Design, Simulation und Optimierung kodierter Aperturen

Dissertation

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von

Heiko Annen Groeneveld

aus Hage

— 1999 —

Selbstverlegt von:	Heiko A. Groeneveld Christian-Kruse-Str. 20 **24118** Kiel
Tag der mündlichen Prüfung:	17. März 1999
Dekan:	Prof. Dr. Klaus Werner
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. Rüdiger Staubert
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. Volker Schönfelder

Astronomie ist
die Erforschung
von Teleskopen[1]

Meinen Eltern

Diese Arbeit wurde mit LaTeX 2ε gesetzt,
basierend auf dem Satzsystem TeX von
Donald E. Knuth

[1] Definition aus der post-galileischen Ära, zitiert nach Greenstein (1988)

Abstract

This dissertation is divided into eight chapters. The first four chapters are of an introductory nature, giving reviews of different topics, whereas chapters five to eight concern my own research in the field of imaging based on the coded aperture or coded mask technique.

Chapter 1 reviews the presently known alternatives to this technique and explains the basics of the "coded mask principle".

The mathematics of coded mask imaging, especially concerning aperture codes, are treated in Chapter 2. All codes discussed here in detail have been already used for the aperture design of at least one flown coded mask telescope.

Chapter 3 reviews all flown coded mask teleskopes in the 25 year period from October 1972 to September 1997, starting with the pioniering "Multiple Pinhole Camera" (MPC) and ending with the "Low Energy Gamma Ray Imager" (LEGRI). The focus of this review is set onto the aperture design.

The topic of Chapter 4 — the last introductory chapter — is an overview of methods for judging image quality, especially of images in digital representation as they are gained by the coded mask technique.

Chapter 5 gives a detailed presentation of the software package I developed for the design, simulation and optimization of coded apertures.

Part of this software package are implementations of several imaging algorithms. Since the coded mask technique is an indirect imaging technique, the imaging algorithm that yields the best results generally depends on the application. Chapter 6 introduces a new variant of the so called "IROS" algorithm (Iterative Removal of Sources) which is especially suited for the precise location of the position of point sources. For coded mask telescopes similar to IBIS — the "Imager on Board Integral Satellite" — I found that it is reasonable to assume a point source location accuracy (PSLA) of one tenth of the spatial resolution[2] of the instrument as defined by the size of the aperture holes and the distance between aperture and detector.

Very special research towards the IBIS instrument is the subject of Chapter 7. Focus of the research has been the investigation of the effect of misidentified multiple events of one of the two detector systems of the instrument in regards of imaging. I found that taking double events into account indeed shows some effects (positive as well as negative) on imaging, whereas the influence of (the very few) triple events is negligible.

Finally I present in Chapter 8 an algorithm for the optimization of random aperture codes. One advantage of such codes is their adaptability to a given application, and optimized random arrays — ORAs, as I call them — have been already used a couple of times for the apertures of some flown instruments — as pointed out in chapter 3. The first results with ORAs generated by my algorithm are promising, but strictly speaking the presented algorithm is nothing but a first approach to the subject and further investigation should be performed.

[2] in X- and Y-direction each

Inhaltsverzeichnis

Layout

- Namen von Personen sind in KAPITÄLCHEN gesetzt.
- Folgt auf einen Namen eine Jahreszahl (und sind irgendwelche Runden Klammern in der Nähe) handelt es sich höchstwahrscheinlich um eine Literaturangabe.
- Namen von Computerprogrammen sind in `Schreibmaschinenschrift` wiedergegeben.
- Ebenfalls in `Schreibmaschinenschrift` gehalten sind Ein- und Ausgaben der Computerprogramme sowie „Listings“ .
- Wichtige Begriffe erscheinen bei Ihrer Definition **fettgedruckt**, weniger wichtige in *Schrägschrift.*
- Ebenfalls in *Schrägschrift* gesetzt sind Namen von Universitäten, Institutionen, etc., sowie auch ganz allgemein betonte Textstellen.
- In *Pro und Kontra Listen* dient ein

  \+ Pluszeichen zur Kennzeichnung der *Pro*-Argumente, ein
  − Minuszeichen zur Kennzeichnung der *Kontra*-Argumente.

- Der URL[3] einer WWW-Seite[4] ist stets als Fußnote wiedergegeben. Da URLs im Gegensatz zu gedruckten Texten dazu neigen, sich zu ändern oder ganz zu verschwinden, sind URLs nur dann als Referenz angegeben, wenn sich einerseits keine bessere finden ließ, und andererseits anzunehmen ist, daß der jeweilige URL noch geraume Weile besteht.

[3]http://www.fh-sw.de/sw/fachb/mw/swing/workshop/www/urldef.htm
[4]http://www.w3.org/pub/WWW/WWW/

Einleitung

Eine **kodierte Apertur** oder kodierte Maske ist eine nach einem bestimmten Schema — dem Kode — gearbeitete Blende, die auftreffendes Licht *räumlich* moduliert. Im Englischen wird eine solche Blende als *coded aperture* oder *coded mask* bezeichnet. Bildgebende Verfahren auf der Basis kodierter Aperturen werden – von Spezialfällen wie der Lochkamera oder der Fresnellinse abgesehen – seit 1968 diskutiert. Damals schlugen ABLES (1968) und DICKE (1968) unabhängig voneinander die Verwendung kodierter Aperturen in der Röntgenastronomie vor — sechs Jahre nach dem Nachweis extrasolarer Röntgenstrahlung durch GIACCONI *et al.* (1962), zur Zeit der ersten satellitengestützten Röntgenmission OSO-3 und zwei Jahre vor dem Start von UHURU, dem ersten ausschließlich für den Röntgenbereich konzipierten Astronomiesatelliten.

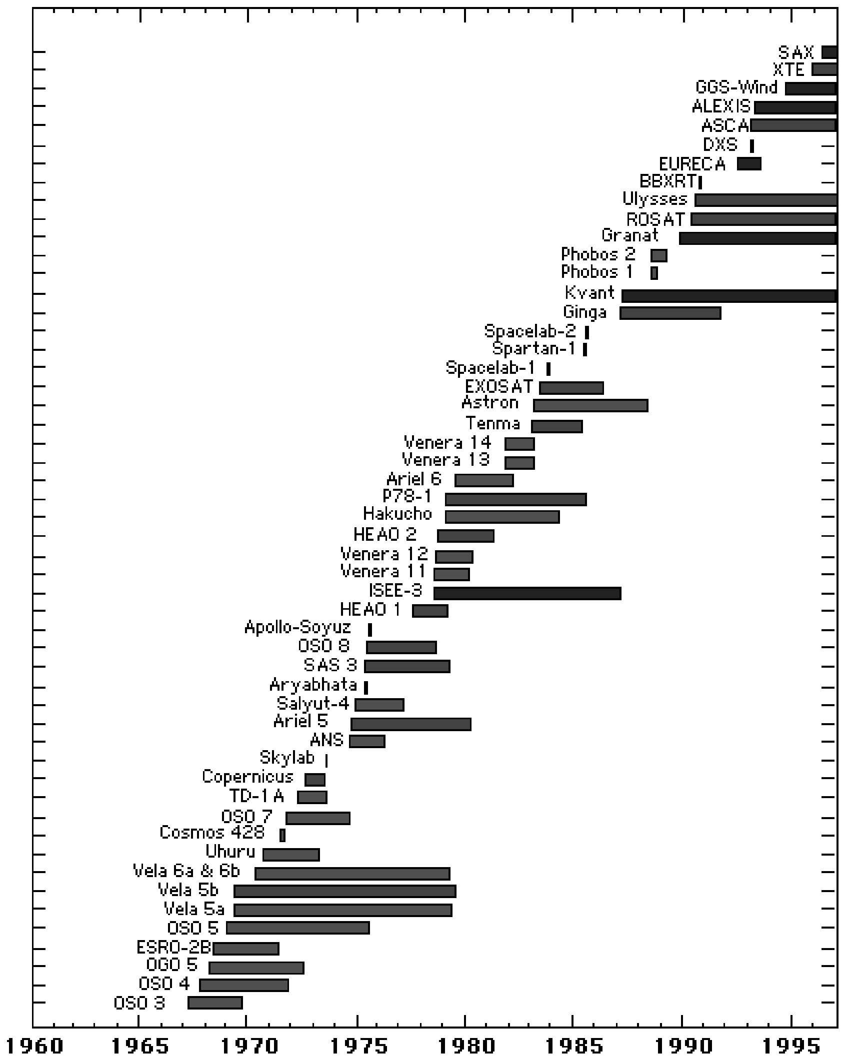


Abbildung 1: Satellitenmissionen mit Röntgenexperimenten an Bord. Nach Jesse S. Allen.[5]

[5]http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/xray-time.html

Der Grundgedanke kodierter Aperturen ist, statt nur eines einzigen Loches, wie bei der Lochkamera, mehrere Löcher gleichzeitig in der Blende ein- und desselben Detektorsystems zu verwenden, um auf diese Weise die Empfindlichkeit des Instruments unter Beibehaltung des Auflösungsvermögens der Einzellöcher zu steigern.

Vor UHURU hatten bereits mehr als ein halbes Dutzend astronomisch genutzter Satelliten Röntgenmessungen durchgeführt, insbesondere die Satelliten der OSO-Reihe[6], wie z.B. der bereits erwähnte Satellit OSO-3, dessen zwei Röntgeninstrumente aus einem Röntgenteleskop der *University of California at San Diego* sowie einem Meßgerät für Gammastrahlung des *Massachusetts Institute of Technology* bestanden. (In dieser Arbeit wird zwischen Röntgen- und Gammastrahlung nur unterschieden, wenn Klarheit in der Begriffstrennung erforderlich ist, ansonsten ist der Einfachheit halber nur von Röntgenstrahlung die Rede.)

Die Verwendung von Satelliten ist zur Erforschung der extraterrestrischen Röntgenstrahlung deshalb notwendig, weil die Erdatmosphäre bei Photonenenergien $\gtrsim 5$ eV bzw. Wellenlängen $\lesssim 250$ nm) keine halbwegs transparenten „Fenster“ unterhalb zehn oder mehr Kilometer Höhe aufweist (siehe Abbildung 2).

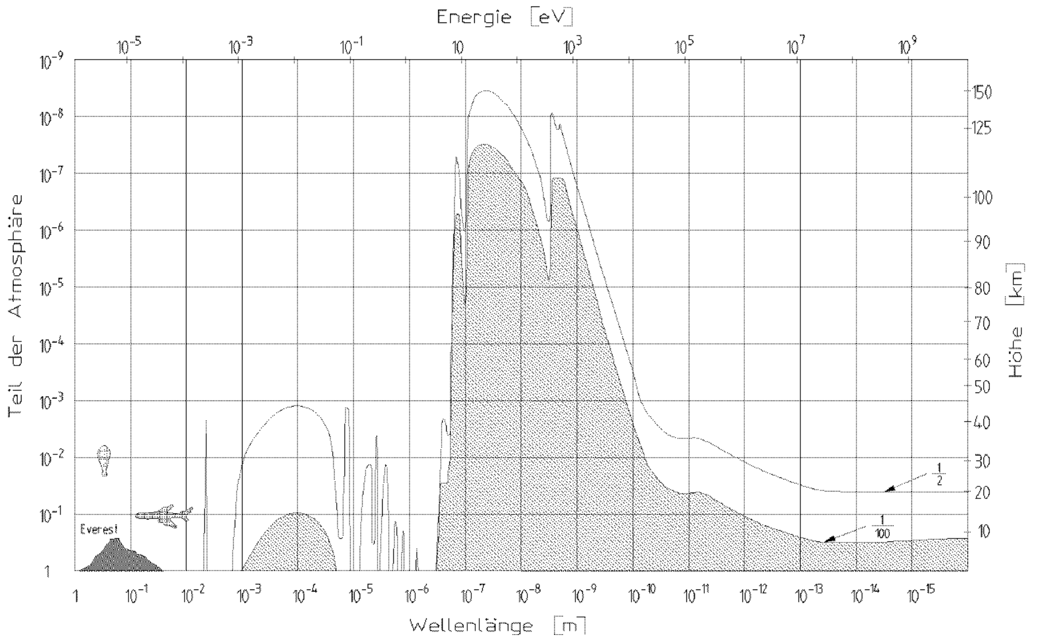


Abbildung 2: Durchlässigkeit der Erdatmosphäre für elektromagnetische Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Eingezeichnet sind Kurven für eine Abschwächung auf die Hälfte und auf ein Hundertstel der einfallenden Intensität. Nach GIACCONI *et al.* (1968).

In bestimmten Energiebereichen lassen sich mit ballongestützten Experimenten[7] oder alternativ mit Hilfe von ballistischen Raketen Messungen der extraterrestrischen Röntgenstrahlung vornehmen, jedoch naturgemäß nur über kurze Zeiträume hinweg. Langzeitbeobachtungen oder Himmelsüberwachung sind jenseits ≈ 5 eV nur von Satelliten aus durchführbar.[8]

[6] **O**rbiting **S**olar **O**bservatory

[7] http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/balloon/instruments.html

[8] Bei *sehr* hohen Photonenenergien (TeV und darüber) läßt sich allerdings in Gestalt sogenannter Luftschauer-Teleskope (engl.: *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*, IACT) — mit der Atmosphäre selbst als Detektor — wieder bodengebunden arbeiten (vergleiche Abschnitt 1.1.7).

Seit UHURU wurden über 40 weitere Satelliten mit astronomischen Röntgeninstrumenten an Bord gestartet (siehe Abbildung 1 sowie BRADT *et al.* 1992), ein deutliches Indiz für die Bedeutung, die der Röntgenastronomie und der damit verbundenen Astrophysik beigemessen wird.

Weshalb der Röntgenastronomie ein derart hoher Stellenwert zukommt, ist von anderer Seite bereits ausführlich besprochen worden (z.B. IN 'T ZAND 1992, ASCHENBACH *et al.* 1996), sei hier aber trotzdem in aller Kürze aufgegriffen, da die zugrundeliegende Forschung indirekt zur Motivation der vorliegenden Arbeit beigetragen hat:

In erster Näherung erwartet man von Sternen, daß sie sich wie schwarze Strahler verhalten, also eine spektrale Intensitätsverteilung nach dem Planckschen Strahlungsgesetz aufweisen. Die Temperatur T bei der maximalen Intensität eines Schwarzkörperspektrums hängt in folgender Weise von der Wellenlänge $\lambda_{\max}$ des Intensitätsmaximums ab (Wiensches Verschiebungsgesetz):

$$T = \frac{b}{\lambda_{\max}} \quad \text{mit} \quad b = 2.898 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m\,K}$$

Hier die Temperaturwerte für vier typische Wellenlängen:

λ	E	$\approx$ T [K]	Beschreibung
250 nm	5 eV	12.000	Grenze atmosphärischer Fenster
10 nm	124 eV	300.000	Weiche Röntgenstrahlung, fernes Ultraviolett
1 Å	12.4 keV	30 Millionen	Röntgenstrahlung ($\lambda \approx$ ein Atomdurchmesser)
2.5 pm	500 keV	1.2 Milliarden	Harte Röntgenstrahlung, Gammastrahlung

Um bei mittleren Röntgenenergien nennenswert zu strahlen, müßte der Sternkörper also eine Temperatur von wenigstens einer Million Kelvin aufweisen. Unsere Sonne z.B. hat jedoch lediglich eine Oberflächentemperatur von ca. 6000 Kelvin, erst tief im Sonneninnern werden die Million Kelvin erreicht (etwa 15 Millionen Kelvin im Zentrum). Entsprechend gering ist die integrale Leuchtkraft der *Sonnenoberfläche* (Photosphäre) über den gesamten Spektralbereich des Röntgenlichts.

Nun strahlt die Sonne aber nicht nur von ihrer Oberfläche, sondern auch von ihrer *Korona* aus, wie sich z.B. mit bloßem Auge bei einer totalen Sonnenfinsternis beobachten läßt. In der Korona der Sonne herrschen wieder die erforderlichen Millionen Kelvin zur thermischen Erzeugung von Röntgenstrahlung, und die Vorgänge in den koronalen Gasen sind z.B. für die Plasmaphysik von großem Interesse. Bilder von der Sonnenkorona im Röntgenbereich lieferten und liefern wertvolle Informationen zur Erforschung koronaler Plasmen und damit indirekt auch zur Erforschung der Sonne selbst.

Die Koronen fernerer Sterne strahlen ebenfalls im Röntgenbereich, somit läßt sich durch den Vergleich der Strahlungsdaten solcher Sterne mit den Daten der Sonne viel über die Physik „fremder" Sterne lernen.

Nun wird in Sternkoronen allerdings nicht soviel Röntgenstrahlung erzeugt, als daß man einen Stern wie die Sonne noch in großer Entfernung beobachten könnte. Was heißt große Entfernung in Parsec? Eine Nachweisgrenze von 1 Photon pro cm^2 und Sekunde angenommen — was für Photonen mit einer Energie von 12.4 keV einem Strahlungsstrom F_{r_g} von ungefähr $2 \cdot 10^{-11}\,\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}$ entspricht — und die integrale *Röntgenleuchtkraft* der Sonne großzügig durch die mittlere integrale *Gesamtleuchtkraft* $L_\odot$ der Sonne von $3.85 \cdot 10^{26}$ W abgeschätzt, findet sich ein Grenzabstand r_g der Nachweisbarkeit von:

$$r_g = \sqrt{\frac{L_\odot}{4\pi F_{r_g}}} \approx 40 \text{ pc}$$

Tatsächlich wird sogar von den entferntesten bekannten Objekten, den Quasaren, Röntgenstrahlung empfangen. Die gewaltigen Leuchtkräfte dieser und anderer Objekte lassen sich nur dadurch erklären, daß sie entweder außerordentlich heiß sind, oder ihre Röntgenstrahlung nicht ausschließlich thermischen Ursprungs ist — also z.B. Bremsstrahlung, Synchrotron- oder Zyklotronstrahlung. Es ist im wesentlichen das Interesse an den physikalischen Prozessen, die ablaufen müssen, um derartige Röntgenstrahlung in den beobachteten Mengen hervorbringen zu können, welches die Röntgenastronomie begründet.

Gliederung der Arbeit

- Die Problematik, die die Verwendung bildgebender Verfahren wie kodierter Aperturen im Röntgenbereich begründet, wird im ersten Kapitel der vorliegenden Arbeit erläutert. Dazu wird eine Übersicht über abbildende Röntgen„optiken“ im weitesten Sinne geliefert. Ebenfalls im ersten Kapitel ist die prinzipielle Funktionsweise von Teleskopen auf der Basis kodierter Aperturen (im folgenden als „Coded-Mask-Teleskope“ oder kurz „CM-Teleskope“ bezeichnet) dargelegt.

- Die mathematischen Grundlagen, auf denen die Bildgewinnung mit Hilfe kodierter Aperturen beruht, sind Gegenstand des zweiten Kapitels. Auch wenn der überwiegende Teil dieser Grundlagen bereits in der ersten Hälfte des zwanzigsten Jahrhunderts bekannt war, wurden viele Details erst im Laufe der letzten dreißig Jahre erarbeitet, was eine nicht zu unterschätzende Hürde bei der Herstellung leistungsfähiger CM-Teleskope bedeutete.

- Vom Vorschlag bis zur ersten technischen Umsetzung vergingen etwa vier Jahre, eine vergleichsweise kurze Zeitspanne, an der sich ermessen läßt, wie interessiert die Röntgenastronomen den Vorschlag Ables und Dickes seinerzeit aufnahmen. Seither sind viele verschiedene Aperturen zum Einsatz gekommen, und ein Anliegen dieser Arbeit ist es, hier eine Übersicht zu schaffen. Demzufolge handelt das dritte Kapitel von der Evolution kodierter Aperturen aus geschichtlicher Sicht.

- Im vierten Kapitel wird ein Überblick über verschiedene Kriterien zur Beurteilung der Qualität vor allem solcher Bilder gegeben, wie sie mit kodierten Aperturen und den zugehörigen Rekonstruktionsverfahren gewonnen werden.

- Ohne die atemberaubende Entwicklung der Computertechnologie in den letzten drei Jahrzehnten, die Ables und Dicke kaum vorhersehen konnten, wären Coded-Mask-Teleskope, wie sie heute eingesetzt werden, undenkbar. Wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung eines Softwarepakets zur Simulation von Coded-Mask-Teleskopen und zur Bildgewinnung aus den Rohdaten. Diese Software wird im fünften Kapitel vorgestellt, wobei allerdings das aufwendigste Modul zur Bildgewinnung ein eigenes Kapitel — das sechste — beansprucht.

- Das siebte und vorletzte Kapitel zeigt die praktische Anwendung des Simulators auf das IBIS-Instrument des — von der ESA projektierten — INTEGRAL-Satelliten. Die INTEGRAL-Mission ist es auch, die die vorliegende Arbeit maßgeblich motiviert.

- Im achten Kapitel schließlich wird eine kurze Untersuchung zu speziell optimierten Aperturen, die ich ORAs nennen möchte, präsentiert. Zum Teil kommen ORAs bereits heute zum Einsatz, und werden bei zukünftigen CM-Teleskopen möglicherweise die „klassischen“, „perfekten“ Aperturen mehr und mehr verdrängen.

Kapitel 1

Aufbau und Funktionsweise von Coded-Mask-Teleskopen

1.1 Von Röntgenstrahlen und Linsen

Wilhelm Conrad Röntgen entdeckte 1895 die später nach ihm benannten Strahlen.[1] Im Wellenbild ist Röntgenstrahlung sehr kurzwellige elektromagnetische Strahlung (siehe Abbildung 1.1) — im Teilchenbild besteht sie aus hochenergetischen Photonen.

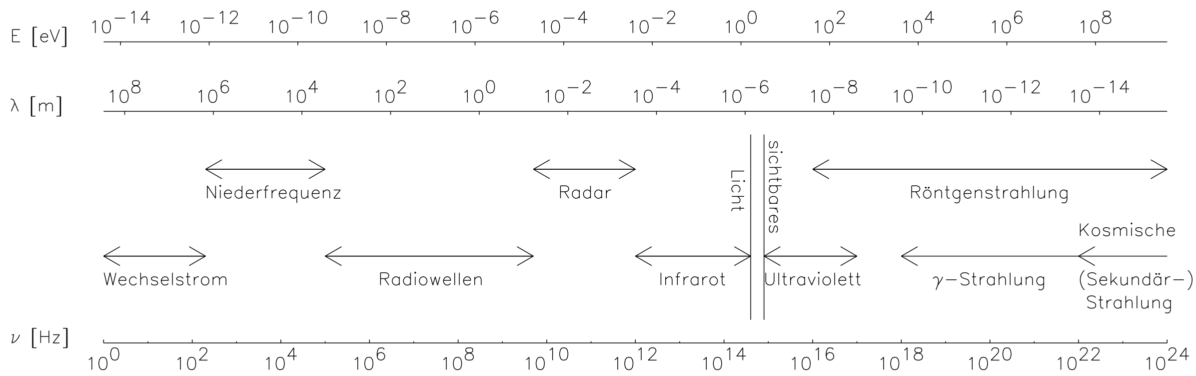


Abbildung 1.1: Das elektromagnetische Spektrum

Das Verblüffende an diesen Strahlen war und ist ihr Vermögen, Materie je nach Zusammensetzung mehr oder weniger problemlos zu durchdringen. Dies Durchdringungsvermögen erklärt sich dadurch, daß Röntgenstrahlung aufgrund ihrer kurzen Wellenlänge viel ausgeprägteren Teilchencharakter aufweist als sichtbares Licht, und deshalb auf kleineren Skalen mit den elektromagnetischen Feldern der Atome in Wechselwirkung tritt als jenes. Völlig problemlos durchdringt Röntgenstrahlung die Materie jedoch nie, und für sie praktisch transparente Materialien — wie z.B. Glas für sichtbares Licht — oder Materialien deren Brechungsindex für Röntgenlicht deutlich von 1 abweicht, sind nicht bekannt (Haken und Wolf 1987), was ebenfalls mit der kurzen Wellenlänge von Röntgenstrahlung zusammenhängt. Das beim sichtbaren Licht so wichtige Phänomen der Brechung spielt deshalb bei Röntgenstrahlung

[1] Röntgen selbst taufte sie X-Strahlen, und im Englischen bzw. auch anderen Sprachen werden sie nach wie vor als „X-rays“ bzw. mit dem Analogon der jeweiligen Sprache bezeichnet.

eine untergeordnete Rolle, und der Bau einer analog zu einer optischen Linse arbeitenden Röntgenlinse ist bis zum heutigen Tag ein Physikertraum geblieben.[2]

Allerdings haben Physiker und Ingenieure seit 1895 eine Reihe von Alternativen zu brechenden Röntgenlinsen erforscht, deren eine die in der vorliegenden Arbeit besprochene Coded-Mask Technik ist. Die übrigen Alternativen werden in diesem Abschnitt kurz vorgestellt.

1.1.1 Lochkameras

Ein Loch in einer Blende als abbildendes System zu benutzen, ist ein alter Gedanke: bereits LEONARDO DA VINCI beschrieb den Aufbau einer *Camera Obscura*, wie sie dann Anfang des neunzehnten Jahrhunderts für die ersten Gehversuche der Photographie benutzt wurde. Auch das erste bildgebende System in der Röntgenastronomie — die erste astronomische Röntgenkamera — war eine mit einem Aluminiumfilter ausgestattete Lochkamera (NEWS 1960). Diese nahm am 19. April 1960 von Bord einer zweiachsig stabilisierten Aerobee-Hi Rakete des *Naval Research Laboratory* aus einer Höhe von ca. 200 km ein Bild der Sonne im Wellenlängenbereich von 2 bis 6 nm auf Film auf.

Im August und Dezember 1964 wurden zwei ähnliche Experimente des *Culham Laboratory* und der *University of Leicester* durchgeführt, dieses Mal mit Hilfe zweier dreiachsig stabilisierter Skylark Raketen in einer Höhe zwischen 110 und 167 km (BLACK et al. 1965).

Die Auflösung dieser ersten astronomischen Röntgenbilder ließ naturgemäß noch zu wünschen übrig. Bei einer Lochkamera ist die Auflösung durch die Größe des Lochs bestimmt. Für die durch Beugung verursachte Intensitätsverteilung $I(\theta)$ hinter der (kreisförmigen) Blende einer Lochkamera fand der englische Astronom AIRY bereits im neunzehnten Jahrhundert:

$$I(\theta) = I(0) \left(\frac{2 \cdot J_1(kR\sin(\theta))}{kR\sin(\theta)} \right)^2$$

mit der ungebeugten Intensität $I(0)$ in optischer Achse, der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, dem Radius R des Loches in der Blende und der Besselfunktion 1. Ordnung J_1.

Diese Verteilung nennt man nach ihm die *Airysche Beugungsfigur*. Sie ist in Abbildung 1.2 in üblicher Darstellung als Schnitt für $I(\theta)/I(0)$ gegen $kR\sin(\theta)$ aufgetragen.

Definiert man in der Entfernung A von der Blende den Radius Q der sogenannten *Airy-Scheibe* als den Abstand von der optischen Achse zum ersten Minimum in der Beugungsfigur bei $kR\sin(\theta) \approx 3.83$, so ergibt sich für diesen der Wert

$$Q \approx 1,22 \cdot A \, \frac{\lambda}{2R} \quad .$$

Um also kleine Airy-Scheiben zu erhalten, muß die Wellenlänge des gebeugten Lichts möglichst gering und der Durchmesser des Lochs möglichst groß sein. Als Faustregel sollte die Wellenlänge wenigstens eine Größenordnung unter dem Lochdurchmesser liegen. Dies ist für Röntgenlicht (Wellenlängen im Ångströmbereich und darunter) keine gravierende Beschränkung. So konnte etwa RÖNTGEN selbst trotz intensiver Bemühungen keine Beugung von Röntgenstrahlung nachweisen.[3]

[2] Tatsächlich wurden unlängst (siehe LENGELER 1997) refraktive Röntgenkonkavlinsen vorgestellt. Da das dafür verwendete Material (Aluminium) einen Brechungsindex < 1 aufweist, wirken diese Linsen — im Gegensatz zu Konkavlinsen im Optischen — fokussierend.

[3] Dies gelang erst FRIEDRICH und KNIPPING 1912 auf einen Vorschlag MAX VON LAUEs an Kristallgittern — womit sie gleichzeitig die Gitterstruktur von Kristallen und die Wellennatur der Röntgenstrahlung aufzeigten.

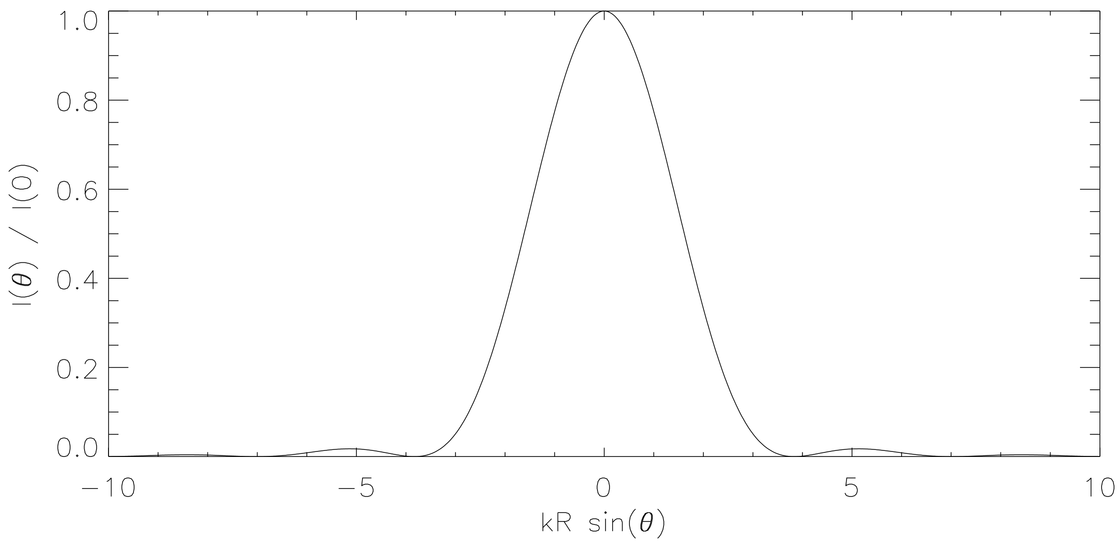


Abbildung 1.2: Airysche Beugungsfigur

Das Auflösungsvermögen einer Lochkamera im Röntgenbereich ergibt sich also aus rein geometrischer Optik und entspricht dem Winkel, den das Loch vom Nachweisgerät aus gesehen einnimmt. Im Prinzip ließe sich das Loch einer Röntgenlochkamera also umso kleiner machen, je höher die Auflösung sein soll, ginge dies nicht auf Kosten ihrer Empfindlichkeit. Nicht von ungefähr kamen astronomische Lochkameras im Röntgenbereich vor allem bei der Sonne zur Anwendung — das auch bei diesen niedrigen Wellenlängen hellste Objekt am Himmel.

Das Verlangen nach hoher Auflösung bei gleichzeitig hoher Empfindlichkeit erhielt neue Nahrung, als am 18. Juni 1962 Giacconi und Mitarbeiter mit Geigerzählern (wiederum an Bord einer Rakete des Aerobee Typs) im Sternbild Skorpion eine extrasolare Röntgenquelle entdeckten (Giacconi *et al.* 1962).

1.1.2 Kollimatoren

Die Geigerzähler bei diesem Experiment besaßen keine zusätzliche Kollimierung, registrierten also über den vollen Öffnungswinkel ihrer Eintrittsfenster. Eine naheliegende Methode, Bilder vom Röntgenhimmel zu erhalten, besteht nun darin, denselben mit einem nicht ortsauflösenden Detektor — wie z.B. einem Geigerzähler — *abzutasten*. Je höher die Auflösung des aus den Einzelmessungen zusammengesetzten Bildes sein soll, desto kleiner muß das Blickfeld des Detektors sein. Um dieses Blickfeld einzuschränken, läßt sich vor das Eintrittsfenster des Detektors ein geeigneter Kollimator setzen. Solche Kollimatoren waren zunächst einfache Tuben. Diese Methode des Abtastens hat Vorteile und Nachteile gegenüber anderen Verfahren, insbesondere gegenüber der Coded-Mask Technik. Besonders zu erwähnen sind:

+ Es wird kein ortsauflösender Detektor benötigt.
+ Die Auflösung läßt sich ohne großen technischen Aufwand bis in den Bogenminutenbereich steigern.
+ Es sind sehr kompakte Bauweisen möglich.
− Es ist nur stark eingeschränkt zeitliche Information über den beobachteten Himmelsausschnitt erhältlich.
− Das Teleskop muß zum Abtasten Scanbewegungen ausführen.

Soll allerdings hohe Auflösung bei gleichzeitig kompakter Bauweise erzielt werden, ist doch beträchtlicher technischer Aufwand vonnöten, da die vielen kurzen Kollimatortuben, die man bei der kompakten Bauweise anstelle weniger langer verwenden muß, schwierig herzustellen sind. Aus diesem Grund ersann ODA (1965) den **Modulationskollimator** (MC). Bei diesem werden mehrere Gitterebenen übereinandergelegt, so daß nur unter bestimmten Einfallswinkeln Transmission erfolgt (siehe Abbildung 1.3a).

(a) (b)

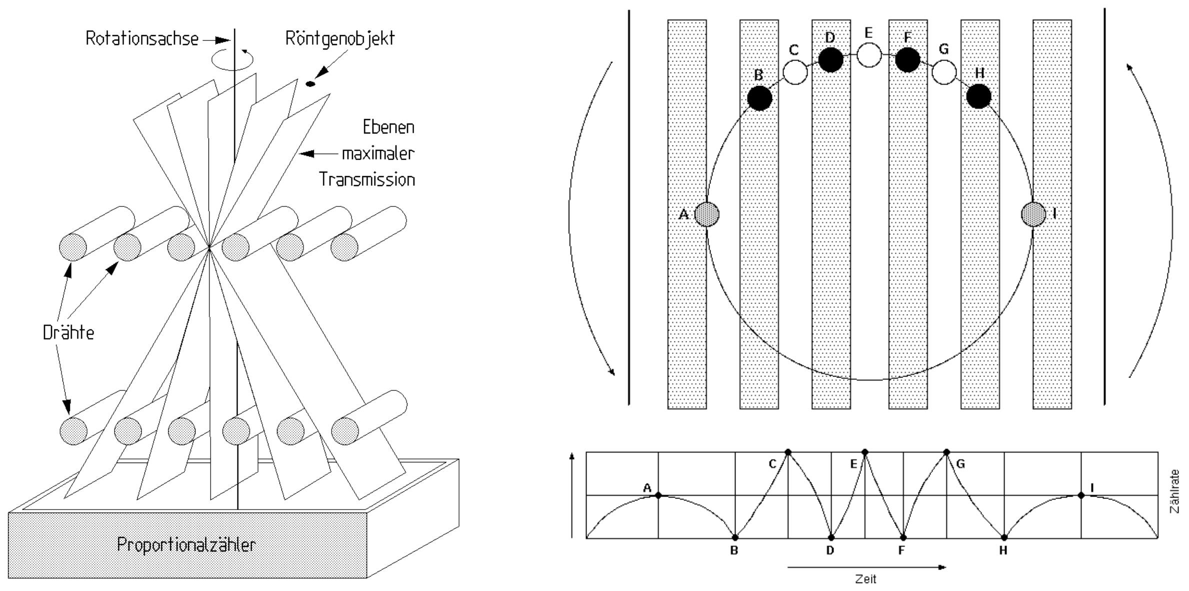


Abbildung 1.3: (a) Modulationskollimator; wird durch Rotation um die eingezeichnete Achse zum Rotationsmodulationskollimator. Nach SCHNOPPER (1972).
(b) Modulationsvorgang beim Rotationsmodulationskollimator.

Der Vorteil der Kompaktheit wird aber dadurch beeinträchtigt, daß wegen der *verschiedenen* transmittierenden Einfallswinkel Quellpositionen mit nur einem Instrument dieser Art selbst im Scanbetrieb nicht eindeutig bestimmbar sind (BRADT *et al.* 1968, GIACCONI *et al.* 1968).

Überhaupt ist Scanbetrieb eine lästige Einschränkung wenn pointierte Beobachtungen durchzuführen sind, etwa mit Teleskopen an Bord eines Raumfahrzeugs oder Satelliten — was deshalb wünschenswert ist, weil bei einer pointierten Beobachtung die Empfindlichkeit des Instruments durch längere Belichtungszeit gesteigert werden kann.

Die Einführung der **Rotationsmodulationskollimatoren** (RMC) brachte hier entscheidende Besserung (SCHNOPPER *et al.* 1968). Ein RMC ist nichts weiter als ein um die optische Achse rotierender MC, der den durch den MC bereits *räumlich* modulierten Fluß zusätzlich durch Rotation *zeitlich* moduliert, und so die Mehrdeutigkeiten bei der Positionsbestimmung ausräumt (siehe Abbildung 1.3b). Der RMC vereint in sich folgende Vor- und Nachteile:

\+ Gute Ortsauflösung
\+ Kompakte Bauweise
\- Bewegte Teile (Verschleiß, erschwerte Pointierung)
\- Zeitauflösung > Rotationsperiode

Modulationskollimatoren haben generell den Nachteil, einigen Rechenaufwand bei der Bildsynthese zu benötigen. Dieser Rechenaufwand ist bei RMCs zum Teil erheblich. Andere Modelle von Modulationskollimatoren wurden zwar durchaus erfolgreich erprobt (z.B.

Adams *et al.* 1972), setzten sich jedoch nicht durch. Dies lag unter anderem am Aufkommen der Spiegelteleskope im Röntgenbereich.

1.1.3 Röntgenspiegel

Initiale Impulse, Spiegelanordnungen zur Fokussierung im Röntgenbereich zu nutzen, kamen von Kirkpatrick und Baez (1948), die zum Zwecke der Mikroskopie die ersten 2D-Optiken für Röntgenstrahlen bauten (siehe Abbildung 1.4a).

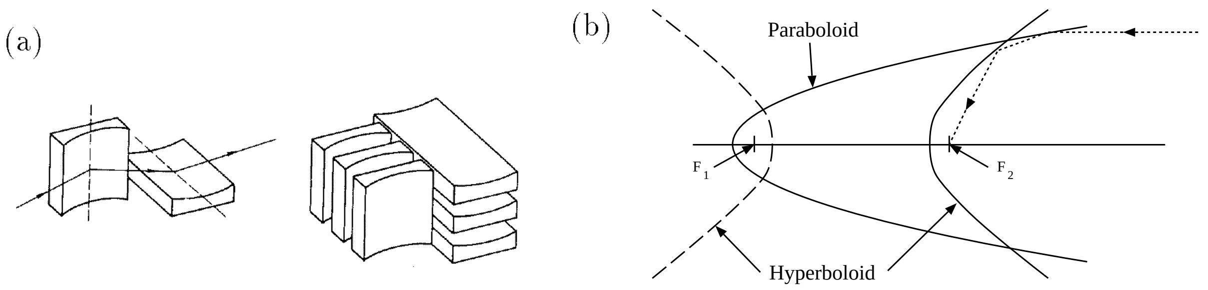


Abbildung 1.4: (a) Spiegelanordnungen nach Kirkpatrick und Baez (1948); (b) Spiegelanordnung des Typs 1 nach Wolter (1952a).

Untrennbar verknüpft mit abbildenden Röntgenoptiken auf Spiegelbasis ist jedoch der Name Hans Wolter. Ursprünglich von dem Kieler Physiker Anfang der fünfziger Jahre für die Röntgenmikroskopie erdacht (siehe Wolter 1952a, Wolter 1952b), wurden komafreie Teleskope nach seiner Typ 1 Anordnung (fortan kurz **Wolterteleskop**), bei der zweifache Reflexion an einem koaxialen und konfokalen Paraboloid/Hyperboloid Spiegelpaar ausgenutzt wird (siehe Abbildung 1.4b), wiederholt zu Meilensteinen der Röntgenastronomie:

Skylab Was Wolter in der Theorie entworfen hatte brachte *der* Pionier der Röntgenastronomie, Riccardo Giacconi, in die astronomische Praxis. Seine Gruppe ließ am 15. Oktober 1963 das erste Wolterteleskop an Bord einer Rakete aufsteigen. Zehn Jahre später war dann die Bearbeitungstechnik von Spiegeloberflächen soweit gediehen, daß mit den Wolterteleskopen S-054 und S-056 Ortsauflösung im Bogensekundenbereich erzielt werden konnte. Die beiden Teleskope wurden auf den Apollo Teleskopmontierungen der drei *Skylab* Raumstationen (Mai 1973 bis Februar 1974) eingesetzt und ihre Aufnahmen von der Sonne im Röntgenlicht gingen seinerzeit um die Welt (z.B. auf dem Titelbild von *Sterne und Weltraum* Januar 1974).

HEAO-2 Das erste Wolterteleskop an Bord eines Satelliten wurde ebenfalls unter der Federführung Giacconis gebaut und flog auf dem zweiten **H**igh **E**nergy **A**strophysical **O**bservatory, das nach dem Start in **EINSTEIN** umgetauft wurde. EINSTEIN war von November 1978 bis April 1981 in Betrieb und lieferte wie seine Vorgängerversionen auf Skylab Abbildungen im Bogensekundenbereich von bis dato unerreichter Qualität. Der größte Erfolg von HEAO-2 bestand wohl darin, praktisch alle Arten astronomischer Objekte im Röntgenbereich nachweisen zu können, wodurch sich die Röntgenastronomie fest als neuer Zweig der Astronomie etablierte (siehe z.B. Giacconi 1981).

ROSAT Waren nach EINSTEIN zur Zeit des Starts von ROSAT im Juni 1990 etwa 5000 Röntgenquellen am Himmel bekannt, so steigerte die Himmelsdurchmusterung (All-Sky Survey) von ROSAT diese Zahl auf größenordnungsmäßig 100000, wobei ca. 90%

davon auf das erste halbe Jahr des Betriebs entfallen. ROSAT ist mit fast zweieinhalb Tonnen der bislang schwerste und größte nationale Forschungssatellit Europas. Ursprünglich als rein deutsches Projekt geplant, trugen schlußendlich auch Großbritannien (*Wide Field Camera* für das ferne UV) und die USA (*High Resolution Imager*, vergleiche Seite 8) durch Bereitstellung zusätzlicher Detektorsysteme zum Erfolg der Mission bei. Auch war es eine Delta II Rakete der NASA, die den Satelliten in seine Umlaufbahn beförderte. Nicht nur in Ihrer Menge, sondern auch in Ihrer Güte setzten und setzen die ROSAT-Daten Maßstäbe in der Röntgenastronomie. So schreiben Bernd Aschenbach, Hermann-Michael Hahn und Joachim Trümper im Vorwort Ihres Buches «Der unsichtbare Himmel — Astronomie mit ROSAT»: „Ohne Übertreibung darf man sagen, daß diese Daten in ihrer Gesamtheit unser Bild von der Welt, in der wir leben, verändert haben.“

Zwei gute Übersichtsartikel zu Spiegelteleskopen in der Röntgenastronomie finden sich bei Aschenbach (1985) und — nicht ganz so ausführlich — bei Willingale (1984a); eine schöne Abhandlung über Abbildungsfehler in Teleskopoptiken liefert Wilson (1996).

1.1.4 Bragg-Linsen

Eine weitere Methode zur Fokussierung von Röntgenstrahlen läßt sich durch Ausnutzung der Röntgenreflexion an Kristallgitterebenen realisieren. In der Anordnung von von Laue, Friedrich und Knipping zum Nachweis der Wellennatur von Röntgenstrahlung (Abbildung 1.5) durchdringt ein Röntgenstrahl einen Kristall, wobei Transmission auch für „weißes“ Röntgenlicht nur unter bestimmten Winkeln stattfindet.

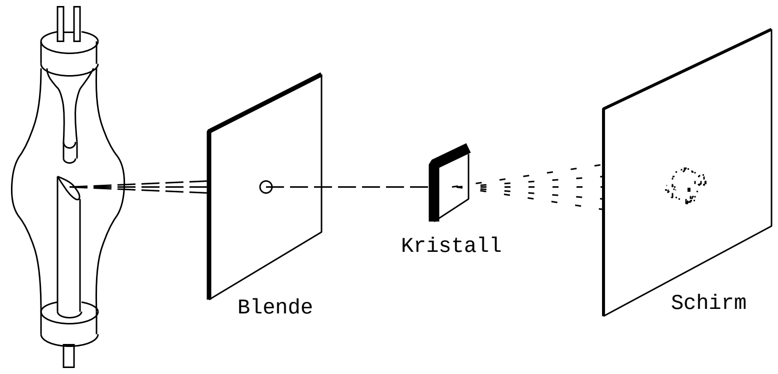


Abbildung 1.5: Röntgenbeugung nach von Laue

Bragg erklärte dies Phänomen nicht mit Beugung, sondern als Reflexion an den Gitterebenen des Kristalls, wobei Transmission nur unter den Winkeln stattfinden kann, unter denen die reflektierten Teilstrahlen in Phase sind (Abbildung 1.6a).

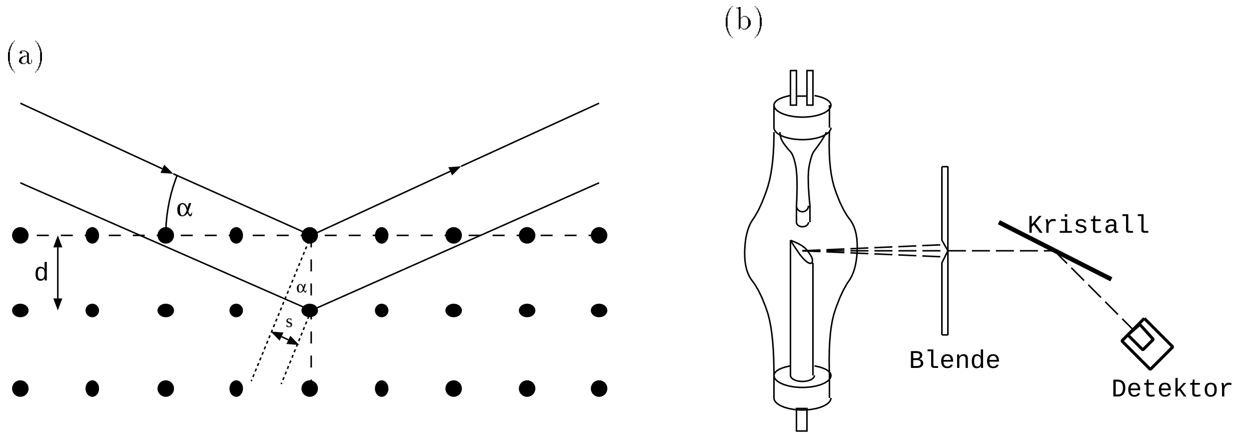


Abbildung 1.6: (a) zur Herleitung der Braggschen Reflexionsbedingung;
(b) BRAGGs Anordnung zur Wellenlängenmessung (Drehkristallmethode).

Für die halbe Weglängendifferenz s der zwei eingezeichneten Strahlen findet sich $s = d \sin \alpha$. Damit die Strahlen in Phase sind, muß $2s$ ein Vielfaches der Wellenlänge λ sein. Die daraus resultierende *Braggsche Reflexionsbedingung*

$$k\lambda = 2d \sin \alpha$$

nutzte BRAGG mit seiner *Drehkristallmethode* (Abbildung 1.6b) zur Wellenlängenmessung von Röntgenstrahlung.

Sowohl die Anordnung VON LAUEs, als auch die von BRAGG eignen sich zur Herstellung von sogenannten **Kristallinsen** für den Röntgenbereich (SMITHER et al. 1995). Von den *abbildenden* Kristallinsen werden die einfacheren *Konzentratoren* unterschieden, die Röntgenstrahlen lediglich auf einen Brennfleck zu bündeln vermögen. Da es beim derzeitigen Stand der Technik nicht möglich ist, Kristalle unmittelbar so zu züchten oder zu formen, daß sie abbildende Eigenschaften haben, werden Kristallinsen in der Praxis aus vielen Einzelkristallen zusammengesetzt, z.B. in einer Anordnung auf konzentrischen Kreisen (Abbildung 1.7).

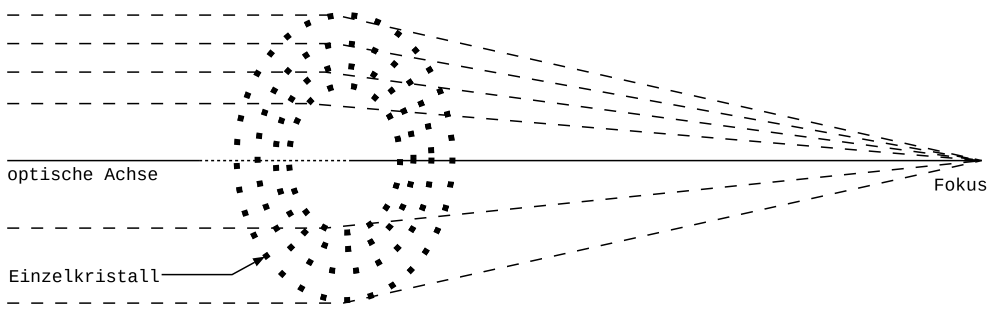


Abbildung 1.7: Eine aus vielen Einzelkristallen zusammengesetzte Kristallinse.

Der Fokus einer solchen Kristallinse gilt dann natürlich nur für ausschließlich *eine* Wellenlänge. Dies ist akzeptabel für kurze Kampagnen, etwa bei einem Ballonexperiment, für eine Satellitenmission jedoch zu unflexibel. Die benötigte Flexibilität könnte eine *durchstimmbare* Kristallinse liefern, bei der sich die einzelnen Kristalle ähnlich einer *aktiven Optik* (ASTRONOMIELEXIKON 1990a) mit z.B. Piezoelementen derart verstellen lassen, daß die Linse bei verschiedenen Wellenlängen arbeiten kann. Eine solche durchstimmbare Kristallinse hätte ein natürliches Einsatzgebiet bei der Vermessung scharfer Röntgenlinien und -kanten (VON BALLMOOS et al. 1995).

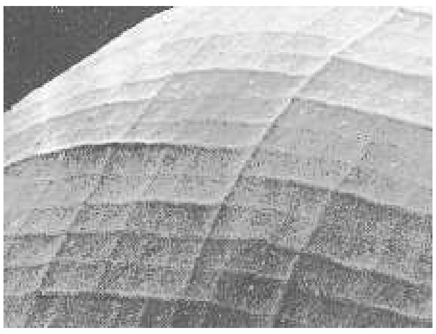
Eine Alternative zur Reflexion an Kristallebenen ist die an speziell gefertigten **Multilayer** Reflektoren. Die Anwendung der Multilayer Technik wird allerdings auch für die Herstellung besserer Spiegelsysteme — sogenannter *Superspiegel* — getestet (CHRISTENSEN et al. 1995, YAMASHITA 1997, SERLEMITSOS 1997, CHRISTENSEN 1997).

1.1.5 Kapillaren, Microchannelplates und Hummeraugen

Röntgenstrahlung durch streifende Reflexion an den Wänden einer Glaskapillare zu bündeln ist eine gängige Methode bei z.B. der Röntgenfluoreszenzanalyse (LECHTENBERG 1994). Konzentratoren auf der Basis vieler einzelner Kapillaren, sogenannte Polykapillaren, finden in der Röntgenmikroskopie Anwendung. Hat man sehr viele Kapillaren gleichzeitig in ein und demselben Substrat, spricht man auch von einer **Microchannelplate**. Solche Microchannelplates wurden ursprünglich als Elektronenvervielfacher entwickelt, und fanden ihren Einsatz als solche in der Röntgenastronomie z.B. beim *High Resolution Imager* (HRI) des EINSTEIN Satelliten (FRASER 1989). Ihre erste Anwendung als *abbildende* Röntgenoptik liegt jedoch noch keine zehn Jahre zurück (KAARET *et al.* 1992).

Während die herkömmlichen Microchannelplates Kapillaren von kreisförmigem Querschnitt aufweisen, bevorzugt man in denen für abbildende Röntgenoptiken quadratische Querschnitte. Microchannelplates für abbildende Optiken müssen ferner gekrümmt sein, um parallele Strahlen zu fokussieren (LEES *et al.* 1995). Diese gekrümmten Microchannelplates mit quadratischen Kapillarquerschnitten haben ein natürliches Vorbild im visuellen System einiger Krustentiere und Tiefseelebewesen, z.B. dem des Hummers (engl.: *lobster*, LAND 1978), weshalb die entsprechenden Optiken auch als *Hummeraugenteleskope* (engl.: *lobster eye telescopes*) bezeichnet werden (Abbildung 1.8).

(a)



(b)

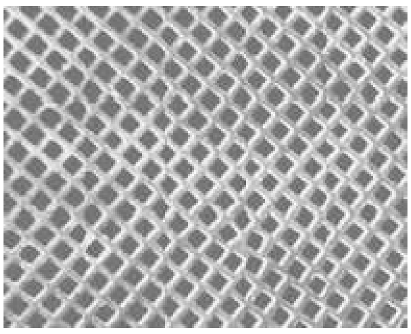


Abbildung 1.8: (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme eines Hummerauges (aus LAND 1978).
(b) Elektronenmikroskopische Aufnahme einer Microchannelplate mit quadratischen Kanälen.

Interessant ist die Tatsache, daß ANGEL (1979) die Idee zu entsprechenden Röntgenteleskopen zwar hatte, aber vergleichsweise rasch wieder verwarf, so daß mehr als zehn Jahre bis zu den nächsten ernstzunehmenden Versuchen in diese Richtung vergingen. Heute wird das Hummeraugenteleskop in einer Kollaboration zwischen der *Leicester University*, dem *Los Alamos National Laboratory* und der *University of Melbourne* entwickelt (FRASER 1997).

1.1.6 Compton-Teleskope

Wenn ein Röntgenquant durch Compton-Streuung mehr als einmal in einem Detektorvolumen wechselwirkt, so ist es prinzipiell möglich, den Einfallswinkel des entsprechenden Quants aus den Wechselwirkungsorten und -energien abzuleiten. Im einfachsten Fall *zweier* Wechselwirkungen (vollständige Absorption des einfallenden Quants bei der zweiten Wechselwirkung) liegen die möglichen Einfallswinkel auf einem Konus. (Der Öffnungswinkel des Konus hängt dabei von den beiden absorbierten Energiemengen ab, die Konusachse liegt auf der Trajektorie des gestreuten Quants.) Anhand der Überschneidung solcher Konen lassen sich Röntgenquellen am Himmel lokalisieren (Dean 1984). Das vermutlich bekannteste Teleskop dieser Bauart dürfte COMPTEL sein (Schönfelder et al. 1993), eins von vier Instrumenten an Bord des **C**ompton **G**amma-**R**ay **O**bservatory (CGRO).

Eine neue Idee, dasselbe Prinzip anzuwenden, ist das *Liquid Xenon Telescope*. Bei diesem werden die Wechselwirkungen von Röntgenstrahlung in flüssigem Xenon gemessen. Außer dem Betrieb im Compton Modus (praktisch als Blasenkammer) wird interessanterweise auch ein Betrieb mit kodierter Apertur in Betracht gezogen (Aprile *et al.* 1994, Aprile *et al.* 1995).

1.1.7 Luftschauer-Teleskope

Bei den immensen Photonenenergien der höchstenergetischen γ-Strahlung kosmischen Ursprungs im TeV-Bereich und darüber (vgl. Abb. 1.1) lassen sich mit Hilfe sogenannter *Luftschauer-Experimente* (z.B. Klapdor-Kleingrothaus und Zuber 1997) die Trajektorien der Photonen in der Atmosphäre anhand der längs ihrer Bahn freigesetzten Čerenkov-Strahlung (z.B. Gerthsen *et al.* 1982) vermessen. Ähnlich wie bei den Compton-Teleskopen läßt sich aus einer Schar solcher Trajektorien die Position der Quelle ableiten. Im Angelsächsischen werden Luftschauer-Teleskope als *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes* bezeichnet, das daraus gebildete Akronym IACT ist auch im deutschsprachigen Raum verbreitet. IACTs sind ein vergleichsweise junger Zweig der Hochenergie-Astronomie, und der erste Nachweis eines Röntgenobjekts (Crab) mittels eines IACT gelang 1989 mit einem Experiment am Whipple Observatorium (Weekes et al. 1989). Ein bekanntes Beispiel für ein IACT ist die entsprechende stereoskopische Erweiterung des *High Energy Gamma Ray Astronomy* Experiments, das HEGRA IACT auf der kanarischen Insel La Palma (Daum et al. 1997). Ein Rückblick auf die erste Dekade der IACTs findet sich bei Weekes (1996), eine Übersicht in Klapdor-Kleingrothaus und Zuber (1997).

1.2 Schematischer Aufbau eines CM-Teleskops

Ein CM-Teleskop besteht im wesentlichen aus einer *Apertur* (siehe Abschnitt 1.3.1) und einem *Detektor* (Abschnitt 1.3.2). Die Röntgenstrahlung der zu beobachtenden Objekte fällt durch die Apertur kodiert auf den Detektor (in Abbildung 1.9 schachbrettartig gemustert).

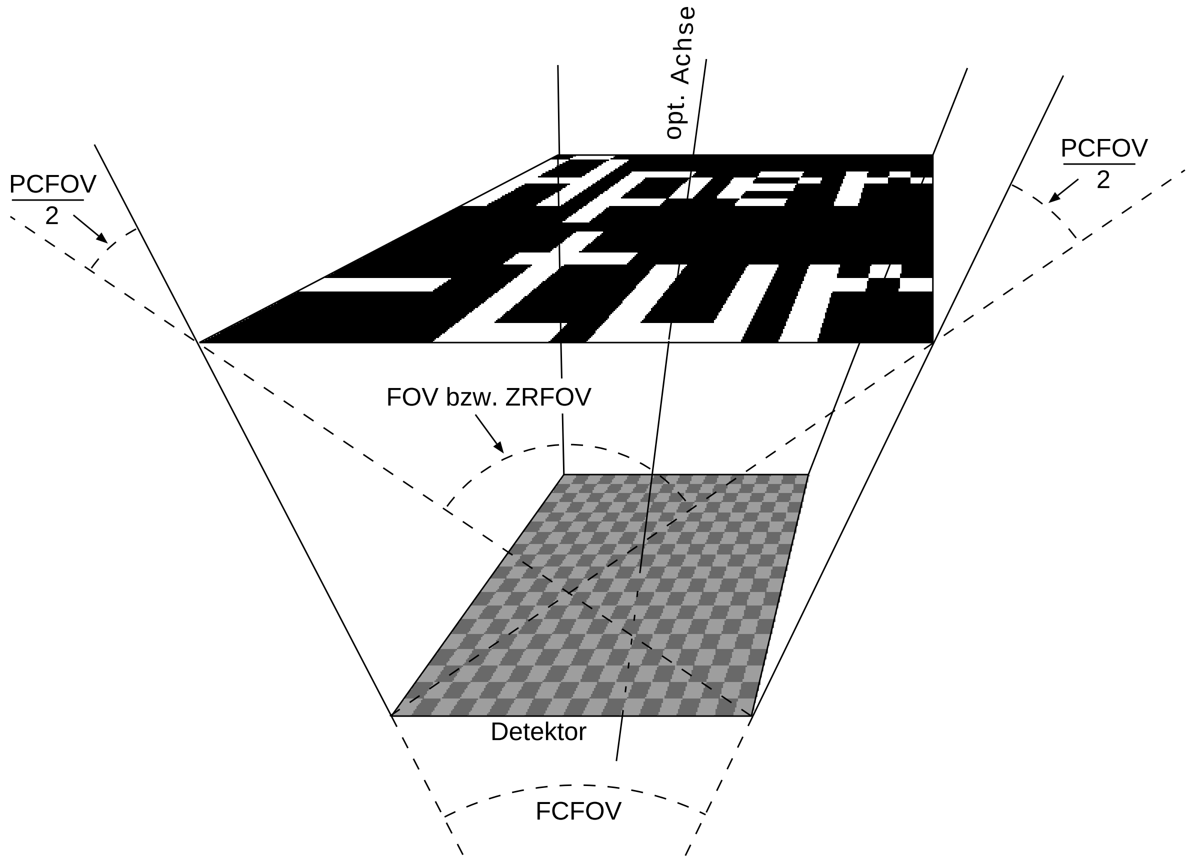


Abbildung 1.9: Aufbau eines CM-Teleskops (schematisch)

Bei dem Instrument der Abbildung ist das Blickfeld (abk.: **FOV** von engl.: *field ov view*) in zwei Bereiche unterteilt, das vollständig kodierte Blickfeld **FCFOV** (fully coded field of view) und das teilweise kodierte Blickfeld **PCFOV** (partially coded field of view). Das FCFOV ist in der Abbildung mit durchgehenden Linien abgegrenzt, die von den Detektorecken zu den Aperturecken verlaufen, das PCFOV nur für den Teilbereich der vorderen Detektorkante durch gestrichelte Linien angedeutet. Quellen im FCFOV werfen einen die gesamte Detektorfläche bedeckenden Aperturschatten, der Schattenwurf von Quellen im PCFOV bedeckt hingegen nur einen Teil der Detektorfläche. In der Literatur wird das PCFOV manchmal als Obermenge zum FCFOV aufgefaßt. In dieser Arbeit sind FCFOV und PCFOV disjunkte Teilmengen des gesamten FOV, für das sich in der Literatur auch die Abkürzung **ZRFOV** (zero response field of view) etabliert hat — im Unterschied etwa zu Blickfeldangaben, die bis zur halben Höhe des maximalen Signals definiert sind. Auch in dieser Arbeit wird, um Mißverständnissen vorzubeugen, stets vom Blickfeld als ZRFOV die Rede sein.

Die Apertur in Abbildung 1.9 ist zwar nicht ideal, dafür aber selbstreferenzierend. Die hellen Felder (Buchstaben) der 19×19 Apertur sollen transparent, die dunklen opak sein. Dies ist bei allen in dieser Arbeit abgebildeten Aperturen so gehalten, auch wenn es nicht immer explizit erwähnt ist.

1.3 Aperturen und Detektoren

1.3.1 Aperturen

Kodierte Aperturen finden außer in CM-Teleskopen auch bei Mikrotomographiesystemen der Materialforschung, Biologie und Medizin Anwendung. Bei makroskopischer Tomographie, insbesondere an lebenden Menschen, ist die CM-Technik zu aufwendig, weil nicht mit den für preislich konkurrenzfähige Systeme erforderlichen hohen Strahlungsdosen gearbeitet werden kann, weshalb auf diesem Gebiet die Vielstrahltomographie (Computertomographie) vorherrscht. Diese Arbeit beschränkt sich auf die Anwendung kodierter Aperturen in CM-Teleskopen. Grundsätzlich lassen sich vier verschiedene Klassen kodierter Aperturen unterscheiden:

1. Eindimensionale Aperturen
2. Rechteckige Aperturen mit rechteckigen Pixeln
3. Aperturen mit hexagonalen Pixeln
4. Andere

Die Apertur in Abbildung 1.9 gehört zur Klasse 2, welche die Mehrzahl aller bisher eingesetzten oder geplanten CM-Teleskop-Aperturen stellt.

Für die ersten drei Klassen sind spezielle Aperturkodes bekannt, die eine *ideale* Kodierung (vergleiche Abschnitt 2.3) des einfallenden Lichtes ermöglichen. Einschränkend muß gesagt werden, daß es ideale Kodes nur für bestimmte Längen eindimensionaler Aperturen bzw. nur für bestimmte Konfigurationen rechteckiger und hexagonaler Aperturen gibt. Ein umfassender Überblick über ideale Aperturkodes findet sich bei Busboom *et al.* (1998a) und Busboom (1998b). Eine Übersicht idealer und annähernd idealer Aperturkodes wie zur Verwendung in der Röntgenastronomie vorgeschlagen liefert Rideout (1995) — letztere wurde auch als Kompaktversion von Skinner und Rideout (1995) präsentiert.

Es ist anzunehmen, daß sich auch für weitere Geometrien (Klasse 4) ideale Aperturkodes finden ließen, doch aus zwei Gründen rangiert die Suche nach solchen Kodes nicht an einer der oberen Stellen in Physik, Mathematik oder Informatik: Einerseits reichen die Möglichkeiten der ersten drei Klassen für eine große Zahl praktischer Anwendungen aus, andererseits lassen sich für prinzipiell alle Geometrien annähernd ideale Zufallskodes verwenden (vergleiche Kapitel 8). Auch in der Nachrichtentechnik finden sich Anwendungen für möglichst ideale Modulationskodes im weitesten Sinn. In diesem Zusammenhang hervorzuheben sind die Forschungen über neue Kodes der Gruppe um Hans Dieter Lüke an der *RWTH Aachen*.

Kodierte Aperturen sind eindeutig bestimmt durch:

- Die verwendeten Materialien
- Die inneren Abmessungen der Apertur
- Die äußeren Abmessungen der Apertur
- Den Aperturkode

• Kodierte Aperturen bestehen häufig aus mehreren Materialien, meist in verschiedenen Schichten angeordnet. Solche Schichten können als Träger- und Befestigungsmaterial dienen, oder z.B. die Absorption des Röntgenlichts bei bestimmten Wellenlängen (Kanten) erhöhen.

• Die inneren Abmessungen der Apertur sind die der einzelnen Elemente, aus denen sich die Apertur zusammensetzt. Die meisten Aperturen bestehen aus opaken und transparenten Elementen gleicher Fläche und Geometrie. Solche Elemente werden im folgenden als **Aperturpixel** bezeichnet, oder, wenn Verwechslungen ausgeschlossen sind, auch kurz als Pixel. Kommen mehrere geschichtete Materialien zum Einsatz, sind auch deren Schichtdicken den inneren Abmessungen zuzurechnen.

• Die äußeren Abmessungen resultieren aus Anzahl und Gruppierung der Aperturpixel. Im einfachen Fall einer rechteckigen Apertur mit rechteckigen Pixeln wären die äußeren Abmessungen schlicht Länge und Breite der Apertur.

• Der Aperturkode ist die wohl interessanteste Bestimmungsgröße einer Apertur. Viele Kodes lassen sich durch mehr oder weniger komplizierte Formeln angeben, Zufallskodes allerdings lassen sich nur höchst mühsam durch eine Rechenvorschrift nachvollziehbar beschreiben. Für eigentlich alle Kodes gilt, daß ein Bild des Kodes in der Regel mehr sagt als tausend Symbole.

Eine wichtige abgeleitete Kennzahl einer Apertur ist die sogenannte **Open Fraction** (OF), die den Bruchteil der transparenten Pixel bezogen auf die Gesamtzahl aller Pixel angibt.

1.3.2 Detektoren

Die bei CM-Teleskopen eingesetzten Detektoren müssen in wenigstens einer Raumdimension ortsauflösend arbeiten. Die entsprechenden Verfahren lassen sich grob in drei Kategorien aufteilen:

Pixeldetektoren sind aus vielen Einzeldetektoren, den **Detektorpixeln** zusammengesetzt; die einfallenden Photonen werden also pixelweise registriert. Die absolute Ortsauflösung eines Pixeldetektors entspricht folglich den räumlichen Abmessungen seiner Einzelpixel. Im Prinzip läßt sich natürlich jedes Detektorsystem für Röntgenphotonen durch Replikation zum Pixeldetektor ausbauen, in der Praxis sind jedoch nicht alle Detektortypen gleich gut für eine Replikation geeignet — beispielsweise wegen zu großer „blinder“ Bereiche zwischen den Pixeln, wenn der Detektor in einen dickwandigen Behälter eingeschlossen sein muß.

Die absoluten Ortsauflösungen reichen bei den bislang in CM-Teleskopen geflogenen Pixeldetektoren von Pixeln der Größe 4.5×4.5 cm^2 (DGT, siehe Tabelle 3.1) bis zu 1×1 cm^2 (LEGRI, ebd.). Die für IBIS, den Imager des Integral-Satelliten (vgl. Kapitel 7) geplanten zwei Detektorebenen arbeiten mit noch kleineren Pixeln von 9×9 mm^2 (CsI) und 4×4 mm^2 (CdTe).

Ereigniskammern sind Volumen eines Materials, das Röntgenphotonen in „Ereignisse“ umwandelt, die dann von einem (oder mehreren) nachgeschalteten Detektorsystem direkt örtlich lokalisiert werden können. In diese Kategorie fallen sowohl Detektoren nach Phoswich Bauart (Anger Kameras), wie z.B. bei SIGMA oder GRIP (siehe Tabelle 3.1), als auch Funken- oder Blasenkammern, wie z.B. bei Gamma-1 (ebd.).

Ein Mischsystem ist beispielsweise der Detektor von ZEBRA (ebd.). Hier legen Balken aus NaI eine Raumrichtung pixelweise fest, während eine zweite Raumrichtung durch den Ereignisverlauf — wie er durch Detektoren an den Balkenenden registriert wird — abgeschätzt werden kann.

Eine typische absolute Ortsauflösung von Ereigniskammern läßt sich aufgrund der bauweisebedingten Variationen schwerlich angeben. Für GRIP betrug sie ungefähr 1 cm FWHM.

Driftkammern arbeiten ganz ähnlich wie Ereigniskammern, doch während die „Ereignisse" bei den Ereigniskammern optisch nachgewiesen werden (Lichtblitze, Funken, Blasen), detektiert man mit Driftkammern durch Röntgenphotonen ionisierte Elektronen/Ionen. Der verbreitetste Detektor dieser Art bei CM-Teleskopen ist der **MWPC** (**M**ulti **W**ire **P**roportional **C**ounter). Bei diesem Detektortyp werden in einem geeigneten Gas oder Gasgemisch viele Anoden- und Kathodendrähte gespannt. Ionisiert dann ein einfallendes Röntgenphoton ein Gasatom, so werden Elektronen bzw. Ionen im elektrischen Feld Richtung Anode bzw. Kathode beschleunigt. Dabei wird Stoßionisation zur Verstärkung des Primärelektrons genutzt. Der zeitliche Verlauf der Pulse an Anoden- und Kathodendrähten ermöglicht die Berechnung des Entstehungsortes des Primärelektrons (KLEINKNECHT 1992).

Genau genommen ist die Ortsauflösung beim MWPC ein Mischverfahren, da die verschiedenen Drähte grobe „Pixel" vorgeben, innerhalb derer dann die genauere analoge Ortsbestimmung erfolgt.

Die Ortsauflösung typischer MWPCs liegt im Millimeterbereich. Bei den MWPCs der Wide Field Cameras von SAX beispielsweise (siehe Tabelle 3.1) beträgt die Ortsauflösung ziemlich genau 1 mm FWHM.

Eine ausgezeichnete Referenz für Detektoren im Röntgenbereich liefert FRASER (1989). Neue Entwicklungen sind derzeit vor allem bei den pixelorientierten Halbleiterdetektoren im Gang. So werden z.B. noch vor der Jahrtausendwende speziell für den Röntgenbereich gefertigte CCD-Kameras bei den Satelliten AXAF und XMM zum Einsatz kommen. Auch neue Materialien versprechen entscheidende Verbesserungen. In der LEGRI Mission befindet sich derzeit HgI_2 auf dem Prüfstand, wobei allerdings mit deutlich schlechteren Ergebnissen als in den Labortests gerechnet wird (ROBERT *et al.* 1997). Wahre Wunder hingegen verspricht man sich von den aufkommenden CdZnTe Detektoren (TEEGARDEN et al. 1997). Auch die Weiterentwicklung der ähnlich den MWPCs arbeitenden Microstrip-Proportionalkammern läßt noch beträchtliche Fortschritte erwarten (z.B. RAMSEY 1992).

1.4 Box- und Mosaik-Kamera

Drei prinzipielle Bauweisen sind bei CM-Teleskopen denkbar. Bei der **Box-Kamera** (siehe Abbildung 1.10) sind Apertur und Detektor gleich groß.

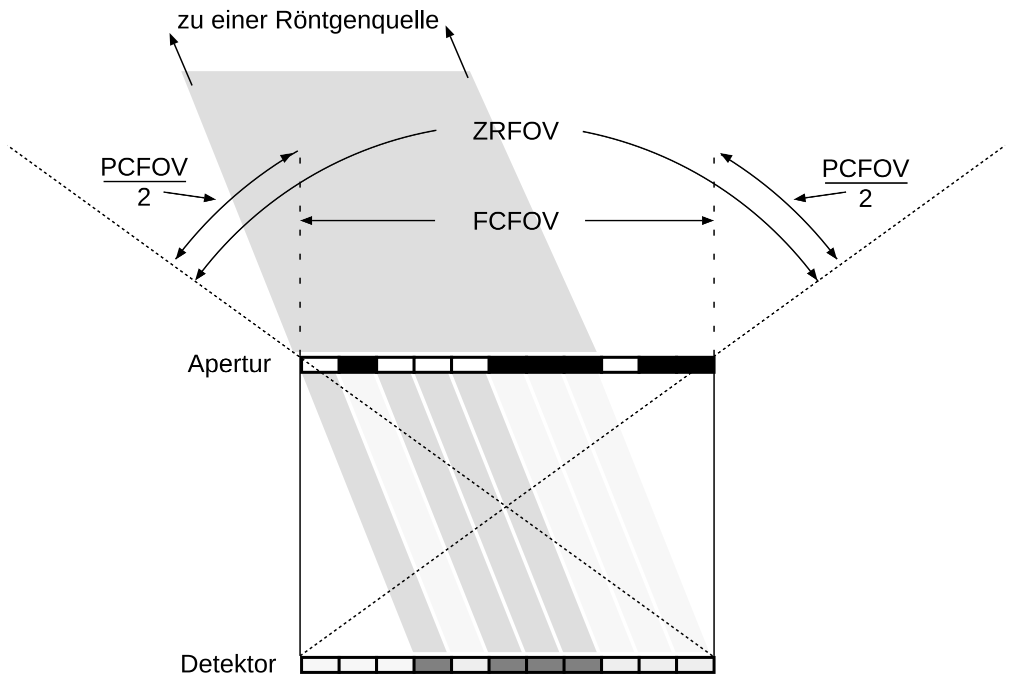


Abbildung 1.10: Box-Kamera (schematisch)

Die Apertur einer Box-Kamera wirft also nur für Quellen in Richtung der optischen Achse ihr vollständiges Schattenmuster auf den Detektor. Für „Off-Axis" Quellen wird bei der Box-Kamera stets nur ein Teil des Aperturkodes vom Detektor registriert. Das FCFOV (vergleiche Abschnitt 1.2) ist also infinitesimal klein und auf die Blickrichtung der optischen Achse beschränkt.

Die abgebildete eindimensionale Apertur wird in Abschnitt 2.5 ausführlich besprochen.

Der Detektor ist in Pixel von der Größe der Maskenpixel unterteilt. Damit sind im Prinzip durch die von Detektor- zu Maskenpixeln festgelegten Richtungen eine Art „Himmelspixel" festgelegt, die allerdings — aufgrund der Krümmung der Himmelssphäre — von unterschiedlicher Größe sind.

In Abbildung 1.10 sind bereits viele Feinheiten zu erkennen, die erst später ausführlich besprochen werden. Im einzelnen:

- Reale Aperturen haben eine endliche Stärke, sind also nicht infinitesimal dünne Ebenen. Deshalb wirkt eine Apertur immer mehr oder weniger ausgeprägt als Kollimator.

- Trotz ihrer Dicke lassen auch die opaken Elemente realer Aperturen stets etwas Röntgenstrahlung passieren. Dies wird mit zunehmender Photonenenergie ein zunehmendes Problem.

- Damit der Detektor der Box-Kamera nicht auch von Quellen außerhalb des ZRFOV beleuchtet wird, muß die „Box" wirklich an der Seite geschlossen sein, soll ein zusätzlicher Kollimator vermieden werden. Auch die unten besprochene Mosaik-Kamera benötigt entweder eine solche Abschirmung, oder einen zusätzlichen Kollimator vor dem Detektor.

- Jeder Detektor hat ein gewisses Eigenrauschen. Dieser **Detektorhintergrund** führt zur (fälschlichen) Registrierung von Röntgenstrahlung auch bei Detektorbereichen, die eigentlich im Dunkeln liegen, und erhöht die Zählrate der beleuchteten Bereiche.

Um einen vollständigen Aperturkode auch für Quellen außerhalb der optischen Achse nutzen zu können, muß entweder die Apertur oder der Detektor vergrößert werden. In der Praxis wurde bislang noch nie ein CM-Teleskop entwickelt, dessen Detektor größer ist als seine Apertur. Dies hat verschiedene Gründe. Zum einen ist es eine rein pragmatische Konsequenz aus der Tatsache, daß ein Quadratmeter Detektor teurer kommt als ein Quadratmeter Apertur. Und dies nicht nur in Hinblick auf die Baukosten, sondern auch auf Stromverbrauch, Gewicht, etc.. Zum anderen bringt ein größerer Detektor in aller Regel auch größere Probleme hinsichtlich z.B. seiner Stabilität und seines Hintergrunds mit sich.

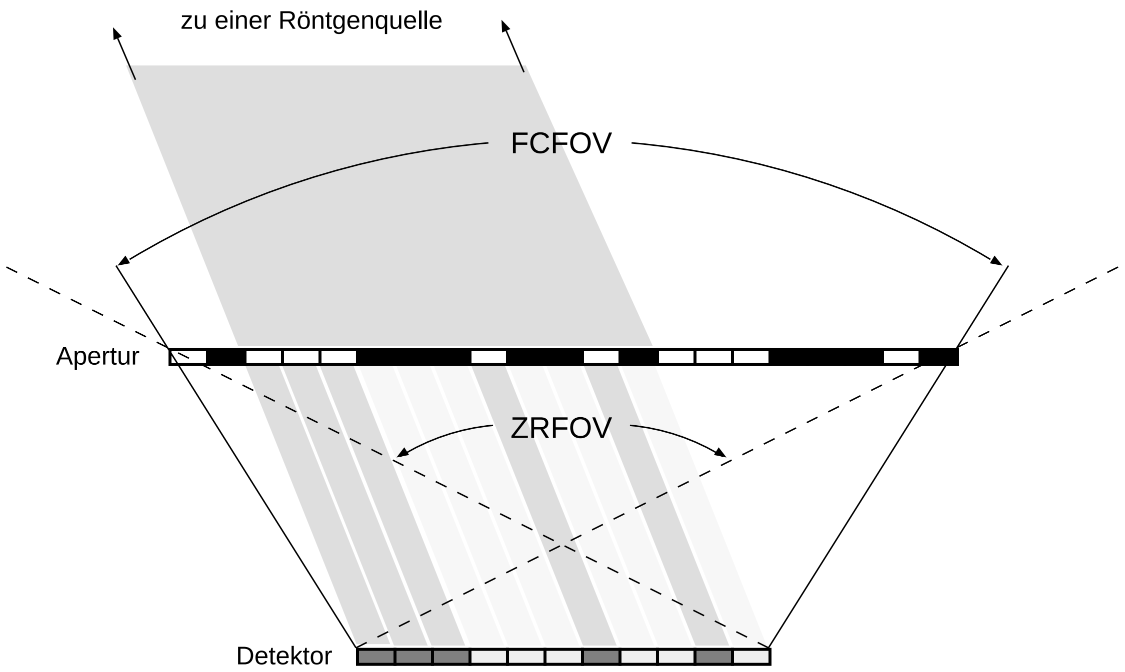


Abbildung 1.11: Mosaik-Kamera (schematisch)

An dieser Stelle wird deshalb ausschließlich betrachtet, wie durch Vergrößerung der *Apertur* ein vollständiger Aperturkode für ein größeres Blickfeld genutzt werden kann. In Abbildung 1.11 ist eine Konfiguration gezeigt, bei der die eindimensionale Apertur der oben abgebildeten Box-Kamera bis auf ein Element mosaikartig (zyklisch) dupliziert worden ist, um die neue Apertur zu erhalten. Daher der Name Mosaik-Kamera. Bei dieser Konfiguration liegt die bereits in Abbildung 1.10 angedeutete Röntgenquelle im FCFOV des Instruments und wirft einen vollständigen Zyklus des Aperturkodes auf den Detektor. Eine zyklische Erweiterung des Aperturkodes um mehr als $v-1$ Elemente, wenn v die Länge eines eindimensionalen „Mosaiksteins“ ist, hätte zur Folge, daß nicht nur vollständige Kodes, sondern auch vollständig replizierte Kodes vorkämen. Mit anderen Worten, zwei Quellen könnten aus ganz verschiedenen Richtungen den gleichen Schatten auf den Detektor werfen. Wenn das geschieht, kann die Rekonstruktion der Quellpositionen natürlich nicht mehr eindeutig geschehen.

Kapitel 2

Mathematische Grundlagen der Bildgebung von CM-Teleskopen

2.1 Abbildung

Die zu messende Größe beim Imaging ist ein Bild, also eine zweidimensionale Intensitätsverteilung (siehe Kapitel 4). Bei Röntgenteleskopen zur Himmelsbeobachtung handelt es sich naturgemäß um Bilder von der Himmelssphäre (ASTRONOMIELEXIKON 1990b), die zwar zweidimensional, aber gekrümmt ist. Der erste Schritt des Abbildungsvorgangs besteht daher in einer gnomonischen Projektion von der Sphäre in die Ebene (siehe Abbildung 2.1).

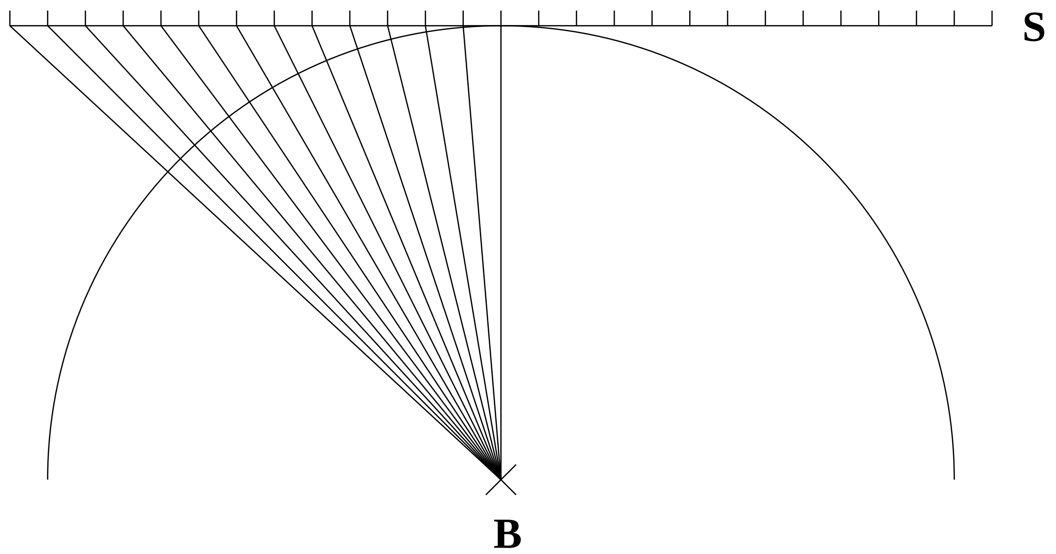


Abbildung 2.1: Gnomonische Projektion von der Sphäre in die Ebene (Schnitt)

Für einige der folgenden Betrachtungen ist es ferner nötig, die Himmelssphäre bzw. deren Projektion in Bildelemente (Pixel) zu unterteilen. Gleichgroße Pixel in der Projektionsebene **S** bedingen für einen im Zentrum der Himmelssphäre sitzenden Beobachter **B** Pixel variabler (Winkel-) Größe an derselben. „Sphärische“ und „ebene“ Pixel sind in einfacher Weise über den Tangens verknüpft.

Die in der Projektionsebene **S** gegebene Intensitätsverteilung wird im zweiten Schritt des Abbildungsvorgangs durch die Apertur kodiert. Jedes Loch in der Apertur wirkt hierbei als Lochkamera und erzeugt ein Teilbild auf dem Detektor. Die Überlagerung aller Teilbilder ergibt demzufolge die auf dem Detektor gemessene Intensitätsverteilung. Gerne wird auch andersherum argumentiert, daß nämlich jede Punktquelle am Himmel einen Schatten der Apertur auf den Detektor wirft, und die Überlagerung dieser Schattenbilder der gemessenen Intensitätsverteilung entspricht.

Nun lassen sich die drei Größen Intensitätsverteilung, Aperturopazität und Detektorantwort als drei Funktionen

$$S(\vec{x}),\ M(\vec{x}) \text{ und } D(\vec{x}) \quad \text{mit } \vec{x} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$

darstellen, welche in einem fehler- und störungsfrei abbildenden System über die sogenannte *Kodierungsgleichung*

$$D(\vec{x}) = M(\vec{x}) * S(\vec{x}) \tag{2.1}$$

miteinander verknüpft sind, wobei $*$ den *Faltungsoperator* bezeichnet. In realen Systemen allerdings tritt stets zusätzliches Rauschen auf. In dieser Arbeit unterscheide ich zwischen den zwei Rauschtermen $B(\vec{x})$ und $N(\vec{x})$:

$$D(\vec{x}) = M(\vec{x}) * \Big(S(\vec{x}) + B(\vec{x})\Big) + N(\vec{x}) \tag{2.2}$$

$B(\vec{x})$ repräsentiert einen Himmelshintergrund, also Photonen, die keiner Quelle beziehungsweise schwachen Quellen mit einer Intensität unterhalb der Nachweisgrenze zuzuordnen sind und wie $S(\vec{x})$ auch durch die Apertur kodiert werden.

$N(\vec{x})$ beschreibt ein signalunabhängiges Rauschen, das nicht durch die Apertur kodiert wird — also beispielsweise ein Eigenrauschen des verwendeten Detektors.

Tatsächlich wird die detektierte Signalverteilung durch derart viele zusätzliche Faktoren beeinträchtigt — beispielsweise durch begrenzte Zeit- und Ortsauflösung des Detektors und mitregistrierte Sekundärereignisse kosmischer Strahlung — daß eine einigermaßen genaue Modellierung der Funktionen $B(\vec{x})$ und $N(\vec{x})$ zur Berücksichtigung solcher Faktoren bei der Bildrekonstruktion wünschenswert ist.

2.2 Rekonstruktion

Aufgabe der Bildrekonstruktion ist es, eine möglichst gute Schätzung $\hat{S}(\vec{x})$ der Signalverteilung $S(\vec{x})$ zu finden.

Um dieses Ziel mathematisch anzugehen, wird üblicherweise die Dekodierungsfunktion $G(\vec{x})$ eingeführt, welche, mit der detektierten Signalverteilung $D(\vec{x})$ in der *Dekodierungsgleichung* gefaltet, die Schätzung $\hat{S}(\vec{x})$ ergibt.

$$\hat{S}(\vec{x}) = G(\vec{x}) * D(\vec{x}) \tag{2.3}$$

Gleichung 2.2 in die Dekodierungsgleichung eingesetzt, ergibt:

$$\hat{S}(\vec{x}) = G(\vec{x}) * \Big(M(\vec{x}) * \Big(S(\vec{x}) + B(\vec{x})\Big) + N(\vec{x})\Big) \tag{2.4}$$

Ausgefaltet schreibt sich Gleichung 2.4 wie folgt:

$$\hat{S}(\vec{x}) = G(\vec{x}) * M(\vec{x}) * S(\vec{x}) + G(\vec{x}) * M(\vec{x}) * B(\vec{x}) + G(\vec{x}) * N(\vec{x}) \tag{2.5}$$

Es fällt auf, daß

$$\hat{S}(\vec{x}) = S(\vec{x}) + B(\vec{x}) + G(\vec{x}) * N(\vec{x}) \tag{2.6}$$

falls $G(\vec{x}) * M(\vec{x}) = \mathbb{1}$ (die Faltung ist assoziativ). Damit unterscheidet sich $\hat{S}(\vec{x})$ nur dann von $S(\vec{x})$, wenn $B(\vec{x}) + G(\vec{x}) * N(\vec{x}) \neq \mathbb{0}$ ist.

Dies ist ein typisches *inverses Problem*[1] (siehe beispielsweise SKINNER und PONMAN 1995b, TARANTOLA 1987). Ist also einerseits $M(\vec{x})$ invertierbar (hinsichtlich der Faltung), und sind andererseits $B(\vec{x})$ sowie $N(\vec{x})$ bekannt, so läßt sich in der Theorie $S(\vec{x})$ berechnen.

In der Praxis stößt man nicht nur auf die oben bereits erwähnte Schwierigkeit, $B(\vec{x})$ und $N(\vec{x})$ zu modellieren, sondern auch auf die — ereigniszählenden Detektoren stets innewohnende — Beeinträchtigung des Signals durch das Poisson-Rauschen $P(\vec{x})$. Dieses läßt sich im Prinzip mit in die Kodierungsgleichung aufnehmen, welche sich dann wie folgt schreibt:

$$D(\vec{x}) = M(\vec{x}) * \Big(S(\vec{x}) + B(\vec{x})\Big) + P(\vec{x}) + N(\vec{x}) \tag{2.7}$$

Um die Güte eines Signals anzugeben, wird üblicherweise als Maßzahl ein „Signal-zu-Rausch-Verhältnis“ definiert (engl.: *signal to noise ratio*, im folgenden auch als **SNR** abgekürzt), was auf sehr verschiedene Art und Weise geschehen kann (vergleiche Abschnitt 4.5 sowie SKINNER 1984 und die dort angegebenen weiteren Referenzen).

2.3 Signal und Rauschen

Bei Abwesenheit jeglicher Art von Himmelshintergrund und Detektorrauschen wäre zu erwarten, daß bei Anwesenheit einer einzigen Quelle im ZRFOV sämtliche n detektierten Photonen sich bei einer Rekonstruktion ebendieser Quelle zuordnen lassen.

Angenommen, es liegt ein CM-Teleskop mit einem Zufalls-Aperturkode der OF 50% vor.

In diesem Fall ist $M(\vec{x})$ in aller Regel nicht invertierbar, und es muß zum Zwecke der Rekonstruktion eine andere geeignete Dekodierungsfunktion $G(\vec{x})$ gefunden werden.

Üblicherweise wird $G(\vec{x})$ zunächst einfach als $M(-\vec{x})$ gewählt. Damit wird Gleichung 2.5 — unter Berücksichtungung von $B(\vec{x}) \equiv N(\vec{x}) \equiv \mathbb{0}$ — zu:

$$\hat{S}(\vec{x}) = \big(M(\vec{x}) \otimes M(\vec{x})\big) * S(\vec{x}) \tag{2.8}$$

mit $\otimes$ als *Korrelationsoperator*.

$M(\vec{x}) \otimes M(\vec{x})$ ist nichts anderes als die Autokorrelation von $M(\vec{x})$. Die Autokorrelationsfunktion (**AKF**) einer unendlich ausgedehnten Zufallsfunktion liefert exakt die Deltafunktion, also **1**, in welchem Falle $M(-\vec{x})$ gerade das Faltungsinverse von $M(\vec{x})$ ist.

[1]Nach Oleg Mikailiwitsch Alifanow, dem „Altvater“ der inversen Probleme, liegt ein solches stets dann vor, wenn man die unbekannten Ursachen gemessener Effekte aus letzteren bestimmen möchte. Der umgekehrte Fall — die Bestimmung von unbekannten meßbaren Effekten aus bekannten Ursachen wird entsprechend als *direktes Problem* bezeichnet. Das klassische Beispiel für ein inverses Problem ist die Computertomographie.

Die Autokorrelationsfunktion einer *endlich* ausgedehnten Zufallsfunktion hingegen, wie es $M(\vec{x})$ in diesem Beispiel sein soll, hat zwar ein scharfes Maximum an der Stelle $\vec{x} = \vec{0}$, ihrem **Hauptwert** (HW), nimmt aber verschiedene um null schwankende Werte für die $\vec{x} \neq \vec{0}$, ihre **Nebenwerte** (NW), an. $M(\vec{x}) \otimes M(\vec{x})$ läßt sich hier als **Punktantwort** (engl.: *point spread function*, abk. PSF) des Systems verstehen (vergleiche JÄHNE 1991).

Für die rekonstruierte Schätzung $\hat{S}(\vec{x})$ bedeutet eine derartige PSF selbst bei idealisierter Quelle (Deltafunktion) ein bestimmtes, *endliches* Verhältnis von dem Maximum bei $\vec{x} = \vec{0}$ (Hauptwert, Signal) zum maximal auftretenden Wert für $\vec{x} \neq \vec{0}$ (Nebenwerte, Untergrund). Dieses Verhältnis wird als Haupt-Nebenmaximum-Verhältnis (**HNV**) bezeichnet und dient vor allem hinsichtlich der *periodischen* Autokorrelationsfunktion (PAKF) als gebräuchliches Gütemaß für Aperturkodes (LÜKE 1992).

Durch Substitution der nichtperiodischen Zufallsapertur des Beispiels durch eine geeignete periodische Apertur ist es möglich, sämtliche Nebenwerte einander anzugleichen, also ein scharfes Maximum über einem ebenen Plateau zu erhalten. Aperturkodes mit dieser Eigenschaft bilden die bereits mehrfach zitierte Klasse der **idealen** Aperturkodes. *Selbst bei idealen Aperturkodes bleibt das HNV endlich.* Dies hat zur Folge, daß sich bei einem CM-Teleskop durch längere Belichtung nur das Poisson-Rauschen reduzieren, nicht aber das Verhältnis des Signals (des Hauptmaximums) gegenüber dem Untergrund (dem Nebenmaximum) steigern läßt. Deshalb ist ein möglichst großes HNV für die Apertur eines CM-Teleskops wünschenswert.

Die Verwendung einer idealen periodischen Apertur setzt natürlich als Konfiguration eine Mosaik-Kamera voraus. Die „ideale“ Kodierung beschränkt sich allerdings immer auf Quellen im FCFOV. Da eine Quelle im PCFOV eine unvollständige Periode des Aperturkodes auf den Detektor projiziert, bewirkt jede solche Quelle ein dem Plateau hinzuzufügendes Rauschen. Ein solches Rauschen wie auch die Schwankung der Nebenwerte bei nicht idealen Aperturkodes wird als **Kodierungsrauschen** bezeichnet.

Um Kodierungsrauschen in Mosaik-Kameras zu vermeiden, wird häufig dem Detektor ein zusätzlicher Kollimator vorgeschaltet, der das Blickfeld auf Quellen im FCFOV begrenzt. Bei einer Box-Kamera läßt sich Kodierungsrauschen nicht vermeiden. Auftretendes Kodierungsrauschen muß bei der Rekonstruktion besonders berücksichtigt werden.

Zurück zum Beispiel der Zufallsapertur. Bei einer in Pixel unterteilten, binärwertigen Apertur mit N Aperturpixeln, von denen wegen der geforderten OF von 50% jeweils $N/2$ opak und $N/2$ transparent sind, liefert die Autokorrelationsfunktion für den Hauptwert $N/2$. Bei einem gleichverteilten Zufallskode errechnen sich die Nebenwerte der periodischen Autokorrelationsfunktion *im Mittel* zu $N/4$. Die Standardabweichung σ_{NW} der Nebenwerte läßt sich auf die einer Binomialverteilung zurückführen, da sich jeder Nebenwert als Summe von N Produkten zweier 50% Wahrscheinlichkeiten darstellt:

$$\sigma_{\mathrm{NW}} = \frac{\sqrt{N}}{4}$$

Dies Ergebnis gilt nur für eine *idealisierte* Quelle, beziehungsweise für den Grenzfall *vieler* Photonen. Für wenige Photonen finden sich klassische Argumente z.B. bei DICKE (1968) oder GUNSON und POLYCHRONOPULOS (1976).

Abschließend läßt sich festhalten, daß die Zuordnung der registrierten Quellphotonen zur Quelle über das Verhältnis des Signals zum Untergrund erfolgen muß. Dies ist für eine Einzelquelle unter idealisierten Bedingungen mit einer Zufallsapertur durchaus möglich. Eine zweite Quelle im Blickfeld würde allerdings das rekonstruierte Signal der ersten Quelle um einen Betrag stören, der von der Position der zweiten Quelle abhängt. Da die Abhängigkeit prinzipiell bekannt ist, scheint eine Zuordnung der Photonen mit einiger Mühe immer noch machbar. Sobald jedoch nicht aufgelöste Quellen — mit anderen Worten Himmelshintergrund — hinzukommen, ist eine Zuordnung nicht mehr fehlerfrei möglich. Dasselbe gilt auch für ausgedehnte Quellen. In diesen Fällen läßt sich durch Einsatz idealer Aperturkodes in Konfiguration einer kollimierten Mosaik-Kamera das Imaging theoretisch verbessern (hinsichtlich der Praxis vergleiche z.B. SIMS *et al.* 1984).

Als Signal-zu-Rausch-Verhältnis läßt sich für das obige Beispiel (Zufalls-Aperturkode mit 50% OF und einer einzigen idealisierten Punktquelle im Blickfeld) das Verhältnis des Signals über dem Untergrund zur Standardabweichung des Untergrunds definieren:

$$\mathrm{SNR}_{\mathrm{Beispiel}} = \frac{\frac{N}{2} - \frac{N}{4}}{\frac{1}{4}\sqrt{N}} = \sqrt{N}$$

2.4 Detektorhintergrund und Antimasken

Im vorigen Abschnitt wurde die Abwesenheit von Detektorrauschen vorausgesetzt. In der Realität hängt die Qualität der Bildsynthese bei CM-Teleskopen empfindlich von der Gleichförmigkeit des unvermeidlichen Detektorhintergrunds ab (z.B. LAUDET und ROQUES 1988). Eine Möglichkeit, den i.a. weder räumlich noch zeitlich konstanten Detektorhintergrund zu berücksichtigen, besteht in der Anpassung eines Modells desselben. Diese Vorgehensweise hat unter anderem den Nachteil, daß sich die genauen Modellparameter erst während des Betriebs eines CM-Teleskops ermitteln lassen, wodurch die Datenreduktion verzögert wird.

Ein völlig anderer Weg kann beschritten werden, indem die Beobachtung nicht kontinuierlich durch ein- und dieselbe Apertur erfolgt, sondern dergestalt durch eine *veränderliche* Apertur, daß möglichst viel Detektorfläche im Verlauf der Beobachtung von der Quellverteilung abwechselnd beleuchtet und nicht beleuchtet wird. Im am einfachsten zu behandelnden Fall wird abwechselnd durch ein Maske/Antimaske-Paar beobachtet, wobei die Antimaske überall dort offene Pixel aufweist, wo die Maske geschlossen ist, und umgekehrt. Dadurch ist gewährleistet, daß jede Quelle, die ein Stück Detektor durch die Maske beleuchtet, dasselbe Stück bei Verwendung der Antimaske unbeleuchtet läßt. Bei zeitlich nur langsam variierendem Detektorhintergrund läßt sich dann letztendlich durch schlichte Subtraktion der Zählrate im unbeleuchteten Zustand von der im beleuchteten jede örtliche Variation des Detektorhintergrunds ideal korrigieren (z.B. D'AMICO 1997, BUSBOOM *et al.* 1997, MATTESON *et al.* 1990).

2.5 Aperturkodes

Dieser Abschnitt behandelt primär die mathematischen Grundlagen der Aperturkodes, die auf geflogenen CM-Teleskopen (Tabelle 3.1) zum Einsatz kamen. Viele dieser Grundlagen lassen sich in einfacher Weise auf andere Aperturkodes übertragen. Eine ausführliche Referenz der verschiedenen für CM-Teleskope *vorgeschlagenen* Aperturkodes liefert RIDEOUT (1995).

2.5.1 Eine Beispielapertur

Durch den Abschnitt hindurch soll ein einfaches eindimensionales **URA** als Anschauungsbeispiel einer kodierten Apertur dienen. FENIMORE und CANNON (1978a) prägten den Begriff URA als Akronym für „Uniformly Redundant Array“ . Wörtlich übersetzt heißt dies soviel wie „gleichförmig wiederkehrende Anordnung“ .

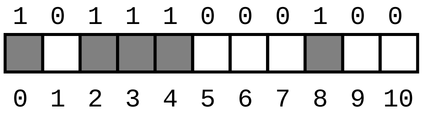


Abbildung 2.2: Einfaches eindimensionales URA

Die Anordnung in Abbildung 2.2 ist eine endliche *Binärfolge*, also eine endliche Folge, deren Glieder nur jeweils einen von zwei möglichen Werten annehmen können. Kommt es nur auf die Zweiwertigkeit an, nicht aber auf die konkreten zwei Werte, wird üblicherweise — wie auch hier geschehen — für die Binärdarstellung Null und Eins als entsprechendes Wertepaar gewählt, in der Abbildung repräsentiert durch weiß und grau gefüllte Quadrate. Die Länge der Folge ist 11. Die Nummern der Folgenglieder mit dem Wert 1 lassen sich auch als Elemente einer Menge auffassen (siehe unten).

Was allerdings bei der Anordnung in Abbildung 2.2 gleichförmig wiederkehrt, ist auf den ersten Blick nicht zu erkennen. Um die besondere Eigenschaft eines URAs anschaulich zu machen, ist die gleiche Folge in Abbildung 2.3 a) auf einem Kreis angeordnet dargestellt.

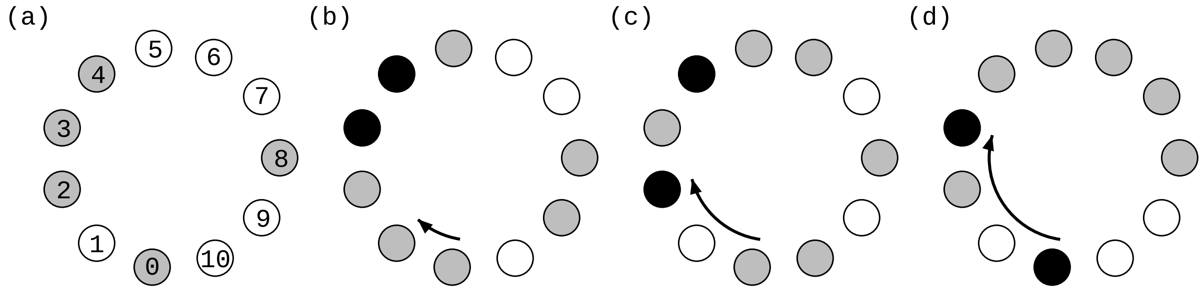


Abbildung 2.3: Das URA wird rotiert und mit sich selbst überlagert

Eine Drehung dieser Anordnung im Uhrzeigersinn um $1 \cdot \frac{360}{11}$ Grad und anschließende Überlagerung mit der Ausgangsanordnung führt zu Abbildung 2.3 b). Das resultierende Bild zeigt dort, wo sich zwei weiße Kreise überlagern, einen weißen Kreis, wo sich ein grauer und ein weißer Kreis überlagern, einen grauen Kreis, und wo sich zwei graue Kreise überlagern, einen schwarzen Kreis. Insgesamt sind es 3 weiße, 6 graue und 2 schwarze Kreise.

Abbildung 2.3 c) zeigt die Situation für eine Drehung um $2 \cdot \frac{360}{11}$ Grad und Abbildung 2.3 d) für $3 \cdot \frac{360}{11}$ Grad. Auch in diesen beiden Fällen liegen je 3 weiße, 6 graue und 2 schwarze Kreise vor. Tatsächlich bleibt die Zahl der weißen, grauen und schwarzen Kreise für *jede* Drehung um ein ganzzahliges Vielfaches n von $\frac{360}{11}$ Grad konstant, *außer* bei Drehungen um komplette 360 Grad, also abgesehen von $n \bmod 11 = 0$ (mit mod als Modulo-Operator).

Mit anderen Worten kommen — abgesehen von den 360 Grad — alle möglichen Winkelabstände zwischen irgend zwei grauen Kreisen in Abbildung 2.3 a) gleich oft vor, da bei jeder Teildrehung um $1 \cdot \frac{360}{11}$ Grad gleich viele weiße Kreise bedeckt wie freigelegt werden. Ein Abstand ist nun aber nichts weiter als eine Differenz mit der entsprechenden Metrik.

Da als mögliche Winkelabstände nur ganzzahlige Vielfache von $\frac{360}{11}$ vorkommen, wegen der zyklischen Anordnung die Betrachtung des Intervalls $[0 \ldots 360[$ ausreicht und die „Nulldrehung“ um $n \bmod 11 = 0$ ausgeschlossen ist, kommen nur n im Intervall $[1 \ldots 10]$ vor. Bemerkenswert ist, daß nicht nur alle durch diese n definierten Winkelabstände *gleich oft* zwischen den grauen Kreisen vorkommen, sondern daß sie auch tatsächlich *alle* vorkommen; täten sie das nicht, so wäre bei irgendeiner Drehung die Bilanz der bedeckten und freigelegten Kreise nicht ausgeglichen.

2.5.2 Zyklische Differenzmengen

Die an diesem Beispiel geschilderten Eigenschaften sind die einer **zyklischen Differenzmenge** $\mathcal{D}$. Durch Reduzierung der Menge der ganzen Zahlen $\mathbb{Z}$ mittels des Modulo Operators auf das Intervall $[0,\ldots,\nu[$, $\nu \in \mathbb{N}$, läßt sich nach BAUMERT (1971) eine zyklische bzw. ν, k, λ Differenzmenge wie folgt definieren:

Definition 2.1 *Eine ν, k, λ Differenzmenge sei eine Menge $\mathcal{D}$ aus k Elementen $d_1, \ldots, d_k$ mit $d_i \in [0,\ldots,\nu[\subset \mathbb{Z}$, so daß für* jede *ganze Zahl n im Intervall $[1,\ldots,\nu[$ gilt, daß die Identität $\quad (d_i - d_j) \bmod \nu \;\equiv\; n \quad$ für* genau *λ Paare $\{d_i, d_j\} \subset \mathcal{D}$ erfüllt ist.*

Nach dieser Definition wäre das URA aus Abbildung 2.2 eine Repräsentation einer 11,5,2 Differenzmenge mit den Elementen $0, 2, 3, 4$ und 8. Bei dieser Differenzmenge lassen sich noch leicht die Differenzen aller möglichen Paare $\{d_i, d_j\}$ aufschreiben:

$0-2=\mathbf{9}-11$	$2-0=\mathbf{2}$	$3-0=\mathbf{3}$	$4-0=\mathbf{4}$	$8-0=\mathbf{8}$
$0-3=\mathbf{8}-11$	$2-3=\mathbf{10}-11$	$3-2=\mathbf{1}$	$4-2=\mathbf{2}$	$8-2=\mathbf{6}$
$0-4=\mathbf{7}-11$	$2-4=\mathbf{9}-11$	$3-4=\mathbf{10}-11$	$4-3=\mathbf{1}$	$8-3=\mathbf{5}$
$0-8=\mathbf{5}-11$	$2-8=\mathbf{5}-11$	$3-8=\mathbf{6}-11$	$4-8=\mathbf{7}-11$	$8-4=\mathbf{4}$

Tabelle 2.1: Differenzen (mod 11) aller Paare $\{d_i, d_j\} \subset \{0, 2, 3, 4, 8\}$

In Tabelle 2.1 sind alle negativen Differenzen als Differenz zu $\nu = 11$ dargestellt, so daß unmittelbar die n ersichtlich sind (fettgedruckt), die die Identität aus Definition 2.1 erfüllen sollen. Jedes n kommt genau zweimal vor, wie es sich für eine $\nu, k, 2$ Differenzmenge gehört. Dies entspricht in Abbildung 2.3 den schwarzen Kreisen.

Zu erwähnen bleibt, daß es außer der leeren Menge drei triviale Arten von ν, k, λ Differenzmengen gibt:

- Die „volle" Menge $\mathcal{D} = \{0,\ldots,\nu-1\}$
- Die Mengen mit einem Element $\mathcal{D} = \{d_1\},\ d_1 \in [0,\ldots,\nu[$
- Die Mengen mit einer Lücke $\mathcal{D} = \{0,\ldots,i-1, i+1,\ldots,\nu-1\},\ i \in [0,\ldots,\nu[$

Aperturen auf Basis zyklischer Differenzmengen ermöglichen die in Abschnitt 2.3 angesprochene ideale Kodierung. Dies wird mit Hilfe der PAKF gezeigt.

Eine Binärfolge b_i mit $i \in [0,\ldots,\nu[$ läßt sich mit Hilfe der Modulo-Operation wie folgt periodisch machen:

$$\tilde{b}_j \text{ mit } j \in \mathbb{Z} \quad := \quad b_{j \bmod \nu}$$

Die PAKF $\tilde{\Phi}_{bb}(i)$ einer Binärfolge b_i ist damit die folgende Summe:

$$\tilde{\Phi}_{bb}(i) = \sum_{j=0}^{\nu-1} b_j \tilde{b}_{j+i}$$

Ist nun b_i eine Binärfolge auf Basis einer ν, k, λ Differenzmenge $\mathcal{D}$, so wird das Produkt $b_j \tilde{b}_{j+i}$ für $i \neq 0 \pmod{\nu}$ nur dann von null verschieden (eins) sein, wenn $\{j, j+i\} \in \mathcal{D}$, was genau λ Mal der Fall ist. Für $i = 0 \pmod{\nu}$ hingegen wird das Produkt $b_j \tilde{b}_{j+i}$ zu b_j^2, welches für alle $b_j \in \mathcal{D}$ eins wird. Folglich gilt:

$$\tilde{\Phi}_{bb}(i) = \begin{cases} k & \text{für} \quad i = 0 \pmod{n} \\ \lambda & \text{sonst} \end{cases}$$

Der Hauptwert ist also k, die Nebenwerte nehmen alle — wie zu zeigen war — den gleichen Wert λ an. Das HNV der PAKF einer Binärfolge auf Basis einer ν, k, λ Differenzmenge ist damit k/λ.

Dem aufmerksamen Leser wird nicht entgangen sein, daß die Aperturkodes der im vorigen Kapitel abgebildeten Box- und Mosaik-Kamera (Abbildung 1.10 bzw. 1.11) auf dem Beispielkode dieses Kapitels beruhen (Abbildung 2.2). Die Apertur der Box-Kamera aus Abbildung 1.10 scheint gerade das Komplement des Beispiel-URAs in Abbildung 2.2 zu sein, denn die *Löcher* der Apertur entsprechen den Elementen der Differenzmenge.

Nun gilt zwar ganz allgemein, daß die Komplementärmenge einer ν, k, λ Differenzmenge eine ν', k', λ' Differenzmenge ist, mit $\nu' = \nu$, $k' = \nu - k$ und $\lambda' = \nu - 2k + \lambda$ (Baumert 1971), da aber die *Löcher* einer Apertur mit der Detektorantwort korreliert werden, entsprechen die Aperturen in Abbildung 1.10 und 1.11 tatsächlich der 11,5,2 Differenzmenge, deren Binärfolge Abbildung 2.2 wiedergibt, und nicht etwa ihrer komplementären 11,6,3 Differenzmenge mit (leicht) schlechterem HNV.

2.5.3 Pseudo-Zufallszahlen

In der Datenverarbeitung bedient man sich gerne sogenannter Pseudo-Zufallszahlen, d.h. Zahlen, die zwar alle (oder jedenfalls alle das jeweilige Problem betreffenden) statistischen Tests der Zufälligkeit bestehen, aber im Prinzip streng deterministisch sind (jedes Glied einer Folge von Pseudo-Zufallszahlen läßt sich als Funktion aller vorherigen Folgenglieder ausdrücken). Dies hat zwei ganz pragmatische Gründe:

- Erstens verfügen nur wenige Computer standardmäßig über Hardware zur Generierung echter „weißer“ (z.B. Timmer und König 1995), gleichverteilter Zufallszahlen.
- Zweitens ist die Determiniertheit der Folge von Zufallszahlen oftmals eine wünschenswerte Eigenschaft, da sie die Berechnungen (z.B. Simulationsrechnungen, eine der Hauptanwendungen für Zufallszahlen) *nachvollziehbar* bzw. *reproduzierbar* macht.

Von den vielen gut erforschten Pseudo-Zufallszahlengeneratoren (PZZG) werden in diesem Abschnitt nur zwei spezielle Typen angesprochen, hier das Schieberegister mit linearer Rückkopplung, und später unter 2.5.6 die quadratischen Reste von Primzahlen. Tatsächlich ist das Schieberegister mit linearer Rückkopplung einer der ältesten bekannten PZZG-Typen, und wurde beispielsweise in Verschlüsselungsmaschinen eingesetzt (z.B. Sedgewick 1992).

Ein Beispiel eines Schieberegisters mit linearer Rückkopplung ist in Abbildung 2.4 veranschaulicht. Jedes Quadrat in der Abbildung repräsentiert eine Registerzelle. In der üblichen Anwendung sind diese binär, enthalten also entweder eine Null oder eine Eins. Der Inhalt des gesamten Schieberegisters entspricht einer Zahl zwischen Null und $2^m - 1$, mit m der Anzahl der Zellen (in der Abbildung deren 7). Das Schieberegister (ohne Eingang dargestellt) muß zunächst mit einem Wert ungleich Null initialisiert werden, und liefert dann am Ausgang, der

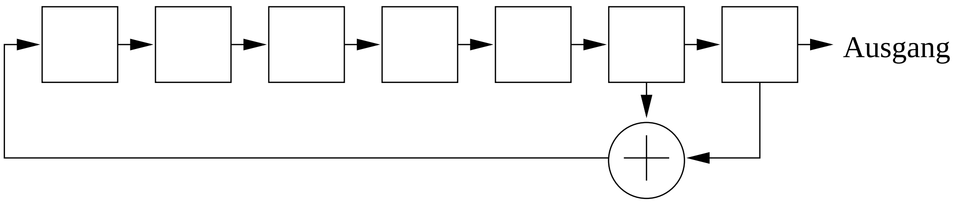


Abbildung 2.4: Schieberegister mit linearer Rückkopplung

dem Zustand der ganz rechten Zelle entspricht, nach jedem Schieben entweder eine Null oder eine Eins, insgesamt also eine periodische (Pseudo-Zufalls-)Folge von Nullen und Einsen. In der englischsprachigen Literatur finden sich für solche Folgen die Begriffe *pseudo random sequence*, *pseudo noise sequence* oder kurz *pn-sequence*.

2.5.4 Maximalfolgen

Da ein Schieberegister mit m Zellen 2^m Zustände annehmen kann, der Null-Zustand aber ausschließlich sich selbst reproduziert, und deshalb nicht geeignet ist, eine Pseudo-Zufallsfolge zu generieren, gibt es eine *längste generierbare Folge*, also eine Folge mit der längstmöglichen Periode von $n = 2^m - 1$, welche genau dann auftritt, wenn das Schieberegister sukzessive alle $2^m - 1$ von Null verschiedenen Zahlenwerte bzw. Zustände annimmt. Eine solche Folge heißt **Maximalfolge** oder **m-Folge** (engl.: *m-sequence*) des Schieberegisters.

Damit ein Schieberegister eine m-Folge erzeugt, muß die Rückkopplung geeignet eingerichtet sein. Die Rückkopplungsstellen entsprechen den Potenzen sogenannter *primitiver Polynome*. Das primitive Polynom zum Schieberegister aus Abbildung 2.4 lautet x^6+x+1, die niedrigste Potenz legt die Aus-, die höchste Potenz die Einkopplung fest, alle übrigen Potenzen die Stellen zusätzlicher Addierer — im Falle von $x^6 + x + 1$ nur einer bei x^1.

Es sind keine Verfahren bekannt, diejenigen primitiven Polynome eines Schieberegisters zu *berechnen*, die zur Generierung der zugehörigen Maximalfolge führen. Stattdessen werden Such- oder Siebverfahren verwendet, analog etwa zu den Verfahren der Primzahlsuche. Für die meisten Zwecke reicht es aus, sich tabellierter primitiver Polynome aus der Literatur zu bedienen, z.B. aus dem Grundlagenartikel von MacWilliams und Sloane (1976) oder aus Lüke (1992) sowie den dort angegebenen Referenzen.

Der entscheidende Punkt ist jetzt — natürlich — die PAKF $\tilde{\Phi}_{mm}(i)$ einer m-Folge m_j. Der Hauptwert ist einfach zu ermitteln und entspricht der Zahl der Einsen in der Folge, die da 2^{m-1} ist. Hinsichtlich der Nebenwerte läßt sich zunächst mit Hilfe der *shift and add*-Eigenschaft von m-Folgen, welche besagt, daß die übertragslose Summe einer m-Folge mit einer ihrer Verschiebungen wieder eine m-Folge ergibt, zeigen, daß alle NW gleich sind (MacWilliams und Sloane 1976). Dieser konstante NW ist dementsprechend der Mittelwert aller NW:

$$\mathrm{NW}_{\mathrm{m-Folge}} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{n-1}\sum\limits_{j=0}^{n-1} m_j \tilde{m}_{j+i}}{n-1} = \frac{\sum\limits_{j=0}^{n-1} m_j \sum\limits_{i=1}^{n-1} \tilde{m}_{j+i}}{n-1}$$

Da die rechte Summe für alle $m_j = 0$ verschwindet, muß sie nur für solche j ausgewertet werden, für die $m_j = 1$ ist. Damit wird die rechte Summe zu $(n-1)/2$ und der gesamte Ausdruck zu 2^{m-2}. Die PAKF insgesamt stellt sich also wie folgt dar:

$$\tilde{\Phi}_{mm}(i) = \begin{cases} 2^{m-1} & \text{für} \quad i = 0 \pmod{n} \\ 2^{m-2} & \text{sonst} \end{cases}$$

Das HNV der PAKF von m-Folgen ist demnach stets gleich 2.

Aufgrund der zweiwertigen PAKF läßt sich bereits vermuten, daß den m-Folgen ein bestimmter Typ zyklischer Differenzmengen zugrunde liegt, was auch tatsächlich der Fall ist. Es handelt sich dabei um einen Spezialfall der sogenannten Hadamard Differenzmengen (Baumert 1971). Jede m-Folge ist den obigen Ausführungen zufolge also die Repräsentation einer $2^m - 1, 2^{m-1}, 2^{m-2}$ Differenzmenge.

2.5.5 Auffaltung

In Gestalt der m-Folgen steht eine Auswahl geeigneter Aperturkodes für CM-Teleskope zur Verfügung. Einen m-Folgen basierten Kode bezeichne ich als MS-URA oder als URA vom MS-Typ. Allerdings liegen mit obigen m-Folgen zunächst lediglich eindimensionale Kodes vor. Um aus 1D-Aperturkodes solche in zwei Dimensionen zu gewinnen, ist es nötig, Auffaltungsschemata zu finden, die das ideale Verhalten (Zweiwertigkeit) der 1D-PAKF erhalten. Mit anderen Worten soll auch die 2D-PAKF der aufgefalteten Folge zweiwertig sein.

a_0			a_{21}		a_{14}		a_7	
	a_1			·		a_{15}		a_8
a_9		a_2			·		a_{16}	
	a_{10}		a_3			·		a_{17}
a_{18}		a_{11}		a_4				
	a_{19}		a_{12}		a_5			
		a_{20}		a_{13}		a_6		

Abbildung 2.5: Auffaltung einer Folge a_i ins Zweidimensionale entlang der *erweiterten Diagonalen*

Das meistbenutzte Auffaltungsschema ist die Auffaltung entlang der *erweiterten Diagonalen* (siehe Abbildung 2.5). Bei diesem Schema wird die Folge in ein zweidimensionales Raster mit x mal y Rasterzellen ausgehend von der linken oberen Rasterzelle gefüllt. Die jeweils nächste zu füllende Zelle ist die unter 45° rechts unter der vorigen liegende. Wird der untere bzw. rechte Rand des Rasters erreicht, so wird mit der Auffaltung am oberen bzw. linken Rand fortgesetzt. Das Raster entspricht also topologisch einem Torus, bei dem quasi Ober- und Unterkante sowie linker und rechter Rand miteinander verklebt sind. Auf diese Weise werden zyklische Strukturen in x- und y-Richtung erzielt.

Dies Schema füllt allerdings nur bei solchen Rastern *alle* Zellen, bei denen x und y keinen gemeinsamen Teiler — abgesehen von x bzw. y selbst — aufweisen. Erfreulicherweise lassen sich alle m-Folgen mit geradem m (außer der ersten mit $m = 2$) teilerfremd faktorisieren: $2^4 - 1 = 3 \cdot 5$, $2^6 - 1 = 7 \cdot 9$, $2^8 - 1 = 15 \cdot 17, \ldots$ Auch gibt es viele m-Folgen mit ungeradem m, die sich teilerfremd faktorisieren lassen[2], zum Beispiel ist $2^{11} - 1 = 23 \cdot 89$. Damit ist das gezeigte Schema für all diese m-Folgen anwendbar, da auch

[2] Zahlen der Form $2^m - 1$, die sich nicht faktorisieren lassen, bilden eine wichtige Klasse von Primzahlen, die sogenannten *Mersenne-Primzahlen*, nach dem französischen Mönch Marin Mersenne (1588–1648). Die derzeit größte bekannte Primzahl ist eine solche Mersenne-Primzahl, mit $m = 3\,021\,377$ und 909 526 Stellen (Great Internet Mersenne Prime Search (GIMPS), 2. Februar 1998).

die Zweiwertigkeit der PAKF erhalten bleibt (MacWilliams und Sloane 1976). Kompliziertere Schemata werden beispielsweise für nicht rechteckige Geometrien wie **HURAs** (Cook *et al.* 1984, Byard *et al.* 1990, Goldwurm *et al.* 1990) benötigt.

2.5.6 Quadratische Reste

Definition 2.2 *Seien $a \in \mathbb{Z}$ und $m \in \mathbb{N}$ teilerfremd. Dann heißt a* ***quadratischer Rest*** *modulo m, wenn die Gleichung $x^2 = a \; (mod\, m)$ eine Lösung in $\mathbb{Z}$ besitzt.*

Eine weitere Klasse von Pseudo-Zufallszahlen bilden die quadratischen Reste von Primzahlen. Mit Hilfe einer Primzahl $p > 2$ läßt sich eine pseudo-zufällige Binärfolge q_i der Länge p (i im Intervall $[1, \ldots, p]$) beispielsweise wie folgt generieren:

$$q_i = \begin{cases} 1 & \text{falls} \quad i \text{ quadratischer Rest modulo } p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{2.9}$$

Praktischerweise liefern die quadrierten x von 1 bis $(p-1)/2$ *alle* auftretenden quadratischen Reste modulo p, so daß deren Berechnung bei kleinen p nicht allzuviel Mühe macht (Forster 1996). Für $p = 11$ z.B. sind die quadratischen Reste modulo 11:

$$\begin{aligned} 1^2 \;(\mathrm{mod}\; 11) &= 1 \\ 2^2 \;(\mathrm{mod}\; 11) &= 4 \\ 3^2 \;(\mathrm{mod}\; 11) &= 9 \\ 4^2 \;(\mathrm{mod}\; 11) &= 5 \\ 5^2 \;(\mathrm{mod}\; 11) &= 3 \end{aligned}$$

Für die Primzahl 11 ergibt sich also die Folge $q_i = 1, 0, 1, 1, 1, 0, 0, 0, 1, 0, 0$. Dies ist das Beispiel-URA aus Abbildung 2.2. Für jede Primzahl, die sich als $p = 4t - 1, t \in \mathbb{N}$ schreiben läßt, generieren ihre quadratischen Reste auf obige Weise ein URA, mit anderen Worten eine Binärfolge auf Basis einer zyklischen Differenzmenge. Die quadratischen Reste bilden die Elemente der entsprechenden $4t - 1, 2t - 1, t - 1$ Differenzmenge, einer *quadratischen Restmenge* (Baumert 1971).

Ich nenne ein eindimensionales URA auf Basis einer quadratischen Restmenge **QR-URA**, oder URA vom QR-Typ. Unglücklicherweise ist die Länge dieser QR-URAs prim, die Binärfolgen mithin nicht faktorisierbar, womit eine Auffaltung ins Zweidimensionale — z.B. nach dem oben gezeigten Schema — unmöglich ist.

Bereits bei Calabro und Wolf (1967) findet sich ein Verfahren, diese Schwierigkeit zu umschiffen. Fenimore und Cannon (1978a) griffen eine Dekade später die Idee wieder auf und prägten für die damit generierbaren 2D-Aperturkodes (Arrays) den Begriff *URA* (vergleiche Abschnitt 2.5.1 oben). Im heutigen Sprachgebrauch wird praktisch jeder Aperturkode mit zweiwertiger PAKF als URA bezeichnet.

2.5.7 Primzahlzwillinge

Definition 2.3 *Zwei Primzahlen $p, q \in \mathbb{N}$ mit $|p - q| = 2$ heißen* ***Primzahlzwillinge****.*

Der Trick zur Generierung von 2D-Aperturkodes besteht in der Verwendung von Primzahlzwillingen (engl.: *twin primes*) anstelle einzelner Primzahlen und des *Produktes* ihrer quadratischen Reste. Für Primzahlzwillinge p, q mit den Binärfolgen $x_i, i \in [1, \ldots, x[$

$$x_i = \begin{cases} 1 & \text{falls } i \text{ quadratischer Rest modulo } x \\ -1 & \text{sonst} \end{cases} \tag{2.10}$$

geben FENIMORE und CANNON (1978a) als Konstruktionsvorschrift für ein 2D-URA U_{ij} folgendes an:

$$U_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{für} & i = 0 \\ 1 & \text{für} & j = 0, i \neq 0 \\ 1 & \text{für} & p_i \cdot q_j = 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{2.11}$$

Einen nach dieser Vorschrift konstruierten Aperturkode bezeichne ich als **TP-URA** oder URA vom TP-Typ. Zu erwähnen ist auch die enge Verwandschaft zwischen den TP-URAs und den *Gordon-Arrays* (GORDON 1966, CALABRO und WOLF 1967).

2.5.8 MURAs

Gleichung 2.9 — die Vorschrift zur Erzeugung eines QR-URAs q_i — findet sich bei GOTTESMAN und FENIMORE (1989) in der folgenden, abgewandelten Form für $i \in [0, \ldots, p[$:

$$q_i = \begin{cases} 1 & \text{für} & i = 0 \\ 1 & \text{falls} & i \neq 0,\ i \text{ quadratischer Rest modulo } p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Diese Folgen sind komplementär zu den aus Gleichung 2.9 gewonnenen, basieren folglich auf einer $4t-1, 2t, t$ Differenzmenge und ihre jeweilige PAKF hat somit ein HNV von 2.

Wie unter 2.5.6 erwähnt, ergeben sich URAs nur für Folgen von der Länge einer Primzahl p, welche sich in der Form $p = 4t - 1, t \in \mathbb{N}$ schreiben läßt. Für alle übrigen Primzahlen, also diejenigen, die sich in der Form $p = 4t + 1, t \in \mathbb{N}$ schreiben lassen, definieren GOTTESMAN und FENIMORE (1989) *modifizierte* URAs, sogenannte **MURAs**, als Folgen $q_i, i \in [0, \ldots, p[$ mit:

$$q_i = \begin{cases} 0 & \text{für} & i = 0 \\ 1 & \text{falls} & i \neq 0,\ i \text{ quadratischer Rest modulo } p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Die PAKF eines MURA ist allerdings *dreiwertig*, die Kodierung mithin nicht ideal. Nun läßt sich für Kodes, deren Fouriertransformierte keine Nullstellen aufweist, *immer* eine Dekodierungsfunktion $G(\vec{x})$ finden, so daß bei Rekonstruktion per Kreuzkorrelation Zweiwertigkeit erreicht wird. Gegenüber Rekonstruktion mit idealen Kodes sinkt dabei allerdings das SNR (z.B. ANTWEILER und LÜKE 1994). Im Falle von MURAs ist dieses Absinken jedoch minimal, und für die diskrete Dekodierungsfolge g_i eindimensionaler MURAs findet sich:

$$g_i = \begin{cases} 1 & \text{für} & i = 0 \\ 1 & \text{falls} & i \neq 0,\ i \text{ quadratischer Rest modulo } p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Die Folge g_i entspricht also bis auf das erste Element der Folge q_i, und die periodische Kreuzkorrelation (PKKF) der beiden Folgen ist zweiwertig, mit einem HNV von 2.

Wieder kann die Idee von CALABRO und WOLF (1967) benutzt werden, um zweidimensionale Aperturkodes mit Hilfe von *Produkten* eindimensionaler Folgen zu generieren, im Falle der MURAs klappt es sogar ohne Primzahlzwillinge, mit einer beliebigen Primzahl $p > 2$. Mit den Folgen x_i wie in Gleichung 2.10 formulieren GOTTESMAN und FENIMORE (1989) eine Form von 2D-MURAs M_{ij} analog zu Gleichung 2.11:

$$M_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{für} \quad i = 0 \\ 1 & \text{für} \quad j = 0, i \neq 0 \\ 1 & \text{für} \quad p_i \cdot p_j = 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Als Dekodierungsfunktion G_{ij} dient dann:

$$G_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{für} \quad i \cdot j = 0 \\ 1 & \text{für} \quad p_i \cdot p_j = 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

G_{ij} unterscheidet sich also von M_{ij} nur durch das Element mit $i = j = 0$. Auch bei dieser Art von MURAs ist die (2D-) PKKF zweiwertig, das HNV 2. Hervorzuheben ist die Tatsache, daß diese Form von MURAs *quadratische* Aperturkodes mit (quasi) idealer Rekonstruktion und somit in x und y symmetrische CM-Teleskope ermöglicht. Auch findet sich eine Form symmetrischer 2D-MURAs hexagonaler Gestalt bei GOTTESMAN und FENIMORE (1989).

2.5.9 TRIAs

Alle bisher in diesem Abschnitt besprochenen Aperturkodes haben eine OF von 50%, was nicht verwundert, da alle in der einen oder anderen Weise durch Pseudo-Zufallszahlen erzeugt werden — und Pseudo-Zufallszahlen, bei denen nicht gleichviel Nullen und Einsen generiert werden, wären kaum brauchbar.[3]

Die optimale OF kann aber — je nach Anwendung des CM-Teleskops — stark von 50% abweichen, ein Problem, vor das sich die Entwickler der kodierten Apertur der WFC von BeppoSAX gestellt sahen (IN 'T ZAND *et al.* 1994, siehe auch unter 3.3.9). Bei den WFC war das Ziel, einen guten Aperturkode mit ungefähr 33% OF zu finden.[4]

Herausgekommen sind Kodes auf Basis „triadischer Reste“ , die ich kurz als **TRIAs** bezeichne. Auf Grundlage einer Primzahl p die sich in der Form $p = 3u+1$ schreiben läßt, definieren IN 'T ZAND *et al.* (1994) eine „triadische“ Folge $t_i, i \in [0, \ldots, p[$ durch:

$$t_i = \begin{cases} 1 & \text{für} \quad i \text{ darstellbar als } j^3 (\text{mod } p), j \in [1, \ldots, p[\\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Diese Folgen haben eine drei- oder vierwertige PAKF, kodieren also nahezu „ideal“ . Problematisch ist wiederum die Auffaltung der Folgen, da deren Länge prim ist. Bei den WFC wurde die Folge mit der zugrundeliegenden Primzahl 65539 einfach lexikographisch in eine 256×256 Apertur gefüllt, wobei 3 Folgenglieder übrigblieben, was PAKF und Kodierung aber nur unwesentlich verschlechtert.

[3] Tatsächlich existieren auch m-Folgen, bei denen die Bilanz der Nullen und Einsen nicht ausgeglichen ist, diese sind aber meines Wissens nie für PZZGs in Betracht gezogen worden.

[4] Was auch mit einem Kode auf Basis besagter m-Folgen hätte erreicht werden können.

Tabelle 3.1: Geflogene CM-Teleskope

Name[1]	Plattform	Maske[2]	Material	Detektor[3]		Fläche [cm^2]	Energieband [keV]	Energieauflösung	Blickfeld[5]	Winkelauflösung	Missionsdauer	Ziel[9]
(SL 602)	*Rakete*	FZP	Fe	Film		205	$\approx 0.6 - \approx 1.6$		110° (FW)	7.6′	11/69	GC
MPC	*Rakete*	ORA_{13}	Ni/Fe	Film		≈ 2	$\approx 0.6 - \approx 1.6$		$\approx 15' \times 15'$ (FW)	23″	10/72	Sol
SL 1501	*Rakete*	URA	Fe	MWPC	κ	450	2.2 – 10.2		3.8° × 3.8° (ZR)	$2.5' \times 21'$	06/76	GC
TXC	*Ballon*	URA	Pb	MWPC		468	20 – 150	20% @ 60 keV	95.3° × 96.5° (ZR)	5° × 4°	08/81	T
HXT	Tenma	URA^{1D}	Fe/Cr	MWPC	κ	2 × 140	2 – 25	20% @ 6 keV	40° × 40° (FW)	1°	02/83 – 12/84	Ü,V
(Burst Camera)	*Ballon*	ORA	Pb	NaI		1200	30 – 300	20% @ 60 keV	119° (FC)	2°	07/83	T
DGT	*Ballon*	URA	Pb	BGO	κ	709	160 – 9300	19% @ 662 keV	15.2° × 22.8° (FC)	3.8°	10/84, 05/88	Crab,Cyg,E
SL2-XRT	51-F	URA	Fe	MWPC	κ	2 × 1024	2.5 – 25	<20% @ 6 keV	3.2° × 3.2° (FW)	3′, 12′	07/85 – 08/85	GC,C,SNR
GRIP	*Ballon*	HURA	Pb/Sn	NaI	κ	645	30 – 10000	23% @ 60 keV	14° (FW)	1.1°	1986 ··· 1989[6]	GC
EXITE	*Ballon*	URA	Pb/Sn/Cu	NaI	κ	934	20 – 300	18% @ 60 keV	3.4° × 3.4° (FW)	22′	1988 ··· 1989[7]	X,A,C
COMIS/TTM	Kvant	URA	Fe/Au	MWPC		655	2 – 30	18% @ 6 keV	7.8° × 7.8° (FW)	2′	11/88 –	Ü,GC,V
(ZEBRA)	*Ballon*	URA	W	NaI		2500	150 – 10000	12% @ 661 keV	7° × 9° (FC)	1°	05/89	Crab,A,I
SIGMA	Granat	URA	W	NaI		794	35 – 1300	16% @ 60 keV	10.9° × 11.5° (FW)	13′	12/89 –	GC,I,X,S,V
ART-P	Granat	URA	Cu	MWPC	κ	4 × 630	2.5 – 60	22% @ 6 keV	1.8° × 1.8° (FW)	5′	12/89 – 06/92	GC,I,X,S,V
(Gamma-1)	Gamma	URA^{1D}	W/Al	Spark		1500	$5 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^6$	12% @ 100 MeV	$\approx 24°$ (FW)	20′	07/90 – 07/92	X,GC,Sol
(URA)	STS-39	HURA	W	MWPC		1000	2 – 70	15%	4.5° (FW)	4′	04/91 – 05/91	I,C,V
EXITE-2	*Ballon*	URA	Pb/Sn/Cu	NaI/CsI	κ	1600	20 – 600	14% @ 60 keV	4.65° × 4.65° (FW)	22′	06/93, 05/97	Crab,CX-1,A
MIXE	*Ballon*	URA	W	MMM[4]	κ	784	25 – 100	$\approx$ 6% @ 60 keV	1.8° × 1.8° (FW)	6.9′	1989 ··· 1997[8]	Crab,CX-1,A
TIMAX	*Ballon*	URA	Pb/Cu	NaI	κ	400	30 – 100	$\approx$ 25% @ 60 keV	12° × 8.5° (ZR)	2°	06/93	GC,V
SAGE	*Ballon*	ORA_{50}	Pb	Ge		20.25	20 – 1500	<0.5%	15.8° × 3.6° (FC)	1°	09/93	Crab,CX-1
GRIP-2	*Ballon*	HURA	Pb/Sn	NaI/CsI	κ	3830	30 – 2000	18% @ 122 keV	15° × 15° (FW)	33′	09/93, 10/95	GC,Crab
GRATIS	*Ballon*	URA^{1D}	Pb/Sn/Cu	CsI	κ	36 × 21.2	20 – 200	19% @ 60 keV	40’ (FW)	2′	06/94, 10/95	CX-1,Cen-A,GC,T
ASM	RXTE	ORA^{1D}_{50}	Al/Au	MWPC	κ	3 × 60	2 – 10	25% @ 6 keV	6° × 90° (FW)	12′	12/95 –	Ü,V
WFC	SAX	TRIA	Fe/Au	MWPC	κ	2 × 530	2 – 30	18% @ 6 keV	40° × 40° (ZR)	5′	04/96 –	Ü,GP,A
(WXM)	HETE	ORA_{33}	Al/Au	MWPC		4 × 126	2 – 25	15% @ 6 keV	90° (ZR)	10′	11/96	Ü,V
LEGRI	MINISAT	MURA	W	HgI_2	κ	100	10 – 100	13% @ 30 keV	24° × 24° (ZR)	2.5°	04/97 –	I,D,E,R

1) Eingeklammerte Namen bezeichnen solche Coded-Mask Instrumente, deren Mission im wesentlichen fehlgeschlagen ist.

2) ORA = Optimized Random Array; bei diesen ist die OF als Subscript angegeben.

3) In der rechten Spalte ist vermerkt, ob das Teleskop einen zusätzlichen Kollimator zur Verbesserung des Imaging aufweist.

4) MIXE flog jedesmal mit einem anderen Detektor; MMM steht für **M**WPC, **M**ultistep und **M**icrostrip, aufgelistet sind die Eigenschaften des letztgenannten.

5) Wenn bekannt, ist das Blickfeld als FWHM (FW) angegeben, sonst als Zero Response (ZR) oder Fully Coded Field of View (FC).

6,7,8) GRIP flog 10/85, 05/86, 05/87, 11/87, 04/88 und 04/89; EXITE flog 05/88, 10/88 und 05/89; MIXE flog 05/89, 06/93 und 05/97.

9) A = AGN
B = Cosmic Background
C = Clusters
D = Detektorstudium
E = Emissionslinien
GC = Galactic Center
GP = Galactic Plane
I = Imaging
R = Radioaktivität
S = Spektroskopie
SNR = Supernova Remnants
T = Transients
Ü = Himmelsüberwachung (Monitoring)
V = Variabilität
X = X-Ray Binaries oder andere stellare Objekte

Kapitel 3

Die Evolution kodierter Aperturen

In Tabelle 3.1 ist eine chronologische Liste aller bislang geflogenen CM-Teleskope gemeinsam mit den wichtigsten sie charakterisierenden Eigenschaften zusammengestellt. In den folgenden Abschnitten wird zusätzliches Augenmerk auf spezielle Merkmale der jeweiligen Apertur(en) dieser CM-Teleskope gerichtet. Instrumente, deren Mission im wesentlichen als gescheitert anzusehen ist, sind in den entsprechenden Überschriften — analog zur Tabelle — in Klammern aufgeführt. Missionen nach September 1997 sind nicht mehr berücksichtigt.

3.1 Kodierte Aperturen vor 1980

3.1.1 (SL 602)

Bei dem ältesten Instrument, das gelegentlich als CM-Teleskop genannt wird, handelt es sich um den SL 602 Raketenflug der *University of Birmingham* vom November 1969 unter Leitung von A.P. Willmore. Die Apertur dieses Instruments war allerdings noch eine Fresnelsche Zonenplatte (FZP), wie sie auch bei Sonnenbeobachtungen eingesetzt worden sind[1], SL 602 ist also streng genommen als Vorläufer der CM-Teleskope anzusehen. Beobachtungsziel des Teleskops war das Galaktische Zentrum, die Mission insgesamt jedoch aufgrund des Versagens der Richtungskontrolleinheit ein Fehlschlag.

3.1.2 MPC

Ebenfalls an Bord einer Rakete flog im Oktober 1972 die „Multiplex Pin-hole Camera“ (MPC) der *University of Chicago* unter Leitung von R.L. Blake (Blake *et al.* (1974), siehe Abbildung 3.1).

Dies war das erste wirkliche CM-Teleskop mit kodierter Apertur. Letztere bestand aus einem Edelstahlblech, in das — an „zufällig“ ausgewählten Kreuzungspunkten eines quadratischen Rasters aus 61×61 Linien — runde Löcher gestanzt waren, so daß insgesamt etwa ein Achtel der Fläche durchlocht war.

Bemerkenswert ist einerseits, daß das Instrument bereits mit einer hinsichtlich ihrer Autokorrelationsfunktion optimierten „Zufallsapertur“ , also einem ORA (siehe Seite xvii und Kapitel 8), versehen war, und andererseits über eine **Antimaske** (siehe Seite 21) verfügte.

[1] Zum Beispiel auch 1971 und 1972 vom Astronomischen Institut der Universität Tübingen (vergleiche Krämer *et al.* 1978).

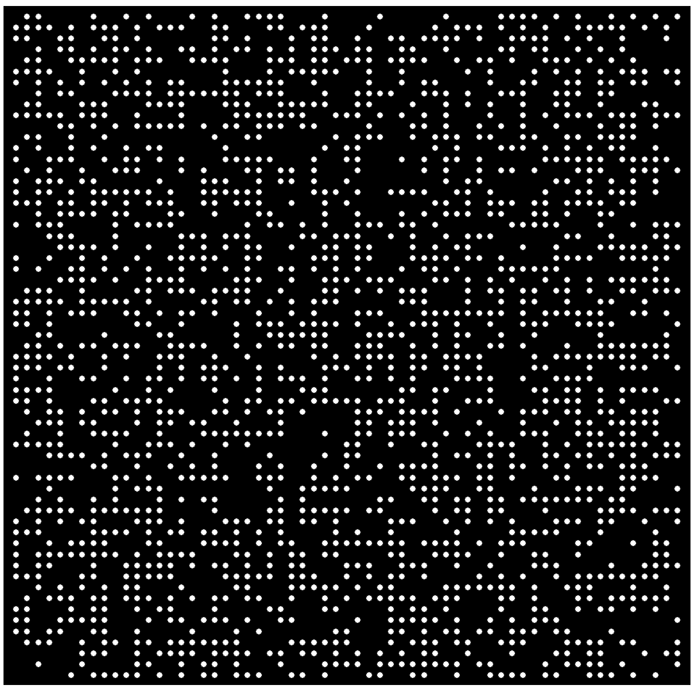


Abbildung 3.1: Aperturkode der *Multiplex Pin-hole Camera* (MPC)

3.1.3 SL 1501

Der bis heute letzte Raketenflug eines CM-Teleskops wurde mit SL 1501 wiederum von der *University of Birmingham* unter Leitung von A.P. Willmore im Juni 1976 durchgeführt (Proctor *et al.* 1978, Proctor *et al.* 1979, siehe Abbildung 3.2).

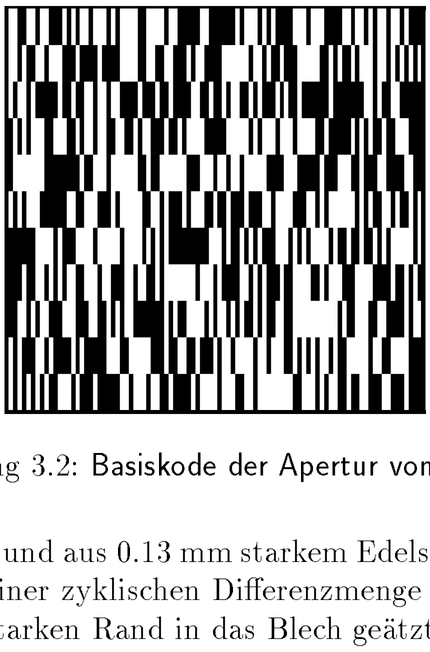


Abbildung 3.2: Basiskode der Apertur von SL 1501

Die Apertur war ein MS-URA und aus 0.13 mm starkem Edelstahlblech gefertigt. Die Löcher des Aperturkodes auf Basis einer zyklischen Differenzmenge des MS-Typs (siehe Seite 25) wurden bis auf einen 65 μm starken Rand in das Blech geätzt. Dadurch verfügte die Maske über eine haltgebende Struktur aus schmalen Stegen von 0.13 mm Breite.

Wie schon bei SL 602 war Beobachtungsziel von SL 1501 das galaktische Zentrum. Um entlang der galaktischen Ebene bessere Auflösung zu erzielen, wurde die benutzte m-Folge der Länge 1023 auf ein nahezu quadratisches 93×11 Array mit rechteckigen Pixeln der Größe 1.387×11.4 mm^2 abgebildet, und die Apertur während des Fluges längs der höher auflösenden Richtung zur galaktischen Ebene hin ausgerichtet. Die Konfiguration war quasi eine Mischung aus Box- und Mosaik-Kamera, nämlich eine Box-Kamera, deren Apertur aus einem vierfachen Mosaik des 93×11 Grundmusters bestand. Auf diese Weise konnte das zentrale Viertel des Detektors wie bei einer Mosaik-Kamera genutzt werden. Vor dem Detektor befand sich ein zusätzlicher Kollimator mit hexagonalen Tuben.

3.2 Die kodierten Aperturen der 80er Jahre

Die Aperturen der achtziger Jahre waren bis auf eine Ausnahme URAs verschiedener Machart. Eine breite Palette von Materialien kam zum Einsatz und unterschiedliche Kombinationen von Aperturen und Detektoren wurden in der Praxis erprobt.

3.2.1 TXC

Die „Transient X-Ray Camera" (TXC) des *Consiglio Nazionale delle Ricerche, Istituto di Astrofisica Spaziale* wurde im August 1981 von einem Ballon in die Stratosphäre getragen (Cardini *et al.* 1983, Emanuele *et al.* 1984).

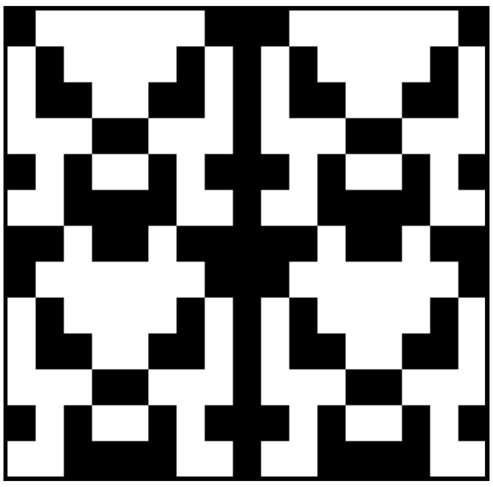


Abbildung 3.3: Aperturkode der *Transient X-Ray Camera* (TXC)

Die Apertur bestand aus 97 rechteckigen Bleiklötzen von 2 mm Dicke und jeweils 28×22 mm^2 Fläche, die auf einen 5 mm dicken Plastikträger geklebt waren. Dem Aperturkode lag eine zyklische Differenzmenge des MS-Typs zugrunde, die Länge der zugehörigen m-Folge beträgt 63. Die Folge wurde auf ein 9×7 Array abgebildet und dieses viermal repliziert (bis auf eine Spalte und eine Zeile). Die resultierende Apertur bestand also aus 17×13 Pixeln und hatte eine Fläche von insgesamt 374×364 mm^2. Der Detektor wies ein Eintrittsfenster von 468 cm^2 auf. Die Konfiguration war die einer an den Seiten geschlossenen Mosaik-Kamera ohne zusätzlichen Kollimator.

3.2.2 HXT

Das *Hadamard X-Ray Telescope* (HXT) des *Department of Physics* der *Osaka University* bildete die eine Hälfte des *Transient Source Monitor* (TSM) an Bord des japanischen Satelliten *Tenma*, der von Februar 1983 bis Dezember 1984 operierte und ausschließlich röntgenastronomischen Experimenten als Plattform diente (Tanaka et al. 1984).

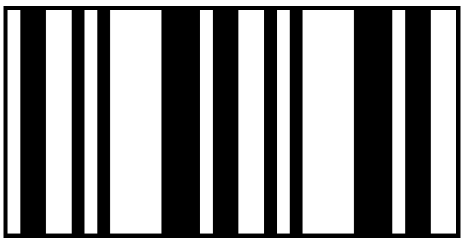


Abbildung 3.4: Aperturkode eines Moduls des *Hadamard X-Ray Telescope* (HXT)

Die Apertur dieses Mal ein *eindimensionales* URA des MS-Typs, und zwar eine $2\frac{1}{3}$ mal replizierte m-Folge der Länge 15, gefertigt aus Edelstahlstreifen. Um die Himmelssphäre in beiden Dimensionen überwachen zu können, bestand HXT aus zwei rechtwinkling zueinander angeordneten Modulen. Der seltsame Replikationsfaktor $2\frac{1}{3}$ erklärt sich aus der Konfiguration der beiden Einzelmodule. Der ortsauflösende Detektor ist dort in jeweils zwei Hälften unterteilt, und beide Hälften blicken im Modul zunächst durch leicht unterschiedlich ausgerichtete Kollimatoren, hernach aber durch dieselbe Apertur. Auf diese Weise umfaßt das Blickfeld einer einzelnen Detektorhälfte — wie für eindeutige Kodierung erforderlich — weniger als eine zweifache Replikation des Basiskodes.

3.2.3 (Burst Camera)

Die *Burst Camera* des *Istituto di Tecnologie e Studio delle Radiazioni Extraterrestri* (TESRE, Bologna) wurde im Juli 1983 unter Leitung von H. Horstman mit einem Ballon geflogen (Horstman et al. 1979, Ventura *et al.* 1984, Horstman *et al.* 1984).

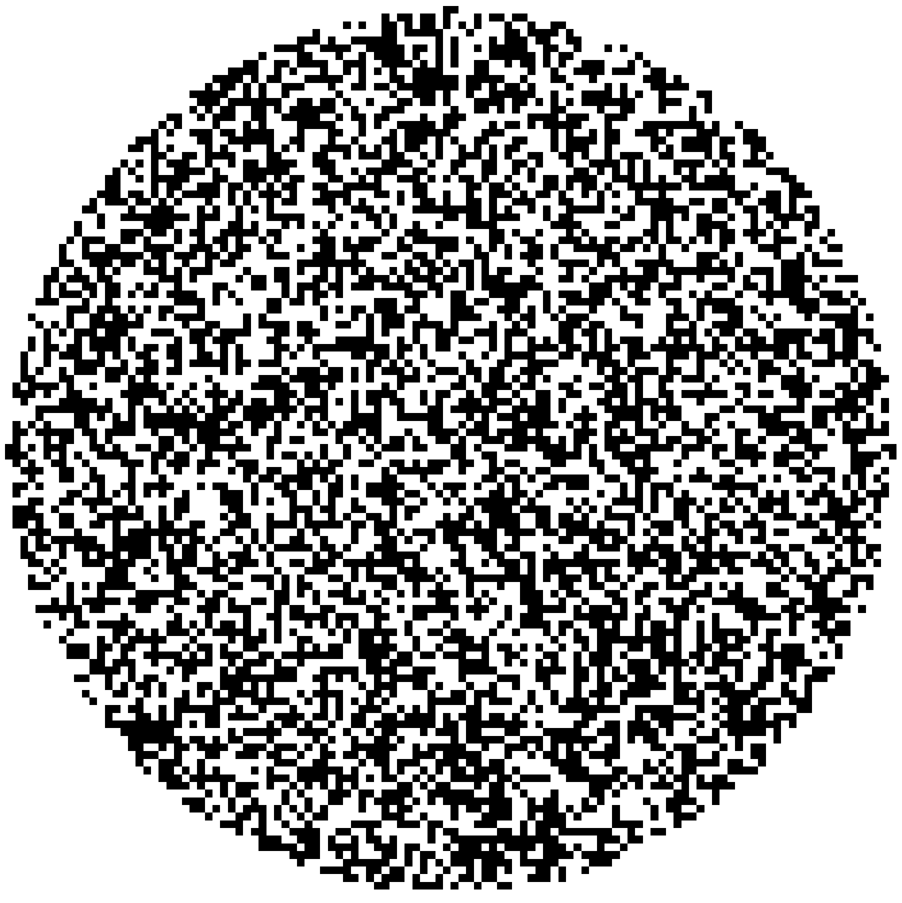


Abbildung 3.5: Aperturkode der *Burst Camera*

Das Instrument ist auch unter dem Namen *Gamma Camera* bekannt (vergleiche zum Beispiel Caroli *et al.* 1987), lieferte aufgrund eines mechanischen Fehlers am Eintrittsfenster des Detektors jedoch keine wissenschaftlich verwertbaren Daten.

Die Apertur der Burst Camera ist das einzige ORA der Achtziger. Bemerkenswert auch das mit 119° (Fully Coded) sehr große Blickfeld des Instruments. Die Pixelgröße der Maske betrug 15×15 mm^2. Bei der Fertigung der opaken Pixel wurde zeilenweise vorgegangen, wobei aneinanderliegende Pixel zu Bleibarren bis zu einer Länge von 75 mm gruppiert wurden. Jeder dieser Bleibarren wurde dann bei der Fertigung mit zwei Zapfen versehen, und mit deren Hilfe auf einer entsprechend vorgebohrten Aluminiumplatte positioniert. Endgültig fixiert wurden die fertig montierten Barren dann durch Polyeurethanschaum, der oberhalb der Barren zwischen eine auf diesen ruhende Plastikplane und einen die Maskenhalterung abschließenden Holzdeckel eingebracht wurde. Die Aperturoptimierung erfolgte, indem aus einer Anzahl Zufallsaperturen mit 50% OF diejenige ausgewählt wurde, bei der die OF-Verteilung ihrer Subaperturen von ungefähr Detektorgröße einer Binomialverteilung am nächsten kam.

3.2.4 DGT

Das *Directional Gamma-Ray Telescope* (DGT) der University of New Hampshire flog mit Stratosphärenballons jeweils Oktober 1984 und Mai 1988 unter Leitung von M.L. McConnell (Dunphy *et al.* 1989, McConnell *et al.* 1987, McConnell *et al.* 1989, Owens *et al.* 1990).

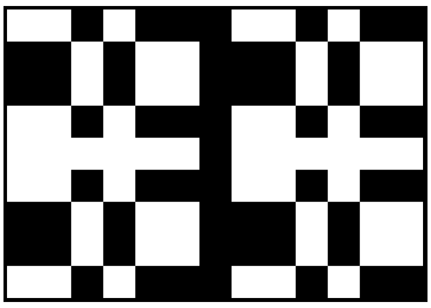


Abbildung 3.6: Aperturkode des *Directional Gamma-Ray Telescope* (DGT)

Die Apertur mit Pixeln der Größe 5.6×5.6 cm^2 basiert auf einem 5×7 URA des TP-Typs (siehe Seite 27). Die opaken Pixel bestanden aus 19 mm dicken Bleiklötzen, die zwischen zwei 0.5 mm dicken Aluminiumblechen fixiert waren. Der 7×5 Basiskode wurde bis auf eine Zeile und eine Spalte vierfach repliziert, was die Gesamtgröße der Apertur von 13×9 Pixeln ergibt. Die Konfiguration demzufolge die einer Mosaik-Kamera, der Detektor ein Array aus 7×5 BGO-Pixeln.

3.2.5 SL2-XRT

Das von der *University of Birmingham* unter Leitung von A.P. Willmore gebaute „X-Ray Telescope“ der Spacelab 2 Mission (SL2-XRT) flog Ende Juli bis Anfang August 1985 an Bord des Space Shuttle (Flug STS 51-f, Willmore *et al.* 1984, Skinner und Willmore 1987, Skinner *et al.* 1988).

SL2-XRT bestand aus zwei Modulen, deren einziger Unterschied in der Wahl der Apertur, genauer gesagt, in der Größe der Aperturpixel und damit der Winkelauflösung bestand. In dieser Konfiguration konnte dasselbe Blickfeld gleichzeitig mit zwei verschiedenen Auflösungen beobachtet werden.

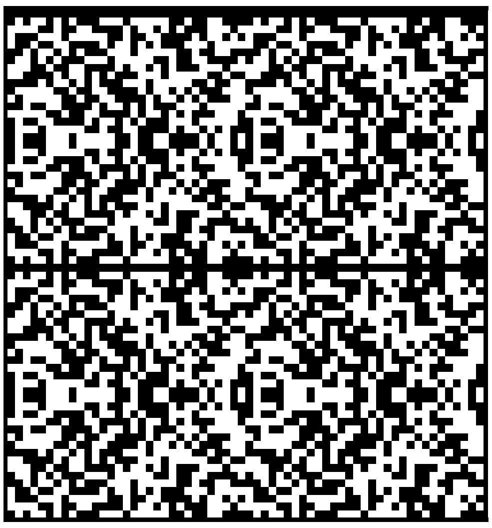


Abbildung 3.7: Aperturkode des SL2-XRT-Moduls mit den größeren Aperturpixeln

Beide Aperturen waren URAs vom MS-Typ mit den zugehörigen m-Folgen der Länge 1023 und 16383. Das Material war Edelstahlblech von 125μm Stärke, der Aperturkode wurde auf photochemischem Wege herausgeätzt und die Apertur anschließend goldplatiert. Beide Aperturen waren jeweils vierfach repliziert, die Konfiguration in beiden Fällen die einer Mosaik-Kamera.

3.2.6 GRIP

Die *Gamma Ray Imaging Payload* (GRIP) der Gruppe von T.A. Prince am *California Institute of Technology* war ein außerordentlich erfolgreiches ballongestütztes CM-Teleskop. GRIP ist im ganzen sechsmal geflogen, und zwar Oktober 1985, Mai 1986, Mai & November 1987, April 1988 und April 1989 (Cook *et al.* 1984, Cook *et al.* 1988, Cook *et al.* 1991, Heindl *et al.* 1993, Heindl 1994).

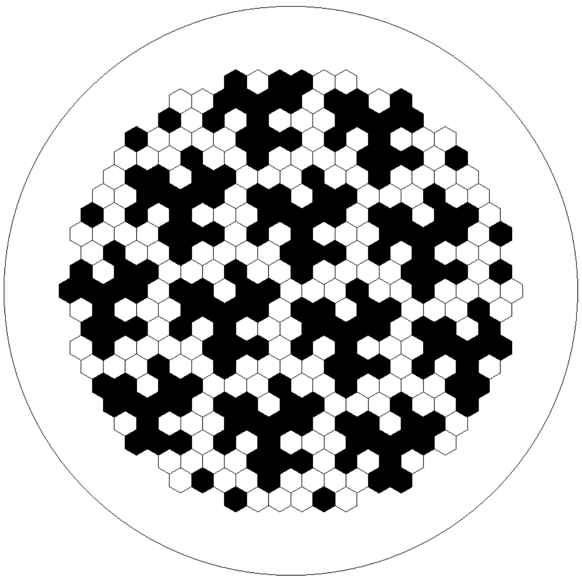


Abbildung 3.8: Aperturkode der *Gamma Ray Imaging Payload* (GRIP)

Die opaken Aperturpixel sind aus 28 mm Blei auf 8 mm Zinn gefertigt. (Letzteres absorbiert einige Fluoreszenzlinien des Bleis bei ca. 80 keV.) Die Pixel messen von Kante zu Kante

48 mm und sind auf einer Aluminiumscheibe fixiert. Der Aperturkode ist ein HURA (siehe auch Seite 27). Die ursprüngliche hochauflösende Apertur von GRIP wurde bei den späteren Flügen durch die in Abbildung 3.8 gezeigte Apertur mit größeren Pixeln ersetzt. Für GRIP-2 mit verbessertem Detektorsystem findet die hochauflösende Apertur wieder Verwendung (siehe Seite 43). Die Konfiguration ist im Prinzip die einer Mosaik-Kamera, der Detektor ein Phoswich-System. Eine Besonderheit von GRIP ist die fortlaufend rotierende Apertur. Die dadurch erfolgende zusätzliche zeitliche Modulation der Signale ermöglicht einerseits die eindeutige Rekonstruktion der durch das vielfach replizierte HURA Grundmuster kodierten Quellen, andererseits eine wirksame Unterdrückung des Detektorrauschens, da eine um 60° gedrehte HURA-Maske bis auf das zentrale Pixel ihre eigene Antimaske darstellt.

3.2.7 (ZEBRA)

ZEBRA war ein gemeinsames Unternehmen von TESRE (Bologna), IAS (Frascati), IFC (Milano) und der Gamma-Ray Astronomy Group der Universität Southampton. ZEBRA flog mit einem Ballon im Mai 1989, doch leider war der Flug ein Fehlschlag, da der Ballon die vorgesehene Höhe nicht erreichte und darüberhinaus die Achsenstabilisierung der Gondel versagte (Butler *et al.* 1984, Boella et al. 1986, Dean et al. 1987, Bassani *et al.* 1989).

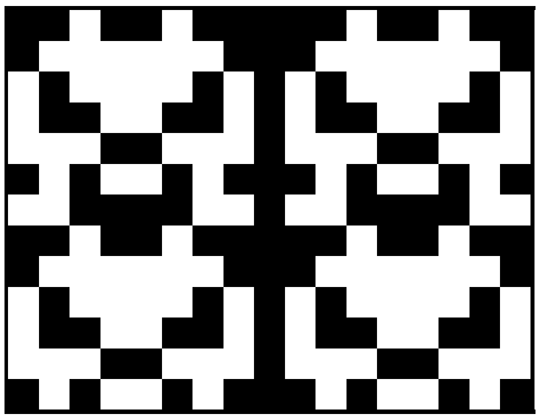


Abbildung 3.9: Aperturkode von ZEBRA

Die Apertur bestand aus zwei Zentimeter dicken Wolfram-Elementen und war ein URA vom MS-Typ, mit einer Länge der zugrundeliegenden m-Folge von 63. Im Prinzip ist der Aperturkode also mit dem von TXC (vergleiche Seite 33) identisch, nur wurde einerseits bei der Replikation eine andere Zeile fortgelassen, und waren andererseits die Pixel bei ZEBRA quadratisch. Während ursprünglich zwei unabhängige Module für ZEBRA vorgesehen waren, mußte die Flugkonfiguration mit nur einem solchen auskommen. Die Konfiguration war die einer Box-Kamera, der Detektor ein Hybrid-System (vergleiche Seite 12).

3.2.8 EXITE

Ein weiteres Ballonexperiment, das *Energetic X-ray Imaging Telescope Experiment* (EXITE) wurde am *Harvard College Observatory* unter Leitung von J.E. Grindlay entwickelt (Grindlay *et al.* 1986, Garcia *et al.* 1986, Braga *et al.* 1989, Braga *et al.* 1990, Covault *et al.* 1991, Covault *et al.* 1992, Grindlay *et al.* 1993). EXITE flog dreimal, und zwar im Mai & Oktober 1988 und im Mai 1989, wobei der erste Flug aufgrund eines Versagens der Pointierung seine wissenschaftliche Zielsetzung verfehlte.

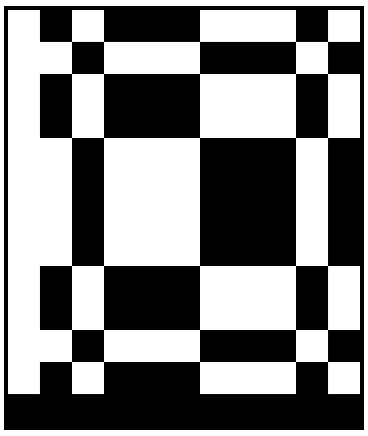


Abbildung 3.10: Basiskode des *Energetic X-ray Imaging Telescope Experiment* (EXITE)

Die Apertur von EXITE basierte auf einem 11×13 URA des TP-Typs, die Aperturpixel waren „Sandwiches" aus Blei (3 mm), Zinn (2 mm) und Kupfer (1 mm) von 13 Millimetern im Quadrat, geklebt zwischen zwei Lagen insgesamt 3 Millimeter starken Lexans. Der Basiskode wurde sechszehnmal (4×4) repliziert, die Konfiguration also eine Mosaik-Kamera mit zusätzlichem Kollimator, um das Gesichtsfeld des Detektors auf jeweils einen URA-Zyklus einzuschränken.

3.2.9 COMIS/TTM

Das *COded Mask Imaging Spectrometer* (COMIS, russisch: TTM) ist aus einer Zusammenarbeit zwischen dem *Space Research Laboratory* der Rijksuniversiteit te Utrecht, der *School of Physics and Space Research* der University of Birmingham und dem Moskauer *Space Research Institute* hervorgegangen (IN 'T ZAND 1992). COMIS/TTM wurde im November 1988 das erstemal an Bord des Kvant-Moduls der Raumstation MIR in Betrieb genommen und ist prinzipiell noch immer betriebsbereit, auch wenn das Kvant-Modul wegen der jüngsten Schwierigkeiten der MIR derzeit abgeschaltet ist.

Der Aperturkode von COMIS/TTM ist ein nicht repliziertes 255×257 URA vom MS-Typ, die zugrundeliegende m-Folge hat die Länge 65535. Die Apertur besteht aus einem 0.1 mm starken Edelstahlblech, aus dem die transparenten Maskenpixel der Größe 1×1 mm^2 bis auf eine Stützstruktur von 0.1 mm herausgeätzt wurden. Nach dem Ätzvorgang wurde die Apertur beidseitig mit 5 μm Gold bedampft. Die Konfiguration ist die einer Box-Kamera, und abgesehen von der kollimierenden Wirkung der Stützstruktur des Detektoreintrittsfensters ist kein zusätzlicher Kollimator im System.

3.2.10 SIGMA

SIGMA ist eine Kollaboration zwischen dem *Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements* zu Toulouse, dem *Centre d'Etudes Nucleaire de Saclay* und dem Moskauer *Space Research Institute* und wurde im Dezember 1989 als Hauptinstrument (neben ART-P und ART-S, siehe unten) an Bord des sowjetischen Satelliten GRANAT — der ausschließlich Röntgenteleskope mit sich führt — gestartet (ROQUES *et al.* 1990, PAUL und MANDROU 1991). SIGMA ist nach wie vor betriebsbereit. Der GRANAT Satellit befindet sich seit Oktober 1994 nicht mehr im Pointing-, sondern im Survey-Mode.

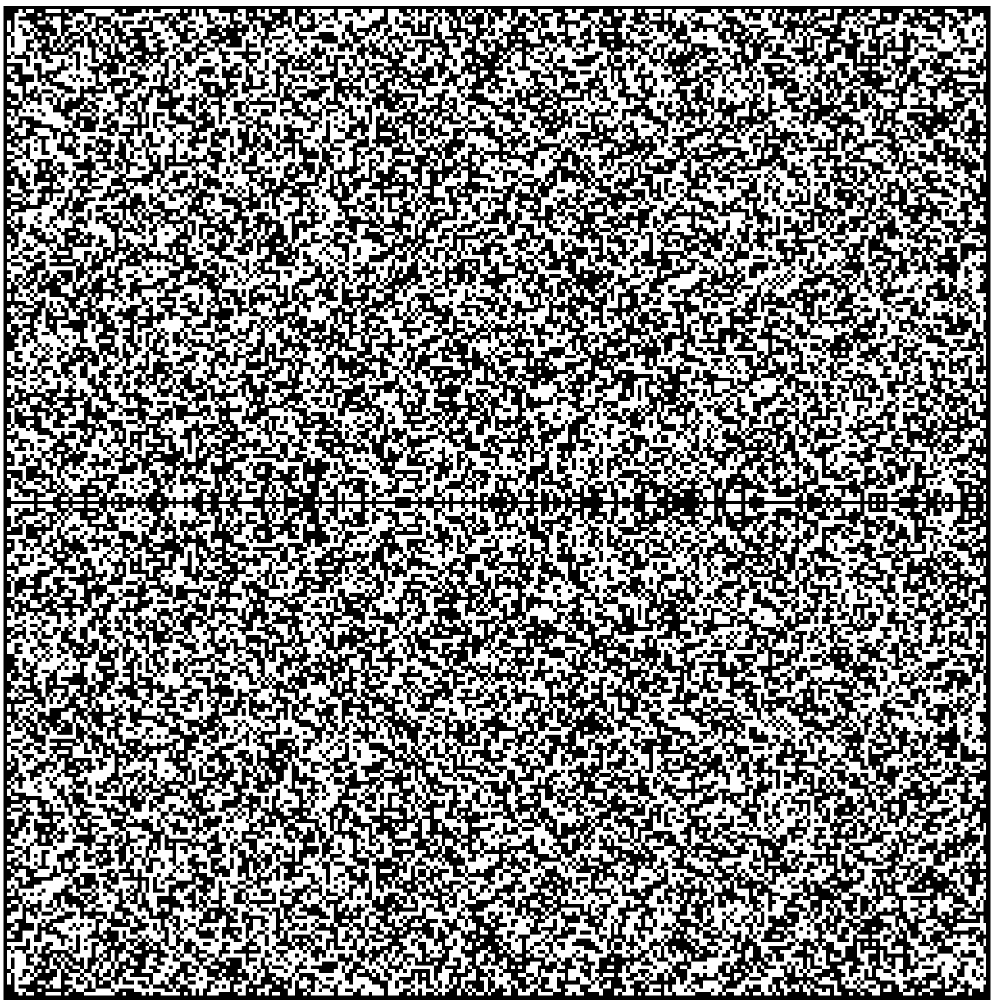


Abbildung 3.11: Aperturkode des *COded Mask Imaging Spectrometer* (COMIS)

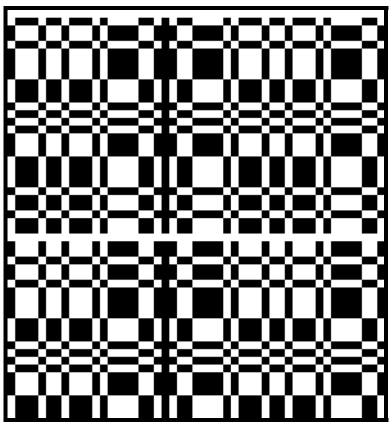


Abbildung 3.12: Aperturkode von SIGMA

Die Apertur von SIGMA basiert auf einem 29×31 URA des TP-Typs, welches ungefähr 1.7×1.7 mal auf die insgesamte Größe der Apertur von 49×53 Pixeln repliziert wurde. Die Aperturpixel sind aus 1.5 Zentimeter dickem Wolfram gefertigt, jedes Pixel mißt 9.4 Millimeter im Quadrat. Die Apertur wird von einer im Energiebereich des Detektors transparenten Wabenstruktur gehalten. Die Konfiguration ist die einer teilweise replizierten Mosaik-Kamera.

3.2.11 ART-P

Die Teleskope ART-P und ART-S ergänzten SIGMA um höhere Auflösung und bessere Spektroskopie. ART-P war ebenfalls ein CM-Teleskop, bestehend aus vier identischen Modulen, die alle in die gleiche Blickrichtung wie SIGMA schauten (SUNYAEV *et al.* 1990, SUNYAEV *et al.* 1993). ART-P wurde Mitte 1992 abgeschaltet, weil die Gasfüllung der Detektoren sich erschöpft hatte.

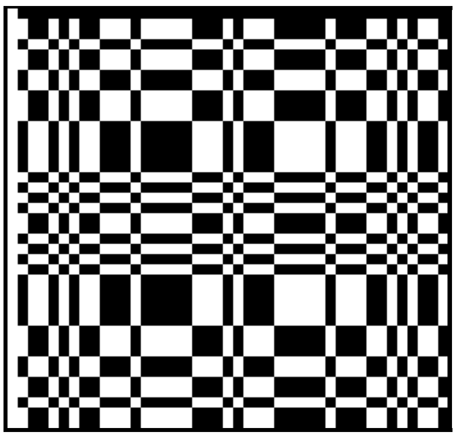


Abbildung 3.13: Basiskode der Aperturen von ART-P

Jedes Modul verfügt über eine Maske mit 2×2 mm^2 großen Pixeln aus 1.5 Millimeter starkem Kupfer, unterstützt durch eine Karbonfiber-Struktur. Jeder Maske liegt das in Abbildung 3.13 gezeigte 41×43 URA vom TP-Typ zugrunde, jede Maske ist eine 4×4 Replikation dieses Kodes. Die Konfiguration der Module also jeweils die einer Mosaik-Kamera, wobei ein Kollimator (der gleichzeitig als Stützstruktur jedes Detektoreintrittsfensters dient) das Blickfeld auf jeweils einen URA-Zyklus beschränkt.

3.3 Die kodierten Aperturen der 90er Jahre

In den 90er Jahren zeichnet sich bei den verwendeten Aperturen langsam eine Trendwende und mehr Experimentierfreudigkeit ab. Während zunächst noch „klassische" URAs zum Einsatz kommen, werden später in den Neunzigern überwiegend ORAs verwendet. Auch ein *triadischer* Aperturkode (vergleiche Seite 2.5.9) und ein MURA (vergleiche Seite 28) kommen zum Einsatz.

3.3.1 (Gamma-1)

Das von Frankreich und der Sowjetunion entwickelte CM-Teleskop Gamma-1 war ein innovatives Konzept mit einer Funkenkammer als Detektorsystem und Hauptinstrument des sowjetischen Gamma Satelliten (AKIMOV et al. 1988a, AKIMOV *et al.* 1988b, GRIGORIEV 1988, SEMENOV *et al.* 1988). Leider brach die Stromzufuhr der Funkenkammer kurz nach dem Start zusammen, so daß Gamma-1 nie wie vorgesehen funktionierte.

Die Entscheidung, Gamma-1 mit einer kodierten Apertur zu versehen, fiel relativ spät, und die Apertur wurde so konstruiert, daß sie sich bei Bedarf komplett aus dem Gesichtsfeld und wieder hinein schwenken ließ.

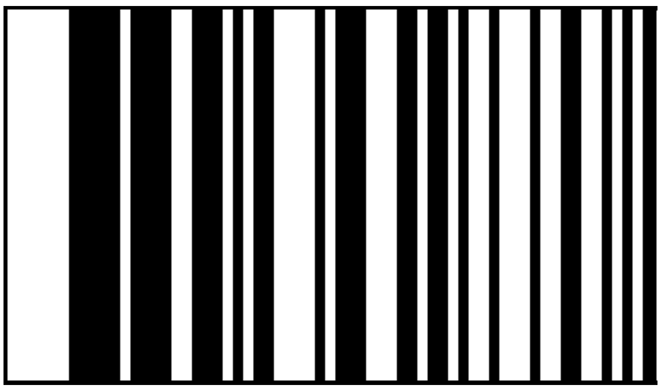


Abbildung 3.14: Basiskode der Apertur von Gamma-1

Die Apertur maß insgesamt 60×60 cm^2 und war in zwei Hälften von 30×60 cm^2 unterteilt. Jede der Hälften war durch eine eindimesionale URA des MS-Typs mit einer zugrundeliegenden m-Folge der Länge 63 kodiert, wobei die eine Hälfte in Querrichtung kodiert war, die andere in Längsrichtung. Die Pixel waren in beiden Fällen 1.5 Millimeter breite und 1 Zentimeter dicke Wolframstreben, die in eine Trägermatrix aus 4 Millimeter starkem Aluminium eingelassen waren. Dadurch war der Kode in Querrichtung ca. dreimal, in Längsrichtung ca. sechsmal repliziert. Diese eigentümliche Konfiguration paßt in kein Schema, auch wenn sie Merkmale von sowohl Box- als auch Mosaik-Kamera trägt.

3.3.2 (URA)

Das URA Shuttle-Experiment (Flug STS-39), entwickelt am *Los Alamos National Laboratory* unter Leitung von E. Fenimore, war das erste amerikanische URA-Experiment im Orbit[2]. Da das Experiment aufgrund eines Versagens der Bandgeräte für die Datenaufzeichnung im wesentlichen fehlschlug, gibt es keine Veröffentlichungen darüber.

Die Apertur war ein „Sandwich“ aus über 20 Wolframblechen, der Aperturkode ein repliziertes HURA auf Basis eines linearen URA-Kodes vom QR-Typ der Länge 13267. Die insgesamt etwa 3.5 Zentimeter dicke Apertur fungierte gleichzeitig als Kollimator. Die Konfiguration war die einer Mosaik-Kamera.

3.3.3 EXITE-2 und MIXE

EXITE-2 ist die Fortsetzung von EXITE (siehe oben) mit verbessertem Detektorsystem und neuer Gondel, aber identischer Apertur. EXITE-2 flog bisher zweimal, im Juni 1993 und im Mai 1997. Die neue Gondel bietet Platz für ein zweites Teleskop, und dieser Platz wurde während beider Flüge von MIXE besetzt, dem *Marshall Imaging X-ray Experiment* des *Marshall Space Flight Center* unter Leitung von B.D. Ramsey. Als MIXE noch keinen Namen hatte, flog es bereits 1989 einmal in Australien, damals mit einem MWPC als Detektor (Ramsey *et al.* 1990). MIXE wurde erst während des zweiten Fluges so getauft; als Detektor diente bei jenem Flug der zum Multistep-Proportionalzähler umgebaute MWPC (Dietz *et al.* 1992).

Die Apertur von MIXE basiert auf einem 31×33 URA des MS-Typs, die Apertur ist aus vier 50×52 cm^2 großen, 0.15 mm dicken Wolframblechen gefertigt. Der Aperturkode wurde

[2]http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/cai/coded_ura.html

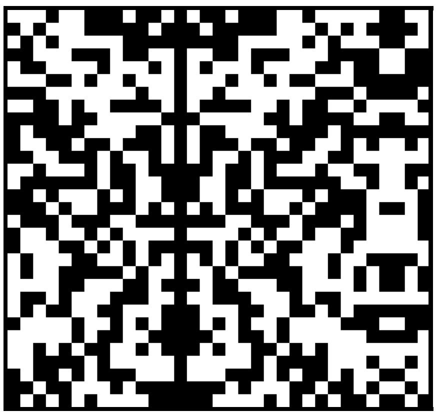


Abbildung 3.15: Basiskode des *Marshall Imaging X-ray Experiment* (MIXE)

in alle vier Bleche geätzt, und diese danach zu einem Verbund gefügt. Die Pixelgröße beträgt 4 mm, der Basiskode ist in einem 3×3 Mosaik repliziert, was für den kodierten Bereich der Maske die Abmessungen 372×396 mm^2 ergibt.

3.3.4 TIMAX

TIMAX, das *Telescópio IMAgeador des raios-X*, war ein brasilianisches Projekt der Gruppe von J. Braga an der *Astrophysics Division* des *Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais* (Braga *et al.* 1991, Braga *et al.* 1994, Braga *et al.* 1995). TIMAX machte seinen einzigen Ballonflug im Juni 1993.

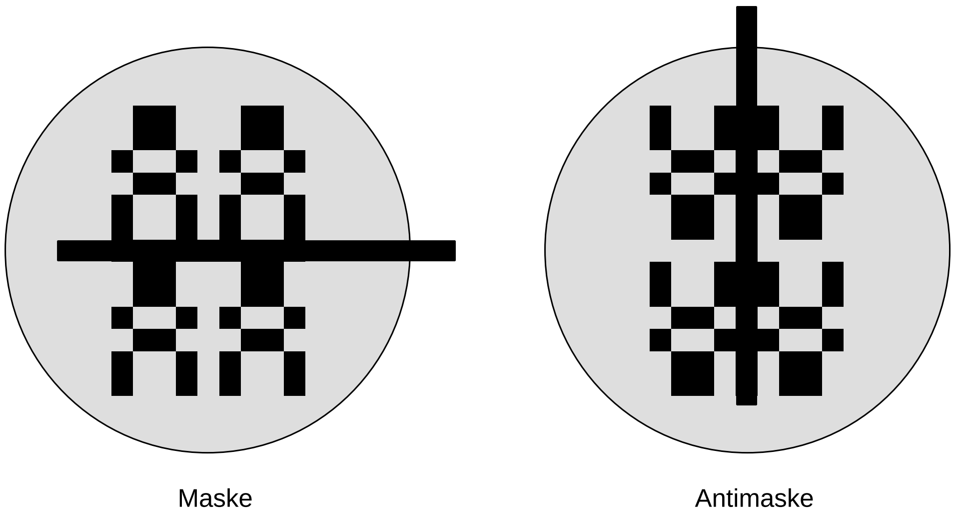


Abbildung 3.16: Maske und Antimaske von TIMAX

Die Apertur von TIMAX war aus zwei Teilen konstruiert, einer Maske auf einem kreisförmigen Träger aus Karbonfiber sowie einem Steg. Sowohl Maske als auch Steg waren drehbar gelagert. Maskenpixel und Steg bestanden aus einem Verbundmetall von jeweils 1 mm Blei plus 3 mm Kupfer. Die Pixel maßen 4.45 cm im Quadrat, die Breite des Steges war ebenfalls 4.45 cm. Der Basiskode der Apertur ist ein 5×7 URA vom TP-Typ, die Apertur wurde bis auf eine Zeile und eine Spalte viermal repliziert, der Aperturkode entspricht also in der „Normalstellung“ dem von DGT (vergleiche Seite 35). Durch Rotation der Maske um 180°

und des Steges um 90° ließ sich die Maske — bis auf das zentrale Pixel — in ihre Antimaske verwandeln. Die Konfiguration von TIMAX war die einer Mosaik-Kamera.

3.3.5 SAGE

Das *Small Array Germanium Experiment* (SAGE) der Universität von Birmingham wurde unter Leitung von G.K. Skinner gebaut und flog im September 1993 als „Huckepack“ - Experiment von GRIS auf dessen Ballongondel mit (Skinner et al. 1995a, Rideout 1995, Rideout und Skinner 1995).

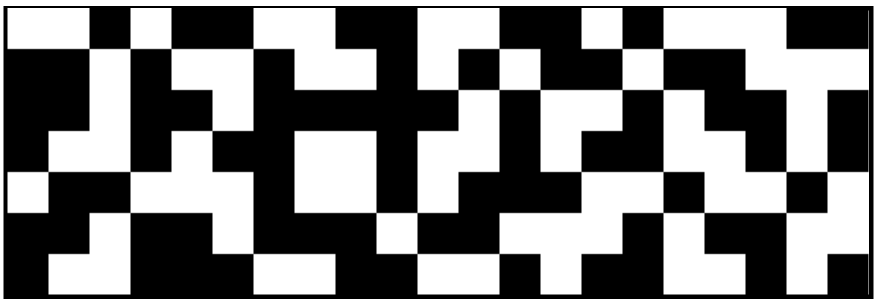


Abbildung 3.17: Aperturkode des *Small Array Germanium Experiment* (SAGE)

Der Aperturkode von SAGE ist ein ORA. Der Kode wurde speziell auf den verwendeten Detektor, ein 3×3 Germanium-Array, optimiert. Die Größe der quadratischen Aperturpixel entsprach mit 15 mm Kantenlänge der Größe der Detektorpixel. Die Aperturpixel waren aus 10 Millimeter dickem Blei gefertigt und auf einem Aluminiumblech fixiert. Die Optimierung der Apertur erfolgte in zwei Schritten:

Erstens wurden aus allen möglichen Kodes diejenigen herausgesucht, bei denen alle 3×3 Subaperturen (die quasi direkte Schatten auf den Detektor werfen können) folgenden Randbedingungen unterliegen:

- Jede 3×3 Subapertur hat entweder 4 oder 5 opake Pixel.
- Jede der 95 vorkommenden 3×3 Subaperturen unterscheidet sich von jeder anderen um wenigstens ein Pixel.
- Jegliche zwei 3×3 Subaperturen, die ein oder zwei Pixel voneinander getrennt sind, unterscheiden sich um wenigstens 3 Pixel.

Aus den ungefähr hundert möglichen Aperturen mit diesen Eigenschaften wurde diejenige ausgewählt, die in SAGE-Simulationen das geringste *Kodierungsrauschen* (siehe Seite 20) produzierte.

Die Konfiguration ähnelt wegen der speziellen Optimierung auf Subaperturen der einer Mosaik-Kamera.

3.3.6 GRIP-2

GRIP-2, das Nachfolgeexperiment von GRIP (siehe oben), hat bislang zwei Ballonflüge absolviert, nämlich im September 1993 und im Oktober 1995. GRIP-2 verfügt über einen verbesserten Detektor und eine höher auflösende Apertur.

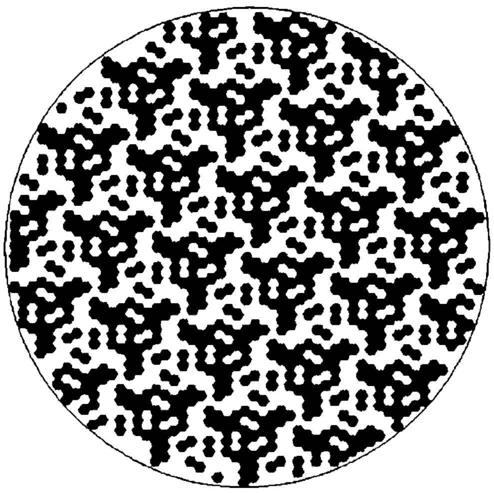


Abbildung 3.18: Aperturkode von GRIP-2

Die opaken Aperturpixel sind — wie schon bei GRIP — aus einem Blei auf Zinn Verbund gefertigt. Allerdings ist die Bleischicht der GRIP-2 Apertur dünner — auf den 8 mm Zinn sitzen bei GRIP-2 nur 12.4 mm Blei. Die Pixel messen von Kante zu Kante 25 mm und sind auf einer Scheibe aus einem Wabenkomposit aus Aluminium und Karbonfiber fixiert. Der Aperturkode ist ein HURA, der Basiskode umfaßt 79 Pixel und wurde ungefähr zwölfmal repliziert. Die Konfiguration — wie bei GRIP — die einer Mosaik-Kamera, der Detektor — ebenfalls wie bei GRIP — ein Phoswich-System. Und auch die Apertur von GRIP-2 rotiert während der gesamten Beobachtung, um einerseits durch zusätzliche zeitliche Modulation eine eindeutige Rekonstruktion der durch das vielfach replizierte HURA Grundmuster kodierten Quellen, andererseits eine wirksame Unterdrückung des Detektorrauschens durch die Antimaskeneigenschaft des HURAs zu ermöglichen.

3.3.7 GRATIS

Das *Gamma Ray Arcminute Telescope Imaging System* (GRATIS)[3], im wesentlichen ein Gemeinschaftsprojekt der *Columbia University* und des *Los Alamos National Laboratory*, flog jeweils im Juni 1994 und im Oktober 1995 mit einem Stratosphärenballon unter Leitung von C. Hailey und B. Craig (Keck *et al.* 1996, Craig *et al.* 1996).

(a) (b) (c)

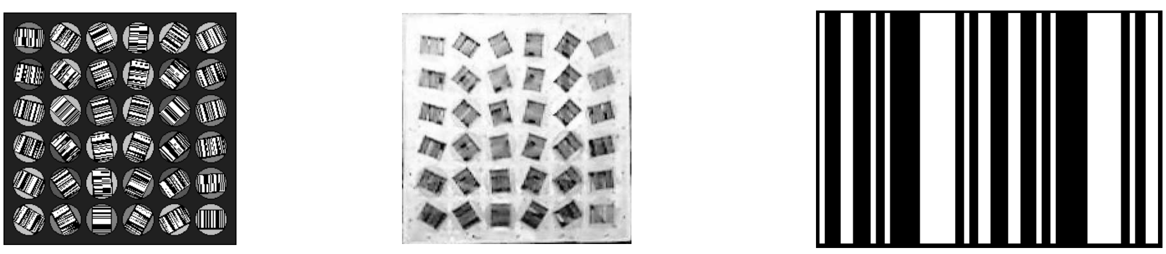


Abbildung 3.19: (a) Anordnung der 36 GRATIS-Module (schematisch)[1]
(b) Anordnung der 36 GRATIS-Module (Photo)[1]
(c) Aperturkode eines GRATIS-Moduls

[3]http://astro1.nevis.columbia.edu/gratis/

GRATIS besteht aus 36 Einzelmodulen, die in einem 6 × 6 Schema angeordnet sind (siehe Abbildung 3.19). Die Aperturen sind zweimal replizierte eindimensionale URAs des QR-Typs (siehe Seite 27) aus einem Blei/Zinn/Kupfer Laminat. Die Länge der Basis-Binärfolge ist 23. Die Apertur eines jeden Moduls ist gegen die folgende Apertur um 5° gekippt, so daß bei 36 Modulen 180° abgedeckt sind. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß jede Apertur in Plus- und Minus-Richtung ihrer Kodierungsachse auflöst, wird ein komplettes 360° Blickfeld in einem 5° Raster auf einmal erfaßt. Jedes Modul für sich ist eine eindimensionale Mosaik-Kamera mit eigenem, zusätzlich montierten Kollimator.

3.3.8 ASM

Der *All Sky Monitor* (ASM) an Bord des *Rossi X-ray Timing Explorer* (RXTE), eines rein US-amerikanischen Röntgensatelliten, wurde am *Center for Space Research* (CSR) des *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) unter Leitung von H.V.D. Bradt gebaut, und versieht seinen Dienst seit dem Start von RXTE im Dezember 1995 (Bradt *et al.* 1990, Doty 1990, Bradt *et al.* 1991, Bradt *et al.* 1993).

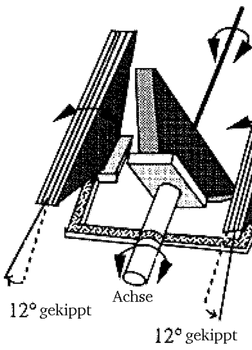


Abbildung 3.20: Anordnung der ASM-Module (schematisch, aus Bradt *et al.* 1993)

ASM besteht aus drei Modulen, die alle drei an einer gemeinsamen Achse befestigt sind. Ein Modul blickt in Achsenrichtung, die beiden anderen — leicht gegeneinander gekippt — senkrecht dazu. Ähnlich wie bei HXT (siehe oben) gliedert sich auch jedes ASM-Modul in Querrichtung in zwei Hälften (Partitionen).

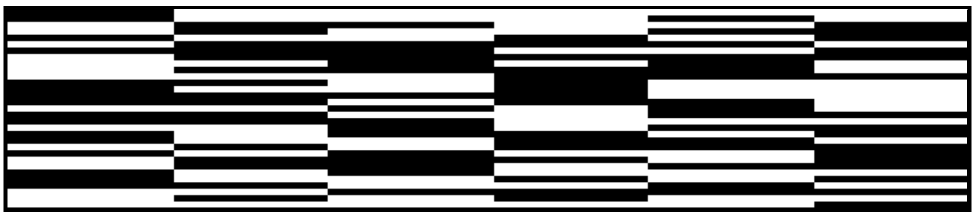


Abbildung 3.21: Aperturkode einer ASM-Modul Partition (Seitenverhältnis verzerrt dargestellt)

Da jeder ASM-Detektor — im Unterschied zu HXT — in Längsrichtung deutlich kürzer ist als dessen Apertur, wurde der Aperturkode einer ASM-Partition in Längsrichtung zusätzlich in sechs Gruppen von der Größe der aktiven Detektorfläche unterteilt. Die Aperturpixel messen 1 Millimeter in Querrichtung. Jede Apertur ist aus 1 Millimeter dickem Aluminium gefertigt, genauer gesagt aus 10 Lagen 0.1 mm dicker Aluminiumfolien, in welche der Aperturkode — ein hinsichtlich seiner Korrelationseigenschaften optimiertes ORA — geschnitten wurde. Die Aperturen sind zusätzlich mit einer dünnen Goldschicht belegt. Die Module rotieren in 90 Minuten um 360°. Durch die Rotation wirkt das in Achsrichtung blickende Modul praktisch als Rotationsmodulationskollimator, die beiden anderen Module hingegen quasi als abtastende, gegeneinander verkippte Modulationskollimatoren. Nach einer Umdrehung hat ASM etwa 80% der Himmelskugel erfaßt. Durch das Beobachtungsprogramm mit den entsprechenden Satellitenmanövern ist sichergestellt, daß jeden Tag jeder Punkt der Sphäre wenigstens einmal abgetastet wird.

3.3.9 WFC

Die *Wide Field Cameras* (WFC) des italienisch/niederländischen *Satellite per Astronomia a raggi X* (SAX, inzwischen BeppoSAX) sind zwei identische Kameras, die als Röntgenmonitore dienen und in entgegengesetzte Richtungen blicken. Die WFC wurden von der *Space Research Organization of the Netherlands* (SRON) in Auftrag gegeben und gebaut (Jager *et al.* 1989, Perola 1990, Butler und Scarsi 1991, Jager *et al.* 1993 und Scarsi 1993, in 't Zand *et al.* 1994, Jager *et al.* 1995, Jager *et al.* 1996).

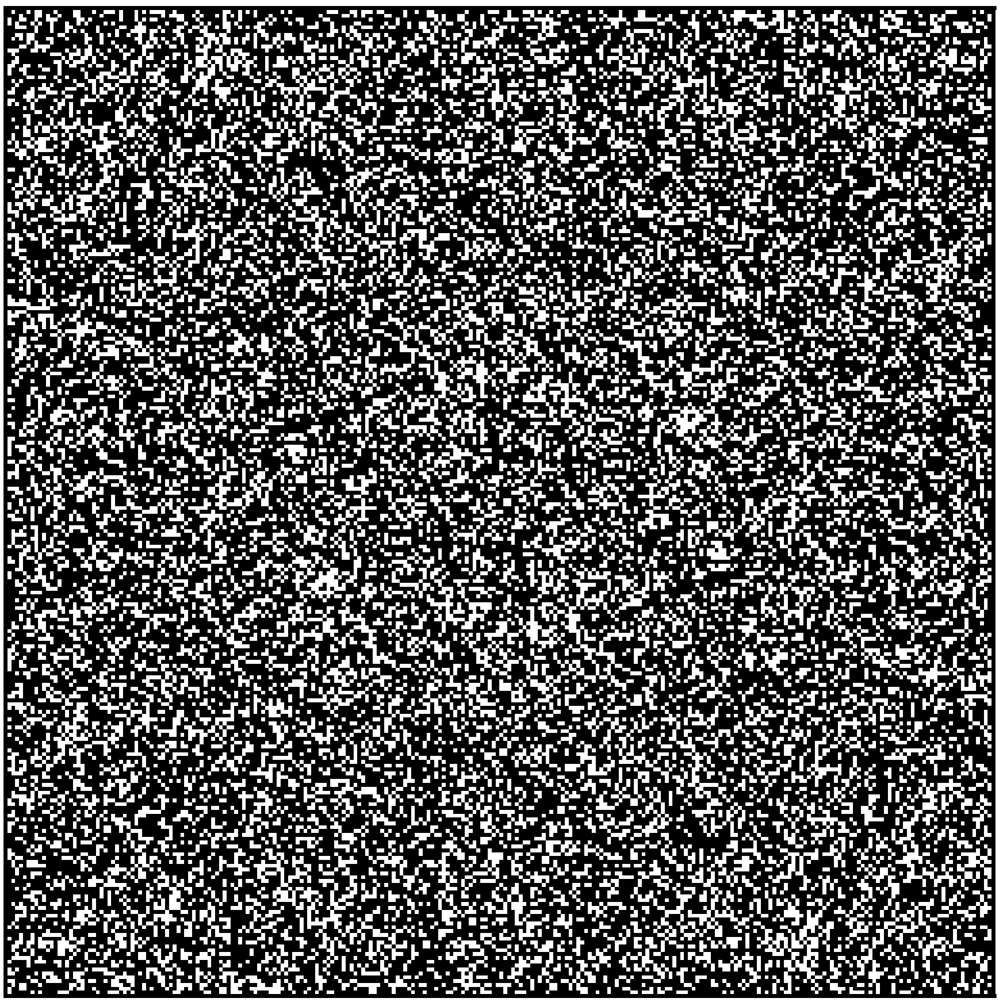


Abbildung 3.22: Aperturkode der *Wide Field Cameras* (WFC) von BeppoSAX

Die Aperturen sind aus 0.1 mm dickem Edelstahlblech geätzt und mit einer dünnen Goldschicht belegt. Der Aperturkode beider WFC ist identisch und ein sogenannter *triadischer* Kode mit einer OF von 33% (siehe Seite 29). Die Pixel der 256×256 Aperturen messen 1 mm im Quadrat. Die Konfiguration ist jeweils die einer Box-Kamera.

3.3.10 (WXM)

Der *Wide field X-ray Monitor* (WXM) wurde an Bord des *High-Energy Transient Experiment* (HETE) Satelliten im November 1996 mit einem Pegasus XL Träger in den Orbit befördert. Dort versagten leider die Sprengbolzen, welche die Nutzlasten von dem ausgebrannten Träger (dessen dritter Stufe) hätten trennen sollen. HETE ist eine Kollaboration des *Center for Space Research* (MIT), des *RIKEN Institute for Physical and Chemical Research* und des *Los Alamos National Laboratory*, wobei letzteres für die Entwicklung der Apertur zuständig war (in 't Zand *et al.* 1995, Yoshida *et al.* 1995). Eine (verbesserte) Neuauflage von HETE ist geplant[4].

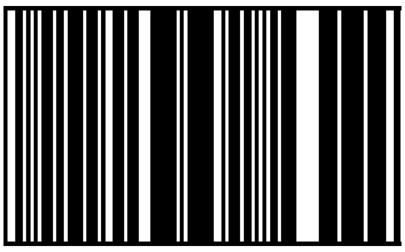


Abbildung 3.23: Aperturkode des *Wide field X-ray Monitor* (WXM) von HETE

WXM besteht aus zwei Modulen mit senkrecht zueinander angeordneten 1-D Aperturen. Die Aperturen der beiden Module sind aus 0.5 mm dickem Aluminium gefertigt und mit 25 μm Gold belegt. Es lassen sich bereits an Bord (im Burst Mode) Rekonstruktionsrechnungen zur Bestimmung der Quellposition von Transienten durchführen, um beim Auftauchen eines solchen dessen Position innerhalb weniger als einer Sekunde (auf 18 Bogenminuten genau) bestimmen, und diese beispielsweise per Telemetrie und Internet weltweit bekannt machen zu können. Der Aperturkode beider WXM-Module ist ein ORA. Nach Festlegung der Aperturparameter, die das Auflösungsvermögen und das Blickfeld bestimmen, also Pixelgröße (2 mm), Aperturabmessungen ($\approx$ 100 Pixel) und Abstand Apertur $\longleftrightarrow$ Detektor (186 mm), wurde die optimale OF der Konfiguration für GRBs (Gamma-Ray Bursts), die hauptsächliche Zielgruppe unter den Transienten, zu $\approx$ 33% bestimmt. Der entsprechende triadische Kode sowie 10^5 Zufallskodes mit einer OF von 33% wurden anschließend per Simulation hinsichtlich ihres Kodierungsrauschens (siehe Seite 20) verglichen, und der Kode mit dem geringsten Kodierungsrauschen ausgewählt (es war nicht der triadische).

3.3.11 LEGRI

LEGRI, der *Low Energy Gamma-Ray Imager*, ist eine spanisch/britische Kollaboration, an der zahlreiche Institute und Universitäten beteiligt sind, und ist eins von drei Instrumenten an Bord des ersten spanischen MINISAT, welcher im April 1997, als erste erfolgreiche Fracht eines Pegasus Trägers, in seine Umlaufbahn befördert wurde (Reglero 1993, Reglero et al. 1997).

[4] http://sst.lanl.gov/nis-projects/hete/hetewxm.html

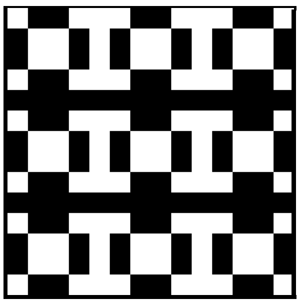


Abbildung 3.24: Aperturkode des *Low Energy Gamma-Ray Imager* (LEGRI)

Das erklärte Hauptziel von LEGRI ist es, die Anwendbarkeit von Halbleiterdetektoren in Verbindung mit kodierter Apertur im Bereich der Röntgenastronomie zu demonstrieren. Die Apertur ist ein bis auf eine Zeile und eine Spalte 3×3 mal repliziertes 5×5 MURA. Jedes opake Pixel ist aus 1 mm dickem Wolfram gefertigt und mißt 24 mm im Quadrat. Die Pixel sind in eine Wabenstruktur aus Karbonfiber gebettet. Die Konfiguration ist die einer Mosaik-Kamera mit zusätzlichem Kollimator.

Kapitel 4

Kriterien zur Beurteilung der Bildqualität

Da bei CM-Teleskopen keine abbildende Optik verwendet wird und entsprechend das „Detektorbild“ die Quellverteilung nicht unmittelbar wiedergibt, muß ein Bild der Quellverteilung erst aus den Detektordaten konstruiert werden. In diesem Zusammenhang ist üblicherweise von *Bildrekonstruktion* die Rede (vergleiche Abschnitt 2.2).

Der Terminus Technicus „Bildrekonstruktion“ suggeriert jedoch, daß es so etwas wie ein ideales Originalbild gibt, von dem sich vermittels eines Rekonstruktionsverfahrens eine Kopie gewinnen läßt. Nun mag es zwar so etwas wie eine objektive Wirklichkeit geben, doch die Existenz von Originalbildern in dieser Wirklichkeit muß verneint werden: Bilder werden immer erst gemacht, es existieren also ausschließlich — mehr oder minder wirklichkeitsnahe — (Re)Konstruktionen.[1] Die Idee eines Originalbilds scheint zwar vom philosophischen Standpunkt nicht völlig sinnlos, bleibt aber ein Abstraktum, ein unerreichbares Ideal.

In ungleich besserer Ausgangssituation befindet man sich, wenn man kein Bild von der Wirklichkeit machen will, sondern ein Bild von einer simulierten oder — um es mit dem modernen Wort dafür auszudrücken — virtuellen Realität, denn über eine virtuelle Welt ist im Gegensatz zur realen *prinzipiell* alles bekannt. Allein — auch, oder vielmehr gerade — bei einer virtuellen Welt, von der erst recht ein Bild erst einmal gemacht werden muß, kann offenbar keine Rede von inherent vorhandenen idealen Originalbildern sein. Deshalb verwende ich in diesem und den folgenden Kapiteln statt des Begriffs „Bildrekonstruktion“ die neutraleren Begriffe **Bildgewinnung** bzw. **Bildsynthese**.

Gegenstand dieses Kapitels ist generell die Beurteilung der Qualität von Bildern, allerdings wird dieses weite Gebiet von Abschnitt zu Abschnitt zunehmend auf die Beurteilung der Qualität solcher Bilder eingeengt, wie sie vom IBIS-Instrument zu erwarten sind.

4.1 Bilder, Bildgewinnung und Bildbeurteilung

Definition 4.1 *Ein Bild $\mathcal{B}(f, \vec{x})$ repräsentiere die Intensitäten $\mathcal{B}$ bei den Frequenzen f und den Orten $\vec{x}$, wobei $\vec{x}$ hier nur zwei Dimensionen umfassen soll: $\vec{x} = \binom{x}{y}$.*

Ziel der Bildgewinnung ist es, die verfügbare Information bestmöglich in ein Bild umzusetzen. Das zentrale Problem von sowohl Bildgewinnung als auch Bildbeurteilung verbirgt

[1] Ein Umstand, der Kunstmalern oder Photographen vermutlich vertrauter ist als Physikern.

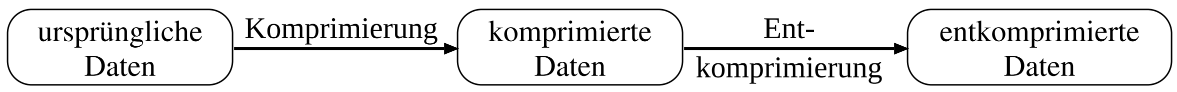
sich in dem Wort „bestmöglich" . So kann z.B. das bestmögliche Bild eines Wohnhauses ganz unterschiedlich aussehen, je nachdem, ob es fürs Familienalbum oder zum Auffinden von Wärmelecks in der Isolation gedacht ist. Dies etwa wäre ein typisches *aufgabenbezogenes* Beispiel zum Bedeutungsumfang von „bestmöglich" . Wie jedoch läßt sich der Begriff „bestmöglich" objektiv definieren?

4.1.1 Beurteilung durch Vergleich

Die Frage nach einer objektiven Möglichkeit zur Beurteilung der Qualität von — wie auch immer gewonnenen — Bildern ist letztlich die Frage nach einer *Meßgröße* „Bildqualität" . Wie bei jedem Meßvorgang setzt eine solche Beurteilung die Existenz eines *Maßstabs* voraus. Doch ebensowenig, wie es etwa einen im euklidischen Sinn idealen Maßstab für z.B. eine Längenmessung gibt, existieren — wie oben dargelegt — ideale Bilder, mit denen sich synthetisierte Bilder vergleichen ließen.

In der digitalen Bildsignalverarbeitung finden sich allerdings Fälle, bei denen das Ausgangsobjekt des Vergleichs bereits ein in digitaler Form vorliegendes Bild ist, so daß sich, vorausgesetzt das zu vergleichende Bild teilt mit dem Originalbild so wesentliche Eigenschaften wie die Auflösung, ursprüngliches und prozessiertes Bild direkt miteinander in Bezug setzen lassen. Prominentes Beispiel hierfür ist die verlustbehaftete (engl.: *lossy*) Bilddatenkomprimierung (z.B. Bhaskaran und Konstantinides 1997, Lu 1997, Hürtgen 1996).

Ziel gewöhnlicher Datenkomprimierungsalgorithmen ist die *exakte* Wiederherstellung der urspünglichen Daten nach Durchlaufen folgender Verarbeitungskette:



Das Ziel der verlustbehafteten Bildkomprimierung hingegen besteht darin, nach Durchlaufen der obigen Verarbeitungskette keine spürbare Beeinträchtigung der Bildqualität zu verursachen. Je nach angelegtem Kriterium für „Bildqualität" kann eine verlustbehaftete Bildkomprimierung sogar zu einer Bildverbesserung führen, beispielsweise hinsichtlich der Bildschärfe. Der Verlust, um den es sich bei verlustbehafteter Bildkomprimierung handelt, ist also höchstens sekundär ein Verlust an Qualität, primär jedoch ein Verlust an Information. Dieser Informationsverlust führt zu den hohen Kompressionsraten, die z.B. mit dem JPEG-Verfahren[2] möglich sind. Tatsächlich ist die Frage nach der Qualitätsbeurteilung synthetisierter Bilder häufig mit der Frage nach deren Informationsgehalt verknüpft.

4.1.2 Beurteilung des Abbildungsvorgangs

Sofern die Abbildungsvorschrift, mit deren Hilfe das zu beurteilende Bild gewonnen wurde, bekannt ist, läßt sich alternativ zum Bild die Vorschrift selbst hinsichtlich ihrer Qualität untersuchen. Eine derartige Untersuchung ist zurückführbar auf eine Beurteilung durch Vergleich, indem ein (reelles oder virtuelles) Szenario zweimal abgebildet wird: einmal vermöge der bekannten Abbildungsvorschrift und einmal mit einer als ideal angenommenen Vorschrift. Hernach können dann die beiden resultierenden Bilder miteinander verglichen werden.

[2]JPEG steht für die *Joint Picture Experts Group*

In Abbildung 4.1 sind alle Situationen schematisiert, die bei der Beurteilung von Bild- bzw. Abbildungsqualität vorkommen.

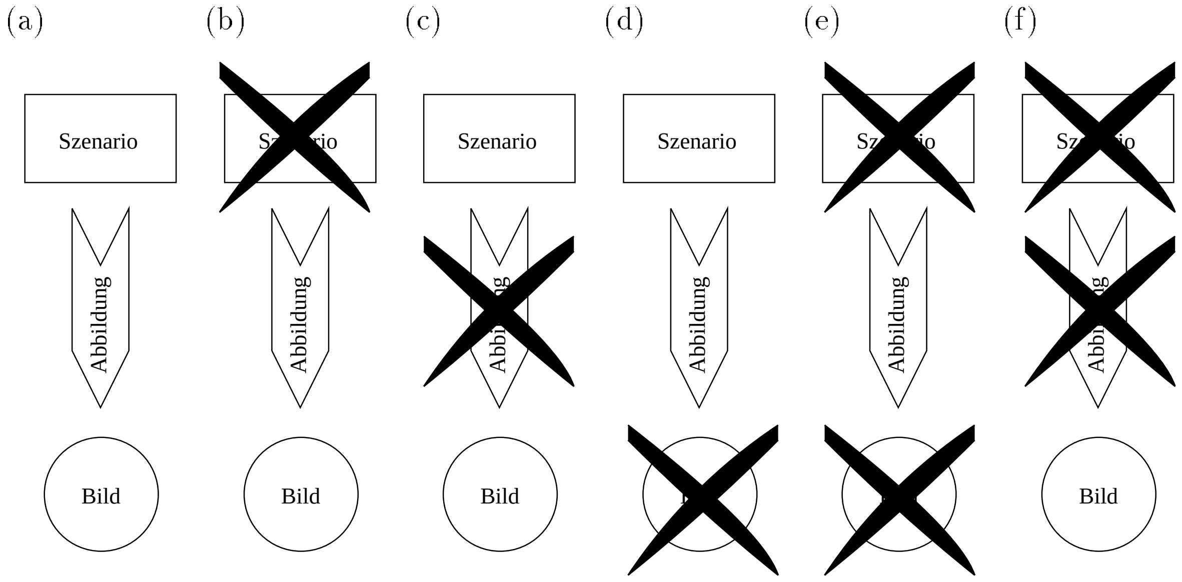


Abbildung 4.1: Ausgangssituationen bei der Bildqualitätsbeurteilung

- Abbildung 4.1 a) veranschaulicht den Fall einer Situation, bei der sowohl Szenario — z.B. eine virtuelle Welt — als auch Abbildungsvorschrift und synthetisiertes Bild bekannt sind. Diese Situation trifft auf das oben angeführte Beispiel der Bilddatenkomprimierung zu, in welchem Falle das Szenario dem Ausgangsbild entspricht und die Abbildungsvorschrift einer Komprimierung mit darauffolgender Entkomprimierung.

- Abbildung 4.1 b) zeigt den häufigen Fall eines *unbekannten* Szenarios, das mittels einer bekannten Abbildungsvorschrift in ein Bild umgesetzt (gemessen) wird. Diese Situation liegt bei der Bildgewinnung mit CM-Teleskopen und anderen *inversen Problemen* vor (vgl. Seite 19).

- In Abbildung 4.1 c) ist die Abbildungsvorschrift als unbekannt markiert, Szenario und Bild sind hingegen bekannt. Prominentes Beispiel eines solchen Falls ist das April 1990 im Orbit ausgesetzte Hubble Space Telescope (HST), dessen Abbildungsvorschrift abgeleitet werden mußte, weil beim Bau der Optik ein Fehler unterlaufen war. Durch Ausrichten des HST auf vereinzelte Punktquellen konnte — zusammen mit Aufdeckung des Konstruktionsfehlers — die PSF jedoch so genau abgeleitet werden, daß einerseits bereits während der ersten dreieinhalb Jahre der Mission wissenschaftlich brauchbare Bilder synthetisiert, andererseits die Optik-Korrekturen an den seit der Reperaturmission vom Dezember 1993 im Einsatz befindlichen Austauschgeräten möglich wurden.

- Die Abbildungen 4.1 d) und e) zeigen Fälle, bei denen die Bilder unbekannt, die Abbildungsvorschrift hingegen bekannt ist. Je nachdem, ob Szenarien zur Bildsynthese vorliegen oder erzeugt werden können, läßt sich die Qualitätsbeurteilung der Abbildungsvorschrift — wie oben bereits angesprochen — auf die Beurteilung eines mit ihr synthetisierten Bildes zurückführen, oder muß abstrakt an der Vorschrift selbst vorgenommen werden.

- Abbildung 4.1 f) schließlich zeigt den Fall, bei dem weder Szenario noch Abbildungsvorschrift bekannt sind. Dieser Fall tritt zum Beispiel auf, wenn uns jemand eine Photographie unter die Nase hält, und fragt, ob das Bild etwas geworden sei. Der kognitive Prozeß bis zur Beantwortung einer solchen Frage ist überaus komplex und nicht Gegenstand dieser Arbeit, setzt aber letztlich voraus, daß der Betrachter der Photographie sich Modellvorstellungen von *sowohl* dem Szenario *als auch* der Abbildungsvorschrift macht, und anhand dieser beiden Modelle seine Beurteilung der Bildqualität vornimmt.

4.2 Subjektive und objektive Qualitätskriterien

Tatsächlich ist der letztgenannte Punkt von so großer praktischer Bedeutung, daß Kriterien zur Beurteilung der Bildqualität nach ihm in zwei Klassen unterteilt werden (z.B. Kayargadde 1995):

Subjektive Qualitätskriterien beziehen sich stets auf das wahrgenommene Bild. Ein „Original“ zu Vergleichszwecken liegt nicht unbedingt vor.

Objektive Qualitätskriterien beziehen sich auf Bilder ähnlich[3] Definition 4.1 und deren Vergleich mit einem „Original“ nach einer „Meßvorschrift“ .

Direkt verknüpft mit der Einteilung in objektive und subjektive Qualitätskriterien ist die Einteilung von Bildaufbereitungsverfahren in *Bildverbesserung* und *Bildrestauration*. Wird die Bildinformation so aufbereitet, daß sie besser *wahrgenommen* werden kann, spricht man von **Bildverbesserung** (subjektiv), wird hingegen die Abweichung eines Bildes von einem „Original“ minimiert, ist von **Bildrestauration** die Rede (objektiv). Bildverbesserung wäre beispielsweise das Entfernen von Rauschen mit einem lokalen Tiefpaß oder die Bildverschärfung mit einem lokalen Hochpaß, Bildrestauration die Anwendung eines Wiener-Filters (vergleiche Wahl 1989).

Im Umgang mit der Materie kristallisierten sich die folgenden weiteren Unterteilungen heraus, welche auch in Hinblick auf eine Eingrenzung der Problematik zur Anwendung bei CM-Teleskopen geeignet sind. Diese Unterteilungen erheben darüberhinaus aber keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit oder Allgemeinheit.[4]

4.2.1 Problemstellungen

Sowohl subjektive als auch objektive Qualitätskriterien lassen sich je nach Zusammenhang anhand der beiden folgenden Begriffspaare näher klassifizieren als:

- **Gesamtbild**- oder **Objekt**bezogen
- **Aufgaben**- oder **Merkmals**bezogen

[3] Im Visuellen z.B. läßt sich $\mathcal{B}$ als Summe der Rot-, Grün- und Blauanteile des Lichtes auffassen, $\mathcal{B}_{\text{visuell}} = \rho(\vec{x}) + \gamma(\vec{x}) + \beta(\vec{x})$.

[4] Während die Einteilung der Qualitätskriterien in subjektiv und objektiv allgemein akzeptiert scheint, blieb meine Suche nach ähnlich verbreiteten Unterklassen erfolglos. Weder gelang es mir, Übersichtsartikel oder Bücher zu finden, die das Thema in befriedigendem Umfang behandeln, noch war die schiere Fülle des meist sehr speziellen Materials allein aus dem Bereich der Bilddatenverarbeitung in dem gesteckten Zeitrahmen auch nur annähernd zu sichten. So hat beispielsweise die SPIE zahlreiche Treffen zu dem Thema veranstaltet, und schon eine bloße Systematisierung des Materials sämtlicher diesbezüglicher Proceedings ginge weit über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

Ein Beispiel soll diese (Unter-)Klassifizierung für ein subjektives Qualitätskriterium verdeutlichen: Subjektive Qualitätskriterien sind von besonderer Bedeutung bei objekt- und aufgabenbezogenen Fragestellungen, beispielsweise in der medizinischen Diagnostik.

Bei der Diagnose eines Knochenbruchs anhand eines Röntgenbildes wäre beispielsweise die *Aufgabe* die Erstellung der Diagnose „Knochenbruch ja/nein“ und das *Objekt* der (oder die) abgebildete(n) Knochen. Die in diesem Beispiel betrachteten Röntgenbilder wären qualitativ gut, wenn sich an ihnen die Diagnose sicher stellen läßt, qualitativ schlecht hingegen, wenn eine zuverlässige Diagnose nicht möglich ist. Eine Art Objektivierung des Problems kann nun dadurch erreicht werden, daß vielen einzelnen Medizinern dasselbe Bild vorgelegt wird, und die richtige Diagnose — die unabhängig, z.B. durch eine Operation, gesichert sein muß — mit den Einschätzungen dieser Mediziner statistisch verglichen wird (z.B. Barrett *et al.* 1985, Goodman Mumma und Prince 1988). Dieses Verfahren läßt sich beliebig komplex gestalten und wird in der aktuellen Forschung laufend verbessert.

Ein Hintergrund dieser Forschung ist das Training von Expertensystemen, bei dem ganz analog vorgegangen wird. Die Beurteilung eines Expertensystems ist also als *subjektiv* einzuordnen, auch wenn beispielsweise Expertensysteme zur Diagnose von Hautkrebs bereits seit Anfang des Jahrzehnts — anhand von Photographien — verläßlichere Diagnosen stellen als der durchschnittliche Hautarzt es — ebenfalls ausschließlich anhand von Photographien — vermag (Recherche am Klinikum Düsseldorf).

Die Problemstellung dieser Arbeit basiert auf synthetisierten Bildern, die in digitaler Form vorliegen. Daher gilt es zunächst, die Definition 4.1 von oben entsprechend einzuengen:[5]

Definition 4.2 *Ein* digitales *Bild* $B_{ij} \equiv B(f, x_i, y_j)$ *im Frequenzbereich* $f = [f_1, f_2]$ *und mit* $1 \leq i \leq m$ *und* $1 \leq j \leq n$*, repräsentiere die* $m \times n$ *Integrale über die Intensitäten* $\mathcal{B}$ *der folgenden Form:*

$$B_{jk} = \int_{f_1}^{f_2} \int_{x_{i1}}^{x_{i2}} \int_{y_{j1}}^{y_{j2}} \mathcal{B}(f, \vec{x}),$$

wobei die Abtastintervalle $[x_{i1}, x_{i2}]$ *sowie* $[y_{j1}, y_{j2}]$ *als gleichgroß für alle* i, j *und als aneinander anschließend angenommen werden (siehe hierzu auch Anhang A).*

Des weiteren sei als **intrinsische Auflösung** eines CM-Teleskops jene Auflösung bezeichnet, die sich aus der Projektion eines Aperturpixels von einem Punkt der Detektorebene an eine dem Himmel entsprechende Projektionsebene **S** ergibt, wie sie in Abschnitt 2.1 eingeführt wurde. Ein in $d_m \times d_n$ Pixel unterteilter, unkollimierter Detektor mit Pixeln von der Größe der Aperturpixel führt bei Korrelation über l Frequenzbereiche und mit einer Apertur aus $a_m \times a_n$ Pixeln zu l digitalen Bildern der Dimension $(a_m + d_m - 1) \times (a_n + d_n - 1)$, welche jeweils das komplette ZRFOV des Telekops wiedergeben. Bilder mit solcher Auflösung, bezogen auf die Größe der Himmelspixel, nenne ich Bilder mit der intrinsischen Auflösung des CM-Teleskops.

Das Rekonstruktionsproblem für CM-Teleskope wird oft für die intrinsische Auflösung formuliert. Danach gilt es bei der Bildsynthese, die von den einzelnen Himmelspixeln am Detektor ankommende Information optimal in ein Bild der Himmelspixel umzusetzen. Bilder mit der intrinsischen Auflösung eines CM-Teleskops sind grundsätzlich *unterbestimmt*, es sei denn, die Apertur besteht nur aus einem Pixel (Lochkamera), oder das Blickfeld des Detektors ist durch Verwendung eines Kollimators auf (maximal) das FCFOV begrenzt. In diesen zwei Fällen ist das Rekonstruktionsproblem vollständig bestimmt, in dem Sinne, daß die am De-

[5] Einen Überblick darüber, welche Schwierigkeiten die Digitalisierung von Bildern tatsächlich mit sich bringt, und auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, kann sich der Leser z.B. bei Foley *et al.* 1996, Dainty und Shaw 1974 sowie Huck *et al.* 1980 verschaffen.

tektor verfügbare *Informationsmenge* der in den Himmelspixeln sichtbaren entspricht, eine *eindeutige* Bildsynthese also im Bereich des theoretisch Möglichen liegt.

Die Analyse dieses Problems führt zu den idealen Aperturkodes (vergleiche Abschnitt 2.3) und die Bildsynthese für die entsprechende CM-Teleskop Konfiguration (Mosaik-Kamera mit Kollimator) gilt als gut verstanden.

Bei CM-Teleskopen mit einer Detektorauflösung, die nicht der Größe der Aperturpixel entspricht, kann ein Bild in der intrinsischen Auflösung durch Nachabtastung (engl.: *Re-Binning*, z.B. Park und Schowengerdt 1983) der Detektordaten auf die $d_m \times d_n$ Matrix gewonnen werden. Im Falle eines unterabtastenden Detektors, also eines Detektors mit einer Ortsauflösung/Pixelgröße oberhalb der Größe der Aperturpixel, ist klar, daß die verfügbare Informationsmenge sinkt. Wieweit allerdings die *steigende* Informationsmenge im Falle eines überabtastenden Detektors für das Rekonstruktionsproblem von Nutzen ist, hängt stark vom jeweils zugrundeliegenden CM-Teleskop ab und ist noch nicht allgemein untersucht worden. Nichtsdestotrotz weisen viele Autoren darauf hin, daß zweifache Überabtastung in jeder Raumrichtung angezeigt ist, was mit Rücksicht auf das Abtasttheorem (engl.: *Sampling-Theorem*, z.B. Foley *et al.* 1996, Lüke 1995) auch einleuchtend erscheint.

4.3 Wiener- und Entropie-Kriterium

Sowohl das Wiener- als auch das Entropie-Kriterium beziehen sich auf das Gesamtbild und können beide je nach Zusammenhang sowohl als merkmals- als auch als aufgabenbezogen klassifiziert werden.

Das **Wiener-Kriterium** ist letztlich nichts weiter als die Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate (z.B. Barlow 1996, Bevington und Robinson 1994) auf Bilder. Für ein digitales Bild B_{ij} und dessen Schätzung $\hat{B}_{ij}$ läßt es sich wie folgt definieren:

Definition 4.3 (Wiener-Kriterium) *Zwei digitale Bilder B_{ij} und $\hat{B}_{ij}$ sind einander optimal ähnlich, wenn die quadratische Abweichung der Bildsignale voneinander minimal wird:*

$$\sum_{i=1}^{m} \sum_{j=1}^{n} \left| B_{ij} - \hat{B}_{ij} \right|^2 \longrightarrow \min$$

Während die eigentliche Voraussetzung zur Anwendbarkeit des Wiener-Kriteriums darin besteht, daß stochastische Prozesse die Schätzung des Bildes erschweren (z.B. Wahl 1989), macht das **Entropie-Kriterium** sich Randbedingungen wie das *non-negativity constraint* (z.B. Biraud 1969) zunutze, welches besagt, daß bei additiv aus Quantenereignissen zusammensetzen Bildern keine negativen Bildwerte auftreten können. Unter Berücksichtigung der Randbedingungen wird dann eine als Entropie interpretierte Größe maximiert:

Definition 4.4 (Entropie-Kriterium) *Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei die Summe der Schätzwerte $\hat{B}_{ij}$ auf eins normiert:*

$$\sum_{i=1}^{m} \sum_{j=1}^{n} \hat{B}_{ij} = 1$$

Die (Randbedingungen unterworfene) normierte Schätzung $\hat{B}_{ij}$ ist optimal, wenn die Entropie S der Schätzung ihr Maximum annimmt:

$$S = -\sum_{i=1}^{m} \sum_{j=1}^{n} \hat{B}_{ij} \ln\left(\hat{B}_{ij}\right) \longrightarrow \max$$

Im Gegensatz zum Wiener-Kriterium kommt das Entropie-Kriterium in dieser Formulierung (z.B. WAHL 1989) ohne einen Vergleich zum Original aus. Auch läßt sich beim Wiener-Kriterium das Minimum in der Regel *analytisch* finden, während das Entropie-Kriterium eine *iterative* Suche nach dem Maximum erfordert, weshalb Wiener-Filterung normalerweise weniger Rechenzeit in Anspruch nimmt als *Maximum-Entropie* Filterung (ME-Filterung, auch Maximum-Entropie Methode oder kurz MEM).

Sowohl Wiener- als auch Entropie-Kriterium sind für die Bildgewinnung bei CM-Teleskopen gut untersucht. Ein ausführliches, allgemeines Konstruktionsverfahren für geeignete Wiener-Filter findet sich bei RIDEOUT (1995). ME-Filter für astronomische Zwecke wurden von BIRAUD (1969) vorgeschlagen und insbesondere von FRIEDEN (1972) weiterverfolgt. Ein Jahrzehnt später übertrug WILLINGALE die Theorie der ME-Filterung auf CM-Teleskope (SIMS *et al.* 1980). Eine Übersicht über ME-Anwendungen in der Astronomie generell liefern NARAYAN und NITYANANDA (1986). Bis heute gibt es allerdings bezüglich der ME-Filterung Bedenken in zweierlei Hinsicht:

- Erstens ist nicht klar, wie genau das Entropie-Kriterium für die jeweilige Problemstellung formuliert werden muß. Der oben wiedergegebene Ansatz ist der vermutlich allgemeinste und entspricht dem *Informationsgehalt* nach SHANNON (1948). In der Literatur kursieren allerdings verschiedene andere Formulierungen, die der jeweiligen Problemstellung gerechter werden sollen (z.B. NARAYAN und NITYANANDA 1984, CORNWELL 1984).

- Zweitens werden die Flüsse der Quellen im Bild durch Verwendung der ME-Filterung in nicht kalibrierbarer Weise verfälscht (z.B. O'SULLIVAN und KOMESAROFF 1984).

4.4 PSF und MTF

Punktantwort (PSF, vgl. Seite 20) und **Modulationstransferfunktion** (MTF, definiert als Betrag der fouriertransformierten PSF) beziehen sich eher auf Objekte bzw. Merkmale (Punkte, Ortsfrequenzen) denn auf Gesamtbilder bzw. Aufgaben, indem sie den Abbildungsprozeß selbst charakterisieren (vgl. Abschnitt 4.1.2).

Die **PSF** eines CM-Teleskops ergibt sich erst in der Kombination aus Hard- und Software des Systems, da sie unmittelbar vom Bildsyntheseverfahren abhängt. Bei Beschränkung auf das FCFOV einer Mosaik-Kamera und Bildsynthese per Korrelation läßt sich die PSF durch geeignete Wahl der Kombination aus Apertur- und Korrelationskode ortsunabhängig machen — z.B. ideale Kodes und (periodische) Autokorrelation. Einbeziehung des PCFOV führt zwangsläufig zur Ortsabhängigkeit der PSF.

Für ortsunabhängige PSF sind verschiedene Gütemaße wie das bereits in Kapitel 2 erwähnte HNV gebräuchlich. LÜKE (1992) weist außerdem auf den *Merit-Faktor* (MF) hin, den er als Verhältnis des quadrierten Hauptwerts zur Summe über sämtliche quadrierten Nebenwerte angibt. Damit ist letzterer zur Beurteilung rauschartiger Störungen im Bild geeignet.

Im Umgang mit ortsabhängigen PSF verkompliziert sich die Problematik einer Qualitätsbeurteilung. Einerseits, weil nicht mehr von *der* PSF gesprochen werden kann, anhand derer die Beurteilung erfolgt, andererseits, weil aufgrund der aperiodischen Korrelation eine Form der Skalierung wie z.B. vermöge balancierter Korrelation angezeigt ist, um Korrelationswerte mit hohem Informationsgehalt solchen mit niedrigerem anzugleichen. Hier bietet sich eine mögliche Lösung der Problematik an, die ich kurz am Beispiel einer eindimensionalen

Box-Kamera skizzieren möchte: Der Hauptwert der Apertur-AKF entspricht der Korrelation des Schattenwurfs einer in Richtung der optischen Achse liegenden Quelle. Beschreibe M_i, $1 \leq i \leq n$ die eindimensionale Apertur, so lautet die Autokorrelationssumme $\mathcal{K}_{MM}$:

$$\mathcal{K}_{MM}(x) = \sum_{i=1}^{n-|x|} M_i M_{i+x}$$

Der Hauptwert ergibt sich also zu $\mathcal{K}_{MM}(0)$. Eine Quelle, die einen um ein Aperturpixel verschobenen Schatten wirft, wird bei einer Korrelationsanalyse nicht mehr den vollen Hauptwert erzeugen, weil ein Detektorpixel nicht mehr beleuchtet wird. Die Korrelation erfolgt in diesem Fall gewissermaßen um ein Pixel weniger, entspricht also der Autokorrelation einer Apertur, die ein Pixel „gestopft" bekommen hat (wenn das Pixel sowieso opak war, ändert sich der Wert demzufolge nicht). Statt *des* HNV im periodischen Fall, bietet es sich an, im aperiodischen Fall *sämtliche* HNV der gesamten Apertur *und* aller Aperturen mit einem, zwei, usw. gestopften Pixeln zu untersuchen.

Das HNV der Aperturen sollte mit zunehmender Verstopfung gleichmäßig schlechter werden, was insbesondere zum Rand des Blickfelds nicht einzuhalten ist, denn irgendwann ist nur noch ein Pixel offen und das HNV dementsprechend das einer Lochkamera — i.e. unendlich. Auch die Abnahme der Hauptwerte selbst sollte mit zunehmender Verstopfung möglichst glatt verlaufen. (Bei einer eindimensionalen Apertur eine undankbare Optimierungsaufgabe.) Je glatter die Abnahme der Hauptwerte vonstatten geht, desto besser werden sowohl Ortsauflösung als auch Photometrie (die sich z.B. aus einem Vergleich des gemessenen Hauptwerts mit der Zahl der nicht verstopften Pixel bestimmen läßt). Schon aus dieser einfachen Betrachtung wird ersichtlich, daß rein PSF bezogene Qualitätskriterien für den ortsabhängigen Fall mehr Aufwand (i.e. Rechenaufwand) erfordern, als für den ortsunabhängigen Fall — insbesondere bei großen Aperturen.

Generell sollte eine PSF (an allen Orten) möglichst „deltaartig" sein, wie es speziell für die (periodische) Autokorrelation idealer Kodes in Beschränkung auf das FCFOV einer Mosaik-Kamera gegeben ist.

In der folgenden Betrachtung über die **MTF** von CM-Teleskopen soll $\mathcal{F}(X)$ die Fouriertransformierte von X bezeichnen. Erforderliche Normierungen werden der Einfachheit halber als gegeben vorausgesetzt. Ausgehend von Gleichung 2.5 ergibt sich durch Fouriertransformation unmittelbar im Fourierraum — der hier als Raum der Ortsfrequenzen zu interpretieren ist — folgende *Transfergleichung* (Variablen der Übersichtlichkeit halber weggelassen):

$$\mathcal{F}(\hat{S}) = \mathcal{F}(G)\mathcal{F}(M)\mathcal{F}(S) + \mathcal{F}(G)\mathcal{F}(M)\mathcal{F}(B) + \mathcal{F}(G)\mathcal{F}(M)\frac{\mathcal{F}(N)}{\mathcal{F}(M)} \tag{4.1}$$

(Die Multiplikation im Fourierraum entspricht der Faltung im Ortsraum.) Mit Einführung der (optischen) *Transferfunktion* $\mathcal{T}$ als der Fouriertransformierten der PSF[6]— also als Produkt $\mathcal{F}(G)\mathcal{F}(M)$ — schreibt sich die Transfergleichung wie folgt:

$$\mathcal{F}(\hat{S}) = \mathcal{T}\mathcal{F}(S) + \mathcal{T}\mathcal{F}(B) + \mathcal{T}\,\frac{\mathcal{F}(N)}{\mathcal{F}(M)} \tag{4.2}$$

[6]Die Begriffe Transferfunktion, optische Transferfunktion, Ortstransferfunktion und Modulationstransferfunktion werden in der Literatur nicht einheitlich benutzt, was großteils auf implizite Normierungen oder Betragsbildungen der im allgemeinen komplexwertigen Fouriertransformierten zurückzuführen ist. Ich orientiere mich hinsichtlich der Bezeichnungen an Abdou und Dusaussoy (1986), und zumindest für reellwertige, gerade PSF sollten die Begriffe literaturübergreifend einigermaßen synonym zueinander sein.

Die Transferfunktion des Systems bestimmt, wie die Ortsfrequenzen der drei Komponenten $\mathcal{F}(S)$, $\mathcal{F}(B)$ und $\mathcal{F}(N)/\mathcal{F}(M)$ auf die fouriertransformierte Schätzung $\mathcal{F}(\hat{S})$ abgebildet werden.

An Gleichung 4.2 läßt sich sofort ablesen, daß eine Apertur, deren Fouriertransformierte Werte nahe bei null annimmt, den unkodierten Rauschterm verstärkt und damit die zugehörigen Ortsfrequenzen verfälscht. Für diese Erkenntnis ist nur die Amplitude der Fouriertransformierten von Bedeutung, die Phase spielt keine Rolle. Da letztere für manch ähnliche Betrachtung außer acht gelassen werden kann, wird für derartige Betrachtungen in aller Regel die — wie eingangs bereits erwähnt — als Betrag der fouriertransformierten PSF definierte Modulationstransferfunktion herangezogen.[7]

Generell sollte die MTF möglichst horizontal verlaufen, also alle Ortsfrequenzen gleich stark übertragen. Damit entspricht die wünschenswerte MTF gerade dem Betrag der fouriertransformierten wünschenswerten (deltaförmigen) PSF — gute PSF und MTF sind demzufolge miteinander verträglich.

Fenimore (1980) hat die MTF seiner URAs untersucht, und kommt zu dem wenig überraschenden Ergebnis, daß sich die MTF eines URA-Systems aus zwei Komponenten zusammensetzt, nämlich der MTF eines einzelnen Aperturloches und der MTF des Aperturkodes. In URAs jeglichen Typs (vergleiche Kapitel 2) kommen alle vorkommenden Abstände zwischen je zwei Löchern gleich oft vor — was sowohl zur zweiwertigen PAKF, als auch zu einer bis hin zum größten auftauchenden Abstand wohldefinierten (i.e. horizontalen) MTF führt. Interessant ist Fenimores Schlußfolgerung, daß Form und Größe der Aperturlöcher weniger wichtig ist als deren Anordnung. So können die Löcher z.B. auch klein und rund gewählt werden, solange sie auf einem URA-Kode angeordnet bleiben, womit Designs selbsttragender URA-Aperturen möglich und gegebenenfalls (kleine OF) in Betracht zu ziehen sind.

Wegen des Zusammenhangs zwischen PSF und MTF gilt hinsichtlich der Ortsabhängigkeit für die MTF das gleiche wie für die PSF: CM-Teleskope mit einbezogenem PCFOV haben eine ortsabhängige MTF, weshalb für solche Systeme eine MTF-Analyse entsprechend aufwendiger ist. Die MTF charakterisiert insbesondere die Ortsauflösung einer Optik, welche bei CM-Teleskopen — analog zur Lochkamera — primär durch Form und Größe der Aperturpixel — genauer gesagt der Löcher — bestimmt ist.

4.5 SNR und PSLA

Ein „Signal-zu-Rausch-Verhältnis“ (SNR, vergleiche Abschnitt 2.3) setzt Objekte (Signale) und Gesamtbild (i.e. das Rauschen darin) zueinander in Bezug und arbeitet eher merkmals- als aufgabenbezogen. Die *point source location accuracy* (PSLA) hingegen drückt aus, wie exakt sich die Positionen von Punktquellen im synthetisierten Bild bestimmen lassen (z.B. Sembay und Gehrels 1990). Ich klassifiziere die PSLA als objekt- und aufgabenbezogen.

Wie bereits in Abschnitt 2.3 erwähnt, lassen sich **SNR** auf verschiedene Weise festsetzen. Eine verbreitete Definition (z.B. Frieden 1983) ist als Verhältnis einer mittleren gemessenen Intensität $\bar{I}$ zur Standardabweichung $\sigma(I)$ der gemessenen Intensitäten I_i, $1 \leq i \leq n$:

[7]Dies ist die Definition der MTF, wie sie die internationale Kommision für Optik festschreibt (Abdou und Dusaussoy 1986). Ebenfalls üblich — insbesondere in der optischen Meßtechnik — ist die Definition der MTF als Betrag der fouriertransformierten *line spread function* (LSF). Messungen der MTF werden z.B. als Gütemaß für Linsen- und Kamerasysteme sowie in der Radiologie als Gütemaß für Röntgenfilme benutzt (z.B. Mangold 1995).

$$\mathrm{SNR}_1 := \frac{\bar{I}}{\sigma(I)} = \frac{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} I_i}{\sigma_n(I)}$$

In einem (digitalen) Einzelbild fehlt die Möglichkeit der Mittelung weitgehend. Für eine Punktquelle läßt sich als Signal S der Quelle der Bildwert des entsprechenden Pixels bzw. das Mittel der Bildwerte aller betreffenden Quellpixel über dem Hintergrund annehmen. Als Schätzung des Bild(hintergrund)rauschens R dient dann die Standardabweichung der „quellfreien" Bildwerte vom Hintergrund, wobei letzterer üblicherweise als Median oder Mittelwert aller Bildwerte (bzw. soweit möglich aller quellfreien Bildwerte) ermittelt wird. Eine zweite verbreitete SNR wäre damit einfach definiert als S zu R (z.B. DEAN et al. 1987, HORSTMANN 1992).

$$\mathrm{SNR}_2 := \frac{S_{\mathrm{Quelle}}}{R_{\mathrm{Hintergrund}}}$$

Speziell im Hinblick auf URAs und CM-Teleskope hat FENIMORE (1978b) diese beiden Definitionen zusammengefaßt, indem er — kurz gesagt — die zweite Definition um die Standardabweichung der Quellintensitäten aus der ersten Definition erweiterte. Im Zähler seiner SNR findet sich demzufolge ebenfalls das (zu erwartende „wahre") Quellsignal, im Nenner die Quadratwurzel aus der Summe beider Varianzen:

$$\mathrm{SNR}_3 := \frac{S_{\mathrm{erwartet}}}{\sqrt{\sigma^2_{\mathrm{Hintergrund}} + \sigma^2_{\mathrm{Quelle}}}}$$

Diese Definition hat sich außerordentlich bewährt und wird seither in dieser oder ähnlicher Form von vielen Autoren benutzt (z.B. CHARALAMBOUS *et al.* 1984).

Als obere Schranke für die **PSLA** eines CM-Teleskops läßt sich zunächst einmal dessen Ortsauflösung annehmen. Doch während die Ortsauflösung festlegt, bis zu welchem Abstand Signale voneinander getrennt werden können, bestimmt die PSLA, mit welcher Genauigkeit die absolute Position eines Objekts — i.e. einer Punktquelle — gemessen werden kann. Da die PSLA theoretisch schwieriger handzuhaben ist als die Ortsauflösung (z.B. STEPHEN 1989, SEMBAY und GEHRELS 1990, STEPHEN 1991) wird sie häufig empirisch bestimmt.

Für die Rechnungen zum IBIS-Instrument, das als eine nicht kollimierte Mosaik-Kamera eine einigermaßen ungewöhnliche Konfiguration aufweist (vgl. Kapitel 7), wurde als Fazit der Erläuterungen dieses Kapitels einerseits von SNRs, andererseits massiv von der PSLA des Instruments als Gütemaß Gebrauch gemacht. Weitere Gründe für diese Wahl finden sich in den entsprechenden Kapiteln 6 und 7.

Kapitel 5

CM-Teleskope in der Computersimulation

5.1 Grundsätzliches

Computersimulationen physikalischer Vorgänge zählen zu den rechenintensivsten Computerapplikationen überhaupt. Am Anfang der Entwicklung einer solchen Simulationssoftware steht daher sinnvollerweise die Frage nach der erforderlichen Komplexität der zugrundeliegenden Simulationsmodelle. Reicht die Implementierung *idealisierter* Modelle bei der jeweiligen Simulation aus, oder müssen möglichst *wirklichkeitsgetreue* Modelle herangezogen werden? Eine Frage, die sich selten ohne Vorstudien des Problems beantworten läßt, und in aller Regel empfindlich von der Problemstellung selbst abhängt. Eine Änderung oder Erweiterung der Problemstellung kann daher im Extremfall zur vollständigen Neuentwicklung der Simulationssoftware führen.
Die drei wesentlichen Hardware-Bestandteile von CM-Teleskopen sind

- Kodierte Apertur
- Kollimator (optional) / Schilde
- Detektor

In Tabelle 5.1 ist exemplarisch eine Gegenüberstellung idealisierter und wirklichkeitsgetreuer Modelle dieser Bestandteile aufgelistet:

	Modell	
	idealisiert	wirklichkeitsgetreu
Apertur Kollimator Schilde	infinitesimale Wandstärke perfekte Opazität/Transparenz Keine Haltestrukturen	endliche Wandstärke nicht perfekte Opazität/Transparenz Haltestrukturen/Befestigungen
Detektor	zweidimensionaler Detektor keine Mehrfachereignisse keine Totzonen/Totzeiten	dreidimensionaler Detektor Mehrfachereignisse Totzonen/Totzeiten
Photonen	keine spektrale Auflösung keine Zeitauflösung geometrisch optisch	spektrale Auflösung Zeitauflösung wellenoptisch/quantenoptisch

Tabelle 5.1: Idealisierte und wirklichkeitsgetreue Simulationsmodelle

Aufgabe eines Simulators von CM-Teleskopen ist es, den Durchgang von Photonen durch die oben aufgeführten Teleskopbestandteile nachzubilden. Auch bei der Darstellung dieser Photonen läßt sich hinsichtlich ihres rechnerischen Modells der Aufwand gering oder hoch ansetzen — wie ebenfalls in Tabelle 5.1 gegenübergestellt.

Photonensimulationen erfordern in der Regel die Anwendung der Monte-Carlo Methode, doch unter Umständen liefern andere Verfahren ebensogute oder sogar bessere Resultate (Davies 1992). Auch dieser Aspekt kann grundsätzliche Entscheidungen beim Design einer Simulationssoftware bedingen.

5.2 CMTS

Das Programmpaket CMTS, der *Coded Mask Telescope Simulator*, welches ich für die Untersuchungen dieser Arbeit entwickelt habe, entspricht vom Entwicklungsstand her einer gereiften Erststudie. Die Mehrzahl der zugrundeliegenden Modelle ist idealisiert und der Großteil der Simulationssoftware strukturell eher einfach gehalten. Dies hat Vor- und Nachteile:

+ Kurze Rechenzeiten
+ Überschaubare Programmteile
– Viele Problemstellungen nicht behandelbar
– Ende der Erweiterbarkeit abzusehen

Auf die einzelnen Aspekte wird bei Besprechung der jeweiligen Programmteile und in Abschnitt 5.3 näher eingegangen. Die Abschnitte 5.4 und 5.5 sollen den Aufbau und die Funktion der in `C` programmierten Teile oder *Module* von CMTS dokumentieren. Außer der Programmiersprache `C` standen noch `C++`, Pascal, Modula II, Ada und IDL als Plattformen zur Debatte. Die Argumente für und gegen die Programmierung von CMTS in `C` waren:

+ Standardisierte Sprache (ANSI)
+ Modularisierung (wenn auch unvollkommen) möglich
+ Außerordentlich portabel
+ Gute Codegeneratoren für Standardhardware ⟶ schneller Code
+ Breite Verfügbarkeit freier `C`-Compiler
+ Vollständige Integration in Unix
– Fehlerbehandlung (vor allem zur Laufzeit) rudimentär
– Sourcecode mitunter trotz Kommentierung schwer lesbar
– Keine Visualisierungsmöglichkeiten als Sprachbestandteil

Die Vorteile überwogen letztlich, zumal keiner der Nachteile wirklich gravierend ist.

5.3 CMTS im Vergleich mit anderen Simulatoren

Obwohl andernorts bereits leistungsfähige, für CM-Teleskope geeignete Simulationswerkzeuge zur Verfügung standen, wurde CMTS von Grund auf neu entwickelt. Ein Aspekt, der für eine Neuentwicklung sprach, war die ohnehin notwendige Einarbeitung in die Materie, ausschlaggebend war jedoch die nur bedingte Anwendbarkeit bzw. Portierbarkeit der existierenden Programme auf die Problemstellungen der vorliegenden Arbeit.

Unter anderem folgende Software kann zur Simulation von CM-Teleskopen eingesetzt werden:

CAPTIF *(University of Birmingham)*

GEANT (Entwickelt am *CERN*, Verwendung zur Simulation kodierter Aperturen an der *Southampton University*)

SHADOW *(Synchrotron Radiation Center, Department of Energy, Brookhaven National Laboratory, Los Alamos National Laboratory, Naval Research Laboratory, et. al.)*

5.3.1 CAPTIF

CAPTIF, die *Coded Aperture Telescope Imaging Facility*, repräsentiert ein umfangreiches Paket zur Simulation von CM-Teleskopen, vornehmlich entwickelt von Paul Connell an der *University of Birmingham* (Connell und Skinner 1995).

Erfreulicherweise ist CAPTIF seit ungefähr zwei Jahren frei über Internet verfügbar.[1]

Da CAPTIF speziell für CM-Teleskope programmiert ist, weist es eine Reihe von Vorzügen auf, wie zum Beispiel:

+ Unterstützung rechteckiger, kreisförmiger oder hexagonaler Aperturpixel
+ Unterstützung getrennter Detektorpixel (Totzonen)
+ Intuitive Kollimatorunterstützung
+ Unterstützung flächiger Quellen
+ Möglichkeit zur Erstellung von Pointierungsprogrammen

Einige Nachteile des Pakets sind (aus meiner Sicht):

– Programmierung in FORTRAN
– „Vorcompilierte“ Responsematrizen
– Verwendung des FITS-Datenformats (Flexible Image Transport System) mit den üblichen Portabilitätsschwierigkeiten (Wells *et al.* 1981, Wells 1997)

CAPTIF kommt den wirklichkeitsgetreuen Parametern aus Tabelle 5.1 bereits recht nahe; in der folgenden Aufstellung sind durch + die realisierten Modellparameter gekennzeichnet, durch – hingegen die nicht realisierten.

+ Endliche Wandstärken
+ Teiltranspararenz der Aperturpixel wird berücksichtigt
+ Haltestrukturen/Befestigungen durch Kombination aus Aperturen realisierbar
– Keine dreidimensionalen Detektoren
– Keine Mehrfachereignisse
+ Totzonen konfigurierbar
+ Spektrale Auflösung
+ Zeitauflösung
– Geometrisch optisch

Die Rechenzeiten von CAPTIF sind aufgrund der Programmstruktur und der verwendeten Modelle recht lang. Insbesondere die Formulierung der Responsematrizen macht das Paket verglichen mit CMTS für den Entwurf eines CM-Teleskops „auf die Schnelle“ unflexibler.

[1] http://www.sr.bham.ac.uk/~phc/CAPTIF/captif.html

5.3.2 GEANT

GEANT[2] ist eigentlich ein Werkzeug zur Entwicklung und Simulation von Detektorsystemen in der Hochenergiephysik, i.e. an Teilchenbeschleunigern. Entwickelt und gepflegt vom CERN, einem der größten Beschleunigerlaboratorien der Welt und der geistigen Mutter des WWW, kommt GEANT praktisch seit seiner Entstehung international zum Einsatz, und hielt mit der Formulierung des INTEGRAL-Massenmodells[3] als GEANT-Anwendung durch eine Gruppe an der *Southampton University* seinen Einzug in die Welt der CM-Teleskope.

Bei GEANT wird das Detektorsystem durch aktive und inaktive Volumenelemente in einer eigenen Symbolsprache beschrieben. Erst in den letzten Jahren sind annehmbare Schnittstellen zwischen 3D-CAD Programmen und GEANT geschaffen worden, welche die Entwicklung komplexer Simulationsmodelle beträchtlich erleichtern (Vuoskoski 1996). Den einzelnen Volumenelementen sind physikalische Eigenschaften wie spektrale Opazitäten (inklusive Linien/Kanten etc.) zugeordnet und sie werden in einer Monte-Carlo Simulation mit Einbeziehung beliebig komplexer Streuereignisse und Photonenmodelle verarbeitet. Ein GEANT-Modell erfüllt damit *alle* Anforderungen an ein wirklichkeitsgetreues Modell aus Tabelle 5.1.

Dieser Aufwand hat natürlich enorme Rechenzeiten zur Folge. Auch beinhaltet GEANT — da nicht für CM-Teleskope entwickelt — keinerlei Module zu einer entsprechenden Bildsynthese. Da Bildsynthese eine der Aufgaben dieser Arbeit darstellte, zur Zeit des Beginns dieser Arbeit die Erstellung von GEANT-Modellen aufgrund mangelnder Schnittstellen zu 3D-CAD Systemen höchst zeitaufwendig war sowie wegen der erwähnt langen Rechenzeiten kam GEANT für diese Arbeit nie in Betracht.

5.3.3 SHADOW

SHADOW ist ein „kleiner Bruder“ von GEANT, der unter anderem am *Los Alamos National Laboratory* (LANL) für Experimente mit Teilchenbeschleunigern entwickelt wurde, dem Handbuch zufolge allerdings auch für CM-Teleskope in Betracht kommt. Interessanterweise benutzt jedoch Edward Fenimore, *der* Pionier für CM-Teleskope am LANL, eigene Programme anstelle von SHADOW zur Simulation von CM-Teleskopen (Fenimore 1995). Seine Gründe, nicht auf Detektorsimulatoren wie GEANT oder SHADOW zurückzugreifen, decken sich weitgehend mit meinen bereits genannten Gründen für eine Eigenentwicklung.

5.3.4 CMTS

Das CMTS zugrundeliegende, physikalische Modell wurde „maßgeschneidert“ auf meine Untersuchungen zum IBIS-Instrument und ist mit etwas Programmieraufwand noch vielfältig erweiterbar (z.B. hinsichtlich der Totzonen/Totzeiten), doch sind Grenzen gesteckt, und eine Allgemeinheit wie etwa bei GEANT, einem Programm in dem hunderte Mann-Jahre Arbeit stecken, kann nicht erreicht werden. Im Grunde genommen wäre sogar größere Flexibilität als mit GEANT wünschenswert, um nämlich insbesondere bei einfachen Aufgabenstellungen angemessene Entwurfs- und Rechenzeiten einhalten zu können. Denkbar wäre in diesem Sinne auch eine Art kombiniertes Frontend zu GEANT.

[2] http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/

[3] http://www.astro.soton.ac.uk/~integral/MassModel.html

Im derzeitigen Entwicklungsstand sieht das CMTS-Modell wie folgt aus:

– Infinitesimale Aperturstärke
+ Endliche Kollimatorwandstärke
– Teiltransparenz der Aperturpixel nicht berücksichtigt
– Haltestrukturen/Befestigungen nur durch komplizierte Kombination aus Apertur und Kollimator realisierbar
– Keine dreidimensionalen Detektoren
+ Brücksichtigung von Mehrfachereignissen
– Totzonen/Totzeiten nicht implementiert
+ Spektrale Auflösung
+ Zeitauflösung
– Geometrisch optisch

Letztlich bewegt sich CMTS irgendwo zwischen dem, was man unmittelbar mit Datenhochsprachen wie z.B. IDL oder MATLAB machen kann, und dem, was sich mit einem GEANT- oder SHADOW-Modell machen läßt, und genau dieses Zwischendasein rechtfertigt seine Existenz, wie es ähnlich für CAPTIF und andere spezialisierte Simulationspakete gelten dürfte.

5.4 Modularität und Grundmodule

Der oben bereits erwähnte, modulare Aufbau von CMTS bringt viele Vorteile mit sich, z.B.:

+ Programmteile einfach tauschbar
+ Eingriff in und Kontrolle der Datenströme möglich
+ Kürzere Turn-Around Zeiten bei der Programmentwicklung
+ Schnittstellen zu Standard-/Drittsoftware flexibel gestaltbar

In Abbildung 5.1 sind die zentralen CMTS-Module als schattierte Kästen mit abgerundeten Ecken dargestellt. Im einzelnen sind zu nennen der Maskengenerator `maskgen`, der Teleskopgenerator `tgen`, der Monte-Carlo-Simulator `montec`, der Detektorsimulator `detect` nebst dem Datenkonvertierer `conver` sowie verschiedene Bildsynthesemodule wie z.B. `decode`.

Zwischen den Modulen erfolgt der Datenaustausch über Dateien, deren wichtigste ebenfalls in Abbildung 5.1 zur Verdeutlichung der Datenströme als Parallelogramme eingetragen sind. Dateien mit der Endung `PAR` enthalten Parameter in Form edierbarer ASCII-Texte, Dateien mit Endung `DAT` enthalten Rohdaten (Binärdaten).

Die verschiedenen Module zur Visualisierung und Nachbearbeitung der Daten werden in den Abschnitten über die Hauptmodule mitbesprochen. Allgemeines zur Visualisierung und eine Übersicht der Visualisierungsmodule findet sich in Abschnitt 5.4.3. Da die Visualisierung unabhängig vom Hauptdatenstrom erfolgt, sind die entsprechenden Abläufe gestrichelt eingezeichnet.

Je nach Bildsynthesemodul wird unter Umständen direkt auf Daten aus `DEM.DAT` (vgl. 5.4.2) oder `EVT.DAT` (vgl. 5.4.5) zugegriffen, diese Datenwege sind gepunktet dargestellt.

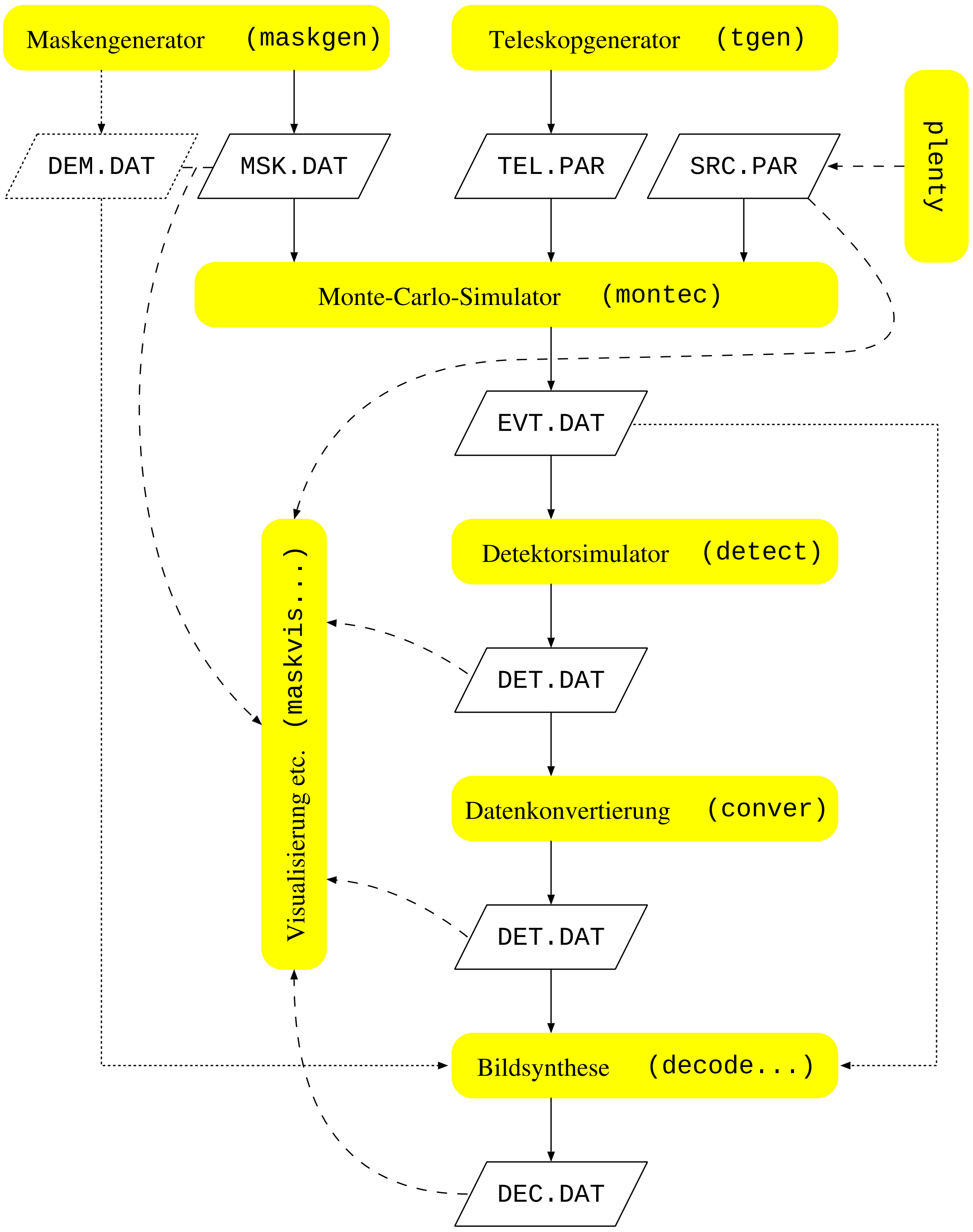


Abbildung 5.1: Schematischer Ablaufplan der Datenströme zwischen den zentralen CMTS-Modulen

5.4.1 tgen

Der Teleskopgenerator arbeitet menügesteuert, um Auswahl und Eingabe der Teleskopabmessungen zu erleichtern. Das Menü präsentiert sich wie folgt:

```
Independant Parameters:              Dependant Parameters:

Mask's size in X [mm] :  256.00      Mask's X-pixels [pix] :       256
Mask's size in Y [mm] :  256.00      Mask's Y-pixels [pix] :       256
Mask's pixelsize [mm] :    1.00      Det.'s X-pixels [pix] :       512
Distance M <-> D [mm] :  703.00      Det.'s Y-pixels [pix] :       512
Detectorsize in X [mm]:  256.00      Z.-Response-FOV [deg] : 40.02 x 40.02
Detectorsize in Y [mm]:  256.00      Fully-Coded-FOV [deg] :  0.00 x  0.00
Detectorpixelsize [mm]:    0.50      Ang. Resolution [min] :      4.89

W(rite parameterfile
Q(uit the program
```

Abbildung 5.2: Menü von `tgen` (die angezeigten Werte entsprechen denen der WFC von SAX)

In der linken Fensterhälfte stehen die unabhängigen Parameter, die sich mittels der Cursortasten anwählen und einfach durch Eingabe einer Zahl ändern lassen. Die jeweiligen abhängigen Parameter in der rechten Fensterhälfte werden nach Abschluß einer Eingabe automatisch neu errechnet, sofern ein zugrundeliegender unabhängiger Parameter einen neuen Wert erhalten hat. Im Prinzip also eine Art besserer Taschenrechner zur raschen Ermittlung einer CM-Teleskop Konfiguration.

Die Teleskopdaten werden üblicherweise in der Datei `TEL.PAR` gespeichert, wobei automatisch eine Sicherungskopie der vorigen `TEL.PAR`-Datei unter `TEL.BAK` abgelegt wird. (Beim Abspeichern läßt sich alternativ auch ein anderer Dateiname angeben.)

Die Werte aus der Datei `TEL.PAR` dienen den nachfolgenden Programmen der Verarbeitungskette als Anhalt für ihre Berechnungen. Einige Abmessungen werden nicht erfaßt, z.B. die Aperturdicke, da Apertur und Schilde für das idealisierte Modell von CMTS infinitesimal dünn sind.

Die optische Achse verläuft durch Apertur- und Detektormitte, ob allerdings die ganze per `tgen` angelegte Detektorfläche auch genutzt wird und ob der Detektor wirklich pixelweise arbeitet, wie es das Menü suggeriert, entscheidet sich erst im Modul des Detektorsimulators `detect` (vgl. Abschnitt 5.4.6).

5.4.2 maskgen

Mit Hilfe des Maskengenerators läßt sich (in der Datei `MSK.DAT`) einer der folgenden Aperturkodes erzeugen:

- Transparente Aperturen (für Testzwecke)
- URAs vom MS-Typ
- URAs vom TP-Typ
- MURAs
- TRIAs
- Zufallsaperturen (auch optimiert) mit beliebiger OF

URAs und MURAs werden automatisch in ein Mosaik repliziert; der zu verwendende Ausschnitt des Mosaiks wird dabei durch zwei Verschiebungsparameter angegeben. Da bei der Bildsynthese von MURA-basierten Messungen nicht mit dem MURA selbst, sondern einem leicht abweichenden Kode korreliert wird, hält `maskgen` letzteren in der Datei `DEM.DAT` fest (vgl. Abschnitt 2.5.8).

TRIAs werden lexikographisch in die Apertur aufgefaltet. Falls das TRIA zu kurz ist, um die ganze Apertur zu füllen, wird es eindimensional zyklisch repliziert.

Darüberhinaus lassen sich fertige Aperturen auf drei Arten mit dem Maskengenerator nachbearbeiten:

- Apertur invertieren
- „Feinsamplen" der Apertur (vgl. Abschnitt 5.5.6)
- Apertur zyklisch verschieben (in sich rotieren)

Rund zwei Drittel der in Kapitel 3 besprochenen Aperturen aller bislang geflogenen CM-Teleskope lassen sich vom Kode her mit `maskgen` reproduzieren, die entsprechenden Aufrufparameter finden sich in Anhang C.

Das Zusatzprogramm `pgm2msk` ermöglicht es darüberhinaus, eine beliebige `pgm`-Datei in eine von CMTS verarbeitbare `MSK.DAT`-Datei umzuwandeln.

5.4.3 Visualisierung

`pgm`-Dateien enthalten Bilddaten im sogenannten *Portable GrayMap* (`pgm`) Format (siehe Poskanzer 1989). Das `pgm`-Format zeichnet sich aufgrund seiner Schlichtheit durch hohe Portierbarkeit — Nomen est Omen — aus, und ist daher als Format zum Bilddatenaustausch und zur Bilddatenkonvertierung unter Unix-Systemen weit verbreitet. Dies ist auch der Grund aus dem CMTS durchgängig das `pgm`-Format zum Zwecke der Visualisierung sowie — im Fall von `pgm2msk` — zum Bilddatenimport benutzt.

Programme zum Ansehen und Manipulieren von `pgm`-Dateien gibt es unter Unix-Systemen zuhauf, und auch Drittsoftware wie z.B. IDL kann Dateien im `pgm`-Format direkt importieren.

Die von CMTS verwendeten Dateien lassen sich mit Hilfe der folgenden Programme auf `pgm`-Dateien mit einem für Visualisierungszwecke gut geeigneten Grauwertumfang von 2^8 Graustufen abbilden:

```
MSK.DAT : maskvis
DEM.DAT : matvis
SRC.PAR : srcvis
DET.DAT : detvis
DEC.DAT : decvis
```

5.4.4 Quellen

CMTS simuliert in der vorliegenden Version ausschließlich Punktquellen. Flächige Quellen müssen als Gruppe von Punktquellen dargestellt werden. Die Parameter aller Punktquellen werden CMTS in der ASCII-Datei `SRC.PAR` bereitgestellt. Jede Zeile in der Datei (von Kommentarzeilen abgesehen) repräsentiert dabei eine Punktquelle. Eine typische Zeile in `SRC.PAR` wäre beispielsweise die folgende:

```
15.0      90.0      10000.0      1-100
```

Die erste Spalte gibt den Winkel θ an, den die Quelle von der optischen Achse des CM-Teleskops entfernt ist, die zweite Spalte den Drehwinkel ϕ. In der dritten Spalte ist die Intensität der Quelle in Photonen pro Sekunde und Quadratmeter Aperturfläche vermerkt, in Spalte vier der Energiebereich in keV, auf den sich diese Intensität gleichmäßig verteilt. Zeilen, die mit einem Doppelkreuz (`#`) beginnen, gelten als Kommentarzeilen und werden bei der Verarbeitung ignoriert.

Mit Hilfe des kleinen Zusatzprogramms `plenty` ist es möglich, eine Anzahl zufällig über das jeweilige Blickfeld verstreuter Quellen zu erzeugen. Dabei läßt sich zwischen einer gleichmäßigen Quellverteilung in der Projektionsebene (vornehmlich für Testzwecke) und einer gleichmäßigen Quellverteilung an der Sphäre wählen. Jeder Lauf von `plenty` liefert Quellen aus einem vorgegebenen Energiebereich; um also Quellen aus verschiedenen Energiebereichen zu generieren, sind entsprechend mehrere Läufe vonnöten. Durch Erzeugung sehr vieler schwacher Quellen kann mit `plenty` gegebenenfalls auch ein zusätzlicher Himmelshintergrund simuliert werden.

Die Lage und relative Stärke der Quellen läßt sich mit Hilfe des Programms `srcvis` visualisieren; `srcvis` projiziert alle Quellen aus einem vorgegebenen Frequenzbereich gnomonisch in eine `pgm`-Datei, die von den Abmessungen dem ZRFOV und von der Pixelgröße der *intrinsischen Auflösung* (vgl. Abschnitt 4.2.1) des jeweils zu simulierenden Instruments entspricht.

5.4.5 montec

Die Simulation der Photonenbahnen im Teleskop erfolgt im Programmodul `montec`. Das Modul repräsentiert einen simplen Monte-Carlo Simulator; die Photonenbahnen werden mittels rein geometrischen Raytracings berechnet.

Die Verarbeitung besteht aus Photonenerzeugung für die einzelnen Quellen — optional mit poissonförmig[4] verrauschter Anzahl/Intensität — anschließender Kodierung durch die Maske und Registrierung in der Detektorebene. Jedes Photon, das die Detektorebene erreicht, wird in die Datei `EVT.DAT` aufgenommen (festgehalten werden Zeitpunkt der Passage, X- und Y-Position sowie Energie des Photons, optional auch der Einfallswinkel).

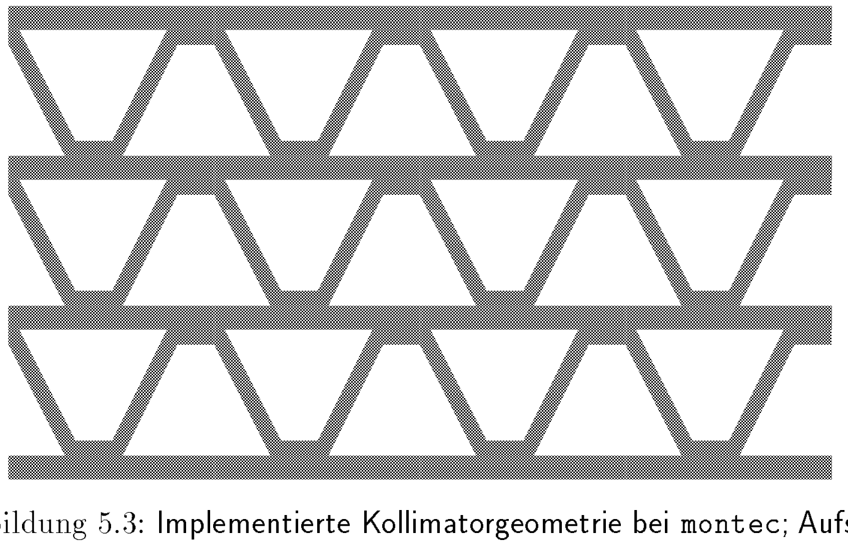


Abbildung 5.3: Implementierte Kollimatorgeometrie bei `montec`; Aufsicht

[4]Tatsächlich wird von `montec` bei mehr als 50 Photonen statt der Poisson- in ausgezeichneter Näherung die Gaußverteilung benutzt, ein bei Monte-Carlo Simulationen übliches Verfahren (z.B. Bevington und Robinson 1994).

In den Strahlengang läßt sich zusätzlich ein Kollimator mit der in Abbildung 5.3 gezeigten Geometrie (Blick in Richtung der optischen Achse) schalten.

Die Geometrie ist durch folgende Konstanten bestimmt: Die Wandstärke der „flachen" Wand **f**, die Wandstärke der „ziehharmonikaförmigen" Wand **a** sowie durch die Form der trapezförmigen Öffnungen im Kollimator — hier gegeben durch die Basislänge **b**, die Höhe **h** und die Länge **r** der zur Basis parallelen Trapezseite (siehe Abbildung 5.4).

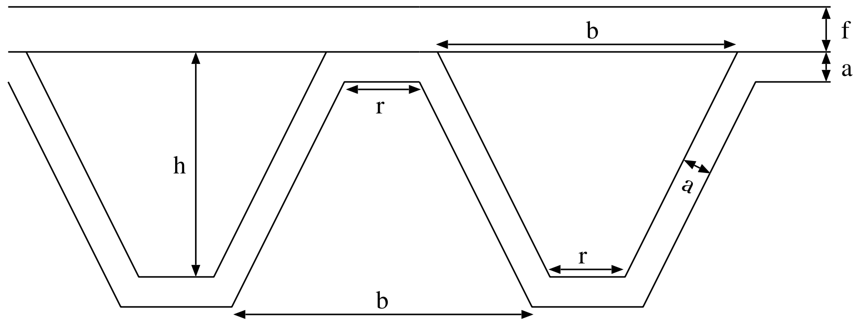


Abbildung 5.4: Die bestimmenden Konstanten der implementierten Kollimatorgeometrie

Da Kollimatoren im allgemeinen aus vielen einzelnen Tuben zusammengesetzt sind, deren Querschnitt durchaus verschieden sein kann, reicht prinzipiell die Kenntnis von Form und Lage dieser Öffnungsquerschnitte aus, um den Kollimator insgesamt zu beschreiben. In CMTS wird die Form des Tubenquerschnitts bzw. der Tubenquerschnitte durch eine bzw. mehrere `C`-Funktionen beschrieben. Die jeweils in Frage kommende Funktion wird dann pro simuliertes Photon für die entsprechende Lage der Ein- oder Austrittsöffnung aufgerufen. Wird eine der beiden Öffnungen verfehlt, gilt das Photon als vom Kollimator gestoppt. Wechselwirkungen mit dem Kollimatormaterial werden auf diese Weise allerdings nicht berücksichtigt.

Der Vorteil der verwendeten Methode ist, daß sich weitere Kollimatorgeometrien verhältnismäßig einfach implementieren lassen. Da die prinzipiellen Effekte eines Kollimators im Strahlengang von CM-Teleskopen mit der in Abbildung 5.3 gezeigten Geometrie jedoch bereits gut nachweisbar sind (vgl. Abschnitt 5.6), ist dies die bislang einzig in `montec` implementierte geblieben.

Außer dem Kollimator und dem optionalen Poissonrauschen der Quellen verfügt `montec` noch über die folgenden weiteren Optionen:

- Direkte Testbelichtung parallel zur optischen Achse (nicht Monte-Carlo)
- Zuschaltbarer (durch die Maske kodierter) Himmelshintergrund
- Möglichkeit unterschiedlicher Initialisierungen des PZZG
- Angabe der Belichtungszeit

Standardmäßig wird eine Belichtung von einer Sekunde Dauer angenommen.

Schließlich gibt es für Simulationsreihen mit variierendem Kollimator die Möglichkeit, dessen Verhalten durch einen Kommandozeilenparameter zu steuern, welcher an die entsprechende Definitionsfunktion weitergeleitet wird (nützlich z.B. zur Optimierung des Transmissionswinkels o.ä.).

Ein kleines Zusatzprogramm namens `direct` ermöglicht es, zu Testzwecken und auf programmtechnisch völlig andere Weise als in `montec`, einen direkten, gleichmäßig ausgeleuchteten Schatten der Maske aus beliebiger Richtung auf den Detektor zu projizieren. Da `direct` keine Monte-Carlo Methode verwendet, kann bei der Prozessierung allerdings kein Kollimator oder eine der anderen `montec`-Optionen berücksichtigt werden.

5.4.6 `detect` und `conver`

Das Modul `detect` simuliert den Detektor. Im einfachsten Fall macht `detect` nichts weiter, als die Photonendaten aus `EVT.DAT` in Pixel zu „binnen“ . Dabei läßt sich der Energiebereich begrenzen, innerhalb dessen der Detektor mißt. Prinzipiell lassen sich in dem Modul auch kompliziertere Vorgänge simulieren, wie es für den CsI Detektor des Instruments IBIS demonstriert wurde. Die entsprechende Untersuchung ist in Abschnitt 7.3 dokumentiert.

Um Vorgänge simulieren zu können, die auch von der Richtung der Photonen bei Entritt in die Detektorebene abhängen, kann — wie bereits erwähnt — das Format der Datei `EVT.DAT` entsprechend erweitert werden. Bei allen Untersuchungen der vorliegenden Arbeit wurde ohne diese Erweiterung gearbeitet, um die Ereignisdateien zur Einsparung von Plattenplatz und Rechenzeit möglichst kompakt zu halten.

Das Modul `conver` dient im wesentlichen zum Re-Binning der Detektorpixel auf Pixel von Größe der Maskenpixel zum Zwecke einer späteren Korrelation. Bei dieser Konvertierung kann zusätzlich von allen resultierenden Pixeln ein vorgegebener Betrag oder automatisch der Mittelwert aller Pixel subtrahiert werden. Eine Datenkonvertierung ist nicht nötig, wenn Masken- und Detektorpixel ohnehin gleichgroß sind. Strenggenommen gehört dieser Verarbeitungsschritt bereits zur Bildsynthese.

5.5 Bildsynthese mit CMTS

Da die Bildsynthese bei CM-Teleskopen mit Fug und Recht als Bestandteil des Instruments angesehen werden kann (ohne Bildsynthese keine Bilder), gelten die verschiedenen Bildsynthesemodule als mit zum CMTS-Paket gehörig.

Den verbreitetsten Verfahren der Bildsynthese bei CM-Teleskopen liegen Korrelationsalgorithmen zugrunde (vergleiche Abschnitt 2.2), welche aus Geschwindigkeitsgründen (FFT) vorzugsweise im Fourierraum durchgeführt werden. Korreliert wird im allgemeinen mit dem Aperturkode bzw. einer skalierten Fassung desselben, was in der Literatur häufig als „Matched“ Filterung bezeichnet wird.

Alternativ kann die Bildsynthese bei CM-Teleskopen auch durch Matrixinversion, inverse Filterung oder Rückprojektion erfolgen.

- Bei der Matrixinversion werden Kodierungs- und Dekodierungsgleichung (vgl. Abschnitt 2.1) in Matrizenschreibweise formuliert. Das entsprechende Verfahren ist von Hammersley (1986) oder auch von Rideout (1995) ausführlich dokumentiert. Falls die kodierende Matrix invertierbar ist, läßt sich als Dekodierungsfunktion die entsprechende inverse Matrix verwenden.

- Bei der inversen Filterung oder „Mismatched“ Filterung ergibt sich die Dekodierungsfunktion durch Anwendung der inversen Fouriertransformation $\mathcal{F}^{-1}$ auf die Transfergleichung (vgl. Abschnitt 4.4) zu

$$G = \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{1}{\mathcal{F}(M)}\right),$$

mit den bereits erwähnten Komplikationen, falls $\mathcal{F}(M)$ Werte nahe null aufweist.[5]

- Bei der Rückprojektion wird — ausgehend vom Ort eines jeden registrierten Photons — die Apertur zurück an den Himmel projiziert. Auf diese Weise werden gewissermaßen für jedes Photon alle möglichen Stellen am Himmel markiert, von denen das Photon hätte kommen können. Die Überlagerung der Projektionen führt folglich zur wiederholten Markierung der Stellen, von denen das Gros der Photonen tatsächlich ausgegangen ist, und somit zu einem Bild der Quellverteilung.

Für ideal kodierende Masken sind Korrelation, Multiplikation mit der inversen Matrix und inverse Filterung äquivalent (Skinner 1995). Im Fall von Detektordaten, die auf die Abmessungen der Aperturpixel gebint sind (z.B. bei entsprechenden Pixeldetektoren) läßt sich ferner zeigen, daß deren Rückprojektion auf ein Bild mit intrinsischer Teleskopauflösung äquivalent ist zur Korrelation der Daten mit dem Aperturkode.

Die Rückprojektion ist ein leistungsfähiges Verfahren insbesondere für den Fall weniger Photonen; für den Fall vieler Photonen ist es vergleichsweise langsam und den anderen Methoden nicht unbedingt vorzuziehen. Ein generelles Plus der Rückprojektion ist die Möglichkeit, ohne großen Mehraufwand die Information auf ein beliebig fein gerastertes Array abzubilden.

CMTS verfügt derzeit über sieben Module zur Bildsynthese. Sechs davon werden in den folgenden Unterabschnitten ausführlich besprochen, das siebte beansprucht ein eigenes Kapitel.

5.5.1 `decode`

Das Modul `decode` vollführt eine sogenannte **balancierte Korrelation** (engl.: *balanced correlation*) zwischen dem Aperturkode und den (passend gebinten) Daten. In der gewöhnlichen, eindimensionalen Korrelationssumme der diskreten Kreuzkorrelation zwischen den zwei Folgen a_i (Apertur) und d_j (Daten)

$$k_j = \sum_i a_i d_{i+j}$$

sind die a_i entweder eins oder null. In der balancierten Korrelationssumme hingegen soll

$$\sum_i a_i = 0 \quad \Longrightarrow \quad \sum_j k_j = 0 \tag{5.1}$$

gelten, was durch entsprechende Wahl der urspünglich nullwertigen a_i zu

$$\frac{\mathrm{OF}-1}{\mathrm{OF}}$$

— mit der jeweiligen OF der Apertur — erreicht wird. Bei einer OF von 50% wären also die entsprechenden a_i in der balancierten Korrelationssumme -1, die entsprechenden d_{i+j} demzufolge einfach zu subtrahieren, statt zu addieren.

[5] Eine Schwierigkeit, die ganz analog für die mathematisch äquivalente Matrixinversion gilt.

Der Vorteil der balancierten Korrelation gegenüber der gewöhnlichen Kreuzkorrelation besteht darin, daß im synthetisierten Bild die Nebenwerte nicht ideal kodierter Bereiche (z.B. das PCFOV einer URA basierten Mosaik-Kamera) automatisch denen im ideal kodierten Bereich (im Mittel) angeglichen werden (FENIMORE und CANNON 1978a; siehe Abbildung 5.5).

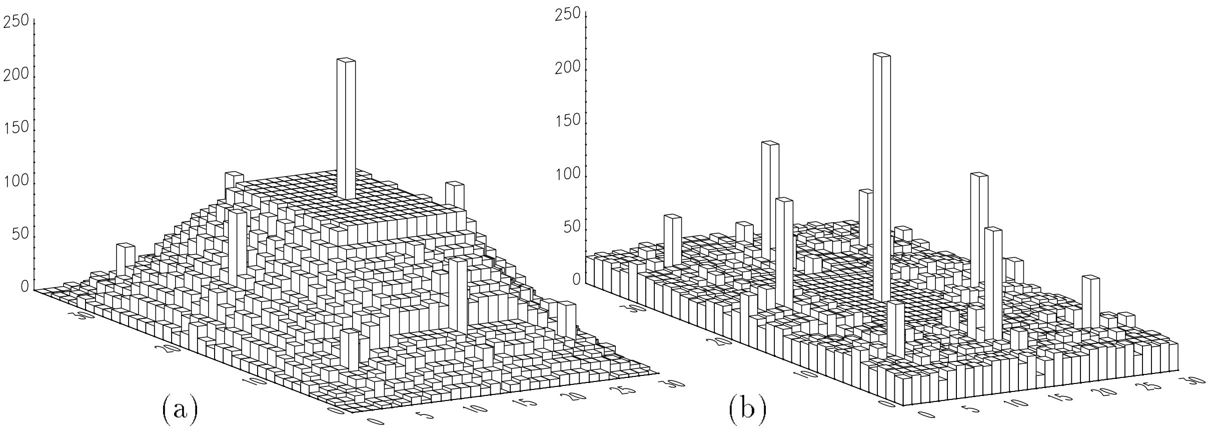


Abbildung 5.5:

(a) Gewöhnliche Kreuzkorrelation eines bis auf jeweils eine Spalte und Zeile vierfach replizierten 11×13 URA vom TP-Typ mit sich selbst (Autokorrelation). Das Plateau in der Mitte markiert das ideal kodierte FCFOV. Ohne Balancierung wird das synthetisierte Bildsignal innerhalb des PCFOV im Mittel zum Bildrand hin schwächer.
(b) Entsprechende *balancierte* Korrelation des gleichen URA. (Beide Abbildungen sind auf den PGM-Grauwertumfang von 256 Stufen skaliert. Die „Geisterpeaks" im PCFOV entsprechen Positionen hoher Korrelation aufgrund innerer Ähnlichkeiten des URA-Kodes.)

Da die meisten Aperturen (wie auch das URA zur Berechnung der Abbildung 5.5) eine OF von 50% aufweisen (zumindest angenähert), arbeitet `decode` aus Geschwindigkeitsgründen (einfache Ganzzahl-Subtraktion ohne Wichtung) ausschließlich mit der entsprechenden Balancierung (a_i gleich $+1$ oder -1).[6] Eine Anpassung des Programmkodes auf variable Balancierung wäre gegebenenfalls unproblematisch.

5.5.2 `fdecode`

Gegenüber dem auf Lesbarkeit hin ausgelegten Programmkode des Moduls `decode` wurde `fdecode` (das *f* steht für engl.: *fast*) schleifenoptimiert, wodurch der Programmkode von `fdecode` zwar nicht ohne weiteres nachvollziehbar sein dürfte, die Ausführung des Moduls dafür aber doppelt so schnell wie bei `decode` vonstatten geht.

5.5.3 `ffdecode`

Im Modul ffdecode wird die balancierte Korrelation für beliebige OF per schneller Fouriertransformation (FFT) durchgeführt. Der verwendete FFT-Algorithmus ist BRIGHAM (1995) entlehnt und beschleunigt die Rechnung für große Aperturen erheblich, für kleine Aperturen

[6] Die Balancierung mit Setzung von a_i auf entweder $+1$ oder -1 wird in älterer Literatur gelegentlich auch als „Mismatched" Korrelation bezeichnet, nicht zu verwechseln mit der „Mismatched" Filterung.

($\lessapprox 24 \times 24$ Pixel) ist `ffdecode` wegen des FFT-Overheads langsamer als `fdecode`, was bei umfangreichen Simulationsreihen kleiner Aperturen berücksichtigt werden sollte.

Zur Berechnung werden zunächst die zwei diskreten Fouriertransformierten (DFT) von der Apertur und den Detektordaten bestimmt, im Fourierraum das entsprechende Produkt[7] gebildet und dieses zurücktransformiert. Die DFT der Apertur wird nur beim ersten Durchlauf berechnet und bleibt für alle folgenden Läufe (mit identischer Apertur) in der Datei `MSK.FFT` zwischengespeichert.

Für eine Box-Kamera mit einer 100×100 Apertur und einem ebensolchen Detektor ergeben sich beispielsweise auf einem mit 100 MHz getakteten Pentium-Rechner folgende Ausführungszeiten für `decode`, `fdecode` und `ffdecode` (für einen zweiten Lauf mit bloßem Neuladen der im ersten Lauf berechneten Apertur-DFT):

`decode`	`fdecode`	`ffdecode`
114,4 s	50,7 s	3,0 s

Das ist mehr als ein Faktor 10, den `ffdecode` gegenüber dem bereits optimierten `fdecode` zulegt. Bei einer Box-Kamera mit 300×300 Apertur und ebensolchem Detektor beträgt der Zeitgewinn bereits mehr als das hundertfache.

5.5.4 backp

Das Modul `backp` berechnet eine Rückprojektion der (gebinten) Daten aus `DET.DAT`. Diese ist — wie oben bereits erwähnt — äquivalent einer nicht balancierten Kreuzkorrelation.

Um das synthetisierte Bildsignal im PCFOV demjenigen innerhalb des FCFOV anzugleichen, gibt es für das rückprojizierte Bild zwei Möglichkeiten:

- Abziehen eines „Flatfields“ vom synthetisierten Bild (siehe Abbildung 5.6).
- Abziehen des Mittelwerts der Detektordaten von denselben vor Bildsynthese — was alternativ zur Balancierungsbedingung aus Gleichung 5.1 bewirkt, daß $\sum_j k_j$ zu null wird.

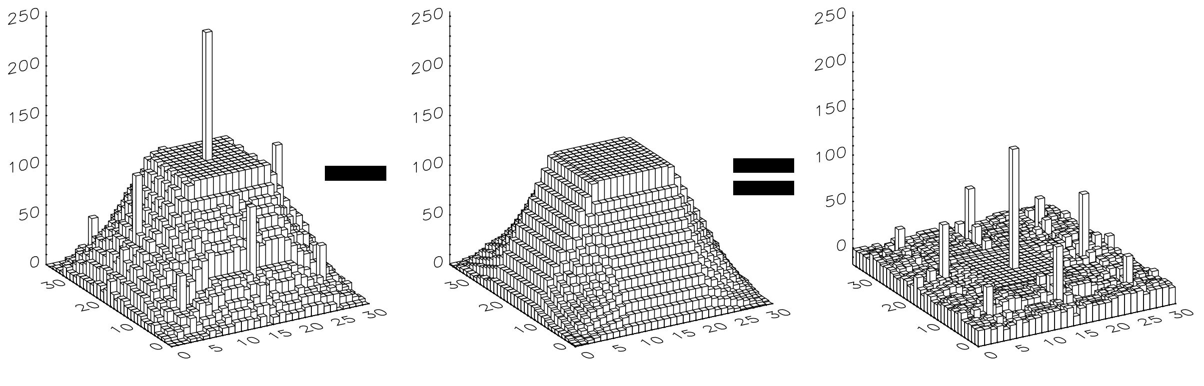


Abbildung 5.6: Subtraktion eines „Flatfields“ zur „Balancierung“ bei Rückprojektion

[7] ein Faktor komplex konjugiert

Das erste Verfahren ist nicht unproblematisch, da bei der Subtraktion eines Flatfields dessen richtige Skalierung nicht auf der Hand liegt. Das Abziehen des Datenmittelwertes ist generell ein empfehlenswertes Vorgehen bei Korrelationsanalysen, bedeutet aber bei der Rückprojektion gewissermaßen das Rechnen mit negativen Wahrscheinlichkeiten, was aber nur ein intellektuelles, kein praktisches Problem darstellt.

`backp` akzeptiert einen Parameter, mit dem sich die Auflösung des synthetisierten Bildes steigern läßt. So bewirkt der Aufruf von

```
backp 2.0
```

die Projektion auf ein Bild mit der in X- und Y-Richtung doppelten intrinsischen Auflösung des simulierten Instruments. Ohne Parameter wird für das synthetisierte Bild die intrinsische Auflösung des Instruments benutzt und die Daten werden — der Vergleichbarkeit halber — wie bei den vorherigen Modulen in der Datei `DEC.DAT` abgelegt und müssen mit Hilfe des Moduls `decvis` erst in eine PGM-Datei umgewandelt werden. Bei den höheren Auflösungen wird die Rückprojektion direkt in der PGM-Datei `BAP.PGM` abgelegt.

5.5.5 backp0

Im Gegensatz zu `backp` arbeitet `backp0` mit den Einzelereignissen aus der Datei `EVT.DAT` anstelle der (gebinten) Daten aus `DET.DAT` — was die oben bereits angesprochenen Geschwindigkeitsvor- bzw. -nachteile bei wenig bzw. viel Photonen mit sich bringt.

Eine „Balancierung“ läßt sich bei diesem Verfahren ausschließlich in der Nachbearbeitung, z.B. mit Hilfe einer Flatfieldsubtraktion erreichen.

Auch bei `backp0` läßt sich ähnlich wie bei `backp` die Auflösung über einen Parameter steigern. Das durch die Rückprojektion gewonnene Bild wird von `backp0` bei Auflösungssteigerung gleichfalls in der Datei `BAP.PGM` abgelegt.

Da `backp0` direkt mit den Ereignisdaten arbeitet, akzeptiert das Modul zwei zusätzliche Parameter zur Angabe eines Energiebereichs für die zu projizierenden Photonen.

5.5.6 fines

Das Bildsynthesemodul `fines` dient zum **Finesampling** bei unterabtastenden Detektoren. Beim Finesampling wird der jeweils benutzte Aperturkode schlicht auf ein feineres Raster abgebildet und mit diesem feineren Raster dann die Korrelation berechnet, was natürlich voraussetzt, daß auch die Detektordaten auf das entsprechende Raster „gebint“ werden. Solches Binning kann `detect` bzw. `conver` nur für Detektoren leisten, die feiner oder gleich auflösen wie die verfeinerten Aperturpixel. Bei einem Detektor, der die verfeinerten Aperturpixel unterabtastet, verursacht neues Binning mit `conver` spürbare Informationsverluste, weil die Detektordaten in Ganzzahlform abgespeichert sind, wie es für Photonen intuitiv sinnvoll erscheint. Doch im Fall der Unterabtastung müssen gegebenenfalls einzelne Photonen auf mehrere Pixel gebint werden, und genau dies geschieht innerhalb des Moduls `fines`.

`fines` verfeinert die Aperturpixel per Defaulteinstellung in X- und Y-Richtung um einen Faktor vier. Mit Hilfe eines Kommandozeilenparameters lassen sich andere Verfeinerungen wählen. Abgesehen von der Verfeinerung berechnet `fines` eine balancierte Korrelation per FFT analog `ffdecode`. Die Rechenzeit steigt je nach Feinheit der Rasterung mehr oder minder moderat an. Das verfeinerte Bild wird von `fines` in der Datei `FIN.PGM` abgelegt.

5.5.7 iros

Die Entwicklung einer Variante des sogenannten IROS-Verfahrens (**I**terative **Removal Of** **S**ources; z.B. HAMMERSLEY *et al.* 1992, RIDEOUT 1995) zur Bildsynthese bei CM-Teleskopen macht einen wesentlichen Teil der vorliegenden Arbeit aus, und rechtfertigt vom Umfang ein eigenes Kapitel.

5.6 Einschätzung der Resultate des CMTS-Pakets

Die einzelnen Funktionen des Pakets wurden sowohl unabhängig voneinander getestet als auch — vor allem bei den Untersuchungen zum IBIS-Instrument — im Zusammenspiel. Die Ergebnisse sind physikalisch sinnvoll und lassen wenig prinzipielle Schwächen der verwendeten Algorithmen erkennen. Einzig die Wahl des Ganzzahlformats für die Datei `DET.DAT` erwies sich als unglücklich und führte — wie oben bereits erwähnt — zur Implementierung des Moduls `fines` als Schnellösung der auftretenden Probleme. In künftigen Versionen sollte aus Konsistenzgründen `DET.DAT` auf ein Fließkommaformat umgestellt werden.

Am Effekt der Einbringung eines Kollimators vor den Detektor einer Mosaik-Kamera soll hier exemplarisch die Funktion des CMTS-Pakets demonstriert werden. Die folgende `tgen`-Ausgabe listet die Parameter des für die Simulationen dieses Abschnitts benutzten CM-Teleskops:

```
Mask's size in X [mm] :   25.00      Mask's X-pixels [pix] :       25
Mask's size in Y [mm] :   21.00      Mask's Y-pixels [pix] :       21
Mask's pixelsize [mm] :    1.00      Det.'s X-pixels [pix] :       13
Distance M <-> D [mm] :   25.00      Det.'s Y-pixels [pix] :       11
Detectorsize in X [mm]:   13.00      Z.-Response-FOV [deg] : 74.47 x 65.24
Detectorsize in Y [mm]:   11.00      Fully-Coded-FOV [deg] : 26.99 x 26.99
Detectorpixelsize [mm]:    1.00      Ang. Resolution [min] :    137.44
```

Diese Parameter wurden gleichfalls für die Rechnungen zu Abbildung 5.5 und Abbildung 5.6 benutzt. Als Apertur dient wiederum das bis auf eine Spalte und eine Zeile vierfach replizierte 11×13 URA vom TP-Typ (abgebildet in Anhang B). Zehn Einzelquellen leicht unterschiedlicher Helligkeit dienten als Testmuster, der zugehörige Inhalt der Datei `SRC.PAR` ist nachfolgend (zweispaltig) aufgelistet:

```
0.0     0.0     9e7     1-100    |    25.4    208.1    7e7     1-100
14.7    117.0   7e7     1-100    |    20.7    3.5      5e7     1-100
26.9    116.6   5e7     1-100    |    28.2    329.5    8e7     1-100
25.9    261.4   8e7     1-100    |    4.4     239.2    9e7     1-100
11.2    47.8    9e7     1-100    |    23.6    27.9     7e7     1-100
```

Die hohe Intensität von einigen 10^7 Photonen pro Quelle, Quadratmeter Apertur und Sekunde relativiert sich einerseits durch die geringen Teleskopabmessungen, insbesondere des mit 0.013×0.011 m^2 recht kleinen Detektors, andererseits durch das Vorhaben, einen Kollimator in den Strahlengang zu bringen, welcher die Intensität in Abhängigkeit vom Einfallswinkel zusätzlich schwächt. Der Energiebereich von 1 bis 100 keV ist arbiträr gewählt und spielt für die Betrachtung dieses Abschnitts keine Rolle.

Eine Simulation der oben aufgelisteten Quellen deponiert ohne Kollimator und bei einsekündiger Belichtung im Schnitt etwa 4000 Photonen pro Quelle auf dem Detektor. Die durchschnittliche Quellintensität liegt bei $7.4 \cdot 10^7 \, \frac{1}{\mathrm{m}^2\,\mathrm{s}}$. Dies gibt multipliziert mit der Detektorfläche und der OF der Apertur grob 5000 Photonen pro Quelle. Da jedoch nicht alle Quellen im FCFOV liegen, ist der Wert von etwa 4000 Photonen aus der Simulation plausibel.

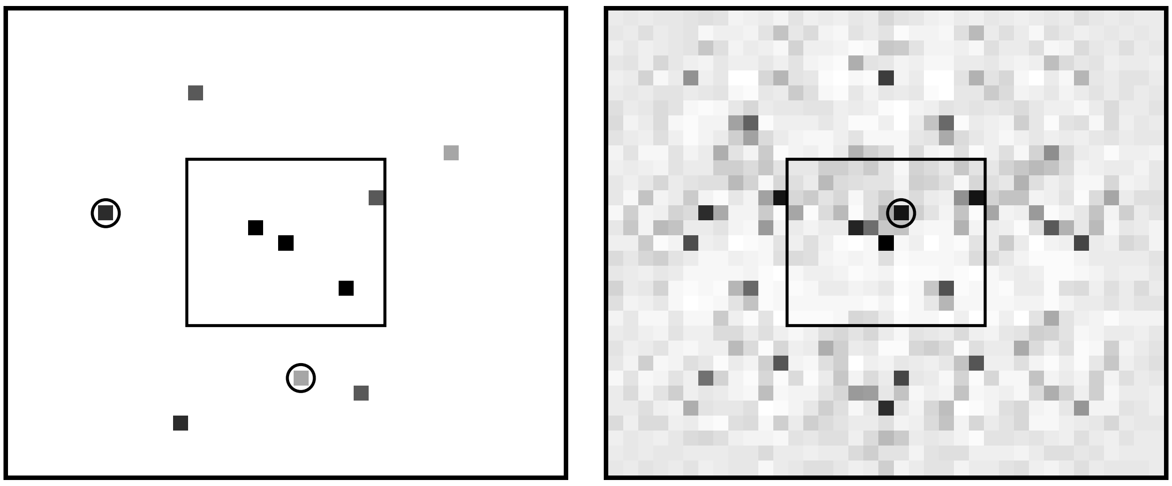


Abbildung 5.7: Bild links: Die zehn Testquellen, vier davon im FCFOV (eingerahmt). Bild rechts: Durch balancierte Korrelation synthetisiertes Bild einer Simulation ohne Kollimator (Orte hoher Korrelation dunkel dargestellt). Im FCFOV findet sich ein starker Geisterpeak (eingekreist), der sich aus Artefakten der beiden im linken Bild eingekreisten Quellen zusammensetzt.

In Abbildung 5.7 ist links die Verteilung der Quellen im ZRFOV gezeigt. Der Rahmen im Zentrum markiert das FCFOV, innerhalb dessen sich vier der insgesamt zehn Quellen befinden. Rechts in der Abbildung ist eine Bildsynthese per balancierter Korrelation für die unkollimierte Simulation wiedergegeben; Orte hoher Korrelation sind dunkel dargestellt. Im FCFOV des synthetisierten Bildes findet sich ein starkes Artefakt (eingekreist), das sich aus Ausläufern der beiden im linken Bild eingekreisten PCFOV-Quellen zusammensetzt. Ziel des Kollimatoreinbaus soll sein, möglichst artefaktfreie Bilder des FCFOV zu synthetisieren.

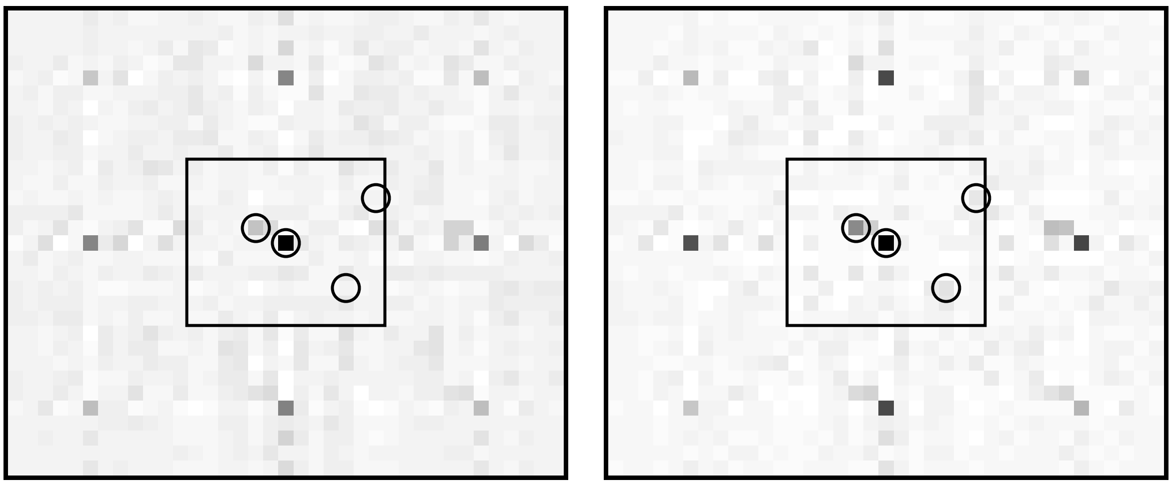


Abbildung 5.8: Bild links: Balancierte Korrelation einer Simulation mit Kollimierung auf 27° Zero Response. Bild rechts: Desgleichen für eine Kollimierung auf 27° FWHM.

Eine Simulation mit Kollimator liefert bei strenger Begrenzung des Blickfelds auf 27° (Zero Response) nur noch für die beiden zentralen Quellen eine nennenswerte Anzahl von Photonen. Dies hat zwei Gründe: Zum einen nimmt die Zahl der registrierten Photonen hin zum Zero Response Winkel des Kollimators stark ab (Kennlinien von Kollimatoren mit nicht kreisförmigen Tubenquerschnitt verlaufen in erster Näherung meist noch linear), zum anderen gilt die Limitierung auf 27° streng, das heißt die *maximal* erfaßbaren Quellen liegen in einem Kreis mit Radius 27° um das Zentrum (die tatsächlich erfaßte Fläche hängt von der genauen Geometrie des verwendeten Kollimators ab). Die entsprechende Simulation ist in Abbildung 5.8 links veranschaulicht: Das Bild zeigt nur noch die beiden zentralen Quellen im ZRFOV; alles was sonst auf dem Bild hervorsticht (im PCFOV) sind Artefakte.

Dementsprechend wird in der Regel eine großzügigere Kollimierung gewählt, für das CM-Teleskops dieses Beispiels etwa bietet sich eine Kollimierung auf 27° FWHM an. In der Simulation liefern dann alle Quellen im FCFOV einen brauchbaren Beitrag an Photonen, allerdings ebenso einige Quellen aus dem PCFOV — wenn auch stark geschwächt. Als Resultat der Simulation zeigt sich in Abbildung 5.8 rechts die deutliche Präsenz aller vier FCFOV-Quellen im gewonnenen Bild — doch leider ist auch das Artefakt wieder zu erkennen.

Fazit: Ein Kollimator bei einem CM-Teleskop ist eine zweischneidige Sache. Zwar lassen sich durch Verwendung eines Kollimators im Prinzip Artefakte bei der Bildsynthese vermeiden, doch wird dadurch einerseits das Blickfeld aufs FCFOV reduziert, andererseits die Photonenausbeute am Rand desselben für Bildsynthese zu niedrig oder gar null. Ein Kollimatorblickfeld größer als das FCFOV erlaubt zwar keine 100%ig artefaktfreie Bildsynthese, stellt aber in der Praxis oft einen guten Kompromiß dar. Auch bei kollimierten Instrumenten kommen in der Regel aufwendigere Bildgewinnungsverfahren als z.B. einfache Korrelation zum Einsatz, insbesondere lohnt es bei Benutzung eines überabtastenden Detektors, die Kollimatorschatten als zusätzliche Informationsträger heranzuziehen (Natalucci und Soggiu 1995).

Abschließend noch zwei Kennlinien der bei den Simulationen verwendeten Kollimatoren. Aufgetragen ist in Abbildung 5.9 jeweils die Zahl der registrierten Quellphotonen in Abhängigkeit von θ einer Quelle der Intensität $1 \cdot 10^8 \ \frac{1}{\mathrm{m}^2\,\mathrm{s}}$, die horizontal durch die Blickfeldmitte des CM-Teleskops wandert. Die Parameter des Kollimators waren (vergleiche Abbildung 5.4):
`f = 0.1 mm,   a = 0.1 mm,   b = 2.0 mm,   r = 1.0 mm,   h = 2.0 mm.`
Die Nichtlinearität der Kennlinien (in der untersuchten Richtung) ist deutlich zu erkennen.

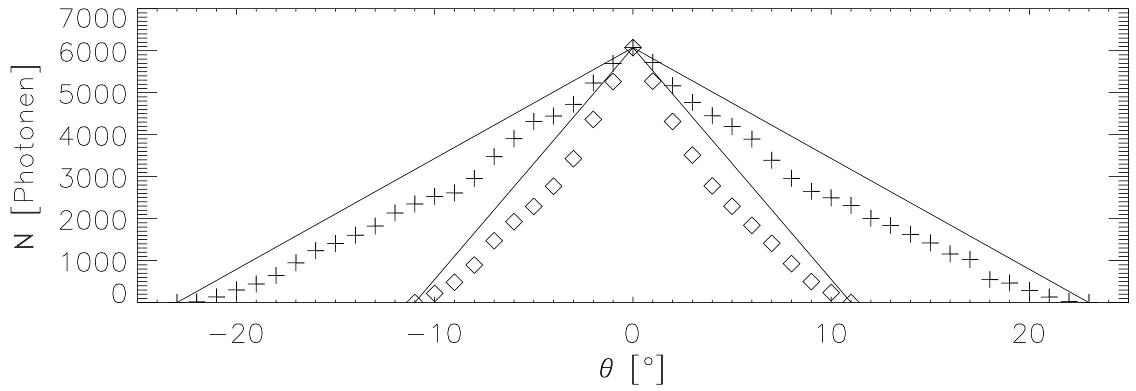


Abbildung 5.9: Die Kennlinien der verwendeten Kollimatoren in horizontaler Richtung. Die ◇-Symbole geben die Kennlinie für 27° Zero Response, die +-Zeichen für 27° FWHM an. Der Fehler eines Datenpunkts liegt bei $\sqrt{N}$. Die eingezeichneten Geraden entsprechen linearen Kennlinien zweier vergleichbarer Kollimatoren mit Tuben kreisförmigen Querschnitts.

Kapitel 6

iros — Iterative Removal Of Sources

Speziell im Hinblick auf das IBIS-Instrument des INTEGRAL-Satelliten wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Variante des sogenannten IROS-Verfahrens (z.B. Hammersley 1986, in 't Zand 1992, Rideout 1995) entwickelt und getestet. Beim IROS-Verfahren werden iterativ Quellen identifiziert, simuliert und subtrahiert (IROS = *Iterative Removal Of Sources*). Zunächst soll begründet werden, weshalb die Wahl auf das IROS-Verfahren fiel.

Beim IBIS-Instrument (vgl. Abschnitt 7.2) befindet sich kein Kollimator im Strahlengang. Da IBIS als Mosaik-Kamera ausgelegt ist, führt einfache Bildsynthese per Korrelation unvermeidlich zu Artefakten, sogenannten Geisterquellen (im Angelsächsischen *ghosts* oder auch *vignetted sources*). Caroli *et al.* (1987) empfehlen in einem solchen Fall die Anwendung einer der folgenden Methoden (Literaturzitate übernommen):

1. Verwendung fortgeschrittener Bildsyntheseverfahren wie Wiener-Filterung oder der Maximum-Entropie Methode (Willingale *et al.* 1984b, Sims *et al.* 1984).

2. Durchführung einer statistischen Analyse der am Detektor gemessenen Photonenverteilung (Ducros und Ducros 1984).

3. Korrelation jeder Messung mit einer individuellen Schar von Dekodierungsfunktionen (Maggioli *et al.* 1984, Stephen *et al.* 1987).

4. Einbeziehung zusätzlicher zeitlicher Modulation durch Rotation oder Oszillation des Teleskops während einer Messung (Badiali *et al.* 1985).

Diese vier Methoden werden nachfolgend näher betrachtet:

Zu 4.:

Die letztgenannte Methode — Einbringung einer zusätzlichen zeitlichen Modulation — wird es bei IBIS nicht oder jedenfalls nur in eingeschränkter Form geben, da der INTEGRAL-Satellit pointiert arbeiten wird — jeder Pointierung entspricht dabei eine Messung. Allerdings ist das Pointierungsschema für die geplante Himmelsdurchmusterung so gewählt, daß sich die Blickfelder der einzelnen Pointierungen überlappen. Die überlappenden Bildbereiche können als zeitliche Modulation der Bilder interpretiert und prinzipiell benutzt werden, um Geisterquellen zu identifizieren.

Die Unterscheidung zwischen den drei erstgenannten Methoden erscheint etwas künstlich, da sich die beiden Punkte 2. und 3. ohne weiteres mit unter Punkt 1. «fortgeschrittene Bildsyntheseverfahren» zusammenfassen lassen.

Zu 1.:

Wiener-Filterung und ME-Filterung (Maximum-Entropie Methode) wurden bereits in Kapitel 4 angesprochen, und während Wiener-Filterung zur Beseitigung von Artefakten in einer unkollimierten Mosaik-Kamera generell nur bedingt geeignet ist (RIDEOUT 1995), weist ME-Filterung die auf Seite 55 erwähnten Nachteile auf.

Zu 2.:

Die *statistische Analyse* von DUCROS und DUCROS (1984) erfolgt auf Basis der Methode der kleinsten Quadrate in Form einer Maximum-Likelihood Suche anhand der χ^2-Statistik (z.B. PAPOULIS 1991, BEVINGTON und ROBINSON 1994). Maximum-Likelihood Methoden werden auch mit der Maximum-Entropy Methode verknüpft (z.B. CASH 1979, SIMS *et al.* 1980). Ein entsprechend arbeitendes Suchverfahren basierend auf der CASH-Statistik bezeichnen SKINNER und NOTTINGHAM (1993) als Maximum-Likelihood Fitting (MALF). Ähnlich wie das in diesem Kapitel besprochene IROS-Verfahren erfordern Maximum-Likelihood Verfahren die *Kenntnis von* beziehungsweise die *Suche nach* Quellpositionen.

Zu 3.:

Die Methode von MAGGIOLI *et al.* (1984) ist letztlich eine Vorstufe des IROS-Verfahrens. Die Autoren argumentieren, daß bei der natürlichen Aufteilung des ZRFOV eines CM-Teleskops in neun „Quadranten“ — FCFOV plus der acht angrenzenden Quadranten des PCFOV — jede im ZRFOV gelegene Punktquelle in einem per Korrelation gewonnenen Bild maximal eine (starke) Response pro Quadrant hervorruft: Zum einen die „echte“ Response, zum anderen (maximal) acht Geister. Für jede der (maximal neun) in Frage kommenden Positionen wird sodann eine geeignet skalierte Korrelation berechnet und hernach anhand eines Maximum-Likelihood Kriteriums entschieden, welche der Quellen die echte ist. Das Verfahren hat in dieser einfachen Formulierung den Nachteil, daß weder summierte Artefakte wie in Abbildung 5.7 noch schwache bzw. viele gleichzeitig vorliegende Quellen erkannt werden können.

Von den beschriebenen Verfahren standen für die Entwicklung einer Bildgewinnungssoftware zum IBIS-Instrument primär die Kombinationen Maximum-Likelihood / Maximum-Entropie und Maximum-Likelihood / IROS zur Wahl. Letzteres Verfahren schien schlußendlich für diese Art CM-Teleskop aussichtsreicher zu sein (IN 'T ZAND 1996).

Nachfolgend findet sich die ausführliche Erörterung des implementierten IROS-Algorithmus, wobei besonderes Gewicht auf die Ermittlung der Quellpositionen gelegt wird. Die Erörterung orientiert sich im wesentlichen an den beiden folgenden zentralen Elementen meiner IROS-Variante:

- Kandidatenmethode
- Positionsverfeinerung

Das Flußdiagramm des Moduls `iros` ist in Abbildung 6.1 wiedergegeben.

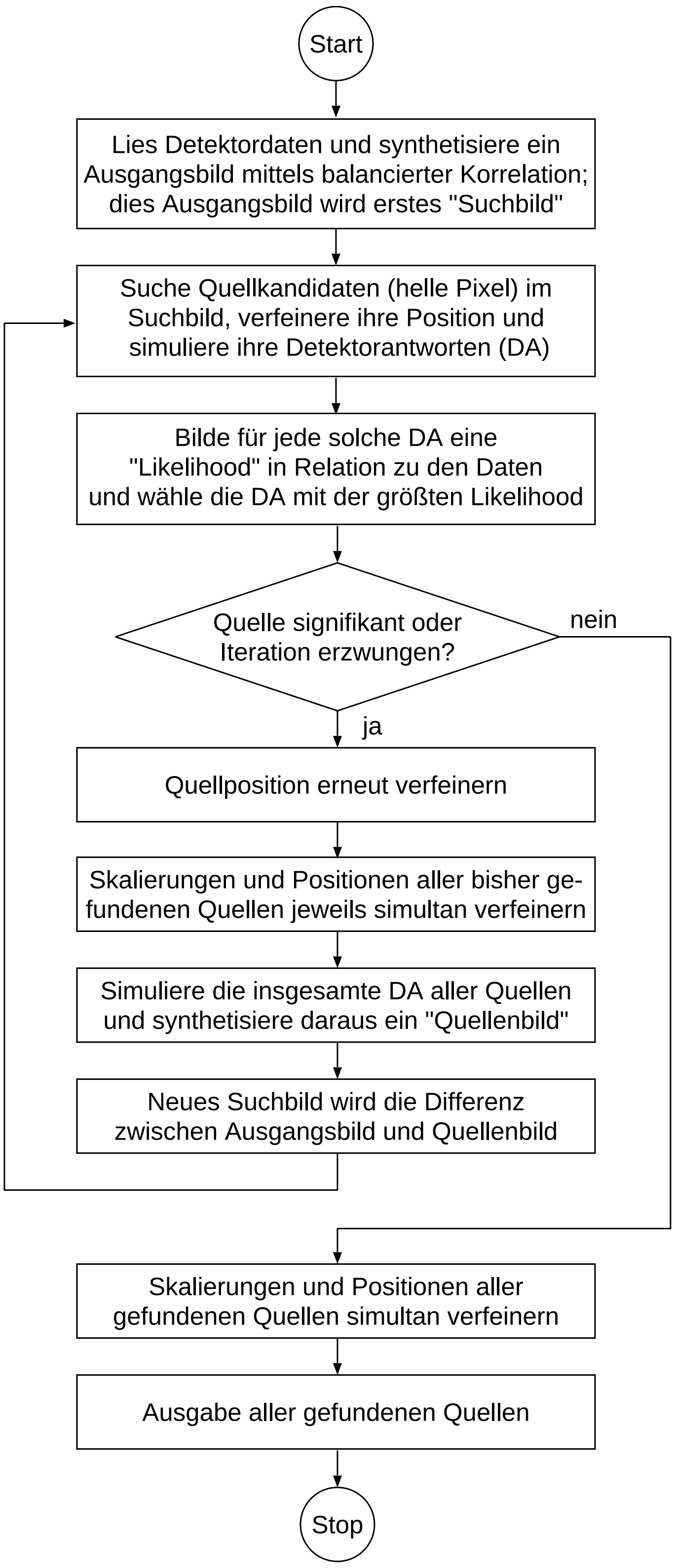


Abbildung 6.1: Flußdiagramm von `iros`. (Erläuterungen im Text.)

6.1 Kandidatenmethode

Ausgangspunkt der Iterationen ist ein per balancierter Korrelation synthetisiertes Bild der Quellverteilung. In diesem *Ausgangsbild* sucht `iros` nach hellen Quellen, i.e. Pixeln, und berechnet eine erste Schätzung der Quellpositionen.

Für die Simulationsreihen dieses Kapitels wurde ein CM-Teleskop mit denselben Parametern benutzt wie schon in Abschnitt 5.6 (vgl. Seite 74), dieses Mal allerdings mit einer (nicht optimierten) Zufallsapertur (OF $\approx$ 50%). Ein Bild der Apertur findet sich in Anhang B.

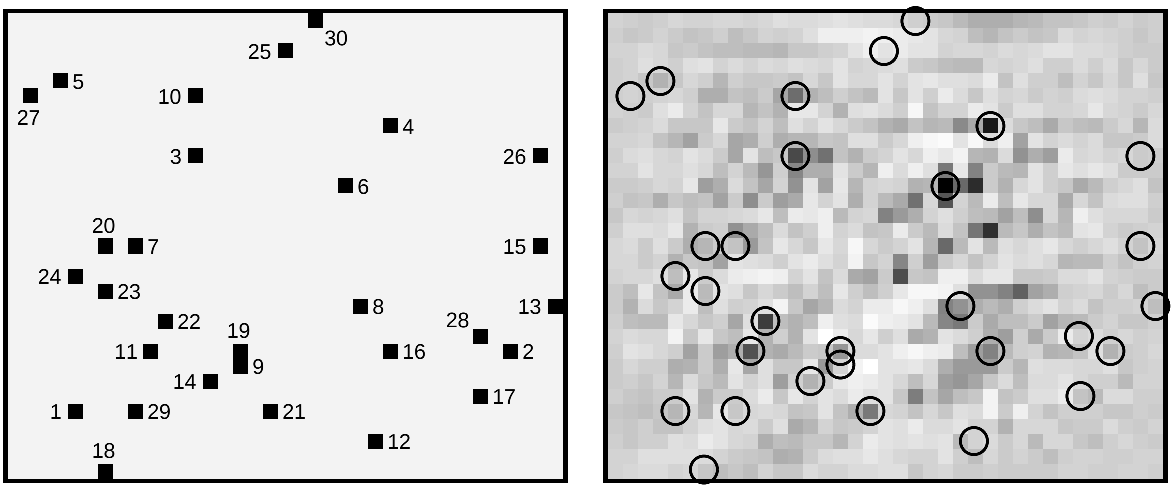


Abbildung 6.2: Das für die folgenden Rechnungen benutzte Sample gleichstarker Quellen im Blickfeld des simulierten CM-Teleskops. Das Sample ist nicht gänzlich zufällig, insofern als aus mehreren Zufallssamples eins mit vielen Randquellen ausgewählt wurde. Rechts ist eine balancierte Korrelation der gleichzeitigen Simulation aller dreißig Quellen gezeigt. Die Quellpositionen sind durch Kreise hervorgehoben. Viele Orte hoher Korrelation (dunkle Pixel) sind Artefakte.

Da die Bestimmung guter Positionen für das IROS-Verfahren von grundlegender Bedeutung ist, wurden verschiedene Verfahren der Positionsbestimmung erprobt, indem zu jedem Verfahren und für jede Quelle des in Abbildung 6.2 gezeigten Samples (siehe auch Anhang D) jeweils gemessene und simulierte Position miteinander verglichen wurden.

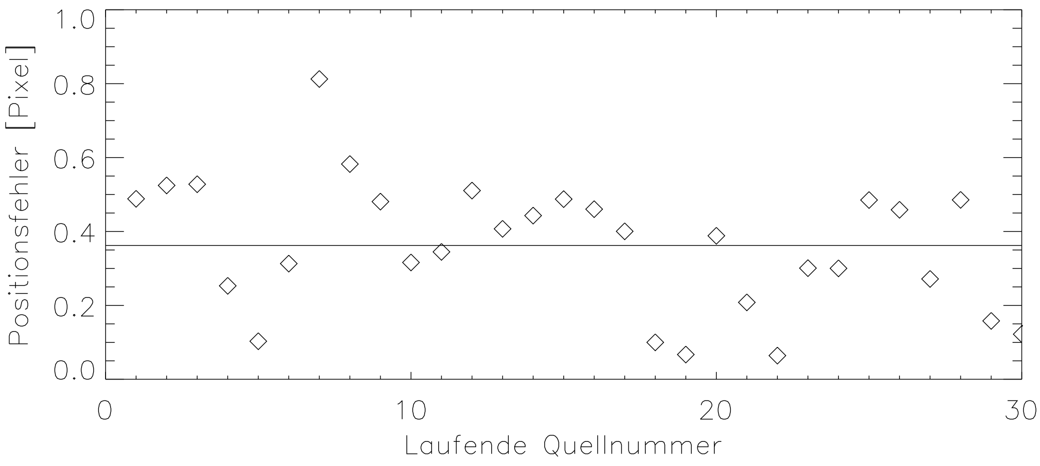


Abbildung 6.3: Meßfehler bei Positionsbestimmung ausschließlich anhand des hellsten Pixels.

Abbildung 6.3 zeigt die Verteilung der Positionsfehler bei Ermittlung der Quellposition einfach als Position des hellsten Quellpixels. Als Positionsfehler wurde der Abstand zwischen jeweils gemessener und simulierter Position angenommen. Die durchgezogene Linie repräsentiert den mittleren Positionsfehler. Letzterer liegt hier knapp unter 0.4 Pixeln, was dem theoretisch zu erwartenden Wert[1] von etwa 0.383 Pixeln bei gleichverteilten Quellen gut entspricht und als obere Grenze für ausgefeiltere Verfahren der Positionsbestimmung gelten soll. Die größten Probleme bereiten der Positionsbestimmung ausschließlich anhand des hellsten Quellpixels naturgemäß Quellen, die bei der Bildsynthese ihre Leistung auf mehrere Pixel verteilen. Der „Ausreißer" mit ca. 0.8 Pixeln Fehler in Abbildung 6.3 ist ein solcher Fall.

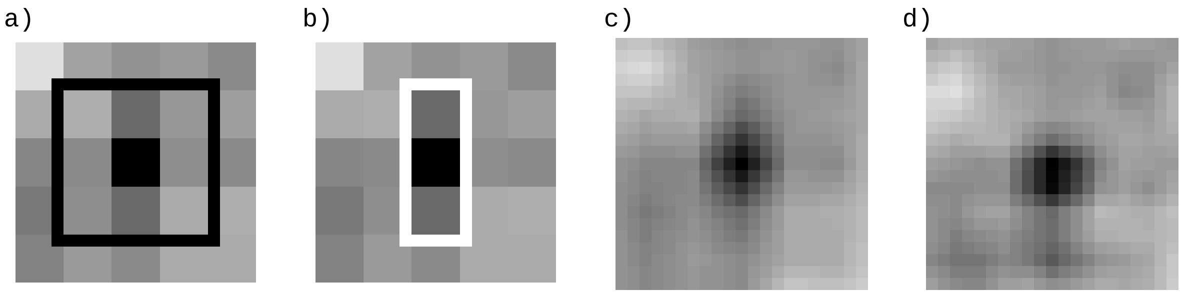


Abbildung 6.4: Vier direkte Methoden zur Positionsbestimmung: **a)** Bildung des gewichteten Mittels des hellsten Pixelwertes und der Werte seiner Achter-Nachbarn; **b)** Bildung des gewichteten Mittels des hellsten Pixelwertes und der Werte aller Achter-Nachbarn, die die Hintergrundsvarianz signifikant überschreiten; **c) & d)** Finesampling ohne bzw. mit überabtastendem Detektor.

Ein naheliegender Versuch, diese Art Problem zu umgehen, ist die Berechnung der Position des gewichteten Mittels aus den Bildwerten des hellsten Pixels und seiner Achter-Nachbarn[2], wie in Abbildung 6.4 a) angedeutet. Die ermittelten Positionsfehler dieses Verfahrens sind in Abbildung 6.5 wiedergegeben: Der mittlere Fehler hat sich nur unwesentlich verbessert, und auch hier gibt es einen Ausreißer mit einem Fehler von ungefähr 0.8 Pixeln. Dieser repräsentiert eine Randquelle, deren drei rechte Achter-Nachbarn außerhalb des Bildes liegen, weshalb das gewichtete Mittel aus den verbleibenden fünf Pixeln linkslastig ist.

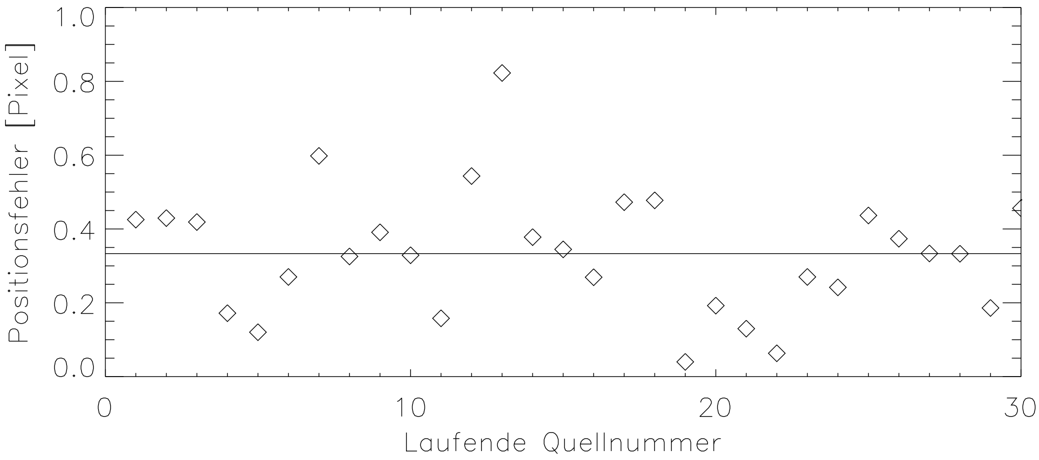


Abbildung 6.5: Meßfehler bei Positionsbestimmung per gewichtetem Mittel über 9 Pixel.

[1] Gemäß gleichverteilten vektoriellen Abständen: $\int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} \sqrt{(x^2+y^2)}\ dxdy \approx 0.383$.

[2] Bei der Achter-Nachbarschaft gelten zwei Pixel als zueinander benachbart, wenn sie mindestens mit einem Eckpunkt aneinander grenzen. Siehe auch Seite 98.

Selbst abgesehen von dem Ausreißer enttäuscht das Verfahren. Die Ursache des mäßigen Ergebnisses liegt vor allem in der Tatsache begründet, daß — vereinfacht dargestellt und ideale Pointierung etc. vorausgesetzt — eine Punktquelle bei einem CM-Teleskop nur maximal vier Bildpixel (in der intrinsischen Auflösung) „beleuchten“ kann, eine gewichtete Mittelung über deren neun also mindestens fünf irrelevante und verrauschte Pixelinformationen mit einbezieht.

Abhilfe schafft dementsprechend eine Auswahl der für die gewichtete Mittelung zu berücksichtigenden Pixel. Außer dem hellsten Pixel selbst werden bei dem verbesserten Verfahren ausschließlich jene Achter-Nachbarn in die Mittelung mit einbezogen, die eine Signifikanzschwelle überschreiten (vergleiche Abbildung 6.4 b). Bei den in Abbildung 6.6 wiedergegebenen Fehlern lag diese Signifikanzschwelle bei 2σ, bezogen auf den Bildhintergrund.

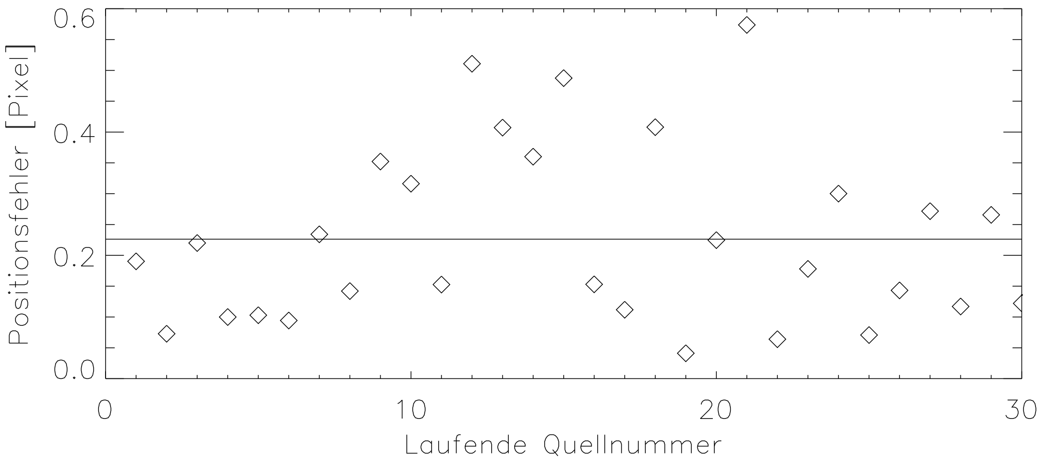


Abbildung 6.6: Meßfehler bei Positionsbestimmung per gewichtetem Mittel über hellstes Pixel und ausschließlich signifikante Nachbarpixel. (Zu beachten der geänderte Maßstab der Ordinate.)

Mit diesem Verfahren sinkt der mittlere Positionsfehler auf fast 0.2 Pixel ab. Betrachtung des Ausreißers mit etwa 0.6 Pixeln Fehler ließ vermuten, daß gewichtete Mittelung bezogen auf mittelwertskorrigierte Bildwerte nochmals eine Verbesserung bringen könnte.

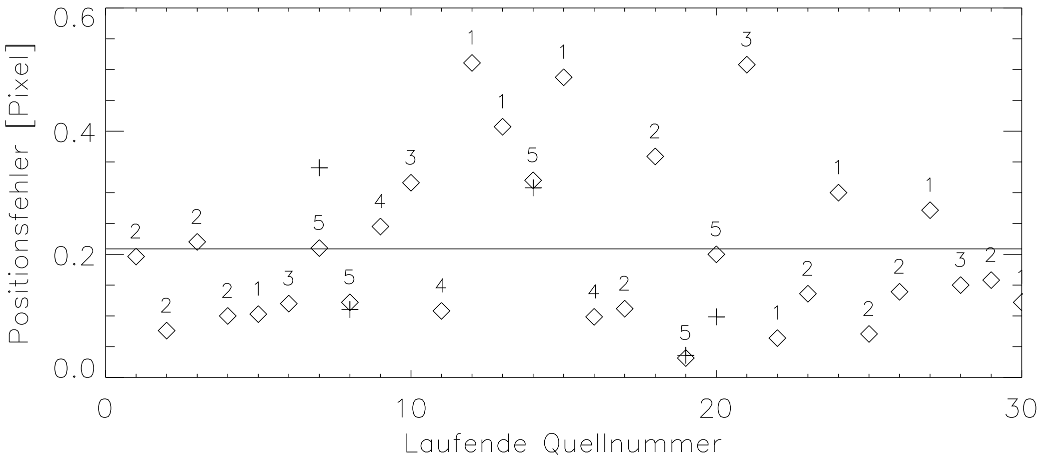


Abbildung 6.7: Meßfehler bei Positionsbestimmung per gewichtetem Mittel über mittelwertskorrigierte Bildwerte von hellstem Pixel und seiner signifikanten Achter-Nachbarn. Eingetragen sind ferner die Anzahlen der als signifikant erkannten Pixel. (Zur Bedeutung der Kreuze siehe Text.)

Die erhoffte Verbesserung trat zwar tatsächlich ein, wie Abbildung 6.7 dokumentiert, ist aber so gering, daß Auswahleffekte des Samples und Einflüsse des simulierten Instruments nicht ausgeschlossen werden können. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß kein Ausreißer mehr vorkommt. Der maximale Positionsfehler liegt in der Gegend von 0.5 Pixeln.

In Abbildung 6.7 ist zu jedem Datenpunkt zusätzlich die Anzahl der jeweils als signifikant angesehenen Pixel angegeben. In einem weiteren Versuch, die Positionsbestimmung zu verbessern, wurden jene Fälle gesondert behandelt, bei denen mehr als vier signifikante Pixel auftraten (insgesamt fünf Fälle mit je fünf Pixeln). Die Motivation beruht auf der oben bereits erwähnten Leistungsverteilung einer Punktquelle auf maximal vier Pixel. Sind also mehr als vier Pixel signifikant, mag eine Art lokaler Hügel oder auch ein Rauschen in den Bildwerten vorliegen, in welchen beiden Fällen eine Mittelung über möglichst viele Pixel wünschenswert erscheint. Für die fünf Fälle aus dem Sample brachte eine gewichtete Mittelung über alle positiven, mittelwertskorrigierten Bildwerte von hellstem Pixel und seiner Achter-Nachbarn (Kreuze) jedoch im Schnitt keine Verbesserung des mittleren Positionsfehlers. Da sich aber auf der anderen Seite im Resultat auch keine Verschlechterung ergab und die Vorgehensweise plausibel erscheint, ist sie so implementiert geblieben.

Zurück zur **Kandidatenmethode**:

Von einer aufgefundenen Punktquelle (helles Pixel) wird also zunächst einmal die Position nach obigem Verfahren bestimmt. Dies sei als **Schritt 1** der Kandidatenmethode bezeichnet.

In **Schritt 2** berechnet `iros` eine einfache Simulation der Detektorantwort auf diese Quelle, mit anderen Worten den ersten Teil einer idealisierten PSF. Diese Simulation wird anschließend mit den „gemessenen" Detektordaten[3] verglichen. Ein solcher Vergleich kann auf verschiedene Weise entweder unmittelbar im *Datenraum* oder aber im *Bildraum* erfolgen.

Zu einem Vergleich der (gebinten) Werte im Datenraum bietet sich die Methode der kleinsten Quadrate an. Die Werte d_i der Messung werden dazu mit den Werten s_i der Simulation in Form einer χ^2-Summe verglichen:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{d_i - x s_i}{\sigma_i} \right)^2 \tag{6.1}$$

Dabei bezeichnet σ_i die (geschätzte) Standardabweichung der Meßwerte von den „wahren Werten" und x einen zu bestimmenden Faktor, durch den die Zahl der simulierten Photonen skaliert wird. Die σ_i^2 werden im Falle ereigniszählender Detektoren in der Regel einfach durch d_i abgeschätzt, wonach sich der Faktor x rein analytisch durch Minimierung der χ^2-Summe

$$\sum_i \frac{(d_i - x s_i)^2}{d_i} \to \min \quad \overset{\text{Ableitung}}{\Longrightarrow} \quad x \sum_i \frac{s_i^2}{d_i} - \sum_i s_i = 0$$

an der simulierten Position zu folgendem Bruch findet[4]:

$$x = \frac{\sum_i s_i}{\sum_i \frac{s_i^2}{d_i}} \,. \tag{6.2}$$

[3]denen bei der vorliegenden Arbeit auch stets Simulationen zugrunde liegen

[4]Das Minimum entspricht für normalverteilte Daten gerade einer Schätzung der maximalen Likelihood; für die Poisson-Verteilung gilt dies allerdings nur näherungsweise.

Vollkommen analog erfolgt das Vorgehen im Bildraum anhand des Wiener-Kriteriums, also die Minimierung der quadratischen Abweichung zwischen gemessenen und simulierten Bildwerten. Das Arbeiten im Bildraum erfordert jedoch wegen der zusätzlichen Fouriertransformationen im zweiten Teil der PSF einen deutlich erhöhten Rechenaufwand, und ist daher nur eingeschränkt zu empfehlen. Auch ist die Wahl des Skalierungsnullpunkts im Bildraum nicht so offensichtlich wie im Datenraum.

Schritt 3 der Kandidatenmethode besteht in einer ersten Verfeinerung der Position mit Hilfe der χ^2-Summe im Datenraum. Hierzu wird in der Umgebung der in **Schritt 1** ermittelten Position ein Minimum der χ^2-Summe gesucht (vgl. Abschnitt 6.2.2). Dieses Problem ist nicht mehr geschlossen lösbar und wird daher mit einem Suchverfahren bewältigt.[5]

Einen Vorteil hat allerdings die Darstellung im Bildraum gegenüber jener im Datenraum, nämlich die Anschaulichkeit der Quellen. Insbesondere erweist es sich als sinnvoll, solche Quellen von vornherein als Kandidaten auszuschließen, deren Skalenfaktor im Bildraum einen negativen Wert ergibt. Dies geschieht in **Schritt 4** der Kandidatenmethode.

In **Schritt 5** schlußendlich wird aus den gefundenen Kandidaten diejenige Quelle mit dem insgesamt kleinsten χ^2 ausgewählt.

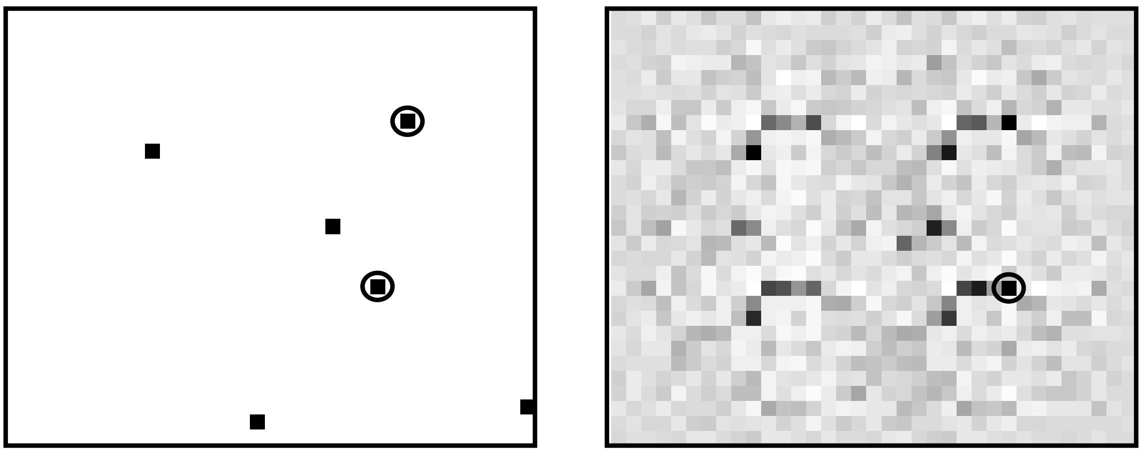


Abbildung 6.8: Illustration zur Kandidatenmethode: Die eingekreiste hellste Quelle im rechts gezeigten, mit ffdecode synthetisierten Bild ist ein Artefakt (Geisterquelle). Dem Bild liegt eine Simulation der links gezeigten Quellverteilung zugrunde, bei der die bereits im vorigen Kapitel für Abbildung 5.5 benutzte, vierfach replizierte URA-Apertur vom TP-Typ verwendet wurde (vgl. Anhang B; bei Verwendung der Zufallsapertur gibt es bei diesem speziellen Sample keine Probleme mit Artefakten). Die Geisterquelle setzt sich im wesentlichen aus Ausläufern der beiden im linken Bild eingekreisten Quellen zusammen. Bereits bei Berücksichtigung nur eines weiteren Kandidaten wählt iros statt der Position des Artefakts die einer tatsächlichen Quelle für die weitere Verarbeitung.

Die Anwendung der Kandidatenmethode auf die in Abbildung 6.8 links gezeigte Quellverteilung ergibt bei Einbeziehung eines einzigen Kandidaten, d.h. nur der hellsten Quelle, die fälschliche Identifikation des Geisterpeaks als Quelle. Wird jene im Rahmen des IROS-Verfahrens vom Ausgangsbild subtrahiert, führt das in darauffolgenden Iterationen zu weiteren Falschidentifikationen. Bereits bei Berücksichtigung zweier Kandidaten identifiziert die Kandidatenmethode im ersten Iterationsschritt statt des Artefakts eine der echten Quellen.

[5] Hierzu wurden verschiedene Verfahren getestet; in der derzeitigen Version von iros kommt das Downhill-Simplex-Verfahren zum Einsatz (z.B. Caceci und Cacheris 1984, Press *et al.* 1994).

Alternativ zur Kandidatenmethode wäre auch eine *Backtracking*-Methode denkbar, bei der das Programm zunächst probehalber die hellste Quelle im Bild entfernt, und die Iteration nur fortsetzt, falls das resultierende Bild vernünftig erscheint, andernfalls probehalber die zweithellste Quelle im Bild entfernt, und so fort. Die Schwierigkeit hierbei liegt in der algorithmischen Definition eines „vernünftigen“ Bildes, und Versuche in dieser Richtung waren der Kandidatenmethode — bei der es quasi nur um Auffindung eines „vernünftigsten“ Bildes aus n Anläufen geht — unterlegen.

Eine weitere denkbare Alternative wäre ein *Brute-Force* Ansatz, bei dem jedes Bildpixel als Kandidat in Erwägung gezogen und probehalber als Quelle simuliert, zum Einzelbild synthetisiert und vom Ausgangsbild subtrahiert wird. Die Pixel mit kleinen Wiener-Residuen (oder kleinem χ^2) kämen dabei für eine genauere Untersuchung in Betracht. Experimente mit diesem Ansatz erwiesen sich jedoch der Kandidatenmethode ebenfalls als unterlegen, da auch fern jeglicher Quellen kleine Wiener-Residuen (bzw. kleine χ^2) auftreten können.

6.2 Positionsverfeinerung

In jeder Iteration des IROS-Verfahrens wird eine Quelle identifiziert und vom Ausgangsbild subtrahiert. Das resultierende Bild dient als Ausgangsbild für die jeweils folgende Iteration. Bereits kleine Fehler in der Positionsbestimmung einer Quelle können zu großen Abweichungen in späteren Iterationsschritten führen. Daher wird die Position jeder akzeptierten Kandidatenquelle vor ihrer Subtraktion vom Ausgangsbild verfeinert. Hierzu wurden die zwei folgenden Möglichkeiten eingehend untersucht:

1. Direkte Positionsverfeinerung mittels Finesampling
2. Iterative Positionsverfeinerung per Suchverfahren

6.2.1 Finesampling

Die Idee des Finesamplings stammt von Fenimore und Cannon (1981), und ist eng mit dem sogenannten „Delta-Decoding“ (Fenimore 1980, Fenimore und Cannon 1981) verwandt. Zu betonen ist die Tatsache, daß Finesampling die intrinsische Auflösung des Instruments nicht steigern kann. Auch hinsichtlich einer Verbesserung der Positionsbestimmung müssen Vorbehalte gemacht werden. Im allgemeinen kann eine Verbesserung nur erzielt werden, wenn die Ortsauflösung des Detektors höher ist, als die Größe der Aperturpixel (Überabtastung, engl.: *oversampling*).

Abbildung 6.4 c) zeigt ein Bild der gleichen Quelle wie in den Abbildungen 6.4 a) und b), jedoch vermittels Finesampling ohne Verwendung eines überabtastenden Detektors synthetisiert. Abbildung 6.4 d) zeigt entsprechend ein Bild der Quelle synthetisiert mittels Finesampling bei gleichzeitiger Verwendung eines jeweils in X- und in Y-Richtung zweifach überabtastenden Detektors, wie es auch beim CdTe-Detektor von IBIS der Fall sein wird.

Um den Einfluß von Finesampling auf die mögliche Genauigkeit einer Positionsbestimmung zu untersuchen, wurden erneut zwei Simulationsreihen mit den dreißig bereits für die Positionsbestimmungsverfahren der Kandidatenmethode benutzten Einzelquellen gerechnet.

Das in Abbildung 6.9 veranschaulichte Ergebnis der ersten Simulationsreihe mit Finesampling ist ernüchternd. Der mittlere Positionsfehler liegt mit etwa 0.5 Pixeln deutlich oberhalb der Schwelle von 0.4 Pixeln, die sich als Resultat der in Abbildung 6.3 wiedergegebenen Simulationsreihe ergab.

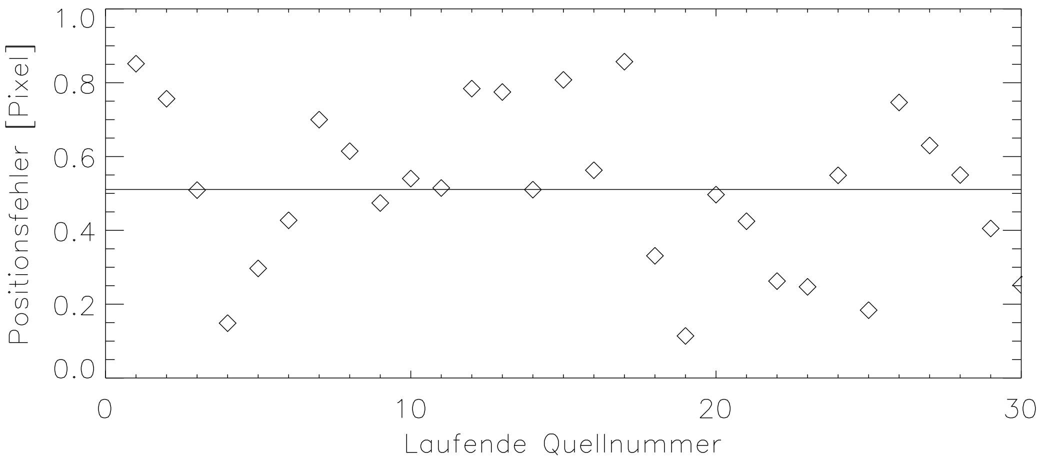


Abbildung 6.9: Meßfehler einer Positionsbestimmung bei Finesampling ohne Verwendung eines überabtastenden Detektors. Als Quellposition diente die Position des hellsten Quellpixels.

Weist das simulierte CM-Teleskop dagegen einen überabtastenden Detektor auf, siehe Abbildung 6.10, so sinkt der mittlere Positionsfehler immerhin unter die 0.4 Pixel Schwelle — mit 0.343 Pixeln allerdings nicht allzu weit. Der Ausreißer im Bild ist wieder einmal auf die Randlage der entsprechenden Quelle (Nummer 13) zurückzuführen (vergleiche Abbildung 6.5). Es zeigt sich, daß durch Hinzuziehung weiterer Pixel und Bildung des gewichteten Mittels im Falle eines nicht überabtastenden Detektors hinsichtlich der Positionsbestimmung keine Verbesserung erzielt werden kann, im Falle eines Detektors mit Überabtastung hingegen sehr wohl. Die Ergebnisse werden jedoch nicht besser als es bereits mit den oben besprochenen direkten Methoden ohne Finesampling möglich ist.

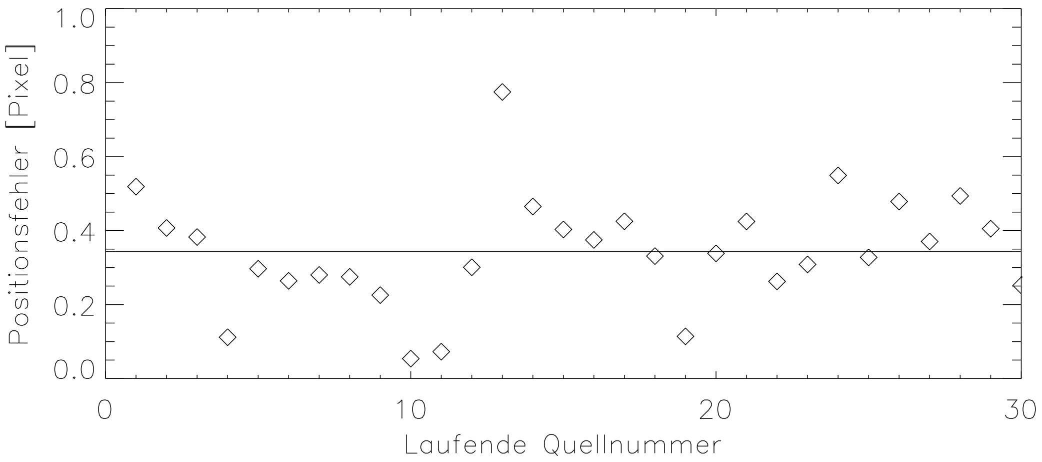


Abbildung 6.10: Meßfehler einer Positionsbestimmung bei Finesampling mit Verwendung eines überabtastenden Detektors. Als Quellposition diente die Position des hellsten Quellpixels.

Auch Simulation eines noch feiner abtastenden Detektors brachte keine nennenswerte Steigerung der Positionsgenauigkeit. Noch feineres Sampling bringt sogar ab einem bestimmten Punkt eine drastische Verschlechterung. Dies erklärt sich aus der Verteilung der Information aus wenigen Photonen (typisch 100 in den Simulationsreihen) auf immer mehr Pixel, so daß bei der Korrelation irgendwann die vielen irrelevanten Informationen nicht belichteter oder gar verrauschter Detektorpixel die Bildsynthese verschlechtern.

Angesichts der mäßigen Ergebnisse und der Schwierigkeiten, die Finesampling mit sich bringt (z.B. Suche nach dem jeweils besten Verfeinerungsfaktor), wurde Finesampling für die IROS-Variante von CMTS nicht weiter in Betracht gezogen.

6.2.2 Suchverfahren

Die Positionsverfeinerung per iterativem Suchverfahren wurde bereits oben unter Schritt 3 der Kandidatenmethode erwähnt. Die Größe g, nach der mit Hilfe eines iterativen Suchverfahrens gefahndet werden soll, ist im vorliegenden Fall die Position[6] der Kandidatenquelle. Als Input des Suchverfahrens liefert die Kandidatenmethode bereits Positionen mit einer mittleren Genauigkeit kleiner 0.2 Pixeln, die maximal vorkommenden Abweichungen liegen bei 0.5 Pixeln.

Voraussetzung für ein Suchverfahrens ist die Existenz einer Funktion $f(g)$, die an dem gesuchten Wert von g ein Verhalten aufweist, das sich von den umliegenden Werten unterscheidet — dies Verhalten ist in aller Regel das Auftreten eines lokalen Extremums.

Als mögliche Funktionen f wurden für diese Arbeit primär das (minimale) Residuum des Wiener-Kriteriums bzw. die (minimale) χ^2-Summe, sowie die jeweils damit verknüpften (maximalen) Intensitätsskalierungen untersucht, wie oben bei der Kandidatenmethode eingeführt. Da sich die Minima wie auch die jeweils zuhörigen maximalen Skalierungen an jeder Position direkt berechnen lassen, muß zunächst außer der Position keine weitere Größe vom Suchverfahren variiert werden, was die Wahl vergleichsweise einfacher Verfahren erlaubt.

a) b)

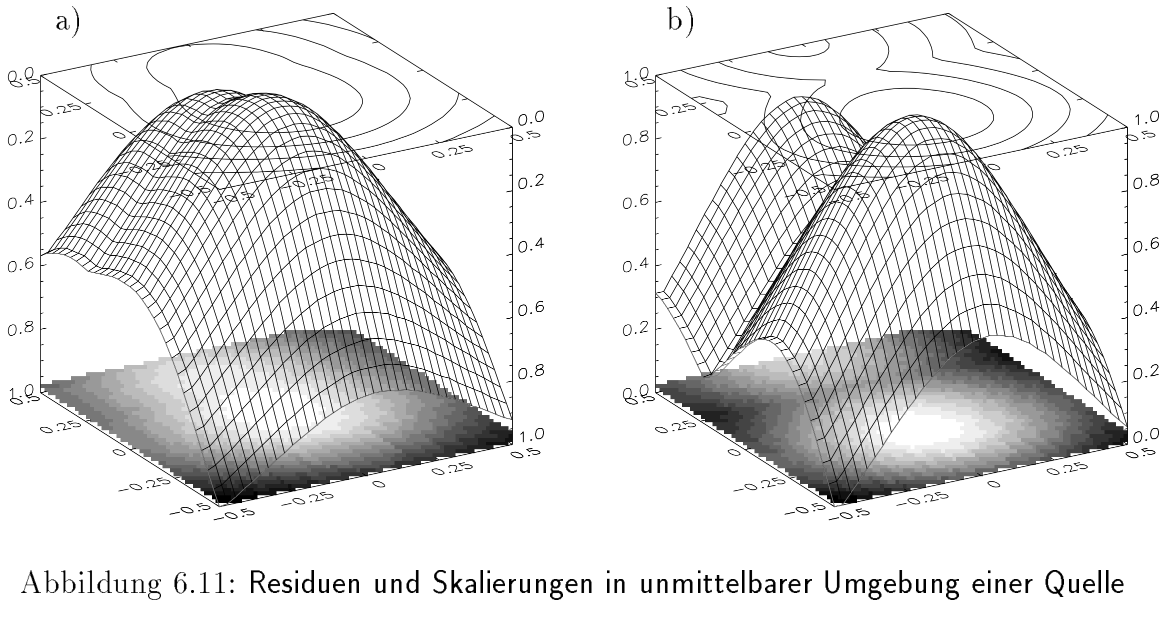


Abbildung 6.11: Residuen und Skalierungen in unmittelbarer Umgebung einer Quelle

Bei Prüfung der Variationen dieser Minima und ihrer zugehörigen Skalierungen in lokaler Quellumgebung — hier jeweils in einer Box von ±0.5 Pixel um Quelle Nummer 3 aus dem Sample und anhand des Wiener-Kriteriums — zeigt sich jedoch eine ernste Schwierigkeit:

[6] hier repräsentativ für die zwei kartesischen Koordinaten x und y

Zwar nimmt in Abbildung 6.11 a) das Wiener-Residuum ein passendes Minimum (skaliert auf null und auf dem Kopf geplottet) bei der wahren Quellposition an, doch innerhalb der Box gibt es noch ein *zweites* lokales Minimum. Es scheint also im allgemeinen die Notwendigkeit zu bestehen, innerhalb der Box nach einem *globalen* Extremum zu suchen. Eine Suche nach globalen Extrema ist jedoch deutlich aufwendiger als die nach ihren lokalen Entsprechungen, und führt nur in Ausnahmefällen zu eindeutigen Ergebnissen.[7] (Tatsächlich muß ein — innerhalb der Box — globales Extremum nicht notwendigerweise die richtige Position anzeigen, doch ist nach den Erfahrungen mit der Methode die Wahrscheinlichkeit dafür nahe 100%.)

Verschiedene Arten von Raster-Suchverfahren (siehe z.B. Bevington und Robinson 1994) sowie das oben bereits erwähnte Downhill-Simplex-Verfahren und ein Verfahren basierend auf der Methode des Simulated-Annealing (Press *et al.* 1994) wurden implementiert und getestet.

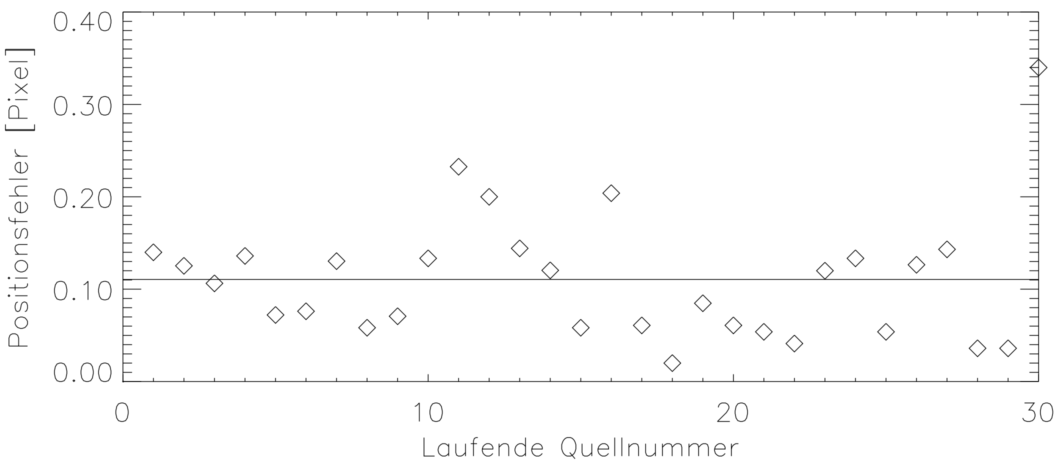


Abbildung 6.12: Meßfehler bei verfeinerter Positionsbestimmung unter Ausnutzung des lokalen Minimums der χ^2-Summe. Lediglich die Bestimmung der Position von Randquellen macht Schwierigkeiten, so etwa beim einzigen Ausreißer, der Quelle Nummer 30 in extremer Randlage (vgl. Text).

Alle getesteten Suchverfahren erwiesen sich für die Problematik als tauglich, ausgewählt wurde schlußendlich das resourcenschonende Downhill-Simplex-Verfahren, welches sich den einfacheren Raster-Suchverfahren minimal überlegen zeigte. Die iterative Positionsverfeinerung basierend auf Minimierung der χ^2-Summe mit Hilfe des Downhill-Simplex-Suchverfahrens liefert erfreulicherweise — wie in Abbildung 6.12 gezeigt — bei Verwendung der Zufallsapertur nur einen einzigen Ausreißer für das Sample. Dieser trat bei Quelle Nummer 30 auf, die — wie auch die Quellen 13 und 18 — unmittelbar am Rande des ZRFOV liegt. Interessanterweise weist Quelle 13 einen mittleren Positionsfehler und Quelle 18 gar die am exaktesten bestimmte Position auf. Der mittlere Positionsfehler für das gesamte Sample ergab sich bei dieser Art der Positionsverfeinerung zu etwa 0.11 Pixeln, entspricht also praktisch einer nochmaligen Verdopplung der mittels der Kandidatenmethode bereits erreichten Genauigkeit.

[7] Übliche Suchverfahren liefern „herausragend“ große Maxima bzw. kleine Minima, jedoch nicht unbedingt die globalen Extrema. Die algorithmische Suche nach denselben gilt als nicht geschlossen lösbar, jedoch sind die Resultate moderner Suchverfahren in der Praxis meist vollkommen ausreichend.

Zur Erstellung von Abbildung 6.12 wurde das `iros`-Programm jeweils angewiesen, 30 Kandidaten zu testen[8]. Damit gelang die korrekte Identifikation sämtlicher Quellen — mit Ausnahme von Quelle 27, die ihre Leistung so ungünstig verteilt, daß mehr als 100 Kandidaten getestet werden mußten, um sie aufzuspüren.

Bemerkenswert bleibt die Tatsache, daß die Kandidatenmethode prinzipiell tatsächlich bei *allen* 30 Quellen funktioniert hat, wenn auch bei Quelle 27 mit erhöhtem Aufwand, und im keinem Fall einem Artefakt aufgesessen ist. Die damit verbundenen Schwierigkeiten illustriert Abbildung 6.13, in welcher für die beiden Randquellen Nummer 13 und 18 Bilder der am Detektor gemessenen Intensitätsverteilung gezeigt sind.

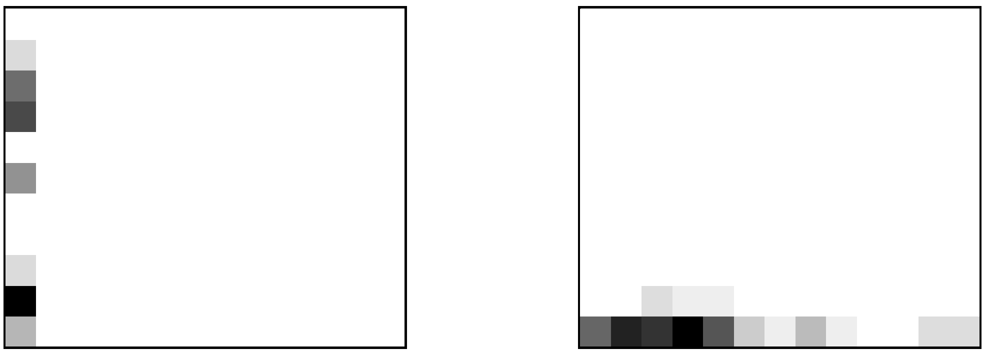


Abbildung 6.13: Detektorbilder der beiden Randquellen Nummer 13 und Nummer 30. Geschwärzte Pixel sind belichtet. (Weitere Erläuterungen im Text.)

Die Quelle mit der Nummer 13 ist die extremste Randquelle des Samples. Am äußersten rechten Rand des Gesichtsfeldes ist praktisch keine X-Auflösung im Sub-Pixelbereich mehr vorhanden, da innerhalb der Breite eines Detektorpixels jede simulierte Detektorantwort durch anschließende Skalierung an die gemessene angeglichen werden kann. Entsprechend ist für Quelle 30 keine nennenswerte Y-Auflösung mehr zu erwarten. Zusätzlich sind auch die (im Mittel) erreichbaren Auflösungen in jeweils orthogonaler Richtung durch den geringen Informationsgehalt der Detektordaten gegenüber zentraleren Quellen verschlechtert.

Fazit zu 6.2.1 und 6.2.2 (Finesampling / Suchverfahren):

Während Positionsverfeinerung per Finesampling eigentlich nur im Falle überabtastender Detektoren in Betracht gezogen werden kann, ist Positionsverfeinerung per iterativem Suchverfahren in jedem Falle anwendbar. Eine gravierende Einschränkung der letzteren Methode ist allerdings ihr Versagen bei gleichzeitiger Anwesenheit vieler Quellen im Blickfeld. Die Schwierigkeit besteht darin, daß die Extrema (vgl. Abbildung 6.11), anhand derer die Positionen optimiert werden, mit jeder dazukommenden Quelle schlechter definiert sind. Zum Auffinden einer oder einiger weniger Quellen im Blickfeld erwiesen sich in den Simulationsreihen der vorliegenden Arbeit die Minima der χ^2-Summen als gut zur Optimierung geeignet, bei zunehmender Quellenzahl hingegen schienen die Minima der Wiener-Residuen robuster gegen den Effekt der nachlassenden Wohldefiniertheit zu sein.

Da in den Blickfeldern von CM-Teleskopen typischerweise nur wenige beobachtbare Röntgenquellen ähnlicher Intensität liegen und die Rechenzeit bei Benutzung des Wiener-Kriteriums drastisch steigt, arbeitet die zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit implementierte Version von `iros` anhand der χ^2-Summen.

[8] Wohlgemerkt auch hier eine Simulationsreihe Quelle für Quelle; der Wert von 30 Kandidaten entspricht nur zufällig der Anzahl von Quellen im Sample.

Zur Unterteilung des Algorithmus' in Kandidatenmethode und Positionsverfeinerung — obgleich erstere in ihrem Schritt 3 bereits Anwendung von letzterer macht — sei abschließend angemerkt, daß einerseits die Kandidatenmethode auch ohne Schritt 3 gut funktioniert, der als nachträgliche Verbesserung eingebaut wurde, andererseits bei der eigentlichen Positionsverfeinerung *alle* soweit gefundenen Quellen einbezogen sind, bei der Positionsverfeinerung innerhalb der Kandidatenmethode jedoch nur die Position der jeweils untersuchten Quelle.

6.3 Intensitätsbestimmung

6.3.1 Einzeln betrachtete Quellen

Prinzipiell ist die Intensität einer Quelle über den durch Gleichung 6.2 gegebenen Skalenfaktor direkt an ihre Position gekoppelt. (Beziehungsweise über einen entsprechend abgeleiteten Skalenfaktor auf der Basis des Wiener-Kriteriums.) Dieser Zusammenhang liefert einen zusätzlichen Grund für eine möglichst exakte Positionsbestimmung, denn ebenso wie eine ungenau bestimmte Position kann eine ungenau bestimmte Quellintensität beim IROS-Verfahren zu Problemen in späteren Iterationsschritten führen.

Wird im Falle mehrerer ungefähr gleichstarker Quellen im Blickfeld des simulierten CM-Teleskops die Quellintensität der ersten per Kandidatenmethode identifizierten Quelle anhand eines Skalenfaktors bestimmt, so lieferte bei den Simulationen dieser Arbeit in aller Regel der mit Hilfe des Wiener-Kriteriums errechnete Skalenfaktor die genaueren Werte.

6.3.2 Optimierung unter Einbeziehung mehrerer Quellen

Sobald ein weiterer Kandidat vom Algorithmus akzeptiert ist, stehen zwei Quellen zur Verfügung, deren Intensitäten sich als Parameter der erwähnten Suchverfahren simultan derart optimieren lassen, daß χ^2-Summe bzw. Wiener-Residuum — bei gemeinsamer Simulation beider Quellen und Festhalten der vorher ermittelten Quellpositionen — minimal werden. Je mehr (korrekt identifizierte) Quellen in das Modell aufgenommen werden, desto besser erfolgt die Optimierung anhand der χ^2-Summe gegenüber jener anhand des Wiener-Kriteriums. Mit den optimierten Intensitäten werden in einem weiteren Schritt die Positionen erneut verfeinert (vgl. Abbildung 6.1).

Es ist ebenfalls denkbar, analog dem Verfahren von Ducros und Ducros (1984), mit einer simultanen Suche von sowohl Intensitäten als auch Positionen zu arbeiten, jedoch erwies sich bei den Studien der vorliegenden Arbeit diese Problemstellung als kaum optimierbar, da einerseits das globale Maximum der χ^2-Summe schwierig zu finden, andererseits nicht notwendigerweise eindeutig ist — insbesondere solange nicht alle im Bild vorhandenen Quellen durch Parameter berücksichtigt sind.[9] Sobald allerdings das `iros`-Programm alle Quellen gefunden hat (oder jedenfalls davon ausgeht, alle Quellen gefunden zu haben) und die Suche beendet — also keine weitere Iteration mehr durchführt — erfolgt bei der vorliegenden Implementation noch eine abschließende Optimierung anhand simultaner Variation sämtlicher Quellintensitäten und -positionen. Für diese abschließende Optimierung erwies es sich als vorteilhaft, das Verfahren des Simulated-Annealing anzuwenden, da es gegenüber dem Downhill-Simplex-Verfahren besser zur Suche nach globalen Extrema geeignet ist.

[9] So wird z.B. bei Vorliegen eines Artefakts die Suche dadurch erschwert, daß eine an der Artefaktposition simulierte Quelle ein ähnlich deutliches Minimum liefert wie die Simulation aller am Artefakt beteiligten Quellen an ihren korrekten Positionen. Nur, wenn die insgesamte Quellenzahl feststeht, kann diese Schwierigkeit theoretisch umgangen werden. In der Praxis wird ein Suchverfahren, sobald es einmal einem Artefakt aufgesessen ist, das dort gefundene deutliche Minimum kaum wieder aufgeben.

Kapitel 7

Anwendung im Hinblick auf INTEGRAL[1]

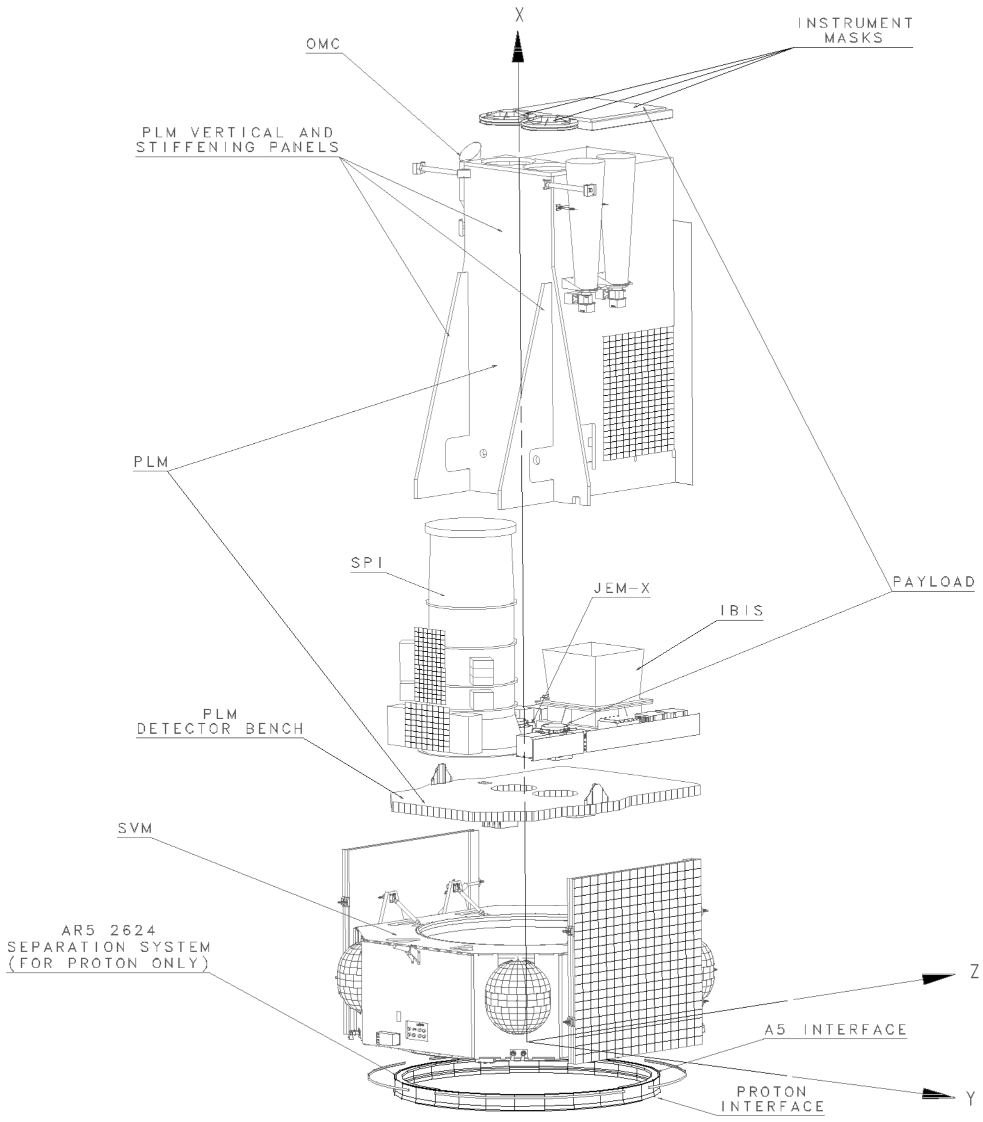


Abbildung 7.1: Explosionszeichnung des INTEGRAL-Satelliten (schematisch)

[1]International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory

Der von der ESA im Rahmen des HORIZON 2000 Programms als sogenannte *medium-size scientific mission* projektierte und für 2001 zum Start vorgesehene Satellit INTEGRAL (z.B. Winkler 1996) dient als Plattform für die vier nachstehend aufgelisteten Instrumente:

SPI (Spectrometer INTEGRAL)

IBIS (Imager on board INTEGRAL Satellite)

JEM-X (Joint European X-Ray Monitor)

OMC (Optical Monitoring Camera)

Während es sich sowohl bei SPI als auch bei IBIS und JEM-X um CM-Teleskope handelt, deckt die OMC als klassisches Linsenteleskop ergänzend den optischen Wellenlängenbereich ab. Die optischen Achsen aller vier Instrumente sind parallel ausgerichtet, die Blickfelder allerdings von unterschiedlicher Größe und Gestalt:

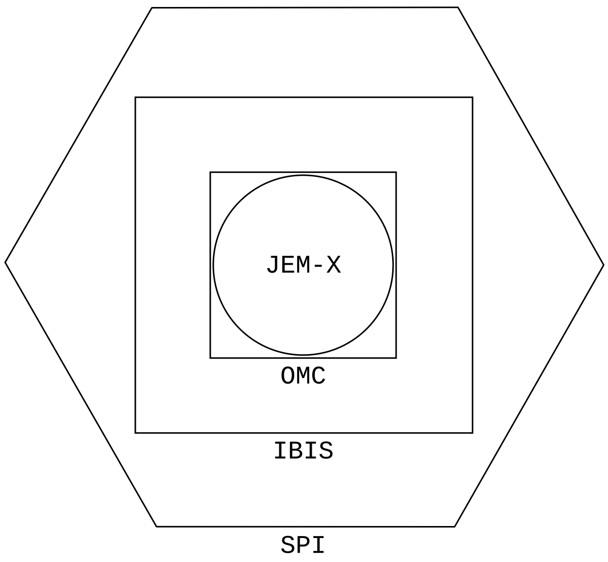


Abbildung 7.2: Relative Blickfelder der Instrumente des INTEGRAL-Satelliten (schematisch)

Die Energiefenster der drei CM-Teleskope sind überlappend konzipiert und erfassen zusammengenommen einen Energiebereich von mehr als drei Zehnerpotenzen. Hinsichtlich der verwendeten Aperturen und Detektoren sowie der Winkel- und der Energieauflösungen wurde auf Vielfalt gesetzt, innerhalb der einzelnen Instrumente hingegen findet sich zur Erhöhung der Ausfallsicherheit eine zum Teil erhebliche Redundanz — als Paradebeispiel sei hier JEM-X genannt, welches aus zwei voneinander unabhängigen, identischen Modulen besteht. Einige Daten der Instrumente sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

	Maske	Detektor	Energieband	Energieaufl.	Blickfeld /	Aufl.
JEM-X	ORA_{25}	Microstrip	3 – 35 keV	$\approx$ 19% @ 6 keV	4.8°	3′
SPI	HURA	Germanium	20 keV – 8 MeV	< 1% @ 1 MeV	16°	2°
IBIS	MURA	CdTe, CsI	20 keV – 10 MeV	< 7% @ 100 keV	$9 \times 9°$	12′
OMC	—	CCD	1.5 – 2.1 eV	—	$5 \times 5°$	18″

Tabelle 7.1: Technische Daten der Hauptinstrumente auf INTEGRAL. Die Blickfeldangaben der CM-Teleskope entsprechen jeweils dem FCFOV.

Im folgenden Abschnitt werden die drei Instrumente OMC, JEM-X und SPI kurz besprochen, für Details sei auf die Veröffentlichungen zu INTEGRAL verwiesen, insbesondere die Proceedings zum zweiten INTEGRAL-Workshop, herausgegeben von WINKLER *et al.* (1997). Es schließt sich ein ausführlicher Abschnitt über das IBIS-Instrument an, dessen Abbildungseigenschaften im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht wurden. Einige exemplarische Simulationen bilden den Abschluß des Kapitels.

7.1 Optische Kamera, Röntgenmonitor, Spektrometer

7.1.1 OMC

Das optische Teleskop an Bord von INTEGRAL ist mit einem Linsenobjektiv von 50 mm Durchmesser und einem vom Visuellen bis ins nahe Infrarot lichtempfindlichen CCD-Chip ausgestattet. Das Wellenlängenfenster des Telekops wird allerdings durch ein ins Objektiv integriertes V-Filter auf den Spektralbereich von 500–600 nm begrenzt. Die bildgebende CCD-Fläche umfaßt 1024 $\times$ 1024 Pixel auf ein Blickfeld von 5° $\times$ 5°, womit sich die Winkelauflösung zu 18 Bogensekunden ergibt. Es wird bei einer Belichtungszeit von typischerweise 1000 Sekunden eine Empfindlichkeit (im V-Band) bis zu Objekten zwanzigster Größe angestrebt. Die photometrische Genauigkeit soll für Objekte heller als 18 mag(V) besser als eine zehntel Größenklasse werden.

7.1.2 JEM-X

Wie bereits erwähnt, besteht der Röntgenmonitor JEM-X aus zwei unabhängigen, identischen Modulen. Hinsichtlich des relativen Blickfelds entsprechen sich JEM-X und OMC recht gut. Paradox in diesem Zusammenhang ist die Tatsache, daß gerade die beiden als „Monitor“ bezeichneten Instrumente die relativ kleinsten Blickfelder aufweisen. Die Ursache hierfür ist in der Historie des Satellitenprojekts zu sehen, welches zahlreiche gravierende Umstrukturierungen durchgemacht hat, wobei zwar die Bezeichnungen der Instrumente, nicht aber unbedingt ihre jeweiligen Aufgabenbereiche erhalten geblieben sind. Auch die Aperturen der beiden JEM-X Module wurden im Laufe des Projekts mehrfach umkonzipiert. Mit ausschlaggebend für die Entscheidung, eine ORA-Apertur von 25% OF einzusetzen, war die geringe JEM-X zur Verfügung stehende Telemetrierate, welche für die erwarteten Zählraten bei Aperturen mit 50% OF nicht ausreicht.

Als Detektorsystem fungiert in den beiden JEM-X Modulen jeweils eine mit Xenon gefüllte Microstrip-Proportionalkammer. Diese soll eine Ortsauflösung von ungefähr 1 mm erreichen, womit die resultierende Winkelauflösung des Instruments von 3 Bogenminuten die beste der drei CM-Teleskope darstellt. Durch die verkleinerte OF der Apertur verspricht man sich eine zusätzliche Verbesserung der PSLA, die voraussichtlich unterhalb einer Bogenminute angesiedelt sein wird. Der Energiebereich des JEM-X-Detektors reicht von 3 bis 35 keV und ist damit der niederenergetischste der drei CM-Teleskope, überschneidet sich allerdings mit denen der beiden anderen, die jeweils bei ungefähr 20 keV beginnen (vgl. Tab. 7.1).

7.1.3 SPI

Das als Spektrometer ausgelegte SPI-Instrument wird nicht nur über hexagonale Aperturelemente, sondern auch über (insgesamt 19) hexagonale Detektorpixel verfügen. Als Apertur ist dementsprechend ein HURA geplant.

Naturgemäß steht bei SPI die spektrale Auflösung im Vorder-, die Orts- bzw. Winkelauflösung im Hintergrund. Inwieweit sich das große Blickfeld von SPI bewähren wird (das voll kodierte Blickfeld ist das größte der drei CM-Teleskope, vgl. Abb. 7.2) bleibt allerdings abzuwarten; eine Verkleinerung des Blickfelds hätte jedoch einer Vergrößerung des Abstands zwischen Apertur und Detektor bedurft, welche vom technischen Aufwand her nicht vertretbar gewesen wäre. Der Germanium-Halbleiterdetektor von SPI stellt in dieser Form ein Novum dar, und das Energiefenster des Instruments ist mit einer Bandbreite von 20 keV bis 8 MeV enorm groß, wobei die spektrale Auflösung (mit $\Delta E/E$ typischerweise einige Promille) über diesen weiten Bereich ausgezeichnet bleibt. Hinsichtlich der Bildsynthese allerdings sind von SPI (Winkelauflösung 2 Grad) keine besonders guten Aufnahmen zu erwarten — eine Domäne, auf der sich dafür IBIS hervortun soll.

7.2 IBIS — Imager on board INTEGRAL Satellite

Das IBIS-Instrument hat sich bereits in seinem Akronym das „Imaging“ auf die Fahnen geschrieben, und zum Erreichen guter Voraussetzungen für die Bildsynthese wurde bei IBIS ein Konzept mit zwei unabhängigen Detektorebenen entwickelt, welches an ein Compton-Teleskop mit kodierter Apertur erinnert.

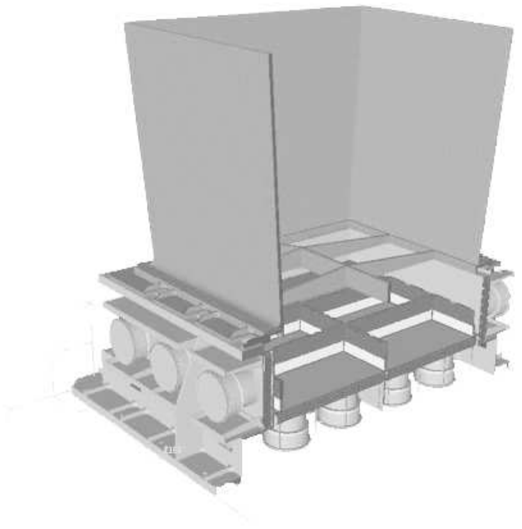


Abbildung 7.3: Die IBIS-Detektorebenen mit einem Teil der Abschirmung (vgl. Abb. 7.1). Die viel weiter oberhalb befindliche kodierte Apertur ist nicht mit abgebildet.

In Abbildung 7.3 sind deutlich die Haltestrukturen der oberen sowie der unteren Detektorebene auszumachen. Die beiden Detektorebenen liegen 120 mm (Oberkante zu Oberkante) auseinander[2].

Den oberen Detektor bilden insgesamt 128 × 128 quadratische (4 × 4 mm^2) Halbleiterkristalle aus Cadmiumtellurid (CdTe) von 2 mm Dicke. Der Abstand der Mittelpunkte zweier benachbarter Kristalle beträgt 4,6 mm. Das CdTe-Detektorsystem als Ganzes wird auch **ISGRI** genannt.

[2]Die für die Simulationen benutzten Abmessungen entsprechen denen, die Herbst 1996 nach Abschluß des EID-B 2.0 (Experiment Interface Document part B) und zum zweiten Integral Workshop gehandelt wurden. Wie so vieles am INTEGRAL-Satelliten, haben auch diese Abmessungen sich laufend geändert.

Der untere Detektor besteht aus 64 × 64 quadratischen (9 × 9 mm^2) Szintillationskristallen aus Cäsiumjodid (CsI) von 30 mm Stärke, die an einzelne Photodioden gekoppelt sind (z.B. Rilk 1996). Die Mittelpunkte je zwei benachbarter Kristalle liegen mit 9,2 mm gerade doppelt so weit auseinander wie beim CdTe-Detektor. Das gesamte CsI-Detektorsystem wird auch als **PICsIT** bezeichnet.

In der ursprünglichen Planung war für IBIS ein Kollimator als Schutz vor seitlicher Einstrahlung vorgesehen, weshalb das Instrument als Mosaik-Kamera mit einer (bis auf eine Zeile und eine Spalte) vierfach replizierten MURA als Apertur konzipiert wurde. Als später auf einen Kollimator zugunsten der seitlichen Abschirmung (vgl. Abbildungen 7.1 und 7.3) verzichtet wurde, hielt man dennoch an der Konfiguration als Mosaik-Kamera fest, selbst dann noch, als je 10 Zeilen und Spalten der Apertur einer Gewichtsersparnis zum Opfer fielen. Als resultierende Apertur ergibt sich für IBIS eine bis auf 11 Zeilen und 11 Spalten vierfach replizierte 53 × 53 MURA-Apertur (siehe Abbildung 7.4). Die Aperturelemente sind aus 14 mm dickem Wolfram gefertigt und messen jeweils 11,2 mm im Quadrat.

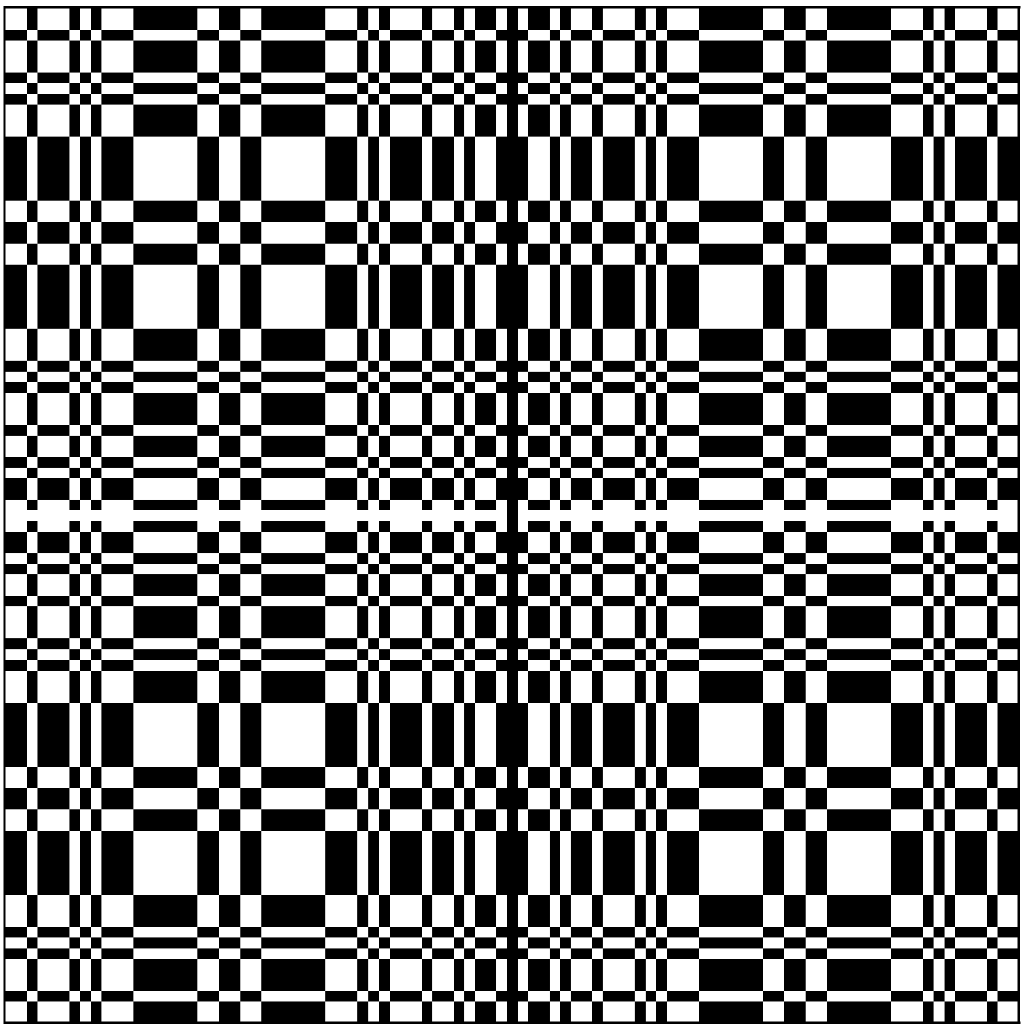


Abbildung 7.4: Teilweise replizierter MURA-Aperturkode des IBIS-Instruments

Zusätzlich zu der passiven seitlichen Abschirmung sind neben und unter dem CsI-Detektorsystem aktive BGO-Szintillatoren als Anti-Koinzidenz-Schilde (Veto-Schilde) montiert. Die zugehörigen Photomultiplier sind als prägnante Zylinder in Abbildung 7.3 zu erkennen.

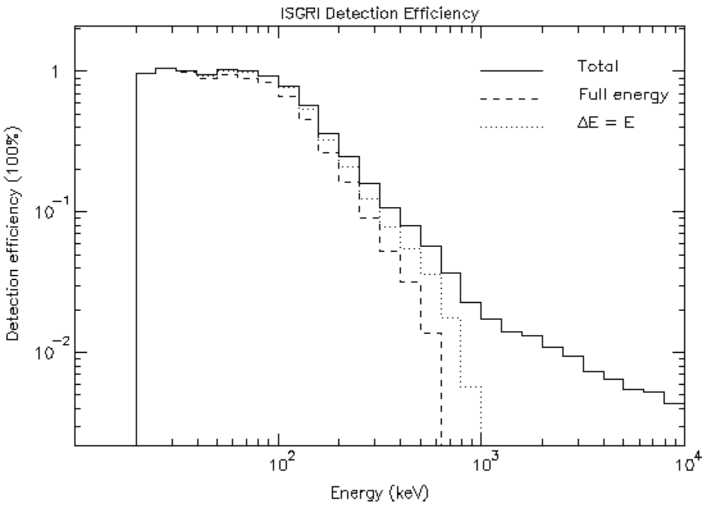


Abbildung 7.5: Quanteneffizienz des CdTe-Detektors (ISGRI)[3]

Abbildung 7.5 zeigt die Effizienz des CdTe-Detektorsystems in Abhängigkeit von der Energie. Bei niedrigen Energien ist die Quantenausbeute der Halbleiterkristalle nahe 100% — diese sind mit anderen Worten unterhalb 100 keV für Röntgenstrahlung praktisch undurchsichtig. Oberhalb von 1 MeV jedoch sind die Kristalle nahezu transparent.

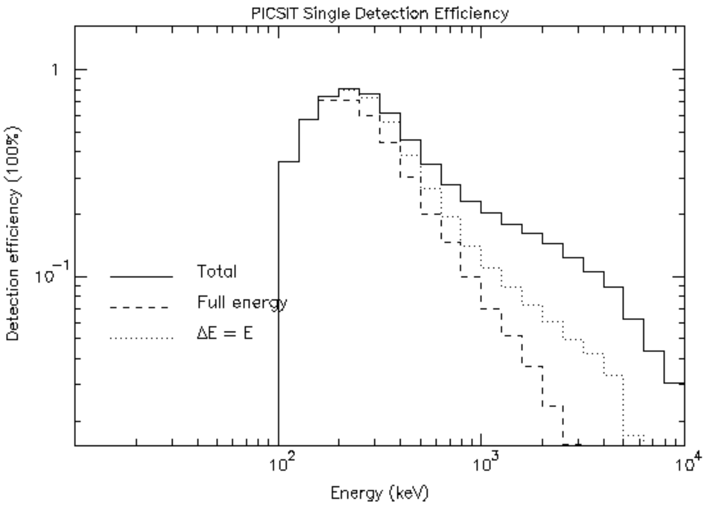


Abbildung 7.6: Quanteneffizienz des CsI-Detektors (PICsIT)

Das darunter liegende CsI-Detektorsystem hingegen spricht erst auf Photonen mit Energien größer 100 keV an und liefert auch noch bei einigen MeV nutzbare Quantenausbeuten (siehe Abbildung 7.6). Im physikalisch besonders interessanten Wellenlängenbereich um die Paarvernichtungslinie von 511 keV sind demzufolge beide Detektorsysteme empfindlich. Hochenergetische Photonen, die im CdTe-Detektor nur einen Teil ihrer Energie per Compton-Stoß deponieren, werden mit respektabler Wahrscheinlichkeit ebenfalls im CsI-Detektor nachgewiesen. Die Möglichkeit, solche Ereignisse für „Compton-Imaging“ und Polarisationsmessungen auszunutzen, wurde von Lei *et al.* (1997) untersucht. Das Betreiben des Instruments in einem „Compton-Modus“ wird entsprechend von der nachgeschalteten Hardware unterstützt.

[3] Dieses und das folgende Diagramm entstammen dem TIMM-Projekt (The INTEGRAL-Mass-Modell) der *University of Southampton*.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Bildsynthese anhand der Information aus jeweils nur einem der beiden Detektorsysteme — der Schwerpunkt der Simulationen lag allerdings deutlich beim Verhalten von PICsIT. Da außer der Compton-Streuung *zwischen* den beiden Detektoren natürlich auch Compton-Streuung *innerhalb* der Detektoren auftritt, kann ein einzelnes Photon im selben Detektorsystem mehrfach nachgewiesen werden. Dieser Effekt ist jedoch bei PICsIT — vor allem wegen des fast zwanzigfachen Detektorvolumens — sehr viel ausgeprägter als bei ISGRI und wird im folgenden Abschnitt untersucht.

7.3 Mehrfachereignisse im PICsIT-Detektorsystem

7.3.1 Klassifizierung der Streuereignisse

Die in einem CsI-Kristall Compton-gestreuten Photonen wechselwirken mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein weiteres Mal in einem zweiten CsI-Pixel. Verliert ein gestreutes Photon bei der zweiten Wechselwirkung seine gesamte Restenergie, so spricht man von einem **Doppelereignis** (engl.: *double event*). Das zuerst getroffene Detektorpixel sei als **Primärpixel**, das als zweites getroffene als **Sekundärpixel** bezeichnet. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Doppelereignissen ist abhängig von der Energie des einfallenden Photons verschiedentlich untersucht worden, z.B. von Malaguti und Di Cocco (1996), deren Daten Abbildung 7.7 zugrunde liegen.

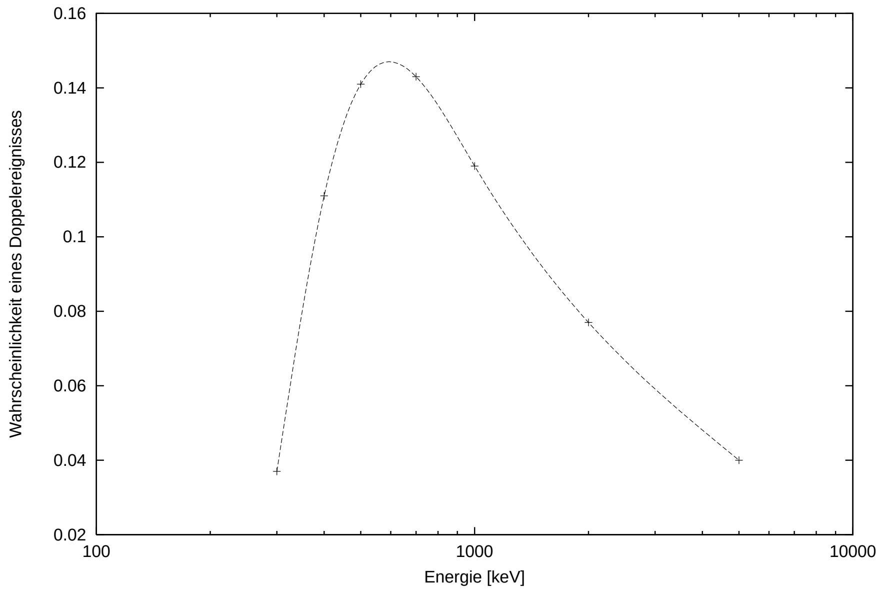


Abbildung 7.7: Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Doppelereignissen in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons. Die eingezeichnete Kurve repräsentiert eine kubische Spline-Interpolation der Daten.

In der Abbildung ist zu erkennen, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Doppelereignissen bei circa 600 keV ein Maximum aufweist und dort mit rund 15% einen nicht zu vernachlässigenden Anteil der einfallenden Photonen ausmacht. Es stellt sich die Frage, inwieweit der Versuch lohnt, die Information aus den Doppelereignissen für die Bildsynthese zu nutzen. Der Haken besteht dabei darin, daß sich bei einem Doppelereignis nicht sicher feststellen läßt, welches der beiden wechselwirkenden Detektorpixel das Primär- und welches das Sekundärpixel ist.

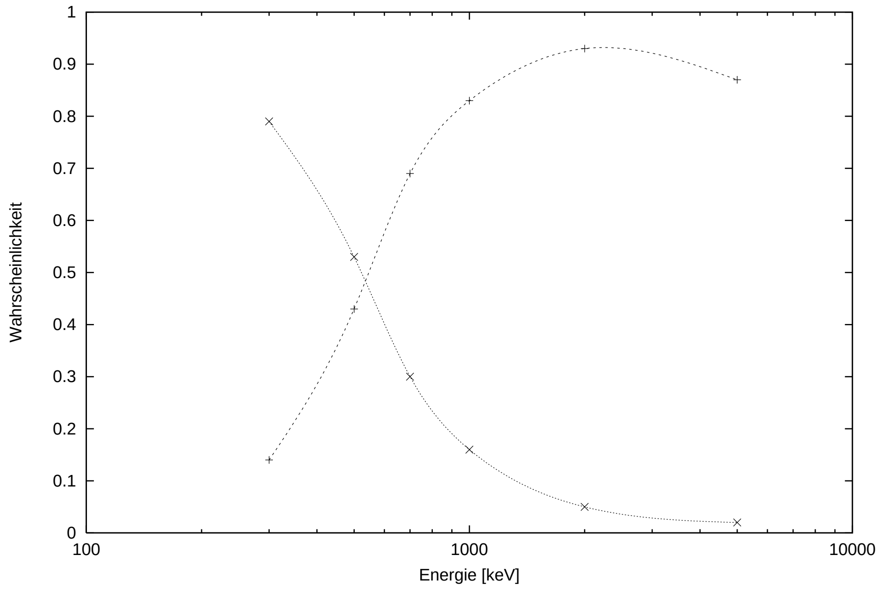


Abbildung 7.8: Wahrscheinlichkeiten dafür, daß das Pixel mit der größeren Energieaufnahme (+) bzw. mit der kleineren Energieaufnahme (×) bei einem Doppelereignis Primärpixel ist. Daten aus Malaguti und Di Cocco (1996); die eingezeichneten Kurven entsprechen kubischen Spline-Interpolationen der Daten.

In Abhängigkeit von der in den beiden am Doppelereignis beteiligten Detektorpixeln deponierten Gesamtenergie lassen sich die Wahrscheinlichkeiten dafür ermitteln, daß entweder das Pixel mit dem kleineren oder aber das mit dem größeren Energieanteil aus den zwei Wechselwirkungen Primärpixel ist. Diesen Zusammenhang veranschaulicht Abbildung 7.8. Anzumerken ist hierbei, daß der kleinere Energiebetrag nicht detektiert wird, sobald er die Nachweisschwelle von ca. 100 keV unterschreitet; aus diesem Grund addieren sich die Wahrscheinlichkeiten der Energiebeträge in Abbildung 7.8 nicht exakt zu eins auf.

Die jeweils größere Wahrscheinlichkeit legt man nun bei dem Versuch zugrunde, die Position des Primärpixels aus den abgegebenen Energien zu schätzen. Schlimmstenfalls — wenn beide Wahrscheinlichkeiten gleich hoch sind — macht man einen Fehler von etwa 50%, günstigstenfalls sind nur ungefähr 10% der geschätzten Positionen verkehrt. Aus den zwei Wahrscheinlichkeiten des Stattfindens eines Doppelereignisses und eines Mißerfolgs beim Schätzen des entsprechenden Primärpixels läßt sich eine Gesamtwahrscheinlichkeit für das Auftreten falsch ermittelter Positionen von Doppelereignissen einer bestimmten Energie ermitteln. Nun unterscheiden sich allerdings die falsch ermittelten Positionen noch hinsichtlich ihrer „Falschheit“ voneinander, da das Sekundärpixel eines Doppelereignisses nicht direkt an das Primärpixel grenzen muß.

Abbildung 7.9: Definition von Vierer-Nachbarschaft (links) und Achter-Nachbarschaft (rechts).

Definition 7.1 *Ein Sekundärpixel sei als* direkt benachbart *zum Primärpixel bezeichnet, wenn es benachbart im Sinne der Achter-Nachbarschaft ist (Abb. 7.9 nach* Jähne *1991), als* benachbart von n-ter Ordnung*, wenn es auf dem n-ten „konzentrischen Quadrat“ um das Primärpixel liegt (siehe Abb. 7.10).*

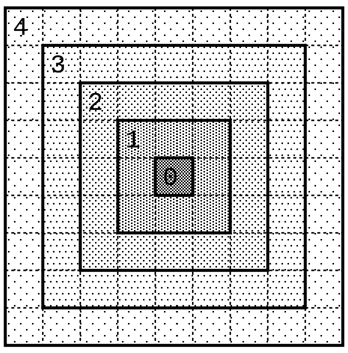


Abbildung 7.10: Zur Definition der Nachbarschaftsordnung.

Zwar ist die Wahrscheinlichkeit für eine direkte Nachbarschaft in PICsIT am größten, diese sinkt aber bei hohen Energien bis unter 60% ab, so daß die „indirekten" Nachbarschaften höherer Ordnung nicht vernachlässigbar sind.

7.3.2 Modellierung von Doppelereignissen in PICsIT

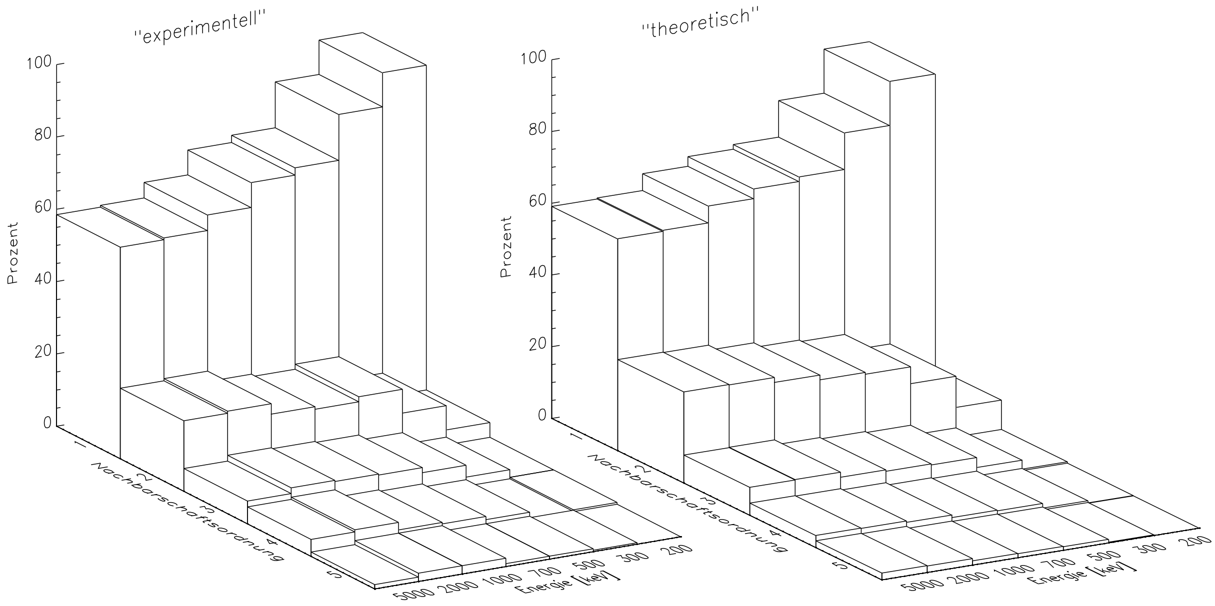


Abbildung 7.11: Das linke Diagramm veranschaulicht Monte-Carlo Daten der PICsIT-Gruppe. Eine angepaßte radialsymmetrische Modellfunktion liefert in einer CMTS-Simulation die im rechten Diagramm gezeigten Werte. Siehe auch Text.

Die von der PICsIT-Gruppe „experimentell" anhand von Monte-Carlo-Simulationen gefundene Energieabhängigkeit der Streuereignisverteilung auf Pixel verschiedener Nachbarschaftsordnung ist in Abbildung 7.11 links dargestellt. Aus diesen Daten wurde zur Verwendung im CMTS-Paket eine radialsymmetrische Verteilungsfunktion abgeleitet, welche in CMTS-Simulationen die von der PICsIT-Gruppe vorhergesagte Verteilung der Streuereignisse gut reproduziert. Dazu wurde zunächst einfach ein exponentieller Abfall der Wahrscheinlichkeit eines Sekundärereignisses mit dem Abstand vom Primärpixel angenommen.

$$f(x) = (x + a)^{-n} \tag{7.1}$$

Dabei sind sowohl die $-n$-te Potenz als auch die Verschiebung a der Funktion in X-Richtung energieabhängig und in geeigneter Weise zu modellieren, um eine gute Anpassung an die gemessene Verteilung zu erreichen.

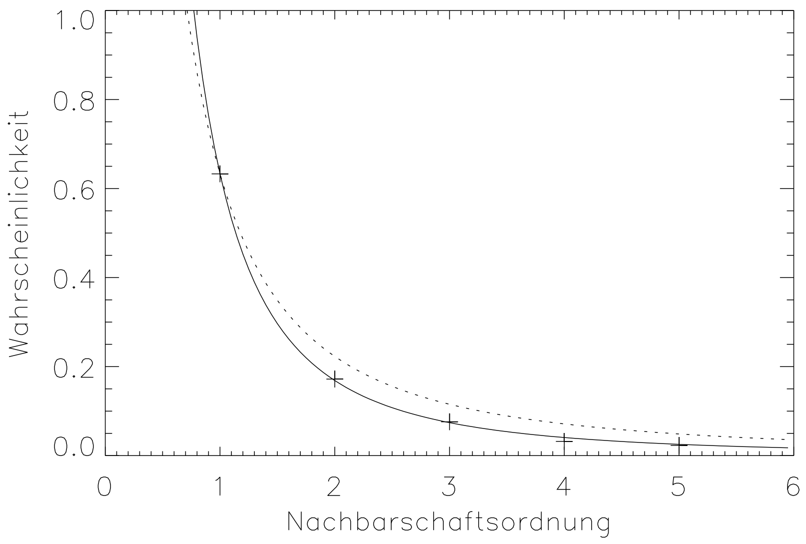


Abbildung 7.12: Schnitt durch Abbildung 7.11 links bei 1000 keV. Die Kreuze repräsentieren die Daten der PICsIT-Gruppe, die beiden eingezeichneten Kurven angepaßte Modellfunktionen des Typs $f(x) = (x + a)^{-n}$. Siehe auch Text.

Abbildung 7.12 soll das weitere Vorgehen an einem einzelnen Datensatz der PICsIT-Gruppe verdeutlichen (es wurde willkürlich jener bei 1000 keV ausgewählt). Unter der Annahme, daß diese Daten in erster Näherung eine radialsymmetrische Verteilung repräsentieren, besteht eine praktikable Möglichkeit der Anpassung von $f(x)$ an die Daten darin, die Funktion zunächst an den Meßwert mit dem kleinsten statistischen Fehler zu koppeln, also den Wert mit der vergleichsweise größten Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Sekundärereignisses. Dieser Wert repräsentiert stets den Fall, daß das Sekundärereignis in einem direkt benachbarten Detektorpixel (Nachbarschaftsordnung 1) stattfindet. Mit der Definition $b := f(1)$ folgt dann:

$$b = (1 + a)^{-n} \;\Leftrightarrow\; b^{-\frac{1}{n}} = 1 + a \;\Leftrightarrow\; a = b^{-\frac{1}{n}} - 1 \; . \tag{7.2}$$

Des weiteren soll als Randbedingung das Integral

$$\int\limits_1^\infty f(x)\, dx = F(\infty) - F(1) = 1 \tag{7.3}$$

gleich eins sein, mit anderen Worten die Wahrscheinlichkeit 100%, daß das Sekundärereignis *irgendwo* auftritt. Die Stammfunktion von $f(x)$ findet sich zu

$$F(x) = \frac{1}{-n+1}\,(x + a)^{-n+1} \; . \tag{7.4}$$

Damit ergibt sich

$$F(\infty) - F(1) = -\frac{1}{-n+1}\,(1 + a)^{-n+1} = 1 \; .$$

Mit Gleichung 7.2 folgt

$$\frac{1}{n-1}\, b^{1-\frac{1}{n}} - 1 = 0\ . \tag{7.5}$$

Somit ist $f(x)$ aus dem Ansatz der Gleichung 7.1, der Kopplung an b über Gleichung 7.2 und der durch Gleichung 7.3 gegebenen Randbedingung eindeutig allein aus dem Wert von b bestimmbar: n wird numerisch per Nullstellensuche aus Gleichung 7.5 ermittelt, worauf a direkt aus Gleichung 7.2 abgelesen werden kann.

Durchführung dieser Anpassung für die in Abbildung 7.12 gewählten Daten liefert einen Funktionsverlauf, wie durch die in der Abbildung eingetragene gepunktete Linie veranschaulicht. Offensichtlich sollte für eine bessere Anpassung der Exponent aus Gleichung 7.1 etwas kleiner gewählt werden. Dies läßt sich erreichen, indem ad hoc ein zusätzlicher Term b^n in Gleichung 7.5 eingefügt wird. Damit ist der Exponent durch die Nullstelle von

$$\frac{1}{n-1}\, b^{1-\frac{1}{n}} + b^n - 1 = 0 \tag{7.6}$$

festgelegt, was — erneut angewendet auf die Daten — zu der durchgezogenen Linie in Abbildung 7.12 führt. Ähnlich gute Anpassungen ergeben sich mit diesem Modell über den gesamten Energiebereich des PICsIT-Detektorsystems.

In der CMTS-Detektorsimulation von PICsIT wird für jedes Primärereignis anhand eines zufällig ausgewählten Ordinatenwertes y mit $0 < y \leq b$ aus der Umkehrfunktion von Gleichung 7.1 der Abszissenabschnitt bzw. Radius errechnet, an dem das entsprechende Sekundärereignis stattfindet. Der zugehörige Winkel wird gleichfalls zufällig gewählt. In Simulationen mit typischerweise einigen tausend Doppelereignissen ergeben sich auf der Basis dieses Modells energieabhängige Verteilungen auf die einzelnen Nachbarschaftsordnungen, die gut mit den vorgegebenen Daten übereinstimmen, wie in Abbildung 7.11 rechts gezeigt.

7.3.3 Berücksichtigung von Doppelereignissen und Bildqualität

Um zu einer Einschätzung zu gelangen, wie sich die Berücksichtigung von Doppelereignissen in PICsIT auf die Bildsynthese bei IBIS auswirkt, wurden verschiedene Simulationsreihen durchgeführt.

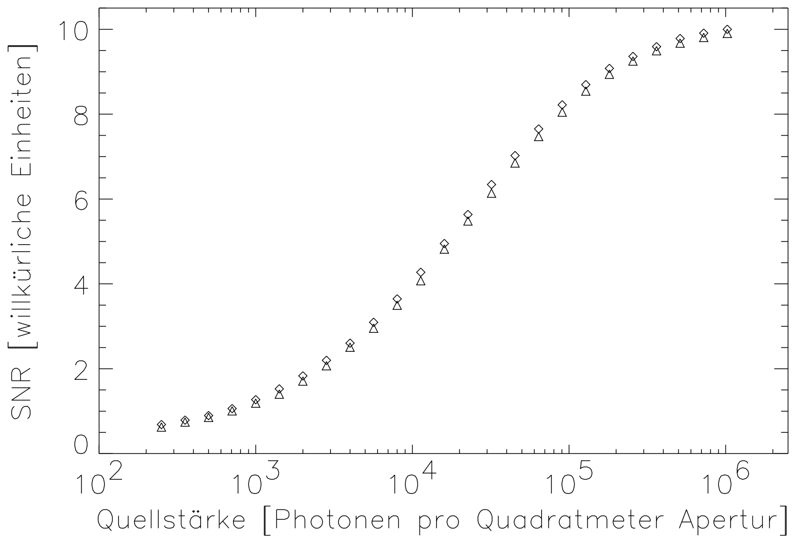


Abbildung 7.13: Simulierte SNRs gleichstarker Punktquellen im FCFOV von IBIS ohne (◇) und mit (△) Berücksichtigung von Doppelereignissen bei variierter Intensität.

In Abbildung 7.13 ist die mittlere SNR zweier gleichstarker und bei Abwesenheit zusätzlichen Rauschens simulierter Punktquellen gegen deren Intensität aufgetragen. Die Rauten ($\diamond$) repräsentieren dabei SNR-Werte, die ausschließlich auf der Auswertung von Einzelereignissen beruhen, die Dreiecke ($\triangle$) hingegen SNR-Werte, denen *zusätzliche* Doppelereignisse zugrunde liegen (insgesamt 10% zusätzliche Doppelereignisse, davon je die Hälfte korrekt und falsch auf Primär-/Sekundärpixel verteilt). Die Bildsynthese erfolgte durch Kreuzkorrelation mit der entsprechend modifizierten MURA-Apertur von IBIS (vgl. Abschnitt 2.5.8) und Balancierung; die SNRs wurden nach der Formel

$$\mathrm{SNR} = \frac{\text{Signal über Hintergrund}}{\sigma_{\text{Hintergrund}}}$$

bestimmt[4]. Der zunächst nur zögerliche Anstieg der SNR in Abbildung 7.13 erklärt sich aus der schlechten Statistik bei niedrigen Intensitäten. Die registrierten Photonen markieren hier nur unzulänglich die Aperturlöcher in ihrer Projektion auf die Detektorebene. Mit steigender Intensität werden die „Markierungen“ besser, doch aufgrund des vorherrschenden Kodierungsrauschens (vgl. Abschnitt 2.3) steigt die SNR nicht unbegrenzt mit der Quellstärke, sondern läuft in eine durch das HNV der Apertur limitierte Sättigung, wie ebenfalls in Abbildung 7.13 erkennbar ist.

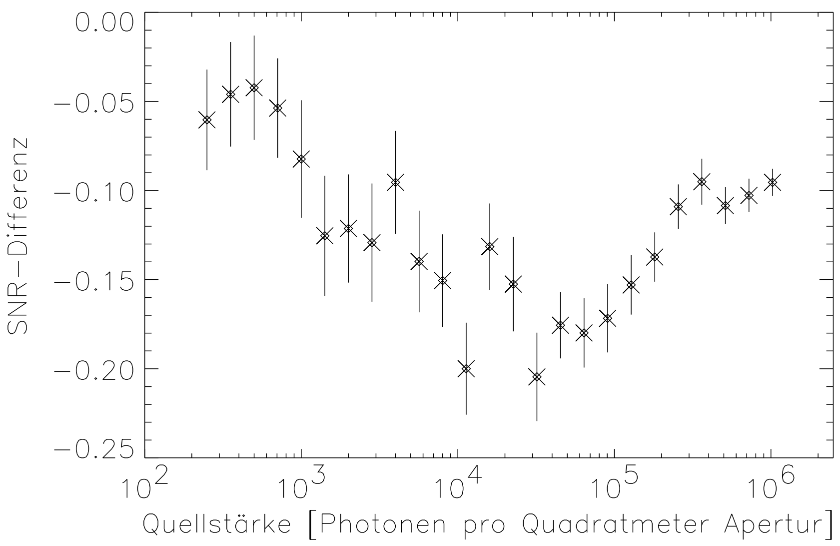


Abbildung 7.14: Simulierte SNR-Differenzen zwischen gleichstarken Punktquellen im FCFOV von IBIS ohne und mit Berücksichtigung von Doppelereignissen.

Entscheidend für die Auswirkung der zusätzlich berücksichtigten Doppelereignisse auf die SNR ist jedoch die Art der Ermittlung des Quellsignals. Bei jeweils alleiniger Berücksichtigung des Signals desjenigen Bildpixels, auf das die Punktquelle theoretisch abgebildet wird, ergeben sich die in Abbildung 7.13 gezeigten SNRs bzw. die in Abbildung 7.14 dargestellten SNR-Differenzen. Bei dieser Betrachtung liegen die SNRs für den Fall zusätzlich berücksichtigter Doppelereignisse stets unter denen der „unverfälschten“ Einzelereignisse (die in Abbildung 7.14 eingezeichneten Fehlerbalken basieren auf 1 Sigma Fehlerschätzungen aus

[4] Die Anwendung der SNR-Definition von E. Fenimore liefert bei erhöhtem Rechenaufwand qualitativ vergleichbare Resultate — vergleiche Abschnitt 4.5. Zusätzliches Rauschen in der Simulation führt gleichfalls zu keiner qualitativen Änderung der Resultate.

jeweils fünfzig Simulationen mit unterschiedlichen Startwerten des PZZG). Das Minimum in der Verteilung ist schwer zu deuten, anscheinend gibt es — jedenfalls bei dieser Darstellung — einen Bereich, an dem die zusätzlich berücksichtigten Doppelereignisse sich maximal negativ auswirken. Dieser liegt interessanterweise gerade in dem Abschnitt linearen Anstiegs aus Abbildung 7.13. Es läßt sich vermuten, daß in diesem Bereich die zusätzliche Fehlinformation der falsch zugeordneten Doppelereignisse gegenüber der zusätzlichen Information korrekt zugeordneter Doppelereignisse dominiert. Diese Auffassung ist auch verträglich mit anderen durchgeführten Simulationsreihen bzw. Auswertungen.

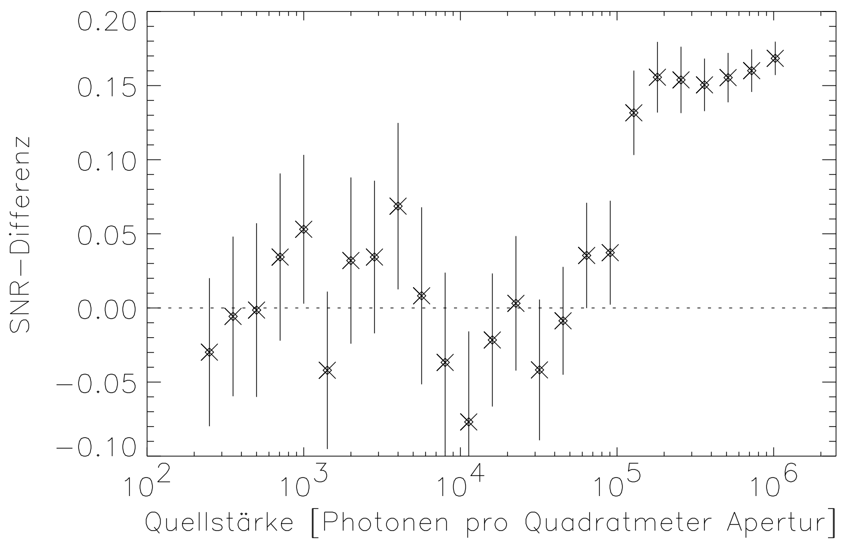


Abbildung 7.15: Simulierte SNR-Differenzen zwischen gleichstarken Punktquellen im FCFOV von IBIS ohne/mit Doppelereignissen — erweiterte Signaldefinition.

Zum Beispiel ändert sich bei Erweiterung der Definition des Signals dahingehend, daß die acht benachbarten Pixel des theoretisch zu erwartenden Punktquellenbildpixels mit zum Signal hinzugezogen werden, die Auswirkung der zusätzlichen Berücksichtigung von Doppelereignissen deutlich. Diese Situation ist in Abbildung 7.15 für den einfachen Fall der Signalbestimmung als Mittelung über jeweils alle neun betreffenden Bildpixel dargestellt. Anstelle des Minimums aus Abbildung 7.14 findet sich hier anfangs eine nicht signifikante Streuung um Null, beim Übergang in den Sättigungsbereich aus Abbildung 7.13 jedoch eine Verbesserung des SNR durch die zusätzliche Berücksichtigung von Doppelereignissen. Dieser Sachverhalt ist vergleichsweise leicht zu erklären:

Wie in Kapitel 6 erörtert, verteilt eine Punktquelle unter idealen Bedingungen in einem CM-Teleskop ihre Leistung auf maximal vier Bildpixel bei Bildsynthese per Korrelation. Doppelereignisse sind nun ein Beispiel für nicht ideale Bedingungen, unter denen die Leistung auf einen ausgedehnten Bereich um das „Zentralpixel“ verschmiert wird. Die Leistung, die im Minimum von Abbildung 7.14 verloren ging, findet sich offensichtlich in den Nachbarpixeln wieder, so daß in Abbildung 7.15 kein solches Minimum auftritt. Bei hinreichend guter Statistik (Erreichen des Sättigungsbereichs) gelangt sogar ausreichend Information in den erweiterten Pixelbereich zur Signalbestimmung, um einen insgesamt positiven Effekt auf die SNR-Bestimmung auszuüben.

7.3.4 Dreifachereignisse und Fazit zu Mehrfachereignissen

Außer Doppelereignissen können auch kompliziertere Streugeometrien auftreten — als nächsthäufiger Fall wäre die zu Dreifachereignissen führende Doppelstreuung zu berücksichtigen. Aufbauend auf das im vorigen Abschnitt vorgestellte Modell zur Bestimmung der Auswirkungen von Doppelereignissen auf die Bildqualität, wurden in entsprechender Weise Dreifachereignisse schlicht als sukzessive Folge zweier Doppelereignisse simuliert, wobei sich die in Abbildung 7.16 veranschaulichten Verteilungen auf die einzelnen Nachbarschaftsordnungen ergaben.

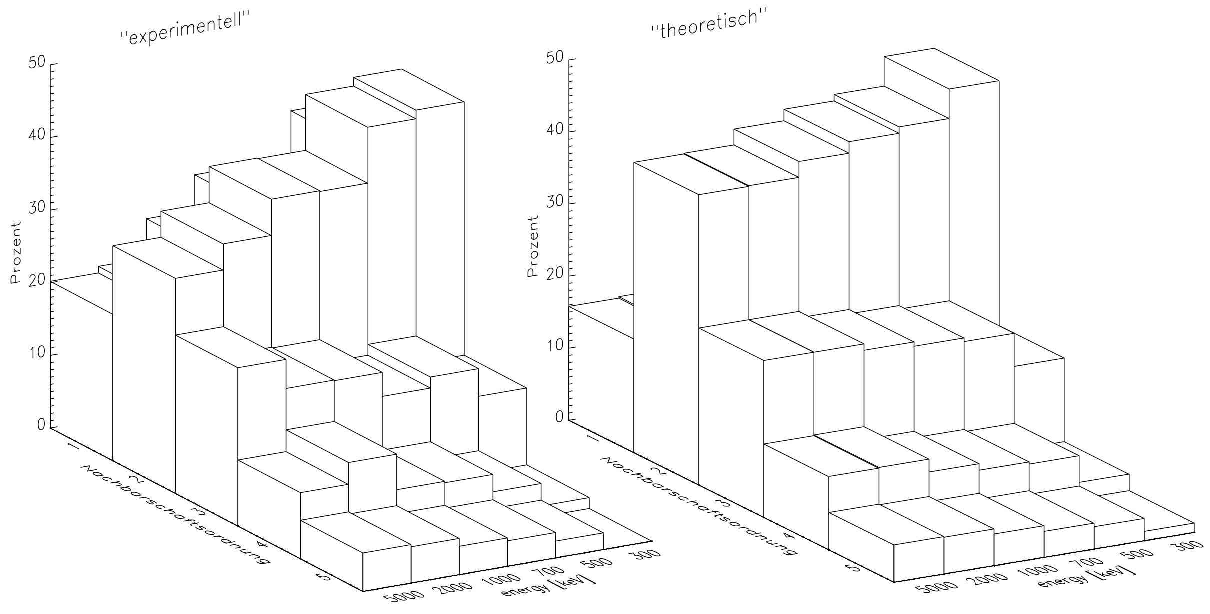


Abbildung 7.16: Das linke Diagramm gibt Daten der PICsIT-Gruppe zu Dreifachereignissen wieder. Simulation von Dreifachereignissen als aufeinanderfolgende Doppelereignisse liefert mit CMTS Werte wie im rechten Diagramm veranschaulicht.

Hierbei ist zu beachten, daß als Nachbarschaftsordnung eines Dreifachereignisses die maximal aufgetretene Nachbarschaftsordnung zwischen den drei möglichen Zweier-Paarungen der drei Ereignisse definiert ist. Die Übereinstimmung des CMTS-Modells mit den Daten der PICsIT-Gruppe ist in diesem Fall nicht so gut wie bei den reinen Doppelereignissen, reicht aber für eine grobe Abschätzung der Auswirkungen auf die Bildqualität aus. Diese Abschätzung ergibt bei typisch 1–2 Prozent zusätzlicher Dreifachereignisse keine Auswirkung auf die Bildqualität hinsichtlich SNRs entsprechend Abschnitt 7.3.3.

Als Fazit läßt sich festhalten, daß der technische Aufwand zur Registrierung respektive Zuordnung von Doppelereignissen beim PICsIT-Detektorsystem für IBIS nur dann lohnt, wenn die zukünftige Bildsynthesesoftware des IBIS-Instruments spezielle Verarbeitungsmodi zur eigenen Berücksichtigung dieser Ereignisse zur Verfügung stellt. Für ein einfaches Korrelationsverfahren — wie für die Untersuchungen dieser Arbeit zu Mehrfachereignissen verwendet — sind die Effekte von Doppelereignissen nahezu vernachlässigbar, je nach Auswertungsmethode sogar im Hinblick auf die Bildgebung eher von Nachteil. Die Einbeziehung von Dreifachereignissen verspricht selbst mit spezieller Software keinerlei Vorteile bei der Bildgebung. Vorstellbar ist allerdings, daß Doppelereignisse in PICsIT bei Bildgebung auf der Basis eines Compton-Modus zwischen beiden Detektorsystemen (ISGRI und PICsIT) von Nutzen sind. Dies wäre ein interessanter Gegenstand zukünftiger Untersuchungen.

7.4 Simulation eines ausgewählten Gesichtsfelds

Im Bestreben, die Bildgebung des IBIS-Instruments anhand einer wirklichkeitsnahen Quellverteilung zu testen, wurde ein circa 16 Quadratgrad großes Feld im Sternbild Schütze um das Objekt CD-23-13745 der Córdoba-Durchmusterung nahe des galaktischen Zentrums ausgewählt und auf das ZRFOV von IBIS zentriert. Die vierzehn Quellen unterschiedlicher Intensität im Feld sind von ROSAT als starke (zum Teil allerdings veränderliche) Röntgenquellen festgestellt worden, wobei die beiden zentralen Quellen „nebulösen“ Charakter haben, also ausgedehnte Quellen repräsentieren, wie in Abbildung 7.17 erkennbar.[5]

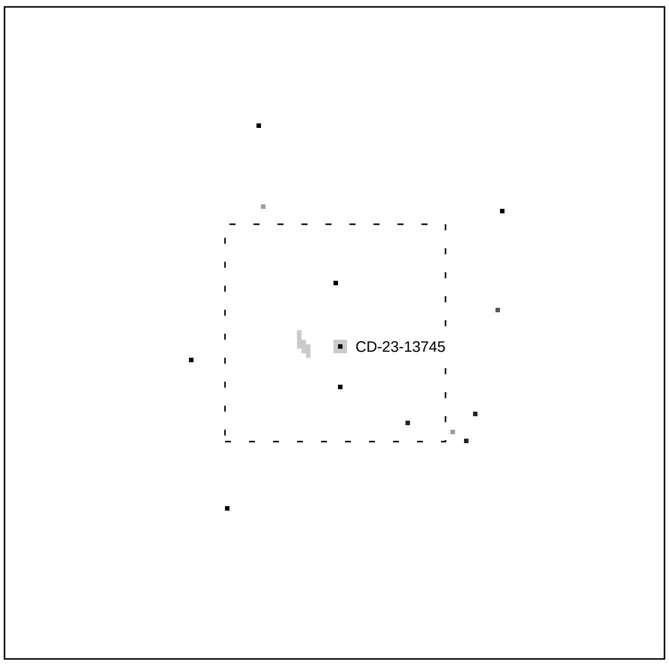


Abbildung 7.17: Realitätsnahes Testbild eines Feldes im Sternbild Schütze um das Objekt CD-23-13745. Das FCFOV von IBIS ist als gestrichelter Rahmen angedeutet.

Um auch Randquellen im ZRFOV zu haben, wurden zusätzlich 200 zufällig über das Gesichtsfeld verteilte Quellen mit jeweils etwa einem fünfzigstel der Intensität der stärksten der ursprünglichen vierzehn Quellen in die Simulation mit einbezogen. Des weiteren wurde ein diffuser Himmelshintergrund simuliert, mit einer integralen Intensität über das gesamte ZRFOV etwa entsprechend der Intensität der stärksten Quelle im Bild.[6]

7.4.1 PICSIT-Simulation

Bei der Simulation zur Bildgebung des PICsIT-Detektorsystems wurde ein zusätzlicher Detektorhintergrund von im Mittel 100 Ereignissen pro Detektorpixel und Sekunde angenommen. Auf eine Simulation von Mehrfachereignissen wurde bei diesem Test verzichtet. Die zugrunde gelegte Belichtungszeit betrug eine Sekunde;[7] die Bildsynthese erfolgte per Kreuzkorrelation mit der modifizierten MURA-Apertur (vgl. Abschnitt 2.5.8) und Balancierung.

[5] In der Realität ist allerdings nicht zu erwarten, daß sämtliche ROSAT-Quellen dieser rein exemplarischen Simulation gleichfalls im höherfrequenten Energiebereich von IBIS sichtbar sein werden.

[6] Die stärkste simulierte Quelle liefert im Mittel 100 000 Photonen pro Quadratmeter Apertur und Sekunde, davon erreicht etwa ein Fünftel den Detektor.

[7] Reale Integrations- bzw. Pointierungszeiten des INTEGRAL-Satelliten werden 10^3 s und mehr betragen.

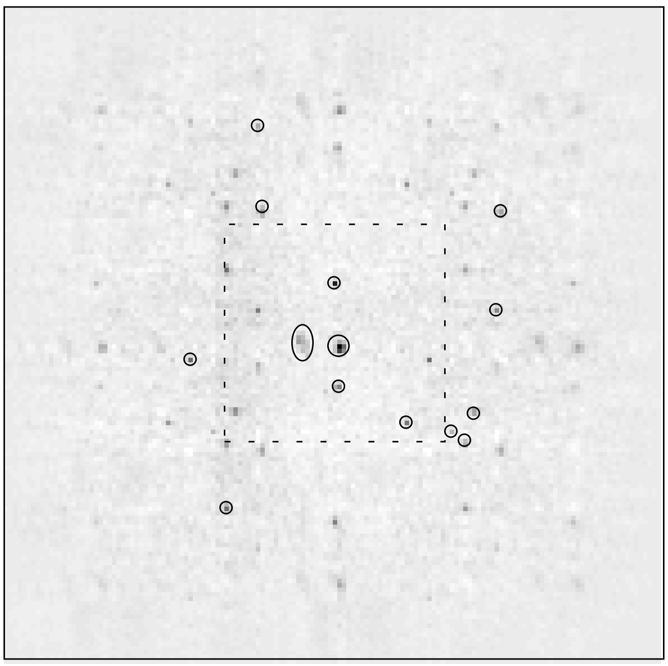


Abbildung 7.18: Synthetisiertes Bild aus einer PICsIT-Simulation des Testbilds inklusive zusätzlichen Detektorrauschens von im Mittel 100 „counts“ pro Detektorpixel.

Wie in Abbildung 7.18 zu erkennen ist, wurden alle vierzehn Quellen inklusive der beiden ausgedehnteren gut aufgelöst, allerdings trüben die vielen Geisterquellen das ansonsten schöne Ergebnis. Dies wird bei 3D-Visualisierung des Bildes noch deutlicher:

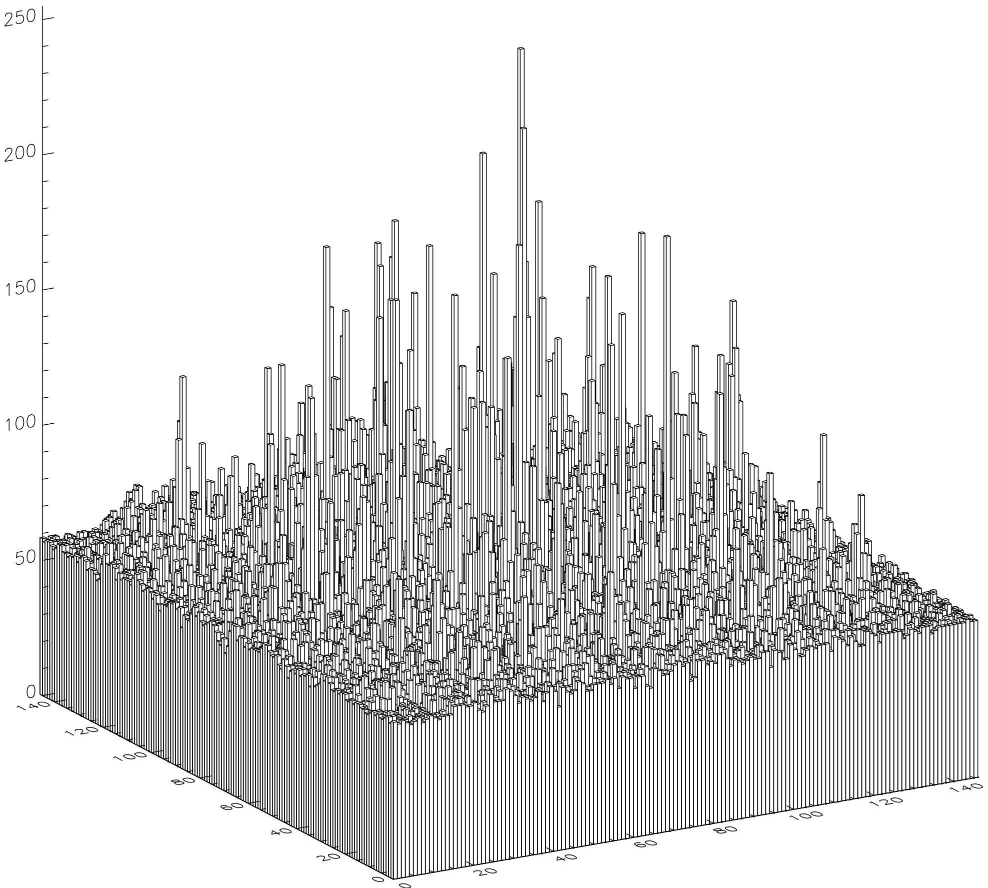


Abbildung 7.19: 3D-Darstellung des rekonstruierten Testbilds aus der PICsIT-Simulation.

In Abbildung 7.19 lassen sich nun gut die Höhen der Geisterpeaks in der vorliegenden Skalierung[8] ablesen. Anhand dieser Darstellung fällt es daher entsprechend leicht, geeignete Konturlevel für eine weitere Visualisierung auszuwählen.

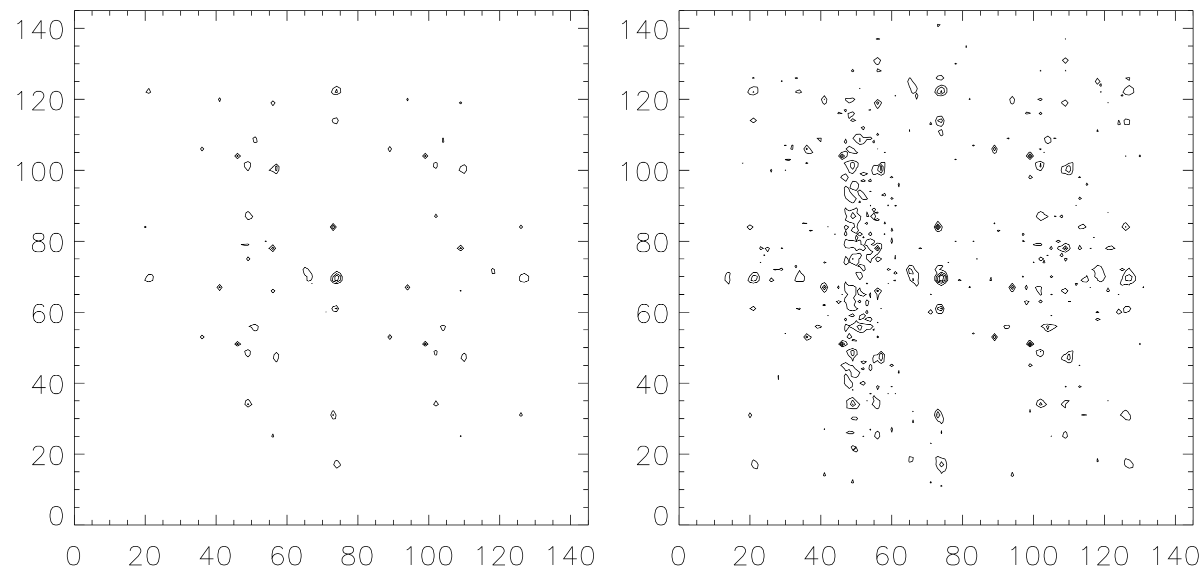


Abbildung 7.20: Darstellung des rekonstruierten Testbilds aus der PICsIT-Simulation in Form zweier Konturplots (Level links: 105,155,205; Level rechts: 80,120,160,200).

Im linken Konturplot aus Abbildung 7.20 sind neben den vierzehn „echten" Quellen zahlreiche Geisterquellen erkennbar, welche am Rand des FCFOV — besonders am linken — konzentriert aufzutreten scheinen. Dieser Effekt tritt im rechten Konturplot der Abbildung durch das niedrigere erste Konturlevel deutlicher hervor und ist typisch für Bildgebung mit replizierten URA- oder MURA-Aperturen in nicht kollimierten Konfigurationen.

7.4.2 ISGRI-Simulation

Bei der Simulation der identischen Quellverteilung (Abbildung 7.17) mit ISGRI, dem CdTe-Detektorsystem des IBIS-Instruments, wurden hinsichtlich des Himmelshintergrunds die gleichen Annahmen gemacht, wie für die Simulation mit PICsIT. Als Detektorhintergrund wurden wegen der kleineren ISGRI-Pixel jedoch nur 25 Ereignisse pro Detektorpixel und Sekunde angenommen, was jedoch die gleiche Hintergrundrate pro Fläche ergibt. Dies ist insofern unrealistisch, als man sich vom CdTe-Detektor ein sehr viel besseres Rauschverhalten als vom CsI-Detektor verspricht. Die Bildsynthese erfolgte wie bei PICsIT durch balancierte Kreuzkorrelation, allerdings wegen der höheren Detektorauflösung in diesem Falle mit Finesampling (in X- und Y-Richtung jeweils um den Faktor zwei).

Abbildung 7.21 unterscheidet sich trotz der höheren Auflösung nicht allzu sehr von Abbildung 7.18. Die vierzehn Testquellen sind alle gut aufgelöst, doch die Zahl der Geisterquellen ist von der Auflösung nahezu unabhängig. Zum besseren Vergleich der beiden Simulationen ist in Abbildung 7.22 der erste Konturplot zur PICsIT Simulation einem Konturplot mit gleichen Leveln der ISGRI-Simulation gegenübergestellt.

[8] der in dieser Arbeit übliche Grauwertumfang von einem Byte

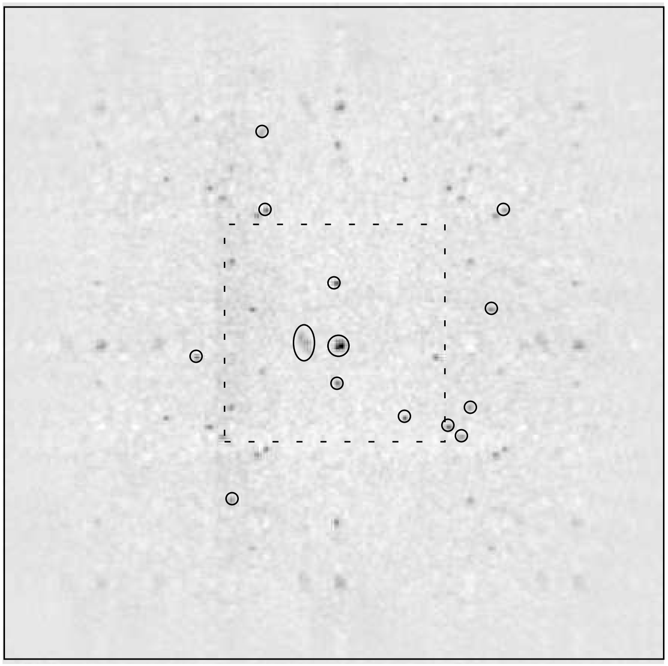


Abbildung 7.21: Synthetisiertes Bild aus einer ISGRI-Simulation des Testbilds inklusive zusätzlichen Detektorrauschens von im Mittel 25 „counts“ pro Detektorpixel.

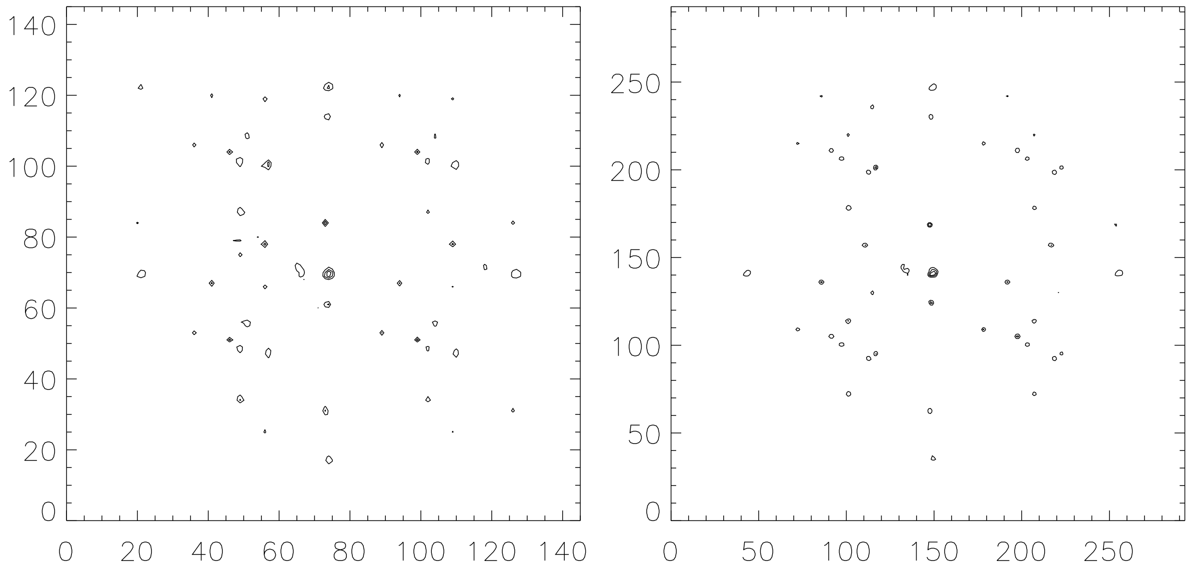


Abbildung 7.22: Gegenüberstellung zweier Konturplots mit gleichen Konturleveln aus PICsIT- (links) und ISGRI-Simulation (rechts).

Auch hier zeigen sich keine großen Differenzen. Bei der ISGRI-Simulation fallen einige wenige der im PICsIT-Plot sichtbaren Geisterquellen unter das niedrigste Konturlevel, einige andere erscheinen aufgrund der höheren Auflösung nunmehr als zwei Einzelquellen. Kaum wahrzunehmen ist in den Abbildungen der geringfügige Größenunterschied der Blickfelder des ISGRI- und des PICsIT-Systems. Aufgrund des größeren Abstands von der Apertur weist das PICsIT-System das kleinere Blickfeld auf. Dieser Projektionseffekt sollte sich prinzipiell vorteilhaft hinsichtlich der PSLA des Gesamtinstruments ausnutzen lassen.

Kapitel 8

Optimierung von Zufallsaperturen

Wird in der Literatur von einer „Zufallsapertur“ (engl.: *random mask* oder auch *random array*) geschrieben, so ist in aller Regel eine Apertur gemeint, die aus einem Ensemble zufällig generierter Aperturen anhand einer oder mehrerer Randbedingungen ausgewählt wurde. Aus diesem Grunde sind solche „Zufallsaperturen“ genau genommen alles andere als zufällig, und in ihrem bildgebenden Verhalten maßgeblich vom Auswahlprozeß bestimmt, weshalb ich sie mit dem Akronym ORA (für engl.: *optimized random array*) bezeichne. ORAs haben eine Reihe von Vorteilen gegenüber URAs und damit verwandten Aperturkodes, wie zum Beispiel MURAs:

+ Es sind gute Abbildungseigenschaften erzielbar, insbesondere für Box-Kameras.
+ Aperturkodes jeglicher Geometrie sind realisierbar;
+ desgleichen Aperturkodes jeglicher OF.
+ Die Aperturkodes lassen sich durch geeignete Randbedingungen an das jeweilige Instrument bzw. die jeweilige Beobachtungsaufgabe anpassen.

Gerade der letzte Punkt sollte nicht unterschätzt werden und steht für eine Flexibilität, die mit perfekten Aperturkodes nicht erreicht werden kann. Diese Flexibilität wird mit folgenden Nachteilen erkauft:

– Die Abbildungseigenschaften von ORAs sind im Gegensatz zu URAs in kollimierten Mosaik-Kameras nicht perfekt.
– Eine für spezielle Beobachtungsaufgaben angepaßte Apertur kann für andere Aufgaben beliebig schlecht geeignet sein.
– Der Rechenaufwand zur Erstellung guter ORAs ist selbst für kleine Aperturen mit vergleichsweise wenigen Elementen enorm.

Aus dem letzten Punkt dieser Liste läßt sich vorhersagen, daß mit dem Aufkommen immer leistungsstärkerer Computeranlagen der Einsatz von ORAs zunehmen wird, ein Trend, der sich ja in Tabelle 3.1 bereits abzeichnet. Wie schnell die zur Verfügung stehenden Computer jedoch auch sein mögen, erste Voraussetzung für effizientes Arbeiten werden bei Kalkulationen dieser Größenordnung stets leistungsfähige Algorithmen bleiben.

8.1 Ein Algorithmus zur Auffindung geeigneter ORAs

Ein naheliegendes und vielgenutztes Kriterium zur Auswahl einer geeigneten Apertur aus einem Sample von Zufallsaperturen besteht in der Analyse der OF-Verteilung ihrer Subaperturen (vergleiche die in Kapitel 3 angegebene Literatur zu CM-Teleskopen mit ORAs). Diesem Kriterium zufolge ist eine Apertur umso besser für das jeweilige System geeignet, je genauer ihre Subaperturen einer vorgegebenen OF-Verteilung (im einfachsten Fall schlicht der OF der Gesamtapertur) entsprechen. Bei Konfigurationen von CM-Teleskopen mit Aperturen, die ein Vielfaches der Detektorfläche umfassen, bietet es sich im Falle unkollimierter Systeme wie IBIS an, zur Analyse der OF-Verteilung ausschließlich die Subaperturen von Detektorgröße heranzuziehen. In dieser Form wird das beschriebene Kriterium auch vom hier vorgestellten Algorithmus genutzt, mit der Motivation, daß jede Quelle, die eine vollständige Subapertur auf den Detektor abbildet, dort eine äquivalente Anzahl Photonen deponiert.

Ein einfacher erster Ansatz, eine solche Suche zu implementieren, besteht darin, mit Hilfe eines PZZG sukzessive ein Sample von Zufallsaperturen zu generieren und für jede Apertur die OF aller Subaperturen von Detektorgröße zu bestimmen. Dieser Ansatz hat zwei entscheidende Nachteile:

1. Die Information einmal aufgefundener „guter“ Aperturen wird bei der weiteren Suche nicht genutzt.
2. Für jede generierte Zufallsapertur müssen die OFs aller Subaperturen von neuem berechnet werden.

Beide Nachteile lassen sich in einem zweiten Ansatz dadurch umgehen, daß

1. die jeweils aufgefundene Apertur als Ausgangspunkt der weiteren Suche dient, indem sie geringfügigen Modifikationen unterworfen wird, und
2. direkt auf der Basis dieser Modifikationen die OFs der neuen Subaperturen aus den OFs der jeweils vorhergehenden Subaperturen berechnet werden.

Dies allgemeine Schema wurde verwirklicht, indem auf der Grundlage einer Zufallsapertur

1. die besagte geringfügige Modifikation für jeden Schritt der Suche als einfache paarweise Vertauschung zweier ungleicher[1] Aperturelemente erfolgt, und
2. die für die grundlegende Zufallsapertur ermittelten OFs in einer Tabelle vorgehalten und lediglich entsprechend der jeweils erfolgten Vertauschung umgerechnet werden.

Der eigentliche „Trick“ des Algorithmus' besteht allerdings in der Verwendung einer sogenannten „Look-Up-Tabelle“ für die Zuordnung von Subaperturen auf Aperturelemente bzw. umgekehrt. In dieser Tabelle ist für jedes Aperturelement vermerkt, welche Subaperturen von einer Änderung dieses speziellen Aperturelements betroffen sind. Bei einer Vertauschung braucht also nur in der Look-Up-Tabelle nachgeschlagen werden, welche Einträge in der eigentlichen OF-Tabelle zu erniedrigen bzw. zu erhöhen sind. Diese Form der Implementation kommt demzufolge praktisch ohne Rechnung aus, es wird lediglich in Tabellen nachgeschlagen und inkrementiert bzw. dekrementiert, was die Abfrage des Optimierungskriteriums gegenüber Implementationen mit Rechenoperationen dramatisch beschleunigt. Auf einem P100-System können mit diesem Verfahren in wenigen Minuten alle über 40 Millionen möglichen paarweisen Vertauschungen innerhalb einer 95×95 Apertur untersucht werden.

[1] also Vertauschung eines offenen mit einem geschlossenen Aperturelement oder umgekehrt

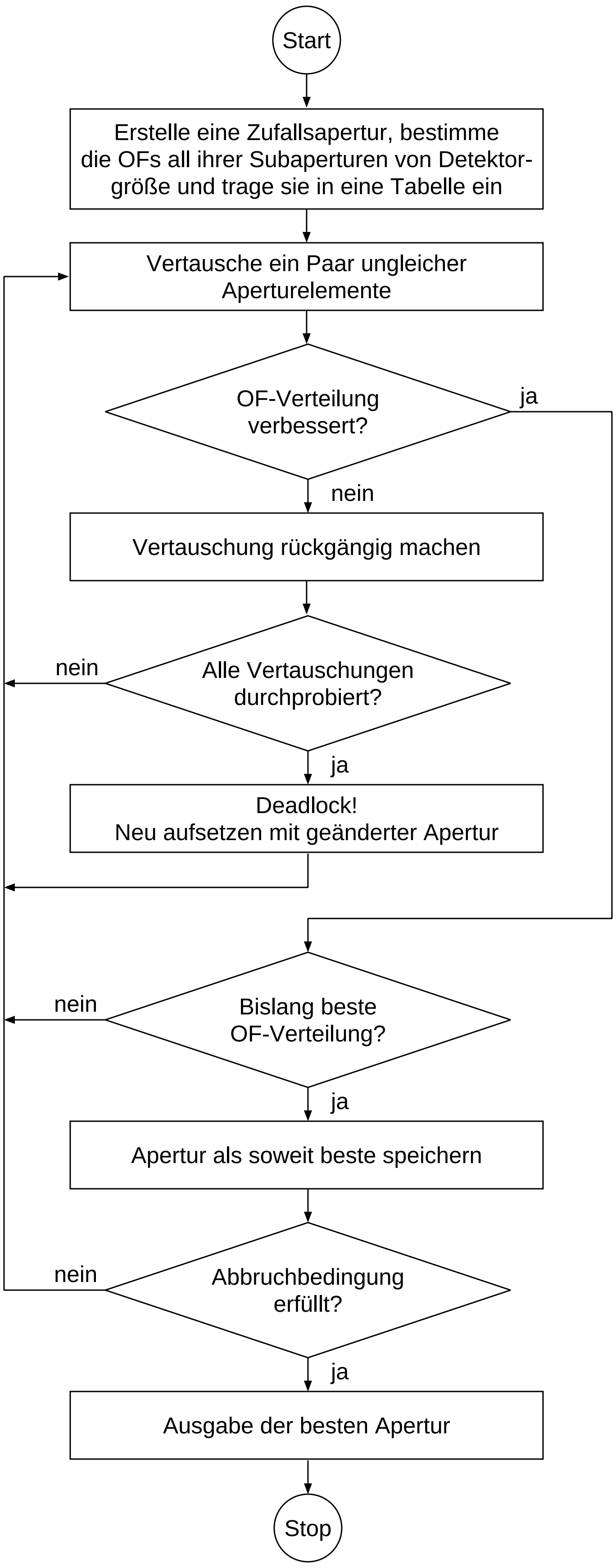


Abbildung 8.1: Flußdiagramm des ORA-Suchalgorithmus. (Erläuterungen im Text.)

Abbildung 8.1 zeigt das Ablaufdiagramm der ORA-Suche. Begonnen wird die Suche mit einer Zufallsapertur, innerhalb derer so lange paarweise Aperturelemente vertauscht werden, bis entweder eine Verbesserung der OF-Verteilung erreicht worden ist oder alle möglichen Vertauschungen getestet wurden.

Im ersten Fall wird die Apertur gespeichert (sofern nicht vor einem eventuell stattgefundenen Neuaufsetzen bereits eine bessere gefunden wurde) und wieder mit den Vertauschungen begonnen, im zweiten Fall ist eine sogenannte „Deadlock“-Situation eingetreten, bei der durch keine der möglichen paarweisen Vertauschungen noch eine Verbesserung erreicht werden kann. In der vorliegenden Form des Algorithmus' wird daraufhin zufällig eine dieser „ungünstigen“ paarweisen Vertauschungen durchgeführt und das Verfahren mit der so geänderten Apertur von neuem begonnen (neu aufgesetzt). Auf diese Weise wird zwar mit einer in aller Regel hinsichtlich des Suchkriteriums drastisch schlechteren, aber gewissermaßen „vorsortierten“ Apertur weitergearbeitet, also Information in die nächste Iteration „gerettet“ [2].

Jedesmal, wenn an einer Apertur eine Verbesserung erzielt werden konnte, wird eine Abbruchbedingung abgefragt, z.B. einfach das Überschreiten eines Schleifenzählers oder das Erreichen eines bestimmten Prozentsatzes „guter“ Subaperturen (der Algorithmus bricht in jedem Fall ab, wenn alle Subaperturen das Suchkriterium erfüllen). Bei Erreichen der Abbruchbedingung wird die bis zu diesem Punkt optimierte, „beste“ Apertur ausgegeben.

8.2 Erste Ergebnisse

Der Algorithmus wurde im wesentlichen an zwei Apertur-/Detektorkombinationen erprobt, und zwar zum einen an der Konfiguration einer 25×21 Apertur mit 13×11 Detektor, wie sie insbesondere in Kapitel 6 benutzt wurde (Konfiguration 1, vergleiche auch Seite 5.6), zum anderen an der zum IBIS-Instrument kompatiblen Konfiguration mit einer 95×95 Apertur und Subaperturen entsprechend der Größe der beiden Detektorsysteme des Instruments (PICsIT bzw. ISGRI, Konfiguration 2). Suchkriterium war in beiden Fällen die Auffindung möglichst vieler Subaperturen mit der OF der Gesamtapertur von 50%.

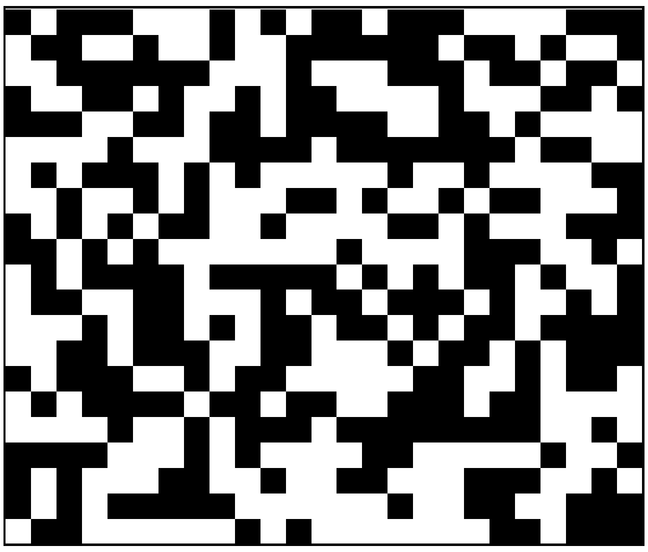


Abbildung 8.2: Das für Konfiguration 1 gefundene ORA

[2] Die Erfahrung mit diesem Verfahren zeigt, daß aus der geänderten Apertur meist nach vergleichsweise wenigen Iterationen wieder eine Apertur von der der Änderung vorangegangenen Qualität hervorgeht.

Konfiguration 1 weist 143 Subaperturen von Detektorgröße auf, und in der Gesamtapertur sind 137 550 paarweise Vertauschungen möglich. Bei Konfiguration 2 gibt es 1849 Subaperturen von Detektorgröße (entsprechend 53 × 53 Aperturelementen) und 40 720 800 mögliche paarweise Vertauschungen innerhalb der Gesamtapertur.

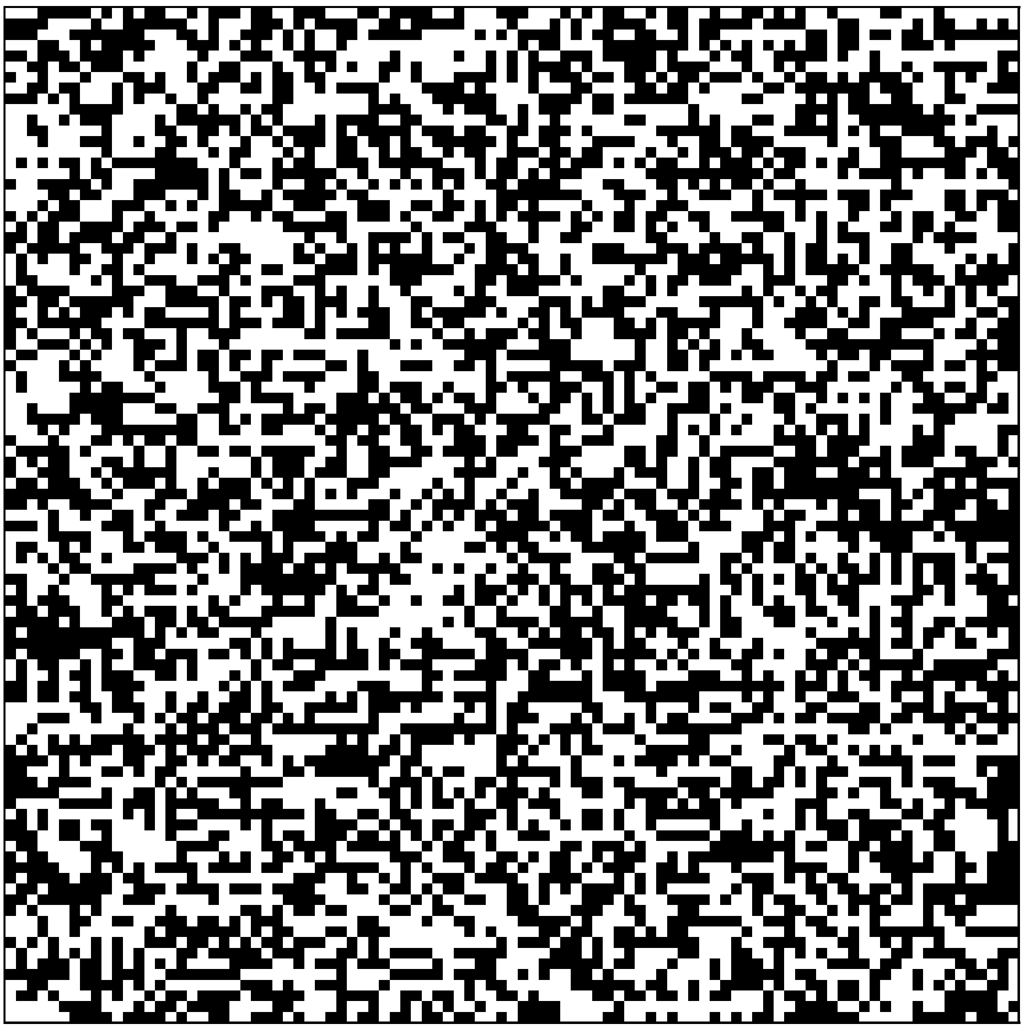


Abbildung 8.3: Das für Konfiguration 2 gefundene ORA

Während für Konfiguration 1 bereits eine einstündige Suche auf einem Computersystem mit P100-Prozessor (entsprechend rund 100 MIPS) ein hinsichtlich der angestrebten OF von 50% seiner Subaperturen vollständig optimiertes ORA liefern konnte (alle Subaperturen des gefundenen ORA haben entweder 71 oder 72 offene bzw. geschlossene Elemente, das ORA ist in Abbildung 8.2 wiedergegeben), gelang es mit dem vorgestellten Algorithmus in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht, eine gleichermaßen vollständig optimierte Apertur für Konfiguration 2 zu finden. Immerhin resultierte bei der IBIS-kompatiblen Apertur eine zweitägige Suche (ebenfalls auf einem P100-Prozessor) in einem ORA mit 547 „optimalen“ Subaperturen von Detektorgröße aus deren insgesamt 1849 — also ziemlich genau 30% (Abbildung 8.3). Auch bei diesem ORA war in Hinsicht auf sowohl die Gesamtapertur als auch die optimierten Subaperturen eine OF von 50% Ziel der Optimierung. Die bei dem gefundenen, nur unvollkommen optimierten ORA als nicht optimal verbliebenen Subaperturen streuen allerdings etwas unschön um diese angestrebte 50%ige OF, wie Abbildung 8.4 illustriert.

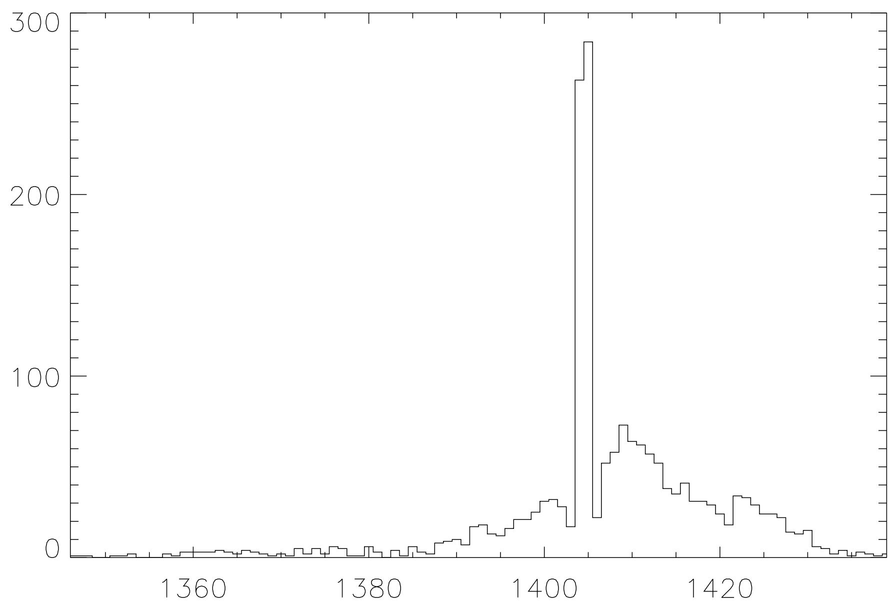


Abbildung 8.4: Histogramm der Verteilung aller 1849 Subaperturen von je 2809 Elementen des für Konfiguration 2 gefundenen ORA auf die Zahl ihrer transparenten Aperturelemente. Am häufigsten kommen die beiden optimalen Werte von 1404 und 1405 (entsprechend einer OF möglichst nahe 50%) vor, die übrige Verteilung ist zwar zum Maximum konzentriert und fällt an den Flanken recht gleichmäßig ab, doch ordnet sie sich nicht symmetrisch ums Maximum an.

Hinsichtlich der Bildgebung verhalten sich die mit dem vorgestellten Algorithmus erzeugten ORAs in den zwei getesteten Systemen passabel. Die Zahl der Geisterquellen sinkt in beiden Fällen deutlich, insbesondere die typischen (M)URA-Geister hoher Intensität fallen fort. Allerdings tauchen vor allem bei der kleineren Konfiguration noch einige Artefakte mit ähnlicher Intensität wie bei einer der zentralen Testquellen auf — siehe Abbildung 8.5.

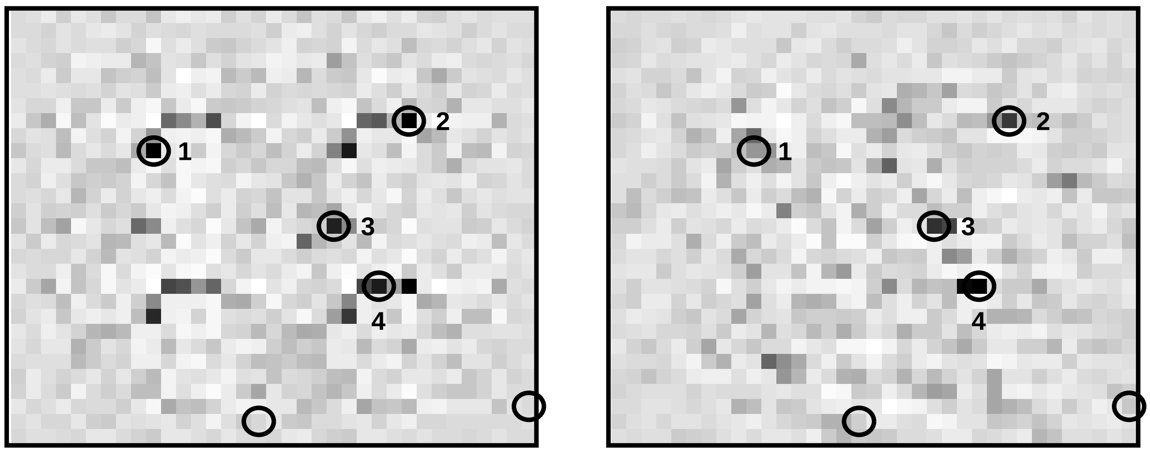


Abbildung 8.5: Vergleich der Abbildungseigenschaften einer URA- (links) mit denen einer ORA-Apertur (rechts). Obwohl die typischen URA-Geister bei Verwendung des ORA nicht auftauchen, ist das gewonnene Bild dennoch nicht frei von Artefakten. Die Quelle mit der Nummer 1 verteilt im Falle des ORA ihre Leistung ungünstig; Randquellen werden in beiden Fällen nicht aufgelöst.

Dies hängt jedoch damit zusammen, daß die Quelle Nummer 1 der Abbildung ihre Leistung im Falle der ORA-Apertur ungünstig auf mehrere Pixel verteilt. Hinsichtlich der Randquellen läßt sich festhalten, daß selbige bei nicht iterativen Bildsyntheseverfahren — wie hier durch Korrelation — unabhängig von der Apertur im bloßen Kodierungsrauschen untergehen.

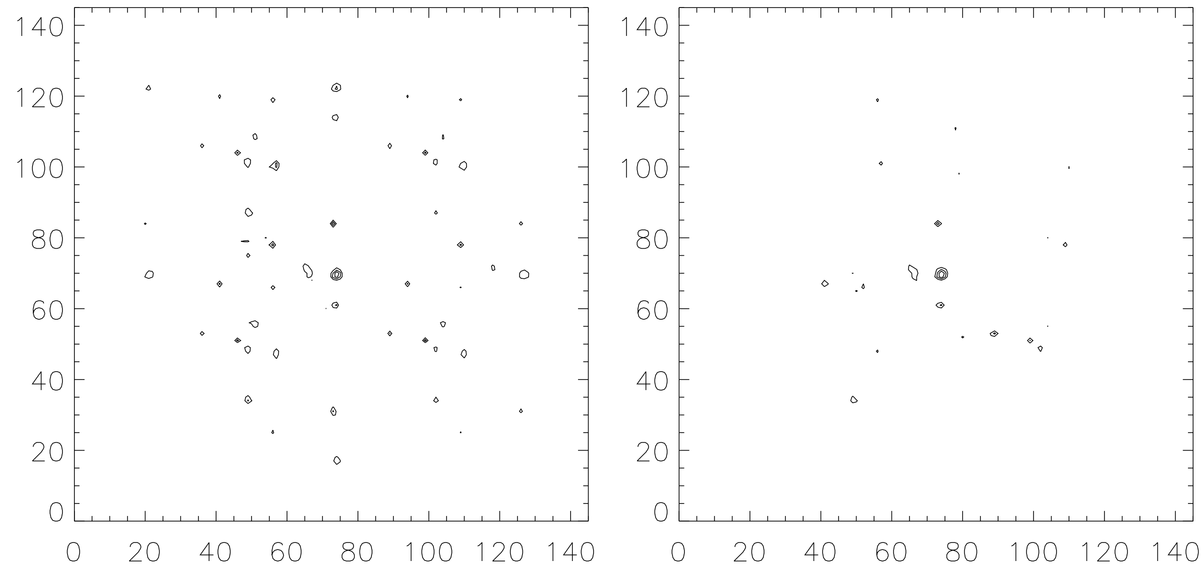


Abbildung 8.6: Gegenüberstellung zweier Konturplots mit gleichen Konturleveln aus PICsIT-Simulationen mit MURA- (links) und ORA-Apertur (rechts).

Bei einer PICsIT-Simulation des Testfelds aus Abschnitt 7.4 mit der „teiloptimierten" ORA-Apertur zeigen sich in Abbildung 8.6 rechts, gegenüber der zum Vergleich in Abbildung 8.6 links nochmalig gezeigten Simulation mit MURA-Apertur, äußerst wenig Artefakte — zumal einige der nicht mit den vierzehn Hauptquellen zusammenfallenden Punkte in der Abbildung auf die 200 zusätzlichen, schwachen Quellen der Simulation zurückzuführen, und daher nicht als Artefakte zu werten sind. Verglichen mit anderen im Verlauf dieser Arbeit zum IBIS-Instrument durchgeführten, einfacheren ORA-Simulationen enttäuschte das hier verwendete, aufwendigste ORA ein wenig, da sich mit zwei anderen getesteten ORAs hinsichtlich des Testfelds größere Artefaktfreiheit erreichen ließ. Dies Verhalten wird teilweise auf das pekuliare Testfeld, vor allem aber auf die in ungünstiger Weise unvollständig gebliebene Optimierung des verwendeten ORA zurückzuführen sein.

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Als ich Ende September 1994 auf dem Workshop *Imaging in high energy astronomy* mit Astronomen ins Gespräch kam, die direkt auf dem Gebiet der CM-Teleskope arbeiten, stellte ich wiederholt die Frage, wieviele Instrumente dieses Typs es eigentlich gäbe. Die typische Antwort lautete damals: «Nun, vielleicht ein Dutzend.»In dieser Arbeit findet sich erstmalig ein vollständiger geschichtlicher Abriß aller geflogenen CM-Teleskope vom Pionierversuch MPC im Oktober 1972 bis einschließlich September 1997 — mit Schwerpunkt auf der Evolution kodierter Aperturen (Kapitel 3). Tatsächlich wurden in diesen 25 Jahren 25 CM-Teleskope geflogen. Zur besseren internationalen Zusammenarbeit hat es sich JEAN IN 'T ZAND zur Aufgabe gemacht, eine WWW-Seite zu CM-Teleskopen zu pflegen[3], auf die ich 1994 (mit damals noch deutlich weniger als einem Dutzend beschriebener CM-Teleskope) aufbauen konnte, und in welche meine Ergebnisse letztes Jahr als „Feedback“ eingeflossen sind.

Des weiteren wird in dieser Arbeit eine von mir vollständig neu entwickelte Simulationssoftware für CM-Teleskope vorgestellt (Kapitel 5), die speziell dazu geeignet ist, Designs von CM-Teleskopen sowie geeigneter kodierter Aperturen rasch zu erstellen.

Ein weiterer Schwerpunkt meiner Simulationssoftware besteht in der Bildsynthese. Hier wurde im Hinblick auf das IBIS-Instrument des INTEGRAL-Satelliten eine neuartige Variante des IROS-Verfahrens entwickelt (Kapitel 6), mit besonderem Gewicht auf einer guten Bestimmbarkeit der Position von Punktquellen. Die Simulationen zeigen, daß sich die Auflösbarkeit der Position von Punktquellen bei Instrumenten wie IBIS größenordnungsmäßig auf ein Zehntel der intrinsischen Auflösung steigern läßt — ein Ergebnis, das sich mit dem anderer Gruppen des INTEGRAL-Projekts deckt.

Ebenfalls untersucht wurde die Frage, inwieweit sich die Einbeziehung von Doppel- bzw. Dreifachereignissen im CsI-Detektorsystem von IBIS hinsichtlich der Bildsynthese lohnt (Kapitel 7). Bezüglich der Doppelereignisse wurden Effekte beobachtet, die sich unter Umständen auf die Bildsynthese (positiv oder auch negativ) auswirken, bezüglich der nur in geringer Zahl auftretenden Dreifachereignisse hingegen sind keine Effekte meßbar.

Schließlich wird in der Arbeit ein Algorithmus zur raschen Auffindung/Optimierung geeigneter Aperturen für solche CM-Teleskope vorgestellt (Kapitel 8), für die ideale Aperturkodes nicht in Betracht kommen. Die ersten Ergebnisse sehen recht ermutigend aus, und zeigen bei nicht-iterativen Bildsyntheseverfahren für z.B. das IBIS-Instrument vergleichsweise wenig Artefakte.

[3] http://www.sron.ruu.nl/~jeanz/cai/coded_inss.html

Ausblick

Der Optimierungs-Algorithmus aus Kapitel 8 ist streng genommen nur als Ansatz und Idee zu weiteren Forschungen zu sehen. Beispielsweise bietet es sich an, die folgenden Punkte näher zu untersuchen:

- Konvergenzverhalten des Algorithmus'. (Konvergiert der Algorithmus in jedem Fall, für jede OF?)
- Was ändert sich, wenn statt irgendeiner Vertauschung beim Neuaufsetzen eine „gute" Vertauschung benutzt wird?
- Wird die Bildgebung mit einer Apertur besser, bei der zusätzlich darauf geachtet wird, daß sich die Subaperturen stark voneinander unterscheiden?

Auch eine Erweiterung des physikalischen Modells der Simulationssoftware oder eine Erweiterung in Richtung eines „Frontends" zu existierenden Simulationspaketen der Hochenergiephysik könnte von praktischem Interesse sein. Von den vielen bislang nicht systematisch erforschten Problemen, die sich mit solchen Erweiterungen behandeln ließen, seien hier nur zwei herausgegriffen:

- Möglichkeiten zur Ausnutzung der Information überabtastender Detektoren in sowohl kollimierten als auch unkollimierten CM-Teleskop-Konfigurationen.
- Auswirkung der räumlichen Verteilung des Detektorhintergrunds auf die Bildgebung in CM-Teleskopen.

Hinsichtlich des IBIS-Instruments scheint eine vordringliche Aufgabe die Entwicklung einer Bildsynthesesoftware des Gesamtinstruments, welche die Information aus beiden Detektorsystemen *inklusive* sowohl der Compton-Ereignisse als auch der Information aus den Pointierungen nutzen kann, um möglichst artefaktfreie Bilder zu synthetisieren. In diesem Zusammenhang sollte auch darüber geforscht werden, ob und gegebenenfalls wie sich das Pointierungsschema des Satelliten zur Korrektur jenes Anteils des Detektorhintergrunds verwenden läßt, der auf Zeitskalen jenseits derer der Satellitenmanöver variiert.

Über das IBIS-Instrument des INTEGRAL-Projekts hinaus könnte sich die hier vorgestellte Simulationssoftware auch beim Design zukünftiger CM-Teleskope als nützlich erweisen, z.B. bei der Entwicklung eines Röntgenmonitors auf der Grundlage der innovativen sogenannten „MAXI" pn-CCD-Kamera, welche für das XMM-Satellitenprojekt (X-Ray Multi-mirror Mission) entwickelt wurde, und auch beim ABRIXAS-Projekt (A BRoad band Imaging X-ray All-sky Survey) zum Einsatz kommen soll.

Schließlich zeigte der Versuch einer Übersicht und Systematisierung von Kriterien zur Bildqualitätsbeurteilung in Kapitel 4, daß dieses wichtige Gebiet von großer praktischer Bedeutung zwar intensiv erforscht wird, jedoch weder in Lehrbüchern noch Übersichtsartikeln befriedigend vertreten ist. Hier scheint im Interesse anderer Anwender solcher Kriterien ein gewisser Handlungs- respektive Veröffentlichungsbedarf zu bestehen.

Glossar/Index

Anhang A

Zur Definition von Abtastung/Auflösung

Die Schwierigkeit einer klaren Begriffsbildung zu den in der Signaltheorie wohldefinierten Begriffen Auflösung und Abtastung bei CM-Teleskopen besteht darin, daß sich hier der Detektionsprozeß als Folge *zweier* Abtastungen unterschiedlicher Auflösung interpretieren läßt. Um die beiden Abtastvorgänge zu differenzieren, kann von der Vorstellung einer gnomonisch in die Ebene **S** projizierten Himmelssphäre ausgegangen werden, wie in Abschnitt 2.1 eingeführt. Die Ebene **S** wird nun *kontinuierlich* (infinitesimales Abtastintervall) mit einer (2D)-Rechteckfunktion abgetastet, welche der Größe der Aperturpixel (von der Detektorebene aus gesehen) entspricht und die Auflösung dieser ersten Abtastung bestimmt. Die nämliche Auflösung wurde in Abschnit 4.2 als *intrinsisch* bezeichnet. Das Resultat dieses ersten „Abtastvorgangs" ist nun die Intensitätsverteilung in der Detektorebene — das kodierte Bild des Himmels.

Im zweiten Abtastvorgang wird selbige Intensitätsverteilung vom Detektor gemessen. Im Falle eines idealen Detektors mit infinitesimalem Abtastintervall und deltaförmiger Abtastfunktion (infinitesimaler Auflösung) bleibt das Auflösungsvermögen des Instruments durch dessen intrinsische Auflösung charakterisiert. Ein realer Detektor wird also im allgemeinen die Auflösung des Instruments verschlechtern, was aber dann nicht der Fall sein muß, wenn das Abtasttheorem erfüllt bleibt: Um Strukturen eindeutig wiedergeben zu können, deren Größe im Bereich der intrinsischen Auflösung des Instruments liegt, ist detektorseitig mindestens die doppelte intrinsische Auflösung mit entsprechenden Abtastintervallen erforderlich (dies ist jedenfalls eine unter Physikern übliche Interpretation des Abtasttheorems).

Zur Frage, wie man in diesem Zusammenhang über- und unterabtastende Detektoren definieren soll, wurde in dieser Arbeit der Standpunkt vertreten, daß ein *gleichabtastender* Detektor in der intrinsischen Auflösung arbeitet — vulgo die Größe der Detektorpixel derjenigen der Aperturpixel gleicht und die Detektorpixel direkt aneinanderstoßen (wodurch das Abtastintervall der Breite der auflösenden Rechteckfunktion entspricht). Ein in diesem Sinne unterabtastender Detektor hätte eine schlechtere Auflösung/Abtastung als die intrinsische, ein überabtastender eine bessere.[1]

In diesem Bild zweier Abtastvorgänge erklärt sich das Re-Binning als Interpolation der Abtastfunktion des Detektors. Finesampling ist nichts weiter als eine Methode, bei der Bildsynthese Gebrauch von der Information eines im obigen Sinne überabtastenden Detektors zu machen, die andernfalls beim Re-Binning verloren geht.

Für weitere Besonderheiten bei der Gewinnung digitaler Bilder allgemein sei nochmals auf die in der Fußnote auf Seite 53 angegebene Literatur verwiesen, für die Besonderheiten bei der Bildgewinnung mit CM-Teleskopen auf die im jeweiligen Zusammenhang angegebene Spezialliteratur.

[1] In vielen signaltheoretischen Arbeiten hingegen bedeutet „gleichabtastend" gerade eben das Abtasttheorem erfüllend, mit entsprechend anderen Definitionen von „überabtastend" und „unterabtastend".

Anhang B

Verwendete Aperturen (v.a. Kapitel 6)

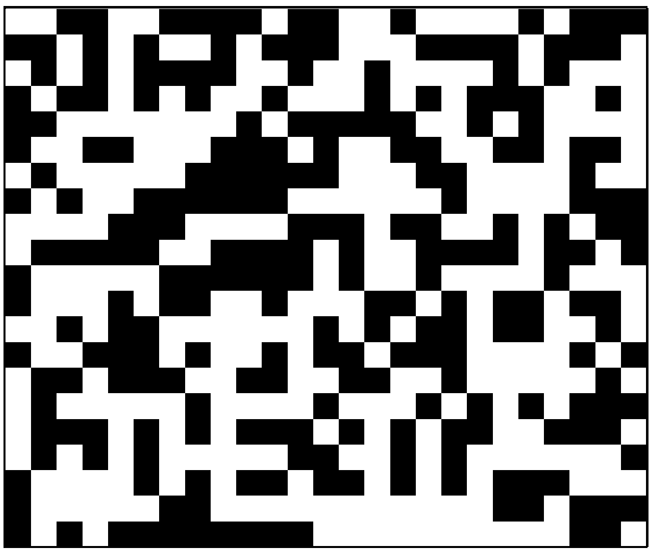


Abbildung B.1: Nicht optimierte Zufallsapertur

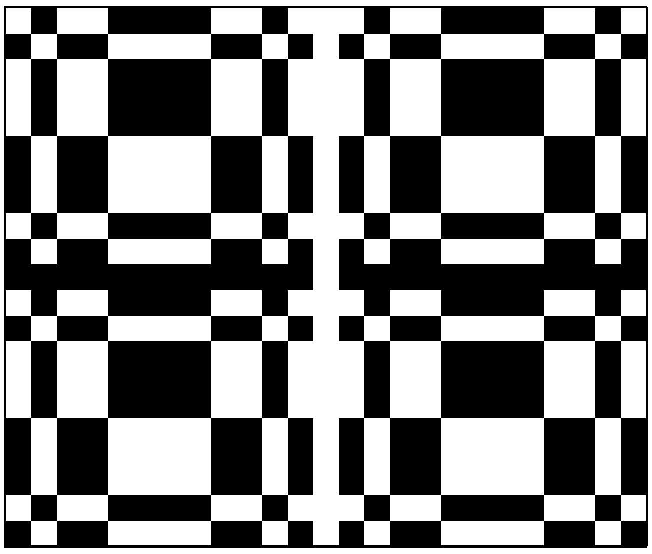


Abbildung B.2: Vierfach repliziertes 11×13 URA vom TP-Typ

Anhang C

`maskgen`-Parameter

Die folgende Tabelle gibt die `maskgen`-Parameter an, die zur Generierung der Mehrzahl aller in dieser Arbeit abgebildeten Aperturen benutzt worden sind. In der ersten Spalte ist die Bezeichnung der Apertur vermerkt — in der Regel der Name des zugehörigen CM-Teleskops, in der zweiten Spalte die mittels des Programms `tgen` vorzugebende Aperturgröße und in der dritten Spalte schließlich der `maskgen`-Aufruf mit den entsprechenden Parametern.

Bezeichnung	Größe	Aufruf
SL 1501	93×11	maskgen ms 10 11; maskgen inv
TXC	17×13	maskgen ms 6 7 2; maskgen inv
HXT	35×1	maskgen ms 4 1 8; maskgen inv
DGT	13×9	maskgen tp 5 6 -1; maskgen inv
SL2-XRT	62×66	maskgen ms 10 33 69 -13; maskgen inv
ZEBRA	17×13	maskgen ms 6 7 2 1; maskgen inv
EXITE	13×11	maskgen tp; maskgen inv
COMIS/TTM	255×257	maskgen ms 16 257 96 -48; maskgen inv
SIGMA	53×49	maskgen tp 29 -39 -9
Gamma-1	63×1	maskgen ms 6; maskgen inv
MIXE	33×31	maskgen ms 10 31; maskgen inv
TIMAX	13×9	siehe DGT
WFC	256×256	maskgen tria 65539
LEGRI	14×14	maskgen mura 5 -1 -1
Anhang B.1	25×21	maskgen random
Anhang B.2	25×21	maskgen tp 11 -1 -1
IBIS	95×95	maskgen mura 53 -6 -6
ORA Konfig. 1	25×21	maskgen ora2 *iterations* 50 *randomizer*
ORA Konfig. 2	95×95	maskgen ora2 800 50 *randomizer*

Es ist anzumerken, daß bei anschließender Visualisierung durch das Programm `maskvis` die im PGM-Format abgelegten Bilder noch zum Teil gedreht oder gespiegelt werden müssen, um wie abgedruckt zu erscheinen.

Bei der Generierung von Zufallsaperturen und ORAs hängt die erzeugte Apertur von der Initialisierung des PZZG mit einer (beliebig wählbaren) ganzen Zahl — dem sogenannten *randomizer* — ab. Um ein vollständig optimiertes ORA analog dem der Konfiguration 1 (Seite 112) zu finden, werden je nach *randomizer* grob zwischen 100 und 300 Iterationen benötigt. Das teiloptimierte ORA der Konfiguration 2 (Seite 113) ergab sich bei Abbruch der Optimierung nach 800 Iterationen.

Anhang D

Quellen des Samples aus Kapitel 6

Nummer	θ	ϕ	Intensität $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s m}^2}]$	Energiebereich [keV]
1	36.1	308.9	1e7	1–100
2	33.3	66.6	1e7	1–100
3	18.4	221.6	1e7	1–100
4	22.6	139.5	1e7	1–100
5	36.5	233.7	1e7	1–100
6	13.4	134.1	1e7	1–100
7	20.9	268.0	1e7	1–100
8	14.5	46.2	1e7	1–100
9	19.3	336.6	1e7	1–100
10	25.4	209.8	1e7	1–100
11	24.9	306.5	1e7	1–100
12	30.4	23.3	1e7	1–100
13	37.0	77.2	1e7	1–100
14	22.4	333.4	1e7	1–100
15	34.9	90.7	1e7	1–100
16	21.8	42.4	1e7	1–100
17	32.9	53.6	1e7	1–100
18	37.4	321.4	1e7	1–100
19	16.8	336.8	1e7	1–100
20	25.8	268.2	1e7	1–100
21	24.1	354.0	1e7	1–100
22	20.8	302.1	1e7	1–100
23	26.0	282.9	1e7	1–100
24	29.9	277.4	1e7	1–100
25	26.6	179.7	1e7	1–100
26	36.2	110.6	1e7	1–100
27	38.5	238.9	1e7	1–100
28	29.7	63.3	1e7	1–100
29	30.8	318.3	1e7	1–100
30	31.0	172.6	1e7	1–100

Literaturverzeichnis

Abdou, I. E. und Dusaussoy, N. J.; 1986. Survey of image quality measurements. In Stone, H. S. (Herausgeber), *Proceedings of the Dallas Joint Computer Conference, Nov. 1986*, S. 71–78. IEEE.

Ables, J. G.; 1968. Fourier transform photography: a new method for X-ray astronomy. *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, **1**, 172–173.

Adams, D. J., Janes, A. F., Whitford, C. H.; 1972. A Variable Spacing Modulation Collimator for X-ray astronomy. *Astronomy and Astrophysics*, **20**, 121–130.

Akimov, V. V., Blokhintsev, I. D., Leikov, N. G.; 1988b. Characteristics of the telescope Gamma-1 in the coded-aperture mode. *Space Science Reviews*, **49**, 139–149.

Akimov, V. V. *et al.*; 1988a. The gamma-ray telescope Gamma-1. *Space Science Reviews*, **49**, 111–124.

Angel, J. R. P.; 1979. Lobster eyes as X-ray telescopes. *The Astrophysical Journal*, **233**, 364–373.

Antweiler, M. und Lüke, H. D.; März-April 1994. Mismatched Filterung periodischer Binärarrays. *Frequenz*, **3-4**, 58–65.

Aprile, E., Bolotnikov, A., Chen, D., Mukherjee, R., Xu, F.; 1994. The polarization sensitivity of the liquid xenon imaging telescope. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **92**, 689–692.

Aprile, E., Bolotnikov, A., Chen, D., Tawara, H., Xu, F. *et al.*.; 1995. The imaging liquid xenon coded aperture telescope. In Bassani und di Cocco (1995), S. 333–338.

Aschenbach, B.; 1985. X-ray telescopes. *Rep. Prog. Physics*, **48**, 579–629.

Aschenbach, B., Hahn, H. M., Trümper, J.; 1996. *Der unsichtbare Himmel — Röntgenastronomie mit ROSAT*. Birkhäuser, ISBN 3-7643-5339-2.

Astronomielexikon; 1990a. *Lexikon der Astronomie*, **1**, Seite 17. Herder. ISBN 3-451-21632-9.

Astronomielexikon; 1990b. *Lexikon der Astronomie*, **1**, S. 278–280. Herder. ISBN 3-451-21632-9.

Badiali, M., Cardini, D., Emanuele, A., Ranieri, M., Soggiu, E.; 1985. Hard X-ray imaging with a rotating wide field coded mask telescope: an inflight test. *Astronomy and Astrophysics*, **151**, 259–263.

Barlow, R. J.; 1996. *Statistics — A guide to the use of statistical methods in the physical sciences*. John Wiley & Sons, ISBN 0-471-92295-1. Reprint der Ausgabe von 1989.

Barrett, H. H., Smith, W. E., Myers, K. J., Milster, T. D., Fiete, R. D.; 1985. Quantifying the performance of imaging systems. In *Application of Optical Instrumentation in Medicine XIII. SPIE Proceedings*, **535**, S. 65–69.

Bassani, L., Butler, R. C., Caroli, E., Di Cocco, G., Natalucci, L., Spizzichino, A., Stephen, J. B.; 1989. The basic unit of the imaging plane of the ZEBRA low energy gamma-ray telescope. *Astrophysical Letters and Communications*, **27**, 321–331.

Bassani, L. und di Cocco, G. (Herausgeber); 1995. *Imaging in high energy astronomy,* Proceedings of the International Workshop held in Anacapri (Capri-Italy)*, 26-30 September 1994*. Kluwer Academic Publishers. ISBN 0-7923-3788-3.

Baumert, L. D.; 1971. *Cyclic Difference Sets. Lecture Notes in Mathematics*, **182**. Springer-Verlag, ISBN 3-540-05368-9.

Bevington, P. R. und Robinson, D. K.; 1994. *Data reduction and error analysis for the physical sciences*. McGraw-Hill, (2. Auflage), ISBN 0-07-113845-5.

Bhaskaran, V. und Konstantinides, K.; 1997. *Image and Video Compression Standards : Algorithms and Architectures*. Kluwer Academic Publishers, ISBN 0-7923-9952-8.

Biraud, Y.; 1969. A new approach for increasing the resolving power by data processing. *Astronomy and Astrophysics*, **1**, 124–127.

Black, W. S. *et al.*; 1965. Solar spectroscopy in the extreme ultra-violet using stabilized Skylark rockets. *Nature*, **206**, 654–658.

Blake, R. L., Burek, A. J., Fenimore, E. E., Puetter, R.; 1974. Solar X-ray photography with multiplex pin-hole camera. *Rev. Sci. Instrum.*, **45** (4), 513–516.

Boella, G. *et al.*; 1986. The basic unit of the imaging plane of the ZEBRA low energy gamma-ray telescope. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **33**, 755–758.

Bradt, H., Garmire, G., Spada, G., Sreekantan, B. V., Gorenstein, P., Gursky, H.; 1968. The modulation collimator in X-ray astronomy. *Space Science Reviews*, **8**, 471–506.

Bradt, H. V., Rothschild, R. E., Swank, J. H.; 1993. X-ray timing explorer mission. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, **97**, 355–360.

Bradt, H. V., Swank, J. H., Rothschild, R. E.; 1990. The X-ray timing explorer. *Advances in Space Research*, **10** (2), 297–310.

Bradt, H. V., Swank, J. H., Rothschild, R. E.; 1991. The X-ray timing explorer. *Advances in Space Research*, **11** (8), 243–254.

Bradt, H. V. D., Ohashi, T., Pounds, K. A.; 1992. X-ray astronomy missions. *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, **30**, 391–427.

Braga, J., Covault, C. E., Grindlay, J. E.; 1989. Calibration and Performance of the Energetic X-Ray Imaging Telescope Experiment. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **36**, 871.

Braga, J., D'Amico, F., Villela, T.; 1994. Development of the hard X-ray imaging experiment TIMAX: laboratory images and first balloon flight. Technischer Report, Astrophysics Division, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, CP 515, S.J. Campos, SP 12201-970, Brazil.

Braga, J., D'Amico, F., Villela, T.; 1995. Development of the balloon-borne hard X-ray imaging experiment TIMAX. *Advances in Space Research*, **15** (5), 157–160.

Braga, J., Villela, T., Jayanthi, U. B., D'Amico, F., Neri, J. A.; 1991. A new mask-antimask coded-aperture telescope for hard X-ray astronomy. *Experimental astronomy*, **2**, 101–113.

Braga, J. a., Covault, C. E., Manandhar, R. P., Grindlay, J. E.; 1990. Hard X-ray arcmin imaging with the EXITE telescope. *rv. Mexicana Astron. Astrof.*, **21**, 633–637.

Brigham, E. O.; 1995. *FFT, Schnelle Fourier-Transformation*. Oldenbourg, (6. Auflage), ISBN 3-486-23177-4.

Busboom, A.; 1998b. *Arrays und Rekonstruktionsalgorithmen für bildgebende Systeme mit codierter Apertur*. Dissertation, RWTH Aachen, Institut für elektrische Nachrichtentechnik.

Busboom, A., Elders-Boll, H., Schotten, H. D.; 1998a. Uniformly Redundant Arrays. *Experimental astronomy*, **8**, 97–123.

Busboom, A., Schotten, H. D., Elders-Boll, H.; Mai 1997. Coded aperture imaging with multiple measurements. *Journal of the Optical Society of America*, **14** (5), 1058–1065.

Butler, R. C., Caroli, E., Di Cocco, G. *et al.*; 1984. An evaluation of the background induced from the coded aperture mask in the low energy gamma-ray telescope ZEBRA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **221**, 41–44.

Butler, R. C. und Scarsi, L.; 1991. The SAX mission. *Advances in Space Research*, **11** (8), 265–279.

Byard, K., Dean, A. J., Goldwurm, A., Hall, C. J., Harding, J. S. J., Lei, F.; 1990. Imaging using HURA coded apertures with discrete pixel detector arrays. *Astronomy and Astrophysiscs*, **227**, 634–639.

Caceci, M. S. und Cacheris, W. P.; Mai 1984. Fitting curves to data. *Byte*, Seite 340.

Calabro, D. und Wolf, J. K.; 1967. On the synthesis of two-dimensional arrays with desirable correlation properties. *Information and Control*, **11**, 537–560.

Cardini, D., Badiali, M., Emanuele, A. *et al.*; 1983. A hard X-ray imaging experiment using a coded mask telescope prototype. *Astronomy and Astrophysics*, **127**, 169–176.

Caroli, E., Stephen, J. B., Di Cocco, G., Natalucci, L., Spizzichino, A.; 1987. Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy. *Space Science Reviews*, **45**, 349–403.

Cash, W.; März 1979. Parameter extimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *The Astrophysical Journal*, **228**, 939–947.

Charalambous, P. M., Dean, A. J., Stephen, J. B., Young, N. G. S.; November 1984. Aberrations in gamma-ray coded aperture imaging. *Applied Optics*, **23** (22), 4118–4123.

Christensen, F. E.; 1997. Multilayer mirrors for future X-ray missions. In Turner und Watson (1997), S. 133–140.

Christensen, F. E. *et al.*; 1995. A hard X-ray telescope/concentrator design based on graded period multilayer coatings. In Bassani und di Cocco (1995), S. 33–46.

Connell, P. H. und Skinner, G. K.; 1995. Development of the "CAPTIF" software facility for the simulation of coded aperture telescopes and its application to "INTEGRAL" and other instruments. In BASSANI und DI COCCO (1995), S. 143–147.

Cook, W. R., Finger, M., Prince, T. A., Stone, E. C.; 1984. Gamma-ray imaging with a rotating Hexagonal Uniformly Redundant Array. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **31**, 771.

Cook, W. R., Grunsfeld, J. M., Heindl, W. A., Palmer, D. M., Prince, T. A., Schindler, S. M., Stone, E. C.; Mai 1991. Coded-aperture imaging of the galactic center region at gamma-ray energies. *The Astrophysical Journal*, **372**, L75–L78.

Cook, W. R., Palmer, D. M., Prince, T. A., Schindler, S. M., Starr, C. H., Stone, E. C.; November 1988. An imaging observation of SN 1987A at gamma-ray energies. *The Astrophysical Journal*, **334**, L87–L90.

Cornwell, T. J.; 1984. Is Jaynes' maximum entropy principle applicable to image construction? In ROBERTS (1984), S. 291–296.

Covault, C. E., Grindlay, J. E., Manandhar, R. P.; 1992. Hard X-ray imaging of the galactic black hole candidate GX 339-4. *The Astrophysical Journal*, **388**, L65–L67.

Covault, C. E., Grindlay, J. E., Manandhar, R. P., Braga, J.; April 1991. Techniques for removing non-uniform background in coded-aperture imaging on the Energetic X-ray Imaging Telescope Experiment. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **38** (2), 591–595.

Craig, W. W., Hailey, C. J., Hong, J. *et al.*; Dezember 1996. Arcminute resolution gamma-ray images of cosmic sources taken with the balloon-borne GRATIS payload. *Bull. American Astron. Soc.*, **189** (#93.04).

Dainty, J. C. und Shaw, R.; 1974. *Image Science*. Academic Press, ISBN 0-12-200850-2.

D'Amico, F.; 1997. *Desenvolvimento dos sistemas detector e de imageamento do telescópio MASCO*. Dissertation, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE).

Daum, A. *et al.*; 1997. First Results on the Performance of the HEGRA IACT Array. *Astroparticle Physics*, **1-2** (8), 1–11.

Davies, P. A.; Dezember 1992. Methods of choosing sample rays in ray-tracing computations. *Applied Optics*, **31** (34), 7277–7282.

Dean, A. J.; 1984. Imaging systems for low energy γ-ray astronomy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **221**, 265–277.

Dean, A. J. *et al.*; Februar 1987. Laboratory gamma-ray images using the ZEBRA telescope. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **34** (1), 62–65.

Dicke, R. H.; August 1968. Scatter-hole cameras for X-rays and gamma rays. *The Astrophysical Journal*, **153**, L101–L106.

Dietz, K. L., Ramsey, B. D., Weisskopf, M. C.; 1992. Performance of a multistep fluorescence-gated proportional counter for hard X-ray astronomy. In *EUV, X-ray, and gamma-ray instrumentation for astronomy III,* Proceedings of the Meeting, San Diego, CA, Jul. 22-24, 1992. *Proceedings of the SPIE*, **1743**, S. 236–244. Society of Photo-optical Instrumentation Engineers.

Doty, J. P.; 1990. The all sky monitor for the X-ray timing explorer. Technischer Report, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139.

Ducros, G. und Ducros, R.; 1984. Statistical analysis for coded aperture gamma-ray telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **221**, 49–53.

Dunphy, P. P., McConnell, M. L., Owens, A., Chupp, E. L., Forrest, D. J., Googins, J.; 1989. A balloon-borne coded aperture telescope for low-energy gammy-ray astronomy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 274**, 362–379.

Emanuele, A., Badiali, M., Cardini, D. *et al.*; 1984. Detection and localization of a hard X-ray solar burst with a balloon-borne coded mask telescope. *Astronomy and Astrophysics*, **132**, 33–36.

Fenimore, E. E.; November 1978b. Coded aperture imaging: predicted performance of uniformly redundant arrays. *Applied Optics*, **17** (22), 3562–3570.

Fenimore, E. E.; Juli 1980. Coded aperture imaging: the modulation transfer function for uniformly redundant arrays. *Applied Optics*, **19** (14), 2465–2471.

Fenimore, E. E.; 1995. Private Mitteilung.

Fenimore, E. E. und Cannon, T. M.; Februar 1978a. Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays. *Applied Optics*, **17** (3), 337–347.

Fenimore, E. E. und Cannon, T. M.; Mai 1981. Uniformly redundant arrays: digital reconstruction methods. *Applied Optics*, **20** (10), 1858–1864.

Foley, J. D., van Dam, A., Feiner, S. K., Hughes, J. F.; 1996. *Computer Graphics — principles and practice.* Addison-Wesley, (2. Auflage), ISBN 0-201-84840-6.

Forster, O.; 1996. *Algorithmische Zahlentheorie.* Vieweg, ISBN 3-528-06580-X.

Fraser, G. W.; 1989. *X-ray detectors in astronomy*, Kapitel 1, Seite 166. Cambridge University Press. ISBN 0-521-32633-X.

Fraser, G. W.; 1997. Microchannel plate X-ray optics. In Turner und Watson (1997), S. 191–199.

Frieden, B. R.; April 1972. Restoring with maximum likelihood and maximum entropy. *Journal of the Optical Society of America*, **62** (4), 511–518.

Frieden, B. R.; 1983. *Probability, Statistical Optics, and Data Testing.* Springer-Verlag, ISBN 3-540-11769-5.

Garcia, M. R., Grindlay, J. E., Burg, R. I., Murray, S. S., Flanagan, J.; 1986. Development of the EXITE Detector - A New Imaging Detector for 20 - 300 keV Astronomy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **33** (1), 735.

Gerthsen, C., Kneser, H. O., Vogel, H.; 1982. *Physik.* Springer-Verlag, (14. Auflage), ISBN 3-540-11369-X.

Giacconi, R. (Herausgeber); 1981. *X-Ray astronomy with the EINSTEIN satellite. Astrophysics and Space Science Library*, **87**, Cambridge, Mass., USA. Harvard/Smithsonian Center for Astrophysics, D. Reidel Publishing Company. Proceedings of the high energy astrophysics division of the American Astronomical Society meeting on X-Ray astronomy, January 28-30, 1980, ISBN 90-277-1261-1.

Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., Rossi, B. B.; Dezember 1962. Evidence for X-rays from Sources outside the Solar System. *Physical Revue Letters*, **9** (11), 439–443.

Giacconi, R., Gursky, H., Van Speybroeck, L. P.; 1968. Observational techniques in X-ray astronomy. *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, **6**, 373–416.

Goldwurm, A., Byard, K., Dean, A. J., Hall, C. J., Harding, J. S. J.; 1990. Laboratory images with HURA coded apertures. *Astronomy and Astrophysiscs*, **227**, 640–648.

Goodman Mumma, C. H. und Prince, J. R.; 1988. Contrast-detail curve measurement and analysis in radiological imaging. In Hughes, G. W. und Mantley, P. E. (Herausgeber), *Image Processing, Analysis, Measurement, and Quality,* Jan. 1988, LA. *SPIE Proceedings*, **901**, S. 176–184.

Gordon, B.; 1966. On the existence of perfect maps. *IEEE Transactions on Information Theory*, **12**, 486–487.

Gottesman, S. R. und Fenimore, E. E.; Oktober 1989. New family of binary arrays for coded aperture imaging. *Applied Optics*, **28** (20), 4344–4352.

Greenstein, G.; 1988. *Der gefrorene Stern.* dtv, ISBN 3-430-13395-5.

Grigoriev, V. A.; 1988. 'Good' events selection efficiencey of the scintillation time-of-flight system of the Gamma-1 telescope in the 30-300 MeV energy range. *Space Science Reviews*, **49**, 151–155.

Grindlay, J. E., Covault, C. E., Manandhar, R. P.; 1993. EXITE observation of the galactic center: a new transient. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, **97**, 155–158.

Grindlay, J. E., Garcia, M. R., Burg, R. I., Murray, S. S.; 1986. The energetic X-ray imaging telescope experiment (EXITE). *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **33** (1), 750–754.

Gunson, J. und Polychronopulos, B.; 1976. Optimum design of a coded mask X-ray telescope for rocket applications. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **177**, 485–497.

Haken, H. und Wolf, H. C.; 1987. *Atom- und Quantenphysik*, Kapitel 2, Seite 21. Springer-Verlag, (3. Auflage). ISBN 3-540-17921-6.

Hammersley, A. P.; 1986. *The reconstruction of coded mask data under conditions realistic to X-ray observations.* Dissertation, School of Physics and Space Research, Astrophysics and Space Research Group, Faculty of Science, University of Birmingham.

Hammersley, A. P., Ponman, T., Skinner, G. K.; 1992. Reconstruction of images from a coded-aperture box camera. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 311**, 585–594.

Heindl, W. A.; 1994. *Multiwavelength observations of the black hole candidate 1E 1740.7-2942.* Dissertation, California Institute of Technology.

Heindl, W. A., Cook, W. R., Grunsfeld, J. M., Palmer, D. M., Prince, T. A., Schindler, S. M., Stone, E. C.; Mai 1993. An observation of the galactic center hard X-ray source, 1E 1740.7-2942, with the Caltech coded-aperture telescope. *The Astrophysical Journal*, **408**, 507–513.

Horstman, H. M., Camprini, M., Giovannini, G., Poulsen, J. M., Sassi, D., Ventura, G.; Oktober 1984. Design and Construction of a circular pseudorandom coded mask for imaging in hard X-ray astronomy. Technischer Report 101, TESRE / C.N.R., Bologna. Rapporto Interno; submitted for publication to NIM.

Horstman, H. M. *et al.*; 1979. Performance of a gamma ray camera for Astrophysics. In Baity und Peterson (Herausgeber), *Cospar X-Ray Astronomy*, S. 539–542.

Horstmann, H.; 1992. *Untersuchung der Verteilung schwacher Galaxien im Gebiet des galaktischen Südpols*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Astronomisches Institut. +++ Einbezüglich privater Kommunikation.

Huck, F. O., Halyo, N., Park, S. K.; Juli 1980. Aliasing and blurring in 2-D sampled imagery. *Applied Optics*, **19** (13), 2174–2181.

Hürtgen, B.; 1996. *Fixpunktkodierung zur Bilddatenkompression*. Dissertation, RWTH Aachen. ISBN 3-18-344410-0.

in 't Zand, J. J. M.; 1992. *A coded mask imager as monitor of galactic X-ray sources*. Dissertation, Rijksuniversiteit te Utrecht. ISBN 90-393-0473-4.

in 't Zand, J. J. M.; 1996. Private Mitteilung.

in 't Zand, J. J. M., Fenimore, E. E., Kawai, N., Yoshida, A., Matsuoka, M., Yamaushi, M.; 1995. Imaging design of the wide field X-ray monitor onboard the HETE satellite. In Bassani und di Cocco (1995), S. 137–142.

in 't Zand, J. J. M., Heise, J., Jager, R. H.; 1994. The optimum open fraction of coded apertures. With an application to the wide field X-ray cameras of SAX. *Astronomy and Astrophysics*, **288**, 665–674.

Jager, R. H., Heise, J., Brinkman, A. C.; 1996. X-ray wide field cameras for SAX. In Zimmermann, H. U., Trümper, J., Yorke, H. (Herausgeber), *Röntgenstrahlung from the Universe. MPE Report*, **263**, S. 683–684. MPE.

Jager, R. H., Heise, J., in 't Zand, J. J. M., Brinkman, A. C.; 1993. Wide field cameras for SAX. *Advances in Space Research*, **13** (12), 315–318.

Jager, R. H., Heise, J., Mels, W. A., Brinkman, A. C.; 1995. Wide-field coded-mask X-ray cameras for SAX. In Fineschi, S. (Herausgeber), *X-ray and EUV/FUV spectroscopy and polarimetry. Proc. SPIE*, **2517**, S. 261–268. Society of Photo-optical Instrumentation Engineers.

Jager, R. H., in 't Zand, J. J. M., Schuurmans, J. J., Heise, J., Mels, W. A., Brinkman, A. C.; 1989. Coded mask cameras for SAX. In *EUV, X-ray, and gamma-ray instrumentation for astronomy and atomic physics,* Proceedings of the Meeting, San Diego, CA, Aug. 7-11, 1989. *Proceedings of the SPIE*, **1159**, S. 2–13. Society of Photo-optical Instrumentation Engineers.

Jähne, B.; 1991. *Digitale Bildverarbeitung*. Springer-Verlag, (2. Auflage), ISBN 3-540-53768-6.

Kaaret, P., Geissbühler, P., Chen, A., Glavinas, E.; Dezember 1992. X-ray focusing using microchannel plates. *Applied Optics*, **31** (34), 7339–7343.

Kayargadde, V.; 1995. *Feature Extraction for Image Quality Prediction*. Dissertation, TU Eindhoven. ISBN 90-386-0006-2.

Keck, J. W., Craig, W. W., Hailey, C. J. *et al.*.; Dezember 1996. Gamma-ray background in the GRATIS balloon-borne payload. *Bull. American Astron. Soc.*, **189** (#101.10).

Kirkpatrick, P. und Baez, A. M.; 1948. Formation of Optical Images by X-rays. *Journal of the Optical Society of America*, **38**, 766.

Klapdor-Kleingrothaus, H. V. und Zuber, K.; 1997. *Teilchenastrophysik*. B. G. Teubner, ISBN 3-519-03094-2.

Kleinknecht, K.; 1992. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. B. G. Teubner, (3. Auflage), ISBN 3-519-23058-5.

Krämer, G., Einighammer, H. J., Elwert, G., Bräuninger, H., Fink, H. H., Trümper, J.; 1978. Analysis and interpretation of soft X-ray photographs of coronal active regions taken with Fresnel Zone Plates. *Solar Physics*, **57**, 345–367.

Land, M. F.; 1978. Animal Eyes with Mirror Optics. *Scientific American*, **239**, 88–99.

Laudet, P. und Roques, J. P.; 1988. Correction for detector uniformity of a gamma-ray telescope using coded aperture imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 267**, 212–217.

Lechtenberg, F.; 1994. *Höchstortsauflösende Röntgenfluoreszenzanalyse mit weißer Synchrotronstrahlung*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.

Lees, J. E., Fraser, G. W., Brunton, A. N., Willingale, R.; 1995. Hard X-ray imaging using microchannel plate optics. In Bassani und di Cocco (1995), S. 305–308.

Lei, F., Green, A. R., Bird, A. J., Dean, A. J.; 1997. Secondary Compton Imaging and Polarization Characteristics of IBIS. In Winkler *et al.* (1997), S. 643–646.

Lengeler, B.; April 1997. Linsensysteme für Röntgenstrahlen. *Spektrum der Wissenschaft*, S. 25–30.

Lu, N.; 1997. *Fractal Imaging*. Academic Press, ISBN 0-12-458010-6.

Lüke, H. D.; 1992. *Korrelationssignale*. Springer-Verlag, ISBN 3-540-54579-4.

Lüke, H. D.; 1995. *Signalübertragung*. Springer-Verlag, (6. Auflage), ISBN 3-540-58753-5.

MacWilliams, F. J. und Sloane, N. J. A.; Dezember 1976. Pseudo-random sequences and arrays. *Proceedings of the IEEE*, **64** (12), 1715–1729.

Maggioli, P. P., Caroli, E., Natalucci, L., Spizzichino, A.; 1984. A numerical method for recognition of virtual images in coded mask telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **221**, 82–86.

Malaguti, G. und Di Cocco, G.; November 1996. Rationale for PICsIT multiple and ISGRI-PICsIT coincidence events. Technischer Report IN-IM-TES-RP-0023, TESRE / C.N.R., Bologna.

Mangold, B. R.; 1995. *Bewertung der Bildqualität neuer und herkömmlicher Film-Folien-Kombinationen mit Hilfe objektiver und halbobjektiver Meßverfahren*. Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Radiologische Universitätsklinik.

Matteson, J. L., Teegarden, B. J., Gehrels, N., Mahoney, W. A.; 1990. The Nuclear Astrophysics Explorer. In *High-energy astrophysics in the 21st century*, Proceedings of the Workshop, Taos, NM, Dez. 11-14, 1989, S. 343–358. American Institute of Physics.

McConnell, M. L., Dunphy, P. P., Forrest, D. J., Chupp, E. L., Owens, A.; Oktober 1987. Gamma-ray observations of the Crab region using a coded-aperture telescope. *The Astrophysical Journal*, **321**, 543–552.

McConnell, M. L., Forrest, D. J., Owens, A., Dunphy, P. P., Vestrand, W. T., Chupp, E. L.; August 1989. Gamma-ray observations of Cygnus X-1 and Cygnus X-3 using a coded-aperture telescope. *The Astrophysical Journal*, **343**, 317–322.

Narayan, R. und Nityananda, R.; 1984. Maximum entropy - flexibility versus fundamentalism. In Roberts (1984), S. 281–289.

Narayan, R. und Nityananda, R.; 1986. Maximum entropy image restoration in astronomy. *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, **24**, 127–170.

Natalucci, L. und Soggiu, M. E.; 1995. Scientific design and optimization of a coded mask hard X-ray telescope. In Bassani und di Cocco (1995), S. 149–153.

News; September 1960. X-ray solar photograph. *Sky & Telescope*, **20**, 143.

Oda, M.; Januar 1965. High-resolution X-ray collimator with broad field of view for astronomical use. *Applied Optics*, **4** (1), 143.

O'Sullivan, J. D. und Komesaroff, M. M.; 1984. Maximum entropy - some reservations. In Roberts (1984), S. 297–302.

Owens, A., Bhattacharya, D., Sembay, S.; April 1990. Detection of a weak gamma-ray burst from the direction of Ursa Major. *The Astrophysical Journal*, **352**, 741–746.

Papoulis, A.; 1991. *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*. McGraw-Hill, (3. Auflage), ISBN 0-07-100870-5.

Park, S. und Schowengerdt, R.; 1983. Image Reconstruction by Parametric Cubic Convolution. *Computer Vision, Graphics & Image Processing*, **23**, 256.

Paul, J. und Mandrou, P. *et al.*; 1991. SIGMA: the hard X-ray and soft gamma-ray telescope on board the GRANAT space observatory. *Advances in Space Research*, **11** (8), 289–302.

Perola, G. C.; 1990. The X-ray astronomy mission SAX. *Advances in Space Research*, **10** (2), 287–295.

Poskanzer, J.; 1989. *netpbm Manual, pgm(5)*.

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P.; 1994. *Numerical Recipes in C.* Cambridge University Press, (2. Auflage), ISBN 0-521-43108-5. corrected reprint.

Proctor, R. J., Skinner, G. K., Willmore, A. P.; 1978. X-ray emission from the region of the galactic centre. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **185**, 745–754.

Proctor, R. J., Skinner, G. K., Willmore, A. P.; 1979. The design of optimum coded mask X-ray telescopes. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **187**, 633–643.

Ramsey, B. D.; 1992. The Microstrip Proportional Counter. In *EUV, X-ray, and gamma-ray instrumentation for astronomy III,* Proceedings of the Meeting, San Diego, CA, Jul. 22-24, 1992. *Proceedings of the SPIE*, **1743**, S. 96–103. Society of Photo-optical Instrumentation Engineers.

Ramsey, B. D., Bower, C. R., Dietz, K. L., Weisskopf, M. C.; 1990. The background in a balloon-borne fluorescence-gated proportional counter. In *EUV, X-ray, and gamma-ray instrumentation for astronomy,* Proceedings of the Meeting, San Diego, CA, Jul. 11-13, 1990. *Proceedings of the SPIE*, **1344**, S. 82–90. Society of Photo-optical Instrumentation Engineers.

Reglero, V.; 1993. LEGRI - Instrument Definition Document. Technischer Report, LEGRI consortium.

Reglero, V. *et al.*; 1997. Low Energy Gamma Ray Imager on MINISAT-01. In Winkler *et al.* (1997), S. 343–347.

Rideout, R.; 1995. *Coded Imaging Systems for X-ray Astronomy.* Dissertation, School of Physics and Space Research, Astrophysics and Space Research Group, Faculty of Science, University of Birmingham.

Rideout, R. M. und Skinner, G. K.; 1995. The coded mask design and test flight results of a small array germanium telescope. In Bassani und di Cocco (1995), S. 167–170.

Rilk, A.; 1996. Detektorsystem zum Test eines Hardwareprozessors des Satelliten INTEGRAL. Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Institut für Astronomie und Astrophysik.

Robert, A., Reglero, V., Ballesteros, F. *et al.*.; 1997. LEGRI science operation centre and scientific program. In Winkler *et al.* (1997), S. 349–352.

Roberts, J. A. (Herausgeber); 1984. *Indirect Imaging.* Cambridge University Press. ISBN 0-521-26282-8.

Roques, J. P., Paul, J., Mandrou, P., Lebrun, F.; 1990. The SIGMA mission on the GRANAT satellite. *Advances in Space Research*, **10** (2), 223–232.

Scarsi, L.; 1993. SAX overview. *Advances in Space Research*, **13** (12), 369–374.

Schnopper, H. W. und Delvaille, J. P.; Juli 1972. The X-ray sky. *Scientific American*, S. 27–37.

Schnopper, H. W., Thompson, R. I., Watt, S.; 1968. Predicted performance of a rotating modulation collimator for locating celestial X-ray sources. *Space Science Reviews*, **8**, 534–542.

Schönfelder, V. *et al.*; 1993. Instrument description and performance of the imaging gamma-ray telescope COMPTEL aboard the COMPTON GAMMA-RAY OBSERVATORY. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **86**, 657–692.

Sedgewick, R.; 1992. *Algorithmen in C*. Addison-Wesley, ISBN 3-89319-376-6.

Sembay, S. und Gehrels, N.; 1990. Design criteria for small coded aperture masks in gamma-ray astronomy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 295**, 477–488.

Semenov, Y. P., Ovchinnikov, V. S., Tugaenko, V. Y.; 1988. A space observatory for astrophysical explorations in the realm of gamma-ray astronomy. *Space Science Reviews*, **49**, 107–109.

Serlemitsos, P. J.; 1997. Foil Mirrors and Multilayer developments at Goddard. In Turner und Watson (1997), S. 123–131.

Shannon, C. E.; 1948. A Mathematical Theory of Communication. *Bell Systems Technical Journal*, **27** (3), 379–423. Nachdruck als Shannon & Weaver, University of Illinois Press, 1949.

Sims, M., Turner, M. J. L., Willingale, R.; 1980. A wide field X-ray camera. *Space Science Instrumentations*, **5**, 109–127.

Sims, M. R., Willingale, R., Turner, M. J. L.; 1984. Computer simulations of the performance of practical designs of coded aperture cameras. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **221**, 77–81.

Skinner, G. K.; 1984. Imaging with coded-aperture masks. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **221**, 33–40.

Skinner, G. K.; 1995. Coding (and decoding) coded mask telescopes. In Bassani und di Cocco (1995), S. 1–7.

Skinner, G. K. *et al.*; 1995a. A balloon flight test of a coded-mask telescope with a multi-element Germanium detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 357**, 580–587.

Skinner, G. K., Eyles, C. J., Willmore, A. P., Bertram, D., Church, M. J., Herring, J. R. H., Ponman, T. J., Watt, M. P.; 1988. The Spacelab 2 X-ray telescope: coded mask imaging in orbit. *Astrophysical Letters and Communications*, **27**, 199–209.

Skinner, G. K. und Nottingham, M. R.; 1993. Analysis of data from coded-mask telescopes by maximum likelihood. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 333**, 540–547.

Skinner, G. K. und Ponman, T. J.; 1995b. On the properties of images from coded-mask telescopes. *Inverse Problems*, **10**, 655–676.

Skinner, G. K. und Rideout, R. M.; 1995. A compendium of coded mask designs. In Bassani und di Cocco (1995), S. 177–182.

Skinner, G. K. und Willmore, A. P. *et al.*.; Dezember 1987. Hard X-ray images of the galactic centre. *Nature*, **330**, 544–547.

Smither, R. K. *et al.*; 1995. Review of crystal diffraction and its application to focusing energetic gamma rays. In BASSANI und DI COCCO (1995), S. 47–56.

Stephen, J. B.; 1989. *Coded aperture imaging in low energy gamma ray astronomy.* Dissertation, University of Southampton.

Stephen, J. B.; 1991. Techniques of coded aperture imaging for gamma-ray astronomy. *Advances in Space Research*, **11** (8), 407–418.

Stephen, J. B., Caroli, E., Di Cocco, G., Maggioli, P. P., Natalucci, L., Spizzichino, A.; 1987. The identification of vignetted sources in coded aperture imaging. *Astronomy and Astrophysics*, **185**, 343–348.

Sunyaev, R. A., Babichenko, S. I., Goganov, D. A., Tabaldyev, S. R., Jambourenko, N. S.; 1990. X-ray telescopes ART-P and ART-S for the GRANAT project. *Advances in Space Research*, **10** (2), 233–237.

Sunyaev, R. A., Markevitch, M., Pavlinsky, M.; April 1993. The center of the galaxy in the recent past: a view from GRANAT. *The Astrophysical Journal*, **407**, 606–610.

Tanaka, Y. *et al.*; 1984. X-ray astronomy satellite Tenma. *Publ. Astron. Soc. Japan*, **36**, 641–658.

Tarantola, A.; 1987. *Inverse problem theory.* Elsevier, Amsterdam, ISBN 0-444-42765-1.

Teegarden, B. J. *et al.*; 1997. BASIS: a new GRB mission concept. In WINKLER *et al.* (1997), S. 495–498.

Timmer, J. und König, M.; 1995. On Generating Power Law Noise. *Astronomy and Astrophysics*, **300**, 707–710.

Turner, M. J. L. und Watson, M. G. (Herausgeber); 1997. *The Next Generation of X-ray Observatories,* Workshop Proceedings. *Leicester X-ray Astronomy Group Special Report*, **XRA97/02**. ISBN 0-9530183-0-X.

Ventura, G., Horstman, H. M., Brighenti, A., Cavani, C., Camprini, M., Cazzola, P., Giovannini, G., Labanti, C., Poulsen, J. M.; 1984. A balloon-borne instrumentation for cosmic gamma-ray burst detection and measurement. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **226**, 524–533.

von Ballmoos, P. *et al.*; 1995. A spaceborne crystal diffraction telescope for the energy range of nuclear transitions. In BASSANI und DI COCCO (1995), S. 239–245.

Vuoskoski, J.; 1996. *Exchange of Product Data between CAD systems and a Physics Simulation Program.* Dissertation, Tampere University of Technology.

Wahl, F. M.; 1989. *Digitale Bildsignalverarbeitung.* Springer-Verlag, ISBN 3-540-13586-3. Berichtigter Nachdruck.

Weekes, T. C.; 1996. The Atmospheric Cerenkov Technique in Very High Energy Gamma-Ray Astronomy. *Space Science Reviews*, **75**, 1–15.

Weekes, T. C. *et al.*; Juli 1989. Observation of TeV Gamma-Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cerenkov Imaging Technique. *The Astrophysical Journal*, **342**, 379–395.

Wells, D. C.; 1997. Speculations on the Future of FITS. In Hunt, G. und Payne, H. E. (Herausgeber), *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI. A.S.P. Conference Series*, **125**, Seite 257.

Wells, D. C., Greisen, E. W., Harten, R. H.; 1981. FITS - A Flexible Image Transport System. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, **44**, 363–370.

Willingale, R.; 1984a. The grazing incidence telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **221**, 1–13.

Willingale, R., Sims, M. R., Turner, M. J. L.; 1984b. Advanced deconvolution techniques for coded aperture imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **221**, 60–66.

Willmore, A. P., Skinner, G. K., Eyles, C. J., Ramsey, B.; 1984. A coded mask telescope for the Spacelab 2 mission. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **221**, 284–287.

Wilson, R. N.; 1996. *Reflecting telescope optics I.* Springer-Verlag, ISBN 3-540-58964-3.

Winkler, C.; 1996. INTEGRAL — The International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, **120**, 637–640.

Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Durouchoux, P., Kaldeich-Schürmann, B. (Herausgeber); 1997. *The Transparent Universe,* Proceedings 2nd INTEGRAL Workshop. *Leicester X-ray Astronomy Group Special Report*, **SP-382**. ESA, ESA Publications Division. ISBN 92-9092-211-7.

Wolter, H.; 1952a. Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen. *Annalen der Physik*, **10**, 94–114.

Wolter, H.; 1952b. Verallgemeinerte Schwarzschildsche Spiegelsysteme streifender Reflexion als Optiken für Röntgenstrahlen. *Annalen der Physik*, **10**, 286–295.

Yamashita, K.; 1997. Multilayer X-ray optical systems for future X-ray astronomy missions. In Turner und Watson (1997), S. 115–121.

Yoshida, A., Matsuoka, M., Kawai, N., Tokanai, F., Fenimore, E. E., in 't Zand, J. J. M., Galassi, M., Yamauchi, M., Takagishi, K., Hatsukade, I.; 1995. Wide Field X-ray Monitor on Board the High Energy Transient Experiment (HETE). *Astrophysics and Space Science*, **231**, 463–466.

Danksagung

> Beschreiben Sie das Universum. Nennen Sie drei Beispiele.
> — *Frage aus einer Kosmologie-Klausur*

Ich danke Prof. Dr. Rüdiger Staubert für die Anregung dieser Arbeit.
Prof. Dr. Volker Schönfelder danke ich für die Anfertigung des zweiten Gutachtens.

> Das Leben eines Physikers ist voller Sorge, Kummer, Elend, Spannung, gelegentlicher Hoffnungslosigkeit, Niedergeschlagenheit und Mutlosigkeit. Zwischendurch gibt es aber immer wieder kurze Momente der Heiterkeit, von Lachen, Freude und Jubel. Es ist nicht vorhersagbar, wann diese Epiphanien auftreten.
> — Leon Ledermann

Den Zimmergenossen und -nachbarn aus meiner Zeit am Institut möchte ich für gute Gespräche und Kameradschaft danken, besonders Jürgen Zweigle, Volkmar Großmann, Andreas Wicenec, Martin Bässgen, Ralf Geckeler, Krishnan Marar und Jochen Deetjen.[1]

> UNIX is many things to many people,
> but it's never been everything to anybody.
> — *Linux fortune*

Heinz Lenhard und Jörn Wilms danke ich für die gute Wartung und Pflege der Hard- und Softwareausstattung des Instituts.

Linus Torvalds, der *Free Software Foundation* und allen anderen, die ein freies „UNIX" haben Wirklichkeit werden lassen, danke ich zutiefst. Ohne Linux gäbe es diese Dissertation nicht.

In diesem Zusammenhang danke ich auch Donald E. Knuth und der *American Mathematical Society* für TeX und dafür, es frei verfügbar zu machen.[2] Leslie Lamport und allen anderen, die später zu diesem großartigen Satzsystem beigetragen haben — insbesondere den Mitgliedern des LaTeX 3 Teams — gebührt gleichfalls mein Dank.

Möge die Welt sich in eine Richtung entwickeln, die es eines Tages erlaubt, jegliche Software und allgemein jegliche Information so frei wie irgend möglich zugänglich zu haben.

> Sie sollten des Nachts nicht um Hilfe rufen;
> Sie könnten schließlich ihre Nachbarn wecken.
> — Stanislaw Lem

Mein besonderer Dank gilt Axel Busboom für die angenehme und fruchtbare interdisziplinäre Zusammenarbeit sowie Edward Fenimore, den man auch nachts um Hilfe rufen kann und durch dessen Vermittlung der Kontakt mit Axel zustande kam.

> Pour les uns, qui voyagent, les étoiles sont des guides.
> Pour d'autres elles ne sont rien que de petites lumières.
> Pour d'autres, qui sont savants, elles sont des problèmes.
> — Antoine de Saint-Exupéry

Den Mitgliedern der *Astronomischen Vereinigung Tübingen* — allen voran Reinhard Becker — danke ich für nächtliche Himmelsspaziergänge und die Erläuterung mancherlei Teleskops.

[1] Die Nichtnennung diverser Doktortitel in dieser Danksagung ist selbstverständlich nicht abwertend gemeint, sondern soll vor allem die zitierte Kameradschaft zum Ausdruck bringen.

[2] Was damals (um 1980) für eine Software dieses Umfangs und dieser Qualität ein Novum darstellte.

Lebenslauf

Heiko A. Groeneveld

3. April 1966	Geboren in Hage als Sohn von Engelbert Groeneveld und Jutta Groeneveld (geb. Annen)

Schulbildung:

1972 bis 1976	Besuch der Grundschule im Spiet zu Norden
1976 bis 1978	Besuch der Orientierungsstufe (OS II, Norden)
1978 bis 1985	Besuch des Ulrichsgymnasiums Norden
19. Juni 1985	Erwerb des Abiturs

Weiterer Bildungsweg:

September 1985	Immatrikulation im Fach Physik an der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster
März 1988	Abschluß des Vordiploms
September 1990	Abschluß der Fächerprüfungen
April 1992	Abschluß der Diplomarbeit
16. Juni 1992	Erwerb des Diploms
Dezember 1993	Aufnahme als Doktorand am Astronomischen Institut der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen
März 1998	Immatrikulation im Fach Pharmazie an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
September 1998	Abschluß der von Prof. Dr. R. Staubert angeleiteten Dissertation «Design, Simulation und Optimierung kodierter Aperturen»

Berufliche Tätigkeiten:

1986 bis 1989	Studentische Hilfskraft am Rechenzentrum der Universität Münster
1990 bis 1992	Hilfskrafts- und Werkstätigkeiten am Astronomischen Institut der Universität Münster
1993 bis 1994	Wissenschaftlicher Angestellter am Zentrum für Datenverarbeitung (ZDV) der Universität Tübingen
1995 bis 1997	Wissenschaftliche Hilfskraft am ZDV der Universität Tübingen

Akademische Lehrer:

Vor anderen seien hier (alphabetisch geordnet) folgende Professoren und Dozenten genannt:

In Münster: Dr. J. Andrä, Dr. K. Blum, Dr. P. Boschan, Dr. A. Bruch, Dr. B. Cleff, Dr. H.W. Duerbeck, Dr. P. Eckelt, Dr. G.F. Hanne, Dr. C. Herzig, Dr. W. Jeitschko, Dr. K. Jost, Dr. J. Keßler, Dr. B. Krebs, Dr. W. Lange, Dr. M. Langenbruch, Dr. H. Mehrer, Dr. W.T. Meyer, Dr. E. Nembach, Dr. H.-G. Purwins, Dr. W. Seitter, Dr. M. Stingl, Dr. R.K. Wehner, Dr. A. Weiguny

In Tübingen: Dr. D. Kaletta, Dr. H. Mauder, Dr. W. Ott, Dr. R. Staubert, Dr. K. Werner