschiedene Wellenlängen auf ein Detektorpixel aufgrund der thermischen Eigenemission des Teleskops ϕ_{th} sowie der instrumentelle Gesamtfluss ϕ_{Total} , berechnet mit dem PACS-Instrumentenmodell [Poglitsch, 2006]. Die thermische Eigenemission des Teleskops trägt den größten Anteil für $\lambda \leq 160 \mu\text{m}$. Rechts: Erwarteter PACS-Untergrundfluss in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die verschiedenen Farben stellen die unterschiedlichen Gitterordnungen dar.

mit einem Schrittmotor angetrieben und über eine Echtzeit-Prozessor-Karte und Leistungsverstärker angesteuert. Ein bistabiler Abhebemechanismus ermöglicht ein zuverlässiges Wechseln zwischen den vier Positionen.

Filter: Die Filterkonfigurationen bestehen aus kalibrierten Neutralfiltern mit konstanter Transmission über den relevanten Wellenlängenbereich, FIR-Bandpassfiltern (Interferenzfilter), um den Wellenlängenbereich von PACS abzudecken, und zwei schwarzen Polyethylenfolien als VIS/NIR/MIR-Blocker zur Vermeidung der Anregung von Ladungsträgern über die intrinsische Bandlücke des Germaniums (Abb. 3.4 rechts). Die Vermessung der Filter wurde am MPI für Kernphysik, MPI für Radioastronomie und am MPIA durchgeführt [Birkmann et al., 2006]. Da alle Filter auf LHe-Temperatur gekühlt sind, kann im relevanten Wellenlängenbereich die thermische Eigenemission vernachlässigt werden.

3.3 Bereitstellung des erwarteten FIR-Untergrundflusses im Labor

Im Folgenden wird die Bereitstellung eines möglichst realistischen IR-Untergrunds durch die Auswahl geeigneter Filterkonfigurationen dargestellt.

3.3.1 Erwarteter instrumenteller Untergrundfluss in PACS

In PACS setzt sich der erwartete ständige IR-Untergrundfluss auf die Bildelemente aus dem IR-Fluss des $T \sim 80 \text{ K}$ warmen Teleskops sowie aus dem Streulicht der 60 K-Blende, 23 K-Schilde, 5.5 K-Optik und des 4 K-Gehäuses zusammen [Poglitsch, 2006]. Alle Spiegeloberflächen innerhalb des Kryostaten bestehen aus Gold und besitzen neben einer sehr hohen Reflektivität eine geringe Emissivität (Laborproben mit künstlicher Verunreinigung durch Staub ergeben eine Emissivität von $\epsilon \sim 0.2 - 0.8 \%$ [Fischer et al., 2004]). Hierdurch wird das Untergrundsignal minimiert. In Abb. 3.5 sind die erwarteten IR-Untergrundflüsse auf die Detektoren von PACS aufgrund der Eigenemission des Teleskops sowie der instrumentelle Gesamtuntergrundfluss bei verschiedenen Wellenlängen bzw. über den relevanten Wellenlängenbereich dargestellt.

3.3.2 Herstellung eines vergleichbaren Photonenuntergrunds im Labor

Spektrale Leistungsdichte des schwarzen Strahlers und effektiver Fluss

Die durch die Emission des schwarzen Strahlers auf die Detektorebene fallende spektrale Leistungsdichte ϕ_{BB} berechnet sich aus

$$\phi_{\text{BB}}(\lambda, T) = L(\lambda, T) \Omega_{\text{BB}} \pi r_{\text{BB}}^2 \left[\frac{W}{\mu\text{m}} \right] . \quad (3.2)$$

Über das Planck'sche Strahlungsgesetz [Planck, 1912] lässt sich die spektrale Leistungsdichte pro Raumwinkel gemäß

$$L(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1)} \left[\frac{W}{\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{sr}} \right] \quad (3.3)$$

ermitteln. $r_{\text{BB}} = 1.8 \text{ cm}$ ist der Ausschnitt und Ω_{BB} der Raumwinkel des schwarzen Strahlers, der die kalte Blende ($r_{\text{KB}} = 4 \text{ mm}$), die auf die Detektorebene ($r_{\text{DE}} = 43.7 \text{ mm}$) abgebildet wird, im Abstand $s = 22 \text{ cm}$ homogen ausleuchtet:

$$\Omega_{\text{BB}} = \pi \frac{r_{\text{KB}}^2}{s^2 + r_{\text{KB}}^2} . \quad (3.4)$$

Aus Gleichung 3.2 ergibt sich die eingestrahelte spektrale Leistungsdichte pro Detektorpixel mit dem Verhältnis der effektiven Pixelfläche $A_{\text{pix}} = 3.6 \text{ mm} \times 3.6 \text{ mm}$ und der ausgeleuchteten Fläche in der Detektorebene πr_{DE}^2 gemäß

$$\phi_{\text{BB}}(\lambda, T) = L(\lambda, T) \Omega_{\text{BB}} r_{\text{BB}}^2 \cdot \frac{A_{\text{pix}}}{r_{\text{DE}}^2} \left[\frac{W}{\mu\text{m}} \right] . \quad (3.5)$$

Abschwächung des Strahlungsflusses vom schwarzen Strahler

Da der externe schwarze Strahler bei $T_{\text{BB}} \geq 300 \text{ K}$ IR-Flüsse liefert, die um fünf Größenordnungen über denen im PACS-Instrument liegen, werden für die nötige Abschwächung mehrere Neutralfilter hintereinander verwendet. Mit den spektralen Transmissionen τ_i der verschiedenen Komponenten ergibt sich ein monochromatischer Fluss pro Bildelement von

$$\phi_{\text{Total}}(\lambda) = \phi_{\text{BB}}(\lambda, T_{\text{BB}}) \prod_i \tau_i(\lambda) . \quad (3.6)$$

Der Gesamtfluss berechnet sich aus dem Integral über die Wellenlänge gemäß

$$\phi_{\text{Total}} = \int_0^\infty \phi_{\text{Total}}(\lambda) d\lambda . \quad (3.7)$$

Um für den Detektor eine von λ unabhängige absolute Empfindlichkeit zu erhalten, wird die vermessene relative spektrale Empfindlichkeit des Detektors $R(\lambda) \leq 1$ eingerechnet. Der effektive Fluss pro Bildelement ergibt sich dann zu

$$\phi_{\text{eff}} = \int_0^\infty \phi_{\text{Total}}(\lambda) R(\lambda) d\lambda . \quad (3.8)$$

Überblick über die im Labor eingestellten IR-Flüsse

Das warme Si-Vakuumfenster (Transmission $\tau_{\text{Si}} \sim 0.52$), zwei Neutralfilter (NF 1 und NF 3) und zwei schwarze Polyethylen-Blocker (BIP), sowie vier Spiegelflächen (Reflektivität $> 99 \%$ pro Spiegel) sind bei allen Filterkonfigurationen identisch (siehe Abb. 3.6 links). Die Konfigurationen unterscheiden sich

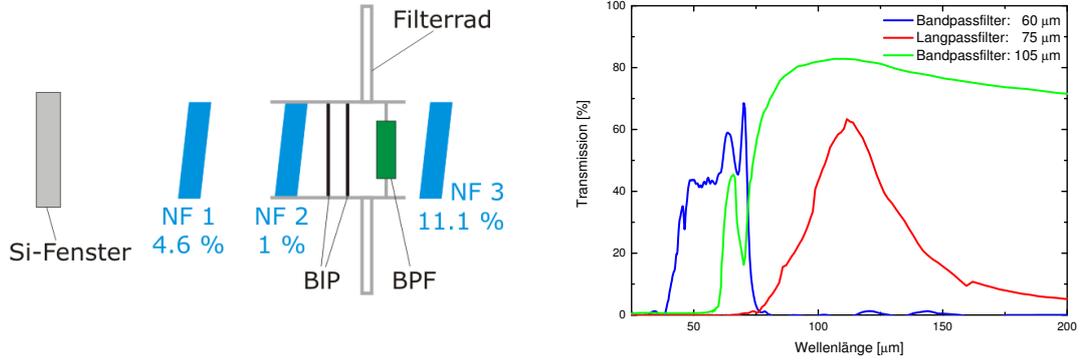


Abbildung 3.6 Links: Filterkonfiguration zur Abschwächung des IR-Flusses. Rechts: Transmissionskurven der drei verwendeten Bandpassfilter.

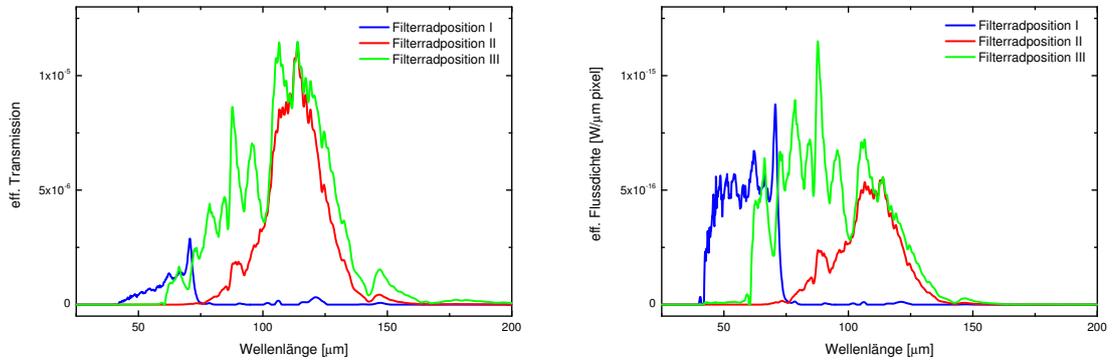


Abbildung 3.7 Resultierende effektive Transmission (links) und effektive spektrale Flussdichte pro Bildelement (rechts) bei den verschiedenen Filterradpositionen für die Tests der LS-Detektorzeilen.

einzig durch die im Filterrad montierten Bandpassfilter (BPF) und NF 2. Die Filterpositionen I und II besitzen einen 60 μm bzw. 105 μm Bandpassfilter; Position III verfügt über einen Langpassfilter mit einer Grenzwellenlänge von 75 μm (siehe Abb. 3.6 rechts). Position IV ist mit einem lichtdichten Aluminiumklebestreifen versiegelt und dient als kalter Verschluss für Messungen des Dunkelstroms. Da die Polyethylenfolien Absorptionsfilter und schlechte Wärmeleiter sind, sind sie hinter zwei Neutralfiltern bei geringen Strahlungsflüssen platziert, um eine Erwärmung durch die einfallende Strahlung zu verhindern. Die Filterkonfigurationen für die Charakterisierung der schwach gedrückten Ge:Ga-Detektorzeilen wurden so gewählt, dass die mit dem externen Chopper in differentiellen Messungen mit $T_{\text{Chopper}} \approx 300$ K und $T_{\text{BB}} = 700$ K für Pos. I, $T_{\text{BB}} = 600$ K für Pos. II bzw. $T_{\text{BB}} = 500$ K für Pos. III resultierenden Flüsse mit denen des erwarteten PACS-IR-Untergrunds vergleichbar sind.

Mit den Filterkombinationen ergibt sich der monochromatische Fluss pro Bildelement gemäß Formel 3.6 zu

$$\phi_{\text{Total}}(\lambda) = \phi_{\text{BB}}(\lambda, T_{\text{BB}}) \cdot \tau_{\text{Si}} \cdot \tau_{\text{bIP}}^2(\lambda) \cdot \tau_{\text{NF1}} \cdot \tau_{\text{NF2}} \cdot \tau_{\text{NF3}} \cdot \tau_{\text{BPF}}(\lambda) \quad . \quad (3.9)$$

Der effektive Fluss pro Bildelement, berechnet nach Formel 3.8, ist in Tab. 3.1 für Temperaturen des schwarzen Strahlers von $T_{\text{BB}} = 300 \dots 800$ K und die verschiedenen Filterradpositionen zusammengefasst. Abbildung 3.7 zeigt die resultierende effektive Transmission (links) und effektive spektrale Flussdichte pro Bildelement (rechts) bei $T_{\text{BB}} = 500$ K für die jeweilige Filterradposition.

T_{BB}	Effektiver IR-Fluss auf die Detektoren [10^{-14} W Pixel $^{-1}$]		
	Pos. I $\lambda_{\text{mean}} \approx 60 \mu\text{m}$ $\tau_{\text{NF2}} \approx 0.9\%$	Pos. II $\lambda_{\text{mean}} \approx 105 \mu\text{m}$ $\tau_{\text{NF2}} \approx 1.2\%$	Pos. III $\lambda > 75 \mu\text{m}$ $\tau_{\text{NF2}} \approx 1.0\%$
300 K	0.77	0.79	1.92
400 K	1.15	1.12	2.75
500 K	1.54	1.45	3.59
600 K	1.93	1.78	4.43
700 K	2.33	2.11	5.27
800 K	2.73	2.44	6.12

Tabelle 3.1 Überblick über die eingestellten effektiven IR-Flüsse am Ort der Detektoren in 10^{-14} W Pixel $^{-1}$ bei unterschiedlichen IR-Flüssen der Schwarzkörperstrahlung ($T_{\text{BB}} = 300 \dots 800$ K) und für die verschiedenen Filterkonfigurationen (Pos. I, Pos. II, Pos. III).

3.3.3 Fehlerabschätzung des effektiven Flusses

Aufgrund der kalten Abbildungsoptik ist die Eigenemissivität der Filter vernachlässigbar. Mögliche Fehlerquellen für obige Flussrechnung sind:

- Ausrichtung der Optik: < 1 %. Die mechanischen Toleranzen haben einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Abbildungsqualität, wie mittels ZEMAX simuliert wurde.
- Größe der kalten Blende: ~ 2.5 % (vermessen)
- Unsicherheit im Transmissionsverhalten von Abschwäch- und Bandpassfilter sowie Blocker: $\sim 5\%$ bzw. ~ 10 % für die Filter mit $\tau \sim 1$ % (vermessen)
- Unsicherheit im Transmissionsverhalten der Blocker: $\sim \pm 5$ % (vermessen)
- Unsicherheit im Transmissionsverhalten des warmen Si-Vakuumsfensters: $\sim \pm 2$ % (gemäß Theorie)
- Unsicherheit in der Reflektivität der Spiegel: < 1 % (vermessen)
- Unsicherheit des emittierten Infrarotflusses des externen Choppers: < 0.5 % (unter Verwendung von $\Delta T_{\text{RT}} \simeq 1$ K berechnet)
- Unsicherheit des emittierten Infrarotflusses der externen Strahlungsquelle: < 0.3 % (unter Verwendung von $\Delta T_{\text{BB}} \simeq 1$ K berechnet)

Um Vielfachreflexion zwischen parallelen Neutralfiltern zu verringern, was zu einer erhöhten Gesamttransmission führt [Vincent, 1990], sind die Neutralfilter um ca. 3° gegeneinander geneigt. Nach J. Schubert [Schubert, 1997] ist die Transmission von drei hintereinander eingesetzten und um 3° zueinander geneigten Reflexionsfiltern aufgrund von Vielfachreflexion dennoch ca. $\sim 30 \dots 70$ % höher als berechnet. Die Strahlungsflüsse wurden daher um 50 % nach oben korrigiert und ein Fehler durch Vielfachreflexion von $\sim 30 - 40$ % abgeschätzt. Der Einfluss von Streulicht ist aufgrund des guten thermischen Kontakts von Filterrad und Filtern sowie der guten Abschirmung vernachlässigbar, was gerade bei starker Flussabschwächung sehr wichtig ist. Die spektrale Vermessung der Filtersätze als Ganzes ist aufgrund der geringen Transmission nicht möglich.

Die Unsicherheit der absoluten Flussgenauigkeit und folglich auch der absoluten Kalibrierung der Detektoren im Labor des MPIA beläuft sich daher auf $\sim 30 - 40$ %.

3.3.4 Schlussfolgerungen

Die relativ hohe Temperatur des externen warmen schwarzen Strahlers in Verbindung mit den kalibrierten kalten Bandpass- und Abschwächfiltern stellt zeitlich und räumlich stabile Infrarotflüsse und

wohldefinierte Wellenlängenbereiche zur Verfügung. Die hohe relative Genauigkeit der IR-Flüsse unterschiedlicher Quellen ermöglicht eine präzise Charakterisierung der Detektoren im Labor. Durch die Variation der Temperatur des schwarzen Strahlers und durch die Wahl verschiedener Filterkombinationen kann der absolute IR-Fluss im Rahmen des gesamten erwarteten dynamischen Bereiches von PACS verändert werden.

Bemerkung

Die absolute photometrische Kalibrierung der Detektoren ist am Boden nicht möglich, da das Teleskop nicht in die Bodeneichung mit einbezogen wird. Während der Mission erfolgt die Kalibrierung von PACS einschließlich Teleskop an Himmelsstandards (siehe Anhang C).

4 Charakterisierung der Ge:Ga-Detektoren für das PACS-Spektrometer

Teile dieses Kapitels sind in internen Berichten veröffentlicht worden. PACS-MA-TR-16 [Stegmaier und Groezinger, 2005] bis PACS-MA-TR-37 [Stegmaier, 2007]

Dieses Kapitel beschreibt die photometrische Charakterisierung und Eichung der schwach gedrückten Ge:Ga-Flug- und Flugersatzmodelle. Nach einer kurzen Einleitung in die Instrumentenentwicklung sowie die Testphilosophie der PACS-Flugmodule werden die Funktionstests von FEEs und Detektormodulen bei Raumtemperatur dargestellt. Es folgen die Charakterisierung der FEEs bei LHe-Temperatur und die Charakterisierung und Kalibrierung aller LS-Ge:Ga-Detektorzeilen der Flug- und Flugersatzhardware unter statischen Bedingungen. Auf Basis der erzielten Ergebnisse wurde die Modulreihenfolge für die Integration der Detektormodule in die Spektrometerkamera definiert. Desweiteren werden die Ergebnisse der Modultests mit denen auf Instrumentenebene nach Integration der Spektrometerkamera in das PACS-Instrument verglichen.

4.1 Instrumentenentwicklung und Testphilosophie

Die Detektorentwicklung umfasst ausgehend vom Demonstrationsmodell FIRSA, das im Rahmen einer Designstudie für PACS entwickelt wurde [Lemke et al., 1998a; Wolf et al., 1996], vier Modelle (siehe Abb. 4.1 links): das Konstruktionsmodell (EM für engl. Engineering Model), das Qualifikationsmodell (QM für engl. Qualification Model), das Flugmodell (FM für engl. Flight Model) und das Flugersatzmodell (FS für engl. Flight Spare). In der Entwicklungsphase wurde stufenweise die Erfüllung der technischen und wissenschaftlichen Anforderungen durch die Untereinheiten demonstriert. Zudem wurde die bestehende Technologie weiterentwickelt und optimiert. In Abbildung 4.1 rechts sind die Testphilosophie sowie die Herstellungs- und Integrationsschritte der Flugmodule der PACS-Spektrometerkamera vor dem Start von HERSCHEL dargestellt. Die Tests erfolgten im Wesentlichen in vier Schritten:

- I Kryogene Vermessung von Einzelkomponenten
- II Kryogene photometrische und spektrale Charakterisierung der Subsysteme
- III Funktionstests des gesamten PACS-Instruments mit allen Subsystemen vor dem Start
- IV Tests aller Systeme nach der Integration in den Satelliten

4.2 Ergebnisse der Labormessungen

Die im Rahmen dieser Doktorarbeit durchgeführten Tests (siehe auch gelb markierte Elemente in Abb. 4.1) bestehen aus warmen Funktionstests von CRE und Detektormodulen zur Verifizierung der Funktionalität ohne aufwendigen Evakuierungs- und Kühlvorgängen. Desweiteren erfolgte die elektrische und photometrische Charakterisierung und Eichung aller schwach gedrückten Ge:Ga-Flug- und Flugersatzmodule unter simulierten PACS-Betriebsbedingungen (Kryovakuum und realistischer FIR-Photonenuntergrund). Die Ergebnisse der Tests stellten die Basis für die Integration der Detektorzeilen in die Spektrometerkamera dar. Neben der Charakterisierung der Detektorzeilen unter stabilen Bedingungen wurden zeitabhängige, nicht photometrische Effekte, welche durch Flussänderungen oder ionisierende Strahlung hervorgerufen werden, an Testmodulen untersucht (Kap. 5 und 7).

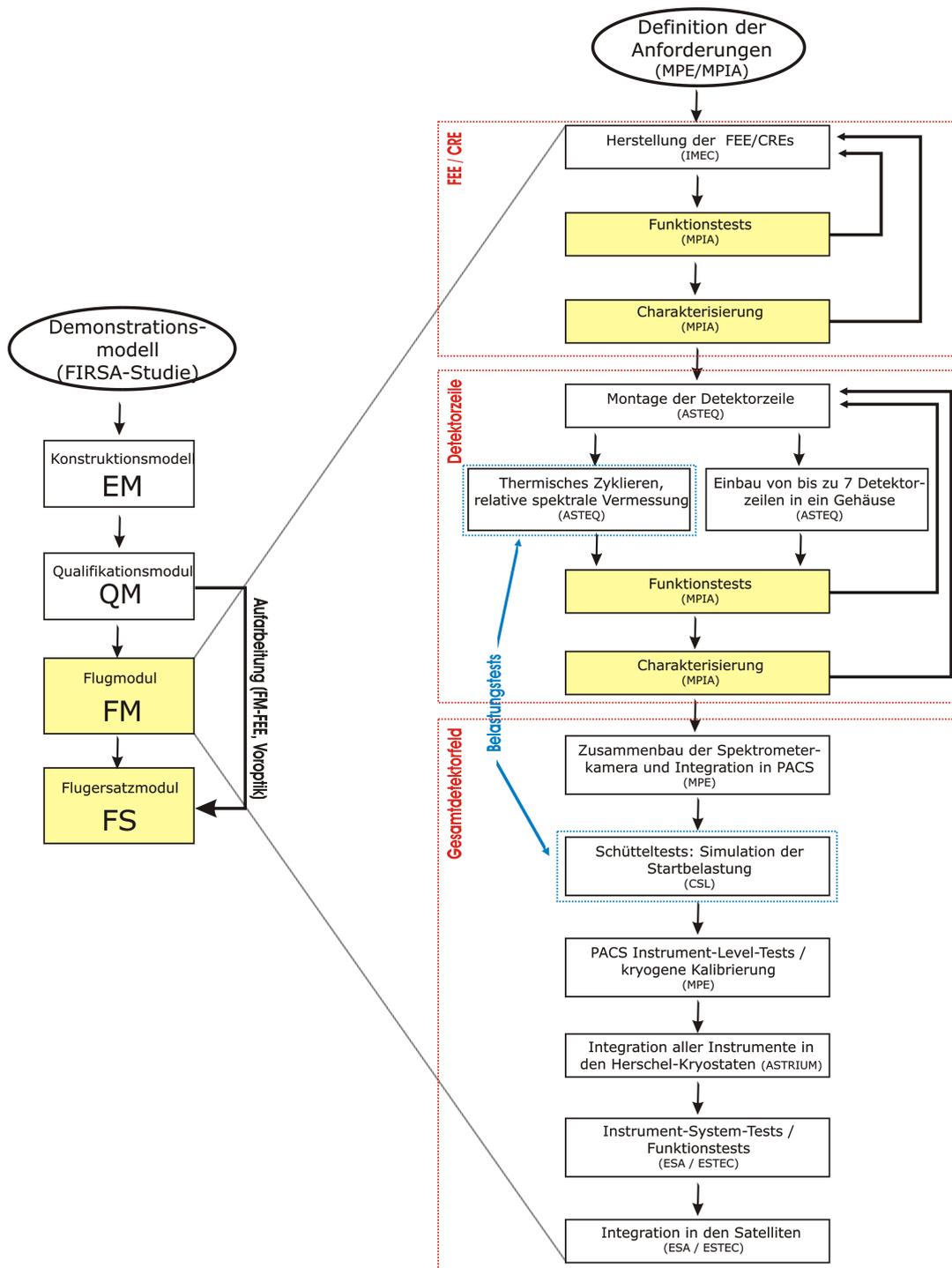


Abbildung 4.1 Links: Verschiedene Entwicklungsmodelle der Ge:Ga-Detektoren. Die Resultate der QM-Tests spielten bei der Entwicklung der Flugmodelle eine signifikante Rolle. Die FS-Detektormodule wurden größtenteils aus den QM-Detektorzeilen, bei denen die FEEs sowie die Voroptiken ausgetauscht wurden, aufgebaut. Rechts: Testphilosophie der Flugmodule einschließlich Herstellungs- und Integrationsschritten. Im Falle von Fehlfunktionen bzw. Spezifikationsabweichungen wurden FEEs bzw. Detektormodule repariert und einzelne Schritte wiederholt, was durch Rückwärtspeile dargestellt ist. Die gelb unterlegten Tests wurden im Rahmen dieser Doktorarbeit durchgeführt. Für die Weltraumqualifizierung wurden spezielle Belastungstests an den Detektoren und auf Subsystemebene durchgeführt (blau gekennzeichnet).

4.2.1 Fehlfunktionen während Funktionstests bei Raumtemperatur

Mehr als 100 Ausleseschaltungen sowie über 50 LS-Detektormodule für das FM- und FS-Instrument wurden bei Raumtemperatur vermessen. Diese sogenannten Warmtests erlauben Aussagen über das Verhalten der CREs bzw. Detektormodule im Kryovakuum. Unter Raumtemperatur sind die Kanäle 1-17 einer isolierten FEE offen, und die eines Detektormoduls niederohmig. Über Testkanal 18 können Betrieb und Funktionsfähigkeit der FEEs bzw. der Detektormodule bei Raumtemperatur überprüft werden. Die CRE-Versorgungsströme und die Ausgangssignale aller Kanäle sowie ihre Abhängigkeit von Versorgungsspannung, Integrationskapazität und Ausgangsstufenspannung LVL wurden untersucht und mit Sollwerten verglichen. Fehlerhafte Komponenten konnten somit frühzeitig identifiziert und repariert werden. FEEs bzw. Detektormodule mit nominellem Verhalten wurden für die Integration in das Detektormodul bzw. das Detektorgehäuse oder für Kalttests freigegeben. Die Untersuchung der Fehlfunktionen sowie deren Ursachen und eingeleitete Gegenmaßnahmen werden im Folgenden dargestellt.

Charakterisierung der Fehlfunktionen

Zu Beginn der FM-Charakterisierung traten unerwartet viele Fehlfunktionen und Ausfälle in den Ausleseschaltungen ($\sim 50\%$) und Detektormodulen ($\sim 20\%$) auf. Die Fehlfunktionen der CRE einerseits und der Ge:Ga-Detektorpixel andererseits konnten eindeutig voneinander unterschieden und in drei Kategorien eingeteilt werden:

- Erhöhte Versorgungsströme in einzelnen Kanälen
- Detektormodule ohne Ausgangssignal, sogenannte tote Detektormodule
- Offene Pixel bzw. Pixel mit erhöhtem Widerstand, sogenannte schwache Pixel

Mehrmonatige Versuchsreihen an einzelnen FEEs und Detektormodulen wurden durchgeführt, um die Schäden systematisch zu untersuchen und genau zu charakterisieren, ihre Ursachen zu identifizieren sowie Richtlinien für eine sichere Handhabung und einen sicheren Betrieb zu definieren. Neben Wiederholungs- und Langzeitmessungen, in denen die einwandfreie Funktion des MPIA-Messaufbaus verifiziert wurde, wurden in Zusammenarbeit mit U. Grözinger (MPIA) einzelne Detektormodule während der gesamten Fertigung beim Hersteller ASTEQ vermessen, um die kritischen Integrations Schritte zu identifizieren.

Ursachen und Gegenmaßnahmen

Folgende Hauptursachen konnten für die hohe Ausfallrate eindeutig identifiziert werden:

- Die Zerstörung der elektronischen Verstärker- und Auslestufen durch elektrostatische Entladung (ESD für engl. ElectroStatic Discharge) bei der Handhabung während der Fertigung.
- Schlechte Kontaktierung der dünnen Zuleitungsdrähte aus Edelstahl infolge einer ~ 3 nm dicken Oxidschicht sind die Ursache von schwachen Pixeln mit erhöhtem Widerstand (bis zu einigen $G\Omega$). Alle Kontakte mit einem Widerstand von $R > 1$ k Ω wurden mechanisch abgekratzt und wieder verklebt, was zu einem guten Kontakt führte ($R < 10 \Omega$).
- Fehlende Verbindungen waren die Ursache für offene Pixel. Instabile Signale wurden auf Steckerverbindungen zurückgeführt. Kurzschlüsse zwischen Verbindungen wurden durch Verunreinigungen auf der CRE wie z.B. Metallspäne verursacht und konnten durch Reinigen entfernt werden.

Um weiteren Ausfällen vorzubeugen, wurden in allen beteiligten Instituten und Firmen Sicherheitsvorkehrungen (Luftfeuchtigkeit, Erdung,...) zur Vermeidung elektrostatischer Entladungen getroffen. Außerdem wurden Schutzdioden, bestehend aus einem Halbleiterwiderstand mit stark negativem Temperaturkoeffizienten (NTC für engl. Negative Temperature Coefficient), zwischen der Detektor-Versorgungsleitung GND und der Stromrückführung V_{SS} , der Ausgangsstufe der CRE, zur elektronischen Abschirmung eingesetzt. Mit diesen Sicherheitsvorkehrungen ging die Zahl der Fehlfunktionen und Ausfälle stark zurück.

4.2.2 Charakterisierung der FEEs bei LHe-Temperatur

Da die CRE integraler Bestandteil eines jeden Detektormoduls ist, können nur für das Gesamtsystem von Ge:Ga-Detektoren und CREs Leistungsspezifikationen erstellt werden. Um Detektor- und FEE-Effekte voneinander trennen zu können, wurden in einem separaten Testaufbau mit einem kleinen Kryostaten, auf den hier nicht näher eingegangen wird, einige FM-FEEs bei LHe-Temperatur charakterisiert.

Messmethode

Anhand des Testkanals 18 wurde die Funktion der CRE mittels verschiedener Puls-Muster mit Reset-Intervallen zwischen $t_{\text{int}} = 1/32$ s und 4 s bei maximal möglicher Abtastfrequenz von 256 Hz untersucht. Unter Minimierung der quadratischen Abweichung wird die Ausgleichsgerade an die Rampen und somit das Signal ermittelt. Um den Einfluss von Rauscheffekten zu minimieren, wurden die Signale von 32 Rampen gemittelt, wodurch der Fehler des Mittelwertes $\sigma/\sqrt{32}$ beträgt.

Integrationskapazitäten

Der Wert der größten Integrationskapazität $C_{\text{int},3}$ kann mit hinreichender Genauigkeit direkt aus dem Strom durch den Testkanal und der Spannung am Ausgang ermittelt werden. Um systematische Messfehler aufgrund von Offset und Leckströmen in der Vakuum-Steckerdurchführung zu minimieren, werden differentielle Messungen durchgeführt:

$$C_{\text{int},3} = \frac{I_{\text{hoch}} - I_{\text{niedrig}}}{S_{\text{hoch}} - S_{\text{niedrig}}} \quad . \quad (4.1)$$

Eine kurze Integrationszeit von $t_{\text{int}} = 1/32$ s und hohe Testspannung **BiasR** führen zu einem hohen Strom I_{hoch} und einem großen Ausgangssignal S_{hoch} . Indem die Referenzspannung **ZeroBias** bis kurz unterhalb des **BiasR**-Wertes erhöht wird, liegt effektiv eine geringere Vorspannung an, wodurch Signal S_{niedrig} und Strom I_{niedrig} sehr klein sind. Die Berechnung der größten Kapazität ist mit einem Fehler von ~ 8 % behaftet.

Die anderen drei Kapazitäten werden aus dem Verhältnis der Signale

$$C_{\text{int},i} = \frac{S_3}{S_i} \cdot C_{\text{int},3} \quad (4.2)$$

bei konstanter **BiasR**-Spannung bestimmt. Im Mittel ergeben sich die effektiven Kapazitäten zu 140 fF, 240 fF, 450 fF und 1090 fF. Dabei ist der absolute Fehler für die kleinste Kapazität am kleinsten, während der relative Fehler für die größte Kapazität am kleinsten ist. Der Grund für die Abweichung von den spezifizierten Werten 100 fF, 200 fF, 400 fF und 1000 fF könnte eine parasitäre Kapazität von ~ 40 fF sein, welche durch Einkopplung an den MOSFET-Schaltern in der Integratorstufe der CREs verursacht wird.

Dynamischer Bereich

Zur Vermessung des dynamischen Bereichs wurde für jede Integrationskapazität die **BiasR**-Spannung so angepasst, dass der Integrator bzw. die Rampe des Testkanals am Ende der Integrationszeit ($t_{\text{int}} = 1/4$ s) in Sättigung ging (siehe Abb. 4.2). Der dynamische Bereich liegt mit 2.7–2.9 V weit oberhalb der geforderten ≥ 2 V. Innerhalb dieses Bereiches sind sinnvolle Messungen mit dem Detektor möglich.

Linearität

Eine Abweichung der Integrationsrampe von einer Geraden beruht auf Nichtlinearitäten in der Verstärkerschaltung oder zeitabhängigen Effekten. Die Nichtlinearität nl errechnet sich aus der maximalen Abweichung der mittleren Rampe von der Ausgleichsgeraden dividiert durch den dynamischen Bereich:

$$nl = \max\left(\frac{|U_i - U_{\text{Gerade},i}|}{|U_0 - U_n|}\right) \times 100 \% \quad i = 0 \dots n \quad . \quad (4.3)$$

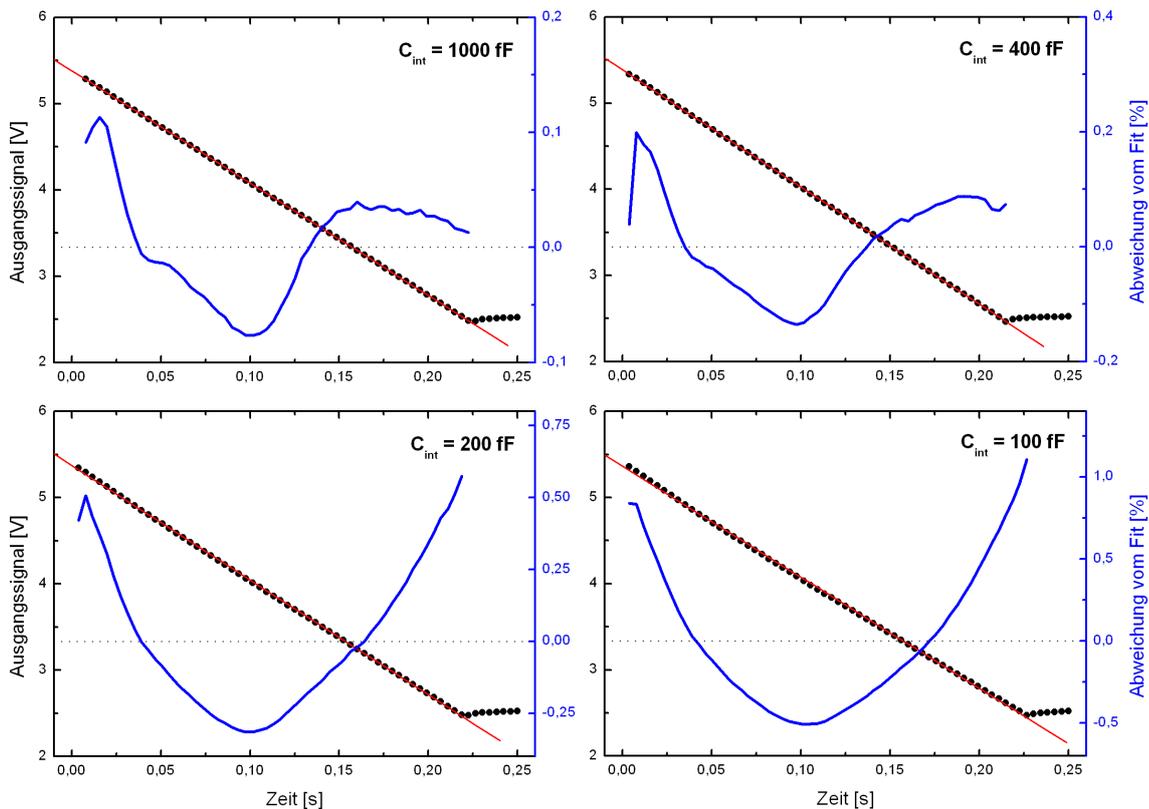


Abbildung 4.2 Mittlere Rampe (schwarz), linearer Fit bzw. Ausgleichsgerade (rot) und Abweichung der Rampe vom linearen Fit (blau, rechte Skala) für alle Integrationskapazitäten.

U_i ist dabei der Spannungswert des i -ten Auslesepunktes, $U_{\text{Gerade},i}$ der Wert des linearen Fits an dieser Stelle und n der letzte Punkt vor der Sättigung. Die Nichtlinearität überschreitet für keine CRE und bei keiner Integrationskapazität die spezifizierten 3 % (Abb. 4.2). Da Design und Herstellungsprozess aller Integratoren gleich sind, wird für die anderen 17 Kanäle eine ähnliche Nichtlinearität erwartet.

Debiasing

Bei langen Integrationszeiten von $t_{\text{int}} = 4$ s und niedriger Testspannung sind die Integrationsrampen von Kanal 18 gekrümmt (Abb. 4.3). Dieser Effekt, der als Debiasing bezeichnet wird, resultiert aus der Abweichung der CRE von einem idealen Integrator: der Verstärker der Integratorstufe der CRE besitzt einen endlichen Verstärkungsfaktor W (siehe nächster Abschnitt). Folglich ergibt sich bei einer großen Spannung am Ausgang nach

$$\Delta U_{\text{ein}} = -\frac{\Delta U_{\text{aus}}}{W} \quad (4.4)$$

eine merkliche Änderung des Spannungspotentials am Eingang, wodurch die effektive Vorspannung am Detektor und somit auch der Eingangsstrom kleiner werden. Demzufolge erhält man trotz gleichbleibendem IR-Fluss keine lineare Spannungsänderung am Ausgang. Je höher die Detektorvorspannung und die Verstärkung in der Integratorstufe sind, desto kleiner fällt der Effekt aus. Da es sich beim Debiasing um einen systematischen und reproduzierbaren Effekt handelt, kann dieser gut mit Auswertalgorithmen korrigiert werden.

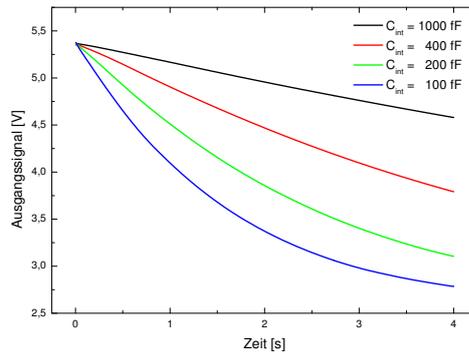


Abbildung 4.3 Nichtlinearität der mittleren Signalarmpen infolge Debiasing für $t_{\text{int}} = 4$ s und alle Integrationskapazitäten.

Verstärkung

Da eine direkte Vermessung der Verstärker der Integrator-Stufe nicht möglich ist, wurde die Verstärkung aus dem Ausgangssignal abgeleitet: Exponentielle Funktionen wurden an die vom Debiasing betroffenen, gebogenen mittleren Rampen gefittet und aus den Fit-Parametern das Signal für eine unendliche Integrationszeit extrapoliert. Die Verstärkung berechnet sich aus dem Quotienten des Spannungsunterschiedes zwischen Anfang und extrapoliertem Ende der Rampe und der effektiven Vorspannung gemäß

$$W = \frac{\Delta U_{\text{aus}}}{U_{\text{eff. Bias}}} = \frac{U_{\text{aus}}(t=0) - U_{\text{aus}}(t=\infty)}{\text{BiasR} - \text{ZeroBias}} \quad (4.5)$$

Die Verstärkung des Integrators von Kanal 18 wurde zu $W \approx 700$ bestimmt, was weit unterhalb des spezifizierten Faktors von 1000 liegt. Da aufgrund des Herstellungsprozesses alle Integratoren sehr ähnlich sind, wird für alle Kanäle eine ähnliche Verstärkung erwartet.

Rauschen

Rauschmessungen wurden an den offenen Kanälen 1...17 der FEE durchgeführt. Die Stromrauschdichte i_N lässt sich mit Formel 2.21 aus der Standardabweichung (128 Rampen) berechnen. Für sehr kurze Integrationszeiten dominiert das Ausleserauschen des zur Datenerfassung eingesetzten Analog-Digital-Wandlers (Abb. 4.4 links). Außerdem sinkt die Stromrauschdichte mit steigender Integrationszeit (Abb. 4.4 rechts): Rampen mit einer längeren Integrationszeit besitzen niedrigeres Rauschen und somit ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Das gemessene Rauschen liegt für alle getesteten Ausleseschaltungen und spezifizierten Kombinationen aus Integrationszeit und -kapazität über den geforderten $7 \cdot 10^{-17}$ A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (Abb. 4.4 rechts; horizontale Linie).

Das hohe Rauschen kann auf Störungen in der analogen Versorgung V_{DDA} und Stromrückführung V_{SS} zurückgeführt werden, welche auf den Integrator übertragen werden. Außerdem sind Rückkopplungen von der Ausgangsstufe zum Integrator möglich, da eine Verschiebung der Ladungsträger auf dem (sonst neutralen) Substrat der Ausleseschaltung Spannungen erzeugen kann, welche in den Integrator ein-koppeln können. Die Ursache des unterschiedlichen Stromrauschens der einzelnen Kanäle kann an der fertigungsbedingten Streuung liegen.

Elektrisches Übersprechen

Durch kapazitive Ankopplung kann es zu einer messbaren Beeinflussung, dem sogenannten Übersprechen (XT für engl. crosstalk), zwischen benachbarten Kanälen kommen. Das Übersprechen ist durch

$$XT[\%] = \frac{\text{Signalvariation eines offenen Kanals}}{\text{Signalvariation von Kanal 18}} \cdot 100 \% = \frac{S_{i,\text{hoch}} - S_{i,\text{klein}}}{S_{18,\text{hoch}} - S_{18,\text{klein}}} \cdot 100 \% \quad (4.6)$$

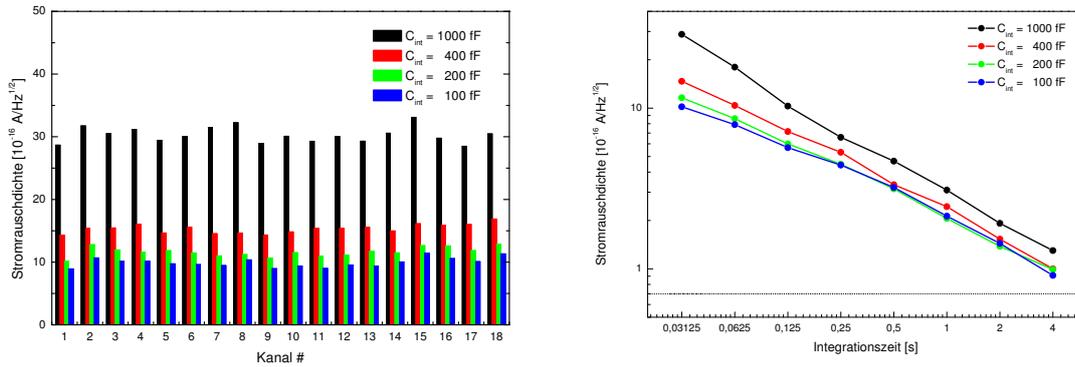


Abbildung 4.4 Links: Stromrauschdichte für alle Kanäle und alle Integrationskapazitäten einer typischen FEE bei einer Integrationszeit von $t_{\text{int}} = 1/32$ s. Rechts: Über alle Kanäle gemittelte Stromrauschdichte in Abhängigkeit der Integrationszeit. Alle Werte liegen oberhalb des spezifizierten Wertes von $7 \cdot 10^{-17}$ A/√Hz (horizontale Linie; nähere Erklärung siehe Text).

gegeben. Das Signal S_{18} im Testkanal wird wieder mittels hohem und niedrigem BiasR-Wert variiert und die Signalveränderungen werden in den angrenzenden Kanälen S_i gemessen. Das Übersprechen zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Integrationskapazität: je kleiner die Integrationskapazität ist, desto größer fällt das Übersprechen auf die benachbarten Kanäle aus. Bei der kleinsten Integrationskapazität dehnt es sich sogar über mehrere Kanäle aus. Das maximale Übersprechen liegt mit weniger als 0.5 % unter den spezifizierten 2 %.

Eingangsleckströme

Für jeden Kanal wurden die Eingangsleckströme durch lineare Regression an die Rampen mit $t_{\text{int}} = 4$ s bestimmt. Die Leckströme sind für alle Kanäle und Kapazitäten nahezu konstant und etwa eine Größenordnung kleiner als es gefordert wird.

Verlustleistung

Die Verlustleistung ist eine zentrale Größe, da jede Detektorzeile eine eigene CRE besitzt. Nur vier der Versorgungsleitungen tragen bedeutende Ströme: die analoge Versorgung V_{DDA} , der Stromspiegel für den Verstärker V_{DDR} , die Versorgung der internen Steuerlogik V_{DDD} und die Stromrückführung V_{SS} . Alle anderen Ströme sind < 1 nA und somit für die Verlustleistung vernachlässigbar. Die Verlustleistung berechnet sich zu

$$P_{\text{DC}} = \sum V_{\text{supply}} \cdot I_{\text{supply}} \quad (4.7)$$

und die Leistung der Ausgangsstufe beträgt

$$P_{\text{out}} = (V_{\text{out}} - V_{\text{SS}}) \cdot I_{\text{out}} \quad (4.8)$$

Letztere ist vom Detektorstrom abhängig und nur während des Multiplexens aktiv, was bei maximaler Abtastfrequenz von 256 Hz etwa 2/3 der Zeit ausmacht. Eine reduzierte Abtastfrequenz führt einerseits zu einer geringeren Verlustleistung, andererseits jedoch zu einem höheren Rauschen. Die gemittelte Leistung der Ausgangsstufe aller getesteter FEEs beträgt $P_{\text{out}} \approx 36 \mu\text{W}$ und die Verlustleistung der DC-Versorgungsleitungen der CRE $P_{\text{DC}} \approx 61 \mu\text{W}$. Dies führt zu einer gesamten Verlustleistung von $P_{\text{tot}} \approx 97 \mu\text{W}$, welche unterhalb der spezifizierten $100 \mu\text{W}$ liegt. Eine Verlustleistung dieser Größe kann größtenteils über die thermische Ankopplung an das Heliumgas abgegeben werden. Dadurch wird eine Erwärmung der Ausleseschaltung sowie der eng benachbarten Detektoren vermieden, was die Lebensdauer von HERSCHEL reduzieren würde.

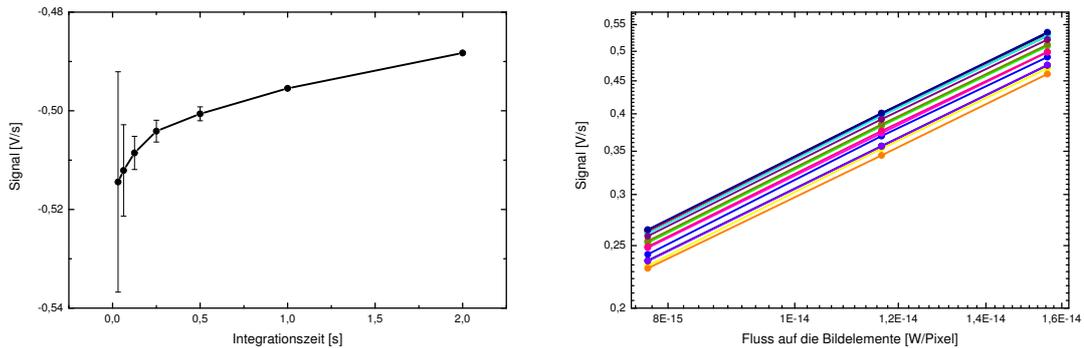


Abbildung 4.5 Links: Abhängigkeit des differentiellen Signals von der Integrationszeit. Rechts: Signallinearität mit dem IR-Fluss sieben zufällig herausgegriffener Einzeldetektoren über den gesamten dynamischen Bereich. Die Messwerte haben in der doppeltlogarithmischen Auftragung eine Steigung von 0.996 ± 0.008 , was gut mit dem von der Theorie vorhergesagten Wert 1 übereinstimmt.

Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Alle Anforderungen an die FEEs außer Stromrauschdichte und Verstärkung wurden erfüllt. Die FEEs mit höherem Ausleserauschen wurden in die HS-Detektormodule eingebaut, da diese aufgrund der höheren Signale nicht so empfindlich für Ausleserauschen sind wie die LS-Detektormodule.

4.2.3 Leistungsdaten der schwach gedrückten FM- und FS-Detektormodule

Überblick über die Messungen

Die Charakterisierung der LS-Photodetektoren wurde unter simulierten PACS-Operationsbedingungen und realistischem FIR-Untergrund ($\lambda = 60 \mu\text{m}$) durchgeführt. Sie beinhaltet Untersuchungen der photometrischen Leistungsfähigkeit wie Linearität des Ausgangssignals zum einstrahlten IR-Fluss, Stromempfindlichkeit, NEP, Quanteneffizienz, photoleitende Verstärkung, Grenzempfindlichkeit für astronomische Beobachtungen, sowie photometrische Stabilität und Reproduzierbarkeit, Dunkelstrom und seine Temperaturabhängigkeit. Bis zu sieben Detektorzeilen konnten parallel unter Kryovakuumbedingung vermessen werden. Die Variation der Betriebsparameter erfolgte gemäß Tab. 4.1. Bei den Messungen und Auswertungen wurden nur zeitlich stabile Endsignale zur Bestimmung der Leistungsparameter herangezogen. Die durchgeführten Messungen lassen sich in drei Klassen unterteilen:

- Statische Beobachtungen: Der Detektor wird einem konstanten IR-Fluss ausgesetzt.
- Differentielle Messungen: Beobachtungen mit verschiedenen Infrarotflüssen werden mittels externem oder internem Chopper ausgeführt. Dies eliminiert die systematischen Einflüsse von Dunkelstrom und möglichem Streulicht und erlaubt folglich die Bestimmung der NEP mithilfe des absoluten Flusses.
- Dunkelstrommessungen: Mithilfe der Dunkelposition im Filterrad werden Dunkelmessungen durchgeführt.

Parameter	Einheit	Bereich
U_{Bias}	[mV]	40 ... 300
t_{int}	[s]	1/32 ... 2
C_{int}	[fF]	140, 240, 450, 1090
T_{Det}	[K]	2.1 ... 4.3
ϕ_{IR}	[W Pixel ⁻¹]	$0.3 \dots 4.2 \cdot 10^{-14}$
Rampen		14 - 128

Tabelle 4.1 Verwendeter Parameterbereich während der Tests.

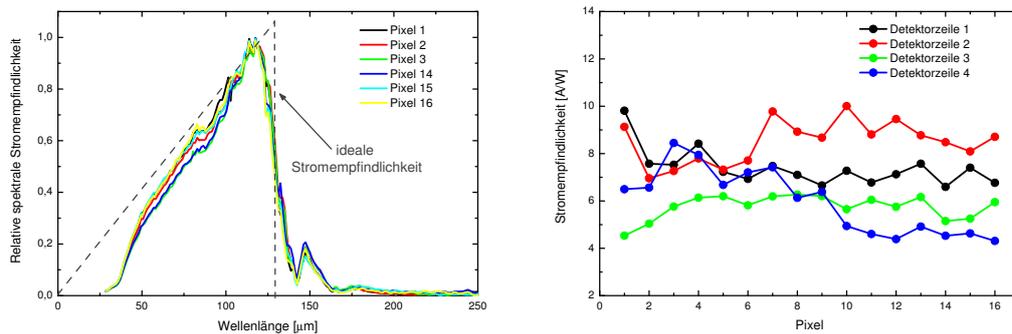


Abbildung 4.6 Links: Relative spektrale Stromempfindlichkeit von sechs schwach gedrückten Ge:Ga-Detektoren einer Detektorzeile von PACS (Vermessung mittels Fourier-Transform-Spektrometer und Bolometer als Referenzdetektor durch die Herstellerfirma ASTEQ). Rechts: Streuung der Stromempfindlichkeit von vier zufällig gewählten und gleichmäßig beleuchteten FM-Detektorzeilen.

Signal

Das dunkelstromkorrigierte differentielle Signal sinkt bei konstanter Vorspannung mit steigender Integrationszeit (Abb. 4.5 links), da bei längeren Integrationszeiten ein größerer Teil des dynamischen Bereichs der CRE ausgenutzt wird. Dies verursacht stärkeres Debiasing. Da sich das Signal aus der mittleren Steigung der Integrationsrampen errechnet, führen gekrümmte Rampen zu der beobachteten Verringerung der Signale. Gemäß der Theorie wächst das Signal linear mit dem einfallenden IR-Fluss (Abb. 4.5 rechts).

Stromempfindlichkeit

Stabilität und Reproduzierbarkeit: Zur Abschätzung der maximal erreichbaren (absoluten) Messgenauigkeit wurden in einem 72-stündigen Langzeittest die Stabilität und Reproduzierbarkeit der Signale bei konstanter IR-Beleuchtung und konstanten Betriebsbedingungen untersucht. Die Stromempfindlichkeit lässt sich mit einer Messgenauigkeit von $\Delta \mathfrak{R} < 1\%$ reproduzieren, was innerhalb der spezifizierten 2% liegt. Das gleiche Ergebnis lieferte ein unabhängiger Test an drei aufeinander folgenden Tagen eines Kühlzyklusses. Dabei wurden nach jedem Messtag die Testgeräte und Detektoren ausgeschaltet. Testaufbau und CRE ermöglichen somit reproduzierbare Messungen.

Relativer spektraler Verlauf und Homogenität: Die relativen spektralen Stromempfindlichkeiten der Detektoren einer Detektorzeile sind leicht verschieden (Abb. 4.6 links). Die absoluten Stromempfindlichkeiten variieren bei homogener IR-Beleuchtung der Detektorebene ($\lambda = 60 \mu\text{m}$) gemäß Abb. 4.6 rechts. Dies kann folgende Ursachen haben:

- Unterschiedliche mechanische Spannungen und Scherkräfte auf die einzelnen Ge:Ga-Kristalle
- Geringfügig unterschiedliche Photoleitungsverstärkungen und Quantenausbeuten der Detektoren, da die Ge:Ga-Kristalle von verschiedenen Bereichen eines großen Kristalls stammen, die leicht unterschiedliche Dotierungen besitzen können [Poglitich, 2003]
- Nicht exakt justierte Voroptiken, sodass die Absorption von IR-Photonen im Detektor geringer als bei optimaler Justierung ist
- Fertigungsbedingte Unterschiede in der Empfindlichkeit der CRE

Mittlere Stromempfindlichkeit: Die mittlere Stromempfindlichkeit für alle FM- und FS-Detektorzeilen beträgt bei optimalen Detektorparametern von $T_{Det} = 2.5 \text{ K}$ und $U_{Bias} \approx 200 \text{ mV}$ (FM) bzw. 140 mV (FS) (siehe nachfolgender Abschnitt) $\mathfrak{R}_{\text{mean,FM}} = (7.5 \pm 1.3) \text{ A W}^{-1}$ bzw. $\mathfrak{R}_{\text{mean,FS}} = (7.4 \pm 1.7) \text{ A W}^{-1}$. Für die Zusammenfassung der mittleren Stromempfindlichkeiten jedes Detektormoduls siehe Anhang A.

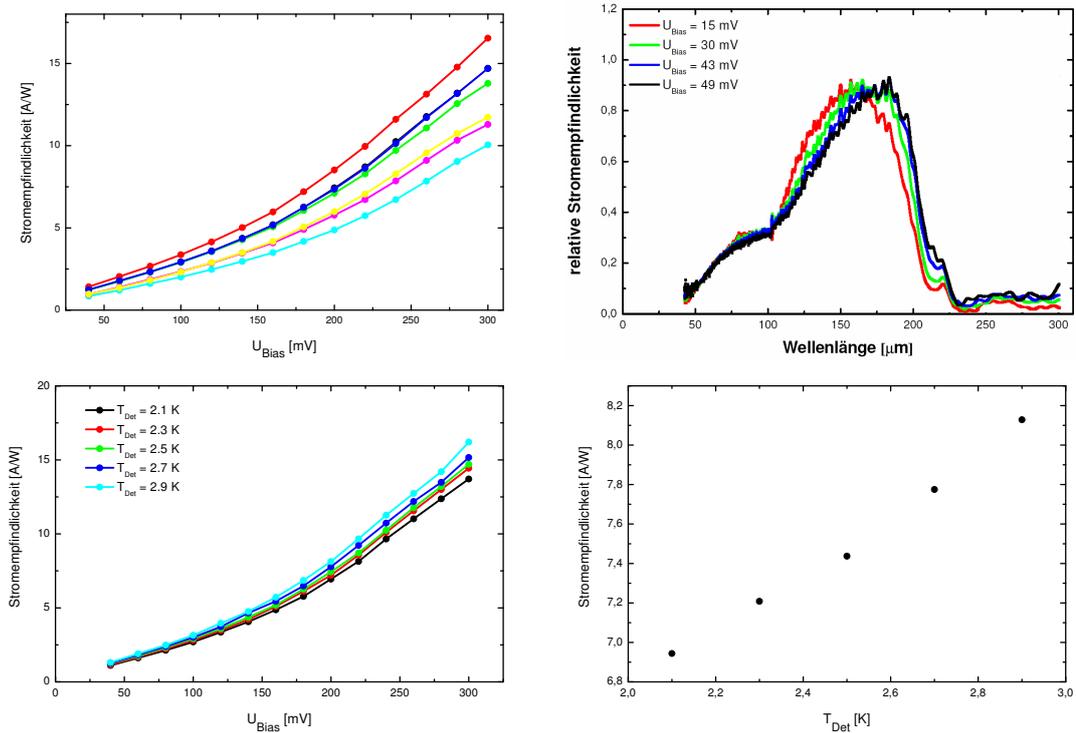


Abbildung 4.7 Oben links: Abhängigkeit der Stromempfindlichkeit sieben zufällig gewählter Pixel von der angelegten Vorspannung. Der nichtlineare Anstieg ist auf einsetzende Stoßionisation der freien Ladungsträger zurückzuführen. Oben rechts: Relative spektrale Stromempfindlichkeit eines stark gedrückten Detektormoduls für vier verschiedene Vorspannungen (aus Kraft [2001]). Bei höherer Vorspannung ist die Grenzwellenlänge höher. Unten: Abhängigkeit der Stromempfindlichkeit eines typischen Detektors von der Detektortemperatur in Abhängigkeit der Vorspannung (links) und bei $U_{\text{Bias}} = 200$ mV (rechts).

Von QM zu FM wurde die Fertigung der Komponenten und Detektormodule verbessert, sodass der Druck innerhalb der Detektorzeile und damit Grenzfrequenz und Stromempfindlichkeit der FM-Detektoren homogener als die der FS-Detektoren sind, die aus den QM-Detektormodulen hergestellt wurden (siehe Tab. A.1): Während über 80 % der FM-Detektorzeilen die Anforderungen an die Homogenität erfüllen, sind es bei den FS-Detektormodulen nur knapp 37 %. Die Inhomogenitäten können mittels Kalibrierung ausgeglichen werden, beeinflussen jedoch den effektiv nutzbaren dynamischen Bereich der Spektrometerkamera.

Einfluss von Vorspannung und Detektortemperatur: Die Stromempfindlichkeiten der Ge:Ga-Detektoren zeigen eine charakteristische Abhängigkeit von der Vorspannung (Abb. 4.7 oben links). Der Verlauf kann in zwei Abschnitte unterteilt werden. Für elektrische Felder < 0.7 V/cm² ($U_{\text{Bias}} < 100$ mV) steigt die Stromempfindlichkeit linear mit der Vorspannung gemäß $\mathfrak{R} \propto \eta\mu\tau U_{\text{Bias}}$ (siehe Formeln 2.15 und 2.10). Bei größeren Feldern ist der Wirkungsquerschnitt σ für die Rekombination eines Loches kleiner. Folglich steigt gemäß Gleichung 2.5 die mittlere Lebensdauer τ und dementsprechend gemäß $L_d = \tau \cdot E \cdot \mu$ die mittlere freie Weglänge der photonenangeregten Ladungsträger. Stoßionisation der freien Ladungsträger setzt ein und Detektorstrom und Stromempfindlichkeit steigen überproportional mit der Vorspannung an. Desweiteren ist bei höherer Vorspannung die Grenzwellenlänge erhöht (Abb. 4.7 oben rechts) und somit die Durchbruchspannung verringert. Die Stromempfindlichkeit steigt im Bereich $T_{\text{Det}} = 2.1$ – 2.7 K nahezu linear mit der Detektortemperatur (Abb. 4.7 unten).

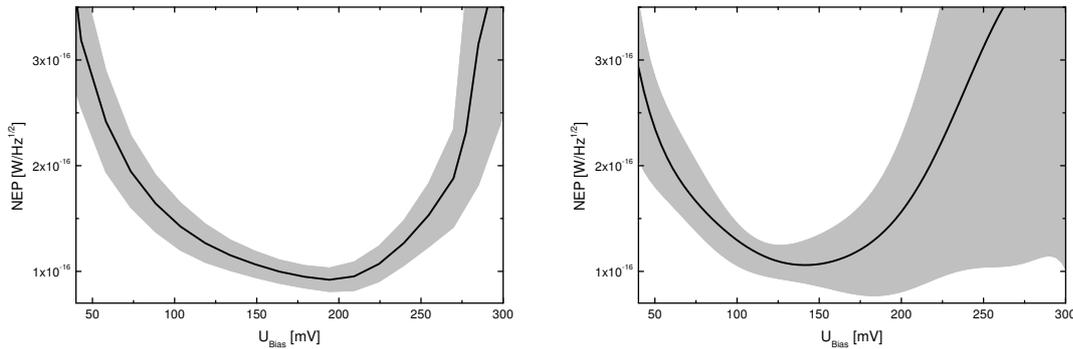


Abbildung 4.8 Mittlere NEP aller FM- (links) und FS-Detektoren (rechts) in Abhängigkeit der Vorspannung. Das Minimum der Kurve stellt den optimalen Betriebspunkt für die FM- bzw. FS-Detektoren dar ($T_{\text{Det}} = 2.5$ K). Der schattierte Bereich illustriert die Streuung der Ergebnisse aller Detektoren.

NEP und Optimierung der Betriebsparameter

Die NEPs der FM- und FS-Detektoren in Abhängigkeit der Vorspannung besitzen einen charakteristischen Verlauf mit Minimum (Abb. 4.8). Dies resultiert daraus, dass der Signalstrom mit wachsender Vorspannung schneller als das Signalrauschen wächst. Die NEP sinkt infolgedessen. Nach Einsetzen der Stoßionisation wächst das Rauschen infolge des lawinenartigen Anstiegs der Ladungsträger überproportional und die NEP steigt wieder an. Die minimale mittlere NEP und somit größte Empfindlichkeit der schwach gedrückten Ge:Ga-Detektoren wird beim Betrieb mit folgenden optimalen Detektorparametern erreicht: $U_{\text{Bias}} = 193$ mV (FM) bzw. $U_{\text{Bias}} = 141$ mV (FS), $T_{\text{Det}} = 2.5$ K, $C_{\text{int}} = 140$ fF und $t_{\text{int}} \geq 1/4$ s (Abb. 4.9).

Mit diesen Einstellungen werden mittlere NEPs von $NEP_{\text{mean,FM}} = (1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-16}$ W Hz $^{-1/2}$ bzw. $NEP_{\text{mean,FS}} = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-16}$ W Hz $^{-1/2}$ erreicht (siehe Anhang A für die Zusammenfassung der mittleren NEPs jedes Detektormoduls). Die NEPs sind dabei durch die CRE und nicht durch das Photonenrauschen limitiert.

Fehlerabschätzung von Stromempfindlichkeit und NEP

Der absolute Fehler der Stromempfindlichkeit und NEP wird hauptsächlich durch die Unsicherheit im einfallenden IR-Fluss verursacht. Diese wurde in Kapitel 3.3.3 aus Strahlgeometrie und im Strahl stehenden optischen Komponenten auf etwa 30 – 40 % abgeschätzt.

Dunkelstrom

Der mittlere Dunkelstrom der FM- bzw. FS-Detektoren für $T_{\text{Det}} = 2.5$ K und $U_{\text{Bias}} = 200$ mV (FM) bzw. 140 mV (FS) beträgt 7839 ± 5807 e $^{-}$ s $^{-1}$ bzw. 2323 ± 1399 e $^{-}$ s $^{-1}$ (siehe Anhang A für die Zusammenfassung der mittleren Dunkelströme jedes Detektormoduls). Dies liegt weit unter dem für PACS spezifizierten Dunkelstrom von 50 000 e $^{-}$ s $^{-1}$. Anforderungen an die Homogenität der Dunkelströme innerhalb eines Detektormoduls sind nicht gestellt. Bei $T_{\text{Det}} = 2.1 - 2.7$ K und Vorspannungen bis zu $U_{\text{Bias}} \sim 250$ mV ist der Dunkelstrom nahezu konstant, da die thermische Anregung von Ladungsträgern gering ist. Für $T_{\text{Det}} > 2.7$ K steigt er gemäß Formel 2.7 exponentiell mit der Detektortemperatur an (Abb. 4.10 links).

Grenzeempfindlichkeit

Die Detektoren sind durch das Stromrauschen der kalten Ausleseschaltung begrenzt, weshalb die gemessene NEP_{tot} größer als die berechnete $NEP_{\text{BLIP}} = 2.8 \cdot 10^{-17}$ W Hz $^{-1/2}$ ist. Bei kleinen Flüssen ist $NEP_{\text{tot}} \approx NEP_{\text{RLIP}}$. Das flussunabhängige, konstante Verstärker- und Ausleserauschen der CRE lässt sich aus dem gemessenen Rauschen während einer Dunkelstrommessung gemäß Gleichung 2.25 mit $N_{\text{RLIP}} = N_{\text{dunkel}}$ abschätzen. Mit der Stromempfindlichkeit von 7.5 A W $^{-1}$, einem Dunkelstromrauschen von 1100 e $^{-}$ s $^{-1}$ und einer Integrationszeit von $t_{\text{int}} = 1$ s erhält man eine spektrale Grenzeempfindlichkeit der Detektoren für astronomische Beobachtungen von $N_{\text{RLIP}} = 3 \cdot 10^{-17}$ W Hz $^{-1/2}$.

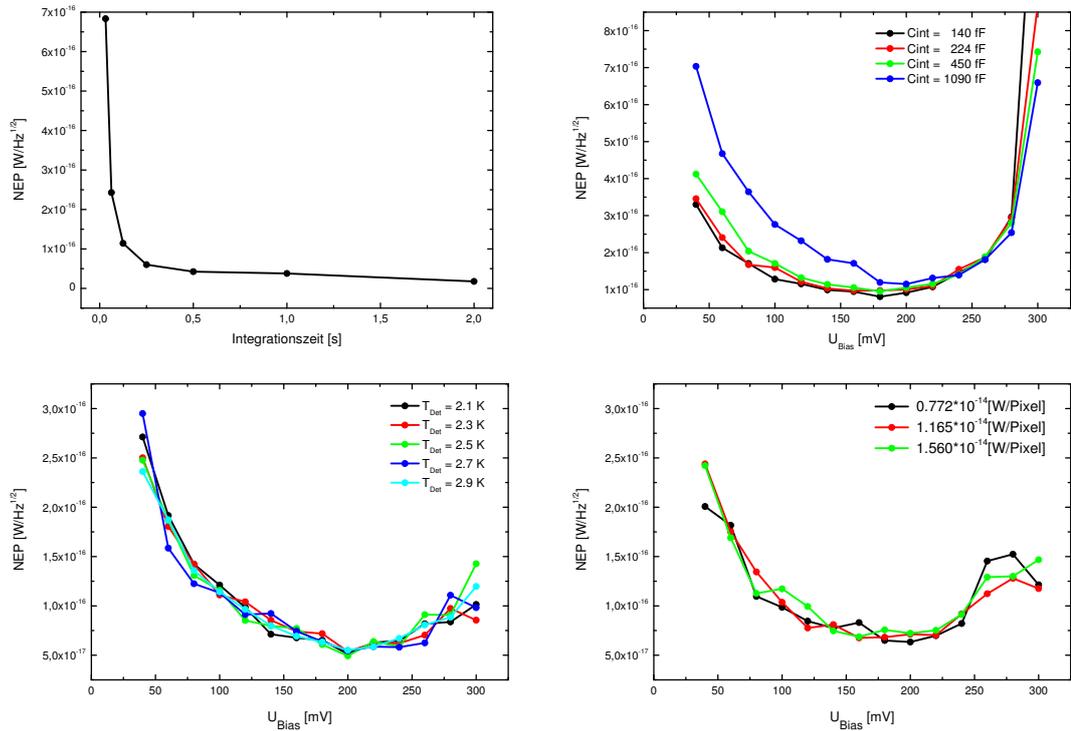


Abbildung 4.9 Abhängigkeit der NEP von der Vorspannung bei unterschiedlichen Integrationszeiten, verschiedenen Integrationskapazitäten, Detektortemperaturen und IR-Flüssen (von oben links nach unten rechts). Das Minimum der Kurve stellt jeweils den optimalen Betriebspunkt dar. Die kleinste NEP wird bei $U_{\text{Bias}} = 193$ mV (FM) bzw. $U_{\text{Bias}} = 141$ mV (FS), $T_{\text{Det}} = 2.5$ K, $C_{\text{int}} = 140$ fF und $t_{\text{int}} \geq 1/4$ s erreicht. Für $t_{\text{int}} < 1/4$ s steigt die NEP infolge des Resets stark an, was bei längeren Integrationszeiten an Einfluss verliert. Es ist keine signifikante Abhängigkeit der NEP vom IR-Hintergrundfluss zu erkennen.

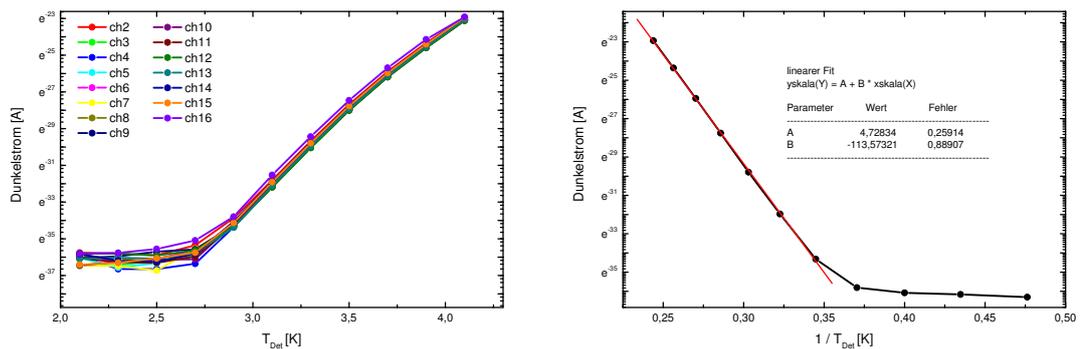


Abbildung 4.10 Links: Typische Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Detektortemperatur für die 16 Detektoren eines Detektormoduls. Während bei Temperaturen $T_{\text{Det}} \leq 2.7$ K die thermische Anregung und Photogeneration von Ladungsträgern gering und nahezu konstant ist, erzeugen die extrinsischen Ladungsträger bei $T_{\text{Det}} > 2.7$ K einen hohen Dunkelstrom. Rechts: Bestimmung der Bandlücke mithilfe der theoretischen Abhängigkeit 4.9 (rot).

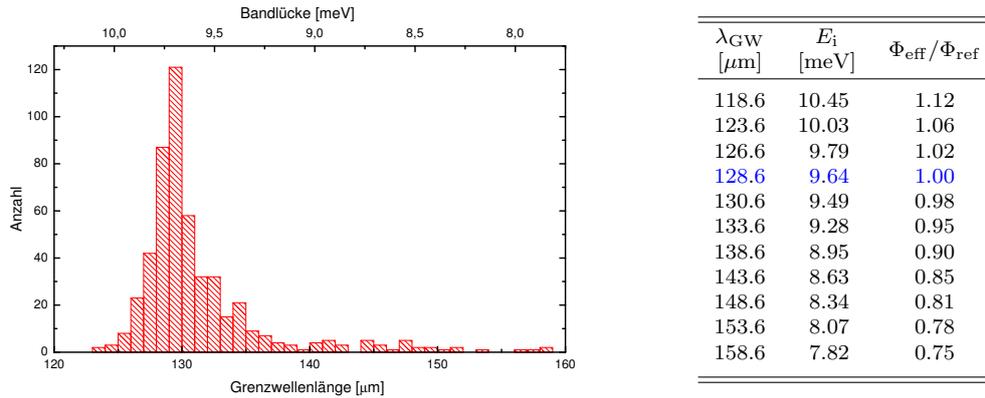


Abbildung 4.11 Links: Verteilung der Bandlücken bzw. Grenzwellenlängen aller Ge:Ga-Detektoren der FS-Kamera. Rechts: Einfluss leicht veränderter spektraler Transmission aufgrund unterschiedlicher Bandlücken und Grenzwellenlängen auf den effektiven Fluss. Als Referenzfluss wird der Fluss bei der nominellen PACS-Grenzwellenlänge von $\lambda_{\text{GW}} = 128.6 \mu\text{m}$ (blau gekennzeichnet) angenommen.

Bandlücke und Grenzwellenlänge

Infolge der Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms von

$$\ln(I_{\text{DC}}) \propto -E_i/kT_{\text{Det}} \quad , \quad (4.9)$$

die sich aus Beziehung 2.7 ergibt, kann - wenn man den Dunkelstrom logarithmisch über $1/T_{\text{Det}}$ aufträgt - die extrinsische Bandlücke E_i aus der Steigung $m = -E_i/kT_{\text{Det}}$ berechnet werden (siehe Abb. 4.10 rechts). Die Bandlücken der Detektoren variieren aufgrund leicht unterschiedlicher Dotierkonzentrationen bzw. mechanischer Drücke zwischen $7.0 \dots 10.33 \text{ meV}$ und somit die Grenzwellenlängen zwischen $177 \dots 120 \mu\text{m}$ (Abb. 4.11 links; siehe Anhang A für die Zusammenfassung der mittleren Bandlücken jedes Detektormoduls). Dies wirkt sich auf die maximale Stromempfindlichkeit und den effektiven Fluss auf die Ge:Ga-Detektoren aus. Die Variation des effektiven Flusses aufgrund der unterschiedlichen Transmission der Detektoren ist für verschiedene Grenzwellenlängen in Abb. 4.11 rechts zusammengefasst. Für die Berechnung der Stromempfindlichkeiten wurde dagegen angenommen, dass alle Detektoren die gleiche Grenzwellenlänge und Bandlücke besitzen und somit identische effektive Flüsse einfallen.

Quanteneffizienz und Photoleitungsverstärkung

Die NEP ist durch einen konstanten Beitrag der CRE (RLIP-NEP) und durch eine Komponente proportional zum Photonenhintergrundrauschen (BLIP-NEP) gegeben. Diese Proportionalität kann durch die scheinbare Quanteneffizienz $\eta(\lambda)$ gemäß Gleichung 2.24 beschrieben werden. Aufgrund des hohen Ausleserausens der schwach gedrückten Detektoren kann die Quanteneffizienz jedoch nicht bestimmt werden. Infolgedessen kann auch die Photoleitungsverstärkung nicht mittels Gleichung 2.15 und der gemessenen Stromempfindlichkeit berechnet werden.

4.3 Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie

Für eine angelegte Vorspannung von $U_{\text{Bias}} = 200 \text{ mV}$ (LS) und eine zentrale Wellenlänge von $\lambda = 60 \mu\text{m}$ berechnet sich die Photoleitungsverstärkung mittels Formel 2.10 auf $G = 0.6$ und die Stromempfindlichkeit mittels Gleichung 2.15 und $\eta = 0.26$ (Ergebnis der HS-Modultests am MPE [Poglitsch, 2006]) auf $\mathfrak{R} = 7.54 \text{ A W}^{-1}$. Die berechnete Stromempfindlichkeit stimmt gut mit den gemessenen Werten überein. Die effektive Quanteneffizienz ist definiert als $\eta_{\text{eff}} = \eta \cdot G$ und beläuft sich auf 0.16. Mit dem Untergrundfluss von $1.54 \cdot 10^{-14} \text{ W Pixel}^{-1}$ bei $\lambda = 60 \mu\text{m}$ und Formel 2.24 beträgt die berechnete $\text{NEP}_{\text{BLIP}} 2.8 \cdot 10^{-17} \text{ W Hz}^{-1/2}$.

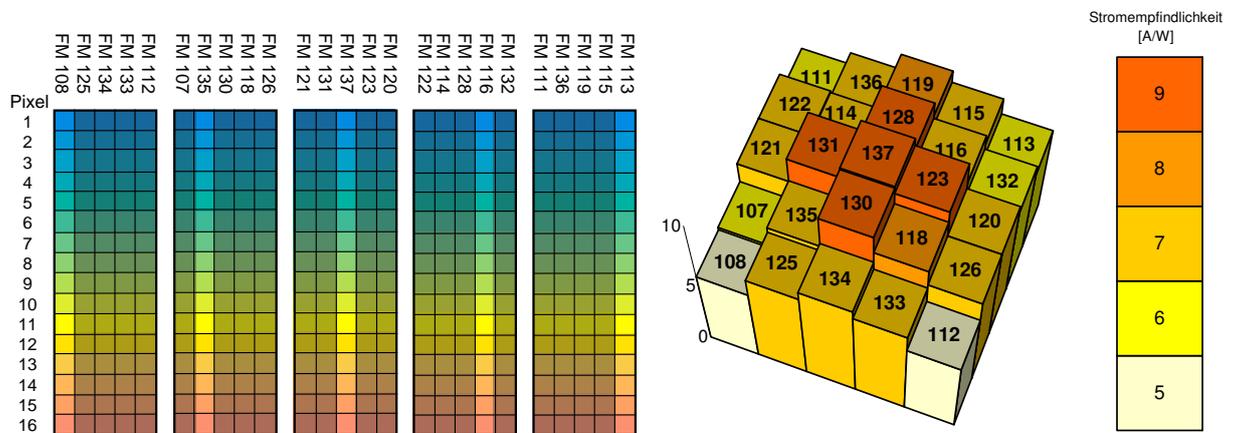


Abbildung 4.12 Links: Gewählte Anordnung der Module innerhalb der FM-Spektrometerkamera von PACS gemäß Abb. 1.5. Rechts: Zuordnung der räumlichen Bildelemente zu den Detektormodulen der FM-Spektrometerkamera mit Modulnummerbezeichnung. Die mittleren Stromempfindlichkeiten jedes Detektormoduls sind durch Farbe und Höhe dargestellt. Die Module mit der größten mittleren Stromempfindlichkeit bilden die zentralen räumlichen Bildelemente ab.

4.4 Verifizierung im vollständigen PACS-Instrument

Nach dem Einbau der Ge:Ga-Detektorzeilen in das Gehäuse der PACS-Spektrometerkamera und der Integration der Kameras in das Gesamtinstrument wurden kalte Schütteltests durchgeführt. Es folgte eine Verifizierung und Charakterisierung des Detektorverhaltens auf Instrumentenebene (ILT für engl. Instrument Level Tests) in der Kalibrierungsanlage des MPE. Der Kryostat mit Zusatzoptiken (OGSE für engl. Optical Ground Support Equipment) simuliert die optische und kryogene Umgebung im HERSCHEL-Satelliten und ermöglicht die photometrische und spektrale Kalibrierung der Kameras.

4.4.1 Anordnung der Detektormodule

Die Anordnung der Ge:Ga-Detektorzeilen im PACS-Flug- bzw. Flugersatzmodell wurde basierend auf den Ergebnissen der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Detektorcharakterisierung vorgenommen: Die Detektormodule mit der größten mittleren Stromempfindlichkeit bilden die zentralen räumlichen Bildelemente (Abb. 4.12).

4.4.2 Charakterisierung

Innerhalb von drei Testzyklen wurden die

- photometrische (relative spektrale Antwortfunktion und absolute Flusskalibrierung),
- spektrale (Wellenlängeneichung und spektrale Auflösung / Linienprofile) und
- räumliche (Punktverbreiterungsfunktion, Orientierung, Verzerrungen)

Kalibrierung der Spektrometerkameras durchgeführt. Vier Kalibrierungsquellen standen dafür zur Verfügung: (1) OGSE Schwarzkörperstrahler für Kontinuumsemission, (2) Wasserdampfzellen zur Wellenlängeneichung, (3) ein FIR-Methanol-Laser (monochromatisch) zur punktuellen Verifizierung der Wellenlängenenkalibrierung und Untersuchung der wellenlängenabhängigen Linienprofile und (4) ein externer

	Einheit	Modulebene	Instrumentenebene	Spezifikation
U_{Bias}	mV	193	139 - 199	40-300
T_{Det}	K	2.5	2.1 - 2.9	1.8-3.5
t_{int}	s	$\geq 1/4$	1/2	
C_{int}	fF	140	140	
mittlere \Re	$[\text{A W}^{-1}]$	7.5 ± 1.3	11.45	> 3
mittlere NEP	$[10^{-16} \text{W Hz}^{-1/2}]$	1.0 ± 0.2	0.21	0.2
mittlere DC	$[\text{e}^- \text{s}^{-1}]$	7839 ± 5807	1595 ± 605	$5 \cdot 10^4$

Tabelle 4.2 Gegenüberstellung der Ergebnisse der Detektorcharakterisierung der LS-Detektormodule auf Instrumenten- mit denen auf Modulebene [Schreiber et al., 2007a,b] sowie den Spezifikationen [Katterloher et al., 2002]. Die optimalen Betriebsparameter stimmen sehr gut miteinander überein. Für die Erklärung der Diskrepanzen bei mittlerer Stromempfindlichkeit, NEP und Dunkelstrom siehe Text.

schwarzer Strahler mit vorgesetzten Lochblenden auf einem x-y-Messtisch zur Simulation der Abtastung von Punktquellen.

In Tab. 4.2 sind die Ergebnisse der ILT-Tests denen auf Modulebene sowie den Spezifikationen gegenübergestellt. Die optimalen Betriebsparameter stimmen sehr gut miteinander überein. Die mittlere Stromempfindlichkeit, NEP und Dunkelstrom sind jedoch sehr verschieden, da während der ILT eine größere Unsicherheit in der Bestimmung der absoluten Flüsse auf die Detektoren bestand: für die Leistung auf ein Pixel wurde die Leistung am Eingang von PACS verwendet, da die tatsächlich am Detektor ankommende Leistung aufgrund der PACS-Systemtransmission (Filter, Spiegel, etc.) sowie der optischen Justierfehler (Vignetting, Bildzerleger-Effekte) nicht genau genug bekannt war. Die NEP stellt folglich die System-NEP und nicht die Detektor-NEP dar.

4.5 Schlussfolgerungen

Die Unsicherheit der Kalibrierung auf Modulebene beträgt 30 – 40% (systematischer Fehler). Dies ist ausreichend, um die Detektoren zu charakterisieren und die besten Betriebsparameter unter idealisiertem statischen Verhalten zu bestimmen (siehe Tab. 4.2).

Da das Teleskop nicht in die Bodeneichung mit einbezogen wurde, ist eine exakte absolute photometrische Eichung der Detektoren am Boden nicht möglich.

5 Laboruntersuchungen der Transienten im Detektorsignal

Teile dieses Kapitels sind bei SPIE veröffentlicht worden:
J. Stegmaier, S. M. Birkmann, U. Grözinger, N. Haegel, D. Lemke, O. Krause (Vol. 6678, 2007)

Nach einer schnellen Änderung der Beleuchtungsintensität können sehr langsame Veränderungen in den Ausgangsströmen von extrinsischen Detektoren beobachtet werden [Williams, 1969]. Unter sehr niedrigen IR-Untergrundflüssen liegen die charakteristischen Zeitkonstanten dieser sogenannten Transienten in der Größenordnung von Minuten oder sogar Stunden und sind somit viel größer als die Lebensdauer der freien Ladungsträger: z.B. war das Verhalten aller Photodetektoren des vollständig heliumgekühlten ISO-Satelliten durch Transienten mit Zeitkonstanten von bis zu einigen Stunden gestört. Infolge dieser sehr langen Zeitkonstanten kann in einer angemessenen Beobachtungszeit kein stationärer Zustand erreicht werden.

Ausführliche physikalische und empirische Modellierungen der transienten Antwort der Ge:Ga-Photoleiter haben zu einem quantitativen Verständnis der zeitabhängigen Phänomene geführt [Haegel et al., 1993]. Die nichtlineare Antwort der Detektoren konnte mittels physikalischer und empirischer Modelle korrigiert werden (Fouks-Schubert Modell [Schubert et al., 1995]).

Das transiente Verhalten der schwach gedrückten extrinsischen Ge:Ga-Photoleiter von PACS infolge von kleinen IR-Flusswechseln bei unterschiedlichen IR-Untergrundflüssen, Detektortemperaturen und Vorspannungen wird im Folgenden näher analysiert. Die experimentellen Untersuchungen werden von numerischen Rechnungen begleitet.

5.1 Theorie des Übergangsverhaltens bei Flusswechsel

Dynamische Prozesse - wie das Verhalten der Detektoren nach einem Flusswechsel - gehen mit der zeitlichen und räumlichen Variation der Löcherkonzentration sowie des elektrischen Feldes einher. Der am Kontakt gemessene Detektorstrom besitzt verschiedene Komponenten (siehe Abb. 5.1).

5.1.1 Schnelle Antwort

Eine stufenförmige Erhöhung des einfallenden Photonenfusses erhöht die Löcherkonzentration im Halbleiter, jedoch nicht in dem Maße, wie die Höhe des Flusswechsels suggeriert, da Löcher rekombinieren und aus dem Detektor diffundieren. Ein analytisches Modell für die anfängliche, sogenannte schnelle Antwort wurde von N. Haegel etabliert [Haegel et al., 2001a]. Die charakteristische transiente Zeit ist durch

$$\tau_{\text{trans}} = \tau_{\text{D}} G \quad (5.1)$$

gegeben mit der dielektrischen Relaxationszeit $\tau_{\text{D}} = \rho \epsilon \epsilon_0$. ρ ist der spezifische Widerstand, der für einen p-Typ-Photoleiter $\rho = \frac{1}{pe\mu}$ beträgt, und $\epsilon \epsilon_0$ die Dielektrizitätskonstante ($\epsilon = 16$ für Germanium). Die Konzentration der freien Löcher p berechnet sich gemäß $p = I_{\text{ph}} \cdot \frac{1}{h\nu} \cdot \tau \cdot \frac{1}{V_{\text{Det}}}$ mit der absorbierten

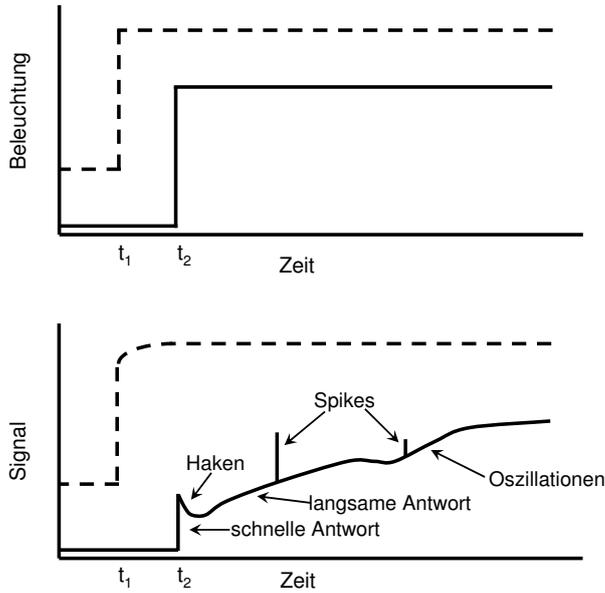


Abbildung 5.1 Übergangverhalten eines Photoleiters (untere Abbildung) auf eine stufenförmige Veränderung des Photonennflusses (obere Abbildung). Bei moderatem Photonennfluss folgt der Detektor dem Signal nahezu unmittelbar (gestrichelte Linie). Bei geringem Untergrund kann das Antwortsignal in verschiedene Komponenten, wie eine schnelle und langsame Komponente mit eindeutigen Zeitkonstanten oder Oszillationsverhalten beim Anpassen an Bedingungen mit geringer Dämpfung, aufgeteilt werden (durchgezogene Linie; Abbildung nach Riecke [2002]).

Leistung I_{ph} und dem Detektorvolumen V_{Det} . Kombiniert man diese Gleichungen mit der Photoleitungsverstärkung (Formel 2.10), ergibt sich die charakteristische transiente Zeit τ_{trans} zu

$$\tau_{\text{trans}} = \frac{\epsilon\epsilon_0 h c}{e} \cdot \frac{1}{I_{\text{ph}} \cdot \lambda} \cdot \frac{E}{L_c} \cdot V_{\text{Det}} \cong 1.75 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{1}{I_{\text{ph}} \cdot \lambda} \cdot \frac{U_{\text{Bias}}}{L_c^2} \cdot V_{\text{Det}} \quad [\text{s}] \quad (5.2)$$

mit I_{ph} in $[\text{W Pixel}^{-1}]$, λ in $[\text{m}]$, E in $[\text{V cm}^{-1}]$, L_c in $[\text{cm}]$ und V_{Det} in $[\text{cm}^3]$. Sie ist somit invers proportional zum einfallenden Photonennfluss, unabhängig von den Materialparametern μ und τ und für verhältnismäßig dünne Detektoren, hohe elektrische Felder und unter niedrigem Photonennfluss am größten.

Die schnelle Antwort des Signals kann zur Kalibrierung herangezogen werden, da sie - wie Labortests und Simulationen von Haegel [2007] zeigten - aufgrund der kürzeren Stabilisierungszeit ein besseres photometrisches Verhalten als die langsame Komponente besitzt.

5.1.2 Langsame Komponente

Die langsame Zeitkonstante wird durch die Anpassung der kontaktnahen Raumladungszone bestimmt: Bei einem IR-Signalsprung werden die erzeugten freien Ladungsträger unter dem äußeren Feld ausgeschwemmt und am Kontakt absorbiert. Nahe der Anode bleiben im Bereich der freien Driftlänge der Löcher L_d ionisierte Akzeptoratome N_A^- zurück, die ein zusätzliches inneres Feld erzeugen. Ladungsträger driften und diffundieren infolgedessen in die Kontaktregion und rekombinieren dort. Innerhalb der dielektrischen Relaxationszeit τ_D erfolgt die Anpassung der Raumladung des Detektors: Das entstandene elektrische Feld wirkt der Diffusion und dem Hinausschwemmen von Löchern entgegen. Es stellt sich ein neues Gleichgewicht ein [Williams, 1967, 1969].

Der Anteil der langsamen Komponente (SF für engl. Slow Fraction) ist durch

$$SF = G \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{G}\right)\right) \quad (5.3)$$

mit der photoleitenden Verstärkung G (siehe Abb. 5.2 links) gegeben und hängt im Gegensatz zur schnellen Komponente von μ und τ ab. Er variiert zwischen 0 und 1 und ist unabhängig vom Unter-

grundfluss und der Größe der Zu- oder Abnahme des Photonenflusses [Suris und Fouks, 1979; Vinokurov und Fouks, 1991; Fouks, 1993].

5.1.3 Haken-Anomalie

Überschwinger, auch Haken-Anomalie (engl. hook; siehe Abb. 5.1 unten) genannt, resultieren aus einer inhomogenen Beleuchtung nahe des injizierenden bzw. nicht-injizierenden Kontakts in transversalen Detektoren [Haegel et al., 2001b]. Die Kontakte können das Detektorvolumen abschatten, wodurch diese Regionen nur schlecht von Photonen erreicht werden können. Bei stärker werdender Beleuchtung sinkt der Widerstand des übrigen Detektorvolumens und eine hochohmige Zone verbleibt nahe den Kontakten. Die Anpassung an einen neuen Gleichgewichtszustand erfolgt mit der dielektrischen Relaxationszeit der hochohmigen Schicht. Aus diesem Grunde sinkt nach der anfänglichen schnellen Antwort die photoleitende Verstärkung des Detektors. Die Signalantwort sinkt und stellt sich nur langsam wieder her [Rieke, 2002].

5.1.4 Einfluss des Photonenuntergrundflusses

Der Photonenuntergrundfluss beeinflusst die charakteristische Zeit der transienten Antwort grundlegend: Bei hohen Untergrundflüssen verringert die Konzentration der freien Ladungsträger die dielektrische Relaxationszeitkonstante. Folglich passt sich ein Photoleiter einem neuen Beleuchtungsniveau schneller an (Abb. 5.1 unten, gestrichelte Linie). Bei verhältnismäßig schnellen Transienten ist es schwierig, experimentell die schnelle und langsame Komponente voneinander zu trennen.

Bei geringem Untergrund erfolgt die Anpassung an das neue Gleichgewichtsniveau in mehreren Schritten, welche mit unterschiedlichen Zeitkonstanten verbunden sind (Abb. 5.1 unten, durchgezogene Linie). Die photometrische Kalibrierung der Daten stellt in diesem Fall eine große Herausforderung dar [Engelbracht et al., 2000].

5.1.5 Modellierungen der Transienten

Numerische Modellierungen des Übergangsverhaltens bei Flusswechseln erlauben sowohl eine räumliche als auch eine zeitliche Visualisierung der Neuordnung der Raumladungsverteilung und der elektrischen Felder nahe der ohmschen Kontakte der Photoleiter [Suris und Fouks, 1979; Haegel und White, 1989; Vinokurov und Fouks, 1991; Fouks, 1993]. Mithilfe der Modelle ist eine Korrektur der Transienten möglich (z.B. Haegel et al. [1996]) und es kann ein gutes photometrisches Verhalten erreicht werden (z.B. Church et al. [1996]).

5.2 Theoretische Abschätzungen für die PACS-Photoleiter

Die abgeschätzte transiente Zeit der Ge:Ga-Detektoren als Funktion der Vorspannung ist in Abb. 5.2 rechts illustriert. Vergleicht man dieses Ergebnis mit der Übergangszeit des Choppers (~ 20 ms) und den erwarteten Chopfrequenzen von $1 - 2$ Hz im PACS-Instrument, so wird das transiente Verhalten keinen bedeutenden Einfluss haben. Ein schwächerer Photonenuntergrund oder ungleichmäßige Beleuchtung insbesondere der Kontakte würden zu anderen Resultaten führen. Da die integrierenden Hohlkegel der PACS-Voroptik jedoch Multireflexionen des einfallenden Lichts verursachen, wird erwartet, dass die Beleuchtung längs des Detektors gleichmäßig ist. In diesem Fall sind transiente Effekte minimal und der Hakeneffekt vernachlässigbar.

Die photoleitende Verstärkung G kann aus der Stromempfindlichkeit $\mathfrak{R}_{\text{peak}}$ gemäß Formel 2.15 bestimmt werden. In Abb. 5.2 links ist der Anteil der langsamen Komponente als Funktion von G dargestellt. Für PACS beträgt die langsame Komponente $SF \approx 0.37$ ($U_{\text{Bias}} = 200$ mV).

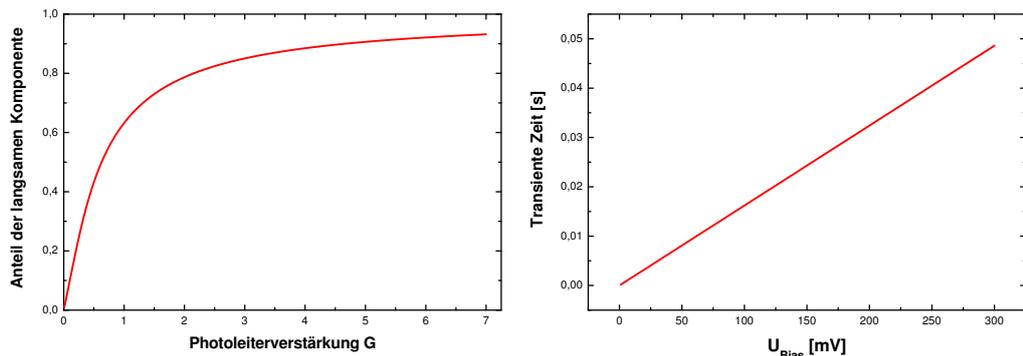


Abbildung 5.2 Links: Abschätzung der langsamen Komponente als Funktion der photoleitenden Verstärkung ($U_{\text{Bias}} = 200 \text{ mV}$). Rechts: Abschätzte transiente Zeit als Funktion der Vorspannung.

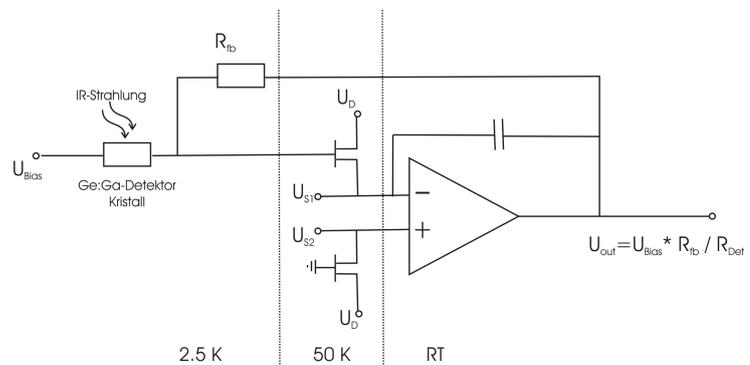
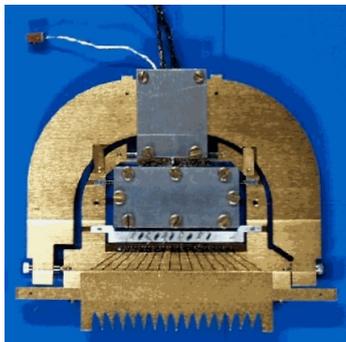


Abbildung 5.3 Schwach gedrucktes Detektormodul mit TIA-Ausleseschaltung (links) und vereinfachte schematische Abbildung des Schaltkreises mit geheizten Si-JFETs (50 – 70 K) und einem Rückkoppelwiderstand von $R_{\text{fb}} = 10 \text{ G}\Omega$ (rechts; nähere Erklärung siehe Text).

5.3 Testmodule und Testaufbau

Zur Untersuchung der Signaltransienten wurden Ge:Ga-Detektoren mit schneller Ausleseschaltung eingesetzt und zusätzliche schnelle Strahlungsquellen im Innern des Kryostaten installiert.

5.3.1 Ge:Ga-Detektoren mit TIA-Ausleseschaltung

Eine LS-Ge:Ga-Detektorzeile mit herkömmlichen Trans-Impedanz-Verstärkern (TIA für engl. Trans Impedance Amplifier), geheizten Si-JFETs (50 – 70 K) als Ausleseschaltung und einem Widerstand von $R_{\text{fb}} = 10 \text{ G}\Omega$ wird zur Untersuchung der Transienten verwendet (Abb. 5.3). Im Gegensatz zu den kapazitiven Transimpedanzverstärkern (siehe Kap. 2.1.3) folgen TIAs den Signaländerungen schneller. Der einfallende IR-Photonenfluss verursacht einen Signalstrom I_{Det} , der durch den TIA in eine Spannung $U_{\text{out}} = I_{\text{Det}} \cdot R_{\text{fb}}$ umgewandelt wird. Die JFETs verstärken die Detektorsignale und sind zusammen mit dem Operationsverstärker im Detektorgehäuse integriert. Somit können die hochohmigen Signalleitungen möglichst kurz gehalten werden. Ein lichtdichtes Gehäuse, das thermisch vom Detektorgehäuse entkoppelt ist, umgibt die vergleichbar warmen JFETs und schirmt die Detektoren vor der thermischen Strahlung ab. Der warme Teil der Elektronik versorgt die TIAs und stellt die Detektorvorspannung zur Verfügung. Die Ausgangssignale wurden mit einem Analog-Digital-Wandler sowie einem schnellen digitalen Oszilloskop aufgenommen. Die Zeitkonstante der Detektorelektronik ist im Bereich einiger Millisekunden.

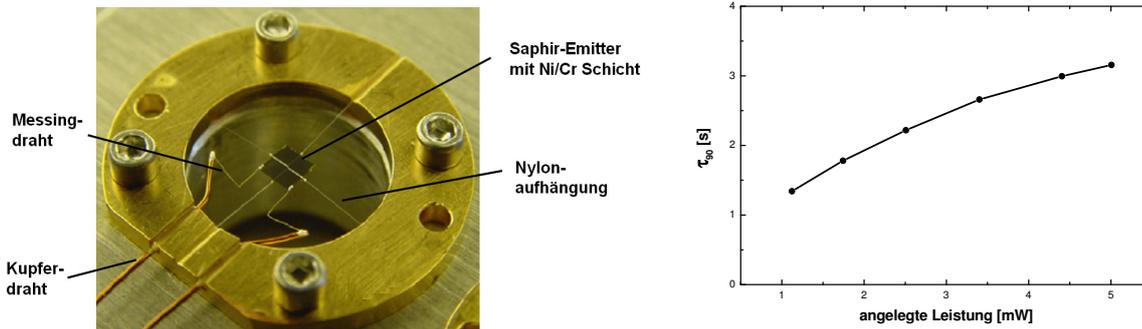


Abbildung 5.4 Links: IR-Strahler in seiner Halterung. Das $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ große Saphirsubstrat ist mit einer hochhohmigen Ni/Cr-Metallschicht beschichtet und wird zur thermischen Isolierung über dünne Nylonhalterungen im Innern eines Halterrahmens (LHe-Temperatur) fixiert [Pisano et al., 2005]. Der Strahler wird als inverses Bolometer betrieben: Über Messing- und Kupferleitungen wird der Metallfilm aufgeheizt, sodass der Flasher mit einem Emissionsvermögen von $\sim 50\%$ hohe IR-Flüsse emittiert. Rechts: Angelegte Leistung vs. Einschwingzeit (90 % des Signals) des IR-Strahlers. Da eine Flussänderung länger als eine Sekunde dauert, wird der Strahler nur als zusätzlich einstellbare Hintergrundquelle eingesetzt.

5.3.2 Quellen infraroter Strahlung und Zeitkonstanten

Zur Erzeugung schneller, möglichst stufenförmiger Änderungen im einfallenden Photonfluss verfügt der Teststand über folgende interne und externe Strahlungsquellen: (a) externer schwarzer Körper mit T_{BB} , (b) externer warmer Chopper mit T_{Raum} ($8 \cdot 10^{-15} \text{ W Pixel}^{-1}$ für Pos. 1), (c) interne Dunkelposition ($\sim 4 \text{ K}$) und (d) ein in der Pupillenebene montierter IR-Strahler (siehe Abb. 5.4), der im Folgenden als Flasher bezeichnet wird.

Mit dem Teststand ist es möglich, die Flüsse von Signal- und Untergrundphotonen unabhängig voneinander zu variieren. Er ermöglicht Infrarotflussänderungen zwischen zwei stabilen IR-Quellen unter Verwendung des internen (Übergangszeit $\tau_{\text{chop}_i} = 30 \text{ ms}$) oder externen Choppers ($\tau_{\text{chop}_e} = 7.6 \text{ ms} - 2.5 \text{ s}$).

5.3.3 PACS-Betriebsbedingungen und Parameterbereich

Die Messungen wurden unter simulierten PACS-Betriebsbedingungen durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur kleine stufenförmige Flussänderungen von $\leq 50\%$ vom Hintergrundphotonenfluss ($\Delta I_{\text{ph}} \approx 8 \cdot 10^{-15} \text{ W Pixel}^{-1}$) - wie bei PACS zu erwarten - untersucht. Die transiente Antwort wurde für $T_{\text{Det}} = 2.1 \dots 2.9 \text{ K}$, $U_{\text{Bias}} = 80 \dots 240 \text{ mV}$ sowie Untergrundflüsse bis $I_{\text{ph}} \approx 10^{-12} \text{ W Pixel}^{-1}$ untersucht.

5.4 Ergebnisse der Labormessungen

Die Signalantwort des Detektors auf stufenförmige Änderungen im einfallenden IR-Fluss ist durch die transiente Zeit des Detektors in Kombination mit dem Übergangsverhalten vom einen zum anderen IR-Fluss gegeben. Die hier ermittelten Transienten stellen somit eine obere Grenze für die tatsächliche transiente Zeit des Detektors dar.

Da die Änderung im Signal durch eine stufenförmige Flussänderung von etwa $\Delta I_{\text{ph}} \approx 8 \cdot 10^{-15} \text{ W Pixel}^{-1}$ in der Größenordnung von mV ist, musste das Rauschen durch Mittelung über mehr als 1000 IR-Flusswechsel und Anwendung eines Tiefpassfrequenzfilters (FFT) um mehrere Größenordnungen reduziert werden. Die Messunsicherheit beträgt $\pm 5\%$. Im Rahmen des Rauschens sind die Signale sehr gut reproduzierbar.

Unter repräsentativen PACS-Betriebsbedingungen mit Untergrundflüssen von $I_{\text{ph}} \approx 10^{-14} \text{ W Pixel}^{-1}$ und niedrigen IR-Flussänderungen von $\Delta I_{\text{ph}} \approx 8 \cdot 10^{-15} \text{ W Pixel}^{-1}$ stellt sich im Detektor der Gleichgewichtszustand innerhalb $< 0.1 \text{ s}$ ein. Dieses Resultat steht in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Abschätzungen. Die beobachteten Übergangssignale sind weder von der angelegten Vorspannung,

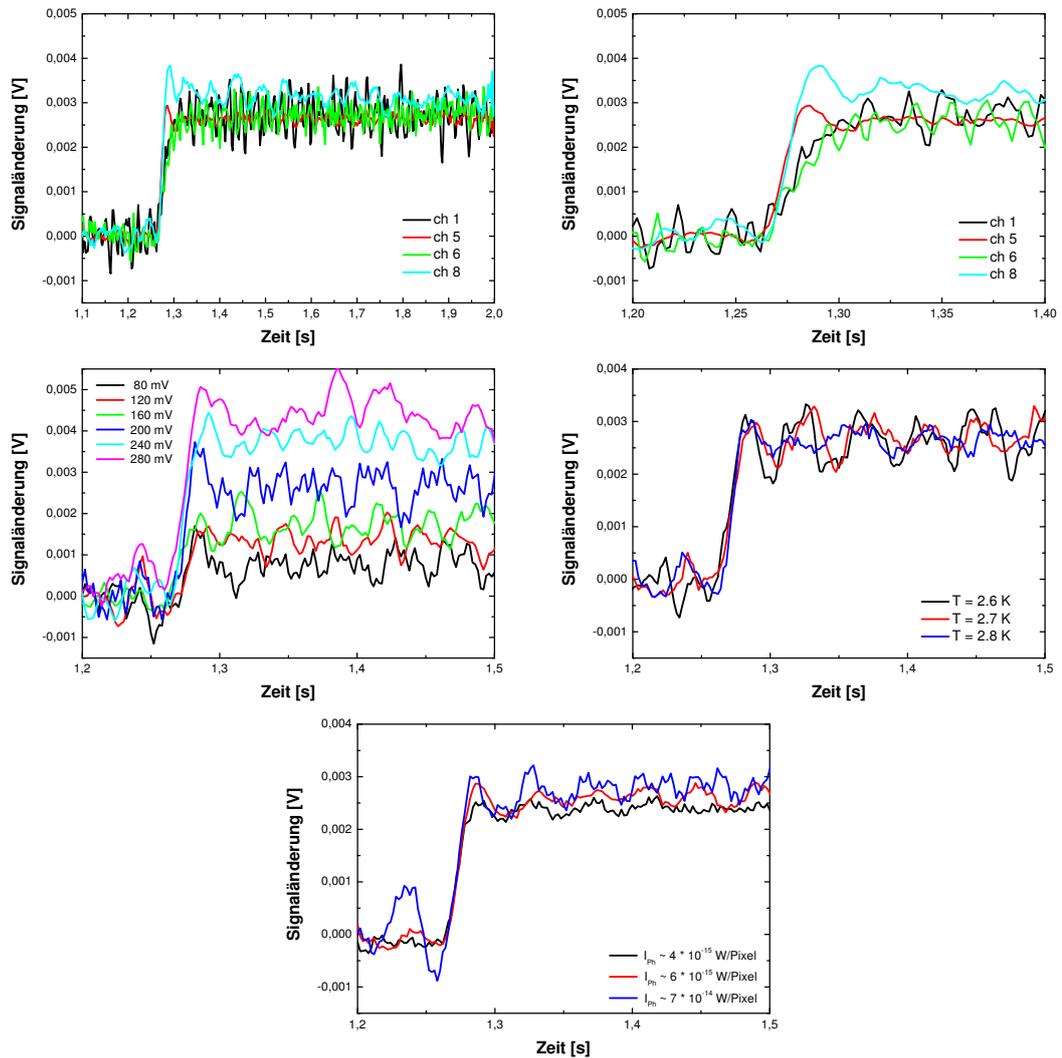


Abbildung 5.5 Oben: Transientes Verhalten vier zufällig gewählter Detektorpixel (links) und Detailausschnitt um den Übergang (rechts). Mitte: Transiente Antwort eines Detektorpixels für verschiedene Vorspannungen (links), Detektortemperaturen (rechts) und Untergrundflüsse (unten).

noch von der Detektortemperatur und dem Untergrundfluss abhängig (Abb. 5.5). Folglich wird das Übergangsverhalten durch den Übergang zwischen den unterschiedlichen IR-Flüssen dominiert.

5.5 Fazit

Für kleine IR-Flussänderungen ist die Relaxationszeit freier Ladungsträger zur stationären Verteilung im Ge:Ga-Halbleiterdetektor von PACS vernachlässigbar. Die transiente Zeit stellt somit keine Beeinträchtigung der Kalibrierungsgenauigkeit dar.

6 Einfluss ionisierender Strahlung auf Ge:Ga-Detektoren

Extrinsische Photoleiter - typischerweise mit Volumina von $\sim 1 \text{ mm}^3$ - besitzen eine hohe Empfindlichkeit im FIR und sind daher in diesem Anwendungsbereich weit verbreitet. Jedoch sind großvolumige Halbleiterdetektoren auch sehr gute Sensoren für ionisierende Teilchenstrahlung (schnelle Atome, Ionen, Elektronen, Photonen,...), weshalb sie seit fast 60 Jahren insbesondere zum Nachweis von Röntgen- und γ -Strahlung eingesetzt werden (siehe z.B. McKay [1949]; Freck und Wakefield [1962]; Dearnaley und Northrop [1966]; Muggleton [1972]). Besonders Germanium besitzt aufgrund seiner hohen Ordnungszahl ($Z_{\text{Ge}} = 32$) und Dichte einen großen Wirkungsquerschnitt für Wechselwirkungen mit hochenergetischer Strahlung (siehe Anhang B.2.1, Tab. B.2).

Aus diesem Grund reagieren die Ge:Ga-Detektoren zum Nachweis von FIR-Strahlung auch sehr empfindlich auf ionisierende Teilchenstrahlung [Gunnerson, 1967]. In ISOPHOT zeigten sie bei niedrigem Photonenuntergrund Spikes und langanhaltende Signaldrifts, die in komplizierter Weise von Temperatur, Photonenuntergrundfluss, Beleuchtungs- und Bestrahlungsvorgeschichte abhingen und Messempfindlichkeit sowie photometrische Kalibrierung beeinflussten.

Dieses Kapitel beschreibt die erwartete Strahlungsumgebung um den L2, ihre Variabilität mit der solaren Aktivität und die Abschätzung der in die Photoleiter eingetragenen Energie. Desweiteren werden die Grundlagen für Strahlungseffekte in Ge:Ga-Detektoren, deren Auswirkungen auf das Detektorverhalten und mögliche Ausheilverfahren dargestellt. Das Kapitel endet mit einer Zusammenstellung der Erfahrungen mit Strahlungseffekten in FIR-Detektoren vergangener und gegenwärtiger Weltraummissionen.

6.1 Erwartete Strahlungsumgebung um HERSCHEL und ihre Variabilität

Die Strahlungsumgebung am L2 ist noch nicht vermessen worden, da WMAP, der erste und bisher einzige Satellit am L2, keinen Strahlungsmonitor besitzt.

6.1.1 Zusammensetzung der Strahlung am L2

Man erwartet, dass die Strahlungsumgebung - abgesehen vom Magnetschweif der Erde ($\sim 2 - 10 \text{ nT}$; siehe Abb. 6.1) - sehr ähnlich der des erdnahen, interplanetaren Raumes ist: Den Hauptbeitrag zu Strahlungseffekten bilden zwei Komponenten der kosmischen Strahlung, die sogenannte galaktische kosmische Teilchenstrahlung (GCR für engl. Galactic Cosmic Radiation) und solare Teilchenereignisse (SPE für engl. Solar Particle Events). In geringem Ausmaß tragen Elektronen vom Jupiter (13-monatige Modulation [Heras, 2001]), magnetische Störungen, das Plasma des kontinuierlichen Sonnenwindes und des Magnetschweifes der Erde sowie Mikrometeorite und Weltraumschrott zur Strahlungsumgebung bei.

Galaktische kosmische Teilchenstrahlung

Während der solar-ruhigen Perioden stellt die galaktische kosmische Teilchenstrahlung, die außerhalb unserer Heliosphäre entsteht, den dominierenden Strahlungsfluss am L2 dar. Sie besteht aus Protonen (83 %), α -Teilchen (13 %), schwereren Kernen mit signifikanten Flüssen bis zur Eisengruppe (1 %) und Elektronen/Positronen (3 %) [Drolshagen, 2007]. Die GCR-Teilchen sind durch geringe Intensitäten, hohe Energien und eine nahezu kontinuierliche Teilchenflussdichte gekennzeichnet (Abb. 6.2). Das Spektrum überdeckt einen großen Energiebereich von etwa 1 MeV bis oberhalb $3 \cdot 10^{20} \text{ eV}$. Der Fluss ist isotrop aufgrund der Vielfachablenkung im interstellaren Magnetfeld und sinkt von mehr als

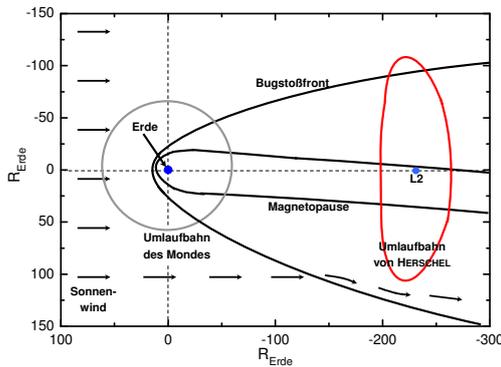


Abbildung 6.1 HERSCHEL wird auf seiner Umlaufbahn um den 1,5 Millionen Kilometer entfernten L2 (rotes Profil) den Magnetschweif der Erde durchqueren. Dieser ist der sonnenabgewandte Bereich der Magnetosphäre, der sich aufgrund des Sonnenwindes auf bis zu 1000 Erdradien R_{Erde} erstreckt [Moldwin, 2008]. Die dominierenden Strahlungsarten dieses Schweifs sind Protonen < 300 MeV und Bremsstrahlungsphotonen der Elektronen $< 5 - 7$ MeV, die überwiegend aus der kosmischen Strahlung und dem Sonnenwind stammen und geomagnetisch gefangen sind (eigene Darstellung in Anlehnung an Evans [2001] und Nieminen [2004]).

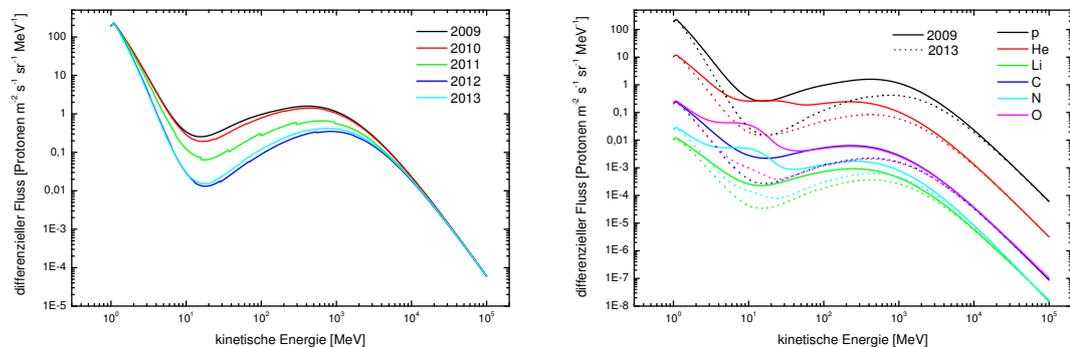


Abbildung 6.2 Differentieller Fluss der GCR-Protonen im Verlauf der HERSCHEL-Mission (links) und ausgewählter Kerne zu Beginn (durchgezogene Linien) und am Ende (gestrichelte Linien) der Mission (rechts). Die Teilchenflüsse wurden mit dem Modell CREME'96 (Cosmic Ray Effects on Microelectronics) berechnet und stellen Maximalwerte der tatsächlichen Flüsse dar.

einem Teilchen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ mit $E < 100$ MeV bis unter ein Teilchen pro Quadratkilometer und Jahrhundert mit $E > 10^{20}$ eV. Die typischen Energien pro Nukleon liegen zwischen 100 MeV und 10 GeV und das Maximum des Energiespektrums zwischen ~ 400 MeV zu Beginn der Mission im Jahr 2009 (nahe des solaren Minimums) und ~ 800 MeV während des solaren Maximums (Abb 6.2 links; für weitere Informationen zur solaren Aktivität siehe Kap. 6.1.3).

Solare kosmische Teilchenereignisse

Solare kosmische Teilchenereignisse bezeichnen den anomal erhöhten Fluss von Protonen, α -Teilchen, leichten und schweren Ionen sowie Elektronen mit Energien > 1 MeV/Nukleon - weit jenseits der thermischen Energie des Sonnenwindplasmas. Nach gegenwärtigen Theorien werden diese Teilchen hauptsächlich durch Schockwellen, die durch koronare Massenausstöße (CME für engl. Coronal Mass Ejections) nach außen getrieben werden, sowie durch magnetische Wolken und sogenannte Sonnenflares in der untersten Korona beschleunigt [Daglis et al., 1997; Reames, 1999]. Die mit CME-Schocks verbundenen SPEs (nähere Erklärung zur Entstehung von SPEs infolge von CMEs siehe Anhang B.1) zeigen einen graduellen Anstieg der Teilchenflussdichte. Demgegenüber sind Ereignisse, die mit Flares assoziiert sind, impulsiv [Reames, 1999]. Die langsameren, protonenreichen Ereignisse dauern Tage und die impulsiven, elektronenreichen Stunden [Gabriel, 2000]. Die Teilchenstromdichte der SPE kann bis zu $10^8 - 10^{10}$ Ionen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ betragen [Barth et al., 2000; Svalgaard et al., 2005]. Zwar sind die Energien der solaren Protonen grundsätzlich niedriger als die der GCR, jedoch besitzen sie im 100 MeV-Bereich durchschnittlich einen um vier Größenordnungen höheren Fluss.

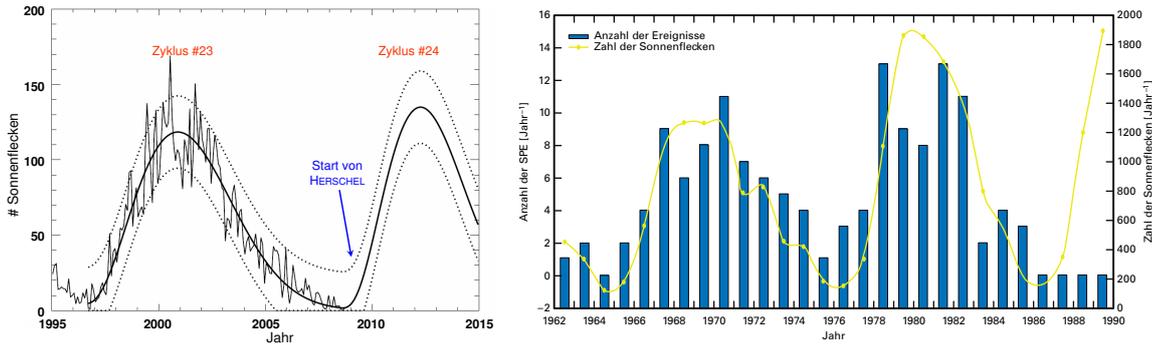


Abbildung 6.3 Links: Tatsächliche und modellierte Anzahl der Sonnenflecken des vergangenen Sonnenzyklus #23 und vorhergesagte des laufenden #24, der Januar 2008 begonnen hat und sein Maximum voraussichtlich zwischen 2011 und 2013 erreichen wird. Die Zyklen umfassen durchschnittlich eine Periode von 11 ± 3 Jahren und können in vier inaktive und sieben aktive Jahre (drei Jahre Anstieg zum solaren Maximum und vier Jahre Abfall zum solaren Minimum) unterteilt werden (eigene Darstellung in Anlehnung an Hathaway [2008]). Rechts: Korrelation der Häufigkeit solarer Protonenereignisse pro Jahr mit der Sonnenfleckenanzahl (eigene Darstellung in Anlehnung an Heras [2003]).

6.1.2 Wechselwirkungen der primären hochenergetischen Teilchenstrahlung

Primäre hochenergetische Teilchenstrahlung löst beim Durchdringen von interstellarer oder interplanetarer Materie und Photonfeldern (als X bezeichnet) Spallationsreaktionen gemäß

$$p + X \rightarrow Y + (e^\pm, \mu^0, \mu^\pm, \pi^0, \pi^\pm, K^0, K^\pm, n, \delta) \quad \text{und} \quad (6.1)$$

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow Z + \begin{cases} \pi^+ + n \\ \pi^0 + p \end{cases}$$

aus [Hagiwara, 2002]. Infolgedessen entstehen leichte Kerne, freie Neutronen (n), Protonen (p) und Elektronen (e^-), kurzlebige Pionen (π^0, π^\pm) und Kaonen (K^0, K^\pm) sowie δ -Strahlung¹ und Splitterteile (als Y und Z bezeichnet), welche zu schauerähnlichen Teilchenkaskaden mit einem elektromagnetischen, myonischen und/oder hadronischen Anteil führen können.

6.1.3 Erwarteter durchschnittlicher Protonenfluss am L2

Modulation mit dem Sonnenfleckenzyklus

Anzahl, Dauer, Intensität und Energie der GCRs und SPEs schwanken in Abhängigkeit des elfjährigen Sonnenfleckenzyklus, der ein Indikator für die magnetische Aktivität der Sonne ist [Nieminen, 2003]. Da HERSCHEL am 14. Mai 2009 gestartet wurde, deckt die Missionsphase die gesamte Anstiegsphase des laufenden Sonnenzyklus #24 zum solaren Maximum zwischen 2011 und 2013 ab, das zu den fünf stärksten der bisher beobachteten solaren Maxima zählen soll (Abb. 6.3 links) [McCracken et al., 2001; Svalgaard et al., 2005; Obridko und Shelting, 2008]. Während im ersten Jahr etwa ein SPE erwartet wird, bei dem sich der Teilchenfluss um den Faktor 10 bis 100 erhöht, finden in der solar aktiven Phase > 4 solare Ereignisse pro Jahr statt (Abb. 6.3 rechts). Abschätzungen zufolge treten in den Jahren des solaren Maximums etwa 20 Tage lang so hohe Protonenflüsse auf, dass Beobachtungen mit dem PACS-Spektrometer nicht mehr möglich sein werden [Heras, 2001].

Demgegenüber ist eine Antikorrelation zwischen GCR-Teilchenfluss und Sonnenfleckenzyklus zu beobachten: Der integrierte Protonenfluss nimmt im solaren Maximum aufgrund der größeren Streuung an

¹ δ -Strahlung sind Elektronen, die durch Ionisation herausgelöst wurden.

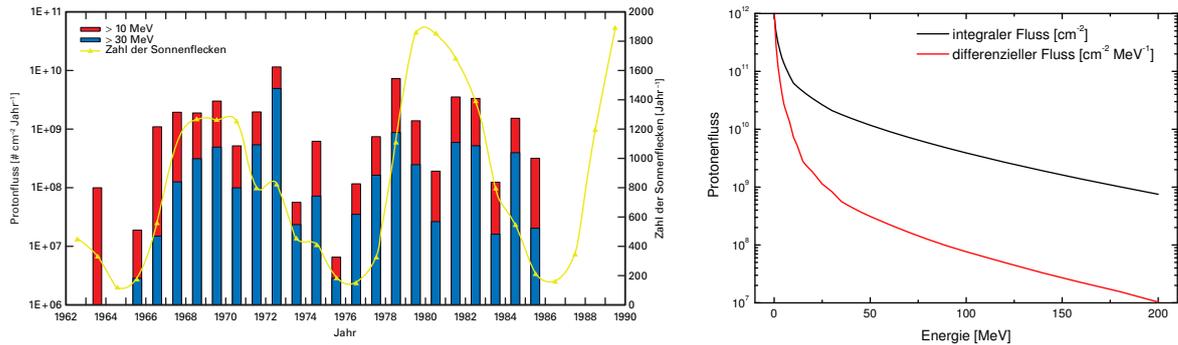


Abbildung 6.4 Links: Korrelation des jährlichen Protonenflusses der letzten drei Sonnenzyklen mit der Sonnenfleckenanzahl (durchgezogene Linie; eigene Darstellung in Anlehnung an Heras [2003]). Rechts: Spektren des differentiellen und integralen Protonenflusses auf HERSCHEL im Verlauf der gesamten Mission, berechnet mit SPENVIS und dem solaren Protonenmodell JPL-91.

den stärkeren Sonnenwindturbulenzen um bis zu 50 % ab. Für schwerere Ionen und kleinere Energien kann dieser Unterschied bis zu einem Faktor 5 betragen (Abb. 6.2 in Übereinstimmung mit Drolshagen [2007]). Ferner existieren für GCR mit $E > 1$ GeV plötzliche Intensitätsabfälle um ~ 20 %, sogenannte Forbush-Ereignisse. Diese sind mit magnetischen Stürmen assoziiert und dauern zwischen 2 Tagen und 2 Wochen [Forbush, 1937].

Von den beschriebenen Fluktuationen abgesehen wird um HERSCHEL - im Gegensatz zum ISO-Satellit, der einmal pro Orbit die Strahlungsgürtel der Erde durchquerte - ein nahezu konstanter Strahlungsumgrund herrschen.

Integrierte Protonenflüsse am L2

Integriert man das für den L2 simulierte differentielle GCR-Protonenspektrum (Abb. 6.2), so lässt sich der erwartete Protonenfluss auf $\sim 2 - 4$ Protonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ oberhalb $E > 100$ MeV abschätzen. Evans [1997], Barth et al. [2000] und Sorensen [2001] berechneten eine Rate von $\sim 3 - 5$ Protonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. In einer unabhängigen Methode wurde ausgehend vom ISO-Apogäum der Fluss der kosmischen Strahlung auf HERSCHEL mit $E > 30$ MeV auf etwa ~ 4 Teilchen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ während ruhiger Perioden abgeschätzt [Nieminen und Sørensen, 2000]. Alle Vorhersagen sind ähnlich.

Die Variation des integrierten Protonenflusses am L2 mit dem solaren Zyklus ist in Abb. 6.4 links am Beispiel des Zyklus #20 und #21 und für zwei unterschiedliche Energien dargestellt. Differentielles sowie integrales Spektrum der solaren Protonenflüsse im Verlauf der gesamten HERSCHEL-Mission sind in Abb. 6.4 rechts illustriert. Sie wurden mit SPENVIS² [Heynderickx et al., 2004], einem Programm zur Analyse der Weltraumumgebung und ihrer Effekte, und dem solaren Protonenmodell JPL-91 [Feynman et al., 1993] berechnet. Da das JPL-91-Modell bekanntermaßen höhere Protonenflüsse vorhersagt als sie tatsächlich im Weltraum auftreten [Kazama und Goka, 2008], stellen diese Werte die obere Grenze dar.

6.1.4 SREM-Strahlungsdetektor

Das Servicemodul von HERSCHEL ist mit einem SREM-Strahlungsdetektor (für engl. Standard Radiation Environment Monitor [Buehler et al., 1996]) ausgestattet, der von der ESA entwickelt wurde und auf hochenergetische Elektronen mit $E > 0.5$ MeV, Protonen mit $E > 10$ MeV sowie schwere Ionen zwischen 150–185 MeV sensitiv ist. Mit SREM wird es möglich sein, sowohl Typ und Energie der Teilchen als auch

²SPENVIS: www.spennis.oma.be/

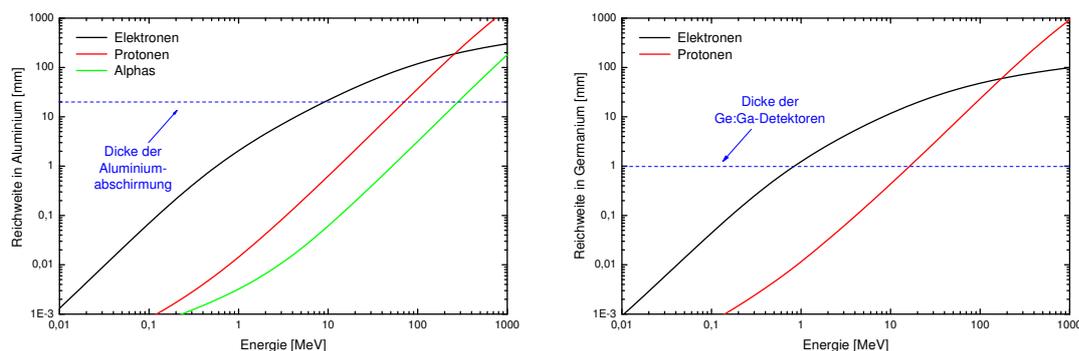


Abbildung 6.5 Die durchschnittliche Reichweite von Elektronen, Protonen und α -Teilchen in Aluminium (links) sowie Germanium (rechts), berechnet mit den Programmen ESTAR [Brice, 1985], PSTAR und ASTAR von NIST* (National Institute for Standards und Technology [Berger, 1992]). Diese Modelle simulieren Eindringtiefen nach der Bethe-Theorie mit Schalen-, Dichten-, Bloch- und Barkas-Korrekturen.

*NIST: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html>

die totale ionisierende Dosis (TID für engl. Total Ionizing Dose) auf HERSCHEL zu bestimmen. Diese Informationen des Weltraumwetters dienen nicht nur der direkten Analyse der Effekte der ionisierenden Strahlung, sondern auch der Erstellung adäquater Modelle für die Strahlungsumgebung am L2 und der Vorbereitung zukünftiger Satellitenmissionen zum L2 wie GAIA (~ 2011) [Perryman, 2005] und JWST (~ 2013) [Sabelhaus et al., 2005]. SREM kann jedoch nicht als selbständiger Trigger für die Bordelektronik bei starken solaren Ereignissen benutzt werden [Pilbratt, 2008]. Die ersten Ergebnisse des SREM-Strahlungsdetektors bestätigen die vorhergesagten Teilchenflüsse [Contursi, 2009].

6.2 Teilchenstrahlung auf die Ge:Ga-Detektoren in PACS

Die tatsächlich auf die Ge:Ga-Detektoren einfallende Strahlung hängt von der umliegenden Abschirmung ab.

6.2.1 HERSCHELs Abschirmung und vereinfachte Geometrien

Die optimale Abschirmung der Detektoren stellt einen Kompromiss aus dem Schutz vor energiereichen Teilchen und der Erzeugung von Sekundärteilchen und δ -Strahlung dar. Infolge der Erfahrungen mit ISO wurde für HERSCHEL eine Abschirmung mit niedrigerer Z-Zahl, nämlich Aluminium, eingesetzt. Die typische Schichtdicke vor den Ge:Ga-Detektoren beträgt ~ 11 mm, wodurch die Detektoren effektiv vor Elektronen mit $E_e < 5$ MeV und Protonen mit $E_p < 50$ MeV abgeschirmt werden (siehe Abb. 6.5 links). Eine magnetische Abschirmung ist nicht vorhanden.

Für die Modellierungen wurden stark vereinfachte Geometrien des HERSCHEL-Satelliten, des PACS-Instruments, der Ge:Ga-Detektoreinheiten und -Photoleiter sowie der umgebenden Abschirmungen (Satellitenstruktur, thermale Ummantelung, Kryostat, Blendenkonfiguration, Instrument- und Detektorgehäuse sowie umliegende Instrumente) verwendet. Die abschirmende Wirkung der Strukturen kann somit in Wirklichkeit leicht abweichen. Zudem wurde angenommen, dass die Detektoren homogen und isotrop bestrahlt werden.

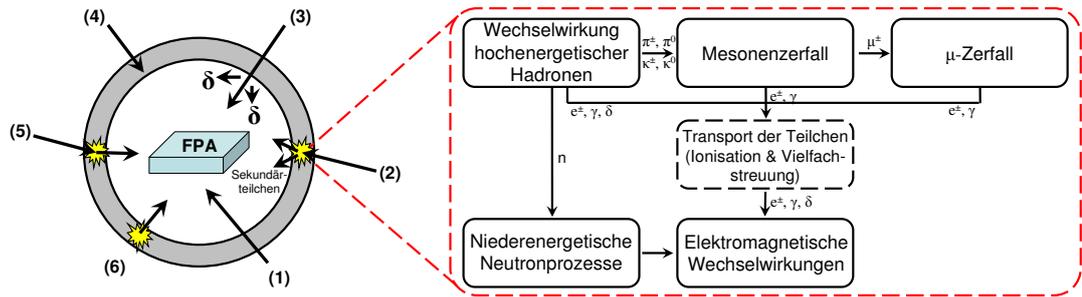


Abbildung 6.6 Effekte der hochenergetischen Strahlung im Abschirmmaterial um die Fokalebenen-anordnung (FPA für engl. Focal Plane Array): Hochenergetische Teilchenstrahlung kann entweder die Abschirmung ungehindert durchqueren (1) oder über verschiedene Wechselwirkungsprozesse Reaktionen auslösen ((2) und Detailausschnitt rechts). Dabei erzeugt sie ein breites Spektrum an Sekundärteilchen - hauptsächlich geladene Teilchen, Neutronen und Bremsstrahlungsphotonen - und hinterlässt eine Ionisationsspur aus δ -Elektronen (3). In Anhang B.2.1 sind die relevanten Wechselwirkungsmechanismen der ionisierenden Strahlung mit Materie zusammengefasst. Desweiteren kann die einfallende Teilchenstrahlung ganz absorbiert werden (4) oder, im Fall von Protonen und schweren Kernen, Radioaktivität induzieren (5). Ferner kann natürliche Radioaktivität auftreten (6).

6.2.2 Zusammensetzung der Teilchenstrahlung und Energieeintrag in die Detektoren

Die Strahlungsumgebung wechselwirkt mit dem Material um die Fokalebenenanordnung wie in Abb. 6.6 schematisch dargestellt. Der Teilchenfluss auf die Ge:Ga-Detektoren besteht vorwiegend aus Photonen, schnellen Elektronen, Protonen sowie leichten Ionen und stammt hauptsächlich aus hadronischen und elektromagnetischen Teilchenschauern. Durchdringende Teilchenstrahlung und erzeugte Sekundärteilchen deponieren einen Teil ihrer Energie in den Ge:Ga-Detektoren.

Der Energieeintrag in einen Ge:Ga-Detektor durch die kosmische Strahlung wurde aus ISO auf $4 \times 10^{-2} - 10^{-1} \text{ rad h}^{-1}$ abgeschätzt, wobei

$$1 \text{ rad} = 100 \frac{\text{erg}}{\text{g}} = 10^{-5} \frac{\text{J}}{\text{g}} \approx 6.242 \cdot 10^{13} \frac{\text{eV}}{\text{g}} \quad (6.2)$$

Für die gesamte HERSCHEL-Mission ist nach Modellrechnungen der ESA mit einer Strahlenbelastung bzw. Gesamtdosis von etwa $12 \dots 15 \text{ krad Pixel}^{-1}$ zu rechnen [Merken et al., 2005].

6.3 Strahlungseffekte im Ge:Ga-Kristall

Die ionisierende Strahlung wechselwirkt mit dem Detektormaterial und erzeugt Ionisation, Defekte in der Kristallstruktur und dielektrische Aufladung. Die daraus resultierenden transienten und langfristigen Schäden an den Ladungsträgern sind in Abb. B.3 (Anhang B.2.3) zusammengefasst. Im Folgenden werden - wegen ihrer Relevanz für die Ge:Ga-Detektoren - Ionisation und Defekte in der Kristallstruktur näher beschrieben. Für Erläuterungen zur dielektrischen Aufladung siehe Anhang B.2.3.

6.3.1 Elektron-Loch-Paare und konkurrierende Prozesse der induzierten Ladungsträger

Bei der Ionisation von Germaniumatomen werden im Gegensatz zur IR-Beleuchtung auch Minoritätsladungsträger induziert. Um in Ge:Ga ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, wird nur eine mittlere Energie von $E_{\text{ion}} \approx 2.8 \text{ eV}$ benötigt [Kleinknecht, 1992]. Davon wird $\sim 1/3$ zur Auftrennung der kovalenten Bindung verwendet (reines Ge: $E_{\text{g}} < 0.87 \text{ eV}$). Die Energiedifferenz $E_{\text{ion}} - E_{\text{g}}$ wird in Form von Phononen an das Kristallgitter abgegeben und trägt zur Erwärmung des Detektors bei [Rieke, 2002].

Ohne äußeres elektrisches Feld rekombinieren die generierten Ladungsträger miteinander. Mit angelegtem Feld kommt es zur Ladungstrennung der Elektron-Loch-Wolke. Die Elektronen und Löcher driften

und diffundieren zu den entgegengesetzten Kontakten. Während die Löcher am negativen p^+ -Kontakt mit Elektronen rekombinieren, stellen die mit Bor-Ionen implantierten Kontakte eine unüberwindbare Potenzialbarriere für die Minoritätsladungsträger dar und verhindern, dass diese den Detektor verlassen³. Die Elektronen sammeln sich in der Nähe des Kontakts an und erzeugen - selbst unter homogener Generation von Elektron-Loch-Paaren - eine inhomogene Feldverteilung längs des Detektors, die die Injektion von Elektronen an dieser Elektrode fördert. Ein Teil der generierten Elektronen rekombiniert mit den ionisierten Donatorstörstellen, neutralisiert diese und reduziert die effektive Kompensierung, wodurch $N_{A^-} = N_{D^+} < N_D$ (Abb. 6.7 (2)). Eine Rekombination von nur 4 % der ionisierten Donatoren würde $N_{D^+} \sim 2 \cdot 10^{12}$ um eine Größenordnung reduzieren. Zur Erhaltung der Ladungsneutralität wird die gleiche Menge an ionisierten Ga-Akzeptorverunreinigungen neutralisiert.

Die tatsächlichen Vorgänge sind aufgrund der lokalen elektrischen Felder, die durch Diffusions- und Rekombinationsvorgänge (siehe Anhang B.2.2) erzeugt werden, sowie infolge der Verunreinigungen im Kristall sehr komplex. Eine exakte theoretische Beschreibung ist nicht möglich [Fouks, 1996].

6.3.2 Defekte in der Kristallstruktur

Protonen, Elektronen ($E > 150$ keV [Johnston, 2002]) und schnelle Neutronen (typischerweise $E > 10$ keV [Leroy und Rancoita, 2007]) können in einem nicht-ionisierenden Effekt bei der Streuung an einem Atom jenes von seinem Gitterplatz entfernen. Im Gitter entstehen Fehlstellen und Zwischengitteratome, deren Zahl proportional zum nicht-ionisierenden Effekt der hochenergetischen Teilchen ist. Der Wirkungsquerschnitt für Gitterdefekte und deren Rekombinationswahrscheinlichkeit hängen dabei von Teilchenenergie, Teilchenart, Temperatur und Dotierung des Halbleiters ab [Eckhardt, 1999]. Das herausgelöste Atom kann seinerseits soviel kinetische Energie besitzen, dass es andere Atome aus dem Kristallgitter ausschlagen und infolge einer Kettenreaktion ausgedehnte Regionen von Gitterdefekten, sog. Cluster, mit Durchmessern von ~ 10 nm [Gunnensen, 1967] auslösen kann. Während hochenergetische Protonen und Neutronen Cluster erzeugen, verursachen Elektronen einzelne Defekte [Gossick, 1962; Faraday et al., 1968]. Simulationen der ESA zufolge ist die Anzahl der zusätzlich erzeugten Kristalldefekte im Vergleich zu den Verunreinigungen im Ge:Ga-Kristall jedoch vernachlässigbar.

³Ein n^+ -Kontakt hingegen würde keine Potenzialbarriere für die Elektronen darstellen [Patrashin et al., 1996].

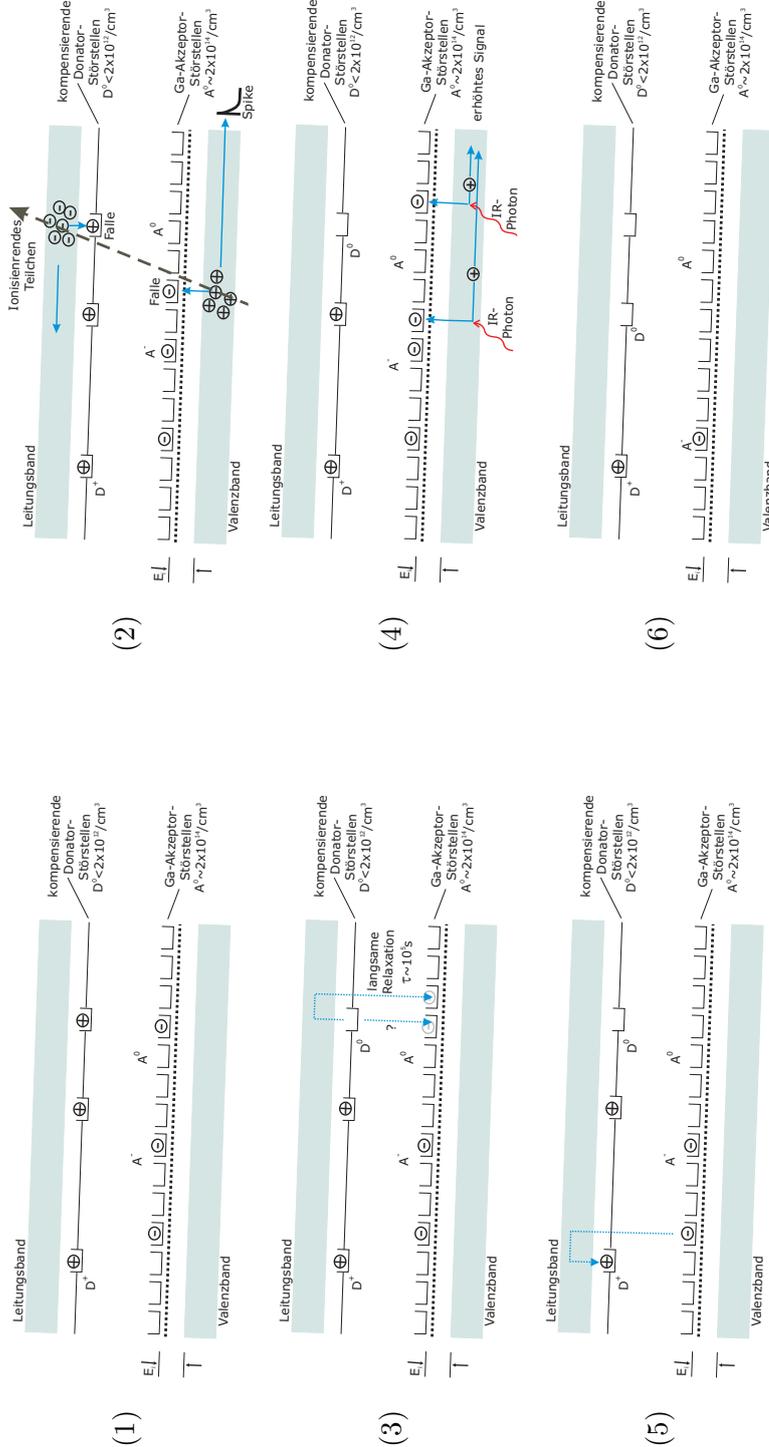


Abbildung 6.7 Energiezustände und konkurrierende Wechselwirkungen vor, während und nach der Bestrahlung mit hochenergetischer Teilchenstrahlung. Die angelegte Vorspannung wird durch die Neigung der Energieniveaus dargestellt. (1) Energielevel des kompensierten Zustands vor der Bestrahlung. (2) Die hochenergetische Teilchenstrahlung erzeugt Elektron-Loch-Paare entlang ihres Weges gefolgt vom Einfang der Ladungsträger durch ionisierte kompensierende Verunreinigungen ($D^+ + e^- \rightarrow D^0$, $A^- + \text{Loch} \rightarrow A^0$). Es entstehen Signalspitzen, sogenannten Spikes. (3) Donatoren und Akzeptoren sind teilweise neutralisiert. Die Relaxation des durch die hochenergetische Bestrahlung induzierten neuen Ladungszustands zum unbestrahlten Zustand ist sehr langsam (Größenordnung 10^5 s). (4) Da die Anzahl der Relaxationszentren A^- verringert ist, ist die Beweglichkeit der durch IR-Bestrahlung erzeugten Ladungsträger erhöht. Dies verursacht eine längere Lebensdauer der Löcher, somit eine höhere intrinsische Leitfähigkeit der Detektoren, eine erhöhte Stromempfindlichkeit und eine verringerte Detektor-Durchbruchspannung (spontanes Spikes). (5) Zudem können durch ionisierende Strahlung Elektronen aus den Akzeptorniveaus in positive Donatoratome gehoben werden, in denen sie gebunden bleiben. Die in den A^- -Zuständen gebundenen Elektronen können thermisch re-emittiert oder direkt neutralisiert werden. (6) Energielevel nach der Bestrahlung mit ionisierender Strahlung: die effektive Kompensierung ist reduziert. Infolgedessen ist die Lebensdauer der photogenerierten Ladungsträger erhöht, das Gain des Detektors wächst und die Stromempfindlichkeit nimmt zu (eigene Darstellung in Anlehnung an Petroff et al. [1979]).

6.4 Auswirkungen auf das Detektorverhalten

Es ist zwischen drei unterschiedlichen Auswirkung der ionisierenden Strahlung auf das Detektorverhalten zu unterscheiden:

- **Spannungsspitzen:** Der Energieeintrag durch einzelne Teilchenereignisse bewirkt ein kurzzeitiges beschleunigtes Aufladen des Kondensators. Dies manifestiert sich in Form eines vertikalen Spannungsversatzes in der Integrationsrampe, der als Glitch bezeichnet wird. Derartige Störimpulse verzerren die Integrationsrampen asymmetrisch.
- **Variation bzw. sukzessive Erhöhung der Stromempfindlichkeit:** Dieser Effekt beruht auf der akkumulierten Strahlungsbelastung und gehört zu den Langzeiteffekten. Durch die ionisierende Strahlung ist die effektive Kompensierung und somit N_{A-} reduziert. Dies erhöht die Lebensdauer der photogenerierten Majoritätsladungsträger bei gleichzeitiger Vergrößerung ihrer mittleren freien Weglänge (siehe Abb. 6.7 (4)). Signal, Photoleiterverstärkung und folglich auch Stromempfindlichkeit steigen gemäß $\mathfrak{R} \propto I_{\text{Det}} \propto G \propto \tau_{\text{Loch}} \propto 1/N_{A-}$ an (Formeln 2.5, 2.10 und 2.14). Außerdem verringert sich die Detektor-Durchbruchsspannung: bei vergleichsweise geringen Vorspannungen setzen Stoßionisation und spontanes Spiken ein [Fouks, 1996; Patrashin et al., 1997, 1999].
- **Erhöhung des Detektorrauschens und Dunkelstroms:** Das Detektorrauschen ist erhöht, da Ladungsträger, die auf höhere Niveaus in der Bandlücke angeregt werden, statistisch relaxieren. Unter niedrigem IR-Untergrund steigt das Detektorrauschen überproportional zur Stromempfindlichkeit, sodass die Detektorempfindlichkeit reduziert ist [Blum et al., 1990]. Außerdem ist der Dunkelstrom aufgrund der erzeugten Ladungsträger erhöht.

6.5 Maßnahmen zum Zurücksetzen von Strahlungseffekten

Der Einfang der generierten Elektronen und Löcher ist ein reversibler Prozess: Die Relaxation der induzierten Ladungszustände zum unbestrahlten Zustand mit $N_{A-}^- = N_{D}^+ = N_D$ sowie der Stromempfindlichkeit zum ursprünglichen Wert folgen einem exponentiellen Gesetz mit der Zeitkonstante

$$\tau \propto \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_{\text{Det}}}\right) \quad . \quad (6.3)$$

T_{Det} ist die Betriebstemperatur und ΔE die Aktivierungsenergie der Fallen. Beim Einsatz von Halbleiterdetektoren unter vergleichsweise hohen Temperaturen ($T_{\text{Det}} \sim 7$ K) und hohen Strömen wie in der Hochenergiephysik erfolgt diese sogenannte Selbstrelaxation zum ursprünglichen Gleichgewicht sehr schnell, und die erzeugten Kristalldefekte leisten den Hauptbeitrag zur Degeneration [Kleinknecht, 1992]. Dementgegen ist bei IR-Detektoren zur Beobachtung des kalten Universums, die bei sehr tiefen Temperaturen betrieben werden und sehr kleine Ströme messen sollen, die Konzentration der freien Majoritätsladungsträger gering. Die Selbstrelaxation erfolgt daher nur sehr langsam mit Zeitkonstanten in der Größenordnung von $\tau \sim 10^5$ s.

Es existieren verschiedene Methoden, um die Relaxationsprozesse zu beschleunigen. Alle basieren auf der Injektion einer großen Anzahl von Majoritätsladungsträgern und/oder der Anregung (thermisch, photonisch, Stoßionisation) der gefangenen Minoritätsladungsträger, die dann rekombinieren oder durch das elektrische Feld ausgeschwemmt werden. Dies wird im Folgenden als „Ausheilung“ bezeichnet.

- **Selbstheilung:** Der allzeit gegenwärtige kontinuierliche IR-Untergrund des ~ 80 K-Teleskopspiegels wirkt der Schädigung durch die hochenergetische Strahlung entgegen. Jedoch ist dieser IR-Fluss nicht ausreichend, um den unbestrahlten Zustand zu erhalten bzw. wiederherzustellen.
- **Thermisches Ausheilen:** Beim Erwärmen des Detektors steigt die Konzentration der Ladungsträger exponentiell mit der Detektortemperatur. Ein hoher Dunkelstrom fließt durch den Detektor und die Relaxationszeit τ sinkt gemäß Relation 6.3. Die Relaxationszeit ist bei der Erhöhung der Detektortemperatur von $T_{\text{Det}} = 2.5$ K auf 4.8 K bzw. 6 K auf 82 % bzw. 79 % verringert. Thermisches Ausheilen ist auch ohne angelegte Vorspannung möglich [Patrashin et al., 1997].

Allerdings führt diese Methode zu einem erheblichen Wärmeeintrag auf den Heliumtank, was einen direkten Einfluss auf die Lebensdauer der Experimente hat. Da bei HERSCHEL im Gegensatz zu SPITZER das FPA direkt über Wärmeleitung an den Kryostaten gekoppelt ist, scheidet diese Ausheilmethode für PACS aus.

- **Infrarotausheilung:** Bei der Infrarotausheilung werden die Detektoren mit einem hohen Fluss an IR-Photonen, dessen Energie größer oder gleich der Energiedifferenz zwischen Akzeptorniveau und Valenzband ist, bestrahlt. Die gefangenen Ladungsträger können infolge der Absorption der Photonen die Fallen verlassen. Im Folgenden wird das Fluten des Detektors mit IR-Photonen der Dauer t als „Flash“ bezeichnet. Die Anregung des direkten intrinsischen Bandübergangs durch Photonen, deren Energie größer als die der intrinsischen Bandlücke ist, sollte vermieden werden, da hierbei freie Elektronen erzeugt würden.
- **Bias-Boost:** Die Erhöhung der Detektorvorspannung bis zur Durchbruchspannung $U_{\max} \approx 1$ V verändert die Form des Potentials, sodass die gefangenen Ladungsträger entkommen können [Varnell und Langford, 1982]. Die freigesetzten Ladungsträger werden durch das hohe Feld stark beschleunigt, Stoßionisation setzt ein, eine Ladungslawine bildet sich und ein hoher Strom fließt. Jedoch ist mit dieser Methode aufgrund der Potenzialbarriere der p^+ -Kontakte kein komplettes Ausschwemmen der Ladungsträger und somit vollständige Ausheilung der Detektoren möglich. Desweiteren verursacht die Spannungsänderung langanhaltende Signaldrifts, die im Laufe der Zeit exponentiell abklingen und mathematisch korrigiert werden können [Varnell und Langford, 1982; Beichman et al., 1988].

Es können auch Kombinationen der Ausheilverfahren angewendet werden. Zur Erhöhung der Ausheil-effizienz ist die Ausleseelektronik während der Ausheilaktionen im Standby-Modus und die interne Logik der CRE mit der Auswahlleitung `select` deaktiviert: die Resetschalter sind geschlossen, sodass keine Ladung auf den Kondensatoren integriert werden kann. Die generierten hohen Detektorströme können daher effektiv über die Referenzspannungsleitung abfließen, ohne die empfindliche CRE zu sättigen und zu beschädigen.

6.6 Erfahrungen mit Strahlungseffekten in FIR-Detektoren

Dieser Abschnitt beschreibt die Erfahrungen mit Strahlungseffekten in Ge:Ga-Detektoren bisheriger FIR-Instrumente - insbesondere der ISO-Mission. Die Missionen sind unterschiedlichen Strahlungsumgebungen ausgesetzt: die auftretenden Strahlungseffekte hängen vom Zeitpunkt des Missionsstarts, der Umlaufbahn des Satelliten und der verwendeten Technologie ab. Tabelle 6.1 fasst die jeweiligen Leistungsmerkmale, Strahlungsumgebung, Beobachtungsmethoden, Betriebsparameter sowie Kalibrierungs- und Ausheilstrategien zusammen.

Die größte Limitation der Empfindlichkeit von FIR-Photodetektoren stellen die Variationen der Stromempfindlichkeit und Glitches infolge hochenergetischer Teilchenstrahlung dar.

IRAS

In der IRAS-Hardware wurden Abschirmung sowie Deglitcher- und Bias-Boost-Schaltkreise implementiert. Die Protonen der Südatlantischen Anomalie (SAA für engl. South Atlantic Anomaly), einem Bereich, in dem der Van-Allen-Strahlungsgürtel der Erde sehr nahe kommt, veränderten besonders im 60 μm - und 100 μm -Band das Verhalten der Detektoren: die Stromempfindlichkeit stieg bis auf das zehnfache an und auch das Rauschen nahm stark zu, da kleine Pulse nicht vom Deglitcher entfernt wurden [Beichman, 2008].

Die Strahlungseffekte wurden mit der Methode des Bias-Boosts ausgeheilt. Der lineare Anteil der daraus resultierenden langen Drifts wurde mithilfe von Kalibrationsblitzen und speziellen Algorithmen bei der Flussrekonstruktion berücksichtigt [Varnell und Langford, 1982; Beichman et al., 1988].

ISO/ISOPHOT und ISO/LWS

Durch hochenergetische Protonen und Elektronen wurden Spikes, ein höheres Detektorrauschen, verringertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, kurzfristige Variationen in der Detektorempfindlichkeit sowie eine

langfristige Erhöhung der Stromempfindlichkeit induziert. Dadurch verringerte sich die Genauigkeit der photometrischen Kalibrierung [Gabriel und Acosta-Pulido, 2000]. Protonen mit $E < 10$ MeV wurden aufgrund der Abschirmung (hohe Z-Zahl) größtenteils gestoppt, erzeugten jedoch im umliegenden Material niederenergetische Sekundärteilchen und δ -Strahlung, die für 30 – 75 % der Störpulse während der Beobachtungsfenster (~ 16.5 Stunden pro Tag bei einer Höhe von > 40000 km über der Erde) verantwortlich waren [Heras et al., 2001]. Zudem bestand eine starke Korrelation zwischen einfallendem Elektronenfluss und Glitchrate. Die Spannungsspitzen infolge der Teilchentreffer ließen sich mit speziell entwickelten Programmen aus dem Datenstrom herausfiltern [Gabriel und Acosta-Pulido, 2000]. Hinsichtlich des Dunkelstroms wurden für beide Instrumente mit Ge:Ga-Detektoren unterschiedliche Ergebnisse erzielt: Während ISOPHOT einen Anstieg aufgrund der niederenergetischen Glitches verzeichnete [Gabriel und Acosta-Pulido, 2000; Heras, 2001], war in LWS - entgegen Tests am Boden - kein Einfluss durch Glitches nachzuweisen [Swinyard et al., 2000]. Die LWS-Detektoren wurden allerdings mit abgesenkter Vorspannung betrieben.

Ein RADFET-Dosimeter registrierte eine ziemlich konstante Dosisrate von ~ 400 rad pro Jahr (d.h. im Mittel 4.6×10^{-2} rad h $^{-1}$) auf die Detektoren [Nieminen, 2003]. Zwar war der ISO-Satellit während einer Phase niedriger Sonnenaktivität in Betrieb, jedoch durchquerte er im Perigäum (~ 1000 km) die Van-Allen-Strahlungsgürtel. Alle vier ISO-Instrumente waren sowohl während der Durchflüge durch die Protonengürtel als auch für einen weiten Teil der Elektronengürtel abgeschaltet. Nach dem Durchflug wurden die Instrumente eingeschaltet und die Detektoren ausgeheilt. Hierbei stellte die Kombination eines starken IR-Flusses der ISOPHOT-Kalibrierungsquelle in Verbindung mit einer Reduzierung der Vorspannung auf 75 % des Normalwerts die ursprüngliche Stromempfindlichkeit aller Detektoren und somit die photometrische Kalibrierung von ISOPHOT bis auf 10 %, und die Kombination aus IR-Flash und moderatem Bias-Boost sogar bis auf < 2 % wieder her [Wilke et al., 2003]. Da die Stromempfindlichkeit im Verlauf eines Orbits kontinuierlich anstieg, wurden die Detektoren nochmals nahe des Apogäums während der Übergabe der Bodenstation ausgeheilt [Lemke et al., 1998b].

Im Verlauf der Mission war eine Detektoralterung in Form eines Abfalls der Leitfähigkeit um ~ 8 % zu beobachten, was zu einer stetigen Abnahme der IR-Empfindlichkeit sowie der Ereignisrate in den Detektoren führte. Außerdem haben sich die Maxima der differentiellen Energiespektren der teilcheninduzierten Signale zu niedrigeren Energien verschoben, sowie der Maximalwert um 10 – 25 % verringert [Eckhardt, 1999].

SPITZER/MIPS

Die schwach gedrückten Ge:Ga-Detektoren des MIPS-Instruments sind empfindlicher auf Strahlungseffekte als die stark gedrückten: Da sie von der Seite bestrahlt wurden, besitzen sie oberhalb der Kontakte eine Region, die nur schlecht von Photonen erreicht wird. Eine große Impedanz und lange Zeitkonstanten der langsamen Komponente sind die Folge. Um dies zu verhindern, werden - wann immer möglich - differentielle Messungen durchgeführt. Neben thermischem Ausheilen werden alle zwei Minuten stimulierende Blitze in Verbindung mit relativen Kalibrierungsmessungen durchgeführt. Unter Verwendung einer speziellen Datenbearbeitungssoftware ergibt dies einen RMS-Fehler der absoluten Kalibrierung von < 10 % [Rieke et al., 2004]. Um die Elektronik vor Strahlungsschäden zu schützen, wird SPITZER in den Standby-Modus versetzt, sobald der solare Teilchenfluss einen bestimmten Schwellenwert übersteigt [Marston, 2005].

AKARI/FIS

Die Hauptursachen des Rauschens waren Drifts der Stromempfindlichkeit aufgrund des Durchflugs durch die SAA und niederenergetische Ereignisse. Die langwelligere Ge:Ga-Kamera des FIS-Instruments zeigte zudem aufgrund von $1/f$ -Rauschen keine Langzeitstabilität sowie durch induzierte Radioaktivität im Detektorgehäuse einen deutlichen Anstieg der Glitchrate im Verlauf der gesamten FIR-Betriebsphase. Das Gehäuse besteht - um dem hohen mechanischen Druck standzuhalten - aus einem härteren Material (Stahl) als das der kurzwelligeren Kamera und wird durch die ionisierende Strahlung der SAA aktiviert [Suzuki et al., 2008]. Nach jedem Durchflug durch die SAA wurden die Detektoren mit einem Bias-Boost ausgeheilt [Kawada et al., 2007].

	IRAS	ISOPHOT (ISO)	MIPS (SPITZER)	FIS (AKARI)
Umlaufbahn	sonnensynchron, polar um Erde	hoch-elliptisch um Erde	der Erdbahn folgend um Sonne	sonnensynchron, polar um Erde
Höhe [km]	900	1000 - 70500	entfernt sich von der Erde	700
Strahlungsumgebung	Effekte der SAA	kreuzt Van-Allen-Gürtel	interplanetarer Raum	Effekte der SAA
Umlaufdauer	103 Minuten	24 h		96.6 Minuten
Raumfahrtagentur	NASA, Niederlande, UK	ESA	NASA	JAXA
Primärspiegel \emptyset [cm]	57	60	85	68.5
aktive Spiegelkühlung	~ 4 K	< 3.2 K	< 5.5 K	~ 6 K
Beobachtungsmodus	Durchmusterung des gesamten Himmels	Observatorium	Observatorium	Durchmusterung und Observatorium
FIR-Betriebszeit	10 Monate	2.5 Jahre	erwartet: > 5.5 Jahre	1.5 Jahre
Wellenlängenbereich [μm]	60, 100	44...110 (P3), 50...100 (C-100), 120...200 (C-200)	70, 160	SW: 65 (N60) & 90 (Wide-S) LW: 140 (Wide-L) & 160 (N160)
Detektoren	Ge:Ga	Ge:Ga (C-100, P3) gedrücktes Ge:Ga (C-200)	Ge:Ga (70 μm) gedrücktes Ge:Ga (160 μm)	Ge:Ga (monolithisch 50...110 μm) gedrücktes Ge:Ga (110...180 μm)
Betriebstemperatur [K]	2.6	3.0 (C-100), 1.7 (C-200)	1.5	2.2 (SW), 2.0 (LW)
Vorspannung [mV]	160 (60 μm), 185 (100 μm)	180 (C-100), 80 (C-200)	45 (70 μm), 30 (160 μm)	80 (SW), 30 (LW)
Integrationszeit [s]	0.4-0.75	1/16 - 8	3 - 10	2
Kalibrationsfrequenz	am Anfang & Ende jedes Scans	1-2 mal pro AOT für jeden Detektor pro Filter	relativ: alle 2 min	relativ: alle 1 min
absolute photometrische Genauigkeit	5 - 10 % (100 μm) 15 % (25 μm) < 5 % (60 μm)	< 10 % (C-100, > 0.5 Jy) < 10 % (C-200, > 1 Jy) < 20 % (C-200, $0.2 - 1$ Jy)	~ 10 % bei 70 μm ~ 10 % bei 160 μm	~ 20 % (N60 & WIDE-S) ~ 30 % (WIDE-L) ~ 40 % (N160)
Abschirmung	Au:Pt Legierung (hohes-Z)	hohes-Z	Al	Al (Satellit), Al & Stahl (Detektorgehäuse)
Glitchrate pro Pixel	1 Ereignis/20 s	1 Ereignis/(5 - 20 s)	~ 1 Ereignis/11 s & Schauer	~ 1 Ereignis/50 s
Hauptbeitrag zum Rauschen	Hintergrundphotonen	niederenergetische Ereignisse	niederenergetische Ereignisse	niederenergetische Ereignisse, SAA; bei LW: zusätzlich 1/f-Rauschen
Ausheilungsmethode	Bias-Boosts (1 V)	IR-Fluss + reduzierte U_{Bias} , IR-Fluss + schwache Bias-Boosts	thermisch (5 K, 1 min) & IR-Fluss	Bias-Boosts (800/300 mV)
Ausheilfrequenz	einmal pro Umlauf bei SAA	zweimal pro Umlauf	stimulierende Blitze alle 2 min	nach SAA (8 - 10mal täglich)

Tabelle 6.1 Vergleich der unterschiedlichen Strahlungsumgebungen, der Leistungsmerkmale, Betriebsparameter sowie Kalibrierungs- und Ausheilstrategien der FIR-Instrumente vergangener und gegenwärtiger IR-Weltraumteleskope.

7 Laboruntersuchung der Strahlungseffekte auf Ge:Ga-Detektoren

Teile dieses Kapitels sind bei SPIE veröffentlicht worden:
J. Stegmaier, S. M. Birkmann, U. Grözinger, R. Katterloher, O. Krause, D. Lemke (Vol. 6265, 2006)
R. Katterloher, L. Barl, A. Poglitsch, P. Royer, J. Stegmaier (Vol. 6275, 2006)

Dieses Kapitel beschreibt die Charakterisierung einer flugrepräsentativen schwach gedrückten Ge:Ga-Detektorzeile in Langzeitbestrahlungstests mittels einer ^{137}Cs -Quelle. Sowohl der nominale Strahlungsuntergrund des L2 als auch solare Ereignisse wurden simuliert und die Auswirkungen auf das Verhalten der Detektoren untersucht. Die optimalen Betriebsparameter der Detektoren unter kontinuierlicher ionisierender Strahlung und IR-Hintergrund wurden ermittelt und auftretende Korrelationen ausgewertet. Desweiteren wurden Ausheilmethoden zur Wiederherstellung des Zustands vor Bestrahlung der Detektoren analysiert. Hierbei wurde auch die Auswirkung der Datenkomprimierung an Bord von HERSCHEL berücksichtigt. Das Kapitel endet mit der Gegenüberstellung der erzielten Ergebnisse mit Resultaten von Bestrahlungstests einer stark gedrückten Detektorzeile und Bestrahlungstests von stark und schwach gedrückten Detektoren an einem Protonenzyklotron.

7.1 Messaufbau und durchgeführte Bestrahlungstests mittels ^{137}Cs -Quelle

7.1.1 ^{137}Cs -Laborstrahlungsquelle zur Erzeugung von Strahlungseffekten

Wie durch vergangene Studien ermittelt und bestätigt, hängt der Nettoeffekt der Bestrahlung von Ge:Ga-Detektoren vorwiegend von der totalen absorbierten Energiedosis und weniger vom Typ der Strahlung (γ , e^- , p) ab [Petroff et al., 1979; Varnell und Langford, 1982; Blum et al., 1990; Schubert et al., 1994]. Zur Herstellung repräsentativer Strahlungseffekte in den Detektoren müssen daher nicht die genauen Energien und Spektren der hochenergetischen Teilchen auf den HERSCHEL-Satellit, sondern nur die Ionisationsprozesse in den Detektoren nachgebildet werden. Die zur Ionisation von Germaniumatomen benötigte Energie $E_{\text{ion}} \approx 2.8$ eV [Kleinknecht, 1992] kann z.B. durch eine radioaktive Quelle wie ^{137}Cs induziert werden. Ausgedehnte Kristalldefekte lassen sich mit der ^{137}Cs - γ -Quelle nicht herstellen, jedoch sollten sie wie in Kap. 6.3.2 erläutert ohnehin vernachlässigbar sein. Das im Rahmen dieser Dissertation verwendete ^{137}Cs zerfällt gemäß



unter Aussendung von β - und γ -Strahlung in den stabilen ^{137}Ba -Grundzustand [Amsler et al., 2008]. Da die erzeugten primären Elektronen aufgrund ihrer geringen Reichweite von < 5 mm in Aluminium (Abb. 6.5 links) nicht bis zu den Detektoren vordringen, stellen die emittierte γ -Strahlung und sekundäre Teilchen die eigentliche Strahlungsumgebung der Detektoren dar. Die verwendete Quelle sendet pro Zerfall ein γ -Quant mit $E_\gamma = 0.662$ MeV aus und besaß im Untersuchungszeitraum eine Aktivität von $A \approx 1.56$ GBq¹. Die Abschwächung des γ -Strahls im Absorber erfolgt exponentiell

¹Das Becquerel gibt die Anzahl der Atome an, die pro Sekunde zerfallen.

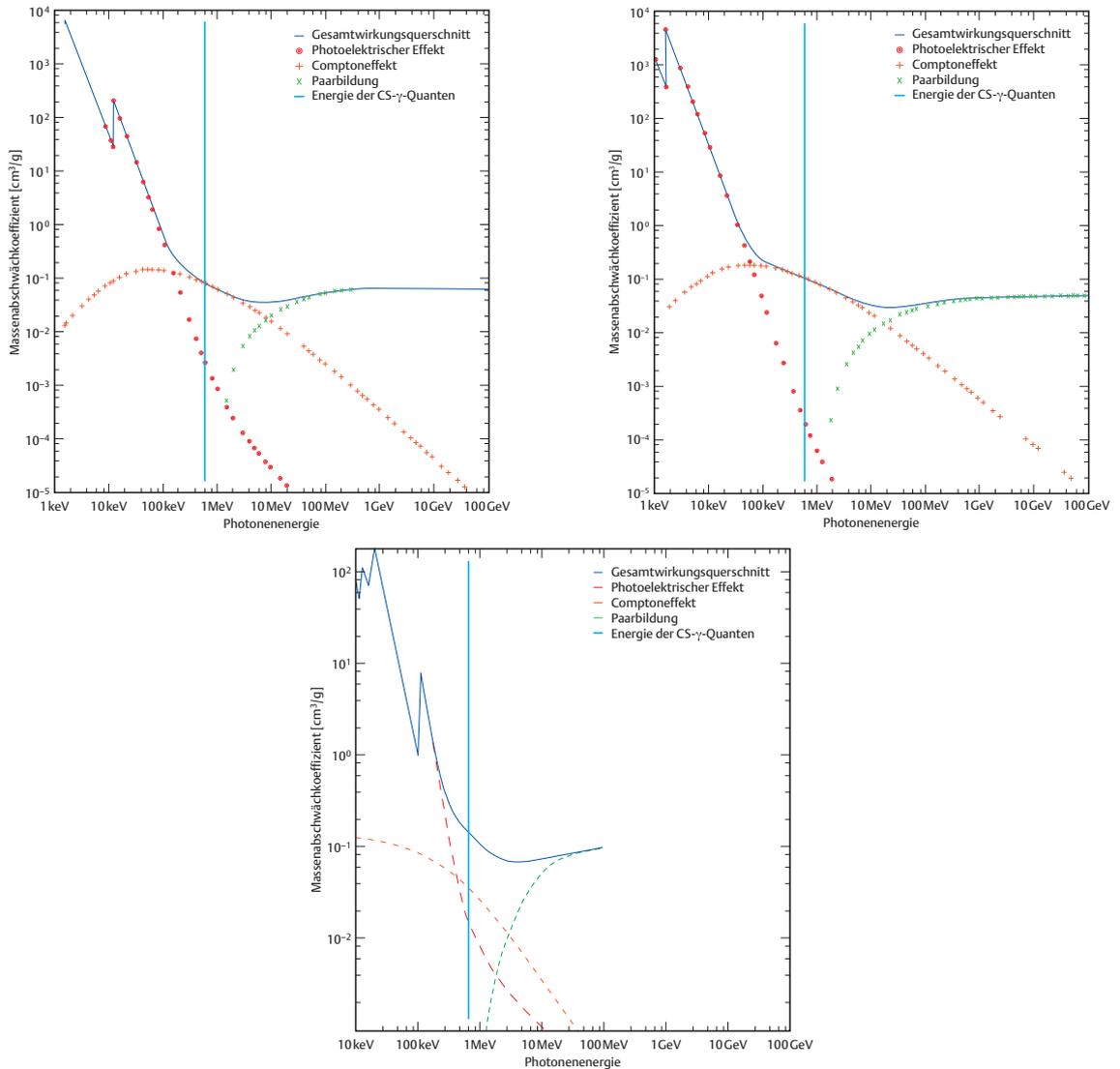


Abbildung 7.1 Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung für Germanium (links), Aluminium (rechts) und Blei (unten) (eigene Darstellung in Anlehnung an Fichtel und Trombka [1981]).

mit der Eindringtiefe entsprechend $N = N_0 \exp(-\mu_0 x)$. Dabei ist N_0 die anfängliche Photonenzahl, N die Photonenzahl nach Durchqueren der Absorberschichtdicke x und μ_0 der Massenenergieabsorptionskoeffizient, der von photoelektrischem Effekt, Comptoneffekt und Paarbildung abhängt. Für 0.662 MeV - γ -Quanten tragen bei der Wechselwirkung mit Aluminium, Germanium und Blei sowohl Photoeffekt als auch Paarerzeugung kaum zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei und können in erster Näherung vernachlässigt werden (Abb. 7.1). Die Hauptwechselwirkung erfolgt über den Comptoneffekt. Die Comptonelektronen können ihrerseits entlang ihres Weges weitere Atome ionisieren. Das an den Kontakten nachgewiesene elektrische Signal ist direkt proportional zum Energieverlust der γ -Strahlung im Material.

7.1.2 Überblick über die Messungen

Bestrahlungstests vor dem Start des Satelliten sind zur Entwicklung der Beobachtungs- und Kalibrierungsstrategien wichtig. Die ^{137}Cs - γ -Quelle wurde außerhalb des Kryostaten auf Detektorhöhe platziert (siehe Abb. 3.1 links). Während drei Langzeittests von insgesamt etwa 100 Stunden sowie drei kürzeren Bestrahlungstests von je 1.5 Stunden wurde der Einfluss der ionisierenden Strahlung auf das Detektorverhalten und die CRE in Abhängigkeit von Vorspannung, Integrationszeit und -kapazität sowie IR-Untergrund- und γ -Fluss untersucht. Desweiteren wurden solare Ereignisse simuliert.

Die Langzeittests wurden mit einer schwach gedrückten flugrepräsentativen Detektorzeile durchgeführt, da bei ISO und SPITZER die schwach gedrückten Ge:Ga-Detektormodule stärkere Strahlungseffekte zeigten als die stark gedrückten [Wilke et al., 2003; Rieke, 2006]. Darüberhinaus wurden kurze Bestrahlungstests mit einem stark gedrückten Detektormodul mit QM-FEE durchgeführt (Kap. 7.4.1).

7.1.3 Abschätzung der erzeugten Strahlungsschäden im Detektormaterial

Eingetragene Energiedosisleistung

Die Energiedosisleistung \dot{D} der Strahlungsquelle auf die Detektoren wurde geometrisch gemäß

$$\dot{D} = A \cdot \Omega \cdot e^{-\mu_0 x} \cdot \frac{\langle \Delta E \rangle}{m_{\text{Ge}}} \cdot 3600 \quad [\text{rad/h}] \quad (7.1)$$

berechnet. Dabei ist μ_0 der durch NIST² (National Institute for Standards und Technology) gegebene Massenabsorptionskoeffizient. Der mittlere Energieübertrag $\langle \Delta E \rangle$ wird mit dem mittleren Energieübertrag durch Comptonstreuung der ^{137}Cs -Gammas $\langle \Delta E_c \rangle = 310 \text{ keV}$ abgeschätzt³, woraus gemäß Abb. 6.5 rechts eine mittlere Reichweite der Comptongestreuerten Sekundärelektronen im Ge:Ga-Kristall von 0.26 mm folgt. m_{Ge} stellt die Masse und Ω den Raumwinkel eines Ge:Ga-Detektors dar, wobei $\Omega = \frac{F_{\text{Det}}}{4\pi \cdot r^2}$. Zur Abschätzung der Obergrenze der eingetragenen Energiedosis wird die gesamte Energie der gestreuten Elektronen als vollständig vom Detektor absorbiert angenommen. Um repräsentative Dosisleistungen für die Simulation ruhiger Phasen und solarer Ereignisse zu erzielen, wurde ein Abstand von 11 bzw. 40 cm zwischen ^{137}Cs -Quelle und Kryostat bzw. Detektoren gewählt sowie zusätzliche Bleiabschirmungen zwischen Quelle und Kryostat eingebracht (siehe Tab. 7.1).

Anzahl generierter Elektron-Loch-Paare

Die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare im Detektormaterial berechnet sich mit der Bestrahlungsdosis D , der Dichte $\rho_{\text{Ge:Ga}} = 5.32 \text{ g cm}^{-3}$ [Amsler et al., 2008], $E_{\text{ion}} = 2.8 \text{ eV}$ und Relation 6.2 zu

$$N_{\text{EHP}} = \frac{D \cdot \rho_{\text{Ge:Ga}}}{E_{\text{ion}}} = \frac{D \cdot 5.32 \text{ g cm}^{-3}}{2.8 \text{ eV}} \cdot \frac{6.242 \cdot 10^{13} \text{ eV}}{\text{g rad}} \approx D \cdot 1.19 \cdot 10^{14} \text{ rad}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (7.2)$$

Die maximale Energiedosis, die durch ein einziges Comptonelektron eingetragen wird, ergibt sich zu

$$D_\gamma = \frac{\Delta E_{\text{max}}}{m_{\text{Ge}}} = \frac{478 \text{ keV}}{8.03 \cdot 10^{-3} \text{ g}} = 9.54 \cdot 10^{-7} \text{ rad} \quad (7.3)$$

Bei der vollständigen Absorption eines Comptonelektrons im Ge:Ga-Kristall würden somit maximal $\sim 1.1 \cdot 10^5$ Elektron-Loch-Paare entstehen.

²<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>

³Der maximale Energieübertrag durch Comptonstreuung beträgt $\Delta E_{\text{max}} = 478 \text{ keV}$ und findet selten statt.

Fluss	Solare Aktivität und entsprechende Energiedosisleistung \dot{D} auf einen Detektor [rad/h]	Dicke der zusätzlichen Bleiabschirmung vor der γ -Quelle [mm]
Φ_1	niedrig: 0.05	44
Φ_2	mittel: 0.14	24
Φ_3	hoch: 0.49	0

Tabelle 7.1 Die Ge:Ga-Detektoren wurden mit repräsentativen Energiedosisleistungen \dot{D} bestrahlt. Zur Erzeugung einer niedrigen, mittleren und hohen solaren Aktivität wurden Messungen mit unterschiedlich dicken Bleiabschirmungen durchgeführt. Die dominierende Wechselwirkung der ^{137}Cs - γ -Quanten mit Blei ist die Comptonstreuung (Abb. 7.1 unten). Zum Vergleich: die Energiedosisleistung auf die Detektoren von ISO betrug 0.04 rad h^{-1} .

Konzentration generierter Gitterdefekte

Die Anzahl der durch die γ -Quanten in einem Detektor generieren Gitterdefekte N_{DDD} wird über

$$N_{\text{DDD}} = \frac{N_\gamma t \sigma_\gamma N_{\text{Ge}}}{F_{\text{Det}}} \approx t \cdot 2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (7.4)$$

abgeschätzt [Patrashin et al., 1995]. Dabei ist $N_\gamma = A \cdot \Omega$ die Anzahl der auf den Detektor fallenden γ -Quanten, t die Zeit der Bestrahlung (in s), $\sigma_\gamma \sim 0.5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$ der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Gitterdefekts in Ge:Ga [Cahn, 1959], $N_{\text{Ge}} \sim 4.4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ die Konzentration der Germaniumatome und F_{Det} der Detektorquerschnitt. Folglich ist die Anzahl der im Verlauf der Labormessungen mit der γ -Quelle zusätzlich erzeugten Gitterdefekte um Größenordnungen kleiner als die der Hauptverunreinigung ($N_{\text{A}} = 1.7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) und somit ihr Einfluss auf die Leitfähigkeit vernachlässigbar. Ausgedehnte Gitterdefekte können jedoch mit der γ -Quelle nicht erzeugt werden.

7.2 Datenanalyse

7.2.1 Datenerfassung und Prozessierungsmethoden

In PACS müssen aufgrund der limitierten Kommunikationsrate zur Bodenstation von $\leq 150 \text{ kbit/s}$ in Echtzeit [Feuchtgruber, 2007c] Rohdaten stark komprimiert werden (Tab. 7.2). Die Rechenleistung an Bord ermöglicht vor der Datenkompression keine elektronische Datenfilterung, d.h. Erkennen und Entfernen von Störpulsen.

Zum Vergleich der Ergebnisse infolge der unterschiedlichen Datenprozessierungsmethoden in PACS wurden während der Labormessungen die Rohdaten der CRE mit einer Abtastfrequenz von 256 Hz aufgezeichnet und teilweise vor der weiteren Datenanalyse zu sogenannten Submeans von 8 bzw. 16 Datenpunkten zusammengefasst.

7.2.2 Deglitch-Algorithmus

Zur Entdeckung und Entfernung von Glitches - im Folgenden als „Deglitching“ bezeichnet - wurde ein Sigma-Abschneidealgorithmus auf die Steigungen benachbarter Auslesewerte bzw. Submeans (Anzahl N) einer Messung angewendet. Die Steigungen berechnen sich gemäß

$$x_i = \frac{V_i(t_i) - V_{i-1}(t_{i-1})}{t_i - t_{i-1}} \quad i = 1 \dots N - 1 \quad . \quad (7.5)$$

Methode	Beschreibung	Kompressionsfaktor
buffer transmission	Rohrampen werden in Intervallen von 10 s aufgezeichnet gefolgt von einer Prozessierungszeit von 151 s. Die Datenrate beträgt 3.8 Mbit/s.	0
subramp average	Je 16 bzw. 8 Auslesewerte werden zu sog. Submeans zusammengefasst.	30-60 bzw. 20-30
ramp fitting	Die Steigung der Ausgleichsgeraden durch jede Integrationsrampe wird mit der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Neben den Steigungen werden die Rohdaten von je drei Pixeln aufgezeichnet, welche alle zwei Sekunden wechseln.	120-160

Tabelle 7.2 Datenkompressionsmethoden in PACS (nach Ottensamer und Reimers [2008] und Ottensamer [2008]).

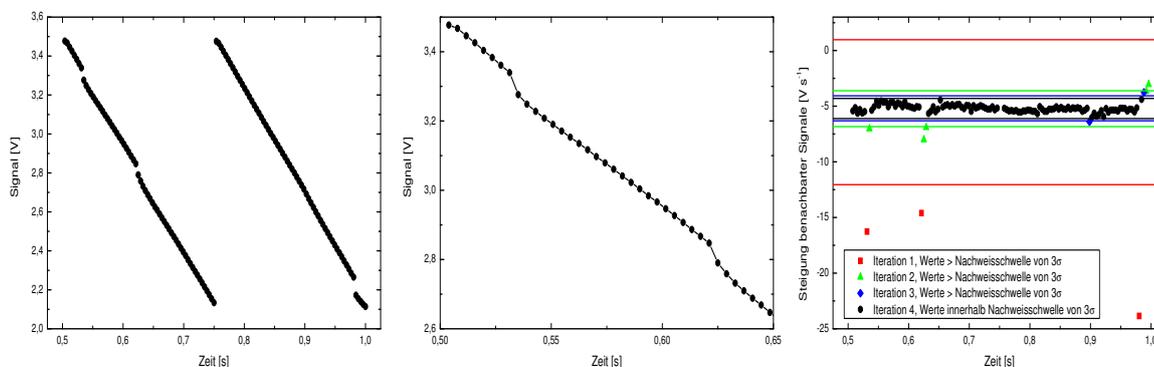


Abbildung 7.2 Durch ionisierende Strahlung werden Diskontinuitäten, sogenannte Glitches, in den Signalarampen erzeugt, die durch Deglitching effektiv beseitigt werden. Links: Signal mit Glitches. Mitte: Detailausschnitt zweier Unstetigkeiten. Rechts: Schematische Darstellung des Deglitching; Berechnung der Steigung benachbarter Datenpunkte und Iterationen der Filterung innerhalb 3σ .

Alle Werte, die sich nicht innerhalb 3σ befanden, wurden verworfen. Iterationen wurden durchgeführt, bis alle Datenpunkte zwischen diesen Grenzen lagen. In Abb. 7.2 ist der Prozess des Deglitching anhand zweier typischer Integrationsrampen unter γ -Bestrahlung mit Diskontinuitäten schematisch dargestellt. Diese Methode filtert - anders als Mean, Median oder Hodge-Lehmann-Estimator (näheres dazu in Kap. 7.2.3) - abweichende Datenpunkte wie z.B. Glitches, Nichtlinearitäten oder Hysteresis-Effekte aus den Daten heraus und rekonstruiert dadurch die Signale.

Die Wahrscheinlichkeit, dass Rauschen - sofern es einer Gaußverteilung folgt - als Glitch erfasst wird, beträgt bei der Analyse der Rohdaten 0.3 %. Demzufolge erhält man bei einer Datenabtastrfrequenz von 256 Hz eine Rate von $\gtrsim 0.8 s^{-1} \text{Pixel}^{-1}$ scheinbarer Glitches. Infolge vorheriger Mittelung von 8, 16 bzw. 64 Datenpunkten sinkt diese Rate auf $\gtrsim 0.1$, $\gtrsim 0.05$ bzw. $\gtrsim 0.012 s^{-1} \text{Pixel}^{-1}$. Durch Iterationen sind diese Werte entsprechend höher. Der Deglitch-Algorithmus wurde an Daten ohne ionisierende Strahlung getestet (siehe Anhang B.3.1). Sind mehr als 30 % der Daten von Glitches betroffen, liefert der Algorithmus keine zuverlässigen Ergebnisse mehr.

Position und Wert aller zurückgewiesenen Datenpunkte sowie die Zahl der durchgeführten Iterationen wurden aufgezeichnet. Dies ermöglicht es, die Ereignisrate und die auf den Detektor übertragene Energie ΔE , ihren zeitlichen Verlauf sowie die Auswirkungen auf das Detektorverhalten zu analysieren. ΔE

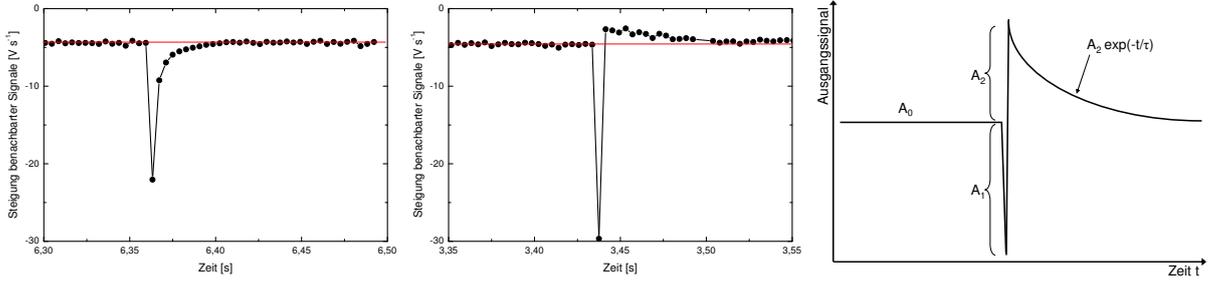


Abbildung 7.3 Zeitlicher Verlauf der Steigung benachbarter Signale während eines Glitches (links) und eines Antiglitches gefolgt von einem Antiglitch (Mitte) sowie Korrektur des sogenannten Glitch-after-Effekts (rechts). Nähere Erklärungen siehe Text.

lässt sich aus dem Spannungssprung $\Delta U = \frac{\Delta Q}{C_{\text{int}}}$ mit der freigesetzten Ladung $\Delta Q = \frac{\Delta E}{E_{\text{ion}}} eG$, der Ionisierungsenergie von Germanium $E_{\text{ion}} = 2.8 \text{ eV}$ [Kleinknecht, 1992] und der Quanteneffizienz $\eta = 0.26$ (Ergebnis der HS-Modultests am MPE [Poglitsch, 2006]) folgendermaßen abschätzen:

$$\Delta E = \Delta U \frac{C_{\text{int}} E_{\text{ion}}}{eG} = \Delta U \frac{C_{\text{int}} E_{\text{ion}} \eta \lambda}{\mathfrak{R}} \quad (7.6)$$

7.2.3 Hodges-Lehmann-Schätzer zur Bestimmung der Leistungsparameter

Nach dem Deglitching wird für alle Datenpaare einer Messung der robuste Hodges-Lehmann-Estimator (HL) gemäß

$$\theta_{\text{HL}} = \text{median} \left(\frac{x_i + x_j}{2} \right) \quad 1 \leq i < j \leq N \quad (7.7)$$

berechnet und damit Stromempfindlichkeit, NEP und Dunkelstrom der Detektoren bestimmt.

7.3 Ergebnisse der Labormessungen

Sofern nicht anders angegeben, basieren die dargestellten Ergebnisse auf der Analyse der Rohrampen schwach gedrückter Ge:Ga-Detektoren unter Verwendung des HL-Estimators und des σ -Abschneidealgorithmus. Dabei erfolgt die Bestrahlung mit repräsentativem konstantem IR-Untergrundfluss⁴ von $\Phi = 1.54 \cdot 10^{-14} \text{ W Pixel}^{-1}$ ($\lambda = 60 \text{ } \mu\text{m}$) und kontinuierlicher repräsentativer mittlerer γ -Bestrahlung der Energiedosisleistung $\dot{D} = 0.14 \text{ rad h}^{-1}$, was folglich etwa dreimal so hoch wie bei ISO (0.04 rad h^{-1}) ist. Die Ergebnisse ohne γ -Bestrahlung dienen der Referenz und sind mit dem Index 0 gekennzeichnet. Mittels differentieller Messungen wird die Dunkelstromkorrektur erzielt.

7.3.1 Charakterisierung der induzierten Glitches

Bei einem Glitch steigt das Signal schnell an und fällt dann exponentiell mit der Zeit ab (Abb. 7.3 links). Demgegenüber besitzt ein Antiglitch einen Ausläufer in entgegengesetzter Richtung, wodurch

⁴Der IR-Untergrundfluss in PACS setzt sich - wie bereits in Kap. 3.3.1 dargestellt - aus dem IR-Fluss des $T \sim 80 \text{ K}$ warmen Teleskops sowie aus dem Streulicht durch die 60 K -Blende, 23 K -Schilde, 5.5 K -Optik und das 4 K -Gehäuse zusammen [Poglitsch, 2006].

Glitchlänge		Anteil der Glitches
[pt]	[ms]	
1	3.9	82
2	7.8	11
3	11.7	4
4	15.6	2
5	19.5	~ 1
>5	>19.5	< 1

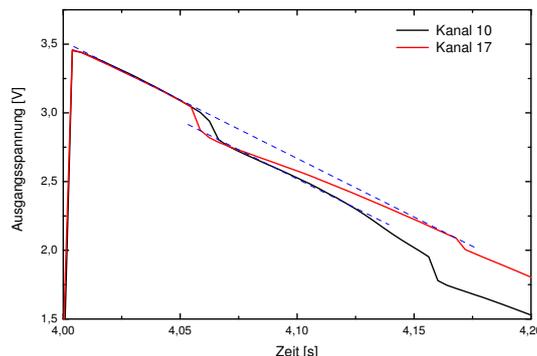


Abbildung 7.4 Links: Ein Glitch beeinflusst selten mehr als fünf aufeinander folgende Rampenpunkte (pt), was einer Länge von < 20 ms entspricht. Rechts: Es treten verschiedene Glitchprofile auf; Glitches ohne Einfluss auf das weitere Signal (schwarz) und Glitches, die Leckströme in der Elektronik verursachen, wodurch die effektive Vorspannung und somit das Signal verringert sind (rot).

das effektive Signal verringert ist (Mitte). Die Ausläufer der Störungen klingen dabei mit einer charakteristischen Zeitkonstante von Elektronik, Ladungstransport, Ladungseinfang und Rekombination ab und können mithilfe einer $A_1/A_2 - \tau$ -Relation korrigiert werden (rechts).

Ein Glitch beeinflusst selten mehr als 5 aufeinander folgende Rampenpunkte (Abb. 7.4 links) und ist somit gewöhnlich kürzer als 20 ms. In 2.1 % aller Glitches wurden simultane Ereignisse in zwei bzw. in 1.9 % in drei oder mehr benachbarten Detektoren aufgrund von Übersprechen, Teilchenschauern oder Ereignissen auf Elektronikenebene (siehe nachfolgender Absatz) nachgewiesen. Die Glitches sind folglich im allgemeinen auf einen einzigen Detektor begrenzt.

Ein Indikator für Fehlfunktionen infolge von Ereignissen auf Elektronikenebene sind einzelne Glitches bzw. Antiglitches in den Kanälen 1 (offener Kanal) und 18 (Resistorkanal), sowie korrelierte Veränderungen der Signale aller Kanäle (Abb. 7.5). Diese Effekte sind mit Spitzen in der V_{DDA} -Spannung assoziiert. Desweiteren kann ionisierende Strahlung Leckströme in der Elektronik, so z.B. zwischen dem AC-Koppelkondensator und dem Verstärker induzieren, die die effektive Vorspannung verringern (Abb. 7.4 rechts).

7.3.2 Änderung der Leistungsdaten der Ge:Ga-Detektoren und Quasistabilität bei konstanter Vorspannung

Unter repräsentativem IR-Untergrundfluss ($\lambda = 60 \mu\text{m}$) und kontinuierlicher repräsentativer γ -Bestrahlung erhöhen sich bei konstanter Vorspannung von $U_{\text{Bias}} = 160$ mV und Detektortemperatur $T_{\text{Det}} = 2.5$ K die dunkelstromkorrigierten Signale nach Bestrahlungsstart für ~ 5 Stunden (eingestrahelte Dosis pro Detektor: ~ 0.7 rad), bis sie ein Plateau erreichen. Auch Stromempfindlichkeit, NEP, Dunkelstrom, Resetlevel, Glitchrate und Glitchhöhenverteilung erreichen einen charakteristischen, quasistabilen Wert, der mit dem Index „Plat“ bezeichnet wird. Dieser Zustand wird im Folgenden mit Stromempfindlichkeitsplateau beschrieben (Abb. 7.6 von oben nach unten):

- **Stromempfindlichkeit und Dunkelstrom:** Die relative Stromempfindlichkeit und der relative Dunkelstrom steigen im Mittel auf $\mathfrak{R}_{\text{Plat}}/\mathfrak{R}_0 \sim 5.5$ bzw. $DC_{\text{Plat}}/DC_0 \sim 15$ an (Abb. 7.6 oben). Der Anstieg zum Gleichgewichtszustand lässt sich mit einer Sigmoidfunktion der Form

$$\mathfrak{R}(t) = \mathfrak{R}_{\text{Plat}} + \frac{\mathfrak{R}_0 - \mathfrak{R}_{\text{Plat}}}{1 + e^{(t-t_1)/t_2}} \quad \text{bzw.} \quad DC(t) = DC_{\text{Plat}} + \frac{DC_0 - DC_{\text{Plat}}}{1 + e^{(t-t_1)/t_2}} \quad (7.8)$$

beschreiben.

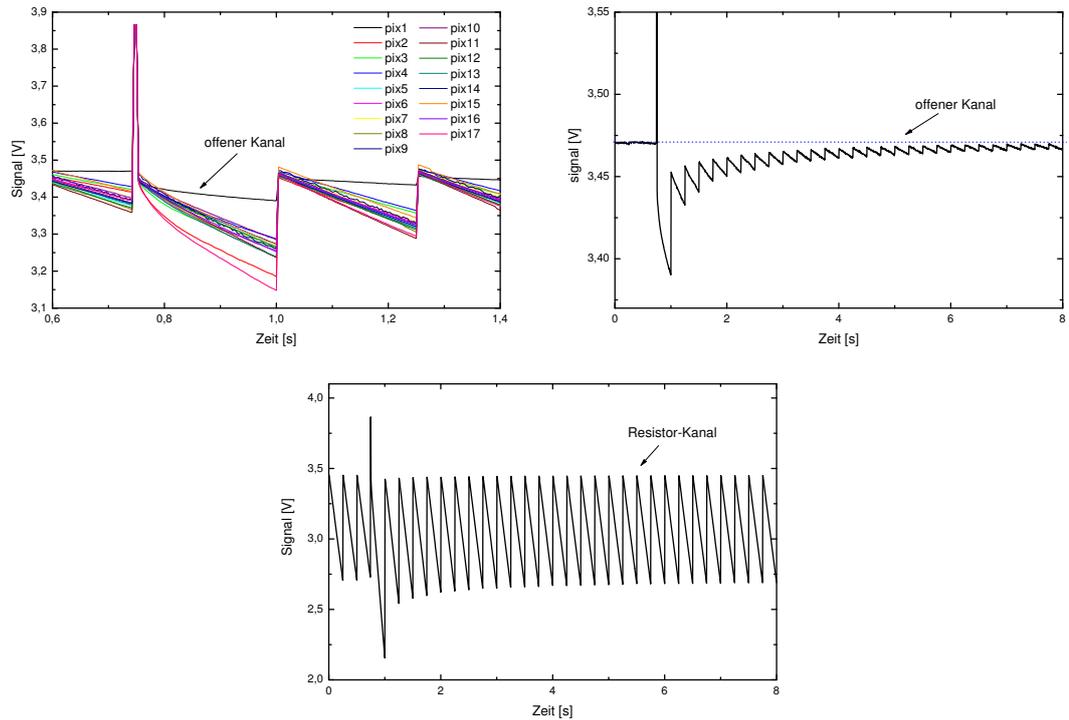


Abbildung 7.5 Korrelierte Signale in allen Kanälen (oben links), sowie Signale im offenen Kanal (oben rechts) und/oder Resistor-Kanal (unten) dienen als Indikator für Ereignisse auf Elektronikenebene. Eine Spannungsspitze ist von erhöhten Signalen und Reset-Niveaus in allen Kanälen begleitet, die exponentiell mit der Zeitkonstante der Versorgungsspannung der warmen Elektronik abklingen. Diese ist zur Filterung mit großen Kapazitäten und hochohmigen Leitungen ausgestattet.

- **Langzeitstabilität der Stromempfindlichkeit:** Auf dem Plateau ist die Stromempfindlichkeit bis auf $\leq 1.5\%$ stabil (mehr dazu in Kap. 7.3.7). Die Streuung der Stromempfindlichkeiten der 16 Detektoren ist mit $\sim 17\%$ kleiner als ohne Bestrahlung ($\sim 21\%$).
- **NEP:** Ungefähr eine Stunde nach Bestrahlungsbeginn durchläuft die mittlere NEP ein Minimum und besitzt auf dem Plateau einen um $\sim 20\%$ geringen Wert als ohne Bestrahlung. Mit $NEP/NEP_0 \sim 0.25 \dots 2$ weisen auf dem Plateau einige Detektoren eine höhere Detektorempfindlichkeit auf als ohne Bestrahlung. Die Streuung der absoluten NEPs der einzelnen Detektoren ist um $\sim 10\%$ größer als ohne Bestrahlung.
- **Resetlevel:** Mit Resetlevel wird die Signalspannung am Ende des ersten Abtastintervalls einer Integrationsrampe bezeichnet, also der erste Auslesewert nach Schließen des Reset-Schalters (siehe Kap. 2.2.3). Das mittlere Resetlevel sinkt folglich mit steigender Stromempfindlichkeit und ist auf dem Stromempfindlichkeitsplateau um etwa 50 mV verringert. Die Streuung des zeitlichen Verlaufs des Quotienten aus Resetlevel und Stromempfindlichkeit aller Detektoren beträgt auf dem Stromempfindlichkeitsplateau nur noch etwa ein Fünftel des Wertes ohne Bestrahlung.
- **Glitchrate:** Die mittlere Glitchrate (d.h. die mittlere Anzahl der Werte $> 3\sigma$) steigt direkt nach Bestrahlungsbeginn rapide auf $\sim 8 \pm 1 \text{ s}^{-1} \text{ Pixel}^{-1}$ und dann sukzessiv bis zu einem stabilen Wert von $\sim 19 \pm 2 \text{ s}^{-1} \text{ Pixel}^{-1}$. Im Vergleich dazu betrug die aus den ISO-Messungen extrapolierte Glitchrate bei vergleichbarer Dosisleistung von $0.04 - 0.1 \text{ rad h}^{-1}$ und unter Berücksichtigung der Pixelgröße von PACS nur 0.14 Hz (4σ -Deglitching-Algorithmus). Die Diskrepanz könnte durch die unterschiedlichen Spektren der ionisierenden Strahlung und den höheren Energieübertrag durch

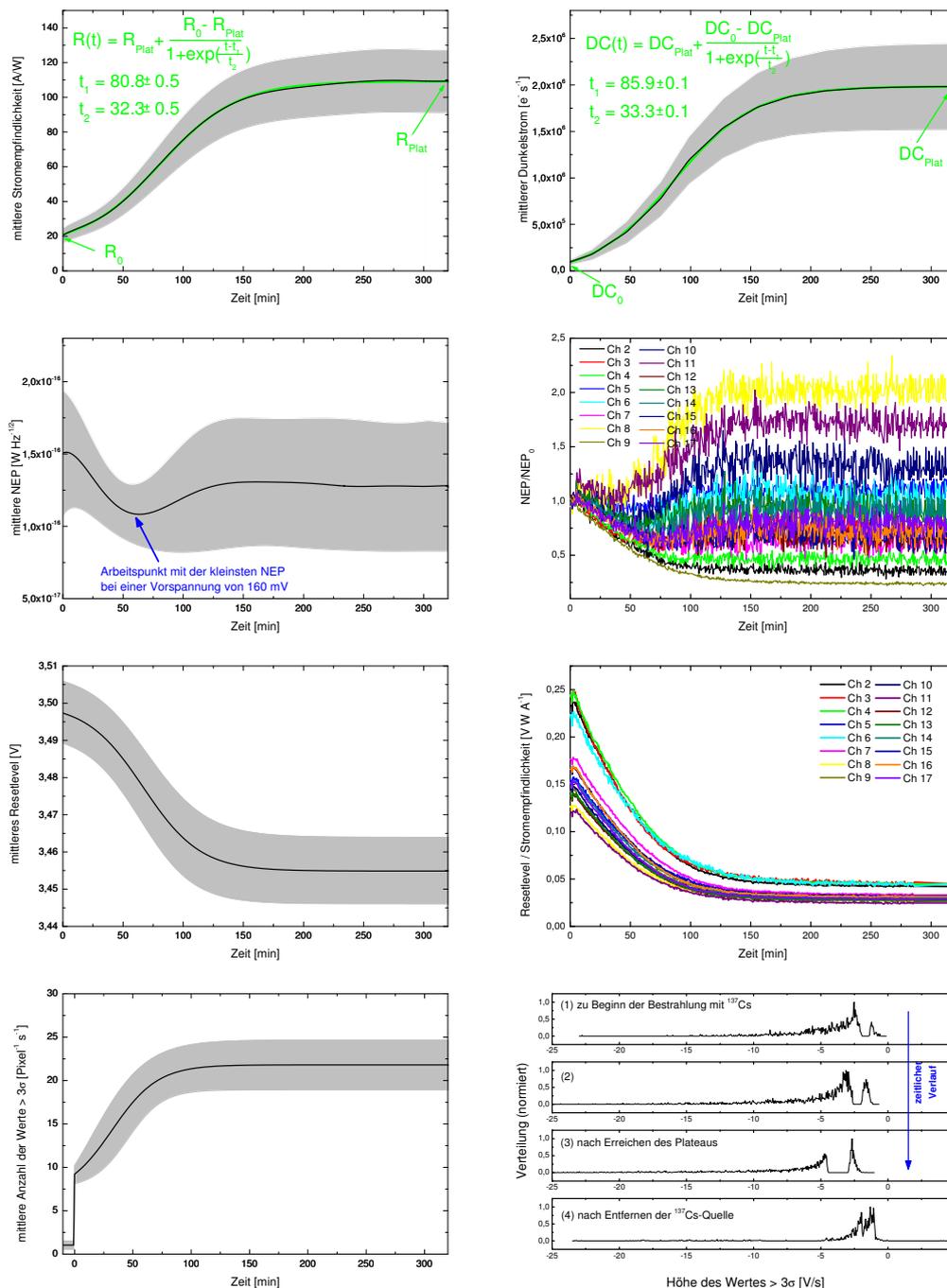


Abbildung 7.6 Zeitlicher Verlauf von mittlerer Stromempfindlichkeit mit Sigmoidfunktion (oben links), Dunkelstrom mit Sigmoidfunktion (oben rechts), NEP und NEP/NEP_0 aller Kanäle (2. Zeile) sowie Resetlevel (3. Zeile links), Quotient aus Resetlevel und Stromempfindlichkeit (3. Zeile rechts) und Glitchrate (unten links) von Strahlungsbeginn bis zum Stromempfindlichkeitsplateau ($U_{\text{Bias}} = 160$ mV). Der schattierte Bereich illustriert die Streuung der 16 Detektoren der flugrepräsentativen Detektorzeile. Die Streuung der Werte der einzelnen Detektoren ist auf unterschiedliche Dotierkonzentrationen und leicht verschiedene mechanische Drücke innerhalb des Kristallstapels zurückzuführen. Unten rechts: Zeitliche Entwicklung der asymmetrisch-bipolaren Verteilung der durch Deglitching jenseits der 3σ aussortierten Datenpunkte, d.h. der Glitchamplituden. Im Verlauf der hochenergetischen Bestrahlung verschiebt sich bei konstanter Vorspannung (hier $U_{\text{Bias}} = 120$ mV) aufgrund der steigenden Empfindlichkeit durch die induzierten Strahlungseffekte das Pulshöhenspektrum zu höheren Werten ((1) bis (3)). Nach Entfernen der Quelle läuft der Prozess umgekehrt und beschleunigt ab (4).

ein Proton verursacht sein. Folglich ist die Glitchrate bei gleicher Dosisleistung kleiner.

Ersten Ergebnissen der Flugdaten von PACS zufolge beträgt die Glitchrate im Weltraum 0.15 Hz für die LS- bzw. 0.09 Hz für die HS-Detektoren [Contursi, 2009] was ähnlich den Erwartungen infolge der ISO-Messungen ist.

- **Glitchhöhe:** Das Pulshöhenspektrum der durch Deglitching jenseits der 3σ aussortierten Werte besitzt eine charakteristische, asymmetrisch-bipolare Form. Diese verschiebt sich beim Anstieg auf den Gleichgewichtszustand zu höheren Werten, da die Detektorempfindlichkeit infolge der Strahlungseffekte steigt. Die Verteilung der Glitchamplituden und folglich der eingetragenen Energie entspricht einer Landauverteilung.

Erklärungsmodell

In einer strahlungsfreien Umgebung und bei sehr tiefen Temperaturen gilt für die Konzentration der Donatoren (N_D) und Akzeptoren (N_A) wegen der Ladungsneutralität: $N_D = N_D^+ = N_A^-$. Die Photoionisation neutraler Akzeptoratome erfolgt gemäß $A^0 + h\nu_{IR} \rightarrow A^- + \text{Loch}$.

Hochenergetische Strahlung erzeugt Ladungsträger im Detektormaterial und induziert somit im Gegensatz zur IR-Beleuchtung auch Minoritätsladungsträger. Durch den simulierten hohen kontinuierlichen IR-Untergrundfluss des ~ 80 K warmen Teleskops ist die Konzentration freier Majoritätsladungsträger sowie von A^- -Zuständen gesteigert (Abb. 6.7 (4)). Die Stromempfindlichkeit ist dabei umgekehrt proportional zur Konzentration an ionisierten Akzeptoratomen: $\mathfrak{R} \propto 1/N_A$.

Nach Bestrahlungsstart erhöhen sich Photoleiterverstärkung und Stromempfindlichkeit infolge der durch die ionisierende Strahlung gemäß Kap. 6.2.2 erzeugten Elektron-Loch-Paare, bis ein Gleichgewicht zwischen Generation, Rekombination und Relaxation der A^- -Zustände herrscht. In diesem Zustand ist die Lebensdauer der freien Ladungsträger im Detektorkristall und folglich die Stromempfindlichkeit nahezu konstant.

7.3.3 Optimierung der Betriebsparameter unter ionisierender Strahlung

Die Lage des Gleichgewichts verändert sich in Abhängigkeit der Betriebs- und Bestrahlungsparameter mit einer charakteristischen Zeitkonstante. Der optimale Parametersatz weist unter repräsentativem IR-Untergrund und repräsentativer γ -Bestrahlung eine minimale Rauschäquivalenzleistung und somit größte Empfindlichkeit auf. Die im Folgenden dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf das Stromempfindlichkeitsplateau:

- **Stromempfindlichkeit und Dunkelstrom:** Unter hochenergetischer Bestrahlung zeigen die Detektoren abhängig von der Vorspannung eine im Mittel ~ 5 -6-fach erhöhte Stromempfindlichkeit (Abb. 7.7, 1. und 2. Zeile). Dabei ist $\mathfrak{R}_{\text{Plat}}/\mathfrak{R}_0$ bei $U_{\text{Bias}} \approx 96$ mV maximal. Der Dunkelstrom ist für $U_{\text{Bias}} < 200$ mV etwa um eine Größenordnung erhöht. Durch Deglitching verringern sich Stromempfindlichkeit und Dunkelstrom nur um wenige Prozent (Abb. 7.7, linke Abbildungen).
- **NEP:** Die mittlere NEP verringert sich unter hochenergetischer Bestrahlung durch Deglitching im Bereich $U_{\text{Bias}} = 80 \dots 220$ mV auf weniger als ein Drittel (Abb. 7.7 3. Zeile links). Der charakteristische Verlauf von NEP vs. Vorspannung ist durch Deglitching wiederhergestellt, jedoch zu kleineren Vorspannungen verschoben (Abb. 7.7, 3. Zeile Mitte). Für $U_{\text{Bias}} \lesssim 170$ mV sind die mittleren NEPs kleiner als ohne Bestrahlung. Die kleinste mittlere NEP wird bei $U_{\text{Bias}} \sim 96$ mV anstelle ~ 197 mV erreicht und ist mit $NEP \sim 7.4 \cdot 10^{-17} \text{ W Hz}^{-1/2}$ um ~ 30 % kleiner als ohne Bestrahlung.
- **Glitches und spontanes Spiken:** Im Bereich $U_{\text{Bias}} = 120 \dots 200$ mV ist die mittlere Glitchrate nahezu konstant (Abb. 7.8 oben links und Mitte). Glitches werden bis $U_{\text{Bias}} \sim 200$ mV effektiv beseitigt und die ursprünglich weit ins Negative verschobene Verteilung ist nach Deglitching nahezu symmetrisch (Abb. 7.8 oben rechts). Ab $U_{\text{Bias}} \gtrsim 200$ mV setzt spontanes Spiken ein, da die Durchbruchspannung verringert ist. Infolgedessen steigen NEP und Dunkelstrom rapide an. Die Pulshöhenverteilung ist im Gegensatz zur Glitchrate stark von der Vorspannung abhängig: das Spektrum der normalisierten Glitchamplituden wird mit steigender Vorspannung breiter und

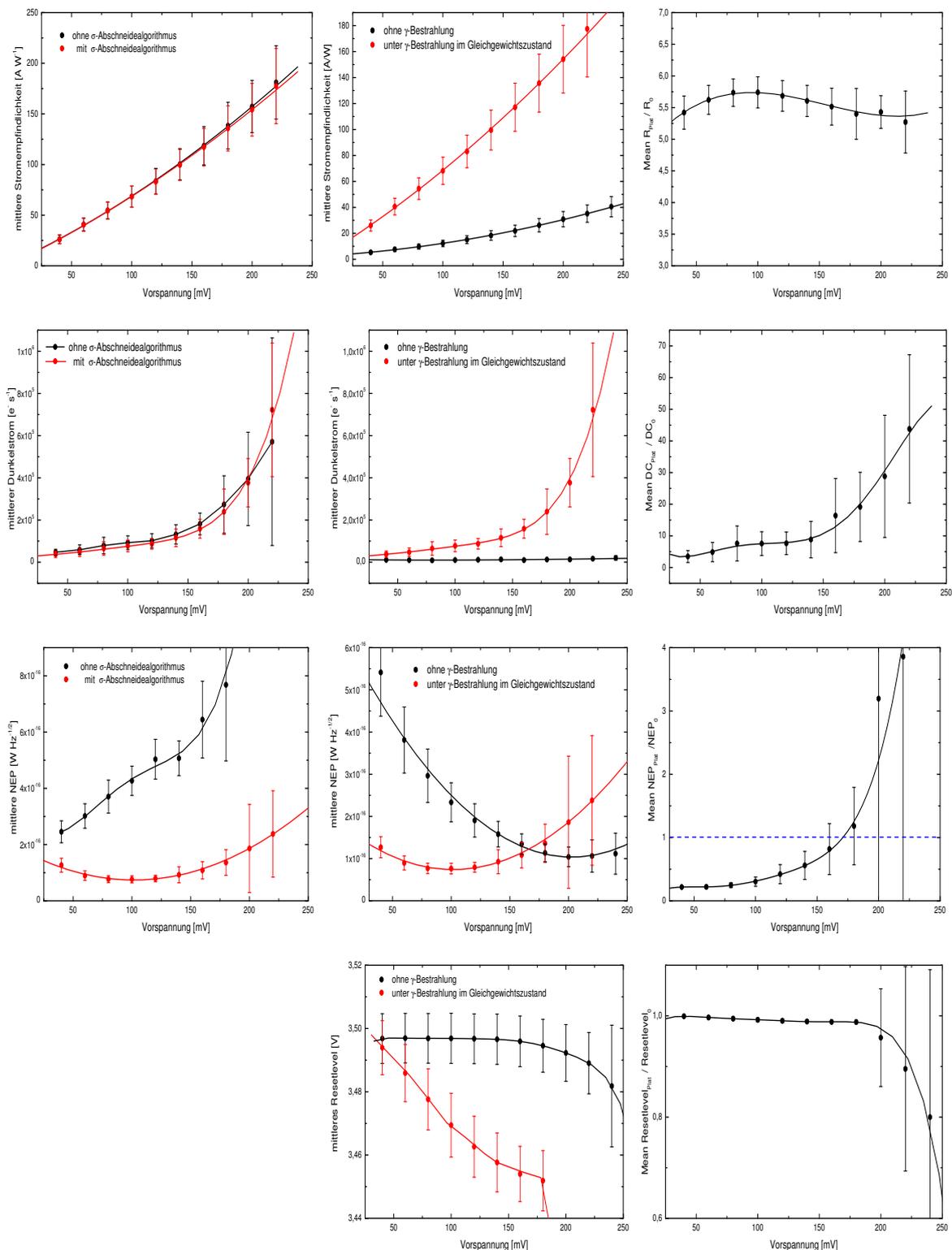


Abbildung 7.7 Linke Spalte: Vergleich von mittlerer Stromempfindlichkeit (oben), Dunkelstrom (2. Zeile) und NEP (3. Zeile) mit und ohne Deglitching in Abhängigkeit der Vorspannung. Deglitching hat auf die NEP den größten Effekt; sie verringert sich im Bereich $U_{\text{Bias}} = 80 \dots 220$ mV auf weniger als ein Drittel. Die Fehlerbalken stellen die Pixel-zu-Pixel-Streuung dar. Mittlere Spalte: Vergleich von mittlerer Stromempfindlichkeit, Dunkelstrom, NEP und Resetlevel mit und ohne hochenergetischer Bestrahlung. Für $U_{\text{Bias}} \lesssim 170$ mV ergibt sich unter hochenergetischer Bestrahlung eine bessere NEP und somit Empfindlichkeit als ohne. Rechte Spalte: Mittlere Stromempfindlichkeit, Dunkelstrom, NEP und Resetlevel auf den Wert vor Bestrahlung (mit Index 0 gekennzeichnet) normiert.

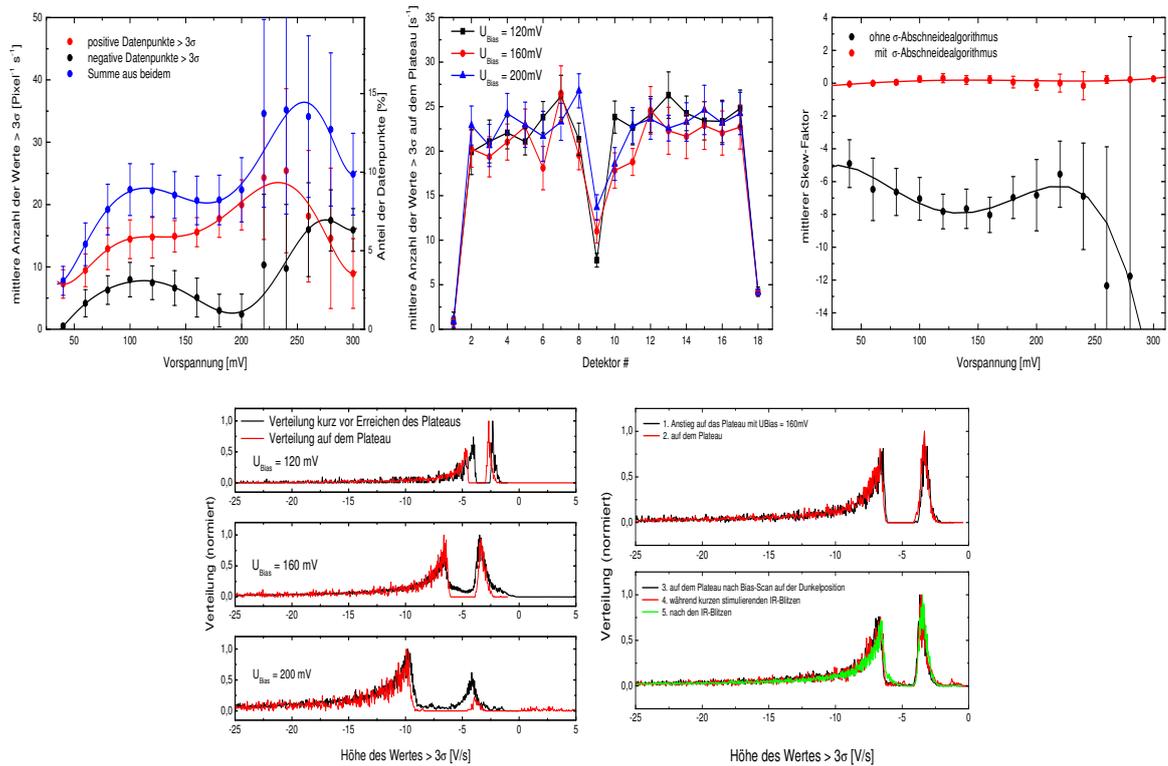


Abbildung 7.8 Oben: Anzahl der durch Deglitching verworfenen Werte in Abhängigkeit der Vorspannung (links). Im Bereich 120...200 mV ist die Glitchrate nahezu unabhängig von der Vorspannung (Mitte). Der σ -Abschneidealgorithmus liefert keine zuverlässigen Ergebnisse für Kanal #9, bei dem > 30 % der Daten von Glitches betroffen sind. Skew-Faktor mit und ohne Deglitching in Abhängigkeit der Vorspannung (rechts). Unten: Das typisch asymmetrisch-bipolare Spektrum der normalisierten Glitchamplituden wird mit steigender Vorspannung breiter und verschiebt sich infolge der wachsenden Empfindlichkeit der Detektoren zu höheren (negativen) Werten (links). Auf dem Plateau ist die Verteilung der Glitchamplituden sehr stabil, wie es an fünf Spektren gezeigt ist, die während drei Messungen mit den gleichen Parametern aber unterschiedlichen Bestrahlungsvorgeschichten durchgeführt worden sind (rechts).

verschiebt sich infolge der größer werdenden Empfindlichkeit der Detektoren zu höheren (negativen) Werten (Abb. 7.8 unten links). Auf dem Plateau ist die Verteilung der Glitchamplituden sehr stabil und nahezu unabhängig von der Bestrahlungsvorgeschichte (Abb. 7.8 unten rechts).

- **Resetlevel:** Das mittlere Resetlevel sinkt mit steigender Vorspannung. Bis $U_{\text{Bias}} = 100$ mV besteht zwischen dem Quotient Resetlevel/Resetlevel₀ und der Vorspannung ein linearer Zusammenhang, der sich mit einer Geraden der Steigung $-1.17 \cdot 10^{-4}/\text{mV}$ beschreiben lässt (Abb. 7.7 unten).
- **Integrationszeit:** Das optimale Reset-Intervall ist $t_{\text{int}} < 0.5$ s. Infolge der großen Pixel-zu-Pixel-Variation der Stromempfindlichkeit ist nur ein leichter Trend der mittleren NEP zu kleineren Integrationszeiten hin zu erkennen (Anhang B.3.2).

Zusammenfassend ergibt sich, dass die Detektoren bei geringerer Vorspannung weniger anfällig auf spontane Spikes sind. Mit $U_{\text{Bias}} \sim 96$ mV wird bei repräsentativer Bestrahlung und repräsentativem IR-Untergrund die kleinste NEP ($\sim 30\%$ kleiner ist als ohne Bestrahlung) und damit die größte Empfindlichkeit erreicht.

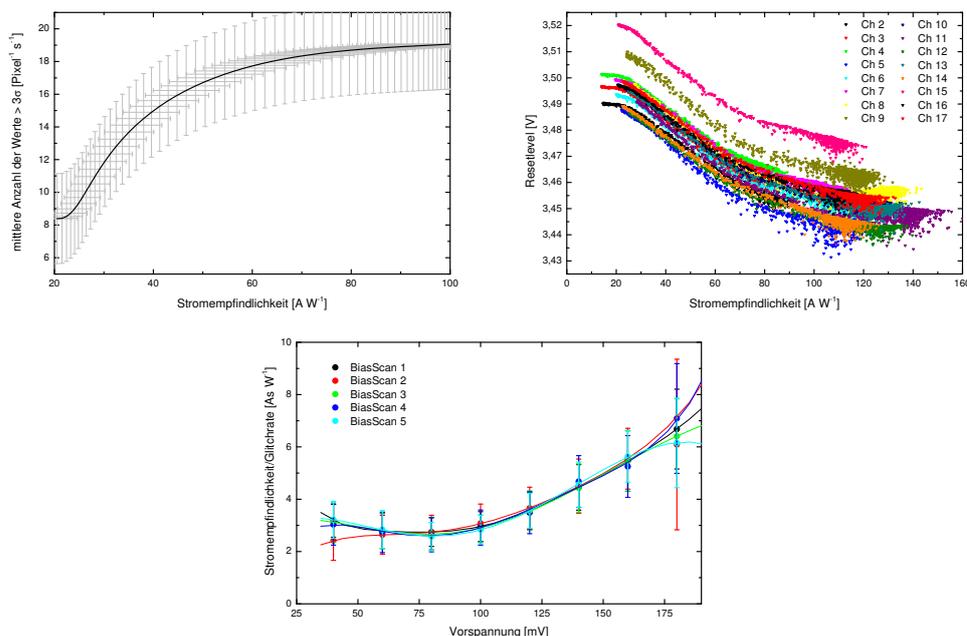


Abbildung 7.9 Links: Mittlere Glitchrate in Abhängigkeit der mittleren Stromempfindlichkeit beim Anstieg auf das Stromempfindlichkeitsplateau ($U_{\text{Bias}} = 160$ mV). Rechts: Resetlevel in Abhängigkeit der Stromempfindlichkeit beim Anstieg auf das Stromempfindlichkeitsplateau ($U_{\text{Bias}} = 160$ mV). Unten: Quotient aus mittlerer Stromempfindlichkeit und Glitchrate auf dem Stromempfindlichkeitsplateau in Abhängigkeit der Vorspannung mit unterschiedlichen Bestrahlungsvorgeschichten.

7.3.4 Weitere Korrelationen und funktionelle Zusammenhänge

Während des Anstiegs auf das Plateau bzw. auf dem Plateau bestehen Korrelationen zwischen

- Ereignisrate und Änderung der Detektoreichung (Abb. 7.9 links)
- Resetlevel und Stromempfindlichkeit (Abb. 7.9 rechts)
- Quotient aus Stromempfindlichkeit und Ereignisrate und der Vorspannung (Abb. 7.9 unten)

Einfluss der eingestrahlten Energiedosisleistung

Die relative Stromempfindlichkeit $\mathcal{R}_{\text{Plat}}/\mathcal{R}_0$ ebenso wie die mittlere Ereignisrate skalieren für $\dot{D} < 0.2$ rad/h linear mit der in die Ge:Ga-Detektoren eingetragene Energiedosisleistung gemäß $\mathcal{R}_{\text{Plat}}/\mathcal{R}_0 = \dot{D} \cdot (27.4 \pm 1.8) \text{ h rad}^{-1}$. Die charakteristische Zeit bis zum Erreichen des Plateaus fällt exponentiell mit der Energiedosisleistung ab (Abb. 7.10).

Einfluss des IR-Untergrundflusses

In Abhängigkeit des auf den Detektor fallenden IR-Flusses verschiebt sich unter ionisierender Bestrahlung das Stromempfindlichkeitsplateau mit charakteristischen Zeitkonstanten (Abb. 7.11 links). Bei höherem IR-Photonenuntergrund und konstanter γ -Bestrahlung stellt sich der Gleichgewichtszustand schneller und auf einem niedrigeren Empfindlichkeitsniveau ein. Folglich können Stromempfindlichkeit und somit Eichung der Detektoren vom IR-Fluss einer beobachteten hellen Quelle beeinflusst werden. Jedoch ist der Hauptspiegel bei allen Beobachtungen des PACS-Spektrometers die dominierende IR-Quelle [Altieri und Vavrek, 2007a]. Die Glitchrate ist bei niedrigerem IR-Untergrund geringfügig kleiner (Abb. 7.11 rechts).

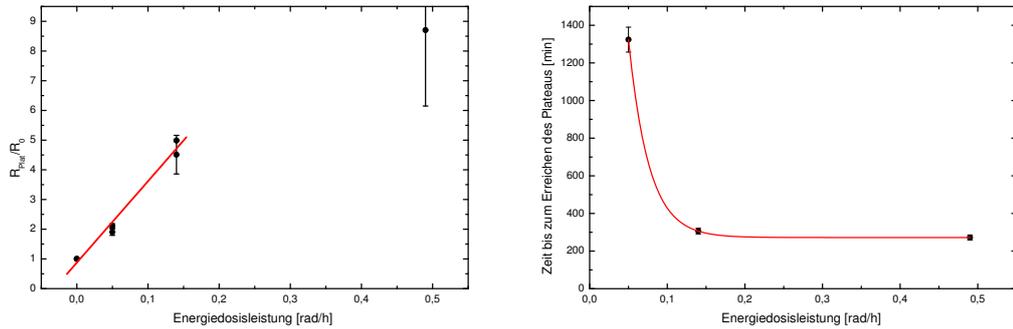


Abbildung 7.10 Links: Für Energiedosisleistungen $\dot{D} < 0.2$ rad/h besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Höhe des Stromempfindlichkeitsplateaus $\mathfrak{R}_{\text{Plat}}/\mathfrak{R}_0$ und der Energiedosisleistung. Zum Vergleich: die Energiedosisleistung auf die Detektoren von ISO betrug $\dot{D} \approx 0.04$ rad/h. Rechts: Die Zeit bis zum Erreichen des Plateaus fällt exponentiell mit der eingetragenen Energiedosisleistung ab.

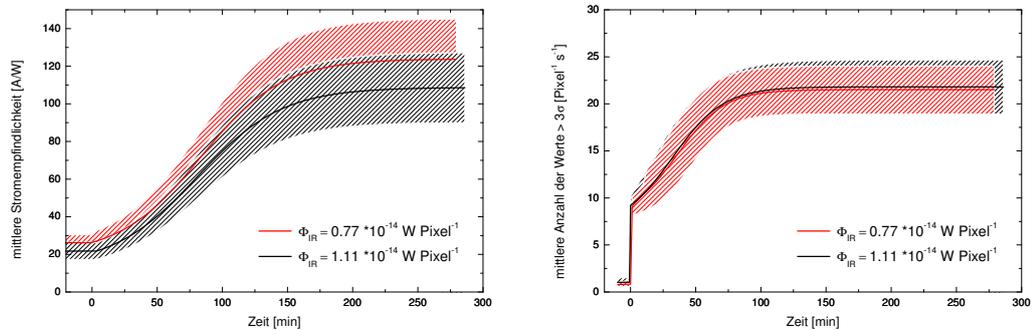


Abbildung 7.11 Einfluss des IR-Untergrundflusses: Zeitliche Entwicklung der Stromempfindlichkeit von Strahlungsbeginn bis zum Stromempfindlichkeitsplateau ($U_{\text{Bias}} = 160$ mV) für zwei IR-Flüsse $\phi_{\text{IR}_1} \approx 0.77 \cdot 10^{14}$ W Pixel $^{-1}$ und $\phi_{\text{IR}_2} \approx 1.11 \cdot 10^{14}$ W Pixel $^{-1}$. Bei höherem IR-Photonenuntergrund heilen unter konstanter γ -Bestrahlung die Strahlungseffekte schneller aus und der Gleichgewichtszustand stellt sich schneller und auf einem niedrigeren Empfindlichkeitsniveau ein (links). Die Glitchrate ist bei niedrigerem IR-Untergrund geringfügig kleiner (rechts). Der schattierte Bereich illustriert die Streuung der 16 Detektoren der flugrepräsentativen Detektorzeile.

7.3.5 Simulation solarer Ausbrüche

Nach der Simulation eines fünfsekündigen solaren Ereignisses von 0.49 rad h $^{-1}$ während des Gleichgewichtszustands benötigen Stromempfindlichkeit, NEP und Resetlevel etwa 30 min, bis sie wieder das ursprüngliche Plateau erreicht haben (Abb. 7.12). Die Geschwindigkeit des Abklingens ist vom Photonuntergrund abhängig (siehe vorangehender Abschnitt).

7.3.6 Datenprozessierungsmethoden im Vergleich

Nach Mittelung über 8 bzw. 16 Datenpunkte werden auf dem Plateau ($U_{\text{Bias}} = 160$ mV) durch Deglitching nicht mehr alle Glitches aussortiert (ausgenommen bei $U_{\text{Bias}} < 100$ mV und Mittelung über 8 Datenpunkte; siehe Abb. 7.13 oben links). Je mehr Messpunkte pro Rampe zur Verfügung stehen, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit der korrekten Rekonstruktion des Signals. Infolgedessen sind die aus den Submeans berechneten mittleren Stromempfindlichkeiten erhöht (Abb. 7.13 oben rechts).

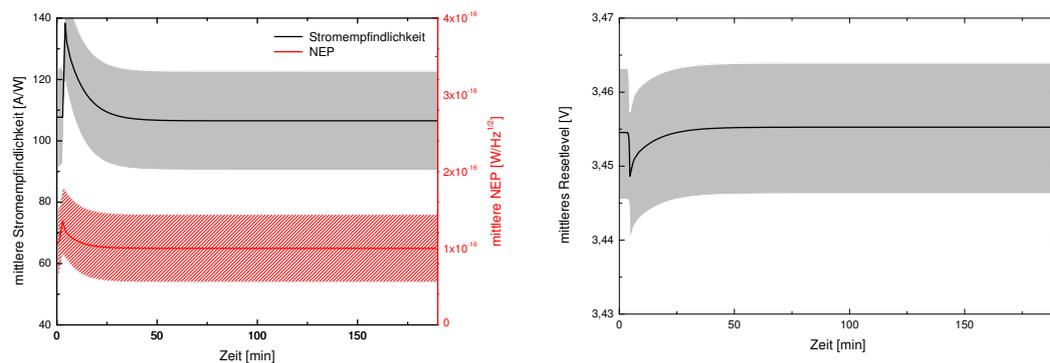


Abbildung 7.12 Zeitliche Entwicklung von mittlerer Stromempfindlichkeit und mittlerer NEP (links) sowie mittlerem Resetlevel (rechts) nach Simulation eines fünfsekündigen solaren Ereignisses auf dem Stromempfindlichkeitsplateau ($U_{\text{Bias}} = 160 \text{ mV}$). Das Abklingen zum Stromempfindlichkeitsplateau benötigt etwa 30 min. Der schattierte Bereich illustriert die Streuung der 16 Detektoren der flugrepräsentativen Detektorzeile.

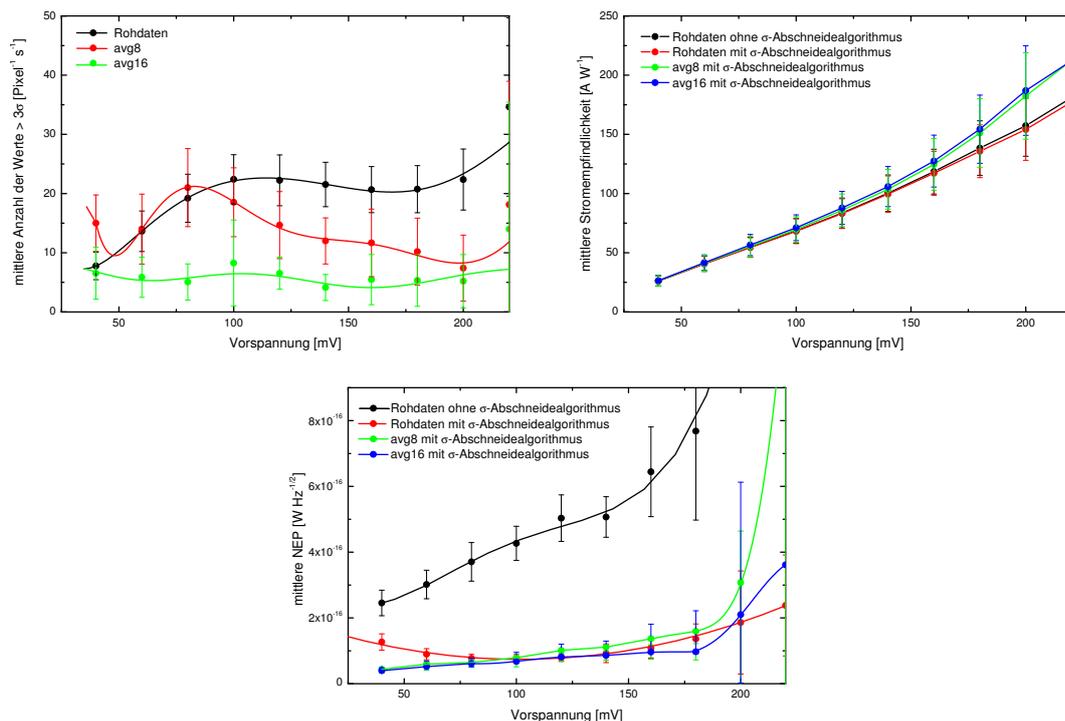


Abbildung 7.13 Mittlere Anzahl der durch Deglitching aussortierten Datenpunkte in Abhängigkeit der Vorspannung (oben links, auf Rohdaten skaliert) und Vergleich von mittlerer Stromempfindlichkeit (oben rechts) und mittlerer NEP (unten) in Abhängigkeit der Vorspannung für die verschiedenen Datenanalysemethoden. Das Ausleserauschen scheint dominierend bei $U_{\text{Bias}} \lesssim 100 \text{ mV}$, da die NEPs, die aus Submeans berechnet wurden, kleiner als die der Rohrampen sind.

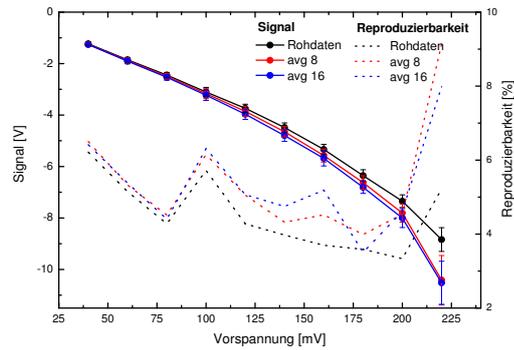


Abbildung 7.14 Die Reproduzierbarkeit der Signale (gestrichelte Linie) bei sieben Bias-Scans an drei verschiedenen Tagen und mit verschiedenen Bestrahlungsvorgeschichten beträgt $< 6\%$.

Insbesondere für $U_{\text{Bias}} \gtrsim 120$ mV ist dieser Effekt ausgeprägt, da sich mit steigender Empfindlichkeit bzw. Vorspannung die Zahl der Glitches rapide erhöht.

Alle Datenprozessierungsmethoden implizieren, dass die Detektoren mit $U_{\text{Bias}} \lesssim 100$ mV betrieben werden sollten, um minimale NEPs und folglich möglichst hohe Grenzempfindlichkeiten zu erreichen. Die NEPs, die aus Submeans berechnet wurden, sind für $U_{\text{Bias}} \lesssim 100$ mV kleiner als die der Rohrampen, was ein weiteres Indiz dafür ist, dass die NEP vom Ausleserauschen dominiert ist (Abb. 7.13 unten). Die mittleren Ergebnisse der unterschiedlichen Datenprozessierungsmethoden sind für die Stromempfindlichkeitsplateaus bei $U_{\text{Bias}} = 120$ mV, 160 mV und 200 mV unter repräsentativen IR- und γ -Flüssen in Tab. 7.3 zusammengefasst. In Anhang B.3.3 sind die Ergebnisse aller Kanäle dargestellt.

7.3.7 Langzeitstabilität und Reproduzierbarkeit von Stromempfindlichkeit und Resetlevel

Eine hohe Reproduzierbarkeit der Messungen ist Voraussetzung für eine gute photometrische Eichung während der Mission. Unter ionisierender Bestrahlung sind die Stromempfindlichkeiten und somit die Eichung aller Detektoren auf dem Plateau bei $U_{\text{Bias}} = 120$ mV auf $\leq 1.5\%$ stabil (Tab. 7.4 und Abb. 7.15 oben rechts). Ferner sind die Signale im Rahmen von $< 6\%$ reproduzierbar und somit nahezu unabhängig von der Bestrahlungsvorgeschichte (Abb. 7.14).

Das Resetlevel ist auf dem Stromempfindlichkeitsplateau bei $U_{\text{Bias}} = 120$ mV sogar auf 0.02% , bei 160 mV auf 0.04% und bei 200 mV auf 0.14% stabil.

7.3.8 Eingestrahlte Gesamtstrahlungsdosis und Alterungseffekte

Die während aller Langzeittests eingetragene effektive Gesamtstrahlungsdosis wurde auf < 20 rad Pixel^{-1} abgeschätzt, was $\sim 1\%$ der Gesamtdosis auf HERSCHEL von $12 \dots 15$ krad Pixel^{-1} [Merken et al., 2005] entspricht. Alterungseffekte z.B. in Form eines Abfalls der intrinsischen Leitfähigkeit und Photoleitfähigkeit konnten im Verlauf der Messungen nicht nachgewiesen werden.

	120 mV-Plateau			160 mV-Plateau			200 mV-Plateau		
	raw	avg8	avg16	raw	avg8	avg16	raw	avg8	avg16
mittlere \mathcal{R} [$A W^{-1}$]	82.1 ± 3.8	85.4 ± 3.9	87.4 ± 4.2	106.5 ± 6.2	113.8 ± 5.3	116.2 ± 5.6	133.5 ± 9.7	173.9 ± 18.5	178.2 ± 16.3
mittlere NEP [$10^{-16} W/\sqrt{Hz}$]	1.1 ± 0.3	1.0 ± 0.7	0.8 ± 0.6	1.2 ± 0.4	1.3 ± 0.7	0.9 ± 0.6	3.8 ± 1.0	3.5 ± 1.7	2.5 ± 1.1
mittlere # < 3 σ (pos)	15.2 ± 1.7	1.9 ± 0.6	0.4 ± 0.2	14.5 ± 1.6	1.7 ± 0.6	0.4 ± 0.2	20.9 ± 1.6	0.9 ± 0.4	0.2 ± 0.2
mittlere # < 3 σ (neg)	7.0 ± 1.5	0.04 ± 0.08	0.01 ± 0.02	6.4 ± 1.5	0.06 ± 0.10	0.01 ± 0.03	1.9 ± 0.8	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
mittlere # 3 σ -Iterationen	6.8 ± 1.0	4.8 ± 1.9	1.9 ± 1.2	7.0 ± 1.1	4.4 ± 1.8	1.9 ± 1.2	6.7 ± 1.1	2.7 ± 1.2	1.3 ± 0.9
mittleres Resetlevel [V]	3.462 ± 0.009			3.454 ± 0.009			3.448 ± 0.013		

Tabelle 7.3 Vergleich der mittleren Stromempfindlichkeiten, mittleren NEPs, mittleren Anzahl aussortierter Werte auf der positiven und negativen Seite, mittleren Anzahl benötigter Iterationen des σ -Abschneidealgorithmus und mittleren Resetlevel sowie der Streuungen auf dem Plateau für $U_{Bias} = 120$ mV, 160 mV und 200 mV mit den verschiedenen Datenprozessierungsmethoden ermittelt (raw: Rohdaten; avg8 bzw. avg16: Submeans von je 8 bzw. 16 Messwerten).

Kanal #	Langzeitstabilität der Stromempfindlichkeit [%]						Langzeitstabilität der NEP [%]											
	120 mV-Plateau		160 mV-Plateau		200 mV-Plateau		120 mV-Plateau		160 mV-Plateau		200 mV-Plateau							
2	1.1	1.0	1.6	0.9	0.8	0.9	1.0	1.0	1.2	5	27	33	8	36	26	10	13	15
3	1.0	1.1	1.3	1.1	1.2	1.1	2.4	1.8	1.5	10	13	17	14	18	16	6	10	9
4	1.0	1.0	1.3	1.1	1.0	1.1	1.2	1.1	1.3	9	20	17	9	20	17	7	11	13
5	1.2	1.3	1.4	1.4	1.4	1.4	5.7	7.3	5.2	8	12	12	6	7	12	5	9	6
6	1.1	0.8	1.1	1.3	1.0	1.1	1.5	2.2	2.1	12	22	17	13	15	15	4	5	10
7	1.1	1.0	1.2	1.2	0.9	1.0	1.2	1.1	1.2	10	17	18	14	24	18	9	13	15
8	1.0	1.2	1.1	1.9	1.4	1.3	4.2	3.0	2.6	10	13	14	4	6	9	4	6	5
9	1.2	0.8	0.9	1.5	1.1	1.1	1.4	1.5	1.6	2	12	11	3	10	11	3	7	14
10	1.3	0.9	1.0	1.6	1.3	1.4	1.5	2.3	2.4	13	19	16	10	14	15	4	9	16
11	1.4	1.4	1.4	2.0	1.3	1.3	3.7	3.1	2.4	6	12	14	5	9	12	3	7	6
12	0.8	0.9	1.1	1.1	1.0	1.1	1.1	1.1	1.1	5	17	13	11	21	18	9	13	15
13	1.2	1.2	1.3	1.1	1.0	1.1	1.3	1.3	1.4	10	15	18	11	17	16	5	9	13
14	1.4	1.2	1.1	1.4	1.0	1.1	1.4	1.4	1.4	9	16	15	11	17	16	6	9	12
15	1.2	0.9	1.1	1.2	0.9	1.0	1.4	1.2	1.3	7	18	18	11	20	19	8	13	15
16	1.2	1.0	1.1	1.2	1.0	1.1	1.3	1.5	1.5	10	21	18	10	17	16	7	11	14
17	1.0	1.1	1.2	1.2	1.0	1.2	1.5	1.4	1.4	32	67	68	35	59	62	27	47	41
mean	1.1	1.1	1.2	1.4	1.1	1.1	2.0	2.0	1.9	10	20	20	11	19	19	7	12	14

Tabelle 7.4 Stabilität von Stromempfindlichkeit und NEP aller Detektoren im Verlauf der Langzeitmessung. Die Ergebnisse auf den Plateaus mit $U_{Bias} = 120$ mV, 160 mV und 200 mV sowie den verschiedenen Datenprozessierungsmethoden sind dargestellt (1: Rohdaten; 8 bzw. 16: Submeans von je 8 bzw. 16 Messwerten). Die Unterschiede zwischen den Kanälen resultieren aus unterschiedlichen Dotierkonzentrationen und leicht verschiedenen mechanischen Drücken innerhalb des Kristallstapels.

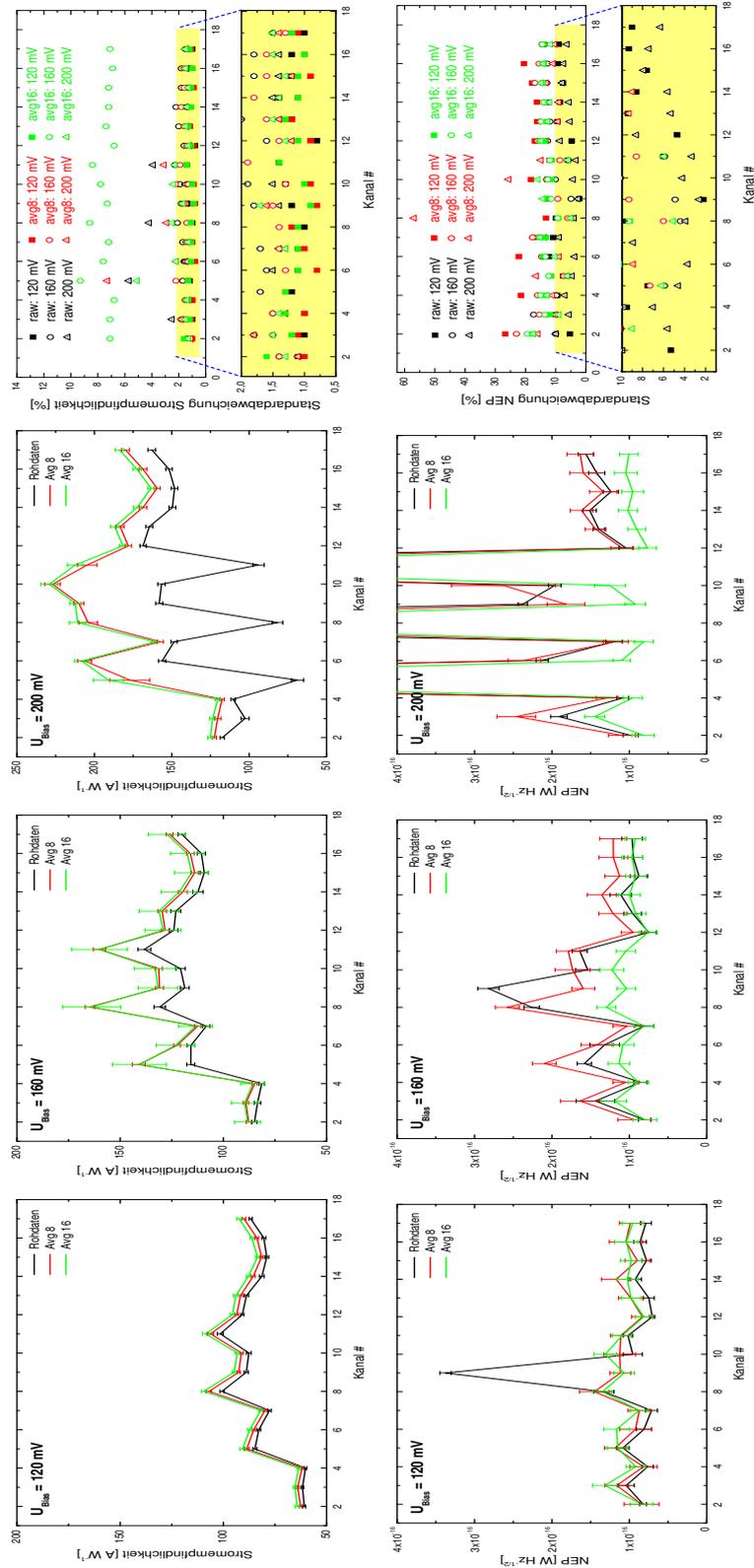


Abbildung 7.15 Stabilität von Stromempfindlichkeit (oben) und NEP (unten) auf dem Plateau für alle Kanäle bei drei verschiedenen Vorspannungen ermittelt mit den verschiedenen Datenanalysemethoden. Die Messzeit betrug etwa 1.5 Stunden bei $U_{\text{Bias}} = 160 \text{ mV}$ und 200 mV bzw. 10 Minuten bei $U_{\text{Bias}} = 120 \text{ mV}$. Die Standardabweichungen (rechts) der Stromempfindlichkeiten sind für $U_{\text{Bias}} = 120 \text{ mV}$ (Rohdaten und avg8) minimal: die Stabilität der Stromempfindlichkeit beträgt $\leq 1.5\%$. Die Standardabweichung der aus den Rohdaten ermittelten NEP ist am kleinsten.

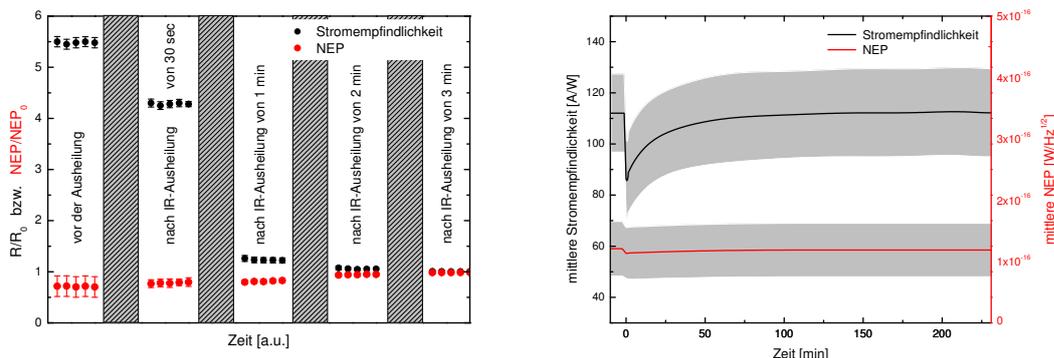


Abbildung 7.16 Links: Mittlere Stromempfindlichkeit und NEP nach Ausheilung mit hohen IR-Flüssen von $> 10^{12}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ und unterschiedlichen Längen. Ein dreiminütiger IR-Blitz stellt Detektorempfindlichkeit und kalibrierten Vorbestrahlungszustand aller Detektoren wieder her. Rechts: Verlauf von Stromempfindlichkeit und NEP nach partieller Ausheilung der Detektoren mit hohem IR-Fluss von 30 s. Das Stromempfindlichkeitsplateau ist nach etwa 50 Minuten wieder erreicht. Der schattierte Bereich illustriert die Streuung der 16 Detektoren der flugrepräsentativen Detektorzeile.

7.3.9 Ausheilung von Strahlungseffekten

Die durch die induzierten Elektron-Loch-Paare erzeugten Langzeit-Strahlungseffekte können mit verschiedenen Methoden zurückgesetzt werden (siehe Kap. 6.5). Zur Einhaltung der Temperatur- und Verlustleistungsgrenzen im Satellit und zur Verhinderung langanhaltender Signaldrifts ist die IR-Ausheilung vorzuziehen. Im Folgenden werden die Ergebnisse der verschiedenen Ausheilmethoden sowie der Selbstrelaxation thematisiert. Tabelle 7.18 stellt die IR-Ausheilung und die thermische Ausheilung, die als Backup-Lösung dient, vergleichend gegenüber.

Bias-Boosts der maximal möglichen Leistung bewirken nur eine partielle Ausheilung, erzeugen langanhaltende Signaldrifts sowie erhöhte Pixel-zu-Pixel-Variationen und werden daher nicht weiter erörtert.

IR-Ausheilung

Bei der IR-Ausheilung wurde die Strahlung der internen IR-Strahlungsquelle mittels Chopper auf die Ge:Ga-Detektoren gelenkt. Zur Untersuchung verschiedener Ausheilniveaus wurden IR-Blitze unterschiedlicher Länge angewendet. Detektorempfindlichkeit und kalibrierter Vorbestrahlungszustand aller Detektoren konnten mit einem dreiminütigen IR-Blitz des Flashers, der nahe seiner Leistungsgrenze betrieben wurde und eine Leistung von 10^{-12} W Pixel^{-1} in die Detektoren einträgt, innerhalb $< 1\%$ wiederhergestellt werden (Abb. 7.16 links). Auch Glitchrate und Dunkelstrom entsprechen dem ursprünglichen Wert. Ein weiterer IR-Blitz bewirkt keine weitere Veränderung von Stromempfindlichkeit oder NEP mehr.

Die Ergebnisse der Untersuchung von partieller Ausheilung mittels IR-Blitzen zwischen 0.5 und 3 Minuten sind in Tab. 7.18 zusammengefasst. Die Wirksamkeit der Ausheilung ist durch das Verhältnis R/R_0 bzw. NEP/NEP_0 gegeben. Für alle Detektoren und Ausheildauern sind diese Verhältnisse für Vorspannungen $U_{\text{Bias}} < 220$ mV identisch (siehe Abb. 7.17). Nach einer 30-sekündigen partiellen Ausheilung steigt die Stromempfindlichkeit wieder kontinuierlich bis zum Stromempfindlichkeitsplateau, das nach ~ 50 Minuten erreicht wird (Abb. 7.16 rechts).

Thermisches Ausheilen

Bei der thermischen Ausheilung ist ab $T_{\text{Det}} \geq 4.8$ K eine deutliche Ausheilung erkennbar. Der unbestrahlte Zustand wird in der kürzesten Zeit erreicht (Tab. 7.18). Nach Zurücksetzen ist die Stromempfindlichkeit kurzzeitig niedriger, als im unbestrahlten Zustand (engl. over curing). Dieser Effekt trat schon bei ISO auf [Wilke et al., 2003].

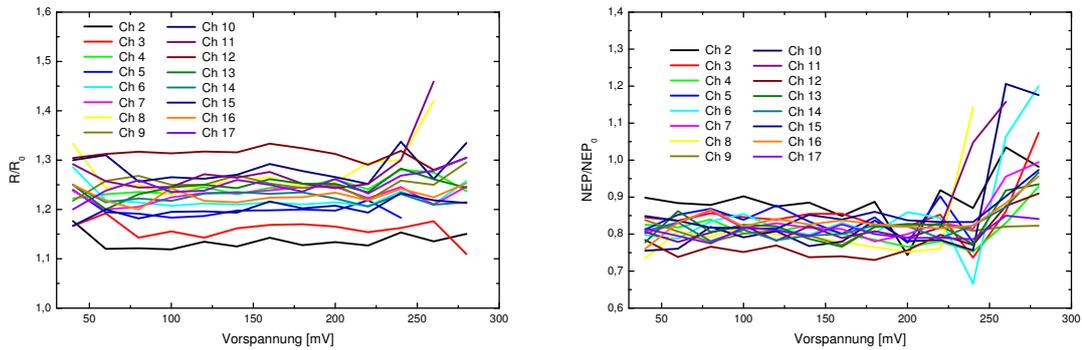


Abbildung 7.17 $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$ (links) und NEP/NEP_0 (rechts) aller Detektoren sind nach einer einminütigen partiellen Ausheilung für $U_{\text{Bias}} < 220$ mV konstant, jedoch um etwa 20% erhöht bzw. erniedrigt.

Ausheil- methode	Φ_{IR} [W Pixel^{-1}] bzw. T_{Det} [K]	Dauer [min]	$\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$ nach Ausheilaktion
IR-Flash ($T_{\text{Det}} = 2.5$ K)	10^{-12}	3	1
	10^{-12}	2	1.06
	10^{-12}	1	1.25
	10^{-12}	0.5	4.25
Thermische Ausheilung	5 K	2	1
	6 K	2	1

Abbildung 7.18 Wirksamkeit von IR-Ausheilung und thermischer Ausheilung unter repräsentativem IR- und γ -Untergrund ($U_{\text{Bias}} = 160$ mV; nähere Erklärung siehe Text).

Selbstrelaxation nach Beendigung der γ -Bestrahlung

Eine Selbstrelaxation durch Entfall der ionisierenden Strahlung kommt im Weltraum niemals vor. Ihre Untersuchung dient ausschließlich dem weiteren Detektorverständnis. Entfernt man die γ -Quelle, werden keine Elektron-Loch-Paare mehr erzeugt. Die Glitches hören unmittelbar auf (Abb. 7.19 oben links). Stromempfindlichkeit und Dunkelstrom relaxieren langsam gemäß

$$\frac{\mathcal{R}(t)}{\mathcal{R}_0} = 1 + \frac{\Delta\mathcal{R}}{\mathcal{R}_0} \cdot e^{-t/\tau} \quad \text{und} \quad \frac{DC(t)}{DC_0} = 1 + \frac{\Delta DC}{DC_0} \cdot e^{-t/\tau} \quad (7.9)$$

Die Relaxationszeit von Stromempfindlichkeit, NEP und Dunkelstrom vom Plateau bis zum Zustand zu Beginn der Bestrahlung (\mathcal{R}_0 , NEP_0 , DC_0) unter repräsentativem γ - und IR-Untergrund beträgt > 6 Stunden (Abb. 7.19 oben rechts und unten links).

Die Relaxationszeit der Stromempfindlichkeit bis zum unbestrahlten Zustand \mathcal{R}_0 fällt nach Ende der Bestrahlung exponentiell mit der eingetragenen Energiedosisleistung, mit der die Detektoren bestrahlt wurden ab (Abb. 7.19 unten rechts): Die Zeitkonstanten variieren von Minuten bei hoher Energiedosisleistung bis zu Stunden bei geringer. Ursache hierfür ist die schnellere Selbstrelaxation zum Gleichgewichtszustand vor Bestrahlung bei größerer Zahl erzeugter freier Ladungsträger (siehe Kap. 6.5).

7.4 Vergleichender Überblick ergänzender Messungen

Die Charakteristika stark gedrückter Ge:Ga-Detektoren unter ^{137}Cs - γ -Bestrahlung sowie die Strahlungseffekte infolge von schwereren geladenen Teilchen (Protonen) wurden an stark und schwach gedrückten Detektoren untersucht.

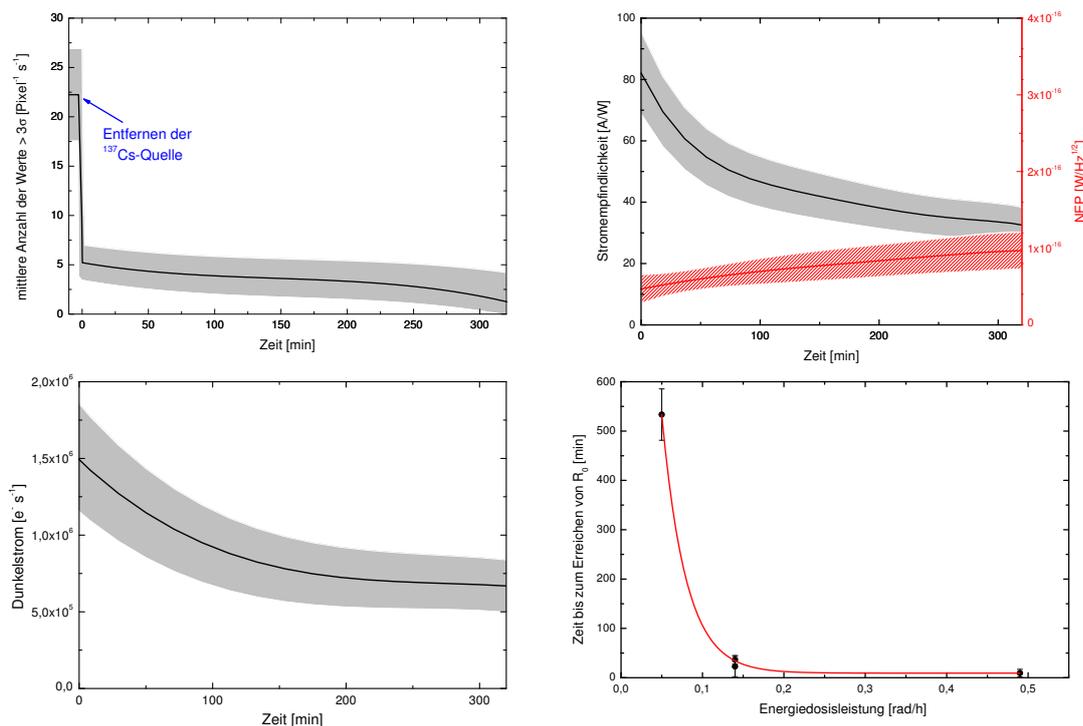


Abbildung 7.19 Nach Entfernen der Strahlungsquelle sinkt die Glitchrate rapide ab (oben links). Stromempfindlichkeit und NEP (oben rechts) sowie Dunkelstrom (unten links) relaxieren nach Ende der Bestrahlung nur langsam ($U_{\text{Bias}} = 120 \text{ mV}$). Der schattierte Bereich illustriert die Streuung der 16 Detektoren der flugrepräsentativen Detektorzeile. Unten rechts: Die Relaxationszeit der Stromempfindlichkeit bis zum unbestrahlten Zustand R_0 fällt nach Ende der Bestrahlung exponentiell mit der eingetragenen Energiedosisleistung, mit der die Detektoren bestrahlt wurden ($U_{\text{Bias}} = 160 \text{ mV}$).

7.4.1 Bestrahlungstests stark gedrückter Detektoren mittels ^{137}Cs -Quelle

Stark gedrückte Detektoren reagieren nicht nur auf längere Wellenlängen, sondern - anders als gemäß der Erfahrungen mit ISOPHOT und SPITZER zu erwarten wäre - auch wesentlich stärker auf hochenergetische Strahlung als schwach gedrückte Detektoren:

- Bei ISOPHOT waren die schwach gedrückten Detektoren aufgrund der gewählten hohen Vorspannung anfälliger auf ionisierende Teilchenstrahlung als die stark gedrückten.
- Bei SPITZER sind die schwach gedrückten Detektoren von starken Transienten gestört, da sie von der Seite bestrahlt werden. Dies verursacht eine große Impedanz und lange Zeitkonstanten der langsamen Komponente (siehe Kap. 6.6 und 5.1.2).

Unter Bestrahlung wird die minimale NEP der stark gedrückten Ge:Ga-Detektoren der PACS-Spektrometerkamera bei Vorspannungen von $U_{\text{Bias}} \sim 40 \text{ mV}$ anstelle $U_{\text{Bias}} \sim 70 \text{ mV}$ erreicht und die kleinste erreichbare mittlere NEP ist dabei um $\sim 30 \%$ kleiner (Abb. 7.20). Die CRE saturiert bereits bei $U_{\text{Bias}} \geq 70 \text{ mV}$.

Mit einem zweiminütigen IR-Flash von $10^{-9} \text{ W Pixel}^{-1}$ gehen die Signale bis auf einige Prozent der nominalen Stromempfindlichkeit zurück (Abb. 7.20). Ferner sind stark gedrückte Detektoren weniger sensitiv auf die Bias-Boost-Ausheilung verglichen mit schwach gedrückten Detektoren.

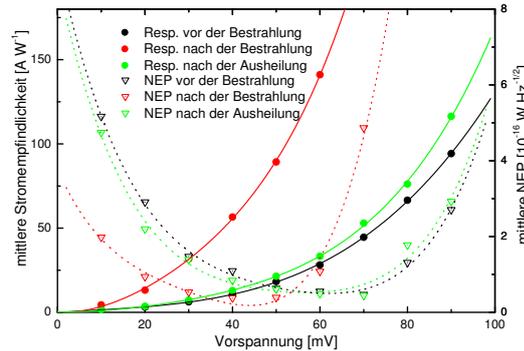


Abbildung 7.20 Stromempfindlichkeit und NEP eines stark gedrückten Detektormoduls vor und nach hochenergetischer Bestrahlung sowie nach der Ausheilung mit einem zweiminütigen IR-Flash von 10^{-9} W Pixel $^{-1}$.

7.4.2 Bestrahlungstests an einem Protonen-Zyklotron

Vom MPE wurden vier Protonenbestrahlungstests an der Leichioneneinrichtung der Universität Louvain-la-Neuve UCL-CLC in Belgien durchgeführt [Barl et al., 2004-2007]. Im Folgenden werden die Ergebnisse dieser Tests denen der γ -Bestrahlungstests gegenübergestellt.

Charakteristika des Protonenstrahls

Um repräsentative niedrige und stabile Protonenflüsse von 10 bzw. 400 $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ zur Simulation der nominalen Strahlungsumgebung am L2 und 10 000 $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ zur Simulation solarer Ereignisse sowie einen großen Strahldurchmesser von ~ 10 cm an der Oberfläche des Testkryostats zu erhalten, wurden die Protonen des Primärstrahls des Zyklotrons ($E_p \approx 70$ MeV) durch eine Diffuserfolie auf den Kryostat geleitet. Die mittlere Protonenenergie an der Oberfläche des Kryostats beträgt $E_p \approx 64$ MeV und die Flusshomogenität ± 20 %. An der Oberfläche der Ge:Ga-Kristalle besitzen die Protonen eine mittlere Energie von 17.16 ± 1.5 MeV (Abb. 7.21 oben links). Es treten kaum Protonen mit $E_p > 23$ MeV auf.

Energieübertrag durch die Protonen

Protonen deponieren im Vergleich zu hochenergetischen Photonen mehr Energie im Material. Der maximale Energieübertrag pro Kollision ist im nichtrelativistischen Fall durch $E_{\text{max}} = 2mv^2/(1 - \beta^2)$ gegeben und wird auf viele Elektronen aufgeteilt.

Ergebnisse

Bei der Bestrahlung der schwach gedrückten Ge:Ga-Detektoren mit Protonen steigt die Stromempfindlichkeit ebenfalls stetig bis zu einem Gleichgewichtszustand [Katterloher et al., 2006]. Bei niedrigem Protonenfluss von ~ 10 $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ liegt diese bei $\mathfrak{R}_{\text{Plat}}/\mathfrak{R}_0 = 4 - 5$ und bei einem Protonenfluss von ~ 400 $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ bei $\mathfrak{R}_{\text{Plat}}/\mathfrak{R}_0 = 15 - 20$. Die Zeitkonstanten variieren dabei - genau wie bei der γ -Bestrahlung - von Minuten bei hohem bis zu Stunden bei geringem Fluss [Royer, 2006]. Stromempfindlichkeit und NEP der LS- und HS-Detektoren in Abhängigkeit der Vorspannung sind in Abb. 7.21 (oben rechts und unten links) vergleichend für γ - und Protonenbestrahlung dargestellt. Die optimalen Betriebsparameter für die Detektoren unter Protonenbestrahlung sind $U_{\text{Bias,LS}} \sim 80$ mV bzw. $U_{\text{Bias,HS}} = 30 - 40$ mV, $C_{\text{int}} = 0.1 - 0.2$ pF sowie $t_{\text{int}} = 1/8$ s⁵. Der tatsächliche Energieeintrag in die Ge:Ga-Detektoren scheint bei der Protonenbestrahlung höher als bei der γ -Bestrahlung zu sein. Bei

⁵Der Unterschied zwischen $t_{\text{int}} = 1/8$ s und $1/4$ s oder $1/16$ s ist nur sehr gering [Royer, 2008b].

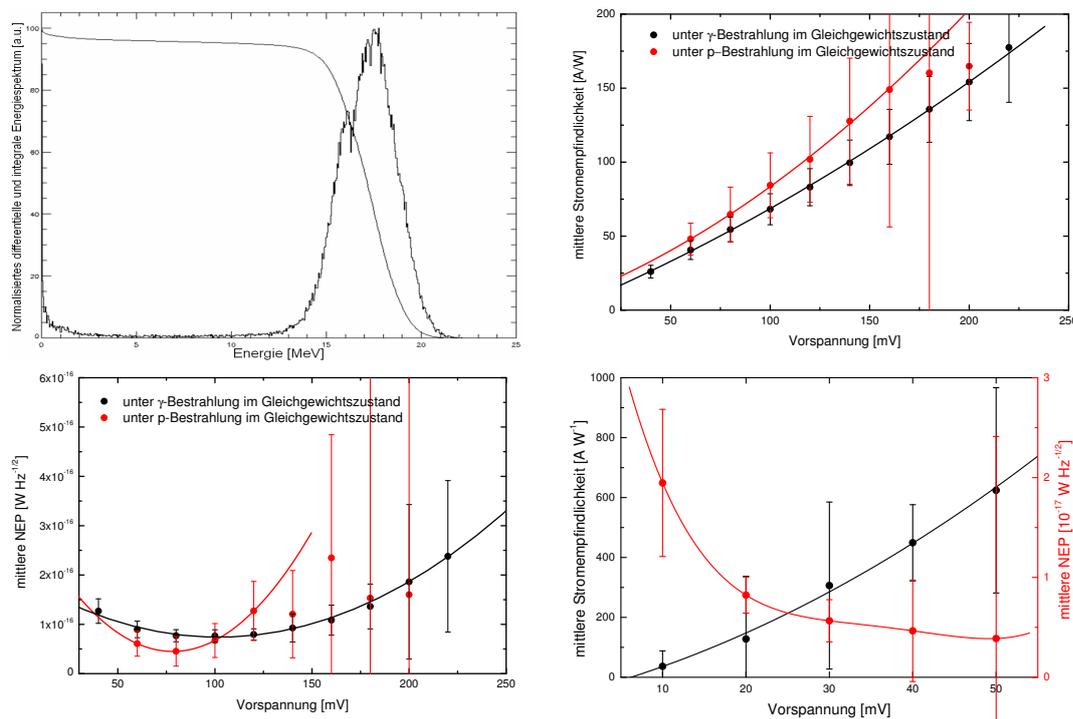


Abbildung 7.21 Oben links: Normalisiertes differentielles und integrales Energiespektrum am Ort der Detektoren wie es mittels SRIM2000 und 10^6 Protonen simuliert wurde. Die mittlere Energie beträgt $E_p = 17.16 \pm 1.5$ MeV [Katterloher et al., 2006]. Oben rechts und unten links: Vergleich der Effekte von Proton- und γ -Bestrahlung auf ein schwach gedrücktes Detektormodul. Der effektive Energieeintrag in die Ge:Ga-Detektoren scheint bei der Protonbestrahlung höher als bei der γ -Bestrahlung, wodurch die mittlere Stromempfindlichkeit größer (oben rechts) und der charakteristische Verlauf von mittlerer NEP gegen Vorspannung zu noch kleineren Vorspannungen verschoben ist (unten links). Unten rechts: Bestrahlung eines stark gedrückten Detektormoduls mit Protonen (Auswertung der Daten der Protonenbestrahlung: P. Royer).

den stark gedrückten Ge:Ga-Detektoren treten neben Glitches und Antiglitches auch Stromempfindlichkeitsprünge, bei denen die Stromempfindlichkeit plötzlich sprunghaft ansteigt, auf.

Drei einminütige IR-Blitze von $P_{\text{Flash}} = 2.4$ mW stellen eine effektive Ausheilungsmethode dar [Katterloher et al., 2006]. Durch zweiminütige thermische Ausheilung auf $T_{\text{Det}} = 5.8 - 6$ K kann die Stromempfindlichkeit auch vollständig zurückgesetzt werden. Bias Boosts der maximal möglichen Leistung bewirken - genau wie bei der γ -Bestrahlung - nur eine partielle Ausheilung.

7.5 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Das Verhalten von flugrepräsentativen Ge:Ga-Detektorzeilen unter dem Einfluss ionisierender Strahlung wurde analysiert. Durch die Bestrahlung der Detektoren mitsamt integrierender Ausleseschaltung mit der γ -Strahlung einer ^{137}Cs - γ -Quelle und Protonen wurden Strahlungseffekte wie induzierte Glitches und Veränderungen der Detektoreigenschaften als Funktion der Bestrahlungsdosis, dem FIR-Untergrundfluss und den Betriebsparametern untersucht.

Protonen und Gammas erzeugen bei ähnlichen eingetragenen Dosisleistungen vergleichbare Veränderungen in der Stromempfindlichkeit. Die Bestrahlung mit einer ^{137}Cs - γ -Quelle stellt somit - ausgenom-

men der Erzeugung von ausgedehnten Kristalldefekten - eine vielversprechende Methode dar, Strahlungseffekte in Ge:Ga-Detektoren zu untersuchen. Es ist jedoch nicht möglich, Driftphänomene von CRE und Detektor getrennt voneinander zu betrachten.

In Abhängigkeit der eingestrahnten Dosisleistung, des FIR-Untergrundflusses und der Detektorparameter stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen Bestrahlungseffekten durch die ionisierende Strahlung und Selbstrelaxation aufgrund des hohen IR-Untergrundflusses ein, bei dem Stromempfindlichkeit, NEP, Dunkelstrom, Resetlevel, Glitchrate und Glitchhöhenverteilung einen charakteristischen, quasistabilen Wert besitzen. Für konstanten repräsentativen IR-Untergrundfluss durch Teleskop sowie Streulicht von Blenden, Schilden, Optik und Gehäuse ($\Phi = 1.54 \cdot 10^{-14}$ W Pixel $^{-1}$ für $\lambda = 60$ μ m) und kontinuierlicher γ -Bestrahlung der Energiedosisleistung $\dot{D} = 0.14$ rad h $^{-1}$ erreichen die schwach gedrückten Detektoren nach etwa fünfstündiger Bestrahlung diesen Gleichgewichtszustand. Die induzierten Glitches sind im Allgemeinen auf einen einzigen Detektor begrenzt, kürzer als 20 ms und somit viel kürzer als die typische Rampenlänge ist.

Nach Datenkompression (Mittelung über 8, 16 oder alle Datenpunkte einer Integrationsrampe) werden durch Deglitching nicht mehr alle Glitches aussortiert. Je mehr Messpunkte pro Rampe zur Verfügung stehen, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit der korrekten Rekonstruktion des Signals. Infolgedessen sind die aus den Submeans berechneten mittleren Stromempfindlichkeiten erhöht. Die NEPs, die aus Submeans berechnet wurden, sind jedoch für $U_{\text{Bias}} \lesssim 100$ mV kleiner als die der Rohrampen, da die NEPs vom Ausleserauschen dominiert sind.

Die optimale Vorspannung unter ionisierender Bestrahlung ist im Vergleich zur optimalen Vorspannung ohne Bestrahlung stark reduziert und beträgt für die schwach gedrückten Ge:Ga-Detektoren $U_{\text{Bias,LS}} \approx 100$ mV ($T_{\text{Det,LS}} \approx 2.5$ K) und für die stark gedrückten $U_{\text{Bias,HS}} \approx 30 - 40$ mV ($T_{\text{Det,HS}} \approx 1.8$ K). Die Detektoren sind so weniger empfindlich gegenüber spontanem Spiken und hochenergetischen Teilchen. Mit reduzierter Vorspannung und σ -Abschneidealgorithmus mit Nachweisgrenze $> 3\sigma$ können auf dem Stromempfindlichkeitsplateau um ~ 30 % kleinere NEPs als ohne Bestrahlung erreicht werden. Folglich besitzen die Detektoren unter Bestrahlung eine höhere Empfindlichkeit.

Die Eichung der Detektoren auf dem Plateau ist bis auf ≤ 1.5 % stabil. Aufgrund dieser Messgenauigkeit und infolge der Reproduzierbarkeit von ~ 6 % ist ein Ausheilen der PACS-Ge:Ga-Detektoren im Gegensatz zu ISOPHOT keine notwendige Voraussetzung für einen stabilen und empfindlichen Betrieb. In jedem Fall wird durch einen dreiminütigen IR-Fluss von 10^{-12} W Pixel $^{-1}$ der kalibrierte Vorbestrahlzustand der Ge:Ga-Detektoren und somit die ursprüngliche Eichung wiederhergestellt.

8 Strategien für einen stabilen und kalibrierbaren Betrieb der Ge:Ga-Detektoren am L2

Teile dieses Kapitels sind bei SPIE veröffentlicht worden:
J. Stegmaier, S. M. Birkmann, U. Grözinger, O. Krause, D. Lemke (Vol. 7010, 2008)

Um eine präzise Kalibrierung der astrophysikalischen Daten unter laufendem Beschuss durch kosmische Teilchenstrahlung im Weltraum zu erreichen, ist ein möglichst stabiler und reproduzierbarer Betrieb der Ge:Ga-Detektoren erforderlich. Zu Beginn dieses Kapitels werden die möglichen Betriebsmodi der Photodetektoren im Weltraum dargestellt. Basierend auf den Ergebnissen der Labormessungen sowie der mit ähnlichen Detektoren bei ISO gesammelten Erfahrungen wird das Verhalten der Detektoren für diese Betriebsmodi vorhergesagt. Zusätzlich werden Empfehlungen für den Routinebetrieb der Detektoren im Weltraum gegeben. Desweiteren wird die zur Durchführung dieser Betriebsmodi implementierte Hardware dargestellt. Es folgt eine kurze Zusammenstellung der Missionsphasen von HERSCHEL. Anschließend wird das Kernthema des Kapitels, die im Rahmen dieser Dissertation entwickelte detaillierte Prozedur zur Inbetriebnahme der PACS-Ge:Ga-Detektoren und Optimierung der Betriebsparameter im Weltraum, vorgestellt. Diese ist Grundlage zur Festlegung des Betriebsmodus und der Optimierung der Betriebsparameter, Beobachtungs-, Mess-, Ausheil- und Kalibrierungsstrategien für eine hohe Empfindlichkeit und photometrische Genauigkeit. Es folgt ein kurzer Überblick über die bei der Inbetriebnahme im Weltraum ermittelten optimalen Betriebsparameter der Ge:Ga-Detektoren sowie ihre Betriebs- und Ausheilstrategie. Desweiteren wird eine ergänzende Methode zur relativen photometrischen Kalibrierung vorgestellt und die erreichbare photometrische Kalibrierung abgeschätzt.

8.1 Mögliche Betriebsmodi und Vorhersage des Verhaltens der Detektoren im Weltraum

Mit der umfangreichen Datenbasis der Labormessungen wurden Verfahren und Vorgehensweisen zum Betrieb der Detektoren unter ionisierender Strahlung entwickelt. Die Übertragbarkeit der Laborergebnisse auf den Flugbetrieb wird bewertet und die möglichen Betriebsmodi - mit und ohne Ausheilung - werden diskutiert.

8.1.1 Vergleichbarkeit der Labortests mit dem erwarteten Betrieb im Weltraum

Zum Zeitpunkt der Bestrahlungstests im Labor war die Strahlungsumgebung am L2 noch nicht vermessbar, sondern wurde anhand des erdnahen Strahlungsfeldes abgeschätzt.

Da - wie bereits in Kap. 7.1 dargestellt - der Nettoeffekt der Bestrahlung vorwiegend von der totalen absorbierten Energiedosis abhängt, müssen zur Herstellung repräsentativer Strahlungseffekte nicht die genauen Energien und Spektren der hochenergetischen Teilchen auf den HERSCHEL-Satellit, sondern nur die Ionisationsprozesse in den Detektoren nachgebildet werden.

Die im Weltraum erwartete Dosisleistung auf die Ge:Ga-Detektoren wird im Labor sowohl mit Protonen als auch einer γ -Quelle in die Kristalle eingetragen. Die Winkelabhängigkeit der Sekundärelektronen bei γ - und Protonenbestrahlung wird dabei durch Vielfach-Coulomb-Streuung unterdrückt.

Beim Vergleich der Charakteristika der jeweiligen Strahlungsumgebung - siehe Tab. 8.1 - fällt der Unterschied in den Flussdichten der Primärstrahlung, d.h. der Strahlung direkt um den Kryostaten, während

	L2-Umgebung	γ -Bestrahlung (^{137}Cs -Quelle)	Proton-Bestrahlung am UCL-CLC
Dominierender Strahlungstyp	p, e^-, γ , Sekundärteilchen	e^-, γ , Sekundärteilchen	p , Sekundärteilchen
Energiebereich	breites Spektrum: MeV-Bereich	nahezu monoenergetisch: $E_\gamma \approx 662 \text{ keV}$	nahezu monoenergetisch: $E_p \approx 64 \text{ MeV}$
Flussdichte: [$\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	ruhige Periode solare Ereignisse	~ 10 Ionen $\sim 2.5 \cdot 10^5$ Ionen	~ 10 Protonen ~ 400 Protonen
Abschirmdicke: [mm]	Aluminium andere Materialien	11	8 Blei: 0 – 44 Edelstahl: 2
			13.6 Kupfer: 0.51

Tabelle 8.1 Gegenüberstellung der Charakteristika der Strahlungsumgebung am L2 und bei den γ - und Protonentests im Labor bzw. am Zyklotron (nähere Erklärung siehe Text).

der ruhigen Periode ohne Sonnenereignisse ($\dot{D} \approx 0.04 \text{ rad h}^{-1}$) besonders auf. Der Grund hierfür liegt in der vergleichsweise geringen Energie der Photonen von nur $E_\gamma \approx 662 \text{ keV}$, dem geringeren Wirkungsquerschnitt des dominierenden Comptoneffekts ($\sigma \propto Z E_\gamma^{-1}$) und dem im Vergleich zu hochenergetischen Protonen geringen Ionisierungsvermögen der Comptonelektronen (siehe Anhang B).

Das verwendete schwach gedrückte Replikamodul stellt eine repräsentative Auswahl an Ge:Ga-Detektoren dar: Die Streuung der Stromempfindlichkeiten des Replikamodells beträgt $\pm 21 \%$ und die aller FM-Detektoren $\pm 23 \%$ (siehe Kap. 4.2.3).

Für Proton- und γ -Bestrahlung relaxieren Spannungsspitzen, die durch die ionisierende Strahlung induziert werden, innerhalb $\lesssim 20 \text{ ms}$ und lassen sich daher gut mit Deglitch-Algorithmen aus dem Datenstrom herausfiltern. Ein ähnliches Verhalten wird für den Betrieb am L2 erwartet.

Genau wie bei ISO wurden keine Strahlungstests am Gesamtinstrument bzw. dem gesamten Satellit durchgeführt, sondern nur einzelne Detektormodule einschließlich CRE bestrahlt. Im Satellit können folglich zusätzliche, in den vereinfachten Simulationen nicht berücksichtigte Streu- und Abschirmeffekte die effektive Dosisleistung auf die Ge:Ga-Detektoren beeinflussen.

8.1.2 Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau ohne Ausheilaktionen

Die Ge:Ga-Detektoren werden auf dem Stromempfindlichkeitsplateau mit signifikant reduzierter Vorspannung von $U_{\text{Plat,LS}} \approx 80 \dots 100 \text{ mV}$ bzw. $U_{\text{Plat,HS}} \approx 30 \dots 50 \text{ mV}$ betrieben. Unter der Voraussetzung eines kontinuierlichen, ruhigen Weltraumwetters und demzufolge stabiler Strahlungsumgebung am L2 sowie eines konstanten IR-Untergrunds¹ stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen ionisierender Strahlung und Selbstrelaxation durch den Teleskopuntergrund ein, bei dem die Detektoren eine nahezu konstante Stromempfindlichkeit besitzen² (schematische Darstellung siehe Abb. 8.1). Es sind keine Ausheilaktivitäten und nur selten Kalibrierungsmessungen nötig, um die Konstanz der Stromempfindlichkeit zu überwachen. Auf diesem Plateau beträgt die photometrische Stabilität der Detektoren bei optimalen Detektorparametern $\leq 1.5\%$ und die Reproduzierbarkeit $< 6 \%$. Folglich kann die momentane Stromempfindlichkeit innerhalb dieser Unsicherheit vorhergesagt werden.

¹IR-Flußänderungen treten jedoch üblicherweise durch Drehung der Filterräder, Gitterbewegung und Bewegungen des Chopperspiegels auf.

²Sowohl mit Protonen- als auch Photonenbestrahlung entstanden während der Labormessungen Stromempfindlichkeitsplateaus. Ein ähnliches Verhalten ist daher im Weltraum zu erwarten.

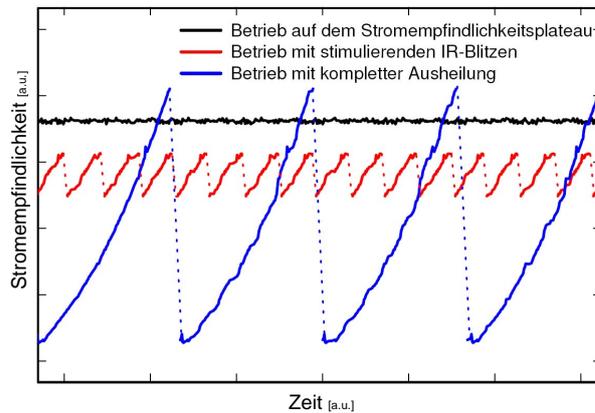


Abbildung 8.1 Schematische Darstellung der unterschiedlichen Betriebsmodi: Beim Betrieb auf dem Plateau mit verringerter Vorspannung werden im Allgemeinen keine Ausheilaktivitäten benötigt (schwarze Kurve). Der Betrieb mit regelmäßigen Ausheilaktivitäten ist durch eine verringerte Beobachtungseffizienz und starkes Driften der Stromempfindlichkeit gekennzeichnet (rote und blaue Kurven). Der relative Anstieg hängt dabei von der angelegten Vorspannung, dem gewählten Stromempfindlichkeitsbereich und der gewählten Ausheilstrategie (Dauer und Frequenz) ab.

8.1.3 Betrieb mit Ausheilaktionen

Dieser Betriebsmodus ist verglichen mit vorhergenanntem Betriebsmodus durch eine höhere Vorspannung und durch eine mit der Zeit aufgrund der ionisierenden Strahlung kontinuierlich langsam ansteigende Stromempfindlichkeit der Ge:Ga-Detektoren gekennzeichnet (schematische Darstellung siehe Abb. 8.1). Die Stromempfindlichkeit ist auf Zeitskalen von Minuten instabil, und es sind Inter- und Extrapolationen zur Ermittlung der tatsächlichen Stromempfindlichkeit nötig. Um die kontinuierlichen Veränderungen der Stromempfindlichkeit genau zu verfolgen, die photometrische Kalibrierung wiederherzustellen bzw. eine hohe photometrische Stabilität zu erzielen, müssen die Detektoren regelmäßig gegen Referenzquellen nachkalibriert und ausgeheilt werden. Den Ergebnissen der Labormessungen zufolge ist in diesem Betrieb - verglichen mit dem Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau - die photometrische Genauigkeit geringer.

Im Folgenden werden die beiden Extremfälle dargestellt.

- **Häufige kleine Ausheilaktionen:** Die Stromempfindlichkeitsvariationen sind sehr gering und die Detektoren werden mit $U_{\text{Plat}} < U_{\text{Bias}} < U_0$ betrieben, wobei U_0 die optimale Vorspannung ohne ionisierende Strahlung bezeichnet. Häufige und kurze Ausheilaktionen werden in Kombination mit Kalibrierungsmessungen zur ständigen relativen Kalibrierung der Detektoren angewendet, sogenannte stimulierende IR-Blitze. Diese Methode wurde bei SPITZER eingesetzt [Gordon et al., 2007].
- **Seltene komplette Ausheilaktionen:** Die Detektoren werden mit einer Vorspannung von $U_{\text{Bias}} \lesssim U_0$ betrieben. Die Detektorempfindlichkeit des unbestrahlten Zustands wird in regelmäßigen Abständen durch einen ein- bis dreiminütigen IR-Fluss von $\phi_{\text{IR}} \sim 10^9 \text{ W Pixel}^{-1}$ wiederhergestellt. Diese Methode benötigt häufige Kalibrierungen und wurde in ISOPHOT angewendet [Lemke und Klaas et al., 1996].

Das Driftverhalten der Signale sowie die tatsächliche Spikerate werden durch die Wahl der Detektorparameter, Ausheilstrategie (Dauer und Frequenz) sowie den gewählten Stromempfindlichkeits- bzw. Stromempfindlichkeitsvariationsbereich bestimmt. Die Ausheilfrequenz wird bei gegebener Vorspannung so gewählt, dass die korrespondierende Veränderungsrate der mittleren Stromempfindlichkeit sowie die mittlere NEP möglichst klein sind. In Abb. 8.2 ist die im Labor gemessene Veränderungsrate der Stromempfindlichkeit während des Anstiegs auf das Stromempfindlichkeitsplateau mit $U_{\text{Bias}} = 160 \text{ mV}$ dargestellt: Diese ist nahe des komplett ausgeheilten Zustands und nahe des Plateaus am kleinsten. Die maximale Änderung der Stromempfindlichkeit beträgt $\sim 0.8 \text{ A W}^{-1} \text{ min}^{-1}$ und geht mit der kleinsten NEP einher. Bei der kombinierten Optimierung von Strategien und Parametern müssen neben

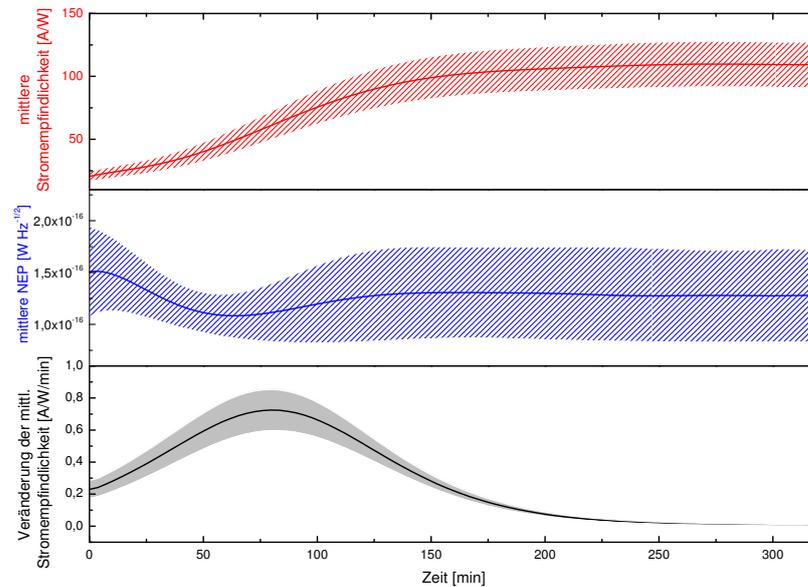


Abbildung 8.2 Verlauf von mittlerer Stromempfindlichkeit (oben), mittlerer NEP (Mitte) und korrespondierender Veränderungsrate der mittleren Stromempfindlichkeit (unten) in Abhängigkeit der Bestrahlungszeit mit ^{137}Cs beim Anstieg auf das Plateau mit $U_{\text{Bias}} = 160$ mV. Der schattierte Bereich illustriert die Streuung der 16 Detektoren der flugrepräsentativen Detektorzeile.

Kalibrierungsgenauigkeit und Nachweisgrenze auch die Dauer und Häufigkeit von Kalibrierungs- und Ausheilaktionen, die die Beobachtungseffizienz verringern, berücksichtigt werden.

8.2 Hardware zur Durchführung der Betriebsmodi

Zur Durchführung relativer photometrischer Kalibrierung sind Chopper und interne Eichquellen in die Spektrometerkameras integriert worden. Zum Ausheilen von Strahlungsschäden in den Photoleitern wurden Heizer und starke IR-Strahlungsquellen, sogenannte Flasher, eingebaut, die unabhängig voneinander betrieben werden können.

8.2.1 Interne Kalibrierungsquellen

Bei den zwei internen Kalibrierungsquellen (CS für engl. Calibration Source) handelt es sich um graue Strahler, deren Emissivität im Wellenlängenbereich $55 \dots 210 \mu\text{m}$ im Bereich $\epsilon = 0.04 \dots 0.16$ liegt. Sie besitzen eine sehr hohe Temperaturstabilität (im mK-Bereich für $T = 40 \dots 70$ K), was eine hohe Reproduzierbarkeit der Signale von 1 % gewährleistet [Geis, 2004]. Sie sind links und rechts des Himmelsgesichtsfeldes eingebaut und werden mit $T_{\text{CS}} = 50 \dots 55$ K betrieben, sodass sie einen etwas höheren bzw. niedrigeren IR-Strahlungsfluss als das 80 K warme Teleskop einschließlich Streulicht von Blenden, Schilden, Optik und Gehäuse emittieren (Abb. 8.3 rechts). Ihre Strahlung wird mithilfe des Chopperspiegels auf die Detektoren abgebildet.

8.2.2 Chopper

Das Bildfeld des Spektrometers bzw. Photometers wird durch schnelle periodische Auslenkung des Kippspiegels (siehe Abb. 8.3 links [Krause et al., 2006]) um etwa 2 bzw. 3.5 Bogenminuten verschoben, sodass auf den Detektor abwechselnd Himmelsobjekt mit Teleskop- und Himmelsuntergrund oder nur der Teleskop- und Himmelsuntergrund einer benachbarten Himmelsreferenzposition abgebildet werden.

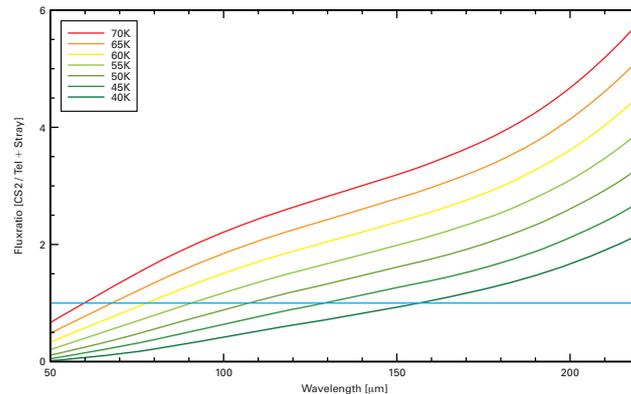
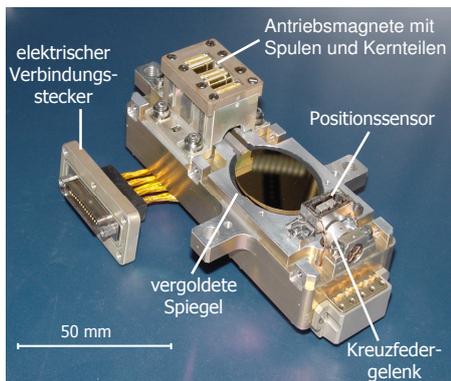


Abbildung 8.3 Links: Aufbau des Flugmodells des PACS-Choppers (ohne Streulichthaube). Ein $32 \times 26 \text{ mm}^2$ großer Spiegel ist an einer Struktur (Rotor) aufgehängt, die um zwei Kreuzfedergelenke gedreht werden kann. Der Antrieb erfolgt über zwei Permanentmagnete, die auf dem Rotor montiert sind, und Antriebsspulen auf einer festen Haltestruktur. Ein dritter kleinerer Magnet ist Teil des Positionssensors. Rechts: Verhältnis der Flüsse von Kalibrierungsquelle (CS 2) zu Teleskop+Streulicht als Funktion der Wellenlänge für 7 verschiedene Temperaturen der Kalibrierungsquelle (eigene Darstellung in Anlehnung an Feuchtgruber [2007b]). Die Temperatur des heruntergekühlten Teleskops wurde dabei mit $\sim 80 \text{ K}$ und die Emissivität gemäß Ergebnissen von Labormessungen mit $0.2 - 0.8 \%$ angenommen [Fischer et al., 2004]. Das Verhältnis zeigt eine starke Wellenlängenabhängigkeit. Bei $\lambda \sim 90 \dots 110 \mu\text{m}$ entspricht der IR-Fluss von Teleskop+Streulicht dem der Kalibrierungsquelle mit $T_{\text{CS}} = 50 \dots 55 \text{ K}$.

Die Bewegungen des Choppers werden dabei von der warmen Elektronik von PACS aktiv geregelt. Da Chopfrequenzen von $1 - 2 \text{ Hz}$ schneller als die zeitliche Variabilität des IR-Untergrunds des Teleskops sind, lässt sich durch Differenzbildung das schwache Signal der astronomischen Objekte vom thermischen IR-Untergrund des Teleskops sowie Streulicht trennen und dadurch die Helligkeit der Quelle bestimmen. Desweiteren wird durch den Chopper die Strahlung beider interner Kalibratoren auf die Detektoren gelenkt. In ISO wurde das Vorläufermodell des PACS-Choppers 29 Monate lang problemlos betrieben.

8.2.3 IR-Strahler

Zum Ausheilen sind je zwei IR-Strahler aus Saphir, die baugleich zu den Laborflashern sind (Abb. 5.4 links), innerhalb des Blendensystems direkt vor den Spektrometerkameras angebracht. Beide Paare können als breitbandige thermische Strahlungsquellen simultan betrieben werden und zeichnen sich durch eine niedrige Verlustleistung von $\sim 0.6 \text{ mW}$ bei äquivalenter effektiver BB-Temperatur von $\sim 50 \text{ K}$ sowie durch eine geringe Ansprechzeit von $\tau_{90\%} \approx 1 - 3 \text{ s}$ aus. Ihre Signale sind im höchsten Maße reproduzierbar [Pisano et al., 2005].

8.2.4 Heizer

Am Detektorgehäuse jeder Spektrometerkamera sind zwei $1 \text{ k}\Omega$ -Metallfilmwiderstände in Parallelschaltung eingebaut. Diese Heizer können als Redundanzsystem zum thermischen Ausheilen ($T \lesssim 10 \text{ K}$) von Strahlungsschäden verwendet werden. Außerdem wird die blaue Spektrometerkamera mit den Heizern auf die nominale Betriebstemperatur von $T_{\text{Det}} \sim 2.5 \text{ K}$ geheizt.

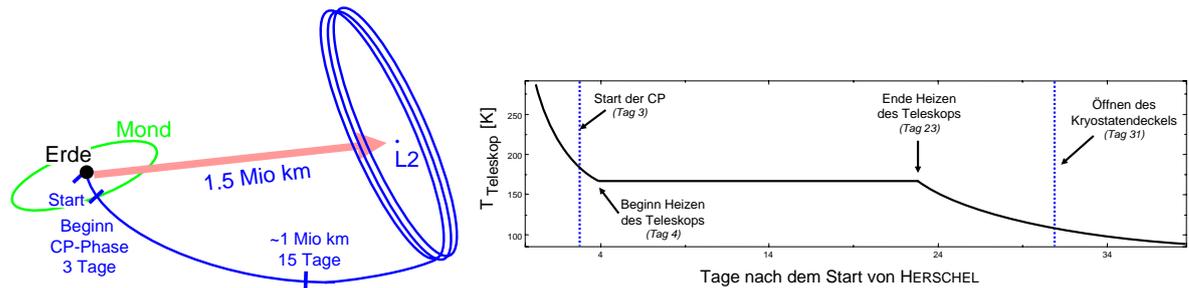


Abbildung 8.4 Links: Transfer von HERSCHEL zum L2. Rechts: Temperatur des Hauptspiegels während der Phase der Inbetriebnahme. Die Endtemperatur des Hauptspiegels ist $T_{\text{Tel}} \sim 87$ K (eigene Darstellung in Anlehnung an Klaas [2009]).

8.3 Übersicht über die Missionsphasen

Die HERSCHEL-Mission ist in folgende Phasen unterteilt:

1. Start und frühe Transferphase
2. Inbetriebnahme des Satelliten und der Instrumente
3. Kalibrierung und Verifizierung des Leistungsvermögens der Instrumente
4. Wissenschaftliche Demonstrationsphase
5. Routinebeobachtungsphase
6. Nachmissionsphase
7. Archivphase

Die ersten fünf Missionsphasen werden im Folgenden kurz beschrieben.

Der **Start** (L für engl. Launch) erfolgte am 14. Mai 2009. Während des **frühen Transfers** (bis $L+3$ Tage) wurde der Satellit auf die Übergangsbahn zum L2 gebracht (siehe Abb.8.4 links).

Die **Inbetriebnahme des Satellitenteleskops und seiner Instrumente** (CP für engl. Commissioning Phase, $L+3$ Tage bis $L+2$ Monate) begann, als sich der Satellit außerhalb der Strahlungsgürtel der Erde befand. Die ersten vier Tage nach dem Start kühlte das Teleskop passiv bis auf eine Temperatur von 170 K ab. Dann wurde der Hauptspiegel für fast drei Wochen zur Dekontamination auf 170 K geheizt (siehe Abb. 8.4 rechts). Nach Abschalten der Heizung kühlte er passiv weiter ab bis zu seiner Betriebstemperatur. Diese liegt mit 87 K etwas höher als erwartet.

Nach zehn Tagen, als HERSCHEL schon fast eine Million Kilometer von der Erde entfernt war, wurden die Instrumente eingeschaltet und Funktionstests aller Untersysteme durchgeführt. Ungefähr 30 Tage nach dem Start wurde der Kryostatendeckel geöffnet und somit der Blick der Instrumente zum Himmel frei. Die Temperatur des Teleskops betrug zu diesem Zeitpunkt noch ~ 120 K. In diese Periode fiel die Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren, die in Kapitel 8.4 genauer dargestellt wird. Sie diente der Ermittlung des optimalen Betriebsmodus sowie der Vorbereitung der ersten Systemkalibrierung und geometrischen Lagevermessung des Kameragesichtsfeldes.

Die Phase der **Kalibrierung und Verifizierung des Leistungsvermögens der Instrumente** (PV für engl. Performance Verification, $L+2$ Monate bis $L+5$ Monate) beinhaltete die Basis-Systemkalibrierung sowie die Validierung und Optimierung der Standardbeobachtungsprozeduren. Die Leistungsfähigkeit aller Instrumente unter Weltraumbedingungen wurde erfasst und die Betriebsparameter (weiter) optimiert. Ferner wurden die Ausrichtgenauigkeit des Teleskops in den unterschiedlichen Ausrichtungsmodi analysiert, die Beobachtungs- und Kalibrierungsmethoden optimiert sowie die optimale

Parameter	Einheit	Einstellung	Bemerkung
T_{Det}	[K]	HS: 1.6-1.75 LS: 2.5	Temperatur des L0-Niveaus [Pilbratt, 2007] keine signifikante Abhängigkeit im Bereich $T_{\text{Det}} = 2.5 - 2.9$ K (siehe Kap. 4.2.3 und Schreiber et al. [2007a]) → Empfehlung: kleinste Temperatur, da geringerer Heliumverbrauch
U_{Bias}	[mV]	HS: 20, 30, 45, 60 LS: 60, 80, 100, 120	
t_{int}	[s]	1/4, 1/8	
C_{int}	[pF]	1.09, 0.24	
I_{Flasher}	[mA]	$I_{\text{max}} = 4$ mA bzw. $1.5 \text{ mA} \leq I \leq 4$ mA	Annahmen: homogene Beleuchtung der Detektorebene und Sättigung aller Pixel
$T_{\text{CS}_1}, T_{\text{CS}_2}$	[K]	50, 55	Annahme: homogene Beleuchtung der Detektorebene
Gitter		Position 800 000	
Filterrad		„POS A“	

Tabelle 8.2 Basiseinstellungen während der Phase der Inbetriebnahme.

Datenreduktion und -analyse ermittelt. Die Bodenkalibrierung wurde an die Flugbedingungen angepasst und Beobachtungen an Himmelsstandards und internen Referenzquellen durchgeführt.

In der **wissenschaftlichen Demonstrationsphase** ($L+5$ Monate bis $L+6$ Monate) werden repräsentative Beobachtungen der wissenschaftlichen Schlüsselprogramme durchgeführt, um den reibungslosen Betrieb des Observatoriums zu verifizieren.

Die Routinephase ($L+6$ Monate bis zum Zeitpunkt, an dem das Helium zur Instrumentenkühlung erschöpft ist) soll mindestens drei Jahre dauern. Zu Beginn werden insbesondere Schlüsselprojekte der Garantie- und Offenzeitprogramme durchgeführt, damit nach der Auswertung der Daten gezielte Nachfolgebeobachtungen möglich sind. Während der Routinephase von PACS werden etwa 5 bis 7 % der Beobachtungszeit zur Verfeinerung der Kalibrierungstechniken und zur Stabilitätsüberwachung des Instruments verwendet [Altieri und Vavrek, 2007b]. Mögliche Alterungseffekte werden analysiert und die Instrumentenparameter - sofern nötig - kontinuierlich angepasst.

8.4 Detaillierte Prozedur zur Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren im Weltraum

Da der Betrieb der PACS-Spektrometerkameras stark vom Verhalten der Detektoren unter Strahlungsumgebung abhängt, werden die Detektoren bereits auf dem Weg zum L2 in der Phase der Inbetriebnahme ausgedehnten Untersuchungen unterzogen. Das Testprogramm wurde im Rahmen dieser Dissertation aufgestellt und beinhaltet detaillierte Prozeduren zur Parameteroptimierung sowie Optimierung der Betriebs-, Beobachtungs-, Kalibrierungs- und Ausheilstrategien und begann nach dem Durchflug durch die Strahlungsgürtel der Erde. Eine detaillierte Beschreibung der Prozeduren ist in Stegmaier et al. [2008] gegeben. Die Kommandierung dieser Prozedur wurde von P. Royer (KU Leuven), einem Kollegen des ICC-Teams, durchgeführt (siehe Anhang B.4).

Im Folgenden ist ein Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und in die Planung der Commissing Phase aufgenommene Prozedur einschließlich der verwendeten Basiseinstellungen, Ziele, Vorhersagen und erwarteten Ergebnisse der einzelnen Testblöcke dargestellt [Feuchtgruber, 2008].

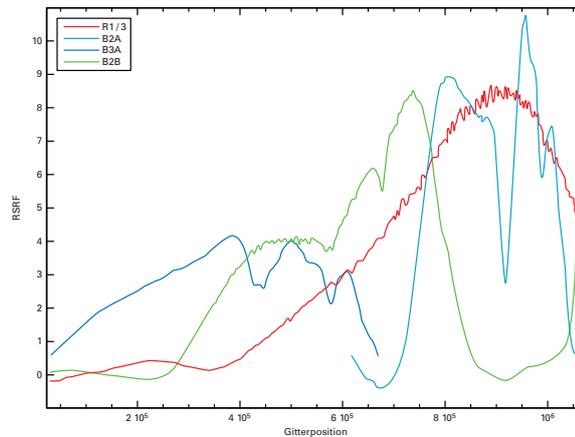


Abbildung 8.5 Relative spektrale Antwortfunktion (RSRF für engl. Relative Spectral Response Function) als Funktion der Gitterposition für die rote (rote Linie) sowie blaue (hellblaue, dunkelblaue und grüne Linie) Spektrometerkamera (eigene Darstellung in Anlehnung an Royer [2008a]).

Bei der Durchführung der Prozedur während der Commissioning Phase unter Leitung des ICC-Teams wurden leichte Anpassungen vorgenommen.

8.4.1 Überblick über die Messungen und Basiseinstellungen

Es wurden fünf Zeitfenster mit einer Gesamtdauer von mehr als 44 Stunden definiert. Die einzelnen Testblöcke bauen aufeinander auf und beinhalten eine sukzessive Feinabstimmung der Detektorparameter. Dadurch wird eine optimale Anpassung an die Bedingungen im Weltraum gewährleistet. Die vor Missionsbeginn im Labor gewonnenen optimalen Betriebsparameter unter ionisierender Bestrahlung stellen die Ausgangsbasis für die Inbetriebnahme der Detektoren sowie die Anpassung an die Bedingungen im Weltraum dar (siehe Tab. 8.2).

Alle Testblöcke beginnen und enden im Sicherheitsmodus. Zu Beginn jedes Blocks erfolgt die Standardinitialisierung des PACS-Instruments mit angepassten Parametern sowie einer Aktivierungssequenz der Ge:Ga-Detektoren [Feuchtgruber, 2007a]. Zuverlässige NEPs können nur abgeleitet werden, wenn die Signale stabil sind und Transienten, Drifts und überlagerte Artefakte aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Detektoren vermieden werden. Daher werden während der CP hauptsächlich Beobachtungen im Staring-Modus durchgeführt: Gitter und Filterrad sind während der meisten Messungen fixiert und ihre Kombination so gewählt, dass in beiden Spektrometerkameras eine hohe relative spektrale Antwortfunktion erreicht wird (Abb. 8.5).

Zum Testen der Signalprozessierungssoftware und der Datenkompressionsalgorithmen und zur Unterstützung der Entwicklung geeigneter Strategien für das Deglitching komprimierter Daten werden in dieser Phase neben vorprozessierten Daten³ auch Rohrampen an die Bodenstation übertragen. Um die optimalen Ausheilparameter zu bestimmen, werden Ausheilsequenzen mit variabler IR-Flussintensität und Dauer durchgeführt. Wie bei den Labormessungen befindet sich die Elektronik während des Ausheilens im Standby-Modus, und die Stromempfindlichkeit wird unmittelbar vor sowie nach den einzelnen Ausheilaktionen zur Überprüfung der Effektivität gemessen.

Während der einzelnen Testblöcke besteht kein Kontakt zum Satelliten. Nach Ende jedes Testblocks werden die Daten analysiert und die optimierten Parameter bestimmt, die im nächsten Block weiter verfeinert werden. Die Ergebnisse der Prozedur werden in die Missionsplanung bzw. die Logik der Beobachtungsschablonen (AOT-Logik für engl. Astronomical Observation Templates) aufgenommen.

³Es wird die geringstmögliche Datenkomprimierung gewählt.

8.4.2 Testblock GeGa_BIAS_1

Diese etwa 20-stündige Testphase findet kurz nach Durchqueren der Strahlungsgürtel unter nahezu identischen Strahlungsbedingungen wie am L2 statt. Der Testblock gliedert sich in drei Abschnitte: zwei nahezu zehnstündige Testblöcke - ausgehend von zwei verschiedenen Ausgangszuständen wird die Veränderung der Stromempfindlichkeit untersucht - und einem Ausheilblock dazwischen. Bei zuletztgenanntem werden Beleuchtungssequenzen zur Optimierung der kompletten Ausheilung der Detektoren durchgeführt. Da der Kryostatendeckel noch geschlossen ist, wird der erwartete IR-Untergrundfluss des Hauptspiegels von einer der internen Kalibrierungsquellen simuliert.

Beschreibung

Nach Einschalten der Detektoren wird die Veränderung der Stromempfindlichkeit für 10 Stunden bei statischer Ausrichtung des Chopperspiegels auf eine der Kalibrierungsquellen überwacht, während die Detektorparameter gemäß der 16 Parametereinstellungen bezüglich U_{Bias} , t_{int} und C_{int} aus Tab. 8.2 zyklisch variiert werden. Da ein Unterblock, der alle Einstellungen beinhaltet, ungefähr 40 Minuten dauert, werden folglich 15 Wiederholungen durchgeführt und somit 15 Datenpunkte je Parametereinstellung aufgezeichnet. Anschließend werden die Detektoren durch eine Sequenz von IR-Blitzen mit maximaler Flasherleistung komplett ausgeheilt. Die Effektivität der einzelnen IR-Blitze wird dabei durch Stromempfindlichkeits-Checks überprüft. Vom ausgeheilten Zustand aus folgt wieder eine zehnstündige Untersuchung der Drift der Stromempfindlichkeit mit zyklisch variierenden Parametern und anschließender Ausheilsequenz mit halber Flasherleistung.

Zusammenfassend gliedert sich der erste Testblock folgendermaßen:

1. Initialisierung des Instruments, der Chopper ist auf CS1 gerichtet (6 min)
2. Setup der Kameras und der SPU, Aufwärmen von CS1 und Stabilisierung der CRE (35 min)
3. Überwachung der Stromempfindlichkeit mit unterschiedlichen Parametern und reduzierter Vorspannung (584 min)
4. Vollständiges schrittweises Ausheilen mit $I_{\text{IR-Strahler}} = 4 \text{ mA}$ (13 min)
5. Überwachung der Stromempfindlichkeit mit unterschiedlichen Parametern und reduzierter Vorspannung (584 min)
6. Schrittweises Ausheilen mit $I_{\text{IR-Strahler}} = 2 \text{ mA}$ (17 min)
7. PACS in Sicherheitsmodus

Vorhersage des Verhaltens

Es wird erwartet, dass während der ersten zehnstündigen Testphase die Stromempfindlichkeit von einem stark erhöhten Stromempfindlichkeitsniveau auf das Stromempfindlichkeitsplateau abfällt, da im Kristall während des Durchflugs des Satelliten durch die Strahlungsgürtel viele Elektron-Loch-Paare erzeugt werden. Diese Untersuchung des Driftverhaltens der Stromempfindlichkeit ermöglicht Vorhersagen des Verhaltens der Detektoren nach solaren Ausbrüchen. Desweiteren wird erwartet, dass sich während der zweiten zehnstündigen Testphase nach kompletter Ausheilung der Detektoren die Stromempfindlichkeit von einem niedrigeren Niveau wieder bis zum gleichen Stromempfindlichkeitsplateau erhöht.

Erwartete Ergebnisse des Testblocks

Von einem erhöhten und niedrigeren Niveau wird die zum Erreichen des Plateaus nötige Zeit bestimmt. Aus der Veränderung der NEP während langer Bestrahlungssequenzen werden die vorläufig besten Detektorparameter U_{opt1} , t_{opt1} , C_{opt1} ermittelt. Es wird eine Ausheilprozedur (nötige Anzahl und Dauer von Flashes und Flasherleistung) bestimmt, die die Detektorempfindlichkeit und Kalibrierung wiederherstellt. Darüberhinaus wird verifiziert, ob überhaupt ein Betrieb der Detektoren auf dem Stromempfindlichkeitsplateau möglich ist.

8.4.3 Testblock GeGa_BIAS_2

Testblock 2 findet nach Öffnen des Kryostatendeckels statt und dauert etwa sieben Stunden. Da die endgültige Temperatur des Teleskops infolge der passiven Kühlung nach dem anfänglichen Heizen immer noch nicht erreicht und der IR-Fluss folglich noch erhöht ist, wird der Teleskopuntergrund abermals durch die interne Kalibrierungsquelle simuliert. Es existieren zwei Optionen für diesen Block. Die Wahl hängt davon ab, ob es realisierbar ist, die Detektoren auf dem Stromempfindlichkeitsplateau zu betreiben (Option A) oder nicht (Option B). Diese Entscheidung wird basierend auf den Ergebnissen des vorangegangenen Testblocks getroffen. Die Mess- und Ausheildauern werden gemäß der Erfahrung von GeGa_BIAS_1 angepasst. Betriebsparameter und Ausheilsequenz werden in diesem Testblock weiter optimiert.

Option A: Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau

Beschreibung

Nach dem Einschalten der Detektoren mit repräsentativer Bestrahlungsvorgeschichte driftet die Stromempfindlichkeit bis zum stabilen Stromempfindlichkeitsplateau. Es erfolgt eine weitere Optimierung der Parameter in feineren U_{Bias} -Schritten von $\Delta U_{\text{Bias}} = 3 \text{ mV}$ (HS) bzw. $\Delta U_{\text{Bias}} = 5 \text{ mV}$ (LS) um die in Testblock 1 ermittelte optimale Detektorvorspannung U_{opt1} . In der anschließenden Signalerforschung innerhalb des Spektrometers Gesichtsfeldes werden sowohl Scans über das gesamte Gesichtsfeld (FoV) sowie differentielle Beobachtungen bei fester Gitterposition jeweils in zwei Filtern durchgeführt. Desweiteren werden Einstellungen und Zeiten für die IR-Ausheilung optimiert sowie das Konzept von kurzen, häufigen und regelmäßigen Ausheilaktionen in Kombination mit Kalibrierungsmessungen (stimulierende IR-Blitze) getestet.

Zusammenfassend gliedert sich der Testblock folgendermaßen:

1. Initialisierung des Instruments, der Chopper ist auf CS1 gerichtet (6 min)
2. Setup der Kameras und der SPU, Aufwärmen beider CS und Stabilisierung der CRE (35 min)
3. Überwachung der Stromempfindlichkeit mit verbesserten Parametern und reduzierter Vorspannung (255 min)
4. Untersuchung des Signalverhaltens (insgesamt 42 min)
 - 2 FoV-Scans in 2 Filtern (14 min)
 - Differentielle Beobachtungen in 2 Filtern (28 min)
5. Schrittweises Ausheilen bzw. stimulierende IR-Blitze (35 min)
6. PACS in Sicherheitsmodus

Erwartete Ergebnisse des Testblocks

Mit diesem Testblock wird die Driftzeit vom Einschalten der Detektoren bei repräsentativer Bestrahlungsvorgeschichte bis zum stabilen Stromempfindlichkeitsplateau ermittelt. Ferner werden der Parametersatz für den Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau sowie die Ausheilprozedur weiter optimiert. Die ermittelten vorläufig besten Detektorparameter sind U_{opt2} , t_{opt2} , C_{opt2} . Die Untersuchung der Signale innerhalb des Kameragesichtsfeldes und die Erfahrung mit den ersten differentiellen Messungen dienen der weiteren Analyse des Detektorverhaltens zwecks Erstellung der besten Beobachtungs- und Kalibrierungsstrategie.

Option B: Kein Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau

Beschreibung

Jeweils nach vollständiger Detektorausheilung werden die Veränderungen der Stromempfindlichkeit mit konstanter Vorspannung aber zyklisch variierender t_{int} und C_{int} für insgesamt 40 Minuten beobachtet. Dies wird für sechs Vorspannungswerte 20, 30, 40, 50, 60, 70 mV (HS) bzw. 80, 100, 125, 150, 175, 200 mV

(LS) durchgeführt. Desweiteren werden die Einstellungen (Zeiten, Intensität) für die IR-Ausheilung optimiert sowie das Konzept von stimulierenden IR-Blitzen getestet.

Zusammenfassend gliedert sich der Testblock folgendermaßen:

1. Initialisierung des Instruments, der Chopper ist auf CS1 gerichtet (6 min)
2. Setup der Kameras und der SPU, Aufwärmen von CS und Stabilisierung der CRE (35 min)
3. Sechs 50-minütige Zyklen: vollständiges Ausheilen (10 min) & Überwachung der Stromempfindlichkeit (40 min) für jede Vorspannungseinstellung (insgesamt 300 min)
4. Schrittweises Ausheilen bzw. stimulierende IR-Blitze (22 min)
5. PACS in Sicherheitsmodus

Erwartete Ergebnisse des Testblocks

Ergebnis der Analyse sind die optimale Betriebsstrategie mit bestem Parametersatz unter driftender Stromempfindlichkeit sowie eine optimierte Ausheilprozedur.

Weiteres Vorgehen im Falle der Option B

Anstelle der im folgenden beschriebenen Testblöcke GeGa_BIAS_3 und GeGa_BIAS_4 wird die Ausheilstrategie gemäß vorgestellter Option B weiter optimiert.

8.4.4 Testblock GeGa_DARK

Um die Entwicklung des Dunkelstroms und das gegenwärtige Streulicht zu untersuchen, werden Messungen an der kalten Kalibrierungsquelle durchgeführt.

Beschreibung

Der Dunkelstrom wird vor und nach komplettem Ausheilen beobachtet und die Vorspannung dabei im Parameterraum des zweiten Testblocks (Option A bzw. B gemäß weiterer Betriebsstrategie) variiert.

Zusammenfassend gliedert sich der Testblock folgendermaßen:

1. Initialisierung des Instruments, der Chopper ist auf CS2 (ausgeschaltet) gerichtet (6 min)
2. Setup der Kameras und der SPU und Stabilisierung der CRE (35 min)
3. Untersuchung des Dunkelstroms (21 min)
4. Vollständiges Ausheilen (13 min)
5. Untersuchung des Dunkelstroms mit unterschiedlichen Parametern (255 min)
6. PACS in Sicherheitsmodus

Erwartete Ergebnisse des Testblocks

Ergebnis dieses Testblocks ist die Entwicklung des Dunkelstroms im Verlauf von fünf Stunden bei den unterschiedlichen Detektoreinstellungen.

8.4.5 Testblock GeGa_BIAS_3

In diesem sechsstündigen Testblock werden die Detektoren zum ersten Mal vom vom Teleskopuntergrund beleuchtet. Die Stabilisierungszeit der Stromempfindlichkeit nach Anschalten der Detektoren unter nominellem Teleskop- und Himmelshintergrund wird verifiziert. Die Ausheilprozedur zur kompletten Ausheilung und das Konzept der stimulierenden IR-Flüsse werden verfeinert.

Beschreibung

Um das Plateau schneller zu erreichen, können die Detektoren - je nach Ergebnis der vorangegangenen Testblöcke - zu Beginn dieses Testblocks zusätzlich partiell ausgeheilt werden. Es folgt ein 4,5-stündiger

Block, in dem die Stromempfindlichkeit mit dem besten Parametersatz beobachtet wird sowie Tests zur Verfeinerung der Ausheilstrategie durchgeführt werden.

Zusammenfassend gliedert sich der Testblock folgendermaßen:

1. Initialisierung des Instruments, der Chopper ist gegen den Himmel gerichtet (6 min)
2. Setup der Kameras und der SPU, Aufwärmen von CS und Stabilisierung der CRE (35 min)
3. Partielles oder vollständiges Ausheilen nach Bedarf (15 min / 10 min)
4. Überwachung der Stromempfindlichkeit mit dem besten Parametersatz (270 min)
5. Partielles Ausheilen oder stimulierende Blitze (30 min)
6. PACS in Sicherheitsmodus

Erwartete Ergebnisse des Testblocks

Mit diesem Testblock wird die Stabilisierungszeit der Stromempfindlichkeit mit dem besten Parametersatz nach Einschalten des Instruments unter nominalem IR-Hintergrund bestimmt. Die Effizienz der partiellen Ausheilung zum schnelleren Erreichen des Gleichgewichtszustands und nach einem solaren Ereignis wird untersucht.

8.4.6 Testblock GeGa_BIAS_4

Dieser etwa sechsstündige Testblock überprüft und verfeinert die Ergebnisse bezüglich der besten und schnellsten Stabilisierungsmethode zum Erreichen des Plateaus.

Beschreibung

Differentielle Messungen zwischen Himmel und Kalibrierungsquellen werden mit verschiedenen CRE-Parametern durchgeführt und ihre Rohdaten im buffer transmission mode aufgenommen.

Zusammenfassend gliedert sich der Testblock folgendermaßen:

1. Initialisierung des Instruments, der Chopper ist auf die Mitte des Gesichtsfeldes (optischer Nullpunkt des Choppers) gerichtet (6 min)
2. Setup der Kameras und der SPU, Aufwärmen von CS und Stabilisierung der CRE (35 min)
3. Partielles oder vollständiges Ausheilen nach Bedarf (10 min / 15 min)
4. Aufnehmen von Rohdaten (300 min)
5. Partielles Ausheilen nach Bedarf (15 min)
6. PACS in Sicherheitsmodus

Erwartete Ergebnisse des Testblocks

Mit diesem Testblock wird die schnellste Stabilisierungsmethode mit optimierter Ausheilstrategie zum Stromempfindlichkeitsplateau sowie die endgültige Betriebsstrategie der Detektoren im Weltraum festgelegt. Die Rohdaten liefern eine Datenbasis, um die am Boden verwendeten Deglitchingalgorithmen zu optimieren und pixelspezifische Effekte, Rampenform, Linearität und dynamischen Bereich aller Detektoren sowie Glitches und spikende Pixel zu untersuchen. Außerdem kann der Einfluss der unterschiedlichen Resetintervalle und Integrationskapazitäten analysiert, eine Übersprech-Matrix erstellt und der optimale Datenkompressionsalgorithmus an Bord identifiziert werden. Dies bildet die Grundlage für gut kalibrierte Messungen und die Anpassung von Beobachtungs- und Kalibrierungsstrategien.

8.4.7 Schlussbemerkungen

Generell sollte eine Sättigung der Detektoren durch helle Quellen vermieden werden, da hierdurch das Gleichgewicht der Ladungsträger im Kristall gestört wird, was langanhaltende Drifts der Stromempfindlichkeit verursacht und die Kalibrierung nachfolgender Beobachtungen beeinträchtigt.

Inwiefern Gitterbewegungen den Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau beeinflussen - die relative spektrale Antwortfunktion variiert innerhalb einer Größenordnung (Abb. 8.5) - kann erst während der PV-Phase untersucht werden. Insbesondere während des Wechsels der Ordnungfilter können große Flussänderungen auftreten.

Die bei jedem Testblock anfallenden großen Datenmengen müssen bis zum jeweils nächsten Testblock ausgewertet werden, um die Kommandierunsroutinen auf Basis der erzielten Ergebnisse zu aktualisieren. Dies setzt eine gute Vorbereitung der Datenauswertung voraus.

8.5 Ergebnisse der Optimierung der Detektorparameter und Betriebsstrategie in der Phase der Inbetriebnahme

Im Folgenden werden die mit der im Rahmen dieser Dissertation entwickelten Prozedur (siehe Kap. 8.4) erzielten Ergebnisse zusammengefasst und mit den Laborergebnissen verglichen. Die Prozedur wurde zwischen dem 29 und 53 Tag nach dem Start des HERSCHEL-Satelliten durchgeführt. Am Ende jedes Betriebstages wurden die Daten vom Satellit zur Bodenstation übertragen und vom Europäischen Raumflugkontrollzentrum ESOC zum HERSCHEL ICC weitergeleitet. Die Auswertung erfolgte durch meine Kollegen des ICC-Teams vom MPIA und Leuven [Royer et al., 2009]. Innerhalb weniger Tage war eine große Datenmenge zu prozessieren und auszuwerten, um die Prozedur für den nächsten Testblock anzupassen. Die iterative Vorgehensweise ermöglichte es, jeweils optimierte Betriebsparameter in den nächsten Testblock aufzunehmen und so die Parameter schrittweise zu verfeinern.

Die beste Betriebsstrategie der Ge:Ga-Detektoren im Weltraum ist ein Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau ohne Ausheilaktionen. Die Detektoren werden dabei mit verringerter Vorspannung von $U_{\text{Bias}} = 100$ mV (LS) bzw. $U_{\text{Bias}} = 42$ mV (HS) betrieben. Diese Werte sind identisch mit denen der Bestrahlungstests mit einer ^{137}Cs - γ -Quelle im Labor.

Zur kompletten Ausheilung der Detektoren genügt ein einminütiger IR-Blitz des Flasher, der nahe seiner Leistungsgrenze betrieben wird (Betrieb mit 4 mA). Für die LS-Module ist auch eine komplette Ausheilung mit einem niedrigeren Strahlungsfluss des Flashers (Betrieb mit 2 mA) möglich, für die HS-Module reicht dies jedoch nicht aus.

Nach dem Einschalten der Detektoren driftet die Stromempfindlichkeit für etwa 6 Stunden von einem um $\sim 25\%$ erhöhten Stromempfindlichkeitsniveau zum Stromempfindlichkeitsplateaus ($\mathfrak{R}/\mathfrak{R}_0 \approx 4$). Ab dem zweiten Testblock wurden die Detektoren zur Verkürzung der Stabilisierungszeit zu Beginn während der Stabilisierung der CRE mit einem erhöhten FIR-Fluss der Kalibrierungsquelle bestrahlt. Die Stromempfindlichkeit war infolgedessen zu Beginn der Messperioden nur noch um etwa 10% (LS) höher als das Stromempfindlichkeitsplateau. Die Glitchrate sinkt zusammen mit der Stromempfindlichkeit zu einem stabilen Wert von $0.3 \text{ Pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$ auf dem Plateau.

Mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten detaillierten Prozeduren wurden bei der Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren im Weltraum vergleichbare Ergebnisse wie bei den Bestrahlungstests mit einer ^{137}Cs -Quelle im Labor erreicht. Es wurde somit verifiziert, dass die Bestrahlung von repräsentativen Detektoren vor dem Start mit einer γ -Quelle eine sehr gute Methode darstellt, Betriebsparameter zu optimieren und verschiedene Betriebsstrategien zu untersuchen.

8.6 Übersicht der Eichstrategien im Weltraum

Eine regelmäßige Kalibrierung des Instruments an gut bekannten Himmelsquellen ist unerlässlich. Während der PV-Phase erfolgt die Anpassung der Bodenkalibrierung an die neuen Bedingungen und die absolute Kalibrierung des Instruments an bekannten Himmelsreferenzquellen. Die Basis- bzw. Kernkalibrierung des PACS-Spektrometers läuft dabei nach definierten Schemata ab [Klaas et al., 2009] und umfasst folgende Aspekte:

- **Detektorspezifische Kalibrierung:** Charakterisierung der Stromempfindlichkeit und des Rauschens, Verifikation der optimalen Detektorparameter
- **Korrektur von instrumentellen Effekten** (siehe Anhang C.2)
- **Photometrische Kalibrierung:** Aufgrund der temporären Variationen der Stromempfindlichkeit der Detektoren werden die internen Kalibrierungsquellen als Zwischenträger der Kalibrierung eingesetzt, damit eine zeitaufwendige Kalibrierung durch Himmelsstandards mit langen Verfahrenswegen des Teleskops vermieden werden kann. Das Differenzsignal der internen Eichquellen wird während der gesamten Mission in regelmäßigen Abständen mit wohlbekanntem Himmelseichstandards (sogenannte Primärkalibratoren: Sterne, Asteroiden und Planeten) verschiedener Flussniveaus absolut kalibriert. Zusätzlich werden externe Eichstandards mit geringer absoluter Flussgenauigkeit (Sekundärkalibratoren; siehe Kap. C.3.1) zur relativen photometrischen Flusskalibrierung verwendet.
- **Wellenlängenkalibrierung einschließlich Instrumentenprofil und spektraler Auflösung:** Die Wellenlängenkalibrierung beinhaltet die Untersuchung der Emissions- und Absorptionslinien, Gittereffizienz, Transmission der OrdnungstrennungsfILTER, spektralen Reinheit (Lecks, Überlagerung anderer Ordnungen) und Streulicht (äußeres Streulicht heller Himmelskörper und internes Streulicht).
- **Räumliche Kalibrierung:** Ermittlung der PSF für Gesamtfluss einer Quelle, Verzeichnung, Streulicht, Effekte des Pointings

8.7 Ergänzende Methode zur relativen photometrischen Kalibrierung

Zum besseren Verständnis der ergänzenden Methode zur relativen photometrischen Kalibrierung sind die relative und absolute photometrische Kalibrierung, wie vom PACS-ICC-Team während der letzten Jahre ausgearbeitet, in Anhang C.3 dargestellt. Die Beobachtungsmodi sind der Vollständigkeit halber in Anhang C.1 wiedergegeben.

Da die Teleskoptemperatur und folglich der Teleskopuntergrund auf kleinen Zeitskalen nicht variiert, kann der Himmelsuntergrund während differentieller Messungen als relativer Kalibrator zur Korrektur von Stromempfindlichkeitsdrifts verwendet werden (Genauigkeit: $\sim 1\%$). Diese Methode verringert im Gegensatz zur relativen photometrischen Flusskalibrierung mittels internen Kalibrierungsquellen und externen Sekundärkalibratoren (siehe Anhang C.3) nicht die Beobachtungseffizienz. Insbesondere beim Betrieb mit regelmäßigen Ausheilaktionen wirkt sich dies positiv aus: hier sind zur genauen Kenntnis der kontinuierlich ansteigenden Stromempfindlichkeit häufig relative photometrische Kalibrierungen nötig, die sonst die Beobachtungseffizienz vermindern würden.

8.8 Grenzen für die Empfindlichkeit

Tabelle 8.3 fasst die unterschiedlichen Effekte infolge ionisierender Strahlung, technischer Rahmenbedingungen oder sonstiger Umgebungsbedingungen, die letztendlich die erreichbare Empfindlichkeit des gesamten Instruments und Genauigkeit bestimmen, zusammen. Außerdem sind die entwickelten Gegenmaßnahmen (z.B. Beobachtungsstrategien) und der verbleibende Einfluss auf die Messungen und Kalibrierung dargestellt.

Die absolute photometrische Genauigkeit der Eichung wird hauptsächlich von der Genauigkeit abhängen, mit der die absoluten Flüsse der als Eichquellen dienenden Sterne und Asteroiden bekannt sind (5–10%). Darüberhinaus geht die Reproduzierbarkeit der Messungen in die absolute Flusskalibrierung ein. Diese setzt sich aus der Reproduzierbarkeit der internen Referenzmessung, der Reproduzierbarkeit spektraler Scans am Himmel und der Stabilität und Homogenität des Teleskophintergrunds zusammen und

Effekt	Gegenmaßnahme	Ergebnis bzw. Kommentar
Störpulse (Glitches)	Deglitching (Software) der Daten am Boden und Pixelredundanz	Entfernung der meisten Glitches
Anstieg der Stromempfindlichkeit	Betrieb der Detektoren auf dem Stromempfindlichkeitsplateau; Differentielle Messungen zur Korrektur kurzzeitiger Stromempfindlichkeitsdrifts; Verringerung der Vorspannung; Kalibrierung; ggf. Ausheilung der Detektoren	verbleibender photometrischer Fehler von $< 1.5\%$ und Langzeitstabilität von $< 6\%$ ($U_{\text{Bias}} = 120 \text{ mV}$, $t_{\text{int}} \approx 10 \text{ min}$)
Anstieg des Dunkelstroms	Modellierung und differentielle Messungen	
evtl. auftretende Transienten nach großem IR-Flusswechsel	Beschreibung durch empirische Kurve (Kombination von Exponentialfunktionen); Hoch- und Runterscans des Gitters (symmetrisches Linienprofil)	Es werden in PACS keine Transienten infolge von kleinen Flussänderungen erwartet.
Ungleichmäßigkeit der Detektoren*	Weißbild (engl. flat field)	verbleibender photometrischer Fehler: $< 5\%$
Solare Teilchenereignisse	Überlappende und wiederholende Beobachtungen sowie SREM-Strahlungsmonitor	
Hoher IR-Untergrundfluss	Differentielle Messungen zur Beseitigung des Untergrundflusses und Korrektur von kurzzeitigen Stromempfindlichkeitsdrifts	
Unsicherheit der Himmelsstandards		Unsicherheit der Sterne: $5 - 10\%$. Unsicherheit von Sirius: $1 - 2\%$
Unsicherheiten des Himmelshintergrunds aufgrund räumlicher (Konfusion) und zeitlicher Schwankungen (Photonenrauschen)		Zur FIR-Untergrundstrahlung tragen neben dem Teleskop ausgedehnte Objekte sowie der von IRAS entdeckte IR-Zirrus bei. Eine genaue Hintergrundsubtraktion ist vor allem bei Messungen mit schwachen Standards wichtig.
Instrumentelle Effekte	siehe Anhang C.2	Unsicherheiten im Beam-Profil, Streulicht, mögliche Filter-Lecks: $\sim 10\%$

Tabelle 8.3 Auftretende Effekte in Ge:Ga-Detektoren infolge ionisierender Strahlung im Welt- raum (1. Block), sonstige Detektoreffekte (2. Block), zeitliche und räumliche Fluktuationen in der Photonenzahl (3. Block) bzw. begrenzende Faktoren (4. Block) bei repräsentativem IR- und γ -Untergrund. Ferner sind die Gegenmaßnahmen und der verbleibende Einfluss auf die Messungen und Kalibrierung dargestellt. Zusätzlich zu den hier aufgeführten Effekten sind Detektorrauschen, Ausleserauschen und Nichtlinearitäten limitierende Faktoren.

* Kombination aus unterschiedlicher Empfindlichkeit und unterschiedlicher Beleuchtung der Pixel.

wird mit 5% abgeschätzt. Alles in allem ergibt sich daher für den Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau eine resultierende photometrische Genauigkeit von $\sim 12\%$. Die relative photometrische Kalibrierung beträgt dabei $< 1.5\%$.

8.9 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Auch wenn die Labormessungen nicht die tatsächlichen Umgebungsbedingungen im Weltraum widerspiegeln, so liefern sie doch wertvolle Startparameter für die Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren der PACS-Spektrometerkameras. Die Strahlungsumgebung, Leistungsmerkmale, möglichen Betriebs-, Kalibrierungs- und Ausheilstrategien der Detektoren sind in Tab. 8.4 zusammengefasst. Sie flossen in die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Prozedur zur Parameteroptimierung sowie zur Optimierung der Betriebs-, Beobachtungs-, Kalibrierungs- und Ausheilstrategien während der Commissioning Phase ein. Im Weltraum wurden vergleichbare Ergebnisse wie bei den Bestrahlungstests im Labor erzielt. Die Bestrahlung von repräsentativen Detektoren vor dem Start mit einer ^{137}Cs - γ -Quelle stellt somit eine sehr gute Methode dar, Betriebsparameter zu optimieren und Betriebs-, Beobachtungs-, Kalibrierungs- und Ausheilstrategien zu entwickeln.

Parameter	Beschreibung
Umlaufbahn	heliocentrisch und um L2 kreisend
Höhe	1.5 Millionen Kilometer
Strahlungsumgebung	interplanetarer Raum
Umlaufdauer um die Sonne	1 Jahr
Raumfahrtagentur	ESA
Durchmesser des Primärspiegels	3.5 m
Temperatur des Primärspiegels	~ 80 K
Beobachtungsmodus	Observatorium
FIR-Betriebszeit	> 3 Jahre
Detektoren	schwach gedrücktes Ge:Ga (LS) stark gedrücktes Ge:Ga (HS)
Wellenlängenbereich	57...105 μm (LS), 105...210 μm (HS)
Betriebstemperatur	2.5 K (LS), ~ 1.6 – 1.75 (HS)
Vorspannung	
Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau	~ 80 – 100 mV (LS), ~ 30 – 50 mV (HS)
Betrieb mit stimulierenden IR-Blitzen	~ 100 – 160 mV (LS), ~ 50 – 60 mV (HS)
Betrieb mit kompletter Ausheilung	~ 160 – 200 mV (LS), ~ 60 – 70 mV (HS)
Integrationszeit	~ 1/2 s
Kalibrierungsfrequenz	1-2 mal pro AOT
Abgeschätzte absolute photometrische Genauigkeit	~ 12 %
Abschirmung	Aluminium
Ausheilungsmethode	IR-Fluss-Erhöhung
Ausheilaktion	
Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau	keine regelmäßige Ausheilung nötig
Betrieb mit stimulierenden IR-Blitzen	häufige stimulierende IR-Blitz
Betrieb mit kompletter Ausheilung	komplette Ausheilung alle < 5 Stunden

Tabelle 8.4 Strahlungsumgebung, Leistungsmerkmale, Betriebsparameter sowie Kalibrierungs- und Ausheilstrategie der Ge:Ga-Detektoren der PACS-Spektrometerkameras. Die optimalen Detektorparameter hängen entscheidend von der Betriebsstrategie der Detektoren ab. Man unterscheidet zwischen dem Betrieb auf dem Plateau mit stark reduzierter Vorspannung und seltenen bzw. keinen Ausheilaktionen, dem Betrieb nahe des komplett ausgeheilten Zustands mit häufigem Ausheilaktionen und einer Vorspannung nahe der optimalen Vorspannung der Labortests ohne ionisierende Strahlung und dem Betrieb zwischen Plateau und komplett ausgeheiltem Zustand mit einer Vorspannung zwischen beiden Extrema.

9 Zusammenfassung und Ausblick

9.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die schwach gedrückten Ge:Ga-Flug- und Flugersatzmodule mit integrierender kryogener Ausleseelektronik für die PACS-Spektrometerkamera des Ferninfrarot- und Submillimeter-Weltraumobservatoriums HERSCHEL unter repräsentativen Umgebungs- und Betriebsbedingungen charakterisiert und photometrisch kalibriert. Dafür wurde ein bestehender Teststand weiter optimiert und angepasst. Der Teststand erlaubt eine kontinuierliche Bestimmung der Detektorkenngrößen als Funktion von Vorspannung, Temperatur- und Untergrundbedingungen sowie Integrationskapazität und -zeit durch differentielle Messungen mit externer und interner Strahlungsquelle. Mithilfe eines warmen Schwarzkörperstrahlers in Verbindung mit kalibrierten kalten Bandpass- und Abschwächfiltern ist eine Variation der Signal- und Hintergrund-FIR-Flüsse im Rahmen des gesamten erwarteten dynamischen Bereiches von PACS möglich.

Bei optimalen Betriebsparametern von $T_{\text{Det}} = 2.5$ K und $U_{\text{Bias}} \approx 200$ mV besitzen die FM-Detektoren eine mittlere Stromempfindlichkeit von $(7.5 \pm 1.3) \text{ A W}^{-1}$, was über den geforderten Werten von 3 A W^{-1} liegt und vergleichbar mit SPITZER/MIPS [Young et al., 2003b] und SOFIA/FIFI-LS [Rosenthal et al., 2000] ist. Die Stromempfindlichkeit lässt sich mit einer Genauigkeit von $< 1\%$ reproduzieren. Die mittlere Empfindlichkeit der Detektoren beträgt $(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-16} \text{ W Hz}^{-1/2}$ und ist durch das Ausleserauschen der kalten Ausleseelektronik und nicht durch Photonenrauschen des Untergrunds limitiert. Die vollständig charakterisierten FM- und FS-Kameramodule wurden auf Basis der erzielten Ergebnisse in die Spektrometerkameras integriert.

Stromempfindlichkeit, NEP und Dunkelstrom hängen neben Detektorparametern wie Vorspannung und Temperatur von zeitlich variablen Faktoren wie z.B. der IR-Bestrahlungsvorgeschichte bei IR-Flussänderungen (transientes Verhalten) und Effekten der ionisierenden kosmischen Strahlung ab.

Unter repräsentativen PACS-Betriebsbedingungen mit Untergrundflüssen von $I_{\text{ph}} \approx 10^{-14} \text{ W Pixel}^{-1}$ wurde das Antwortverhalten einer flugrepräsentativen Detektorzeile mit TIA-Ausleseschaltung auf kleine Änderung der Beleuchtungsintensität von $\Delta I_{\text{ph}} \approx 8 \cdot 10^{-15} \text{ W Pixel}^{-1}$ untersucht. Für diese Flussänderungen beträgt die Relaxationszeit freier Ladungsträger zur stationären Verteilung im Halbleiterdetektor aufgrund des vergleichsweise hohen IR-Untergrunds des passiv gekühlten Spiegels < 0.1 s und ist somit vernachlässigbar. Dieses Resultat steht in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen für hohe IR-Untergrundflüsse und den theoretischen Abschätzungen.

Die in PACS verwendeten Photohalbleiter sind gleichzeitig sehr gute Sensoren für ionisierende Teilchenstrahlung. Zur Simulation des kontinuierlichen Energieeintrags in die Detektoren im Weltraum und Erzeugung von Strahlungseffekten wurden im MPIA-Labor flugrepräsentative Detektoren mitsamt Ausleseschaltung mit der γ -Strahlung einer ^{137}Cs -Strahlungsquelle bestrahlt. Durch die Bestrahlung wurden Strahlungseffekte wie Glitches induziert und Veränderungen des Detektorverhaltens und der Detektoreigenschaften untersucht. Glitches und die zeitabhängige Stromempfindlichkeit beeinflussen die photometrische Kalibrierung der Detektoren signifikant. In Abhängigkeit der eingestrahelten Dosisleistung, des FIR-Untergrundflusses und der Detektorparameter stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen Bestrahlungseffekten durch die ionisierende Strahlung und Selbstrelaxation aufgrund des vergleichsweise hohen IR-Untergrundflusses ein, bei dem Stromempfindlichkeit, NEP, Dunkelstrom, Resetlevel, Glitchrate und Glitchhöhenverteilung einen charakteristischen, quasistabilen Wert besitzen. Für L2-repräsentative Bedingungen (IR-Untergrundfluss des Teleskops sowie Streulicht von Blenden, Schilden, Optik und Gehäuse von $\Phi_{\text{IR}} = 1.54 \cdot 10^{-14} \text{ W Pixel}^{-1}$ und kontinuierlicher γ -Bestrahlung

der Energiedosisleistung $\dot{D} = 0.14 \text{ rad h}^{-1}$) erreichen die schwach gedrückten Detektoren nach etwa fünfständiger Bestrahlung diesen Gleichgewichtszustand. Die induzierten Glitches sind im Allgemeinen auf einen einzigen Detektor begrenzt und kürzer als 20 ms.

Die optimalen Vorspannungen unter ionisierender Bestrahlung sind im Vergleich zur optimalen Vorspannung ohne Bestrahlung stark reduziert und betragen für die schwach gedrückten Ge:Ga-Detektoren $U_{\text{Bias,LS}} \approx 100 \text{ mV}$ ($T_{\text{Det,LS}} \approx 2.5 \text{ K}$) und für die stark gedrückten $U_{\text{Bias,HS}} \approx 30 - 40 \text{ mV}$ ($T_{\text{Det,HS}} \approx 1.8 \text{ K}$). Die Detektoren sind bei geringerer Vorspannung weniger empfindlich gegenüber spontanem Spiken. Mit reduzierter Vorspannung und geeignetem Deglitching (σ -Abschneidealgorithmus mit Nachweisgrenze $> 3\sigma$ und Hodges-Lehmann-Schätzer) können auf dem Stromempfindlichkeitsplateau um $\sim 30\%$ kleinere NEPs und folglich höhere Empfindlichkeit als ohne Bestrahlung erreicht werden. Die photometrische Stabilität der Detektoren auf dem Plateau beträgt $\leq 1.5\%$. Aufgrund dieser Messgenauigkeit und der Reproduzierbarkeit von $\sim 6\%$ ist ein Ausheilen der PACS-Ge:Ga-Detektoren anders als bei ISOPHOT keine notwendige Voraussetzung für einen stabilen und empfindlichen Betrieb. Mit einem dreiminütigen IR-Blitz von $10^{-12} \text{ W Pixel}^{-1}$ können unter Einhaltung von Temperatur- und Verlustleistungsgrenzen Strahlungsschäden nahezu komplett ausgeheilt werden. Die ursprüngliche Stromempfindlichkeit des kalibrierten Vorbestrahlzustands der Ge:Ga-Detektoren sowie die ursprüngliche Eichung werden innerhalb $< 1\%$ wiederhergestellt. Ergänzende Tests mit Protonen ergeben bei ähnlichen eingebrachten Dosisleistungen vergleichbare Veränderungen in der Stromempfindlichkeit.

Basierend auf den Ergebnissen der Labormessungen vor Missionsbeginn sowie den mit ähnlichen Detektoren bei ISO und SPITZER gesammelten Erfahrungen wurde ein Testprogramm von der ersten Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren auf dem Weg zum L2 bis zur geometrischen Lagevermessung der Kameragesichtsfelder in der Fokalebene des Teleskops mit detaillierten Prozeduren zur Parameteroptimierung der Detektoren definiert. Während fünf Testblöcken von insgesamt > 44 Stunden wird eine sukzessive Feinabstimmung der Detektorparameter vorgenommen sowie ein Parametersatz und Betriebsmodus festgelegt, um die Einflüsse der ionisierenden Strahlung zu minimieren und einen stabilen Betrieb der Photodetektoren im Weltraum zu ermöglichen. In Betracht kommen ein Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau ohne regelmäßige Ausheilung oder ein Betrieb mit regelmäßigem Ausheilen, entweder mit kurzen und häufigen stimulierenden IR-Blitzen oder mit kompletter Ausheilung. Ferner werden Beobachtungs-, Mess-, Ausheil-, Kalibrierungs- und Datenprozessierungsstrategien für eine möglichst hohe Empfindlichkeit und photometrische Genauigkeit der Ge:Ga-Detektoren entwickelt bzw. optimiert, welche in die Missions-Routineprozeduren (AOT-Logik) integriert werden. Die optimalen Betriebsparameter der Labormessungen liefern dabei die Startparameter für die Inbetriebnahme der Detektoren und die Optimierung der Prozeduren. Für die optimale Vorspannung ergibt sich:

- Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau: $\sim 80 \dots 100 \text{ mV (LS)}$, $\sim 30 \dots 50 \text{ mV (HS)}$
- Betrieb mit stimulierenden IR-Blitzen: $\sim 100 \dots 160 \text{ mV (LS)}$, $\sim 50 \dots 60 \text{ mV (HS)}$
- Betrieb mit kompletter Ausheilung: $\sim 160 \dots 200 \text{ mV (LS)}$, $\sim 60 \dots 70 \text{ mV (HS)}$

Bei einem Betrieb mit regelmäßigen Ausheilaktionen müssen - während sich die Spannungsspitzen infolge von Ereignissen durch die ionisierende Strahlung mit Deglitch-Algorithmen aus dem Datenstrom herausfiltern lassen - zur genauen Kenntnis der langsam ansteigenden Stromempfindlichkeit häufige Kalibrierungsmessungen durchgeführt werden. Neben konventionellen Methoden zur relativen photometrischen Kalibrierung der Detektoren und Verfolgen von Stromempfindlichkeitsveränderungen mittels internen und externen Eichquellen, kann der Teleskopuntergrund während differentieller Messungen als Kalibrator zur relativen photometrischen Kalibrierung eingesetzt werden. Dies erlaubt eine kontinuierliche Nachverfolgung der Veränderungen unter Einfluss der ionisierenden Strahlung ohne Verringerung der Beobachtungseffizienz.

Die Genauigkeit der erreichbaren absoluten photometrischen Kalibrierung beim Betrieb auf dem Stromempfindlichkeitsplateau wird aus den Laborergebnissen auf $\sim 12\%$ abgeschätzt.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Prozedur zur Parameteroptimierung sowie Optimierung der Betriebs-, Beobachtungs-, Kalibrierungs- und Ausheilstrategien hat während der Commissioning Phase

im Weltraum Ergebnisse geliefert, die den bei den Bestrahlungstests mit einer ^{137}Cs - γ -Quelle im Labor erzielten ähneln. Die sukzessive Feinabstimmung der Betriebsparameter während der aufeinander aufbauenden Testblöcke lieferte die optimalen Betriebsparameter und die optimale Betriebsstrategie für die Ge:Ga-Detektoren. Sie werden im Weltraum bei verringerter Vorspannung von $U_{\text{Bias,LS}} = 100$ mV bzw. $U_{\text{Bias,HS}} = 40$ mV auf dem Stromempfindlichkeitsplateau ohne regelmäßige Ausheilaktionen betrieben. Die vollständige Ausheilung ist mit einem zusätzlichen einminütigen IR-Fluss der Flasher möglich. Die Bestrahlung von repräsentativen Detektoren vor dem Start mit einer ^{137}Cs - γ -Quelle stellt somit eine geeignete Methode dar, Betriebsparameter zu optimieren und Betriebs-, Beobachtungs-, Kalibrierungs- und Ausheilstrategien zu entwickeln.

9.2 Ausblick - Weitergehende Entwicklungen in der FIR-Technologie

Die bisherigen IR-Teleskope waren durch ihre geringe räumliche Auflösung limitiert. Durch HERSCHEL und das James Webb Space Teleskop, kurz JWST (Hauptspiegel: 25 m^2 , 40 K [Sabelhaus et al., 2005]), wird im kommenden Jahrzehnt ein Sprung in der MIR- und FIR-Beobachtung stattfinden. Allerdings wird JWST auf den Wellenlängenbereich von $0.6 - 28\ \mu\text{m}$ beschränkt sein, HERSCHEL beobachtet erst ab $57\ \mu\text{m}$ und bringt im Vergleich zu SPITZER trotz der ausgezeichneten abbildenden und spektroskopischen Ressourcen aufgrund des 80 K-Hauptspiegels nur eine moderate Verbesserung der Empfindlichkeit. So sind im FIR noch enorme Verbesserungen bezüglich Empfindlichkeit, räumlicher und spektraler Auflösung, Spektralbereich, Beobachtungseffizienz, Multiobjekt-Fähigkeit und Himmelsüberdeckung möglich.

Hauptspiegel

Um die räumliche Auflösung weiter zu erhöhen, wird die nächste Generation der IR-Weltraumteleskope noch größer sein. Jedoch müssen wegen des limitierten Volumens und der begrenzten Nutzlast der Trägerraketen die Hauptspiegel zukünftig aus Segmenten (siehe JWST [Stahl, 2007]) oder neuen Technologien wie Membranen (SAFIR [Yorke et al., 2003]) oder gar Flüssigkeiten (z.B. Flüssigteleskope auf dem Mond [Angel et al., 2006]) hergestellt werden. Desweiteren ist es geplant, große weltraumbasierte Interferometer aus einer Flotte frei fliegender Teleskope im präzisen Formationsflug zu bilden wie DARWIN [Fridlund, 2000; Leger und Herbst, 2007] und TPF [Beichman, 2000]. Damit empfindliche Beobachtungen möglich sind, muss der IR-Untergrund der Teleskope durch Kühlung auf tiefe Temperaturen unterdrückt werden.

Kühlung

Bisher waren die MIR- und FIR-Detektoren in IR-Weltraumteleskopen hauptsächlich mit LHe gekühlt. Dies hat den Vorteil der technischen Einfachheit, da LHe eine konstante Temperatur während der Mission liefert und keine Rückführung der Kühlflüssigkeit erfordert. Jedoch ist die Missionsdauer durch die transportierbare Menge an Kühlmittel begrenzt. Längere Missionszeiten können mit passivem Kühlen oder Kühlmaschinen wie z.B. Sterling-Kühler (AKARI [ASTRO-F User Support Team, 2005]), ^3He -Sorptionenkühler (PACS [Bauer, 2006]), $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkühler (PLANCK [Riti et al., 2003]) und Joule-Thompson-Kühler (SPICA [Swinyard, 2007]) erreicht werden. Kleine vibrationsfreie Kühlmaschinen mit geschlossenem Kreislauf können beispielsweise Temperaturen von $3 - 10$ K bei Kühlleistungen im mW-Bereich erreichen. Die tiefsten Temperaturen im μ -Kelvin-Bereich werden durch adiabatische Kernentmagnetisierung erreicht, bei der die magnetischen Momente der Atomkerne genutzt werden [Fattori et al., 2006].

Detektoren

In Zukunft werden größere zweidimensionale FIR-Detektorarrays benötigt. Im Gegensatz zu NIR und MIR Photodetektoren, welche kommerziell erhältlich sind, werden FIR Detektoren bisher individuell hergestellt. Ziel der momentanen Detektorentwicklung ist es, die Empfindlichkeitsgrenze kryogener, welt-raumbasierter IR-Teleskope, die durch die natürliche Hintergrundstrahlung (IR-Zodiaklicht) gegeben ist, zu erreichen. Dazu müssen die Detektoren eine maximale Quanteneffizienz und die Ausleseschaltung minimales Rauschen besitzen. Außerdem ist die Entwicklung von monolithischen großformatigen Detektorfeldern von großer Bedeutung und man ist bestrebt, den Dunkelstrom zu minimieren, den Wellenlängenbereich auszudehnen und strahlungsharte Detektoren (d.h. geringeres Volumen, kleiner aktiver Bereich, gezielte Reduzierung der mittleren Lebensdauer von Elektron-Loch-Paaren) herzustellen. Im Folgenden werden die bisherigen Fortschritte und FIR-Detektorfelder der nächsten Generation dargestellt.

Große Ge:Ga-Photoleiterfelder mit CRE der nächsten Generation: Im FIR werden überwiegend dotierte Germaniumkristalle verwendet: Ge:Ga-Photoleiter sind eine erprobte, gut erforschte und flug-getestete Technologie und werden bei mäßiger Detektortemperatur (1.7 – 4.5 K) betrieben. Die Grenzwellenlänge lässt sich über den mechanischen Druck bis $\lambda \sim 240 \mu\text{m}$ einstellen. Der Wellenlängenbereich ist somit limitiert und bei multi-kilopixel-Arrays stellt das Ausüben des mechanischen Drucks ein Problem dar. Außerdem besitzen Photoleiter einen großen Wirkungsquerschnitt für ionisierende Teilchenstrahlung.

Die derzeit größten FIR-Ge:Ga-Photoleiter-Detektorfelder sind (a) ungedrückt: 32×32 Pixel in SPITZER/MIPS [Young et al., 1998], (b) monolithisch: 3×20 Pixel in AKARI/FIS [Shirahata et al., 2004] und (c) mechanisch gedrückt: 16×25 Pixel in HERSCHEL/PACS. Ge:Ga-Detektoren mit langen Wellenlängen können bisher nur in Form von gedrückten linearen Detektoreinheiten gefertigt werden, wobei die einzelnen Bildelemente individuell in Handarbeit zusammengesetzt werden müssen. Eine Weiterentwicklung der HERSCHEL/PACS und der SPITZER/MIPS Detektoren basiert auf dem Auslesen des Photostroms über einen direkten Injektionskreis ASIC, welcher auf den Photoleiterkristall montiert wird [Swinyard, 2007]. Die mechanische Komplexität, optische Anforderungen (Fläche, die maximal beleuchtet werden kann) und Kosten setzen dieser Technologie Grenzen. Der Wunsch nach alternativen Lösungen ist groß.

BIB-Detektoren: Blocked-Impurity-Band Detektoren, kurz BIB-Detektoren, bestehen aus drei Schichten unterschiedlicher Dotierung: einer schwach dotierten Sperrschicht, einem stärker dotierten Substrat und einer hochdotierten infrarotempfindlichen Schicht. Letztere ist nur einige μm -dick, wodurch die Detektoren eine verringerte Empfindlichkeit gegenüber ionisierender Strahlung besitzen. Durch die verringerte Dicke muss - um vergleichbare Quanteneffizienzen zu erreichen - die Konzentration der Verunreinigungen erhöht sein [Petroff und Stapelbroek, 1986]. Eine Sperrschicht zwischen der hochdotierten Schicht und dem negativen Kontakte verhindert, dass infolge der hohen Dotierung ein hoher Dunkelstrom fließt. Die Qualität der Sperrschicht ist von großer Bedeutung. Mit diesen monolithischen Detektorchips wird es möglich sein, große FIR-Detektorarrays herzustellen [Haegel, 2003; Reichertz et al., 2006].

Die Entwicklung von Ge:Ga- sowie Ge:B-BIB-Detektoren für $\lambda < 200 \mu\text{m}$ ist noch nicht fortgeschritten [Haegel, 2003; Beeman et al., 2007]. Jedoch besitzen diese Detektoren das Potential, die mechanisch gedrückten Ge:Ga-Photoleiter für Beobachtungen im FIR zu ersetzen. GaAs-Detektoren werden schon gefertigt. Mit ihnen soll der gesamte Bereich bis $\lambda < 500 \mu\text{m}$ bei moderaten Betriebstemperaturen von $T_{\text{Det}} = 1.7 \text{ K}$ abgedeckt werden. Daher stellen sie eine vielversprechende Möglichkeit für die Zukunft dar. Derzeit werden jedoch noch nicht die nötige Empfindlichkeit und das ausgedehnte Wellenlängen-Antwortverhalten erreicht, da die Konzentration der Akzeptoren in der aktiven Schicht und der Grenzschicht zur Sperrschicht zu hoch ist [Reichertz et al., 2005].

Bolometer: Ein Bolometer ist ein thermischer Detektor mit einem stark temperaturabhängigen elektrischen Widerstand ($R \propto T^{-2}$). Der Nachweis der IR-Photonen erfolgt nach dem Prinzip der resonanten Absorption: Die absorbierten IR-Photonen regen im Halbleiter Phononenschwingung an und erzeugen so einen Temperaturanstieg. Dieser kann aufgrund der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit gemessen werden. Infolge der starken Abnahme der Wärmekapazität mit der Temperatur und zur Verringerung des thermodynamischen Rauschens werden die Bolometerdetektoren bei Temperaturen von $T < 0.3$ K betrieben. Bolometer sind aufgrund ihres Volumens und ihres Aufbaus weniger anfällig auf ionisierende Strahlung. Die derzeit größten Si-Bolometerfelder werden in PACS bei einer Temperatur von $T = 300$ mK und in Verbindung mit JFET-Vorverstärkern betrieben und ihre Empfindlichkeit liegt in der Größenordnung von 2×10^{-16} W Hz $^{-1/2}$ [Rodriguez, 2002; Billot et al., 2006].

Transition Edge Superconducting Bolometer: Transition Edge Superconducting (TES) Bolometerfelder mit Squid-Multiplexer arbeiten bei Wellenlängen von 25 bis 210 μm und bieten die Perspektive einer hohen Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich von 25 bis 50 μm , der durch andere Technologien nicht gut abgedeckt ist. Am Boden sind TES bereits Stand der Technik für den Millimeter- und Sub-Millimeter-Wellenlängenbereich [Kenyon et al., 2006] und beispielsweise im SCUBA-2 Instrument auf dem James Clerk Maxwell Telescope [Ellis, 2005], am Green Bank Telescope und in der Millimeter Bolometer Array Camera am Atacama Cosmology Telescope [Niemack et al., 2008] eingesetzt. Desweiteren findet diese Technologie im Röntgenbereich Anwendung [Bruijn et al., 2008].

Kinetische Induktionsdetektoren: Supraleitende Kinetische Induktionsdetektoren (KID für engl. Kinetic Inductance Detectors) stellen die neuste der hier vorgestellten Technologien dar. Die bisherige schnelle Entwicklung sowie die Vorteile gegenüber traditionellen Technologien lassen KIDs zum möglichen Detektortechnologie-Kandidat für SPICA und andere zukünftige FIR-Missionen werden [Doyle, 2008]. Der Resonator besteht aus einem supraleitenden Film. In Supraleitern kommt es zur Paarbildung von Elektronen, sogenannte Cooperpaare. Ein absorbiertes Photon teilt diese Cooperpaare, was die Dichte der Quasiteilchen verändert. Dies erhöht die kinetische Induktivität und die Resonanzfrequenz verschiebt sich, wodurch die einfallenden Photonen nachgewiesen werden [Doyle et al., 2006]. Die stochastische Generation und Rekombination von Quasiteilchen stellt den wesentlichen Beitrag zum Rauschen der KIDs dar. Da das Rauschen proportional zur Dichte der Quasiteilchen ist, kann es durch die Verringerung der Betriebstemperatur der Detektoren stark reduziert werden. KIDs zeigen keinen Gedächtniseffekt aufgrund von ionisierender Strahlung und bieten zudem die Möglichkeit, großformatige Detektorfelder herzustellen. Innerhalb einer kurzen Entwicklungszeit wurden NEPs von $8 \cdot 10^{-19}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht [Doyle et al., 2006].

Literaturverzeichnis

- B. Altieri und R. Vavrek. *HERSCHEL Observers' Manual: Announcement of Opportunity for Key Programmes*. HERSCHEL-HSC-DOC-0876, version 2.1, 2007a.
- B. Altieri und R. Vavrek. *PACS Observers' Manual: Announcement of Opportunity for Key Programmes*. HERSCHEL-HSC-DOC-0832, version 1.5, 2007b.
- C. Amsler et al. Particle Data Group: Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 667:1–5, 2008.
- R. Angel, D. Eisenstein, S. Sivanandam, S. P. Worden, J. Burge, E. Borra, C. Gosselin, O. Seddiki, P. Hickson, K. B. Ma, B. Foing, J.-L. Josset, S. Thibault, und P. Van Susante. A lunar liquid mirror telescope (LLMT) for deep-field infrared observations near the lunar pole. In *Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter. Proceedings of the SPIE, Volume 6265*, pp. 62651U, 2006.
- D. N. Baker. What is space weather? *Advances in Space Research*, 22:7–16, 1998.
- L. Barl, R. Katterloher, und P. Royer. Test plan and procedure for investigation of glitch event rate and impact on responsivity of Ge:Ga Detectors during proton irradiation at UCL-CRC (phase 1 to phase 4). *PACS internal report PACS-ME-TP-009, issue: 1 to 4.2*, 2004-2007.
- J. L. Barth, J. C. Isaacs, und C. Poivey. *The Radiation Environment for the Next Generation Space Telescope*. NASA/Goddard Space Flight Center, 2000.
- O. H. Bauer. PACS Instrument Description Document. *PACS internal report PACS-ME-GR-002, issue 3.1*, 2006.
- J. W. Beeman, S. Goyal, L. A. Reichertz, und E. E. Haller. Ion-implanted Ge:B far-infrared blocked-impurity-band detectors. *Infrared Physics and Technology*, 51:60–65, 2007.
- C. A. Beichman. NASA's Terrestrial Planet Finder (TPF). In *DARWIN and Astronomy: The Infrared Space Interferometer*, volume 451 of *ESA Special Publication*, 2000.
- C. A. Beichman. *Michelson Science Center, Caltech/JPL, private communications*, 2008.
- C. A. Beichman, G. Neugebauer, H. J. Habing, P. E. Clegg, und T. J. Chester. Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1: Explanatory supplement. volume 1, 1988.
- M. J. Berger. ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions. Technical report, 1992.
- N. Billot, P. Agnèsè, O. Boulade, C. Cigna, E. Doumayrou, B. Horeau, J. Lepennec, J. Martignac, J.-L. Pornin, V. Reveret, L. Rodriguez, M. Sauvage, F. Simoens, und L. Vigroux. Recent achievements on the development of the HERSCHEL/PACS bolometer arrays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 567:137–139, 2006.
- S. M. Birkmann. *Charakterisierung und Eichung einer Fern-Infrarot-Kamera für das HERSCHEL/PACS-Instrument*. Diploma Thesis, 2003.

- S. M. Birkmann, K. Eberle, U. Groezinger, D. Lemke, J. Schreiber, L. Barl, R. Katterloher, A. Poglitsch, J. Schubert, und H. Richter. Characterization of high- and low-stressed Ge:Ga array cameras for HERSCHEL's PACS instrument. In *Microwave and Terahertz Photonics. Proceedings of the SPIE, Volume 5487*, p. 437-447, 2004.
- S. M. Birkmann, U. Grözinger, J. Stegmaier, O. Krause, E. Pitz, und D. Lemke. A test setup for the characterization of far-infrared filters under cryogenic conditions. In *Proceedings of the SPIE, Volume 6275*, 2006.
- P. Bizenberger. PACS Test Optik: Optik, mechanischer Aufbau, Toleranzen. *MPIA internal report*, 2002.
- J. S. Blakemore. *Semiconductor Statistics*. Pergamon Press, Oxford, 1962.
- J. Blommaert, R. Siebenmorgen, A. Coulais, L. Metcalfe, M.-A. Miville-Deschênes, K. Okumura, S. Ott, A. Pollack, M. Sauvage, und J.-L. Starck, editors. *The ISO Handbook Volume II: CAM - The ISO Camera (v 2.0)*, volume 1262 of *ESA Special Publication*, November 2003.
- J. Blum, C. Hajduk, D. Lemke, A. Salama, und J. Wolf. High-energy radiation effects on the ISOPHOT far-infrared detectors. *Infrared Physics*, 30:93-96, 1990.
- D. K. Brice. Stopping Powers for Electrons and Positrons (ICRU report 37; International commission on radiation units and measurements). Technical report, 1985.
- M. P. Bruijn, M. L. Ridder, L. Gottardi, H. F. C. Hoovers, P. A. J. de Korte, und J. van der Kuur. Advances in Fabrication of TES μ -Calorimeter Arrays and Associated Filter Structures for AC-Biased Read Out. *Journal of Low Temperature Physics*, 151:500-505, 2008.
- P. Buehler, L. Desorgher, und A. Zehnder. Simple Instruments for Continuous Measurement of Trapped Particles. In *ESA SP-392: Environment Modeling for Space-Based Applications*, pages 87-+, 1996.
- J. H. Cahn. Irradiation Damage in Germanium and Silicon due to Electrons and Gamma Rays. *Journal of Applied Physics*, 30:1310-1316, 1959.
- D. Calzetti, L. Armus, R. C. Bohlin, A. L. Kinney, J. Koornneef, T. Storchi-Bergmann, und R. F. G. Wyse. ISO Long-Wavelength Photometry of Starburst Galaxies. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 30 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1158-+, 1998.
- R. M. Cameron. NASA's 91-cm Airborne Telescope. *S&T*, 52:327-331, 1976.
- O. Charlier. Cold read-out electronics for FIRST space telescope: CMOS design at 4 K. In *UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments. Proceedings of the SPIE, Volume 4013*, p. 325-332, 2000.
- S. E. Church, M. C. Price, N. M. Haegel, M. J. Griffin, und P. A. R. Ade. Transient response in doped germanium photoconductors under very low background operation. *Applied Optics*, 35:1597-1604, 1996.
- A. Contursi. PACS First Glitch rate results from SFT of 24-05-09, 02-06-09. *PACS internal report*, 2009.
- Y. Creten, O. Charlier, P. Merken, J. Putzeys, und C. van Hoof. A 4.2 K readout channel in a standard 0.7 μ m CMOS process for a photoconductor array camera. *Journal de Physique IV*, 12:203-206, 2002.
- I. A. Daglis, W. I. Axford, E. T. Sarris, S. Livi, und B. Wilken. Particle Acceleration in Geospace and its Association with Solar Events. *Sol. Phys.*, 172:287-296, 1997.

- T. de Graauw, E. Caux, R. Guesten, F. Helmich, J. Pearson, T. G. Phillips, R. Schieder, X. Tielens, P. Saraceno, J. Stutzki, C. K. Wafelbakker, und N. D. Whyborn. The HERSCHEL-Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI). In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1219–+, 2005.
- G. Dearnaley und D. C. Northrop. *Semiconductor Counters for Nuclear Radiations*. Spon, 1966.
- Y. Doi. *University of Tokyo, private communications*, 2008.
- S. Doyle. Lumped Element Kinetic Inductance Detectors. *PhD Thesis, Cardiff University*, 2008.
- S. Doyle, J. Naylon, J. Cox, P. Mauskopf, und A. Porch. Kinetic inductance detectors for 200 μ m astronomy. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 62751O*, 2006.
- G. Drolshagen. Space Engineering: Space Environment. ECSS Secretariat; ESA-ESTEC Requirements and Standards Division, 2007.
- S. Eckhardt. *Effects of Cosmic Partile Radiation on Infrared Detectors in Astronomy Satellites and the Characterization of a Detector Array for the Satellite FIRST*. PhD Thesis, 1999.
- L. D. Edmonds, C. E. Barnes, und L. Z. Scheick. An introduction to space radiation effects on microelectronics. *JPL Publication 00-06*, 2000.
- M. Ellis. SCUBA-2 Ccd-Style Imaging for the JCMT. *Experimental Astronomy*, 19:169–174, 2005.
- C. W. Engelbracht, E. T. Young, G. H. Rieke, G. R. Lis, J. W. Beeman, und E. E. Haller. Observing and Calibration Strategies for FIR Imaging with SIRTf. *Experimental Astronomy*, 10:403–413, 2000.
- H. N. Evans. FIRST L2 Radiation Environment. *Internal report: ESA/ESTEC/wma/he/FIRST/3*, 1997.
- S. Evans. Natural Environment Near L2. *Presentation Technology Days 2001, MSFC-ED44 / Environments Group*, 2001.
- B. J. Faraday, R. L. Statler, und N. D. Wilsey. Defect clusters in electron-irradiated silicon. *NASA, Document ID: 19690038877*, 1968.
- M. Fattori, T. Koch, S. Goetz, A. Griesmaier, S. Hensler, J. Stuhler, und T. Pfau. Demagnetization cooling of a gas. *Nature Physics*, 2:765–768, November 2006. doi: 10.1038/nphys443.
- H. Feuchtgruber. PACS User Manual: Standard Switch On Procedure. *PACS internal report PACS-ME-UM-002, issue: 4*, 2007a.
- H. Feuchtgruber. *Spectrometer Calibration Meeting, Leuven*, 2007b.
- H. Feuchtgruber. Presentation: Commissioning Phase. *PACS Science Verification Review phase 3, MPE, Garching, 8-9 November 2007*, 2007c.
- H. Feuchtgruber. PACS Commissioning Phase Plan. *PACS internal report PACS-ME-PL-024*, 2008.
- J. Feynman, G. Spitale, J. Wang, und S. Gabriel. Interplanetary proton fluence model - JPL 1991. *J. Geophys. Res.*, 98:13281–+, 1993.
- C. E. Fichtel und J. I. Trombka. Gamma ray astrophysics. New insight into the universe. *NASA Special Publication*, 453, 1981.

- J. Fischer, T. H. N. Klaassen, G. Jakob, A. Poglitsch, und O. Sternberg. Cryogenic Far-Infrared Laser Absorptivity Measurements of the HERSCHEL Space Observatory Telescope Mirror Coatings. *Applied Optics*, 43:3765–3771, 2004.
- S. E. Forbush. On the Effects in Cosmic-Ray Intensity Observed During the Recent Magnetic Storm. *Physical Review*, 51:1108–1109, 1937.
- B. I. Fouks. *Proc. Photon Detectors for Space Instr. ESA SP-356*, 167, 1993.
- B. I. Fouks. Phenomena in low-background IR detectors under high-energy particles. In *Infrared Spaceborne Remote Sensing IV. Proceedings of the SPIE, Volume 2817*, p. 160-171, 1996.
- D. V. Freck und J. Wakefield. Gamma-Ray Spectrum obtained with a Lithium-drifted p-i-n Junction in Germanium. *Nature*, 193:669–+, 1962.
- C. V. M. Fridlund. Infrared Space Interferometry-The DARWIN Mission (Invited Review). In *Disks, Planetesimals, and Planets. Proceedings of the SPIE, Volume 219*, p. 663–+, 2000.
- ASTRO-F User Support Team. ASTRO-F Observer’s Manual. *version 3.2*, 2005.
- C. Gabriel und J. A. Acosta-Pulido. Deglitching methods by the ISOPHOT Interactive Analysis (PIA). *Experimental Astronomy*, 10:319–331, 2000.
- S. B. Gabriel. Cosmic Rays and Solar Protons in the near Earth Environment and their entry into the Magnetosphere. *Talk given at the Workshop on The Utilization of a Future European Space Weather Service, ESTEC*, 2000.
- R. D. Gehrz, T. L. Roellig, M. W. Werner, G. G. Fazio, J. R. Houck, F. J. Low, G. H. Rieke, B. T. Soifer, D. A. Levine, und E. A. Romana. The NASA SPITZER Space Telescope. *Review of Scientific Instruments*, 78:1302–+, 2007.
- N. Geis. PACS Calibration Source Performance Requirements. *PACS internal report PACS-ME-RS-10, issue: 2*, 2004.
- K. D. Gordon et al. Absolute Calibration and Characterization of the Multiband Imaging Photometer for Spitzer. II. 70 μm Imaging. *PASP*, 119:1019–1037, 2007.
- B. R. Gossick. Inhomogeneities in semiconductors exposed to fast neutrons. *OSTI Identifier: 4767210, Technical Report TID-16560*, 1962.
- U. Graf. *Universität Köln, private communications*, 2008.
- M. Griffin, A. Abergel, P. Ade, P. André, J.-P. Baluteau, J. Bock, A. Franceschini, W. Gear, J. Glenn, D. Griffin, K. King, E. Lellouch, D. Naylor, G. Olofsson, I. Perez-Fournon, M. Rowan-Robinson, P. Saraceno, E. Sawyer, A. Smith, B. Swinyard, L. Vigroux, und G. Wright. HERSCHEL-SPIRE: design, performance, and scientific capabilities. In *Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter. Proceedings of the SPIE, Volume 6265*, pp. 62650A, 2006.
- E. M. Gunnerson. Recent applications of semiconductor techniques in the study of nuclear radiations. *Reports on Progress in Physics*, 30:27–95, 1967.
- N. M. Haegel. BIB detector development for the far infrared: from Ge to GaAs. In *Quantum Sensing: Evolution and Revolution from Past to Future. Proceedings of the SPIE, Volume 4999*, pp. 182-194, 2003.

- N. M. Haegel. *Naval Postgraduate School NPS, Monterey, private communications*, 2007.
- N. M. Haegel und A. M. White. Modeling of near-contact field and carrier distributions in extrinsic germanium photoconductors. *Infrared Physics*, 29:915–923, 1989.
- N. M. Haegel, C. A. Latasa, und A. M. White. Transient response of infrared photoconductors: The roles of contacts and space charge. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 56:15–21, 1993.
- N. M. Haegel, C. R. Brennan, und A. M. White. Transport in extrinsic photoconductors: A comprehensive model for transient response. *Journal of Applied Physics*, 80:1510–1514, 1996.
- N. M. Haegel, D. R. Palmieri, und A. M. White. Current transients in extrinsic photoconductors: comprehensive analytical description of initial response. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 73:433–439, 2001a.
- N. M. Haegel, W. R. Schwartz, J. Zinter, A. M. White, und J. W. Beeman. Origin of the Hook Effect in Extrinsic Photoconductors. *Applied Optics*, 40:5748–5754, 2001b.
- K. Hagiwara. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 66:010001+, 2002.
- J. J. Hall. Large-Strain Dependence of the Acceptor Binding Energy in Germanium. *Physical Review*, 128:68–75, 1962.
- E. E. Haller. e:Ga Detectors for PACS. *private communications (email, 08.02.)*, 2008.
- E. E. Haller, M. R. Hueschen, und P. L. Richards. Ge:Ga photoconductors in low infrared backgrounds. *Applied Physics Letters*, 34:495–497, 1979.
- M. Harwit. Infrared observations from the NASA Airborne Observatories. *NASA Document ID: 19830059236*, 1982.
- M. Harwit, J. R. Houck, und K. Fuhrmann. Rocket-borne liquid helium cooled telescope. *Appl. Opt.*, 8:473–477, 1969.
- H. Hasegawa. Theory of Cyclotron Resonance in Strained Silicon Crystals. *Physical Review*, 129:1029–1040, 1963.
- D. H. Hathaway. Solar Cycle Prediction. *NASA/Marshall Space Flight Center*, 2008.
- D. Henderson, D. Frayer, T. D. Hesselroth, und M. Pesenson. SPITZER Space Telescope MIPS Germanium Pipeline. In *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 590–+, 2005.
- A. Heras. Radiation Tests of PACS Detectors. *private communications between A. Heras and A. Poglitsch (email, 14 Aug)*, 2003.
- A. Heras, E. Wierprecht, H. Feuchtgruber, F. Lahuis, R. Lorente, P. Morris, A. Salama, und B. Vandenbussche. Summary of the SWS detector radiation effects. In *The Calibration Legacy of the ISO Mission*, pp. 207–210, 2001.
- A. et al. Heras. ISO/FIRSTGlitches Working Group Final Report. In *IDC report, SAI/2001-013/Rp*, 2001.

- W. Herschel. Investigation of the Powers of the Prismatic Colours to Heat and Illuminate Objects; With Remarks, That Prove the Different Refrangibility of Radiant Heat. To Which is Added, an Inquiry into the Method of Viewing the Sun Advantageously, with Telescopes of Large Apertures and High Magnifying Powers. By William Herschel, LL. D. F. R. S. *Philosophical Transactions Series I*, 90: 255–283, 1800.
- D. Heynderickx, B. Quaghebeur, J. Wera, E. J. Daly, and H. D. R. Evans. New Radiation Environment and Effects Models in ESA's SPace ENVironment Information System (SPENVIS). In *ESA Special Publication*, volume 536 of *ESA Special Publication*, pages 643–+, 2004.
- S. S. Hong, S. M. Kwon, Y.-S. Park, and C. Park. Transfer of diffuse astronomical light and airglow in scattering Earth atmosphere. *Earth, Planets, and Space*, 50:487–491, 1998.
- A. H. Johnston. Space Radiation Effects on Microelectronics (514 Rad course). Section VI: Displacement Damage and Special Issues for Optoelectronics. *JPL Publication*, 2002.
- R. Katterloher, U. Grözinger, und Poglitsch A. Requirements for the PACS-CRE. *PACS internal report PACS-ME-RS-002*, 2002.
- R. Katterloher, L. Barl, A. Poglitsch, P. Royer, and J. Stegmaier. Proton irradiation of PACS stressed Ge:Ga detector arrays to simulate L2-orbit conditions. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Proceedings of the SPIE, Volume 6275*, 2006.
- M. Kawada et al. The Far-Infrared Surveyor (FIS) for AKARI. *PASJ*, 59:389–+, 2007.
- Y. Kazama und T. Goka. A new modeling method of solar energetic proton events for ISO specification. *Advances in Space Research*, 42:1293–1299, 2008.
- A. G. Kazanskii, P. L. Richards, und E. E. Haller. Far-infrared photoconductivity of uniaxially stressed germanium. *Applied Physics Letters*, 31:496–497, 1977.
- M. Kenyon, P. K. Day, C. M. Bradford, J. J. Bock, und H. G. Leduc. Progress on background-limited membrane-isolated TES bolometers for far-IR/submillimeter spectroscopy. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 627508*, 2006.
- M. F. Kessler, J. A. Steinz, M. E. Anderegg, J. Clavel, G. Drechsel, P. Estaria, J. Faelker, J. R. Riedinger, A. Robson, B. G. Taylor, und S. Ximénez de Ferrán. The Infrared Space Observatory (ISO) mission. *A&A*, 315:L27–L31, 1996.
- U. Klaas. The HERSCHEL Space Observatory - Steps towards Routine Observations. 2009.
- U. Klaas, A. Babar, B. Altieri, J. Blommaert, J. Bouwman, D. Cesarsky, H. Dannerbauer, H. Feuchtkrüger, M. Groenewegen, C. Jean, D. Lutz, T. Müller, M. Nielbock, K. Okumura, S. Pezzuto, V. Pritchard, P. Royer, M. Sauvage, J. Schreiber, J. Stegmaier, B. Vandenbussche, und R. Vavarek. PACS Performance Verification Phase Plan. *PACS ICC Calibration Working Group; PACS internal report PACC-MA-PL-001*, 2009.
- K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Verlag, 1992.
- G. Kopp, G. Lawrence, und G. Rottman. The Total Irradiance Monitor (TIM): Science Results. *Sol. Phys.*, 230:129–139, 2005.
- S. Kraft. Photoconductor detector arrays for PACS. *PACS IIDR-Präsentation*, 2001.

- O. Krause. *Ein Chopper für das Spektrophotometer PACS im Weltraumteleskop FIRST*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2000.
- O. Krause, D. Lemke, R. Hofferbert, A. Böhm, U. Klaas, J. Katzer, F. Höller, und M. Salvaterra. The cold focal plane chopper of HERSCHEL's PACS instrument. In *Optomechanical Technologies for Astronomy. Proceedings of the SPIE, Volume 6273*, pp. 627325, 2006.
- S. R. Lange, R. P. Breault, und A. W. Greynolds. Comparison of stray light mechanisms and performance in the Infrared Astronomy Satellite (IRAS) and Shuttle Infrared Telescope Facility (SIRTF) telescopes. In *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., Proceedings of the SPIE, Volume 257*, p. 137 - 147, 1980.
- A. Leger und T. Herbst. DARWIN mission proposal to ESA. *ArXiv e-prints*, 707, 2007.
- D. Lemke. *„Das Ballonteleoskop THISBE - Aufbau und Beobachtungsprogramme“*, Habilitationsschrift, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1976.
- D. Lemke. The short history of infrared space telescopes. *Astronomische Nachrichten*, 330:562–+, June 2009. doi: 10.1002/asna.200911217.
- D. Lemke und U. Klaas. ISOPHOT - performance, results and outlook. In *The Universe as Seen by ISO*, volume 427 of *ESA Special Publication*, pages 51–+, 1999.
- D. Lemke und U. Klaas et al. ISOPHOT - capabilities and performance. *A&A*, 315:L64–L70, 1996.
- D. Lemke, L. Barl, S. Eckardt, O. Frenzl, U. Groezinger, L. Hermans, G. Jakob, R. O. Katterloher, A. Poglitsch, J. Seijnaeve, und J. Wolf. FIRSA: the demonstrator array of the FIR camera for the photoconductor instrument PACS on ESA's FIRST satellite. In *Infrared Astronomical Instrumentation. Proceedings of the SPIE, Volume 3354*, p. 1185-1191, 1998a.
- D. Lemke, U. Klaas, P. Abraham, J. A. Acosta Pulido, H. Castaneda, L. Cornwall, C. Gabriel, U. Groezinger, M. Haas, I. Heinrichsen, U. Herbstmeier, J. Schubert, B. Schulz, M. Stickel, und L. V. Toth. ISOPHOT: in-flight performance report. In *Infrared Astronomical Instrumentation. Proceedings of the SPIE, Volume 3354*, p. 627-636, 1998b.
- C. Leroy und P.-G. Rancoita. Particle interaction and displacement damage in silicon devices operated in radiation environments. *Reports on Progress in Physics*, 70:493–625, 2007.
- S. Lord. A new software tool for computing earth's atmospheric transmission of near- and far-infrared radiation. *NASA Technical Memorandum 103957*, 1992.
- W. B. Manchester, IV, T. I. Gombosi, D. L. De Zeeuw, I. V. Sokolov, I. I. Roussev, K. G. Powell, J. Kóta, G. Tóth, und T. H. Zurbuchen. Coronal Mass Ejection Shock and Sheath Structures Relevant to Particle Acceleration. *ApJ*, 622:1225–1239, 2005.
- A. P. Marston. SPITZER Space Environment and its Effects on Operations. *Minutes of HERSCHEL Calibration Steering Group Meeting # 10, HERSCHEL Project internal document*, 2005.
- S. Matsuura. What we learned from the experience with the AKARI Ge:Ga detectors. *Presentation: SAFARI/Photoconductor Meeting, MPE Garching, 1 April 2008*, 2008.
- K. G. McCracken, G. A. M. Dreschhoff, D. F. Smart, und M. A. Shea. Solar cosmic ray events for the period 1561-1994: 2. The Gleissberg periodicity. *J. Geophys. Res.*, 106:21599–21610, 2001.
- K. G. McKay. A Germanium Counter. *Physical Review*, 76:1537–1537, 1949.

- P. Merken, Y. Creten, J. Putzeys, T. Souverijns, und C. Van Hoof. A low-noise low-power readout electronics circuit at 4 K in standard CMOS technology for PACS/HERSCHEL. In *Astronomical Structures and Mechanisms Technology. Proceedings of the SPIE, Volume 5498*, p. 622-629, 2004.
- P. Merken, J. Putzeys, und C. Van Hoof. Performance specifications for the PACS-CRE. PACS *internal report PACS-IM-PS-001*, 2005.
- M. Moldwin. *An introduction to space weather*. Cambridge University Press, 2008.
- A. H. F. Muggleton. REVIEW ARTICLE: Semiconductor devices for gamma ray, X ray and nuclear radiation detection. *Journal of Physics E Scientific Instruments*, 5:390-404, 1972.
- H. Murakami. Japanese infrared survey mission IRIS (ASTRO-F). In *Space Telescopes and Instruments v. Proceedings of the SPIE, Volume 3356*, p. 471-477, 1998.
- H. Murakami et al. The IRTS (Infrared Telescope in Space) Mission. *PASJ*, 48:L41-L46, 1996.
- G. Neugebauer et al. The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission. *ApJ*, 278:L1-L6, 1984.
- M. D. Niemack et al. A Kilopixel Array of TES Bolometers for ACT: Development, Testing, and First Light. *Journal of Low Temperature Physics*, pages 114-+, 2008.
- P. Nieminen. The In-Orbit Radiation Environment and Its Effects on Space-Borne Instrumentation. In *ESA SP-481: The Calibration Legacy of the ISO Mission*, 2003.
- P. Nieminen. Space radiation environment of HERSCHEL and radiation effects. Lessons learned from ISO. HERSCHEL/PACS *radiation environment meeting, Garching*, 2004.
- P. Nieminen und J. Sørensen. ISOCAM Long Wave Detector Glitches: Data and Ray-Tracing Simulations. *Experimental Astronomy*, 10:381-391, 2000.
- V. N. Obridko und B. D. Shelting. On Prediction of the Strength of the 11-Year Solar Cycle No. 24. volume 248, pages 191-202, 2008.
- H. Önel, G. Mann, und E. Sedlmayr. Propagation of energetic electrons through the solar corona and the interplanetary medium. *A&A*, 463:1143-1152, 2007.
- R. Ottensamer. SPU Modes. *Universität Wien, private communications (email)*, 2008.
- R. Ottensamer und C. Reimers. SPU high level software User Manual. PACS *internal report PACS-TW-HM-002, issue: 13.9*, 2008.
- M. Patrashin, H. Shibai, H. Okuda, N. Hiromoto, M. Fujiwara, und B. Fouks. Suppression of the Radiation-Induced Effects in Ge:Ga Detectors. In *Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation*, volume 388 of *ESA Special Publication*, 1996.
- M. Patrashin, B. Fouks, U. Grözinger, D. Lemke, und J. Wolf. Residual conductivity of stressed Ge:Ga photoconductors after low-dose gamma irradiation. *Journal of Applied Physics*, 82:1450-1453, 1997.
- M. Patrashin, N. Hiromoto, B. Fouks, I. A. Maslov, und V. M. Ledenev. Low-dose radiation effects in extrinsic photoconductors. *Journal of Applied Physics*, 86:3797-3803, 1999.
- M. A. Patrashin, B. I. Fouks, D. Lemke, und J. Wolf. Radiation-induced effects in extrinsic far-infrared detectors. In *Proceedings of the SPIE, Volume 2475*, p. 476-486, 1995.

- M. A. C. Perryman. Overview of the Gaia Mission. In *Astrometry in the Age of the Next Generation of Large Telescopes*, volume 338 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 3–+, 2005.
- M. D. Petroff und M. G. Stapelbroek. Blocked impurity band detectors. *United States Patent 4,568,960*, 1986.
- M. D. Petroff, J. C. Pickel, und M. P. Curry. Low-level radiation effects in extrinsic infrared detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 26:4840–4846, 1979.
- G. Pilbratt. FIRST - Far InfraRed and Submillimetre Space Telescope. *Infrared Physics and Technology*, 35:407–418, 1994.
- G. L. Pilbratt. ESA FIRST cornerstone mission. In *UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments. Proceedings of the SPIE, Volume 4013*, p. 142-151, 2000.
- G. L. Pilbratt. HERSCHEL mission: status and observing opportunities. In *Microwave and Terahertz Photonics. Proceedings of the SPIE, Volume 5487*, p. 401-412, 2004.
- G. L. Pilbratt. HERSCHEL mission: status and observing opportunities. In *ESA Special Publication*, volume 577 of *ESA Special Publication*, pages 3–10, 2005.
- G. L. Pilbratt. Presentation: Spacecraft aspects. *PACS Science Verification Review phase 3, MPE, Garching, 8-9 November 2007*, 2007.
- G. L. Pilbratt. SREM on HERSCHEL. *ESA, private communications (email)*, 2008.
- G. Pisano, P. Hargrave, M. Griffin, P. Collins, J. Beeman, und R. Hermoso. Thermal illuminators for far-infrared and submillimeter astronomical instruments. *Applied Optics*, 44:3208–3217, 2005.
- M. Planck. Über die Begründung des Gesetzes der schwarzen Strahlung. *Annalen der Physik*, 342: 642–656, 1912.
- A. Poglitsch. PACS Ge:Ga pixel selection. *PACS internal report PACS-ME-TN-042*, 2003.
- A. Poglitsch. PACS instrument model and performance prediction. *PACS SVR Presentation*, 2006.
- A. Poglitsch, R. O. Katterloher, R. Hoenle, J. W. Beeman, E. E. Haller, H. Richter, U. Grözinger, N. M. Haegel, und A. Krabbe. Far-infrared photoconductors for HERSCHEL and SOFIA. In *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy. Proceedings of the SPIE, Volume 4855*, p. 115-128, 2003.
- A. Poglitsch, C. Waelkens, O. H. Bauer, J. Cepa, T. F. Henning, C. van Hoof, R. Katterloher, F. Kerschbaum, D. Lemke, E. Renotte, L. Rodriguez, P. Royer, und P. Saraceno. The photodetector array camera and spectrometer (PACS) for the HERSCHEL Space Observatory. In *Microwave and Terahertz Photonics. Proceedings of the SPIE, Volume 5487*, p. 425-436, 2004.
- A. Poglitsch, C. Waelkens, O. H. Bauer, J. Cepa, H. Feuchtgruber, T. Henning, C. van Hoof, F. Kerschbaum, D. Lemke, E. Renotte, L. Rodriguez, P. Saraceno, und B. Vandenbussche. The photodetector array camera and spectrometer (PACS) for the HERSCHEL Space Observatory. In *Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter. Proceedings of the SPIE, Volume 6265*, pp. 62650B, 2006.
- F. H. Pollak. Effect of Uniaxial Compression on Impurity Conduction in p-Germanium. *Physical Review*, 138:618–631, 1965.

- P. J. Price. Strain Dependence of the Acceptor Binding Energy in Diamond-Type Semiconductors. *Physical Review*, 124:713–716, 1961.
- D. V. Reames. Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere. *Space Science Reviews*, 90: 413–491, 1999.
- L. A. Reichertz, B. L. Cardozo, J. W. Beeman, D. I. Larsen, S. Tschanz, G. Jakob, R. Katterloher, N. M. Haegel, und E. E. Haller. First results on GaAs blocked impurity band (BIB) structures for far-infrared detector arrays. In *Infrared Spaceborne Remote Sensing 2005. Proceedings of the SPIE, Volume 5883*, pp. 164–171, 2005.
- L. A. Reichertz, J. W. Beeman, B. L. Cardozo, G. Jakob, R. Katterloher, N. M. Haegel, und E. E. Haller. Development of a GaAs-based BIB detector for sub-mm wavelengths. In *Proceedings of the SPIE, Volume 6275*, 2006.
- H. Richter. Detector arrays for PACS: Design and Performance Specifications. PACS *internal report PACS-NT-DS-004 issue 4*, 2003.
- G. Rieke. *Detection of Light: from the Ultraviolet to the Submillimeter*. Cambridge University Press, 2002.
- G. H. Rieke. *Steward Observatory, University of Arizona, private communications*, 2006.
- G. H. Rieke und M. J. Lebofsky. The interstellar extinction law from 1 to 13 microns. *ApJ*, 288:618–621, 1985.
- G. H. Rieke, E. T. Young, J. Cadien, C. W. Engelbracht, K. D. Gordon, und et al. On-orbit performance of the MIPS instrument. In *Microwave and Terahertz Photonics. Proceedings of the SPIE, Volume 5487*, p. 50–61, 2004.
- J.-B. Riti, D. Dubruel, M. Nadarassin, P. P. Martin, E. Gavila, T. Lasic, D. de Chambure, und B. Guillaume. Planck payload module design and performance. In *Proceedings of the SPIE, Volume 4850*, p. 749–763, 2003.
- L. et al. Rodriguez. HERSCHEL/PACS: Photometer Bolometer Array - Specifications, SAp-PQCS-LR-0030-01, Issue 3. 2002.
- D. Rosenthal, J. W. Beeman, N. Geis, L. W. Looney, A. Poglitsch, W. K. Park, W. Raab, und A. Urban. 16 x 25 Ge:Ga detector arrays for FIFI LS. In *Proceedings of the SPIE, Volume 4014*, p. 156–163, 2000.
- P. Royer. FM proton irradiation tests high & low stress modules I: Glitch effects and curing. PACS *internal report PICC-KL-TN-022*, 2006.
- P. Royer. HERSCHEL-PACS RSRF. *KU Leuven, private communications (emails, 22.09.)*, 2008a.
- P. Royer. FM/FS Proton Irradiation Tests. High stress modules III. PACS *internal report PICC-KL-TN-032*, 2008b.
- P. Royer, K. Exter, J. Schreiber, und J. Bouwman. HERSCHEL-PACS Commissioning Phase GeGa Optimisation. PACS *internal report PICC-KL-TR-023*, 2009.
- P. A. Sabelhaus, D. Campbell, M. Clampin, J. Decker, M. Greenhouse, A. Johns, M. Menzel, R. Smith, und P. Sullivan. An overview of the James Webb Space Telescope (JWST) project. In *UV/Optical/IR Space Telescopes: Innovative Technologies and Concepts II. Proceedings of the SPIE, Volume 5899*, pp. 241–254, 2005.

- M. Schmidt und E. Chester. HERSCHEL/Planck Dataflow: Design Challenges and Operational Solutions. *Presertation SpaceOps 2006, Roma, Italy*, 2006.
- S. L. Schnee, N. A. Ridge, A. A. Goodman, und J. G. Li. A COMPLETE Look at the Use of IRAS Emission Maps to Estimate Extinction and Dust Temperature. *ApJ*, 634:442–450, 2005.
- J. Schreiber, U. Klaas, H. Dannerbauer, M. Nielbock, und J. Bouwman. Optimum detector bias and temperature settings for Ge:Ga detectors, Time constant: bias change spectrometer. *PACS internal report PACC-MA-TR-30*, 2007a.
- J. Schreiber, U. Klaas, H. Dannerbauer, M. Nielbock, und J. Bouwman. Optimum detector bias and temperature settings for Ge:Ga detectors, Time constant: bias change spectrometer. *PACS internal report PACC-MA-TR-27*, 2007b.
- J. Schubert. *Die Eichung des Infrarot-Gitterspektrometers im Satelliten-Experiment ISOPHOT und die Korrektur der Transienten seiner Daten*. Dissertation MPIA, 1997.
- J. Schubert, G. Roth, J. Wolf, D. Lemke, und B. I. Fouks. Correction and curing of in-orbit-induced nonideal behavior of ISOPHOTs' photodetectors. In *Infrared Spaceborne Remote Sensing II. Proceedings of the SPIE, Volume 2268, p. 283-294*, 1994.
- J. Schubert, B. I. Fouks, D. Lemke, und J. Wolf. Transient response of ISOPHOT Si:Ga infrared photodetectors: experimental results and application of the theory of nonstationary processes. In *Infrared Spaceborne Remote Sensing III. Proceedings of the SPIE, Volume 2553, p. 461-469*, 1995.
- M. Shirahata, S. Matsuura, S. Makiuti, M. A. Patrashin, H. Kaneda, T. Nakagawa, M. Fujiwara, Y. Doi, M. Kawada, T. Hirao, T. Watabe, und H. Shibai. Preflight performance measurements of a monolithic Ge:Ga array detector for the Far-Infrared Surveyor onboard ASTRO-F. In *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes. Proceedings of the SPIE, Volume 5487, pp. 369-380*, 2004.
- C. Singer. The Infrared Space Observatory: Telescope Design. *Space Science Reviews*, 74:67–72, October 1995. doi: 10.1007/BF00751253.
- J. Sorensen. FIRST L2 radiation environment. *ESA report 00-010/JS*, 2001.
- T. Souverijns, P. Mercken, und Y. Creten. Design Report PACS FM CRE. *PACS-IM-RP-073*, 2004.
- H. P. Stahl. JWST mirror technology development results. In *Optical Manufacturing and Testing VII. Proceedings of the SPIE, Volume 6671, pp. 667102*, 2007.
- J. Stegmaier. Summary of the cold performance tests on LS-FS Ge:Ga detector modules at MPIA. *PACS internal report PACS-MA-TR-037*, 2007.
- J. Stegmaier und U. Groezinger. Warm functional test on low stressed Ge:Ga Sevenpack 1 (FM) at MPIA. *PACS internal report PACS-MA-TR-016*, 2005.
- J. Stegmaier, P. (Royer), und H. Dannerbauer. PACS Ge:Ga Detector Tuning during the HERSCHEL Space Observatory Commissioning Phase. *PACS internal report -MA-TN-001*, 2008.
- R. A. Suris und B. I. Fouks. Theory of nonlinear transient processes in compensated semiconductors. *Sov. Phys. Semicond.*, 13, 1979.
- T. Suzuki, H. Kaneda, S. Matsuura, M. Shirahata, T. Nakagawa, Y. Doi, T. Onaka, Y. Hibi, und H. S. M. Kawada. Radiation Effects on Stressed Ge:Ga Array Detector of Far-Infrared Surveyor on AKARI. *PASP*, 120:895–906, 2008.

- L. Svalgaard, E. W. Cliver, und Y. Kamide. Sunspot Cycle 24: Smallest Cycle in 100 Years? In *ASP Conf. Ser. 346: Large-scale Structures and their Role in Solar Activity*, volume 346 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 401–+, 2005.
- B. Swinyard, P. Clegg, S. Leeks, M. Griffin, T. Lim, und M. Burgdorf. Space Operation and Performance of Doped Germanium Photo-Conducting Detectors in the Far Infrared: Experience from the ISO LWS. *Experimental Astronomy*, 10:157–176, 2000.
- B. M. Swinyard. SPICA: A Cosmic Vision Proposal for a Joint JAXA/ESA Mission to Discover the Origins of Galaxies, Stars and Planets. 2007.
- A. Urban. *Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München*, 1999.
- L. Varnell und D. E. Langford. Radiation effects in IRAS extrinsic infrared detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 29:1551–1554, 1982.
- J. D. Vincent. *Fundamentals of Infrared Detector Operation and Testing*. David Vincent, pp. 504. ISBN 0-471-50272-3. Wiley-VCH, 1990.
- L. A. Vinokurov und B. I. Fouks. Nonlinear photoresponse of extrinsic photoconductors. *Sov. Phys. Semicond.*, 25, 1991.
- J.-Q. Wang, P. L. Richards, J. W. Beeman, N. M. Haegel, und E. E. Haller. Optical efficiency of far-infrared photoconductors. *Appl. Opt.*, 25:4127–4134, 1986.
- M. W. Werner et al. The SPITZER Space Telescope Mission. *ApJS*, 154:1–9, 2004.
- K. Wilke, U. Grözinger, U. Klaas, und D. Lemke. In-orbit Curing Procedures for ISOPHOT Detectors. In *ESA SP-481: The Calibration Legacy of the ISO Mission*, 2003.
- R. L. Williams. Relaxation Phenomena in High-Resistivity Ge:Hg. *Journal of Applied Physics*, 38: 4802–4806, 1967.
- R. L. Williams. Response Characteristics of Extrinsic Photoconductors. *Journal of Applied Physics*, 40:184–192, 1969.
- J. W. Wilson, J. L. Shinn, L. C. Simonsen, F. A. Cucinotta, R. R. Dubey, W. R. Jordan, T. D. Jones, C. K. Chang, und M. Y. Kim. Exposures to Solar Particle Events in Deep Space Missions. Technical report, 1997.
- J. Wolf, R. Katterloher, D. Lemke, U. Grözinger, L. Hermans, O. Frenzl, D. Engemann, J. W. Beeman, und M. Fabbricotti. Far-Infrared Stressed Ge:Ga Array for FIRST. In *Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation*, volume 388 of *ESA Special Publication*, pages 25–+, 1996.
- H. W. Yorke, M. Amato, C. A. Beichman, D. J. Benford, J. J. Bock, C. M. Bradford, M. Dragovan, D. Leisawitz, D. Lester, J. C. Mather, G. Rieke, M. Seiffert, und G. Stacey. SAFIR, The Single Aperture Far-Infrared Observatory, The Next Big Step Beyond SIRTf and HERSCHEL. *AAS Meeting 201, paper 151.04*, 2003.
- E. Young, J. Stansberry, K. Gordon, und J. Cadien. Properties of Germanium Photoconductor Detectors. In *The Calibration Legacy of the ISO Mission*, volume 481 of *ESA Special Publication*, pages 231–+, 2003a.
- E. T. Young, J. T. Davis, C. L. Thompson, G. H. Rieke, G. Rivlis, R. Schnurr, J. Cadien, L. Davidson, G. S. Winters, und K. A. Kormos. Far-infrared imaging array for SIRTf. In *Infrared Astronomical Instrumentation. Proceedings of the SPIE, Volume 3354*, p. 57-65, 1998.

-
- E. T. Young, G. H. Rieke, J. Cadien, H. A. Dole, C. W. Englebracht, K. D. Gordon, G. B. Heim, D. M. Kelly, und J. A. Stansberry. Ground test characterization of the multiband imaging photometer for SIRTf (MIPS). In *Proceedings of the SPIE, Volume 4850*, p. 98-107, 2003b.

A Anhang: FM-Tests

Die Ge:Ga-Detektormodule der PACS-Spektrometerkamera wurden in Handarbeit von der Firma ASTEQ hergestellt. Die Flugersatzmodule wurden grostenteils aus den QM-Detektorzeilen, bei denen die Front-End-Elektronik sowie die Voroptiken ausgetauscht wurden, aufgebaut. Die 25 schwach gedruckten Detektorzeilen der Flug- und Flugersatzmodelle wurden vor der Integration in das Instrument am MPIA auf Komponentenebene vermessen. In den folgenden Tabellen werden die Charakteristika (Stromempfindlichkeiten, NEPs, Dunkelströme und Bandlücken) aller schwach gedruckten Flug- und Flugersatzmodule präsentiert. Es werden jeweils der Mittelwert der 16 Ge:Ga-Detektoren einer Detektorzeile und die Streuung dargestellt.

Modul	Mittelwert [$A W^{-1}$]	Streuung [%] Min / Max	Modul	Mittelwert [$A W^{-1}$]	Streuung [%] Min / Max
FM 107	6.0 ± 1.4	-28 / +41	QM 20	6.2 ± 1.2	-22 / +47
FM 108	5.8 ± 0.5	-21 / +9	QM 21	11.4 ± 3.4	-52 / +58
FM 111	6.2 ± 0.7	-18 / +17	QM 22	7.2 ± 1.4	-29 / +35
FM 112	5.9 ± 0.6	-23 / +14	QM 23	9.8 ± 3.3	-41 / +70
FM 113	6.2 ± 0.7	-19 / +26	QM 24	8.8 ± 1.1	-21 / +30
FM 114	7.3 ± 0.7	-11 / +25	FM 26	6.4 ± 0.9	-33 / +26
FM 115	7.3 ± 1.1	-28 / +31	FM 27	5.0 ± 0.5	-15 / +24
FM 116	7.9 ± 0.8	-15 / +16	FM 28	5.4 ± 0.6	-19 / +13
FM 118	8.5 ± 0.9	-18 / +18	FM 29	5.8 ± 1.0	-44 / +30
FM 119	8.1 ± 1.2	-27 / +25	FM 31	8.8 ± 1.6	-33 / +20
FM 120	7.4 ± 0.8	-11 / +33	FM 32	9.0 ± 3.0	-41 / +49
FM 121	7.4 ± 0.6	-11 / +15	FM 33	6.9 ± 0.6	-11 / +21
FM 122	8.4 ± 1.5	-46 / +21	FM 34	6.1 ± 0.5	-18 / +12
FM 123	9.3 ± 1.4	-26 / +26	FM 35	9.6 ± 1.9	-37 / +28
FM 125	7.1 ± 0.5	-14 / +11	FM 36	5.4 ± 0.6	-21 / +14
FM 126	26.8 ± 2.5	-12 / +17	FM 37	6.0 ± 0.5	-19 / +11
FM 128	9.0 ± 1.1	-18 / +20	FM 38	6.0 ± 0.8	-27 / +20
FM 130	9.7 ± 1.5	-28 / +23	FM 39	7.0 ± 1.2	-24 / +30
FM 131	9.1 ± 1.7	-29 / +39	FM 40	9.8 ± 3.5	-40 / +81
FM 132	6.9 ± 1.5	-61 / +24	FM 42	6.4 ± 1.0	-30 / +32
FM 133	7.1 ± 0.6	-13 / +18	FM 43	11.1 ± 1.9	-39 / +24
FM 134	7.7 ± 0.6	-10 / +13	FM 44	6.9 ± 1.2	-28 / +29
FM 135	14.6 ± 0.9	-11 / +10	FM 45	7.4 ± 0.9	-18 / +18
FM 136	15.5 ± 0.9	-10 / +11	FM 139	7.4 ± 1.0	-11 / +40
FM 137	9.8 ± 0.9	-11 / +14	FM 141	6.6 ± 0.8	-12 / +31

Tabelle A.1 Mittlere Stromempfindlichkeit aller FM- (links) und FS-Detektorzeilen (rechts) und ihre Streuung für $T_{\text{Det}} = 2.5$ K und $U_{\text{Bias}} = 200$ mV (FM) bzw. 140 mV (FS). Die Stromempfindlichkeiten der FM-Detektormodule 126, 135 und 136 sowie der FS-Detektormodule QM 21 und FM 43 (blau gekennzeichnet) sind erhöhet, da die Spannschraube das Detektorgehäuse berührte und somit ein höherer Druck auf die Ge:Ga-Kristalle ausgeübt wurde.

Modul	Mittelwert [$10^{-17}W Hz^{-1/2}$]	Streuung [%] Min / Max	Modul	Mittelwert [$10^{-17}W Hz^{-1/2}$]	Streuung [%] Min / Max
FM 107	9.4 ± 1.2	-18 / +22	QM 20	9.6 ± 1.5	24 / +34
FM 108	1.1 ± 4.0	-35 / +88	QM 21	12.5 ± 5.6	-46 / +125
FM 111	8.4 ± 2.1	-31 / +65	QM 22	10.9 ± 4.0	-29 / +128
FM 112	9.0 ± 1.6	-19 / +52	QM 23	10.1 ± 4.8	58 / +128
FM 113	9.4 ± 1.7	-26 / +42	QM 24	10.0 ± 5.4	-35 / +177
FM 114	8.5 ± 1.0	-18 / +24	FM 27	12.1 ± 2.2	-25 / +27
FM 115	10.6 ± 4.3	-24 / +97	FM 26	10.4 ± 1.1	-16 / +19
FM 116	8.4 ± 1.5	-24 / +43	FM 28	14.7 ± 6.2	-26 / +150
FM 118	9.5 ± 3.4	-24 / +100	FM 29	14.1 ± 3.6	-28 / +57
FM 119	13.1 ± 3.9	-24 / +80	FM 31	11.0 ± 4.3	-38 / +131
FM 120	9.1 ± 2.2	-29 / +49	FM 32	10.6 ± 4.2	-36 / +120
FM 121	8.8 ± 1.4	-20 / +35	FM 33	9.5 ± 1.7	28 / +33
FM 122	9.3 ± 2.5	-26 / +90	FM 34	11.4 ± 1.3	-20 / +20
FM 123	10.4 ± 2.5	-20 / +59	FM 35	11.3 ± 3.4	-34 / +64
FM 125	13.1 ± 3.1	-20 / +64	FM 36	12.9 ± 2.7	-20 / +58
FM 126	17.7 ± 5.9	-45 / +62	FM 37	10.5 ± 1.3	-21 / +23
FM 128	9.7 ± 1.4	-21 / +18	FM 38	10.1 ± 2.1	-23 / +54
FM 130	8.6 ± 2.0	-23 / +52	FM 39	10.8 ± 1.9	-27 / +34
FM 131	10.6 ± 3.0	-27 / +67	FM 40	11.3 ± 4.6	-38 / +135
FM 132	12.2 ± 5.6	-28 / +150	FM 42	10.3 ± 1.7	-27 / +38
FM 133	8.9 ± 1.1	-17 / +29	FM 43	8.8 ± 1.3	-30 / +28
FM 134	8.5 ± 1.3	-25 / +29	FM 44	11.1 ± 6.8	-40 / +222
FM 135	8.3 ± 2.1	-35 / +49	FM 45	11.8 ± 2.4	-32 / +50
FM 136	10.0 ± 2.4	-30 / +47	FM 139	9.5 ± 1.2	-21 / +25
FM 137	8.1 ± 1.1	-27 / +21	FM 141	11.0 ± 2.6	-33 / +69

Tabelle A.2 Mittlere NEP aller FM- (links) und FS-Detektormodule (rechts) und ihre Streuung für $T_{\text{Det}} = 2.5$ K und $U_{\text{Bias}} = 200$ mV (FM) bzw. 140 mV (FS). Die Anforderungen an die Homogenität werden in > 75 % nicht erfüllt. Die NEPs der FM-Detektormodule 126, 135 und 136 sowie der FS-Detektormodule QM 21 und FM 43 (blau gekennzeichnet) sind verfälscht, da die Spannschraube das Detektorgehäuse berührte und somit ein höherer Druck auf die Ge:Ga-Kristalle ausgeübt wurde.

Modul	Mittelwert [$e^- s^{-1}$]	Streuung [%] Min / Max	Modul	Mittelwert [$e^- s^{-1}$]	Streuung [%] Min / Max
FM 107	3558 ± 380	-18 / 19	QM 20	1738 ± 2100	-66 / 424
FM 108	4110 ± 952	-18 / 81	QM 21	2998 ± 2259	-57 / 264
FM 111	116481 ± 5760	-10 / 8	QM 22	3892 ± 8396	-93 / 787
FM 112	107899 ± 7986	-7 / 18	QM 23	3701 ± 2952	-64 / 195
FM 113	115232 ± 7292	-10 / 15	QM 24	1948 ± 1706	-64 / 307
FM 114	2993 ± 187	-12 / 7	FM 26	2233 ± 1021	-121 / 86
FM 115	4118 ± 261	-10 / 7	FM 27	1030 ± 2024	-99 / 591
FM 116	161926 ± 12640	-12 / 23	FM 28	1660 ± 1737	-100 / 351
FM 118	3232 ± 347	-17 / 16	FM 29	2158 ± 965	-109 / 78
FM 119	5228 ± 2168	-46 / 129	FM 31	2749 ± 1020	-85 / 68
FM 120	3645 ± 302	-9 / 17	FM 32	2274 ± 2013	-75 / 282
FM 121	170391 ± 19590	-12 / 33	FM 33	1748 ± 1931	-53 / 393
FM 122	249906 ± 38667	-23 / 22	FM 34	1679 ± 1878	-66 / 402
FM 123	6666 ± 790	-18 / 29	FM 35	1989 ± 666	-45 / 79
FM 125	5544 ± 2314	-57 / 124	FM 36	1159 ± 1715	-89 / 530
FM 126	8042 ± 1709	-48 / 40	FM 37	1202 ± 1784	-86 / 528
FM 128	5260 ± 766	-20 / 34	FM 38	1091 ± 1722	-124 / 552
FM 130	13700 ± 1585	-21 / 19	FM 39	1455 ± 1863	-91 / 449
FM 131	5852 ± 777	-32 / 25	FM 40	2667 ± 2116	-53 / 251
FM 132	5269 ± 822	-17 / 42	FM 42	1620 ± 1876	-65 / 397
FM 133	12971 ± 645	-7 / 8	FM 43	2633 ± 1852	-49 / 248
FM 134	12971 ± 645	-7 / 8	FM 44	1833 ± 1704	-59 / 336
FM 135	21396 ± 3058	-15 / 44	FM 45	2137 ± 1668	-45 / 280
FM 136	20495 ± 1582	-10 / 21	FM 139	2374 ± 1977	-40 / 297
FM 137	14024 ± 1535	-11 / 25	FM 141	1689 ± 1781	-101 / 373

Tabelle A.3 Mittlerer Dunkelstrom aller FM- (links) und FS-Detektormodule (rechts) und ihre Streuung für $T_{\text{Det}} = 2.5$ K und $U_{\text{Bias}} = 200$ mV (FM) bzw. 140 mV (FS). Da sich während eines Kaltzyklusses ein schlecht angekoppelter Filter im Strahlengang befand, sind die Werte von sechs FM-Detektormodulen (blau gekennzeichnet) streulichtbehaftet und erfüllen daher nicht die Spezifikation. Eine Wiederholung der Messungen mit angekoppeltem Filter, was einen zusätzlichen Kaltzyklus benötigt hätte, war aufgrund des engen Zeitplans bis zur Integration der FMs in die PACS-Spektrometerkamera nicht möglich.

Modul	Mittelwert [meV]	Streuung [%] Min / Max	Modul	Mittelwert [meV]	Streuung [%] Min / Max
FM 107	9.6 ± 0.6	-16 / 8	QM 20	9.6 ± 0.1	-3 / 2
FM 108	9.2 ± 0.5	-9 / 7	QM 21	9.2 ± 0.3	-5 / 6
FM 114	8.6 ± 1.5	-42 / 15	QM 22	9.4 ± 0.1	-1 / 2
FM 118	8.1 ± 0.9	-19 / 18	QM 23	9.2 ± 0.4	-12 / 4
FM 119	9.0 ± 1.9	-25 / 72	QM 24	9.6 ± 0.1	-4 / 2
FM 120	9.0 ± 0.7	-19 / 10	FM 26	9.6 ± 0.1	-1 / 3
FM 123	9.0 ± 0.1	-4 / 2	FM 27	9.9 ± 0.1	-3 / 2
FM 125	9.0 ± 1.5	-35 / 47	FM 28	9.6 ± 0.1	-4 / 2
FM 126	7.2 ± 1.9	-100 / 11	FM 29	9.5 ± 0.1	-5 / 1
FM 128	9.1 ± 0.1	-1 / 1	FM 31	9.5 ± 0.2	-4 / 2
FM 130	8.3 ± 0.1	-2 / 2	FM 32	9.3 ± 0.3	-6 / 4
FM 131	9.1 ± 0.1	-5 / 1	FM 33	9.8 ± 0.1	-2 / 1
FM 132	9.1 ± 0.0	-1 / 1	FM 34	9.5 ± 0.1	-2 / 1
FM 133	8.2 ± 0.1	-3 / 1	FM 35	9.5 ± 0.1	-3 / 2
FM 135	7.4 ± 0.4	-6 / 12	FM 36	9.6 ± 0.1	-2 / 2
FM 136	7.2 ± 0.2	-8 / 5	FM 37	9.6 ± 0.1	-1 / 1
FM 137	8.3 ± 0.3	-10 / 2	FM 38	9.4 ± 0.3	-9 / 3
			FM 39	9.6 ± 0.1	-3 / 2
			FM 40	9.4 ± 0.3	-9 / 3
			FM 42	9.6 ± 0.3	-9 / 2
			FM 43	9.3 ± 0.2	-5 / 3
			FM 44	9.5 ± 0.1	-2 / 2
			FM 45	9.6 ± 0.1	-3 / 1
			FM 139	9.6 ± 0.2	-4 / 2
			FM 141	9.7 ± 0.1	-3 / 2

Tabelle A.4 Mittlere Bandlücke für die FM- (links) und FS-Detektormodule (rechts) und ihre Streuung.

B Anhang: Ionisierende Strahlung

Im Folgenden werden die Entstehung solarer Teilchenereignisse sowie die Wechselwirkungen hochenergetischer Strahlung mit Materie thematisiert. Desweiteren werden Detailergebnisse der Bestrahlung von Ge:Ga-Detektoren mit einer ^{137}Cs - γ -Quelle im Labor dargestellt.

B.1 Entstehung solarer Teilchenereignisse infolge koronarer Massenausstöße

Koronare Massenausstöße (CMEs) sind sporadische Ereignisse, bei denen aufgrund von Ungleichgewichtszuständen im koronaren Magnetfeld magnetische Energie freigesetzt wird und große, in Magnetfelder eingeschlossene Plasmawolken mit Geschwindigkeiten von bis zu $7 \cdot 10^6 \text{ m s}^{-1}$ aus der Sonnenkorona ausgestoßen werden [Manchester et al., 2005]. In einer einzigen Eruption können auf diese Weise bis zu $6 \cdot 10^{25} \text{ J}$ freigesetzt werden [Kopp et al., 2005]. Die Zahl der CME nimmt mit der Sonnenaktivität zu. Während der Eruptionen können auch sprunghafte Intensivierungen der elektromagnetischen Strahlung über das gesamte Spektrum (vor allem im UV, EUV und Röntgen-Bereich), sogenannte Flares, beobachtet werden [Önel et al., 2007]. Solare Teilchenereignisse (SPE) entstehen, indem energiereiche Ionen an der - dem CME vorauslaufenden - Schockfront zwischen den freigesetzten Plasmawolken und dem relativ ungestörten interplanetaren Medium beschleunigt werden [Wilson et al., 1997]. Dies ist eine mögliche Erklärung dafür, dass SPEs in Teilchendetektoren oft einige zehn Minuten nach CMEs mittels Koronograph beobachtet werden.

B.2 Wechselwirkungen hochenergetischer Strahlung mit Materie

Die Strahlung kann in vier größere Kategorien eingeteilt werden, die nachfolgender Matrix folgen:

Geladene Teilchenstrahlung	Energieübertrag	Ungeladene Strahlung
Hoch-geladene Teilchen	←	Neutronen
Schnelle Elektronen	←	Röntgen- & Gammastrahlung

B.2.1 Physikalische Grundlagen: Generelle Wechselwirkungen

Die wichtigsten physikalischen Wechselwirkungsprozesse der einfallenden Teilchentypen mit Materie sind in Tabelle B.1 aufgeführt. Die Charakteristika wie Energiebereich, Proportionalität des Wirkungsquerschnitts und die resultierenden Sekundärteilchen der dominierenden Wechselwirkungsmechanismen sind in Tabelle B.2 zusammengefasst.

Photonen

Der Energieverlust von Photonen findet hauptsächlich durch Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung statt, wobei der Wirkungsquerschnitt σ von der Ordnungszahl Z des Materials und der Energie des γ -Quants abhängt (siehe Tabelle B.2). Im Absorbermaterial nimmt die Intensität der Photonenstrahlung exponentiell mit der durchquerten Schichtdicke x gemäß $I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x}$ ab, wobei die Komponenten des Absorptionskoeffizienten $\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Paar}}$ proportional zum jeweiligen Wirkungsquerschnitt sind.

γ -Prozesse	e^\pm -Prozesse	μ^\pm -Prozesse	Hadron-Prozesse (p/\bar{p} , n/\bar{n} , α , d , t , ${}^3\text{He}$, π^\pm/π^0 , κ^\pm , κ_S^0/κ_L^0 , andere Ionen ...)
Photoelektrischer Effekt	Vielfachstreuung	Vielfachstreuung	Vielfachstreuung
Rayleighstreuung	Ionisation	Ionisation	Ionisation
Comptonstreuung	Brems- & Synchrotronstrahlung	Bremsstrahlung	Elastische Streuung
Paarbildung	Elektron-Positron-Annihilation	Einfang in Ruhe	Inelastische Streuung
Photonukleare Reaktion	Elektronukleare Reaktion	Zerfall im Flug	Absorption/Annihil. in Ruhe
	Møller- & Bhabha-Streuung	μ -Nukleon-Reaktion	Neutronen-Einfang in Ruhe
	Rutherfordstreuung	Bremsstrahlung	Zerfall im Flug
	Tscherenkow-Strahlung		

Tabelle B.1 Überblick über die wichtigsten physikalischen Wechselwirkungsprozesse. Das einfallende Teilchen bestimmt - gemäß seines Typs, seiner Ladung und seiner Energie - den dominierenden Wechselwirkungsmechanismus.

Geladene Teilchen und Neutronen

Geladene Teilchen verlieren ihre Energie durch Ionisation und Anregung, was mit der Bethe-Bloch-Gleichung [Amsler et al., 2008] gemäß

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (\text{B.1})$$

beschrieben wird. Hierbei ist $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, z die Ladung des einfallenden Teilchens und Z , A und ρ Ordnungs- bzw. Kernladungszahl, Atommasse [g/mol] und Dichte des Absorbers. Ferner sind T_{\max} die maximale kinetische Energie, die in einer Kollision an ein freies Elektron übertragen werden kann, $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ die Avogadrozahl, $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, δ die Korrektur des Dichteeffekts und $I \approx 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$ das mittlere Ionisationspotenzial. Der spezifische Energieverlust nimmt mit höherem Z zu und sinkt mit steigender Geschwindigkeit v der Teilchen.

β -Strahlung: Der Energieverlust der Elektronen und Positronen entlang des Weges durch das Medium beschreibt eine Landaufunktion. Ab der kritischen Energie von 600 MeV/ Z verlieren die Elektronen ihre Energie durch Bremsstrahlung bei der Ablenkung im elektrischen Feld der Atome, wobei der Energieverlust durch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (\text{B.2})$$

gegeben ist. Die Strahlungslänge X_0 des Absorbermaterials wird durch die Eindringtiefe, bei der die Energie auf $1/e$ abgefallen ist, bestimmt. Die erzeugten Bremsstrahlungsphotonen können durchdringender als die Elektronen selbst sein.

Nichtrelativistische schwere geladene Teilchen und Neutronen: Hochenergetische Protonen und schwere Ionen besitzen ein viel größeres Ionisierungsvermögen als Elektronen, wechselwirken hauptsächlich mit den Elektronen der Atome, ionisieren letztere und hinterlassen energiereiche Ionen entlang ihres Weges. Gemäß Gleichung B.1 nimmt die Dichte der Ionisation mit der Tiefe zu, da beim Eindringen die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens abnimmt. Kurz vorm Stillstand des Teilchens durchläuft der Energieverlust ein deutliches Maximum, den sogenannten Bragg-Peak, und fällt dann abrupt auf Null ab. Sehr hochenergetische Protonen mit $E > 1 \text{ GeV/Nukleon}$ sowie schwere Kerne oder Neutronen können Kernreaktionen auslösen.

Niederenergetisches Plasma: Dieses lädt Oberflächen auf und beschädigt diese. Die Plasmaumgebung am L2 ist verglichen mit der auf erdnahen Umlaufbahnen schwach.

Wechselwirkung	Teilchenart	Energiebereich	Proportionalität von σ	Sekundärteilchen	Kommentar
Photoeffekt	γ	$< 500 \text{ keV}$	$Z^5 E_\gamma^{-3}$	δ	Vollständige Absorption der Photonen durch ein Hüllenelektron. Dies erfolgt i. A., nachdem das γ durch eine Kette aufeinanderfolgender Comptonstreuungen abgebremst wurde.
Comptoneffekt	γ	$10 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$	$Z E_\gamma^{-1}$	δ, γ	Elastische Streuung der Photonen an Hüllenelektronen, die infolgedessen aus der Atomhülle geschlagen werden.
Paarbildung	γ	$> 1.022 \text{ MeV}$	Z^2	e^+, e^-	Im Feld eines Atomkerns wird ein Teilchen-Antiteilchen-Paar gebildet.
Bremsstrahlung	e^-, e^+	$\sim \frac{600}{Z} \text{ MeV}$	Z	γ	Bei e^- und e^+ wird ab der kritischen Energie $E_c \approx \frac{600}{Z} \text{ MeV}$ Bremsstrahlung durch Ablenkung im elektrischen Feld der Atome bedeutend.
Linearer Energieübertrag (LET)	p, e^-, e^+		$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \text{const.}$	δ	LET beschreibt den pro Längeneinheit an die Umgebung abgegebenen Energieeintrag eines ionisierenden Teilchens beim Durchqueren von Materie [$\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$]. Der spezifische Energieverlust nimmt mit höherer Kernladungszahl Z zu und sinkt mit steigender Geschwindigkeit v der Teilchen.
Kernstoß	p, n, α, D, T	$< 1 \text{ GeV}/\text{Nuk.}$	$A^{1/3}$	$p, n, e^-, e^+, \text{ Kerne}$	Bei der Kollision zweier Atomkerne oder einem Atomkern mit einem Teilchen entstehen hohe Energiedichten, die zur Fragmentierung führen. A gibt die Massenzahl an.

Tabelle B.2 Charakteristische Abhängigkeiten der relevanten Wechselwirkungsmechanismen der ionisierenden Strahlung mit Materie. Z bezeichnet die Kernladungszahl und δ -Strahlung sind Elektronen, die durch Ionisation herausgelöst wurden.

B.2.2 Generierte Ladungsträger im Detektormaterial

Erzeugung der Ladungsträger

Hochenergetische Teilchenstrahlung kann durch folgende Wechselwirkungen Germaniumatome (prinzipiell ist auch eine Wechselwirkung mit Galliumatomen möglich, diese sollte aber aufgrund ihrer geringen Konzentration eher eine Ausnahme darstellen) ionisieren und somit Elektronen-Loch-Paare im Detektormaterial erzeugen:

- Für Sekundär- bzw. Bremsstrahlungsphotonen im typischen Energiebereich von $200 \text{ keV} < E_\gamma < 10 \text{ MeV}$ ist in Germanium der Comptoneffekt dominierend. Bei höheren Energien gewinnt die Paarbildung an Bedeutung (siehe Abb. 7.1, S. 70). Durch diese Prozesse werden hochenergetische

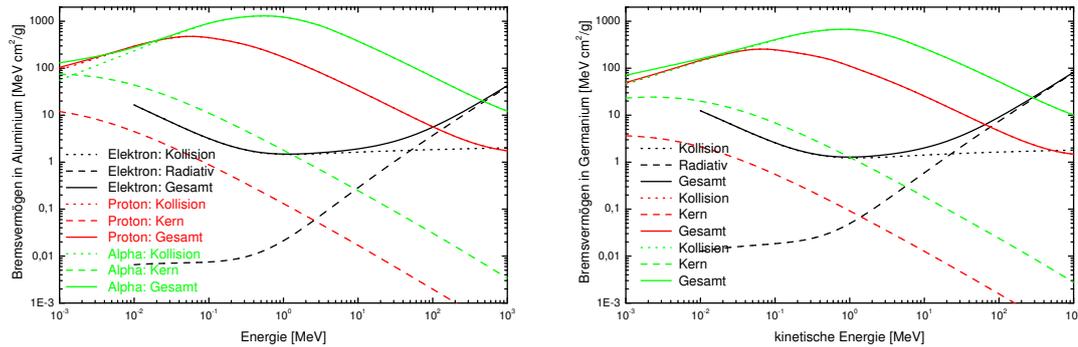


Abbildung B.1 Bremsvermögen für Elektronen, Protonen und Alphateilchen in Aluminium (links) und Germanium (rechts), berechnet mit den Programmen ESTAR, PSTAR und ASTAR [Brice, 1985]. Das Kollisionsbremsvermögen (gepunktete Linien) beschreibt die mittlere Rate des Energieverlusts pro Weglänge infolge Coulomb-Wechselwirkung, die zur Ionisation und Anregung von Atomen führt. Das Strahlungs- oder Radiativbremsvermögen bezeichnet die durchschnittliche Rate des Energieverlusts von Elektronen pro Weglänge infolge von Kollisionen mit Atomen und Atomelektronen, bei denen Bremsstrahlungsphotonen emittiert werden. Das Kernabbremsvermögen charakterisiert die mittlere Rate des Energieverlusts pro Weglänge aufgrund des Energieübertrags auf zurückgestreute Elektronen in elastischen Stößen. Dieser Anteil ist nur für mehrfach ionisierte Teilchen wichtig.

Elektronen, Elektron-Loch-Paare und im Falle der Paarbildung auch Positronen gebildet.

- Leichte, hochenergetische, geladene Teilchen wie relativistische β -Strahlung, Pionen und Kaonen durchdringen den Detektor mit nahezu konstanter Geschwindigkeit und erzeugen entlang ihrer Bahn eine gleichmäßige Dichte an Elektron-Loch-Paaren.
- Bei der Photoabsorption von Röntgen- und Gammastrahlung werden überwiegend stärker gebundene innere Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband gehoben.
- Protonen werden im Detektor abgebremst und ionisieren Gitteratome entlang ihrer Flugbahn. Die erzeugten Bremsstrahlungsphotonen geben Energie mittels Comptoneffekt an Hüllenelektronen ab. Solare Protonen mit relativ geringer Energie, die gerade noch die Abschirmung durchdringen können, spielen hierbei aufgrund ihrer hohen Flüsse und der v^{-2} -Abhängigkeit eine große Rolle.

Energieverlust

Die übertragene Energie ΔE durch ionisierende Strahlung ist grundsätzlich größer als die bei der Absorption eines IR-Photons. Pro einfallendem Teilchen können sich somit bis zu $N_0 = \frac{\Delta E}{E_{\text{ion}}}$ Elektron-Loch-Paare mit $E_{\text{ion}} \approx 2.8$ eV bilden [Kleinknecht, 1992]. Folglich erzeugen Teilchen mit einer Energie von 1 MeV ungefähr $7 \cdot 10^5$ freie Ladungsträger. Der Energieverlust der ionisierenden Teilchen erfolgt im Allgemeinen nicht durch eine einzige Wechselwirkung, sondern durch viele. Dies zeigt sich in einem kontinuierlichen Energieverlust, der als linearer Energieübertrag (LET für engl. Linear Energy Transfer) bezeichnet und durch die Bethe-Bloch-Formel (Formel B.1) beschrieben wird. Ebenso erfolgt die Abschwächung der im Halbleiter generierten Elektronen und Positronen nach dieser Gleichung bis zur kritischen Energie $E_c \approx \frac{600}{Z}$ MeV, ab der der Energieverlust durch Bremsstrahlung bedeutend wird. Die Bremsstrahlung kann ihrerseits durch Comptoneffekt weitere Atome ionisieren. Bei genügender kinetischer Energie erzeugen die generierten Ladungsträger ebenfalls Stoßionisationen und ionisieren statistisch weitere Atome. Entlang der Teilchenspur bleibt ein zylinderförmiger Plasmaschlauch von Elektron-Loch-Paaren und angeregten Gitterschwingungen zurück. In Abb. B.1 ist das Bremsvermögen von Elektronen, Protonen und Alpha-Teilchen in Aluminium und Germanium dargestellt.

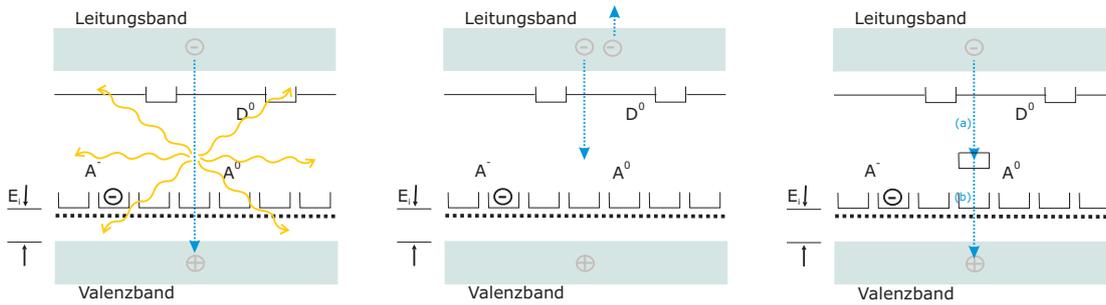


Abbildung B.2 Die verschiedenen Rekombinationsmechanismen: Strahlende Rekombination (links), Auger-Rekombination (Mitte) und Shockley-Read-Hall-Rekombination (rechts).

Rekombinationsmechanismen

Elektronen und Löcher rekombinieren infolge dreier Prozesse:

- **Strahlende Rekombination:** Das Elektron geht unter Aussenden eines Photons ins Valenzband über. Die Energie des Photons ist dabei $E_\gamma > E_g$ (Abb. B.2 links).
- **Auger-Rekombination:** Ein Elektron aus dem Leitungsband geht in ein Loch im Valenzband über. Die freiwerdende Energie wird hauptsächlich auf ein anderes Elektron im Leitungsband übertragen, das wiederum Energie ans Gitter abgibt (Abb. B.2 Mitte).
- **Shockley-Read-Hall-Rekombination:** Die Rekombination erfolgt über Rekombinationszentren (Defektatome oder kompensierende Fremdatome), die energetisch in der Bandlücke des Halbleiters liegen (Abb. B.2 rechts). Die Elektronen fallen in diese Rekombinationszentren (a) und rekombinieren dann mit einem Loch (b). Thermische Energie wird in Form von Gitterschwingungen abgegeben.

Die Shockley-Read-Hall-Rekombination überwiegt bei Ge:Ga-Detektoren, da sie weniger Energie als die direkte Rekombination benötigt. Die Diffusions- und Rekombinationsvorgänge erzeugen unterschiedliche lokale elektrische Felder im Gegensatz zur gleichmäßigen Feldverteilung bei reiner IR-Beleuchtung. Darüber hinaus werden Minoritätsladungsträger durch kompensierende Verunreinigungen gefangen, wodurch die effektive Kompensierung reduziert ist: $N_{A^-} = N_{D^+} < N_D$ (siehe Abb. 6.7 (2), S. 64). Beim temporären Einfangen von Elektronen werden Elektronen durch ionisierte Donatoren gemäß $D^+ + e^- \rightarrow D^0$ bzw. neutrale Akzeptoren entsprechend $A^0 + e^- \rightarrow A^-$ eingefangen, was zu einer Verringerung von N_D^+ bzw. $N_A^- \neq N_D^+$ führt¹.

Um die Quasineutralität im Kristall wiederherzustellen, wird der Einfang von Löchern durch die Akzeptoren gesteigert. Löcher können entweder durch ionisierte Akzeptoren gemäß $A^- + \text{Loch} \rightarrow A^0$ eingefangen werden, was N_A^- verringert, oder durch neutrale Donatoren entsprechend $D^0 + \text{Loch} \rightarrow D^+$, was zu einer Erhöhung von N_D^+ führt. Abhängig von der Temperatur werden letztere entweder reemittiert oder rekombinieren mit gebundenen Elektronen. Daraus ergeben sich eine erhöhte Konzentration von gefangenen Löchern sowie eine verlängerte Lebensdauer der Löcher.

¹Ohne ionisierende Strahlung sind die Donatoren vollständig ionisiert.

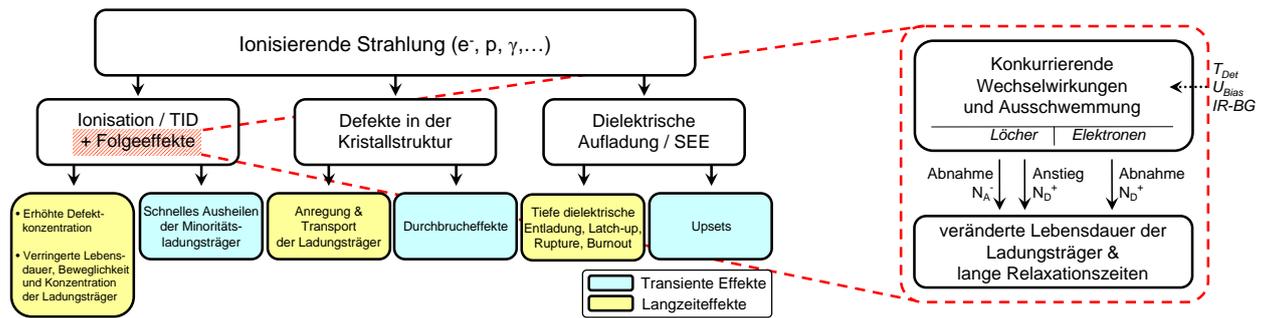


Abbildung B.3 Zusammenfassung der wichtigsten Strahlungseffekte im Ge:Ga-Detektorkristall (Ionisation, Defekte in der Kristallstruktur und dielektrische Aufladung) sowie der daraus resultierenden transienten und langfristigen Schäden an den Ladungsträgern.

B.2.3 Tiefe dielektrische Aufladung und Effekte in der Elektronik

Elektronen besitzen aufgrund ihrer kleinen Masse und kleinen Ladung gemäß der Bethe-Bloch-Formel ein geringes Ionisierungsvermögen. Daher kann energetische, relativistische β -Strahlung eine dicke Abschirmung durchdringen, sich tief im Innern des Satelliten in Systemen und Untersystemen ansammeln und Isolationsmaterial und Platinen dielektrisch aufladen (engl. deep dielectric charging). Diese Ladungsanhäufungen können durch starke elektrische Entladungen zu Fehlfunktionen und Beschädigungen führen, die in zwei Kategorien unterteilt werden [Baker, 1998]: nicht-vernichtende Ereignisse wie Transienten und Störungen (SEU für engl. Single Event Upsets), die Bit-Fehler erzeugen, und vernichtende Ereignisse wie elektrische Kurzschlüsse der Versorgungsspannung eines Halbleiterbauelements (SEL für engl. Single Event Latch-up), die ohne weitere Schutzmaßnahmen entweder zur thermischen Zerstörung, zum Zerreißen (SEGR für engl. Single Event Gate Ruptures) oder zum Durchbrennen (SEB für engl. Single Event Burnout) des Bauteils führen können [Edmonds et al., 2000]. Den Hauptbeitrag zu SEEs (für engl. Single Event Effect) leisten schwere Ionen und Protonen mit $E > 100$ MeV [Gabriel, 2000]. SEEs können Variationen in der Vorspannung und erhöhte Leckströme verursachen [Beichman et al., 1988; Blum et al., 1990; Wilke et al., 2003]. Die in amorphen Regionen gefangene Ladung führt zu den Langzeitdegenerationseffekten. Um in HERSCHEL einen Ausfall wesentlicher Systeme zu vermeiden, sind die wichtigsten Systeme und kritischen Komponenten redundant ausgelegt, wie z.B. die gesamte warme Elektronik, Spulen, Positionssensoren für Filterräder und die Versorgung der Ge:Ga-Detektoren.

In Abbildung B.3 sind die wichtigsten Strahlungseffekte im Ge:Ga-Detektorkristall (Ionisation, Defekte in der Kristallstruktur und dielektrische Aufladung) sowie der daraus resultierenden transienten und langfristigen Schäden an den Ladungsträgern zusammengefasst.

B.3 Detailergebnisse der Bestrahlungstests im Labor

In diesem Unterkapitel werden die Detailergebnisse der Bestrahlung von Ge:Ga-Detektoren mit einer ^{137}Cs - γ -Quelle im Labor dargestellt. Sie umfassen das Testen des Deglitching-Algorithmus, mit dem die durch die ionisierende Teilchenstrahlung induzierten Glitches vor der Datenauswertung aus den Daten gefiltert werden können. Desweiteren werden die Ergebnisse der Analyse der optimalen Integrationszeit illustriert und detaillierte Ergebnisse der unterschiedlichen Datenprozessierungsmethoden aufgeführt.

B.3.1 Testen des Deglitch-Algorithmus

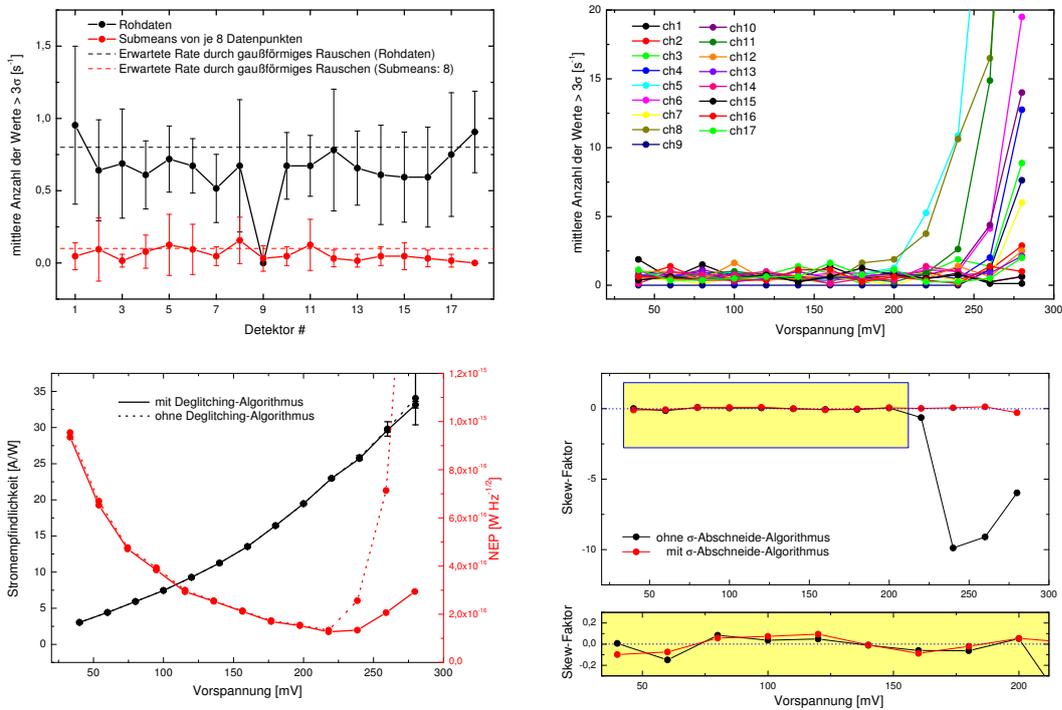


Abbildung B.4 Testen des Deglitch-Algorithmus an Daten ohne γ -Bestrahlung. Oben: Die gemittelte Glitchrate (Werte $> 3\sigma$) stimmt für alle Kanäle und zwei Datenprozessierungsmethoden im Rahmen des Fehlers mit der vorhergesagten Rate durch gaußförmiges Rauschen (gestrichelte Linien) überein (links; $U_{\text{Bias}} = 160$ mV). Der Algorithmus liefert keine zuverlässigen Ergebnisse, falls $> 30\%$ der Daten von Glitches betroffen sind (Kanal #9). Bis $U_{\text{Bias}} \approx 200$ mV stimmt für alle Kanäle die Glitchrate mit der erwarteten Rate aufgrund des gaußförmigen Rauschens überein (rechts). Oberhalb davon entstehen Ladungslawinen und die Detektoren gehen in den Zustand spontaner Spikens über. Die Zahl der aussortierten Datenpunkte steigt rapide an. Unten: Stromempfindlichkeit und NEP (links) sowie Skew-Faktor (rechts), der ein Maß für die Asymmetrie einer Verteilung ist, eines Beispieldetektors mit und ohne Deglitching: Durch Deglitching sinken für $U_{\text{Bias}} \geq 220$ mV sowohl NEP als auch Skew-Faktor deutlich, die infolge spontaner Spikes stark erhöht bzw. weit ins Negative verschoben sind. Nach Deglitching liegt auch oberhalb von 220 mV wieder eine nahezu symmetrische Verteilung vor.

B.3.2 Optimale Integrationszeit

Die optimale Integrationszeit ist $t_{\text{int}} < 0.5$ s. Mit kleiner werdenden Integrationszeiten wird die mittlere NEP kleiner (Abb. B.5).

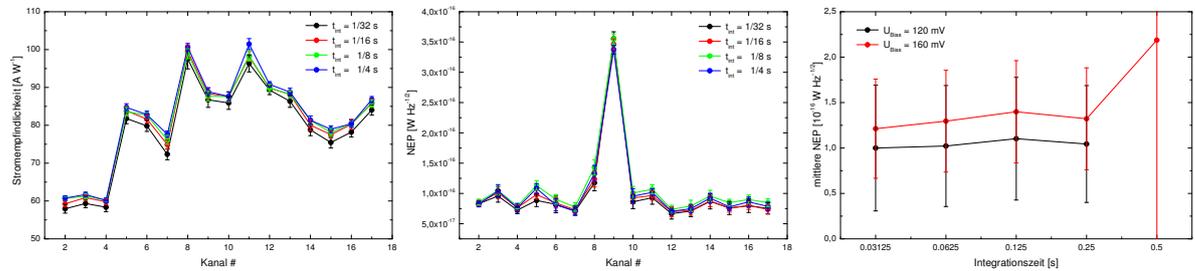


Abbildung B.5 Stromempfindlichkeit (links) und NEP (Mitte) in Abhängigkeit der Integrationszeit für alle Kanäle bei $U_{\text{Bias}} = 120$ mV. Infolge der großen Pixel-zu-Pixel-Variation der Stromempfindlichkeit ist für $U_{\text{Bias}} = 120$ und 160 mV nur ein leichter Trend der mittleren NEP zu kleineren Integrationszeiten hin zu erkennen (rechts).

B.3.3 Datenprozessierungsmethoden im Vergleich

Aufgrund der limitierten Kommunikationsrate zur Bodenstation müssen die Rohdaten stark komprimiert werden. In den folgenden Tabellen sind die Ergebnisse der Bestrahlung mit repräsentativen IR- und γ -Flüssen für drei Stromempfindlichkeitsplateaus ($U_{\text{Bias}} = 120$ mV, 160 mV und 200 mV) und die unterschiedlichen Datenkomprimierungsmethoden (raw: Rohdaten; avg8 bzw. avg16: Submeans von je 8 bzw. 16 Messwerten) zusammengefasst.

Kanal #	120 mV-Plateau			160 mV-Plateau			200 mV-Plateau		
	raw	avg8	avg16	raw	avg8	avg16	raw	avg8	avg16
2	60.8 ± 0.7	62.6 ± 0.6	64.3 ± 1.0	80.5 ± 0.7	82.3 ± 0.7	84.0 ± 0.8	117.2 ± 1.2	122.3 ± 1.2	124.9 ± 1.5
3	61.7 ± 0.6	64.0 ± 0.7	65.3 ± 0.8	78.9 ± 1.2	82.6 ± 1.0	84.5 ± 0.9	102.7 ± 2.5	120.1 ± 2.1	123.4 ± 1.9
4	60.2 ± 0.6	61.9 ± 0.6	63.5 ± 0.8	77.0 ± 0.8	79.1 ± 0.8	81.0 ± 0.9	110.1 ± 1.4	117.3 ± 1.3	120.1 ± 1.5
5	84.7 ± 1.0	88.7 ± 1.2	90.7 ± 1.2	110.4 ± 1.6	131.8 ± 1.9	134.1 ± 1.9	68.5 ± 3.9	176.3 ± 12.9	190.4 ± 9.9
6	82.8 ± 0.9	85.3 ± 0.7	87.2 ± 0.9	110.1 ± 1.5	114.6 ± 1.2	117.1 ± 1.3	156.1 ± 2.3	206.5 ± 4.5	208.4 ± 4.4
7	77.6 ± 0.8	79.9 ± 0.8	81.9 ± 0.9	103.0 ± 1.2	105.3 ± 1.0	107.5 ± 1.1	148.2 ± 1.7	157.2 ± 1.8	160.7 ± 1.9
8	100.6 ± 1.0	107.1 ± 1.3	109.5 ± 1.2	124.3 ± 2.4	152.3 ± 2.2	155.0 ± 2.1	81.5 ± 3.4	204.0 ± 6.1	210.9 ± 5.5
9	88.8 ± 1.0	92.6 ± 0.8	94.8 ± 0.9	113.7 ± 1.7	122.5 ± 1.4	125.1 ± 1.4	157.9 ± 2.2	209.9 ± 3.2	212.0 ± 3.5
10	87.6 ± 1.1	91.2 ± 0.8	93.2 ± 1.0	114.8 ± 1.8	121.7 ± 1.5	125.2 ± 1.8	156.5 ± 2.4	226.8 ± 5.1	229.0 ± 5.6
11	101.5 ± 1.4	106.3 ± 1.5	108.6 ± 1.5	131.5 ± 2.6	148.3 ± 1.9	150.9 ± 2.0	93.6 ± 3.5	204.6 ± 6.4	212.3 ± 5.1
12	90.8 ± 0.8	93.5 ± 0.8	95.6 ± 1.0	117.1 ± 1.3	119.6 ± 1.2	121.8 ± 1.4	168.3 ± 1.8	177.9 ± 1.9	181.3 ± 2.1
13	88.8 ± 1.1	91.7 ± 1.1	93.9 ± 1.2	116.3 ± 1.3	120.3 ± 1.2	122.9 ± 1.3	164.4 ± 2.2	183.1 ± 2.4	186.6 ± 2.6
14	81.4 ± 1.1	85.5 ± 1.0	87.8 ± 1.0	106.1 ± 1.5	110.6 ± 1.1	113.5 ± 1.3	149.4 ± 2.1	168.4 ± 2.3	172.0 ± 2.4
15	79.0 ± 0.9	81.5 ± 0.8	83.5 ± 0.9	103.0 ± 1.3	105.5 ± 0.9	107.7 ± 1.1	148.0 ± 2.0	159.3 ± 1.9	163.4 ± 2.1
16	80.4 ± 1.0	83.7 ± 0.8	86.2 ± 0.9	103.6 ± 1.2	106.8 ± 1.1	109.4 ± 1.2	151.6 ± 1.9	168.5 ± 2.5	172.3 ± 2.5
17	86.8 ± 0.8	90.0 ± 1.0	92.3 ± 1.1	113.4 ± 1.3	116.9 ± 1.2	119.4 ± 1.4	162.7 ± 2.4	179.7 ± 2.5	183.5 ± 2.6
mean	82.1 ± 3.8	85.4 ± 3.9	87.4 ± 4.2	106.5 ± 6.2	113.8 ± 5.3	116.2 ± 5.6	133.5 ± 9.7	173.9 ± 18.5	178.2 ± 16.3

Tabelle B.3 Vergleich der Stromempfindlichkeiten (in $[A \cdot W^{-1}]$) aller Detektoren auf dem Stromempfindlichkeitsplateau für $U_{Bias} = 120 \text{ mV}$, 160 mV und 200 mV mit den verschiedenen Datenkomprimierungsmethoden.

Kanal #	120 mV-Plateau			160 mV-Plateau			200 mV-Plateau		
	raw	avg8	avg16	raw	avg8	avg16	raw	avg8	avg16
2	13.1 ± 2.2	2.4 ± 0.7	0.4 ± 0.2	12.2 ± 1.9	2.5 ± 0.9	0.5 ± 0.3	15.5 ± 1.7	1.6 ± 0.6	0.4 ± 0.3
3	15.9 ± 2.1	1.4 ± 0.4	0.2 ± 0.2	14.6 ± 1.9	1.2 ± 0.5	0.2 ± 0.2	18.9 ± 1.8	0.5 ± 0.3	0.1 ± 0.1
4	16.3 ± 1.8	2.4 ± 0.7	0.4 ± 0.3	15.1 ± 2.0	2.3 ± 0.7	0.5 ± 0.3	19.6 ± 1.9	1.4 ± 0.4	0.3 ± 0.2
5	15.3 ± 1.5	1.6 ± 0.6	0.3 ± 0.2	20.3 ± 1.8	0.6 ± 0.3	0.2 ± 0.2	26.0 ± 1.3	0.4 ± 0.3	0.0 ± 0.0
6	15.8 ± 1.8	2.0 ± 0.6	0.3 ± 0.2	13.0 ± 1.5	1.5 ± 0.5	0.3 ± 0.2	23.6 ± 1.8	0.3 ± 0.2	0.2 ± 0.2
7	15.0 ± 1.8	2.3 ± 0.6	0.4 ± 0.3	13.0 ± 1.6	2.5 ± 0.8	0.5 ± 0.3	15.5 ± 1.6	1.6 ± 0.5	0.4 ± 0.3
8	16.3 ± 1.8	1.0 ± 0.5	0.2 ± 0.2	19.1 ± 1.5	0.3 ± 0.2	0.1 ± 0.1	23.8 ± 1.0	0.1 ± 0.1	0.0 ± 0.0
9	6.9 ± 0.7	1.5 ± 0.7	0.3 ± 0.2	9.9 ± 1.2	1.1 ± 0.4	0.3 ± 0.2	26.5 ± 1.1	0.7 ± 0.3	0.3 ± 0.2
10	16.2 ± 1.6	1.7 ± 0.6	0.4 ± 0.3	14.2 ± 1.5	1.4 ± 0.5	0.2 ± 0.2	28.1 ± 1.6	0.3 ± 0.2	0.2 ± 0.2
11	15.6 ± 1.1	1.7 ± 0.6	0.4 ± 0.3	17.9 ± 1.3	0.8 ± 0.3	0.2 ± 0.2	28.8 ± 1.2	0.1 ± 0.1	0.0 ± 0.0
12	16.2 ± 1.7	2.0 ± 0.7	0.4 ± 0.2	14.4 ± 1.7	2.2 ± 0.7	0.5 ± 0.3	16.9 ± 1.9	1.5 ± 0.5	0.4 ± 0.2
13	17.2 ± 1.8	2.0 ± 0.6	0.5 ± 0.4	14.0 ± 1.6	2.0 ± 0.6	0.5 ± 0.3	19.0 ± 1.6	1.2 ± 0.4	0.4 ± 0.2
14	16.2 ± 1.7	1.7 ± 0.7	0.4 ± 0.3	13.7 ± 1.6	1.9 ± 0.6	0.4 ± 0.3	18.9 ± 1.6	1.1 ± 0.4	0.3 ± 0.2
15	14.7 ± 1.6	2.2 ± 0.5	0.5 ± 0.3	13.0 ± 1.6	2.4 ± 0.6	0.5 ± 0.3	16.8 ± 1.6	1.5 ± 0.5	0.4 ± 0.2
16	16.4 ± 1.9	2.1 ± 0.9	0.3 ± 0.2	14.2 ± 1.8	2.2 ± 0.7	0.4 ± 0.3	19.5 ± 1.9	1.1 ± 0.5	0.3 ± 0.2
17	15.9 ± 1.9	2.1 ± 0.7	0.4 ± 0.3	13.5 ± 1.8	1.9 ± 0.6	0.4 ± 0.2	16.6 ± 1.5	0.9 ± 0.4	0.3 ± 0.2
mean	15.2 ± 1.7	1.9 ± 0.6	0.4 ± 0.2	14.5 ± 1.6	1.7 ± 0.6	0.4 ± 0.2	20.9 ± 1.6	0.9 ± 0.4	0.2 ± 0.2

Tabelle B.5 Vergleich der Anzahl abgeschmittener Datenpunkte $> 3\sigma$ (positive Seite) aller Detektoren auf dem Stromempfindlichkeitsplateau für $U_{Bias} = 120$ mV, 160 mV und 200 mV mit den verschiedenen Datenkomprimierungsmethoden.

Kanal #	120 mV-Plateau		160 mV-Plateau		200 mV-Plateau	
	raw	avg8	raw	avg8	raw	avg8
2	6.7 ± 1.7	0.08 ± 0.18	8.5 ± 1.7	0.17 ± 0.23	5.1 ± 1.6	0.0 ± 0.0
3	5.1 ± 1.7	0.02 ± 0.05	5.0 ± 1.3	0.03 ± 0.06	0.9 ± 0.3	0.0 ± 0.0
4	5.8 ± 1.4	0.04 ± 0.09	6.1 ± 1.1	0.05 ± 0.10	3.8 ± 0.7	0.0 ± 0.0
5	5.9 ± 0.9	0.00 ± 0.00	2.9 ± 0.5	0.00 ± 0.00	1.0 ± 0.3	0.0 ± 0.0
6	8.2 ± 1.9	0.06 ± 0.12	5.5 ± 1.7	0.02 ± 0.07	0.7 ± 0.7	0.0 ± 0.0
7	11.6 ± 2.4	0.07 ± 0.11	13.8 ± 3.1	0.21 ± 0.28	3.1 ± 1.4	0.0 ± 0.0
8	5.0 ± 1.2	0.02 ± 0.05	0.5 ± 0.3	0.00 ± 0.00	1.1 ± 0.3	0.0 ± 0.0
9	0.7 ± 0.3	0.00 ± 0.02	0.8 ± 0.3	0.00 ± 0.00	1.0 ± 0.6	0.0 ± 0.0
10	7.5 ± 1.5	0.05 ± 0.09	3.9 ± 1.0	0.01 ± 0.03	6.5 ± 3.7	0.2 ± 0.2
11	6.7 ± 1.5	0.03 ± 0.07	1.0 ± 0.4	0.00 ± 0.00	0.4 ± 0.2	0.0 ± 0.0
12	7.9 ± 1.5	0.05 ± 0.08	10.2 ± 2.5	0.12 ± 0.18	2.2 ± 0.9	0.0 ± 0.0
13	8.6 ± 1.7	0.01 ± 0.03	8.5 ± 2.1	0.06 ± 0.10	1.3 ± 0.5	0.0 ± 0.0
14	8.1 ± 1.7	0.02 ± 0.08	8.2 ± 1.9	0.03 ± 0.07	0.7 ± 0.4	0.0 ± 0.0
15	8.7 ± 1.6	0.04 ± 0.10	10.1 ± 2.2	0.13 ± 0.22	1.4 ± 0.8	0.0 ± 0.0
16	6.4 ± 1.2	0.03 ± 0.10	8.0 ± 1.9	0.07 ± 0.15	0.7 ± 0.4	0.0 ± 0.0
17	9.0 ± 2.1	0.03 ± 0.06	9.4 ± 2.4	0.05 ± 0.10	0.7 ± 0.5	0.0 ± 0.0
mean	7.0 ± 1.5	0.04 ± 0.08	6.4 ± 1.5	0.06 ± 0.10	1.9 ± 0.8	0.0 ± 0.0

Tabelle B.6 Vergleich der Anzahl abgeschmittener Datenpunkte $> 3\sigma$ (negative Seite) aller Detektoren auf dem Stromempfindlichkeitsplateau für $U_{\text{Bias}} = 120$ mV, 160 mV und 200 mV mit den verschiedenen Datenkomprimierungsmethoden.

Kanal #	120 mV-Plateau			160 mV-Plateau			200 mV-Plateau		
	raw	avg8	avg16	raw	avg8	avg16	raw	avg8	avg16
2	5.7 ± 1.0	5.7 ± 2.2	2.3 ± 1.2	6.4 ± 0.9	6.3 ± 2.6	2.5 ± 1.5	7.3 ± 1.1	4.3 ± 1.8	2.0 ± 1.2
3	6.3 ± 1.1	3.8 ± 2.0	1.2 ± 1.0	6.7 ± 1.0	3.5 ± 1.4	1.2 ± 1.0	6.7 ± 1.1	2.1 ± 1.3	0.6 ± 0.7
4	6.1 ± 0.7	5.9 ± 2.4	1.9 ± 1.4	6.4 ± 0.9	5.6 ± 2.1	2.3 ± 1.4	7.6 ± 1.1	3.7 ± 1.4	1.7 ± 1.1
5	6.8 ± 0.8	4.2 ± 1.4	1.6 ± 1.2	7.2 ± 1.3	2.0 ± 1.0	1.3 ± 1.0	5.9 ± 0.8	1.7 ± 1.0	0.0 ± 0.0
6	7.2 ± 1.1	5.0 ± 1.7	1.7 ± 0.8	7.1 ± 1.2	3.9 ± 1.5	1.5 ± 1.0	7.4 ± 1.4	1.4 ± 0.9	1.3 ± 1.0
7	7.6 ± 0.9	5.5 ± 1.9	1.9 ± 1.2	8.4 ± 1.4	6.4 ± 2.6	2.4 ± 1.4	7.1 ± 1.3	4.2 ± 1.7	2.1 ± 1.3
8	7.4 ± 1.3	3.2 ± 1.8	1.1 ± 1.0	6.4 ± 1.1	1.3 ± 0.9	0.7 ± 0.7	5.6 ± 0.9	0.7 ± 0.7	0.0 ± 0.0
9	3.8 ± 0.7	4.1 ± 2.0	1.5 ± 1.1	4.4 ± 0.8	3.1 ± 1.3	1.5 ± 1.0	6.3 ± 1.0	2.4 ± 1.0	1.8 ± 1.2
10	7.7 ± 1.1	4.3 ± 1.8	2.0 ± 1.5	6.8 ± 1.1	3.9 ± 1.6	1.4 ± 1.0	8.7 ± 1.5	1.7 ± 0.9	1.1 ± 1.0
11	7.3 ± 1.0	4.5 ± 1.9	2.3 ± 1.5	6.3 ± 0.9	2.7 ± 1.3	1.4 ± 1.2	5.9 ± 0.8	0.7 ± 0.7	0.0 ± 0.0
12	7.1 ± 0.8	5.2 ± 2.0	2.0 ± 1.2	7.7 ± 1.2	5.4 ± 2.0	2.4 ± 1.4	6.9 ± 1.1	4.3 ± 1.8	2.1 ± 1.1
13	7.6 ± 1.0	4.7 ± 1.9	2.3 ± 1.4	7.4 ± 1.2	4.9 ± 2.0	2.4 ± 1.4	6.3 ± 1.1	3.5 ± 1.4	1.9 ± 1.1
14	7.4 ± 0.9	4.2 ± 1.6	1.7 ± 1.2	7.6 ± 1.2	4.8 ± 2.0	1.9 ± 1.2	6.2 ± 1.1	3.2 ± 1.3	1.7 ± 1.1
15	7.0 ± 0.9	5.7 ± 1.9	2.3 ± 1.5	7.5 ± 1.1	6.1 ± 2.3	2.6 ± 1.6	6.5 ± 1.2	4.0 ± 1.4	1.9 ± 1.2
16	6.8 ± 1.1	5.0 ± 2.1	1.9 ± 1.2	7.2 ± 1.1	5.5 ± 2.4	2.2 ± 1.4	6.6 ± 1.2	3.3 ± 1.5	1.6 ± 1.2
17	7.7 ± 1.1	5.5 ± 2.5	2.2 ± 1.6	7.8 ± 1.3	4.9 ± 1.8	2.1 ± 1.2	5.9 ± 1.0	2.8 ± 1.3	1.5 ± 1.0
mean	6.8 ± 1.0	4.8 ± 1.9	1.9 ± 1.2	7.0 ± 1.1	4.4 ± 1.8	1.9 ± 1.2	6.7 ± 1.1	2.7 ± 1.2	1.3 ± 0.9

Tabelle B.7 Anzahl der Iterationen des Sigma-Abschneidealgorithmus aller Detektoren auf dem Stromempfindlichkeitsplateau für $U_{\text{Bias}} = 120 \text{ mV}$, 160 mV und 200 mV mit den verschiedenen Datenkomprimierungsmethoden.

Kanal #	120 mV-Plateau	160 mV-Plateau	200 mV-Plateau
2	3.4644 ± 0.0006	3.4543 ± 0.0009	3.4466 ± 0.0009
3	3.4693 ± 0.0005	3.4603 ± 0.0008	3.4524 ± 0.0018
4	3.4746 ± 0.0005	3.4655 ± 0.0009	3.4564 ± 0.0010
5	3.4503 ± 0.0011	3.4440 ± 0.0024	3.4131 ± 0.0234
6	3.4578 ± 0.0006	3.4501 ± 0.0016	3.4450 ± 0.0040
7	3.4646 ± 0.0006	3.4576 ± 0.0011	3.4556 ± 0.0018
8	3.4563 ± 0.0008	3.4553 ± 0.0030	3.4436 ± 0.0143
9	3.4686 ± 0.0015	3.4617 ± 0.0020	3.4571 ± 0.0041
10	3.4581 ± 0.0007	3.4510 ± 0.0018	3.4478 ± 0.0050
11	3.4506 ± 0.0007	3.4479 ± 0.0022	3.4347 ± 0.0111
12	3.4495 ± 0.0006	3.4426 ± 0.0010	3.4429 ± 0.0013
13	3.4575 ± 0.0005	3.4501 ± 0.0012	3.4482 ± 0.0022
14	3.4541 ± 0.0006	3.4448 ± 0.0015	3.4436 ± 0.0022
15	3.4826 ± 0.0007	3.4755 ± 0.0011	3.4727 ± 0.0017
16	3.4621 ± 0.0009	3.4559 ± 0.0013	3.4532 ± 0.0019
17	3.4614 ± 0.0009	3.4541 ± 0.0012	3.4531 ± 0.0022
mean	3.462 ± 0.009	3.454 ± 0.009	3.448 ± 0.013

Tabelle B.8 Resetlevel aller Detektoren im Verlauf der Langzeitmessungen auf den Stromempfindlichkeitsplateaus mit $U_{\text{Bias}} = 120 \text{ mV}$, 160 mV und 200 mV . Die Unterschiede zwischen den Kanälen resultieren aus unterschiedlichen Dotierkonzentrationen und leicht verschiedenen mechanischen Drücken innerhalb des Kristallstapels.

B.4 Technische Implementierung der Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren

Die Programmierung der im Rahmen dieser Dissertation erarbeiteten Prozedur für die Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren und Optimierung der Betriebsparameter im Weltraum (siehe Kap. 8.4) wurde von P. Royer (KU Leuven) des ICC-Teams umgesetzt. In Tab. B.9 sind die CUS-Module (für engl. Common Uplink System) mit präziser Dauer der jeweiligen astronomischen Beobachtungen (AOR für engl. Astronomical Observation Request) zusammengefasst (Auszug aus Feuchtgruber [2008]).

Beobachtungsmodus (AOT)	Vollständig definierte Beobachtung (AOR)	Dauer [s]
GeGa_BIAS_1		72878
PacsEng_Spec_setupGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock101_SpecSetup_na_0001	358
PacsEng_Spec_spu_setup_wait_resetGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock102_SpuSetupReset_na_0001	2109
PacsEng_Spec_GeGa_Loop_CommGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock103_ParametersLoop_na_0001	33150
PacsEng_Spec_CuringGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock104_Curing4mA_na_0001	747
PacsEng_Spec_GeGa_Loop_CommGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock105_ParametersLoop_na_0002	35514
PacsEng_Spec_CuringGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock106_Curing2mA_na_0002	987
PacsEng_ENTER_SAFE_ModeGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock107_EnterSafeMode_na_0001	13
GeGa_BIAS_2		23545
PacsEng_Spec_setupGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock201_SpecSetup_na_0001	358
PacsEng_Spec_spu_setup_wait_resetGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock202_SpuSetupReset_na_0001	2109
PacsEng_Spec_GeGa_Loop_CommGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock203_ParametersLoop_na_0001	16602
PacsEng_Spec_Fov_ScanGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock204_FovScan_na_0001	376
PacsEng_Spec_Fov_ScanGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock205_FovScan_na_0002	376
PacsEng_Spec_GeGa_Chop_2_3Gen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock206_Chop23_na_0001	807
PacsEng_Spec_GeGa_Chop_2_3Gen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock207_Chop23_na_0002	807
PacsEng_Spec_CuringGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock208_Curing_na_0001	2097
PacsEng_ENTER_SAFE_ModeGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock209_EnterSafeMode_na_0001	13
GeGa_DARK		24611
PacsEng_Spec_setupGen	CPSpecGeGa_na_nStdBlockDark1_SpecSetup_na_0001	358
PacsEng_Spec_spu_setup_wait_resetGen	CPSpecGeGa_na_nStdBlockDark2_SpuSetupReset_na_0001	2109
PacsEng_Spec_GeGa_Loop_CommGen	CPSpecGeGa_na_nStdBlockDark3_ParametersLoop_na_0001	4782
PacsEng_Spec_CuringGen	CPSpecGeGa_na_nStdBlockDark4_Curing4mA_na_0001	747
PacsEng_Spec_GeGa_Loop_CommGen	CPSpecGeGa_na_nStdBlockDark5_ParametersLoop_na_0002	16602
PacsEng_ENTER_SAFE_ModeGen	CPSpecGeGa_na_nStdBlockDark6_EnterSafeMode_na_0001	13
GeGa_BIAS_3		21909
PacsEng_Spec_setupGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock301_SpecSetup_na_0001	358
PacsEng_Spec_spu_setup_wait_resetGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock302_SpuSetupReset_na_0001	2109
PacsEng_Spec_Curing_ExploreGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock303_CuringExplore_na_0001	971
PacsEng_Spec_CuringGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock304_Curing4mA_na_0001	747
PacsEng_Spec_GeGa_Loop_CommGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock305_OneParamSet_na_0001	14486
PacsEng_Spec_GeGa_Loop_CommGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock306_ParametersLoop_na_0001	2478
PacsEng_Spec_CuringGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock307_Curing4mA_na_0001	747
PacsEng_ENTER_SAFE_ModeGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock308_EnterSafeMode_na_0001	13
GeGa_BIAS_4		22762
PacsEng_Spec_setupGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock401_SpecSetup_na_0001	358
PacsEng_Spec_spu_setup_wait_resetGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock402_SpuSetupReset_na_0001	2109
PacsEng_Spec_CuringGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock403_Curing_na_0001	747
PacsEng_Spec_BufferTransmissionGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock404_BufferTrans_na_0001	18000
PacsEng_Spec_Curing_ExploreGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock405_CuringExplore_na_0001	1535
PacsEng_ENTER_SAFE_ModeGen	CPSpecGeGa_na_nStdCPBlock406_EnterSafeMode_na_0001	13

Tabelle B.9 Überblick über die CUS-Module für die Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren und Optimierung der Betriebsparameter im Weltraum nach Kap. 8.4 (Auszug aus Feuchtgruber [2008]).

Die folgenden Abschnitte zeigen die Kommandierung und Realisierung der technischen Implementierung der im Rahmen dieser Dissertation erarbeiteten Prozedur zur Inbetriebnahme der Ge:Ga-Detektoren der PACS-Spektrometerkameras während der Phase der Inbetriebnahme (siehe Kap. 8.4 und [Stegmaier et al., 2008]) wie von P. Royer (KU Leuven; ICC-Team) umgesetzt.

B.4.1 GeGa_BIAS_1

1. PacsEng_Spec_setup (6 min)

- **Parameters & defaults:**

grat_pos = 800 000	grating position
filter_pos = TBD „POS A“	FW position [„POS A“, „POS B“]
temp_CS1 = TBD	temperature of calibration source 1
temp_CS2 = TBD	temperature of calibration source 2
blu_heater_current = TBD	heating of LS modules
- **Performs:**
 - CRE setup
 - Mechanical setup, incl. CS
 - SPU setup
- **Duration:** 6 min

2. PacsEng_Spec_spu_setup_wait_reset (35 min)

- **Aim:** CS warm up (37 min) and CRE stabilisation (30 min).
- **Parameters:**

comp_mode_blu = 16	
comp_mode_red = 16	
nb_samp_subramp_blu = 64*	red subramp length (directly connected to ramp_fit_alg)
nb_samp_subramp_red = 64*	blue subramp length
ramp_fit_alg = 0*	ramp fit algorithm [0=LstSq; 1=mean value]
*Comment: take sample average of 16 samples per subramp and ramp fit algorithm 1 if feasibility is confirmed	
nb_raw_spu_blu = 3	
nb_raw_spu_red = 3	
glitch_det = 1	
startSPU = true	
wait_time = 2100	
stopSPU = true	
- **Performs:**
 - SPU setup
 - delay (wait_time)
 - SPU reset
- **Duration:** 35 min

3. PacsEng_Spec_GeGa_Loop_Comm (584 min)

- **Aim:** Tracking the responsivity drifts
- **Parameters:**

repeat_global = 15	global repetition factor (main loop)
repeat_intern = 2	repetition factor inside the bias loop
bias_blue = [0.06, 0.08, 0.1, 0.12]	bias blue
bias_red = [0.02, 0.03, 0.045, 0.06]	bias red red
ramp_len_blue = [32, 64]	ramp length blue (set integration time)
ramp_len_red = [32, 64]	ramp length red (set integration time)
capa_blue = [8, 12]	capacity blue (0 = 0.1 pF, 8 = 0.2 pF, 4 = 0.4 pF, 12 = 1 pF)
capa_red = [8, 12]	capacity red (0 = 0.1 pF, 8 = 0.2 pF, 4 = 0.4 pF, 12 = 1 pF)
meas_time = 60	observing time in seconds per setting
bias_res_blue = 0.01	resistor bias blue
bias_res_red = 0.01	resistor bias red
chop_pos = -21350	chopper position CS1
grat_pos = 800 000	grating position
filter_pos = „POS A“	FW position

- **Performs:**
 - Position chopper (CS1), grating, FW (assumed previously configured)
 - CRE SETUP
 - SPU SETUP
 - LOOP MAIN (15 times)
 - LOOP BIAS (4 values)
 - LOOP INTERNAL (2 times)
 - LOOP RAMPLENGTH (2 values)
 - LOOP CAPA (2 values)
 - CRE SETUP
 - SPU SETUP
 - IF first bias & ramplength & capa & first pass in internal
 - delay(60 sec)
 - delay(meas_time)
 - SPU RESET
 - END ALL LOOPS
 - SPU reset
 - **Duration:** 584 min
4. PacsEng_Spec_Curing (13 min)
- **Aim:** Full curing with $I_{\text{flasher}} = 4$ mA.
 - **Parameters:**
 - blue_flasher_current = 819 (4 mA) [0,820]
 - red_flasher_current = 819 (4 mA) [0,820]
 - nflash = 3 number of flashes
 - flash_time = 60 duration of each flash
 - idle_time = 120 measurement time
 - final_delay = 60 for following the re-stabilisation after the flashes
 - **Performs:**
 - Position chopper, grating, FW
 - CRE SETUP
 - SPU SETUP
 - SWON flashers
 - loop
 - flasher current >< 0 (flash_time)
 - flasher current == 0 (idle_time)
 - SWOF flashers
 - final_delay
 - chopper → 0
 - SPU reset
 - **Duration:** 13 min
5. PacsEng_Spec_GeGa_Loop_Comm: See above (584 min)
6. PacsEng_Spec_Curing (17 min)
- **Aim:** Attempt full curing with $I_{\text{flasher}} = 2$ mA.
 - **Parameters:**
 - blue_flasher_current = 410 (2 mA)
 - red_flasher_current = 410 (2 mA)
 - nflash = 3
 - flash_time = 60
 - idle_time = 120
 - final_delay = 300
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** 17 min
7. PacsEng_ENTER_SAFE_Mode
- **Performs:** PACS to SAFE MODE
 - **Duration:** 13 sec

Total duration: $6 + 35 + 584 + 13 + 584 + 17 = 1239$ min ≈ 20.7 h
Feedback: 5 days analysis, feedback via XHSpot

B.4.2 GeGa_BIAS_2

Option A

Prerequisite: GeGa_BIAS_1 results in the decision that an operation on the high responsivity plateau is feasible.

1. PacsEng_Spec_setup: See above with $T_{CS2} = 55$ K TBC (6 min)
2. PacsEng_Spec_spu_setup_wait_reset: See above (35 min)
3. PacsEng_Spec_GeGa_Loop_Comm (255 min)
 - **Aim:** Responsivity monitoring over restricted parameter grid.
 - **Parameters:**
TBD from GeGa_BIAS_1
The repeat_global will be chosen
for the duration to be ~ 4 hours
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** ~ 255 min
4. Signal exploration (42 min)
 - a) FoV Scan: A. PacsEng_Spec_Fov_Scan (7 min)
 - **Aim:** Signal exploration: Field of view scan.
 - **Parameters:**

grat_pos = 800 000	grating position
filter_pos = „POS A“	filter pos [„POS A“, „POS B“]
nb_up_dn = 2	P#1 number of up-down seqs
nb_ramps = 2	P#2 number of ramps on step
nb_rdouts_ramp = 64*	ramp length used in computation of OBCP duration only
ramp_fit_alg = 0*	ramp fit algorithm [0=LstSq; 1=mean value]

*Comment: take sample average of 16 samples per subramp and ramp fit algorithm 1 if feasibility is confirmed
 - **Performs:**
 - Position chopper, grating, FW
 - CRE SETUP
 - SPU SETUP
 - OBCP_chop_scan_spec
 - 310 chopper steps of 150 units up and down between positions -23500 and 23000
 - SPU Reset
 - **Duration:** 7 min
 - b) FoV Scan: B. PacsEng_Spec_Fov_Scan (7 min)
 - **Parameters:**
filter_pos = „POS B“
all the rest see above
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** 7 min
 - c) Chopped Measurement: A. PacsEng_Spec_GeGa_Chop_2.3 (14 min)
 - **Aim:** Signal exploration: chopped observations.
 - **Parameters:**

grat_pos = 800 000	NB: grating position fixed throughout the test
filter_pos = „POS A“	filter pos [„POS A“, „POS B“]
nb_rdouts_ramp = 64*	ramp length used in computation of OBCP duration only
ramp_fit_alg = 0*	ramp fit algorithm [0=LstSq; 1=mean value]

*Comment: take sample average of 16 samples per subramp and ramp fit algorithm 1 if feasibility is confirmed

nb_grat_steps = 1	number of grating steps P#2
nb_SRC_OFF = 25	number of cycles grating position P#3
nb_ramps_plateau = 2	number of ramps per chopper plateau P#5
 - **Performs:**
 - Position chopper, grating, FW
 - CRE SETUP
 - SPU SETUP
 - OBCP_spec.2.3.chop: center \leftrightarrow small chopper throw (-1408, +2724)
 - OBCP_spec.2.3.chop: center \leftrightarrow medium chopper throw (-5552, +6769)
 - OBCP_spec.2.3.chop: center \leftrightarrow large chopper throw (-11580, +12444)
 - OBCP_spec.2.3.chop: center \leftrightarrow medium chopper throw + visit the CSs
 - SPU Reset

- **Duration:** 14 min
- d) Chopped Measurement: B. PacsEng_Spec_GeGa_Chop_2.3 (14 min)
- **Parameters:**
filter_pos = „POS B“
all the rest see above
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** 14 min
5. PacsEng_Spec_Curing (35 min)
- **Aim:** Progressive curing / stimulating flashes.
 - **Parameters:**
Position chopper, grating, FW
blue_flasher_current = TBD
red_flasher_current = TBD
nflash = 18
flash_time = 10
idle_time = 60
final_delay = 300
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** 35 min
6. PacsEng_ENTER_SAFE_Mode see above (13 sec)

<p>Total duration: $6 + 35 + 255 + 7 + 7 + 14 + 14 + 35 = 373$ min = 6.22 h Feedback: 2 days analysis, feedback via XHSpot</p>

Option B

Prerequisite: GeGa_BIAS_1 results in the decision that an operation on the high responsivity plateau is not feasible.

1. PacsEng_Spec_setup: See above (6 min)
2. PacsEng_Spec_spu_setup_wait_reset: See above (35 min)
3. PacsEng_Spec_Curing_Concept_Loop (300 min)
 - **Aim:** Determine the best bias setup for this concept including curing.
 - **Parameters:**

repeat_intern = 10	repetition factor inside the bias loop
bias_blue = [0.08, 0.1, 0.125, 0.15, 0.175, 0.2]	bias blue
bias_red = [0.02, 0.03, 0.04, 0.05, 0.06, 0.07]	bias red red
ramp_len_blue = [32, 64]	ramp length blue (set integration time)
ramp_len_red = [32, 64]	ramp length red (set integration time)
capa_blue = [8, 12]	capacity blue
capa_red = [8, 12]	capacity red
meas_time = 60	observing time in seconds per setting
bias_res_blue = 0.01	resistor bias blue
bias_res_red = 0.01	resistor bias red
chop_pos = -21350	chopper position CS1
grat_pos = 800 000	grating position
filter_pos = „POS A“	FW position [„POS A“, „POS B“]
blue_flasher_current = TBD	[0,820]; 819 = 4 mA
red_flasher_current = TBD	[0,820]; 819 = 4 mA
nflash = TBD (default = 3)	number of flashes
flash_time = TBD (default = 60)	duration of each flash
 - **Performs:**
 - Position chopper, grating, FW
 - CRE SETUP
 - SPU SETUP
 - LOOP BIAS (6 values; 40 min resp. monitoring +10 min curing each)
 - FULL CURING (see above)
 - LOOP INTERNAL (10 times following 4 settings)
 - LOOP RAMPLENGTH (2 values)
 - LOOP CAPA (2 values)
 - CRE SETUP
 - SPU SETUP
 - delay(meas_time)
 - SPU RESET
 - END ALL LOOPS
 - Grating & chopper back to default positions
 - **Duration:** 300 min
4. PacsEng_Spec_Curing (22 min)
 - **Aim:** Test partial / progressive curing while the responsivity is increasing constantly.
 - **Parameters:**

blue_flasher_current = TBD
red_flasher_current = TBD
nflash = TBD (~ 10)
flash_time = 10
idle_time = 60
final_delay = 300
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** 22 min
5. PacsEng_ENTER_SAFE_Mode: See above (13 sec)

Total duration: 6 + 35 + 300 + 22 = 363 ~ 6.1 h
Feedback: 2 days analysis, feedback via XHSpot (time till GeGa_BIAS_3)

B.4.3 GeGa_DARK

1. PacsEng_Spec_setup: See above with $T_{CS2} = 4 \text{ K}$ ($I_{CS2} = 0 \text{ A}$) (6 min)
2. PacsEng_Spec_spu_setup_wait_reset: See above (35 min)
3. PacsEng_Spec_GeGa_Loop_Comm (21 min)

- **Aim:** Tracking the dark current

- **Parameters:**

repeat_global = 2	global repetition factor (main loop)
repeat_intern = 2	repetition factor inside the bias loop
bias_blue = [0.06, 0.08, 0.1, 0.12]	bias blue
bias_red = [0.02, 0.03, 0.045, 0.06]	bias red red
ramp_len_blue = [32,64] TBD	ramp length blue (set integration time)
ramp_len_red = [32,64] TBD	ramp length red (set integration time)
capa_blue = [0,8]	capacity blue (0 = 0.1 pF, 8 = 0.2 pF, 4 = 0.4 pF, 12 = 1 pF)
capa_red = [0,8]	capacity red (0 = 0.1 pF, 8 = 0.2 pF, 4 = 0.4 pF, 12 = 1 pF)
meas_time = 180	observing time in seconds per setting
bias_res_blue = TBD	resistor bias blue
bias_res_red = TBD	resistor bias red
chop_pos = -21350	chopper position CS1
grat_pos = 800 000	grating position
filter_pos = „POS A“	FW position

- **Performs:**

- Position chopper: CS2
- Position grating, FW (assumed previously configured)
- Rest: same as above

- **Duration:** 21 min

4. PacsEng_Spec_Curing (13 min)

- **Aim:** Full curing.

- **Parameters:**

blue_flasher_current = 819 (4 mA)	[0,820]
red_flasher_current = 819 (4 mA)	[0,820]
nflash = 3	number of flashes
flash_time = 60	duration of each flash
idle_time = 120	measurement time
final_delay = 60	for following the re-stabilisation after the flashes

- **Performs:** see above

- **Duration:** 13 min

5. PacsEng_Spec_GeGa_Loop_Comm (255 min)

- **Aim:** Tracking the dark current

- **Parameters:**

repeat_global = 15	global repetition factor (main loop)
repeat_intern = 2	repetition factor inside the bias loop
bias_blue = [0.06, 0.08, 0.1, 0.12]	bias blue
bias_red = [0.02, 0.03, 0.045, 0.06]	bias red red
ramp_len_blue = [32,64] TBD	ramp length blue (set integration time)
ramp_len_red = [32,64] TBD	ramp length red (set integration time)
capa_blue = [0,8]	capacity blue (0 = 0.1 pF, 8 = 0.2 pF, 4 = 0.4 pF, 12 = 1 pF)
capa_red = [0,8]	capacity red (0 = 0.1 pF, 8 = 0.2 pF, 4 = 0.4 pF, 12 = 1 pF)
meas_time = 60	observing time in seconds per setting
bias_res_blue = TBD	resistor bias blue
bias_res_red = TBD	resistor bias red
chop_pos = -21350	chopper position CS1
grat_pos = 800 000	grating position
filter_pos = „POS A“	FW position

- **Performs:**

- Position chopper (CS2): $T_{CS2} = 4 \text{ K}$ ($I_{CS2} = 0 \text{ A}$)
- Position grating, FW (assumed previously configured)
- rest: same as above

- **Duration:** 255 min

6. PacsEng_ENTER_SAFE_Mode: See above (13 sec)

Total duration: 6 + 35 + 21 + 13 + 255 = 330 ~ 5.5 h
Feedback: 0 days analysis, feedback into PV only

B.4.4 GeGa_BIAS_3

Prerequisite: If curing is necessary, the curing and buffer transmission measurements will be repeated a couple of times depending on the required curing frequency. This is TBD after `GeGa_BIAS_1` and `GeGa_BIAS_2`.

1. `PacsCal_Spec_setup`: See above with chopper on sky (6 min)
2. `PacsCal_Spec_spu_setup_wait_reset`: See above (35 min)
3. Partial or full curing as desired
 - a) `PacsCal_Spec_Curing_Explore` (might also be skipped) (15 min)
 - **Aim:** Test partial curing.
 - **Parameters:** TBD from `GeGa_BIAS_1` & `GeGa_BIAS_2`
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** 15 min
 - b) `PacsCal_Spec_Curing` (might also be skipped) (10 min)
 - **Aim:** Full curing.
 - **Parameters:** TBD from `GeGa_BIAS_1` & `GeGa_BIAS_2`
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** 10 min
4. `PacsCal_Spec_GeGa_Loop_Comm` (270 min)
 - **Aim:** Responsivity monitoring w/o setting-loop with the best parameter set TBD
 - **Parameters:** TBD from `GeGa_BIAS_2`
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** ~ 270 min
5. `PacsCal_Spec_Curing` (30 min)
 - **Aim:** Test partial curing / stimulating flashes.
 - **Parameters:**
 - `blue_flasher_current` = TBD
 - `red_flasher_current` = TBD
 - `nflash` = TBD (~ 15)
 - `flash_time` = 10
 - `idle_time` = 60
 - `final_delay` = 300
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** 30 min
6. `PacsCal_ENTER_SAFE_Mode`: See above (13 sec)

Total duration: $6 + 35 + 15/10 + 270 + 30 = 366$ min = 6.1 h
Feedback: 1 day analysis, feedback via XHSpot

B.4.5 GeGa_BIAS_4

1. PacsCal.Spec_setup: See above with chopper on sky (6 min)
2. PacsCal.Spec_spu_setup_wait_reset: See above (35 min)
3. PacsCal.Spec_Curing (might also be skipped) (10 min / 15 min)
 - **Aim:** Full or partial curing.
 - **Parameters:** TBD from GeGa_BIAS_3
 - **Performs:** See above
 - **Duration:** 10 min / 15 min
4. PacsCal.Spec_BufferTransmission (300 min)
 - **Aim:** Buffer transmission mode observation.
 - **Parameters:**

ramp_len_red = TBD	red ramps length
ramp_len_blu = TBD	blue ramps length
bias_d_red = TBD	BIAS_D for red spectro [0.0,1.0]
bias_d_blu = TBD	BIAS_D for blue spectro [0.0,1.0]
capa_red = TBD	capacitor red
capa_blu = TBD	capacitor blue
grat_pos = 800 000	grating position during the observation (fixed)
filter_pos = „POS A“	FW position during the observation (fixed) [„POS A“ „POS B“]
stare_time = TBD	idle time in buffer transmission mode
 - **Performs:**
 - Position chopper, grating, FW
 - CRE SETUP
 - DPU_SET_BUS_LIST(„ENABLE“)
 - SPU Setup
 - Measure for a very long time (stare_time)
 - Reposition the chopper on 0
 - SPU Reset
 - DPU_SET_BUS_LIST(„DISABLE“)
 - **Duration:** 300 min
5. PacsCal.Spec_Curing_Explore (might also be skipped) (15 min)
 - **Aim:** Partial curing exploration.
 - **Parameters:**

bias_d_red = TBD	BIAS_D for red spectro [0.0,1.0]
bias_d_blu = TBD	BIAS_D for blue spectro [0.0,1.0]
blue_flasher_current = TBD	[0,820]
red_flasher_current = TBD	[0,820]
nflash = TBD	number of flashes
flash_time = TBD	duration of each flash
idle_time = TBD	measurement time
final_delay = TBD	for following the re-stabilisation after the flashes
 - **Duration:** 15 min
6. PacsCal_ENTER_SAFE_Mode: See above (13 sec)

Total duration: 6 + 35(+10) + 300(+15) = 366 min = 6.1 h

Feedback: 0 day analysis, feedback into PV only
--

C Anhang: Strategien für einen stabilen und kalibrierbaren Betrieb

C.1 Übersicht der Beobachtungsmodi

Die Beobachtungen mit dem PACS-Spektrometer werden mit standardisierten Beobachtungsprozeduren ausgeführt. Je nach Beobachtungsziel und Eigenschaften des Zielobjekts können vier Beobachtungsmodi (AOT für engl. Astronomical Observation Template) ausgewählt werden:

Beobachtungsmodus	Beobachtungsziele & Eigenschaften des Zielobjekts
chop/nod Linienspektroskopie	relativ schmale einzelne Linien in kompakten Objekten
Wellenlängen-Wechseln	einzelne Linien in ausgedehnten Objekten (größer als Chopperhub)
chop/nod Bereichsspektroskopie	sehr breite Linien in kompakten Objekten
SED-Modus (Kontinuum & Linien)	Bereichs- und Komplettspektrum kompakter Objekte

Dabei bezeichnet chop und nod die Chopper- und Pointingparameter:

- chop: Verschiebung des Bildfeldes durch schnelle periodische Auslenkung des Choppers zur Subtraktion von Teleskop- und Himmelshintergrund.
- nod: Verfahren des Teleskops um den Abstand zwischen Target- und Referenzposition (Chopperhub), was den möglichen konstanten Signal-Offset z.B. infolge von Temperaturgradienten auf dem Hauptspiegel oder eines zusätzlichen Signals wegen Randbereichen und somit nicht homogene Hintergrundsignale korrigiert.

Außerdem wird zur Korrektur von verbleibenden Weißbildefekten und schlechten Pixeln das sogenannte dithering eingesetzt. Dabei wird entweder das Teleskop um einen kleinen Winkel versetzt oder der Chopperhub leicht variiert.

Alle Beobachtungsstrategien sind auf die Wahl eines Filters beschränkt und folgen einem Muster aus Vorbereitung, interner Kalibrierung und Beobachtung am Himmel [Altieri und Vavrek, 2007a].

C.2 Korrektur von instrumentellen Effekten

Instrumentelle Effekte und Artefakte können Auswirkungen auf die endgültig erzielbare absolute Kalibrierungsgenauigkeit haben. Daher sollten die Daten vor der Kalibrierung bereinigt werden (teilweise nach Altieri und Vavrek, 2007b):

- Kennzeichnung und (falls möglich) Korrektur von schlechten und gesättigten Pixeln
- Lokalisierung und (falls möglich) Korrektur von Signalausreißern und Glitches
- Linearisierung der Integrationsrampen
- Korrektur des Übersprechens mittels der sogenannten Übersprech-Matrix
- Korrektur der transienten Effekte des Detektorsignals sowie der Gedächtniseffekte nach einem Flusswechsel (sollte für kleine Flusswechsel vernachlässigbar sein, siehe Kap. 5)
- Dunkelstromkorrektur durch differentielle Messungen
- Korrektur des Stromempfindlichkeitsprofils der Pixel für jede Filtereinstellung. Das Profil resultiert aus dem effektiven Raumwinkel der Blenden und der Kamerapixel, aus der Filtertransmission und unterschiedlichen spektralen Empfindlichkeiten der Pixel.
- Korrektur des Streulichts der internen Eichquellen im Himmelsfeld

Es werden redundante Messungen infolge von Wiederholungen und Überlappungen durchgeführt, um Transienten und Glitches extrahieren zu können.

C.3 Photometrische Kalibrierung

Die photometrische Kalibrierung umfasst (nach Klaas et al. [2009]):

- Charakterisierung und Kalibrierung der internen Stimulatoren (Emissivität, Weißbilder, absolute Flusskalibrierung, Reproduzierbarkeit)
- Signallinearität des Systems mit dem IR-Fluss
- Subtraktion des Himmelhintergrundes
- Division der Signale durch die relative spektrale Instrumentantwortfunktion jedes Detektors
- Stromempfindlichkeitskalibrierung durch differentielle Messung zwischen beiden Kalibrierungsquellen
- Multiplikation der Signale mit der absoluten Empfindlichkeit zur Flusskalibrierung
- Bestimmung des minimal detektierbaren Flusses
- Konvertierung des Signals der Himmelspositionen in eine absolute Flussdichte
- Absolute Flusskalibrierung an externen Kalibrierungsquellen
- Absolute Kalibrierung bei den Schlüsselwellenlängen
- Bewertung der RSRF durch Asteroiden im Flussbereich 1 – 500 Jy oder Planeten
- Abschätzung der Linearität durch Asteroiden im Flussbereich 1 – 500 Jy oder Planeten
- Abschätzung des Flatfields durch kompakte Sekundärkalibratoren und spektrale PSF-Standards
- Farbkorrektur, Entrötung und Rotverschiebungskorrektur
- Reproduzierbarkeit der Primär- und Sekundärkalibratoren und Stabilität des Systems (insbes. Teleskophintergrund)

C.3.1 Relative photometrische Flusskalibrierung

Interne Eichquellen

Die internen Kalibrierungsquellen (siehe Kap. 8.2.1) werden zur relativen photometrischen Eichung der Detektoren unmittelbar vor jeder Messeinheit mithilfe des Chopperspiegels auf die Detektoren abgebildet und kurze spektrale Scans bei den Schlüsselwellenlängen der spektralen Bänder als Teil der Beobachtungsschablone durchgeführt. Dadurch können Pixel-zu-Pixel-Variationen sowie zeitliche Veränderungen der Detektorempfindlichkeit verfolgt und bei der Bestimmung von Flächenhelligkeiten berücksichtigt werden. Auch können auf diese Weise Nichtlinearitäten und Gedächtniseffekte der Detektoren korrigiert werden. Langzeitvariationen werden durch Trendanalyse der Kalibrierungsmessungen gleicher Gittereinstellung identifiziert.

Externe Eichstandards

Zur relativen photometrischen Flusskalibrierung werden Sekundärkalibratoren verwendet, die keine hohe absolute Flussgenauigkeit benötigen. Sie dürfen im Wellenlängenbereich von PACS nicht variabel sein und Flüsse von einigen Jy bis ~ 100 Jy ($\lambda = 90 \mu\text{m}$) abdecken. Es wurden vier Sterne, hauptsächlich Herbig Ae/Be-Sterne, sowie vier ULIRGs mit Genauigkeiten des vorhergesagten Flusses von $\sim 10 - 15$ % als helle Sekundärkalibratoren festgelegt. Diese Liste wurde durch Kalibrierungsterne der ISO-Mission, die bei HERSCHEL nicht für die absolute photometrische Flusskalibrierung benutzt werden, ergänzt [Klaas et al., 2009].

Dunkles Himmelfeld

Bei Kalibrierungen, die nur die internen Kalibrierungsquellen oder den Teleskopuntergrundfluss als Referenz verwenden, sollte das Teleskop auf eine möglichst dunkle Himmelsposition ausgerichtet sein, um einen zusätzlichen und möglicherweise schwankenden Fluss auf die Detektoren zu vermeiden. Ein geeignetes dunkles Referenzfeld mit schwachem Himmelhintergrund von $\approx 1 \text{ MJy sr}^{-1}$ (Zodiaklicht subtrahiert) liegt nahe des ekliptischen Nordpols und wurde schon während der ISO-Mission verwendet.

C.3.2 Absolute photometrische Flusskalibrierung

Das Differenzsignal der internen Eichquellen wird während der gesamten Mission in regelmäßigen Abständen mit wohlbekanntem Himmelseichstandards (Primärkalibratoren) verschiedener Flussniveaus absolut kalibriert. Dies erfolgt in individuellen Kalibrierungsphasen bei den Schlüsselwellenlängen.

Bei den Primärkalibratoren müssen die spektralen Flüsse und Atmosphärenmodelle bis $\lambda \sim 200 \mu\text{m}$ mit einer hohen absoluten Genauigkeit von $< 5 \%$ bekannt bzw. modelliert sein. Außerdem dürfen die gewählten externen Eichstandards keinen FIR-Überschuss durch eine Staubscheibe (sogenanntes Vega-Phänomen) besitzen und zudem nicht variabel sein. Sie sollten Helligkeiten zwischen 0.1...10 Jy ($\lambda > 90 \mu\text{m}$) besitzen und verschiedene Spektraltypen abdecken. Zudem sollte immer mindestens ein Objekt im für HERSCHEL sichtbaren Himmelsbereich liegen.

Planeten, Asteroiden und Sterne sind als Hauptkalibratoren im FIR vorgesehen: Planeten decken den hohen (differentiellen) und Sterne den niedrigen Flussbereich ab, während Asteroiden einen großen Bereich von mittleren bis niedrigen Flüssen bereitstellen.

- Asteroiden, deren Strahlungsmaxima bei $\sim 20 \mu\text{m}$ liegen, bieten eine geeignete Spektralverteilung für Wellenlängen $> 50 \mu\text{m}$ und sind im NIR/VIS relativ schwach. Geringe kurzwellige Lecks in den FIR-Filtern haben daher anders als bei der Verwendung von Sternen als Kalibratoren keinen großen Einfluss auf das Signal. Es wurde eine Liste von 55 Asteroiden für die Kalibrierung von HERSCHEL zusammengestellt [Klaas et al., 2009].
- Sterne eignen sich eher für den kurzwelligeren Bereich. Da ihr Spektrum zu längeren Wellenlängen hin mit $F(\lambda) \propto T_e \lambda^{-4}$ stark abfällt, sind für FIR-Kalibrierungen nur im optischen sehr helle, physikalisch gut verstandene Sterne zu verwenden. Bei Ge:Ga-Detektoren, die auch bei kurzen Wellenlängen empfindlich sind, führen daher geringe kurzwellige Lecks in den FIR-Filtern zu signifikanten Signalverfälschungen. Deshalb ist eine unabhängige Kontrolle mit kühleren Kalibratoren wie Planeten und Asteroiden von großer Bedeutung. Acht Sterne der Spektralklassen A, K und M werden als Primärkalibratoren verwendet: α Boo, α Tau, β And, β Peg, γ Dra, α CMa (Sirius), α Cet, β UMi. Für die Standards existieren jeweils ISO/SWS-, MIPS-, IRAM- und/oder SEST-Beobachtungen sowie optische Spektren mit hoher Auflösung, welche für die Anpassung der theoretischen Modelle wichtig sind. Der Fluss von Sirius ist im PACS-Spektralbereich bis auf einen Fehler von 1 – 2 % bekannt.

Vergleiche der Feinkalibrierungsquellen mit den primären Standards werden während der gesamten Mission in regelmäßigen Abständen durchgeführt. Damit können auch mögliche alterungsbedingte Veränderungen erkannt werden.

Interne und externe Kreuzkalibrierung

Mithilfe der internen Kreuzkorrelation, bei der die kalibrierten Flüsse innerhalb der verschiedenen Spektrometerordnungen verglichen werden, wird die Konsistenz verschiedener Beobachtungen gewährleistet. Außerdem sind bei $205 \mu\text{m}$ (NII-Linie) HERSCHEL-interne Kreuzkalibrierungen in allen drei Instrumenten möglich. Damit kann sichergestellt werden, dass Beobachtungen einer Quelle mit den verschiedenen Beobachtungsmodi konsistente Ergebnisse liefern. Darüber hinaus sind externe Kreuzkalibrierungen mit Instrumenten anderer Weltraumobservatorien wie ISO, SPITZER, AKARI und PLANCK geplant.

Danke !

Leider läßt sich eine wahrhafte Dankbarkeit mit Worten
nicht ausdrücken ...

Goethe

Zum Abschluss danke ich allen, die auf unterschiedlichste Art zum Entstehen und Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben. Ohne Sie und euch würde diese Arbeit in dieser Form nicht vorliegen:

Herrn Prof. Dietrich Lemke, der mir die Gelegenheit gab, diese Doktorarbeit innerhalb des PACS-Projekts unter seiner Betreuung durchzuführen. Ihm bin ich besonders für die Vergabe des interessanten Themas, seine fortwährende Unterstützung und dafür, dass er mir das Thema zur weitgehend selbständigen Bearbeitung überließ, dankbar.

Prof. Andreas Quirrenbach für seine freundliche Bereitschaft, die vorliegende Arbeit zu begutachten und für die interessanten Diskussionen in Alpbach und Marseille.

Prof. Thomas Henning und Prof. Hans-Walter Rix, dass ich die Arbeit am MPIA anfertigen durfte.

Dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) für die finanzielle Förderung.

Stephan Birkmann für seine stete Unterstützung. Danke Stephan für Deine Betreuung, Dein fortdauerndes Interesse an meiner Arbeit, Deine Motivation, Deine Hilfe und überhaupt!

Ulrich Grözinger, der mir mit seinen wertvollen Erfahrungen bei allen technischen Fragen jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand. Einen herzlichen Dank auch für die gemeinsamen Nachtschichten.

Uli Klaas für die guten Diskussionen und Anregungen besonders während des Zusammenschreibens.

Stephan Birkmann, Reinhard Hübner und Katja Stegmaier für die wiederholte gründliche Durchsicht dieser Arbeit und viele hilfreiche Anregungen, sowie Ulrich Klaas, Josef Schubert, Ulrich Grözinger, Helmut Dannerbauer und Rainer Hönle für die Durchsicht ausgewählter Kapitel.

Den Wissenschaftlern und Ingenieuren des PACS-Konsortiums für die hervorragende Zusammenarbeit. Ich wünsche euch alles Gute für die Mission!

Nancy Haegel vom NPS in Monterey für die fruchtbaren Diskussionen über Detektormodellierung und Transienten sowie ihr und ihrer Familie für die Gastfreundschaft.

Oliver Krause für die hervorragenden Arbeitsbedingungen in seiner Arbeitsgruppe sowie der gesamten Infrarot-Weltraumastromiegruppe für die gute Atmosphäre.

Armin Böhm und seinem Team der feinmechanischen Werkstatt für die exzellente Arbeit.

Den Systemadministratoren sowie Konrad Hübner für die großartige Unterstützung bei Computerproblemen.

Carmen Müllerthann für ihre freundliche Unterstützung bei graphischen Angelegenheiten.

Den Studenten und ehemaligen Doktoranden für die witzigen Kaffeepausen, Workshops und entstandenen Freundschaften.

Meinen Zimmerkollegen insbesondere Stephan, Ernest, Marc und Tim, für die gemeinsame Zeit in A5 und dafür, dass ich meistens Gesellschaft im Büro hatte, unabhängig von Wochentag und Uhrzeit.

Allen Kollegen am MPIA, die an dieser Stelle leider nicht namentlich aufgeführt werden können, für die angenehme Arbeitsumgebung, die vielfältigen Unterstützungen und die schöne Zeit.

Meinen Freunden für das gemeinsame Lachen, die netten Wein-Abende, die nächtlichen Diskussionen, die unzähligen Aufmunterungen, das Laufen am Neckar und vieles mehr.

Meinen Eltern und Schwestern, dass sie immer für mich da sind und mich jederzeit unterstützen.

Zu guter Letzt danke ich Reinhard für seine unendliche Liebe.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den _____

(Jutta Stegmaier)