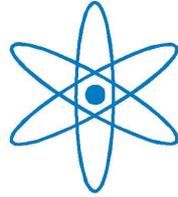


PHYSIK-DEPARTMENT



**Anpassung und Einsatz des OPTIMA
Photometers zur Messung von
GRB-Afterglow-Transienten**

Diplomarbeit von

Alexander Stefanescu



TECHNISCHE UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Afterglow Theorie	12
2.1	Die Geometrie der GRBs	12
2.2	Supernovae als Vorläufer von GRBs	13
2.3	Das Feuerball-Modell	13
3	Das OPTIMA Photometer	18
3.1	Die Zählereinheit	19
3.1.1	Die Avalanche-Photodioden	19
3.1.2	Das Spektrometer	21
3.2	Die Fokalaufsicht	21
3.2.1	Die Fasern	21
3.2.2	Der Keilspiegel	23
3.2.3	Die Filter	25
3.3	Die Datenaufnahme	25
3.3.1	Die GPS-Uhr	25
3.3.2	Die Datenerfassung	27
4	Swift	29
4.1	Die Instrumente von Swift	30
4.1.1	BAT	30
4.1.2	XRT	31
4.1.3	UVOT	31
4.2	Der Betrieb von Swift	31
4.3	Geschätzte Ereignisraten	34
5	OPTIMA-Burst	37
5.1	Das Konzept	37
5.1.1	Teleskopwahl	38
5.2	Hardware	38
5.2.1	Beschleunigung der Teleskop-Kuppel	39
5.2.2	Neue CCD-Kamera	41

5.2.3	Neue Optik	41
5.2.4	Neue GAM	45
5.2.5	Steuer-Computer	47
5.3	Software	49
5.3.1	Übersicht	49
5.3.2	GCN-Anbindung	52
5.3.3	Teleskop-Steuerung	54
5.3.4	CCD-Kamera	55
5.3.5	Astrometrie	55
5.3.6	Ziel-Suche	57
5.3.7	Feinpositionierung	62
5.3.8	Qualitätsmonitor	65
6	Ausblick	66
6.1	Wollaston-Polarimeter	66
6.2	WCS höherer Ordnung	67
6.3	Teleskopsteuerung	68
6.4	Neue Datenerfassung	69
A	Abschätzung der Empfindlichkeit	72
B	Bestimmung des Faserprofils	76
C	Qualitäts-Monitor	79
D	Meßkampagnen	81

Kapitel 1

Einleitung

Die Geschichte der Gamma-Ray Bursts

Vela

Im Jahr 1963 unterzeichneten die Vereinigten Staaten von Amerika, die Sowjetunion und Grossbritannien einen Atomwaffensperrvertrag¹, der Atomwaffentests unter Wasser, in der Atmosphäre, und im Weltall untersagt. Teil des amerikanischen Programms zur Überwachung der Einhaltung dieses Vertrages war das Projekt Vela², ein Netz von Satelliten mit Röntgen-, Gamma- und Neutronendetektoren³ zur Messung charakteristischer Emissionen von nuklearen Explosionen.

Neben einigen Atomwaffentests, die durch die Vela-Satelliten entdeckt wurden, registrierten die Gamma-Detektoren der Satelliten gelegentlich plötzliche, heftige Ausbrüche von Gammastrahlung, ohne daß die anderen Detektoren ein Ereignis sahen. Aufgrund ihrer Signatur waren für diese Ereignisse Atomexplosionen als Quellen auszuschließen, und es stellte sich daher die Frage, was sonst plötzliche Ausbrüche von Gammastrahlung auslösen könnte. Da die Gamma-Detektoren der Vela-Satelliten richtungsunempfindlich waren, war es schwierig den Ursprung dieser Quellen zu bestimmen. Ray Klebesadel vom Los Alamos National Laboratory erkannte, daß einige dieser Ereignisse von mehreren Vela-Satelliten registriert wurden. Durch Vergleich der Ankunftszeiten der Gammastrahlung bei den verschiedenen Satelliten, konnte er die grobe Richtung der Strahlung triangulieren. Das Ergebnis der ersten 16 auf diese Weise vermessenen Ereignisse war, daß die Quellen sich weder auf der Erde oder im Erdnahen Weltraum befinden konnten, noch die Sonne als Quelle in Frage kam [KSO73].

Die Frage nach den Quellen der GRBs⁴ blieb allerdings ungeklärt. Die diskutierten Modelle lassen sich grob unterteilen in Modelle, die Quellen in unserer Galaxie

¹PTBT, *Partial Test Ban Treaty*. Bis heute haben 135 Länder diesen unterzeichnet.

²velar (span.): bewachen, beschützen

³Die letzten beiden der insgesamt sechs Vela-Satelliten enthielten zusätzlich einen optischen Detektor

⁴Gamma Ray Bursts. Dieser Begriff wurde in [KSO73] geprägt.

vermuten, und solche, die Quellen in kosmologischer Entfernung annehmen.

CGRO

Der nächste große Schritt in der Erforschung der GRBs gelang erst Jahre später, nach dem Start des *CGRO*⁵ 1991. An Bord dieses Satelliten-Observatoriums befand sich *BATSE*⁶, ein Gamma-Detektor, speziell zum Messen von GRBs konzipiert. *BATSE* bestand aus acht Einzeldetektoren, die zusammen den gesamten Himmel erfassen konnten (Abb. 1.2). *BATSE* war wesentlich empfindlicher als die Vela-Satelliten. Die vier von Klebesadel verwendeten Satelliten lieferten von 1969 bis 1979 insgesamt 79 GRBs, also etwa 8 GRBs pro Jahr. *BATSE* lieferte von 1991 bis 2000 dagegen 2704 GRBs, also rund 300 GRBs pro Jahr.

Durch diese sehr viel höhere Rate an GRBs konnte die Verteilung der GRBs am Himmel genauer statistisch untersucht werden. Schon das erste Ergebnis nach etwa einem Jahr Messzeit zeigte, daß GRBs isotrop am Himmel verteilt sind (siehe Abb. 1.3, und [MFW⁺92]), und nicht etwa eine Häufung in der galaktischen Ebene zu beobachten ist.

Dies läßt den Schluß zu, daß sich die Quellen der GRBs nicht in unserer Galaxis befinden, und schließt somit eine weite Klasse von Modellen aus. Möglich wären allerdings neben Quellen in kosmologischen Distanzen weiterhin Quellen, die in einem Halo um unsere Galaxie vorkommen. Wenn der Halo groß genug ist, so zeigt sich keine Häufung in der Ebene der Milchstraße mehr. Durch Untersuchung der Isotropie kann also die Größe eines möglichen Halos eingeschränkt werden.

Wenn um unsere Galaxie ein Halo von GRB-Quellen existiert, dann sollte um benachbarte Galaxien ähnlichen Typs auch ein Halo existieren. Ist der Halo groß genug, dann sollte in Richtung der uns nächsten Spiralgalaxie (also der Andromedagalaxie M31) eine Häufung von GRBs zu beobachten sein. Untersuchungen mit mehr *BATSE*-GRB-Daten zeigen jedoch, daß dies nicht der Fall ist (Abb. 1.4, [TS00]).

Eine weitere Information, die man aus den *BATSE*-Daten gewinnen konnte war, daß es augenscheinlich *zwei verschiedene* Populationen⁷ von GRBs gibt, die sich in ihrer Gamma-Leuchtdauer unterscheiden [KMF⁺93]. Auf der einen Seite gibt es kurze Bursts mit Leuchtdauern kürzer als etwa 2 s, auf der anderen Seite gibt es lange GRBs, die einige zehn bis 100 Sekunden lang leuchten (Abb. 1.5). Die kurzen Bursts sind dabei im Schnitt härter⁸ als die langen Bursts.

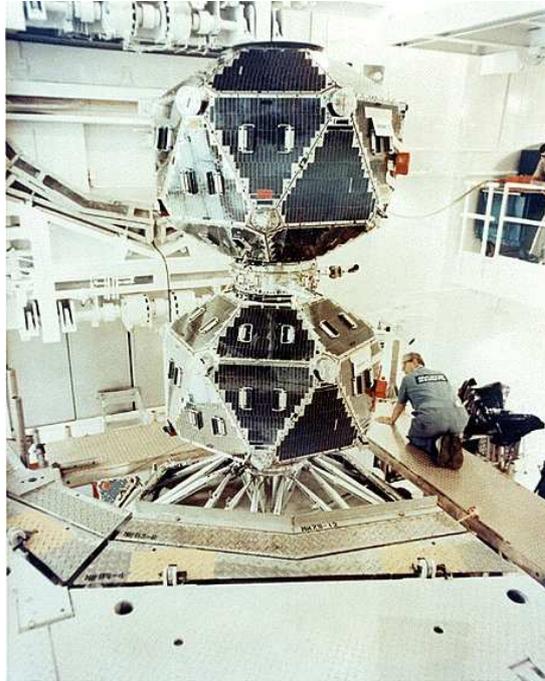


Abbildung 1.1: *Advanced Vela 5b* bei der Montage auf die Trägerrakete.

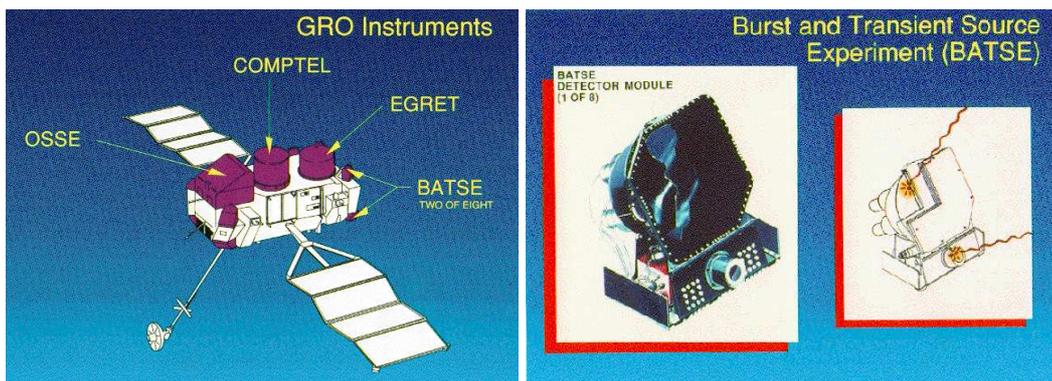


Abbildung 1.2: Übersichtsskizze über CGRO und BATSE

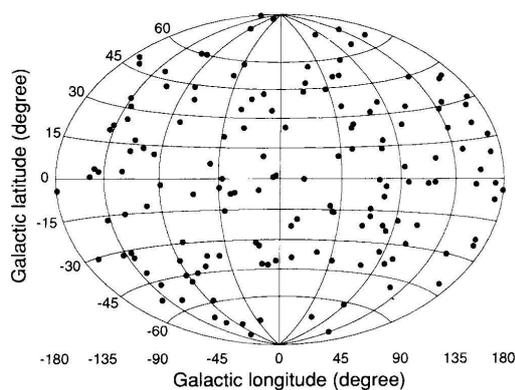


Abbildung 1.3: Isotrope Verteilung von 158 GRBs am Himmel, nach einem Jahr Messzeit mit BATSE. Projektion in galaktischen Koordinaten. [MFW⁺92]

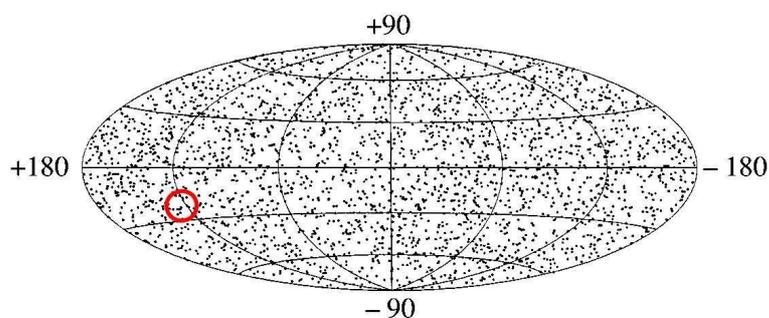


Abbildung 1.4: Isotrope Verteilung von 2934 GRBs am Himmel. Rot markiert die Position von M31, an der keine auffällige Häufung zu beobachten ist. In der Untersuchung wurden auch ungetriggerte Ereignisse berücksichtigt, was die große Zahl von Bursts erklärt. [TS00]

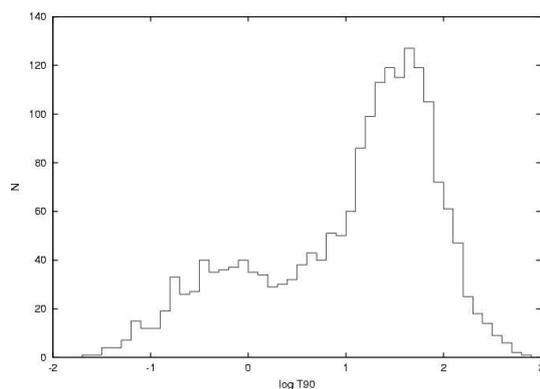


Abbildung 1.5: Verteilung der Burstdauern von 2041 GRBs. T90 ist die Zeit, in der 90% der Gammaemission erfolgt ist. [Hor02]

BeppoSAX

Trotz dieser Ergebnisse blieb die Natur der GRB-Quellen weiterhin ein Rätsel. Der nächste große Schritt bei der Erforschung der GRBs gelang einige Jahre später durch den italienisch-niederländischen Röntgensatelliten BeppoSAX⁹. BeppoSAX hatte Instrumente die es erlaubten einerseits große Areale am Himmel nach GRBs abzusuchen, andererseits GRBs mit Bogenminutengenauigkeit abzubilden (Abb. 1.6). Im Februar 1997 gelang es BeppoSAX, den Burst GRB 19970228 acht Stunden nach Beginn der Gammaemission im Röntgenlicht abzubilden [?]. Die hohe Auflösung dieser Aufnahme ermöglichte es, das Nachleuchten dieses GRBs 21 Stunden nach dem GRB mit dem 4.2 m William Herschel Telescope auf La Palma zu identifizieren. Zu diesem Zeitpunkt hatte das Nachleuchten eine Helligkeit von $m_V \approx 24^m$.

Mit dem ersten Nachweis eines optischen Nachleuchtens brach ein „goldenes Zeitalter“ für die Erforschung von GRBs an. Die Identifikation mit optischen Gegenständen ermöglichte es, die Rotverschiebung der Objekte, bzw. ihrer Muttergalaxien, zu bestimmen [MDK⁺97], und damit die kosmologische Natur der GRBs zu bestätigen. Allerdings ist zu beachten, daß bis heute ausschließlich für GRBs aus der Gruppe mit Leuchtdauern über 2 s Afterglows gefunden wurden. Über die kurzlebigen Bursts ist also weiterhin so wenig bekannt wie vor BeppoSAX.

Der Stand der Dinge

Mittlerweile hat sich die Erforschung von GRBs zu einem großen Teil auf die Untersuchung von GRB Afterglows konzentriert. Das Nachleuchten in niederenergetischen Bändern wird interpretiert als Leuchterscheinung eines mit hochrelativistischen Geschwindigkeiten expandierenden Feuerballs. Da dieser Feuerball optisch dick ist, kann auf die zentrale Maschine nicht direkt zurückgeschlossen werden. Der Schlüssel zum Verständnis der Quelle der GRBs ist daher ein detailliertes Verständnis der Eigenschaften des Feuerballs.

Abb. 1.7 zeigt Lichtkurven einiger GRB Afterglows. Man sieht, daß alle mit einem Potenzgesetz ähnlicher Steigung abklingen. Einige der Lichtkurven haben einen Knick, und werden nach einiger Zeit steiler. Dies interpretiert man als Hinweis auf eine nicht-isotrope Ausbreitung des Feuerballs in Form eines hochrelativistischen Jets, und das Wachsen des relativistischen Beaming-Winkels bei Abnahme der Geschwindigkeit des Jets. (siehe Kapitel 2.1)

⁵Compton Gamma Ray Observatory

⁶Burst and Transient Spectrometer Experiment

⁷Es wurden auch 3 unabhängige Populationen diskutiert (z.B. [Hor02])

⁸*Härte*: Verhältnis der Zählraten eines höherenergetischen zu einem niederenergetischen Band, z.B. $\frac{N_{100-300 \text{ keV}}}{N_{25-100 \text{ keV}}}$, analog zur Definition der Farbe in der optischen Astronomie: $m_B - m_V$

⁹nach dem ital. Physiker Giuseppe „Beppo“ Occhialini, und „Satellite per Astronomia X“ (ital: Satellit für Röntgenastronomie)

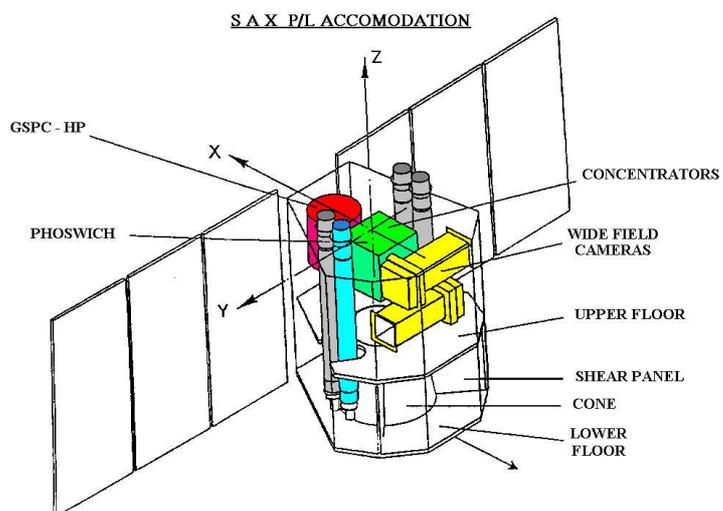


Abbildung 1.6: Übersichtsskizze von BeppoSAX

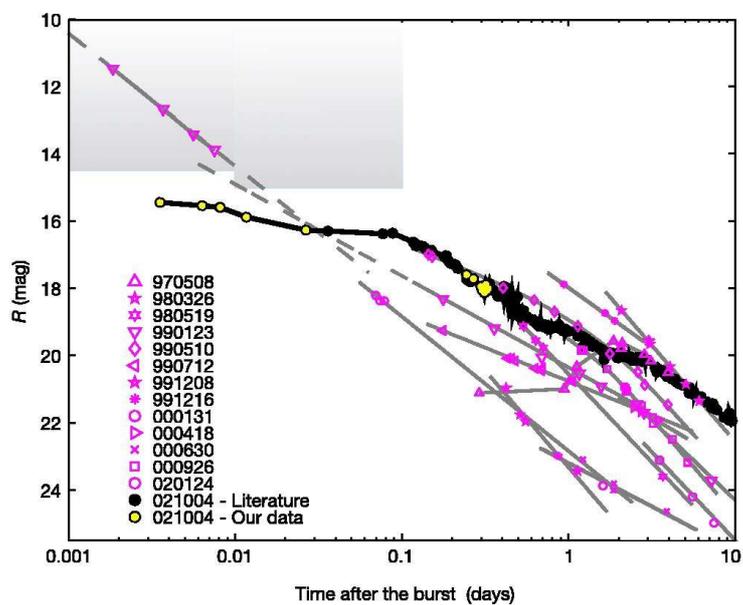


Abbildung 1.7: Typische GRB Lichtkurven [FYK⁺03]

Ist die Materieverteilung im Jet nicht homogen (z.B. durch „Klumpen“ im Jet oder ein inhomogenes Jet-Profil), so kann sich dies durch Helligkeitsvariationen und Polarisation des Afterglows bemerkbar machen (z.B. [NO04], [AJM04]). Da sich der Jet ausdehnt, werden mit fortschreitender Zeit Effekte durch Inhomogenitäten verwaschen. Dies ist neben der nachlassenden Leuchtkraft des Nachleuchtens ein Grund die für die Notwendigkeit Nachbeobachtungen möglichst kurz nach dem Aufleuchten des GRBs erfolgen zu lassen.

Die kürzesten Reaktionszeiten werden mit robotischen Teleskopsystemen erreicht. Diese operieren autark, führen also Beobachtungen nicht nur automatisch durch, sondern planen diese auch nach Erhalt von GRB-Warnungen anderer Instrumente selbsttätig. 1999 gelang es dem robotischen Teleskop ROTSE¹⁰, das Nachleuchten des GRB 990123 nur 20 s nach dem Aufleuchten des GRBs nachzuweisen, während die Gammaemission noch aktiv war [ABB⁺00]. Dies ist bislang der einzige Fall, in dem das gelungen ist (Abb. 1.8).

Systeme wie ROTSE haben sehr große Gesichtsfelder (bis $\sim 2^\circ$), aber relativ kleine Öffnungen, und erreichen deshalb nur mäßige Grenzgrößen bei Belichtungszeiten von 10 s bis 60 s ($16^m - 18^m$). Aus diesem Grund werden, sofern Koordinaten ausreichender Präzision zur Verfügung stehen, auch Großteleskope wie das VLT der ESO zur Nachbeobachtung von GRBs eingesetzt. Diese Teleskope können außer der Photometrie noch Spektroskopie betreiben, und so über Rotverschiebung des Nachleuchtens bzw. der Host-Galaxie des Bursts die Entfernung bestimmen.

Neben Photometrie und Spektroskopie hat sich die Polarimetrie von GRB Afterglows als lohnenswert erwiesen, da über die Polarisierungseigenschaften des Afterglows Rückschlüsse auf die Geometrie und Mechanismen der Emission möglich sind (z.B. [GKR⁺03])

Die Zukunft

Swift und OPTIMA-Burst

Der Swift-Satellit, der voraussichtlich September 2004 starten wird, wird GRB Nachbeobachtungen deutlich vereinfachen. Er wird ähnlich viele GRBs wie BATSE finden können, dabei aber in Minuten die Position der GRBs mit Bogensekundengenauigkeit feststellen können. Diese Daten werden über eine ständig bestehende Datenverbindung sofort zur Erde übertragen, und dort über das Internet in der astronomischen Gemeinde verteilt. (siehe auch Kapitel 4 und [GS00]).

Auf Basis der Daten, die Swift liefern wird, und des bereits bestehenden OPTIMA¹¹-Photometers bzw. Polarimeters (siehe auch Kapitel 3, [Str01], [Kel02] und [KKS⁺03]), soll in der vorliegenden Arbeit ein Instrument zur Untersuchung von

¹⁰Robotic Optical Transient Search Experiment [MAK⁺97]

¹¹Optical Pulsar TIMing Analyser

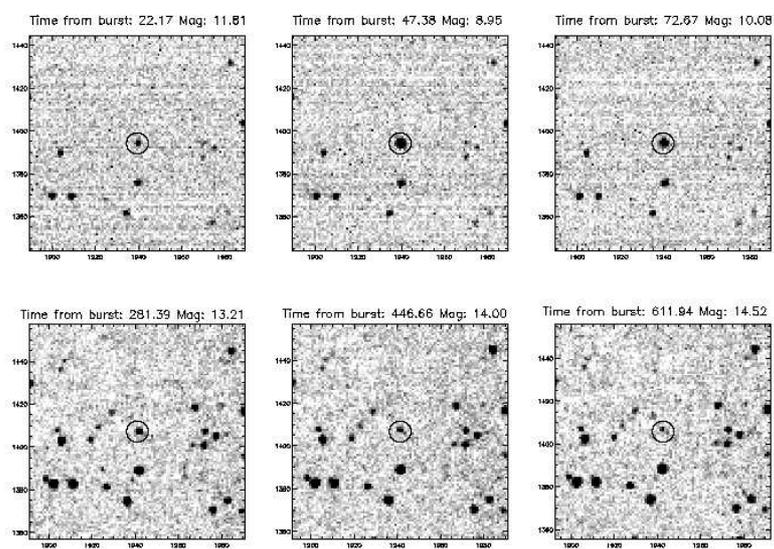


Abbildung 1.8: Aufnahmeserie des GRB990123, aufgenommen mit ROTSE. [ABB⁺00]

GRB Afterglows entwickelt werden. Dazu soll OPTIMA mehrere Monate im Standby-Betrieb an einem Teleskop betrieben werden. Während dieser Zeit kann an diesem Teleskop der normale astronomische Betrieb aufrecht erhalten werden. Erst wenn von Swift ein Burst-Trigger gesendet wird, übernimmt OPTIMA-Burst die Kontrolle über das Teleskop und leitet automatisch die Nachbeobachtung des Bursts ein (siehe auch Kapitel 5).

Das Teleskop, das für die OPTIMA-Burst Kampagne ausgewählt wurde ist das 1.3 m-Teleskop am Mt. Skinakas auf Kreta. Dieses Teleskop ist einerseits groß genug, um mit OPTIMA bei einer Zeitauflösung von 1 s eine Grenzgröße von 19^m zu erreichen (siehe Anhang A). Andererseits ist es schnell genug um eine Reaktionszeit von weniger als 100 s gewährleisten zu können, und es ist klein genug, um für eine mehrere Monate dauernde Kampagne zur Verfügung zu stehen.

Der erreichbare Parameterraum ist in Abb. A.3 in Anhang A abgebildet.

Kapitel 2

Theorie der Gamma Ray Bursts

Es soll nun ein kurzer Überblick über das derzeitige Verständnis der Natur der GRBs gegeben werden.

2.1 Die Geometrie der GRBs

Die Entdeckung optischer Nachleuchter von GRBs hat es ermöglicht, die Rotverschiebung von mehr als 30 GRBs zu bestimmen. Dadurch ist es unter Annahme isotroper Emission möglich, den gesamten Energieausstoß eines GRBs zu bestimmen. Die so abgeschätzten Energien sind jedoch mit $10^{53} - 10^{54}$ erg so hoch, daß es schwierig ist Modelle zu finden, die derart energetische Prozesse ermöglichen würden. Die nähere Untersuchung von GRB-Afterglow Lichtkurven gibt jedoch starke Hinweise auf eine nicht isotrope Abstrahlung in Form eines hochrelativistischen Jets.

Bewegt sich eine isotrop strahlende Quelle mit hochrelativistischer Geschwindigkeit, so wird die Abstrahlung relativistisch in Bewegungsrichtung gebündelt. Der Öffnungswinkel, auch Beaming-Winkel genannt, beträgt $\theta = 1/\Gamma$ mit dem Lorentz-Faktor $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

Bewegt sich nun ein Jet mit hochrelativistischer Geschwindigkeit durchs umliegende Medium, so verliert er Energie und wird langsamer. Durch den sinkenden Lorentz-Faktor wird der Beaming-Winkel größer, und für den Beobachter wird eine größere Fläche der Jet-Front sichtbar. Gleichzeitig wird die Emission des Jets durch Abnahme der Temperatur intrinsisch leuchtschwächer. Die Abnahme der Leuchtkraft wird durch die wachsende sichtbare Fläche teilweise kompensiert, so daß die scheinbare Leuchtkraft des Jets langsamer sinkt als die intrinsische Leuchtkraft.

Wird der Beaming Winkel größer als der Öffnungswinkel des Jets, so ist die gesamte Jet-Front für den Beobachter sichtbar. Eine weitere Zunahme des Beaming-Winkels bewirkt also keine Zunahme der sichtbaren leuchtenden Fläche mehr, und die beobachtete Leuchtkraft nimmt wie die intrinsische Leuchtkraft ab. Durch Analyse der Steigung der Lichtkurve vor und nach diesem sogenannten „Jet-break“, und des genauen Zeitpunktes des Jet-breaks, lassen sich Öffnungswinkel des Jets und Lorentz-Faktor

der Bewegung bestimmen [SPH99].

Abb. 2.1 illustriert den Unterschied von sphärischer Geometrie und Jet bei Abnahme des relativistischen Beaming-Winkels. Abb. 2.2 zeigt ein Beispiel einer Lichtkurve mit ausgeprägtem Jet-break.

Erfolgt die Emission in Form eines hochrelativistischen Jets, so ist die Annahme einer isotropen Abstrahlung falsch, und die Abschätzung der Gesamtenergie eines GRBs zu hoch. Korrigiert man die Abschätzung für Bursts, bei denen Öffnungswinkel des Jets und Lorentz-Faktor bestimmt werden konnten, so ergibt sich eine Energie von 10^{51} erg, bei einer deutlich geringeren Streuung als ohne Berücksichtigung der Jet-Geometrie (Abb. 2.3). Dies entspricht der Energie einer Supernova.

Die Emissionsgeometrie eines auf den Beobachter gerichteten, hochrelativistischen Jets hat zur Folge, daß ein Beobachter das Nachleuchten in Form eines Ringes sieht [GPS99].¹ Dieses Ring ist aufgrund der großen Entfernung nicht aufgelöst, hat aber die Konsequenz, daß mit fortschreitender Zeit unterschiedliche Bereiche der Jet-Front den Hauptteil der Afterglow-Emission ausmachen.

2.2 Supernovae als Vorläufer von GRBs

Bereits vor Entdeckung der GRBs gab es Theorien, die Gamma-Emissionen bei bestimmten Arten von Supernova-Explosionen vorhersagten [Col68]. Nach Entdeckung der GRBs wurden weitere Modelle vorgeschlagen, die GRBs mit Supernovae assoziieren, z.B. das Collapsar-Modell, in dem Kern-Kollaps Supernovae mit extremen Randbedingungen, wie extreme Masse oder Rotation des Vorläufersterns, zu einem GRB führen [Woo93].

Im April 1998 wurde innerhalb der Positionsfehler eines GRBs (GRB 980425) zeitgleich eine Supernova (SN 1998bw) beobachtet. Die Lichtkurve einer Supernova steigt einige Tage an, bevor sie mit einem Potenzgesetz abfällt. Diese Signatur konnte auch in einigen GRB-Afterglows identifiziert werden. So konnte die Lichtkurve von GRB 980326 als Kombination eines Potenzgesetzes, und einer Supernova bei $z \sim 1$ beschrieben werden (Abb. 2.4).

Diese Assoziationen von GRBs mit Supernovae sind ein starkes Indiz dafür, daß zumindest ein Teil der GRBs durch einen Kernkollaps entsteht.

2.3 Das Feuerball-Modell

Das heute weithin akzeptierte Modell von GRBs ist ein hochrelativistischer Feuerball. Dieser entsteht, wenn eine sehr große Energiemenge ($10^{51} - 10^{53}$ erg) in kurzer Zeit (~ 10 s) in einem kleinen Volumen (~ 10 km) freigesetzt wird. Unabhängig davon,

¹Der Grund hierfür ist, daß Licht, das von weiter von der optischen Achse gelegenen Emissionsgebieten stammt, einen längeren Weg zurücklegen mußte. Daher startete es zu einem früheren Zeitpunkt, als der Jet intrinsisch heller war.

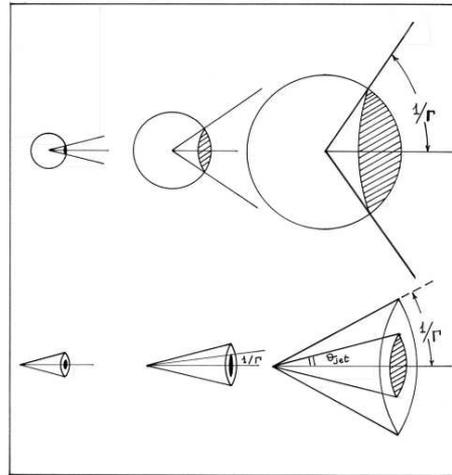


Abbildung 2.1: Illustration zum Zustandekommen des Jet-breaks. Bei Jet-Geometrie kann die sichtbare Fläche im Gegensatz zur sphärischen Geometrie nur begrenzt zunehmen.

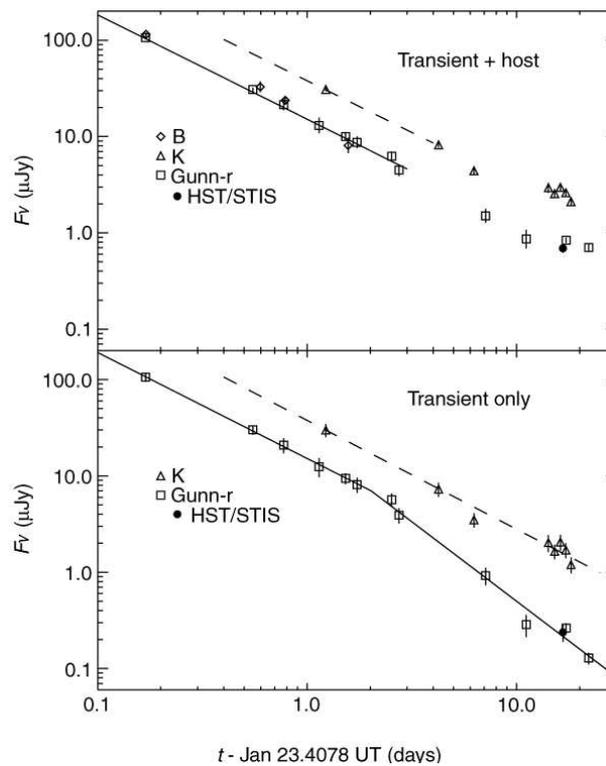


Abbildung 2.2: Lichtkurve von GRB 990123. Gut erkennbar der Jet-break 2 Tage nach dem GRB. [KDO⁺99]

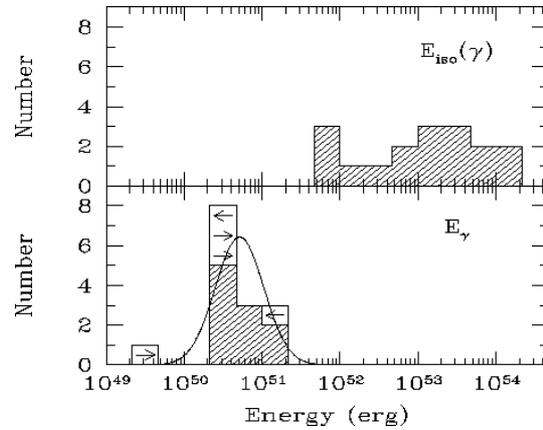


Abbildung 2.3: Korrektur der Energie von Bursts mit bekannter Jet-Geometrie. Oben die Verteilung der Luminosität bei Annahme isotroper Emission. Unten die Verteilung nach der Korrektur mit aus den Lichtkurven bestimmten Jet-Parametern. [FKS⁺01]

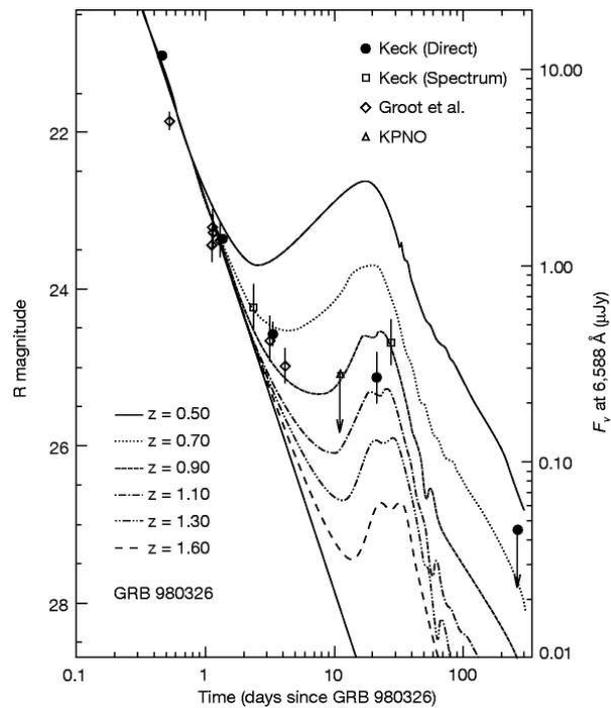


Abbildung 2.4: Die Lichtkurve von GRB 980326 lässt sich gut durch die Summe eines Potenzgesetzes und einer Supernova-Lichtkurve beschreiben (hier durch die Lichtkurve von SN 1998bw / GRB 980425, verschoben zu verschiedenen z). [BKD⁺99]

in welcher Form der Energieausstoß stattfindet, bildet sich schnell ein thermisches Gleichgewicht zwischen Strahlung und Materie aus, so daß die Natur des Vorläufers für den weiteren Ablauf des Bursts unwichtig wird.

Ähnlich einem klassischen Stoßrohr, entwickelt sich eine vorwärtsgerichtete Stoßwelle, die sich durch das umliegende Medium ausbreitet, und ein rückwärts laufender Verdünnungsstoß [BM76]. Neben diesen beiden Stoßwellen, entwickeln sich interne Stoßwellen dadurch, daß sich Bereiche unterschiedlicher Geschwindigkeit gegenseitig einholen.

Das Nachleuchten wird als Synchrotron-Emission ultrarelativistischer Elektronen im Vorwärtstoß interpretiert [SPN98], während die primäre Gammastrahlung den internen Stoßfronten zugeschrieben wird [RM94].

Detaillierte Rechnungen mit diesem Modell erlauben Vorhersagen über das Breitband-Spektrum des Nachleuchtens, die gut mit den Daten übereinstimmen (siehe Abb. 2.5 und Abb. 2.6).

Das Feuerball-Modell hat noch einige offene Parameter, die durch Beobachtung von GRB-Afterglows bestimmt werden könnten. Ein Beispiel ist die genaue Form und Struktur des Jets. Die Emission der prompten Gamma-Strahlung wird internen Stoßwellen im Jet zugeschrieben. Diese würden Inhomogenitäten im Jet verursachen. Der Jet kann auch einfach „Klumpen“ haben. Beim Auftreffen auf das umliegende Medium würde beides zu Variabilität des Nachleuchtens führen, da dieses durch den Vorwärtstoß des Jets entsteht.

Eine weitere Quelle möglicher Variabilität ist die genaue Geometrie des Jets. Durch das relativistische Beaming tragen zu unterschiedlichen Zeiten unterschiedliche Regionen des Jets besonders stark zum Nachleuchten bei. Ist die Struktur des Jets nicht vollständig homogen, so bewirkt dies auch eine Variabilität.

Die Emission von GRBs beruht zu großen Teilen auf Synchrotronstrahlung von hochrelativistischen Elektronen. Synchrotronstrahlung ist durch die Entstehung stark polarisiert. Da man bislang nur geringe Polarisierungen von einigen Prozent gefunden hat (z.B. [GKR⁺03]), muß die intrinsische Polarisation zerstört werden. Dies könnte z.B. dadurch geschehen, daß die bei der Beschleunigung der Elektronen beteiligten Magnetfelder stark verknäuel sind. Ist die Kohärenzlänge der Magnetfelder klein gegenüber der Ausdehnung des Jets, mittelt sich die Polarisation über das gesamte Emissionsgebiet weg, so daß die Strahlung nicht, oder nur sehr gering polarisiert ist.

Ähnlich der Leuchtkraft kann auch die Polarisation dadurch moduliert werden, daß durch den oben erwähnten relativistischen Effekt zu verschiedenen Zeiten unterschiedliche Bereiche zur Polarisation beitragen.

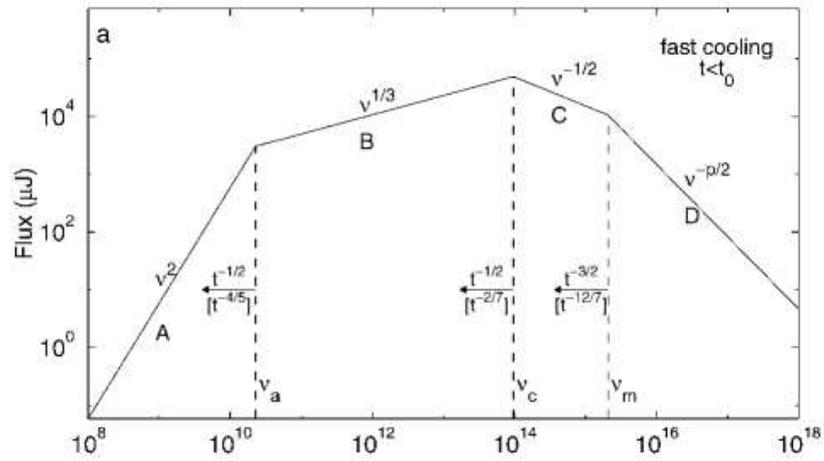
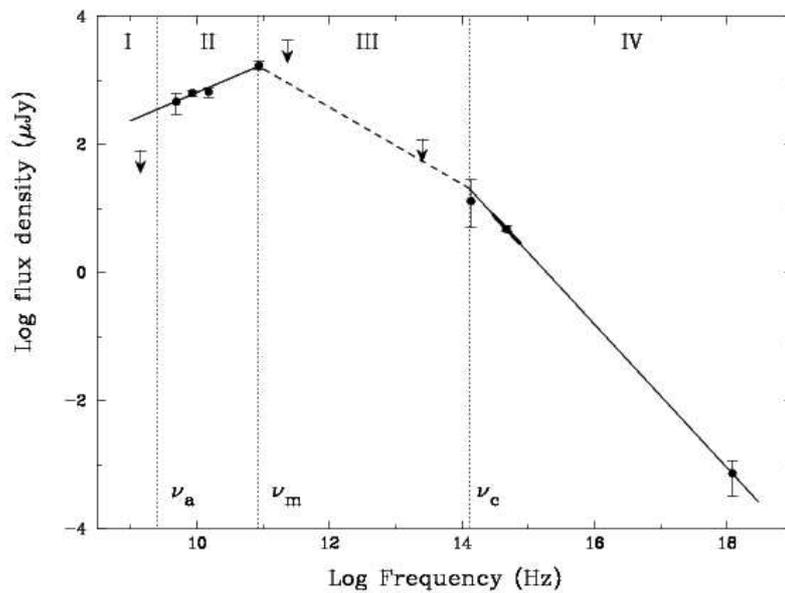


Abbildung 2.5: Vorhersage des Spektrums des GRB Nachleuchtens. [SPN98]

Abbildung 2.6: Breitbandspektrum von GRB 970508. [GWB⁺98]

Kapitel 3

Das OPTIMA Photometer

OPTIMA [Str01] ist ein schnelles astronomisches Photometer mit Einzelphotonennachweis. Die verwendeten Photonen-zähler können mit 300 ps Zeitauflösung Photonen bis zu einer Zählrate von 2 MHz zählen. Die nachgeschaltete Datenaufnahme nimmt die von den Zählern gelieferten Pulse mit einer Samplerate von 250 kHz auf. Die nutzbare Zeitauflösung von OPTIMA liegt daher bei 4 μ s. Durch die Verwendung von APDs¹ als Detektoren, hat OPTIMA eine Quanteneffizienz von 70% bei 700 nm, und über 25% in einem Spektralband von 450 – 950 nm (Abb. 3.2). Das Instrument ist leicht transportabel, und lässt sich mit minimaler Adaption an beliebigen Großteleskopen einsetzen. Es lässt sich während einer laufenden Kampagne für einen Polarimeter-, und einen Spektrometermodus erweitern.

Erfolgreiche Kampagnen wurden schon durchgeführt unter anderem auf dem Mt. Skinakas Observatory auf Kreta (1.3 m), dem Mt. Stromlo Observatory in Australien (1.88 m), dem SAAO in Südafrika (1.9 m) dem NOT auf La Palma (2.6 m), und dem Calar Alto Observatory in Spanien (3.5 m).

Durch die hohe Quanteneffizienz und bedingt durch den problemlosen Betrieb an verschiedenen Teleskopen hat OPTIMA z.B. bei der Beobachtung von Schwarze-Loch-Kandidaten am Skinakas Observatorium hervorragende Ergebnisse erzielt [KSSB01]. OPTIMA ist also keineswegs auf das namensgebende Einsatzgebiet der Pulsarbeobachtung beschränkt.

OPTIMA besteht aus 4 wesentlichen Einheiten, die im folgenden näher beschrieben werden sollen (Abb. 3.1):

- Die Zählereinheit
- Die Fokalaufsicht
- Die Datenaufnahme
- Die Steuerung

¹Avalanche Photo Diodes

3.1 Die Zählereinheit

3.1.1 Die Avalanche-Photodioden

Der zentrale Teil von OPTIMA ist die Zählereinheit. Sie enthält neun APD-Detektoren als Photonenzähler. APDs haben im Gegensatz zu den häufig verwendeten Photomultipliern (photo-multiplier tube, PMT) den Vorteil, daß ihre Quanteneffizienz mit bis zu 80% deutlich höher liegt als die Quanteneffizienz von PMTs, die bei etwa 20% liegt, und nur einen engen Spektralbereich umfasst.

Die Funktionsweise einer APD ist eine Kombination der Funktionsweisen einer herkömmlichen PIN²-Photodiode und eines Photomultipliers (Abb. 3.3). Wie bei einem PMT lösen einfallende Photonen durch Photoeffekt Ladungsträger aus. Bei PMTs werden Elektronen aus einer dünnen Photokathode herausgelöst, bei APDs und herkömmlichen PIN-Dioden erzeugt ein einfallendes Photon ein Elektron-Loch-Paar im Silizium. Bei PMTs werden die Elektronen mit elektrischen Feldern beschleunigt, und schlagen aus weiteren Elektroden Sekundärelektronen heraus, die ihrerseits beschleunigt werden. Auf diese Weise entsteht aus einem einzelnen Photon eine Kaskade von Sekundärelektronen, die genug Ladung enthält um mit einem empfindlichen Verstärker nachweisbar zu sein.

Bei einer APD wird über die Diode eine hohe Spannung nahe der Durchbruchspannung angelegt. Die primären Elektron-Loch-Paare werden dadurch getrennt, und die Ladungsträger so stark beschleunigt, daß sie sekundäre Elektron-Loch-Paare erzeugen. Auf diese Weise wird in einer APD, analog zum PMT, im Detektor selbst eine intrinsische exponentielle Verstärkung erreicht. Die Quanteneffizienz ist bei APDs wesentlich größer als bei PMTs, da die Erzeugung der primären Ladungsträger nicht auf Wechselwirkung an der Photokathode beschränkt ist, sondern in einem ausgedehnten Gebiet stattfinden kann.

Die in OPTIMA verwendeten APD-Zählereinheiten³ arbeiten in Geiger-Modus. Analog zu einem Geiger-Zähler arbeiten sie mit einer Hochspannung oberhalb der Durchbruchspannung. Kommt es aufgrund eines Photons oder eines thermischen Elektrons zu einem Durchbruch, so wird die Spannung sehr schnell unter die Durchbruchspannung reduziert, um die Entladung zu beenden („*quenching*“). Um das thermische Rauschen auch bei höheren Signalaraten stabil zu halten, sind die Zählermodule mit einer thermoelektrischen Kühlung versehen, so daß die APDs immer bei einer konstanten Temperatur betrieben werden. Die Signale der APDs werden im Zählermodul elektronisch aufbereitet. Die Module liefern auf ein einfallendes Photon binnen 300 ps einen TTL-Puls von 9 ns Länge.⁴ Durch eine nachgeschaltete externe Logik wird der Puls auf eine dem Meßtakt des Computers angepasste Signallänge von 4 µs verlängert.

²Dioden mit einer positiv- intrinsisch- negativ- dotierten Schichtung

³Perkin-Elmer SPCM-AQ [Las97]

⁴Nach jeder Auslösung haben die APDs eine Totzeit von 50 ns

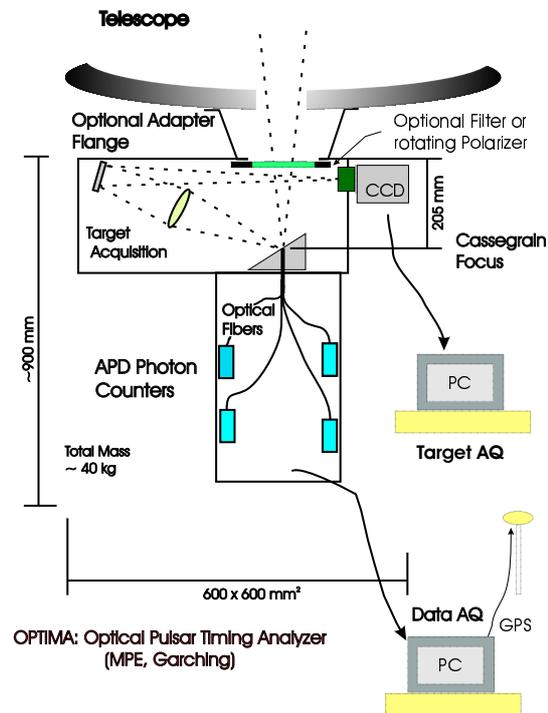
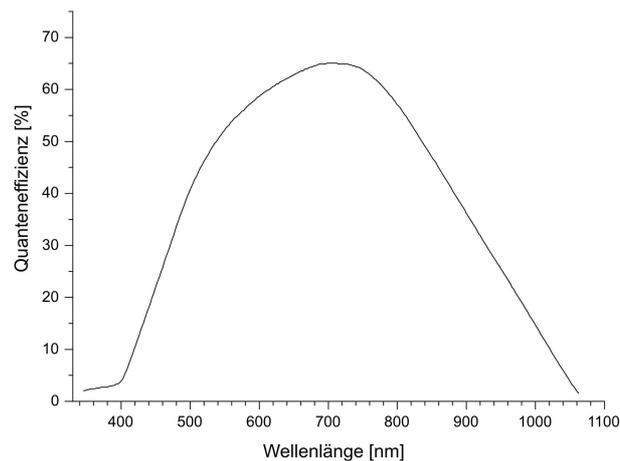
Abbildung 3.1: Übersichtsskizze über das OPTIMA Detektorsystem [KKS⁺03]

Abbildung 3.2: Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne optische Photonen mit den Photonenzählern von Perkin-Elmer [Las97]

3.1.2 Das Spektrometer

Neben den Zählermodulen bietet die Zählereinheit von OPTIMA Platz für ein optionales 4-Kanal Spektrometer (Abb. 3.4).

Eine der bis zu neun Glasfasern, die Licht aus der Brennebene des Teleskops zu den Zählern leiten, wird dabei nicht mit einem Zähler verbunden, sondern mit dem Spektroskop. Im Spektroskop wird das Licht über eine Optik ausgekoppelt und mittels eines Prismas in seine spektralen Anteile zerlegt. Mit vier Einkoppeloptiken werden vier ausgewählte Spektralbänder über Glasfasern zu APDs geleitet. So kann eine eventuell vorhandene Chromasie von schnellen Änderungen der Helligkeit eines Objektes untersucht werden.

3.2 Die Fokalaufsicht

3.2.1 Die Fasern

Das Licht des Teleskops wird über Glasfasern zu den Zählern gebracht. Die Glasfaserenden befinden sich dabei in der Brennebene des Teleskops. Der Durchmesser der Fasern wird an den Abbildungsmaßstab des Teleskops und die vorherrschenden Beobachtungsbedingungen (Seeing⁵) angepaßt. Die Größe der Abbildung eines Teleskops ist gegeben durch

$$r = f \tan \alpha \quad (3.1)$$

Hierbei ist α der Objektwinkel, f die Brennweite und r die Größe der Abbildung des Objektes in der Brennebene. Mit Hilfe dieser Gleichung kann man den nötigen Durchmesser der Glasfasern abschätzen. Für typische Werte (z.B. $f \approx 10$ m und $\alpha \approx 1.5''$) findet man, daß ein Sternscheibchen einen Durchmesser von $\approx 70 \mu\text{m}$ hat. Um möglichst viel des Flusses des Zielobjektes einzufangen, ohne das Signal- zu Rausch-Verhältnis unnötig durch zu viel Himmelshintergrund zu verschlechtern, wird man den Durchmesser der Faser als etwa zwei mal den Durchmesser eines Sternscheibchens wählen. OPTIMA verwendet daher abhängig von Teleskop und Seeing Fasern mit Durchmessern zwischen $100 \mu\text{m}$ und $300 \mu\text{m}$. Es wurde auch Versuche mit Fasern von $500 \mu\text{m}$ und $800 \mu\text{m}$ Durchmesser mit aufgesetzten Linsen am Faserende durchgeführt, doch waren diese noch nicht schlüssig.

⁵Als Seeing bezeichnet man die durch atmosphärische Turbulenzen verursachte Verzerrung des Beugungsscheibchens. Das Seeing wird angegeben als typischer Winkel, unter dem eine unendlich entfernte Punktlichtquelle erscheint.

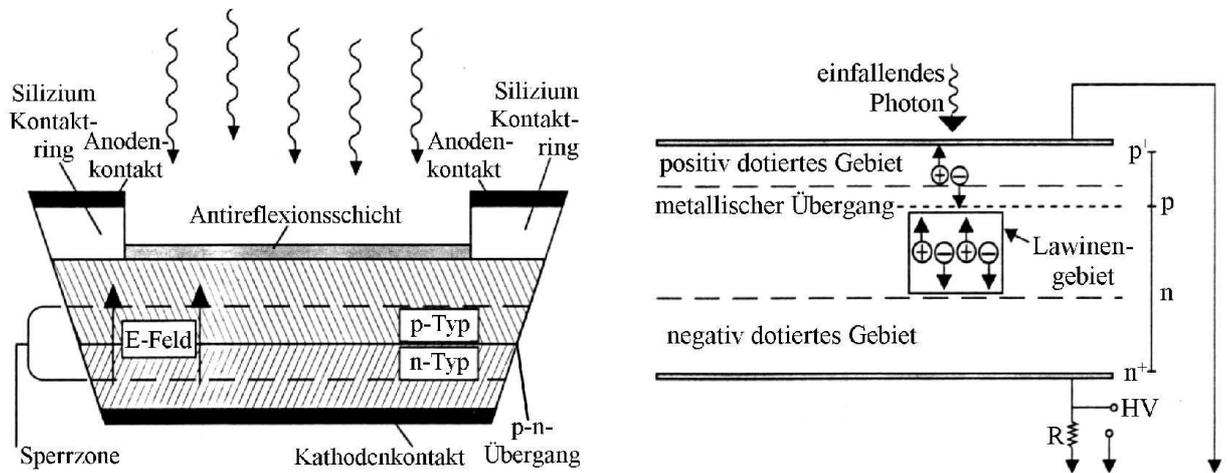
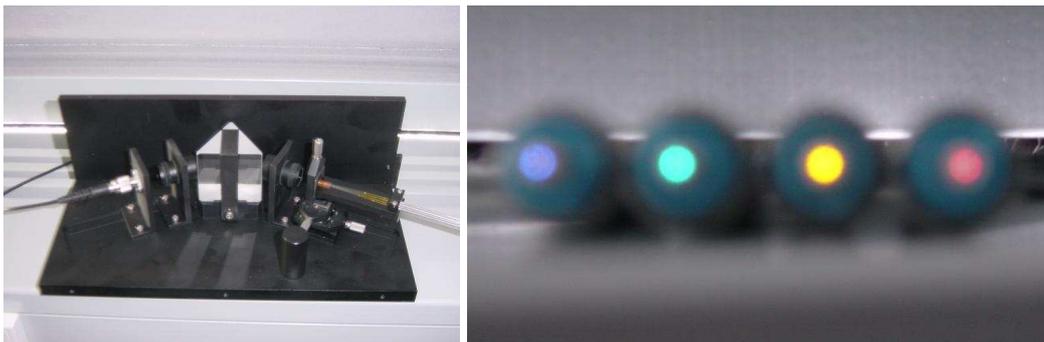


Abbildung 3.3: schematischer Aufbau einer APD [Str01]

Abbildung 3.4: Links: Das OPTIMA 4-Kanal Spektrometer. Rechts: Sonnenlicht aufgespaltet in die vier Kanäle des OPTIMA-Spektrometers. [KKS⁺03]

3.2.2 Der Keilspiegel

Die am Himmel von einer Faser abgedeckte Fläche hat einen Durchmesser von der Größenordnung einiger Bogensekunden⁶. Die Positioniergenauigkeit eines typischen Teleskops hat hingegen eine Größenordnung von $\sim 10''$. Es ist daher unbedingt ein abbildendes System erforderlich, um das Zielobjekt sicher auf eine Faser zu positionieren. Dazu befindet sich in der Brennebene des Teleskops ein um 30° geneigter Spiegel, durch den die Fasern von hinten in die Brennebene gesteckt werden. Der Spiegel reflektiert den Strahlengang des Teleskops über eine Zwischenoptik zu einer CCD-Kamera, die ein Bild der die Fasern umgebenden Region aufnimmt. (Abb. 3.1, 3.5 und 3.6)

Wie in Abb. 3.6 gut zu erkennen ist, weist der Spiegel insgesamt fünf Löcher auf⁷, wobei das zentrale Loch den größten Durchmesser hat. Durch dieses Loch wird ein Bündel von Fasern gesteckt (Abb. 3.7). Dieses Faserbündel ist in eine Metallhülse eingebettet, und besteht aus einer Zentralfaser, um die herum sechs Kranzfasern in einer hexagonal dichten Packung angeordnet sind. Die Verwendung eines Faserbündels erlaubt es nicht nur das Beobachtungsobjekt selbst, sondern auch die direkte Umgebung parallel dazu mit OPTIMA zu beobachten. Erst dadurch können, z.B. bei in Nebelregionen gelegenen Objekten wie dem Crab-Pulsar (PSR 0531+21), Modelle des leuchtenden Hintergrunds erstellt und abgezogen werden. Außerdem erlaubt die Verteilung der Intensitäten in den Kranzfasern Rückschlüsse auf die exakte Lage und auf den Durchmesser des Beugungsscheibchens des Objektes, und somit auf die momentane Qualität der Beobachtungsbedingungen. Eine weitere Faser in einem der beiden äußeren Löchern wird für die Bestimmung des Himmelshintergrunds verwendet. Das zweite äußere Loch kann zur alternativen Hintergrundbestimmung verwendet werden, falls zufällig ein Feldstern auf die Hintergrundfaser gerät. Es dient aber auch zum schnellen Wechsel in den Spektrometer-Modus von OPTIMA.

Zwischen den beiden äußeren Löchern und dem zentralen Loch befinden sich noch zwei kleinere Löcher. In diesen steckt je eine Glasfaser von $50\ \mu\text{m}$ Durchmesser, die von hinten beleuchtet werden kann. Diese Fasern befinden sich ebenfalls in der gemeinsamen Brennebene des Teleskops und der CCD-Optik. Das Licht, das bei Beleuchtung der Fasern aus den Faserenden tritt, wird über die CCD-Optik scharf auf den Chip der CCD-Kamera abgebildet. Das dort erscheinende Bild zweier heller Punkte läßt sich, einmal vermessen, zur exakten und automatischen Bestimmung der Positionen der Fasern im CCD-Bild verwenden.

Dies ist notwendig, da sich bei Schwenkbewegungen des Teleskops die Lage der CCD-Optik in Bezug zu den Fasern geringfügig ändern kann. Die Verschiebungen sind zwar mit einer Größenordnung von etwa $50\ \mu\text{m}$ sehr gering, bewegen sich aber in der Größenordnung der Faserdurchmesser. Die genaue Lage der Fasern muß daher nach jedem größeren Schwenk des Teleskops neu bestimmt werden.

⁶Eine $300\ \mu\text{m}$ -Faser deckt am Skinakas-Teleskop $6''$ am Himmel ab.

⁷Diese erscheinen in der CCD-Aufnahme als dunkle Flecken



Abbildung 3.5: Der OPTIMA-Keilspiegel. Gut zu erkennen, die Durchführungen der Glasfasern. Es handelt sich bei dem hier abgebildeten Spiegel um ein älteres Modell, noch ohne Bohrungen für die Positions-Fasern.

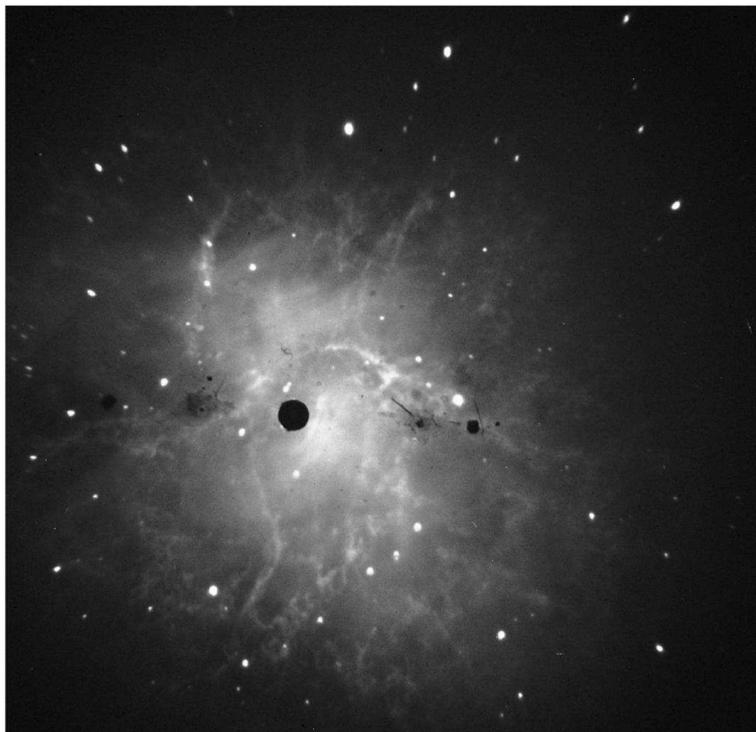


Abbildung 3.6: Eine mit OPTIMA aufgenommene CCD-Aufnahme. Gut zu erkennen sind die Durchführungen der Glasfasern. Auch einige Defekte (Ablösungen der Beschichtung) der reflektierenden Oberfläche sind zu sehen. Die Aufnahme zeigt den Krebsnebel, sie wurde während der NOT-Kampagne im November 2003 aufgenommen

3.2.3 Die Filter

Die Fokalaufsichtseinheit ist so konstruiert, daß auf einfache Weise Filter in den Strahlengang eingeführt werden können. Einerseits kann man drei Filter eines Farb-Filtersatzes und ein IR-Sperrfilter verwenden, andererseits läßt sich auch ein motorisiertes Polarisationsfilter für hochzeitaufgelöste Polarimetrie einsetzen (siehe auch [Kel02]).

Im Polarimetermodus rotiert ein hoch präzises Polarisationsfilter⁸ der Firma Spindler & Hoyer mit einer Frequenz von einigen Hertz im Strahlengang zwischen dem Teleskop und dem Keilspiegel. Die Ebene des Filters liegt dabei exakt rechtwinklig zur optischen Achse, so daß während einer Drehung des Filters kein Versatz des Objektes erfolgt. Bei jeder Umdrehung des Filters wird ein Impuls an den Steuerrechner gesendet, so daß zu jedem Zeitpunkt die momentane Phase des Filters bestimmt werden kann. Nach Mittelung über viele Umdrehungen erhält man auf diese Weise Polarisationsrichtung und Polarisationsgrad des beobachteten Objekts.

Durch den notwendigen Schritt der Mittelung über eine Anzahl Polarimeterphasen eignet sich diese Methode nur zur Polarimetrie an periodischen Objekten mit Perioden, die groß oder klein gegen die Polarimeterperiode sind (z.B. Pulsare), oder zur Polarimetrie bei aperiodischen Veränderungen, deren Zeitkonstante groß gegen die Polarimeterperiode ist. Zudem senkt ein Polarisationsfilter im Strahlengang den Strahlungsfluß von unpolarisiertem Licht im Vergleich zum rein Photometrischen Modus um bis zu 70%.

3.3 Die Datenaufnahme

Die in OPTIMA verwendeten APDs von Perkin-Elmer signalisieren die Detektion eines Photons durch einen 9 ns langen TTL-Puls. Die exakte Auslösezeit dieses Pulses, und damit die Ankunftszeit des Photons muß nun gespeichert werden.

3.3.1 Die GPS-Uhr

Zur weltweit einheitlichen Bereitstellung eines Zeitnormals hoher Auflösung hat sich in den letzten Jahren das GPS⁹ als Standard etabliert. Dieses, eigentlich zur Positionsbestimmung vom amerikanischen Militär installierte System, basiert auf Laufzeitmessungen von Signalen von Satelliten bekannter Position. Um diese Laufzeiten bzw. die Laufzeitunterschiede genau bestimmen zu können, ist auf jedem der GPS Satelliten eine hoch präzise Atomuhr installiert. In regelmäßigen Abständen werden die Bahnen der Satelliten genau vermessen, und die Bahndaten auf dem Satelliten hinterlegt. Aus den von den Satelliten ausgesandten Zeitsignalen und Bahndaten kann man nun die genaue Position des Empfängers, und die absolute Zeit bestimmen.

⁸Das Filter ist auf 10 Å genau planparallel

⁹Global Positioning System



Abbildung 3.7: Mikroskopische Aufnahme eines OPTIMA Faserbündels. Die Fasern im Bild haben einen Durchmesser von $300\ \mu\text{m}$ und sind von hinten beleuchtet. [KKS⁺03]

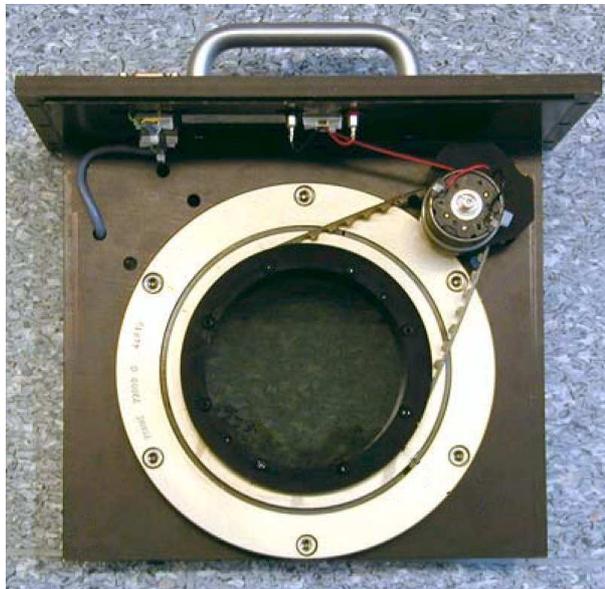


Abbildung 3.8: Das OPTIMA-Polarisationsfilter. Abgebildet ist die der CCD zugewandte Antriebsseite. [Kel02]

Der in OPTIMA verwendete GPS-Empfänger¹⁰ stellt auf diese Weise eine auf 2 μs genau bestimmte UTC-Zeit¹¹ bereit. Basierend auf dem Sekundentakt der so bestimmten Zeit, kann die GPS-Karte außerdem eine softwareseitig beliebig einstellbare Frequenz mit einem relativen Fehler von $2 \cdot 10^{-9}$ erzeugen. Der relative Fehler dieses Oszillators ist geringer als der Fehler des absoluten Sekundensignals. Dies kann dadurch erreicht werden, daß die Fehler des GPS-Sekundensignals einige Minuten lang analysiert werden, und dann zwischen den Sekundenpulsen mit einem hochpräzisen, mittels einer Heizung temperaturstabilisierten Quarzoszillators interpoliert wird.

Mit diesem Zeitsignal müssen nun die Ankunftszeiten der Photonen korreliert werden.

3.3.2 Die Datenerfassung

Als Meßtakt hat sich für das Datenaufnahmesystem ein Wert von 250 kHz als günstig erwiesen, deshalb werden die 9 ns-Pulse der APDs mit einer Elektronik als erstes auf 4 μs Länge gestreckt. Diese TTL-Signale werden mit einer Datenerfassungskarte¹² zur späteren Speicherung im Computer erfasst. Parallel dazu wertet der Datenerfassungsrechner die UTC-Sekunden und den Meßtakt der GPS-Karte aus.

Wird nun eine Messung gestartet, wartet die Software bis zur nächsten vollen UTC-Sekunde mit der Datenerfassung. Ab diesem Zeitpunkt werden zu jedem Zyklus des Meßtaktes die Zustände der APDs (Photon detektiert oder kein Photon detektiert) ausgelesen, und die Kanäle mit positiver Detektion zusammen mit der Zahl der Meßzyklen seit Beginn der Messung im Hauptspeicher des Rechners gespeichert. (Siehe auch Abb. 3.9) Nach einer voreingestellten Zeit, oder wenn der Pufferspeicher vorzeitig gefüllt ist, wird die Datenerfassung unterbrochen, und die Daten dauerhaft auf Festplatte gespeichert. Danach wird die Messung automatisch neu gestartet.

Auf diese Weise wird ein roher Datensatz erstellt, aus dem sich für jedes empfangene Photon der Zeitpunkt der Detektion rekonstruieren läßt. Diese Rohdaten lassen sich z.B. durch Baryzentrisierung, Fourieranalyse, Faltungen und Ratenbildung zu wissenschaftlich interpretierbaren Daten reduzieren.

¹⁰Ein PCI GPS-Receiver des Typs bc627AT der Firma Datum Inc. (USA) mit einer externen Antenne

¹¹Coordinated Universal Time. „UTC“ ist keine Abkürzung an sich, sondern setzt sich aus der Abkürzung für *Universal Time* und dem Modifikator *C* zusammen. Andere Modifikationen der UT sind z.B. UT0, UT1 und UT1R.

¹²Typ PCI-DIO-32HS von National Instruments (USA)

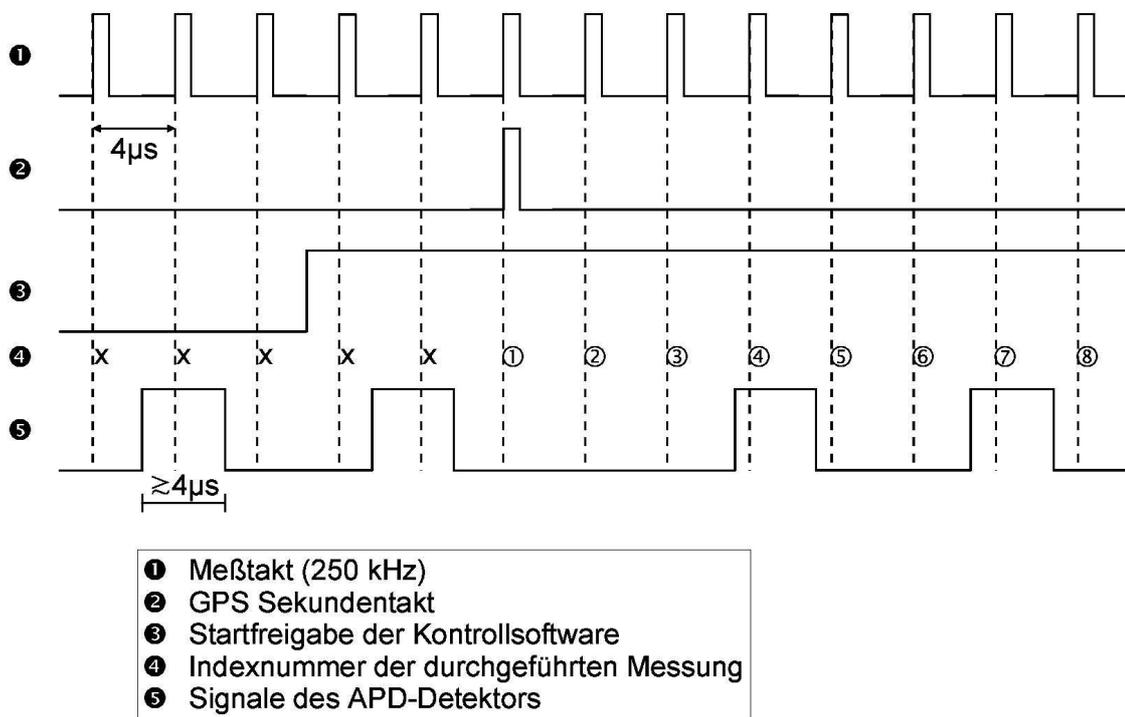


Abbildung 3.9: Zeitlicher Ablauf der Datenerfassung. Erläuterungen siehe Text auf Seite 27. [Str01]

Kapitel 4

Swift

Ein GRB-Nachbeobachtungs Projekt mit einem Gesichtsfeld von wenigen Bogenminuten wie bei OPTIMA-Burst macht erst Sinn, wenn ausreichend häufig Burst-Trigger mit präzisen Lokalisierungen zur Verfügung stehen. Die für OPTIMA-Burst nötige Qualität und Quantität der Burst-Trigger wird nur von der geplanten Swift¹-Mission erreicht. Da die Swift-Daten für OPTIMA-Burst von so hoher Bedeutung sind, soll im folgenden ein kurzer Überblick über die Swift-Mission, die einzelnen Instrumente von Swift und ihre Eigenschaften gegeben werden.

Swift ist eine Mission im Rahmen des MIDEX² Programms der NASA, konzipiert zur Untersuchung von GRBs. Es handelt sich bei Swift um ein multispektrales Observatorium bestehend aus einem Gammastrahlenteleskop mit kodierter Maske (Burst Alert Telescope, BAT), einem Wolter-Röntgenteleskop (X-Ray Telescope XRT) und einem 30 cm Ritchey-Chrétien Teleskop für optische und UV Beobachtungen (UV and Optical Telescope, UVOT). Namensgebend war bei Swift die Eigenschaft, nach kurzer Reaktionszeit sehr schnelle autonome Schwenks durchführen zu können. Der Start von Swift ist voraussichtlich September 2004. Die wissenschaftlichen Ziele für Swift sind:

- Klärung der Ursprünge von GRBs
- Klassifizierung von GRBs und Suche nach neuen Typen
- Untersuchung der Evolution der Stoßwelle und der Interaktion mit dem umgebenden Medium
- Untersuchung des frühen Universums anhand GRBs als Leuchtfeuer
- tiefe Durchmusterung des Himmels im harten Röntgenlicht

Eine Übersicht über die Swift Mission geben z.B. [GS00] und [CS01].

¹swift (engl): (1) flink, schnell. (2) Mauersegler

Swift ist eine der wenigen Missionen der NASA, die einen Eigennamen und kein Akronym als Namen tragen

²medium explorer

4.1 Die Instrumente von Swift

Um die wissenschaftlichen Ziele zu erreichen, verfügt Swift über die drei oben erwähnten Instrumente BAT, XRT und UVOT. Diese Instrumente erfüllen in ihrer Kombination folgende Spezifikationen, die bei der Planungsphase für Swift zugrunde gelegt wurden:

- Mind. 200 untersuchte GRBs während der nominellen 2-Jahres Mission
- Auf $0.3 - 5''$ genaue Positionsbestimmung eines GRBs
- 20 – 70 s Reaktionszeit
- Fünf mal höhere Empfindlichkeit als BATSE
- Spektroskopie von 0.2 – 150 keV
- Sechs Farbfilter von 170 – 650 nm
- Photometrische Bestimmung von Rotverschiebungen
- Direkte Verbreitung der Ergebnisse um Nachbeobachtungen zu ermöglichen

4.1.1 BAT

BAT (siehe Abb. 4.1) ist ein hartes Röntgen-Teleskop mit einer kodierte Maske und einem Cadmium-Zink-Tellurid Detektor mit fünfmal höherer Empfindlichkeit als BATSE. Die für die Abbildung verwendete kodierte Maske ist mit 3.2 m^2 Fläche sehr groß³, und mit $5 \times 5 \text{ mm}^2$ Pixelgröße sehr fein⁴. Zusammen mit den 4 mm^2 großen Detektorpixeln ergibt sich für BAT eine Winkelauflösung von besser als $22'$. BAT kann damit in einem Gesichtsfeld von $60^\circ \times 100^\circ$ ⁵ (bei halber Abdeckung durch die kodierte Maske) für GRBs mit 5σ Signifikanzniveau die Position auf ungefähr $5'$ genau bestimmen.

Der BAT Detektor besteht aus 256 Detektor-Modulen mit insgesamt 5243 cm^2 effektiver Fläche, die aus je 128 CdZnTe Halbleiterdetektoren und einem speziellen rauscharmen Auslesechip bestehen. Die Detektoren haben eine untere Schwelle von 10 keV. Da die Detektoren für die Lokalisierung von Bursts und nicht für Spektroskopie optimiert sind, läßt die Energieauflösung oberhalb von 80 keV nach, der Detektor hat aber dennoch einen nutzbaren Energiebereich bis zu 150 keV.

³zum Vergleich: Die Maske von IBIS auf dem INTEGRAL Satelliten ist etwa 1.1 m^2 groß. Die BAT-Maske hat die maximale mit einer Delta-Rakte transportable Größe

⁴IBIS: $11 \times 11 \text{ mm}^2$

⁵ 1.4 sr

4.1.2 XRT

Bei XRT (siehe Abb. 4.2) handelt es sich um ein Wolter-Teleskop mit einem CCD Sensor. Die Wolter-Spiegel waren ursprünglich Flugersatzteile des Röntgenteleskops JET-X, die CCD wurde ursprünglich für XMM/EPIC entwickelt. XRT hat bei 600×600 Pixeln Auflösung ein Gesichtsfeld von $23.6' \times 23.6'$ und eine effektive Fläche von 110 cm^2 (bei 1.5 keV)

Mit diesen Daten ist XRT in der Lage, Positionen des Röntgennachleuchtens von GRBs in weniger als 100 s auf $5''$ genau zu bestimmen. Simulationen und JET-X Kalibrationsdaten zeigen sogar, daß ein Röntgennachleuchten (zu erwarten sind $0.5 - 5$ Crab im $0.2 - 10$ keV-Band) in 5 s auf besser als $1''$ (in Detektorkoordinaten) genau zu lokalisieren ist.

XRT kann nicht nur Positionen schnell und genau bestimmen, sondern auch Röntgenspektroskopie und Photometrie betreiben, wobei zur Photometrie auch mehrere Hochgeschwindigkeitsmodi mit bis zu 0.5 ms Zeitauflösung zur Verfügung stehen.

4.1.3 UVOT

UVOT (siehe Abb. 4.3) ist ein optisches Ritchey-Chrétien Teleskop mit 30 cm Öffnung. Als Detektor werden zwei redundante Mikrokanalplatten-verstärkte CCDs mit je 2048×2048 Pixel Auflösung verwendet. Die CCDs sind Kopien der Detektoren von XMM OM (dem optischen Monitor von XMM). Diese bildverstärkenden CCDs haben einen Modus für Einzelphotonennachweis (mit bis zu 10 ms Zeitauflösung), in dem sie unabhängig vom Ausleserauschen der CCDs operieren können. Die CCDs sind über einen weiten Spektralbereich von 170 – 650 nm empfindlich, und haben eine Quanteneffizienz von ca 20%. Das Gesichtsfeld von UVOT beträgt $17' \times 17'$ bei einer Auflösung von $0.5''$ pro Pixel, bzw. $4' \times 4'$ bei $0.12''$ pro Pixel Auflösung nach Zuschaltung eines Fokal-Extenders zur beugungsbegrenzten Abbildung.

UVOT enthält ein Filterradd mit 11 Positionen, das neben dem bereits erwähnten Fokal-Extender 6 photometrische Filter und zwei Gitter beinhaltet. Mit den photometrischen Filtern läßt sich von einem optischen Nachleuchten eines GRBs eine photometrische Rotverschiebung bestimmen. Bei besonders hellen Objekten ($m_B \lesssim 17^m$) lassen sich durch die beiden Gitter Spektren niedriger Auflösung gewinnen.

Durch den Betrieb im Orbit und den von Ausleserauschen befreiten Detektoren erreicht UVOT bei 1000 s Belichtung eine Grenzgröße von $m_B \approx 24^m$. Zum Vergleich: ein konventionelles bodengebundenes 30 cm Teleskop erreicht eine Grenzgröße von $m_B \approx 20^m$.

4.2 Der Betrieb von Swift

Im wissenschaftlichen Betrieb laufen die Beobachtungen mit allen drei Swift-Instrumenten parallel ab. Dazu sind die Instrumente so montiert, daß ihre Gesichtsfelder ineinander

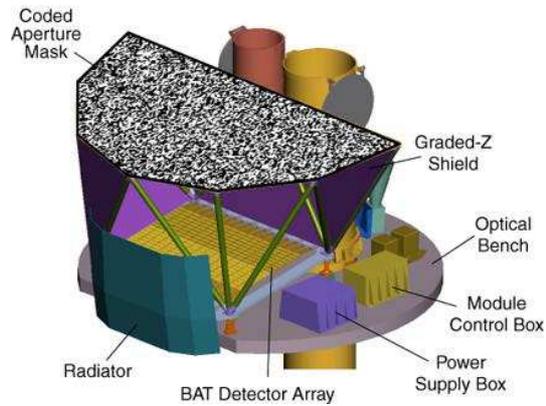


Abbildung 4.1: Übersichtsskizze des Gamma-Detektors BAT von Swift

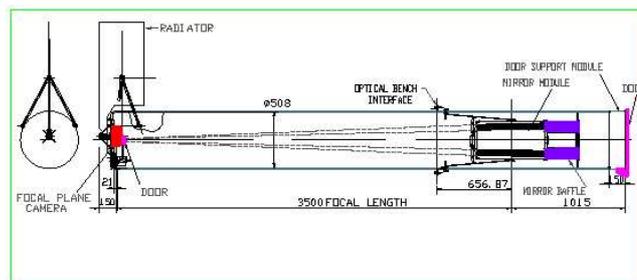


Abbildung 4.2: Übersichtsskizze des Röntgenteleskops XRT von Swift

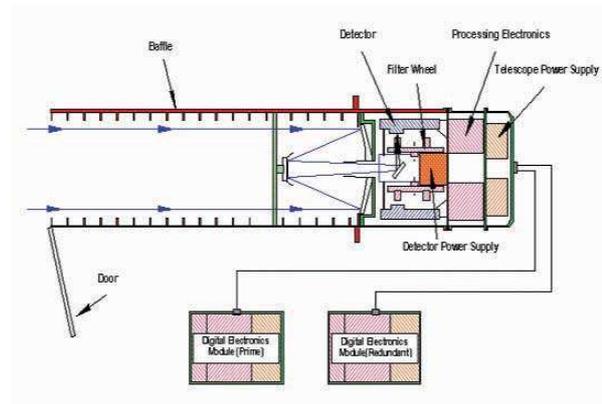


Abbildung 4.3: Übersichtsskizze des optischen/UV Teleskops UVOT von Swift

verschachtelt liegen. Im normalen Standby-Betrieb wird Swift damit beschäftigt sein, eine tiefe⁶ Himmelsdurchmusterung im harten Röntgen-Licht durchzuführen. Wenn sich jedoch ein GRB innerhalb des 1.4 sr Gesichtsfeldes des Hauptinstrumentes BAT ereignet, beginnt Swift mit einem autarken Nachbeobachtungsprogramm, ohne daß es einer Intervention von Wissenschaftlern auf dem Erdboden bedarf. Als erstes ermittelt BAT innerhalb der ersten 10 s die Position des Ereignisses auf 5' genau, und übermittelt diese Position über TDRSS⁷ an das GCN⁸. Das GCN, früher auch bekannt unter dem Namen BACODINE, ist ein Netzwerk, in das über das Internet Informationen über GRBs eingespeist werden (siehe Abb. 4.4). Diese Informationen können entweder manuell eingetragene Beobachtungsdaten (z.B. von Nachbeobachtungen) sein, oder automatisch erstellte sog. Alerts. Swift wird in das GCN entsprechend seinen Beobachtungen zeitnah präzise Koordinaten als Alert ins GCN einspeisen können. Über verschiedene Benachrichtigungsoptionen und Filter können interessierte Astronomen sich durch GCN Informationen weiterleiten lassen.

Die BAT-Koordinaten werden von Swift weiter zur Durchführung eines autonomen Schwenks des Satelliten auf das Ereignis verwendet. Innerhalb 20 – 70 s nach dem Burst sollen so die beiden anderen Instrumente auf den Burst ausgerichtet werden. Die Hoffnung ist, durch die kurze Reaktionszeit von Swift etwa ein Drittel aller beobachteten Bursts noch während ihrer Gamma-Emission auch im Röntgen- und im optischen Band beobachten zu können. Dies ist bislang nur bei einem einzigen Burst, GRB990123, mit dem optischen Instrument ROTSE gelungen.

Sobald der schnelle Schwenk auf das Objekt erfolgt ist, beginnen XRT und UVOT mit ihren Beobachtungen. XRT bestimmt dabei innerhalb von etwa 5 s nach Erreichen der Zielposition die Koordinaten des Bursts auf besser als 1'' genau. Auch diese Daten werden wieder zeitnah über das GCN der astronomischen Gemeinde zur Verfügung gestellt. Außer genaueren Koordinaten gewinnt XRT auch wichtige spektroskopische Daten und Lichtkurven. Bei hohen Zählraten (> 0.1 mCrab) liefert XRT dabei Zählraten, bei niedrigen Raten werden einzelne Röntgenphotonen gemeldet. In Kombination mit optischen Instrumenten mit Einzelphotonennachweis wie OPTIMA, eröffnet sich damit die Möglichkeit, Korrelationen der Photonenankunftszeit im Röntgen- und im optischen Licht zu untersuchen.

Parallel zu XRT beginnt auch UVOT mit seinen Beobachtungen. UVOT nimmt zuerst eine 100 s-Übersichtsaufnahme auf. Die 2'x2' um die mit XRT bestimmte Position werden automatisch ausgeschnitten, komprimiert und innerhalb 50 s zur Erde gefunkt, wo sie als Sucherkarten über das GCN verbreitet werden. Daraufhin beginnt UVOT mit einer Serie von 1000 s-Aufnahmen mit verschiedenen Filtern, aus denen später die photometrische Rotverschiebung des GRB-Nachleuchtens bzw. der Host-Galaxie ermittelt werden können. Da die ständige Datenverbindung zum Erdboden über TDRSS mit 50 kbit/s relativ schmalbandig ist, werden diese Aufnahmen, sowie die detaillier-

⁶ca. 10 mal tiefer als die von HEAO-1

⁷Tracking and Data Relay System. Ein Satellitennetzwerk, das eine kontinuierliche Datenverbindung zu einem Satelliten ermöglicht.

⁸GRB Coordinate Network

ten Nachbeobachtungen mit BAT und XRT nicht sofort übertragen, sondern erst beim nächsten Überflug von Swift über die Haupt-Telemetriestation des Swift Projekts in Malindi, Kenia.

Für eine tabellarische Übersicht über die Ereignisse nach einem BAT Burst-Trigger siehe auch Tabelle 4.1.

4.3 Geschätzte Ereignisraten

Es bestehen eine Reihe von Schätzungen für die zu erwartenden Triggerraten bei Swift. Das Swift Team hat dabei unterschiedliche Modelle durchgerechnet, von denen hier ein typisches, ein pessimistisches und ein optimistisches kurz erläutert werden sollen. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Das mit „typisch“ in der Tabelle bezeichnete Modell ist das „Brot-und-Butter“ Modell des Swift Science Teams. Es ist ein einfaches Modell, das systematische Fehler von BAT beinhaltet, evtl. vorhandene intrinsische Effekte der GRBs, wie Evolution oder Leuchtkraftverteilung ignoriert.

Das „pessimistische“ Modell enthält zusätzliche worst-case Vermutungen über die Leuchtkraftverteilung und Evolution von GRBs. Es treten zwar deutlich weniger Ereignisse in diesem Modell auf, aber es wäre dennoch wissenschaftlich sehr interessant, da sich einige Parameter festmachen ließen.

Das „optimistische“ Modell geht von erhöhten Röntgenemissionen aus, und wird vom Swift Science Team als „weniger konservativ, aber doch vernünftig“ bezeichnet.

BAT Trigger sind Ereignisse, die innerhalb des 1.4 sr Gesichtsfeldes von BAT stattfinden, und hell genug sind um einen Trigger auszulösen. BAT Bilder sind Ereignisse, bei denen die Beobachtungsqualität von BAT ausreicht, um die Daten der Einzeldetektoren zu einem Bild zusammensetzen, und Koordinaten zu bestimmen. Dies ist Voraussetzung für alle weiteren Beobachtungsschritte. Wenn dies nicht möglich ist, sind die Daten aber immer noch wertvoll, da sie neben reinen statistischen Zwecken auch dazu verwendet werden können, im Verbund mit anderen Missionen, z.B. im Rahmen des IPN⁹, die Richtung des Bursts zu triangulieren.

„BAT Nachbeobachtungen“ sind Ereignisse, bei denen das volle BAT-Programm inklusive Lichtkurven und Spektren als Primärbeobachtung glückt. „UVOT Beobachtungen“ meint Ereignisse, bei denen der Schwenk auf den Burst und das Auffinden des Burstes mit UVOT glückt, und UVOT sein Beobachtungsprogramm durchführt. Rotverschiebungs (z) - Kandidaten sind Ereignisse, bei denen das gesamte Swift-Nachbeobachtungsprogramm erfolgreich abgeschlossen werden konnte, so daß die Möglichkeit besteht, die Rotverschiebung des Bursts bzw. seiner Host-Galaxie zu bestimmen.

Dieser Abschätzung nach zu urteilen, wird es also im Schnitt zwischen etwa 0.5 und 1.3 der für OPTIMA-Burst interessanten „BAT-Bilder“ pro Tag geben. Davon wer-

⁹Interplanetary Network. Ein Zusammenschluss aus zahlreichen Missionen, vom Pioneer Venus Orbiter bis Integral, die über Laufzeitdifferenzen die Richtung eines GRBs triangulieren

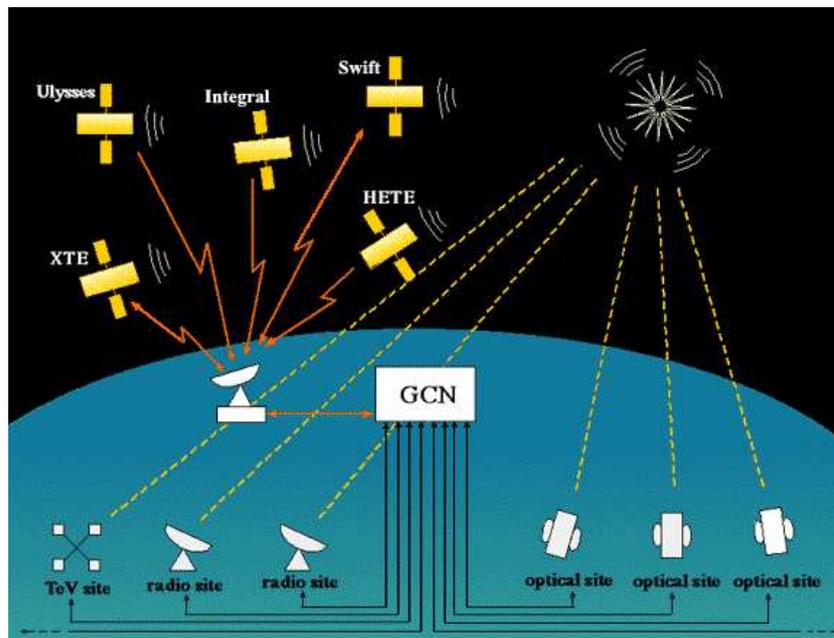


Abbildung 4.4: Schematischer Überblick über das GCN

Zeit	Satelliten-Ereignis	Zeit	Datencenter-Ereignis
0 s	GRB in BAT registriert		
10 s	Schwenk	12 s	BAT Position verteilt
≈ 50 s	GRB erreicht		
55 s	XRT-Bild	62 s	XRT Position & BAT Lichtkurven
150 s	UVOT-Sucherkarte	200 s	Sucherkarte verteilt
1200 s	XRT Spektrum	1210 s	XRT Spektren verteilt
7200 s	UVOT Aufnahmeserie		
10 ⁴ s	Überflug Bodenstation		Abgleich Burstdaten & Beobachtungsprog.

Tabelle 4.1: Übersicht über die Swift-Ereignisse nach einem GRB

Simulation	typisch	pessimistisch	optimistisch
BAT Trigger	350	175	543
BAT Bilder	320	173	477
BAT Nachbeobachtung	295	160	440
UVOT Beobachtung	287	155	426
z-Kandidaten	263	152	376

Tabelle 4.2: Übersicht über die von Swift zu erwartenden Raten (Trigger/Jahr).
Erläuterungen siehe Kapitel 4.3 auf Seite 34.

den die meisten durch ausgefiltert, da sie vom Skinakas aus nicht beobachtbar sind. Eine Abschätzung der für OPTIMA-Burst nutzbaren Burst-Trigger befindet sich in Abschnitt 5.3.2.

Kapitel 5

OPTIMA-Burst

5.1 Das Konzept

OPTIMA ist in der Lage, Photometrie und Polarimetrie mit hoher Zeitauflösung durchzuführen. Dies ist ein Bereich des Parameterraumes von GRB Afterglows, der bislang nicht untersucht wurde, was GRBs zu lohnenswerten Beobachtungsobjekten für OPTIMA macht.

Die erwarteten Variabilitäten der GRB Afterglows bewegen sich in der Größenordnung des Alters des Bursts [NO04]. Die wichtigste Eigenschaft von OPTIMA ist also in diesem Zusammenhang nicht die höchste erreichbare Zeitauflösung. Viel wichtiger ist die Eigenschaft OPTIMAs, daß nicht vor der Messung eine Zeitauflösung gewählt werden muß, wie es bei herkömmlichen Kamerasystemen durch die Belichtungszeit der Fall ist, sondern daß die Daten immer mit voller Zeitauflösung aufgenommen werden. Erst bei der Datenauswertung wird durch das Binning die Zeitauflösung gesenkt, und die Empfindlichkeit gesteigert. Auf diese Weise kann immer die optimale Kombination aus Auflösung und Empfindlichkeit gewählt werden.

GRB Afterglows sind Quellen, die sehr schnell verblassen, und nach wenigen Stunden nur noch mit Großteleskopen zu beobachten sind. Außerdem gehen die meisten Modelle des Nachleuchtens von sich ausdehnenden Jets aus, so daß eine Variabilität auf sehr kurzen Zeitskalen durch die Ausdehnung der Quelle rasch verwischt wird.

Es ist daher wichtig, möglichst bald nach dem Aufleuchten eines GRBs im Gammaband mit der Nachbeobachtung im Optischen zu beginnen. Um dies zu gewährleisten, sind eine zuverlässige und schnelle Benachrichtigung, und ein schnelles automatisches Einleiten der Messung erforderlich. Ersteres erfolgt durch Anbindung an den Swift-Satelliten über das GCN. Für einen weitgehend automatischen Beginn der Messung sind jedoch einige Modifikationen an der Hard- und Software des OPTIMA Systems erforderlich. Der Betrieb muß an einem geeigneten Teleskop erfolgen, und es muß ein Steuersystem erstellt werden, daß mit dem Kontrollsystem des ausgewählten Teleskops gekoppelt werden muß.

Der Betrieb des OPTIMA-Burst Systems ist so geplant, daß OPTIMA-Burst einige

Monate an einem Teleskop verbleibt, dabei jedoch nicht ständig aktiv Beobachtungen durchführt, sondern in einem Standby-Modus wartet, während der normale astronomische Betrieb am Teleskop aufrecht erhalten wird. Läuft über das GCN ein Burst-Trigger vom Swift Satelliten ein, so übernimmt das OPTIMA-Burst Steuersystem die Kontrolle über das Teleskop, und leitet eine OPTIMA-Burst Beobachtung ein.

5.1.1 Teleskopwahl

Für eine Kampagne wie sie mit OPTIMA-Burst geplant ist, muß ein geeignetes Teleskop ausgewählt werden. Es ist ein Kompromiss zwischen der Verfügbarkeit, der Flexibilität, der mechanischen Geschwindigkeit und der Öffnung des Teleskops nötig.

GRB Afterglows sind lichtschwache Objekte. Ihre Helligkeit nimmt rasch mit $m \propto t^{-\alpha}$ ab, wobei α in frühen Phasen der Entwicklung typisch Werte um 1 annimmt. Sie sind selten heller als 15^m , und typischerweise fallen sie in einigen Stunden auf 19^m oder dunkler ab (Abb. 5.1). Es ist daher sowohl ein möglichst großes Teleskop erforderlich, als auch eine möglichst schnelle Reaktion auf GRB-Trigger. Dies sind zwei Anforderungen, die schwierig gleichzeitig zu erfüllen sind. Robotische Teleskopsysteme wie ROTSE¹ und LOTIS² haben Reaktionszeiten in der Größenordnung 10 s, doch sind sie mit Durchmessern von bis zu 0.45 m relativ klein und erreichen nur eine Grenzgröße von ungefähr 16^m in 10 s. Großteleskope hingegen haben meist nicht die geforderte kurze Reaktionszeit, und sind zudem nicht ohne weiteres für lange Zeiträume durch ein Gastinstrument zu belegen.

Als Kompromiß bietet sich ein Teleskop wie das 1.3 m Teleskop des Skinakas Observatoriums auf Kreta an. Einerseits ist es relativ klein, so daß es relativ schnell beliebige Punkte am Himmel anfahren kann, andererseits erreicht es mit seinen 1.3 m Durchmesser rechnerisch eine um 2.3^m größere Grenzgröße als bestehende robotische Systeme. In der Praxis wurden an diesem Teleskop mit OPTIMA routinemäßig Beobachtungen an Objekten mit 19^m durchgeführt. Die relativ geringe Größe des Instruments bedingt auch, daß OPTIMA im Herbst 2004 und Frühjahr 2005 an diesem Teleskop eine mehrere Monate dauernde Meßkampagne durchführen kann. Bei dieser Kampagne wird OPTIMA im Stand-By Betrieb warten, während am Teleskop der normale astronomische Betrieb aufrecht erhalten wird. Die einzige Einschränkung während des Standby-Betriebes ist, daß Beobachtungen möglichst im Swift-BAT Gesichtsfeld stattfinden, sofern dieses von Skinakas sichtbar ist. Damit wird der nötige Weg um das Teleskop auf einen Swift-Burst auszurichten klein gehalten.

5.2 Hardware

OPTIMA-Burst ist eine Weiterentwicklung von OPTIMA, modifiziert in einigen entscheidenden Punkten. Der Kern von OPTIMA bleibt allerdings unverändert. Sowohl

¹Robotic Optical Transient Search Experiment [?]

²Livermore Optical Transient Imaging System [?]

die APD-Zählereinheit, als auch das Datenerfassungssystem werden von OPTIMA ohne Modifikation übernommen. Ebenso bleibt der Polarisationsfilter unverändert. Der Grund hierfür ist, daß es sich bei OPTIMA um ein bewährtes System handelt. Es sollen daher nur notwendige Änderungen durchgeführt werden.

Im weiteren sollen die einzelnen Änderungen an OPTIMA, die das OPTIMA-Burst System ausmachen, beschrieben werden.

5.2.1 Beschleunigung der Teleskop-Kuppel

Das 1.3 m Teleskop auf dem Mt. Skinakas hat eine paralaktische Montierung der Firma DFM Engineering. Diese Montierung ist maximal $2.5^\circ/\text{s}$ schnell. Jeder Punkt innerhalb des von Swifts Hauptinstrument BAT vorgegebenen Gesichtsfeldes läßt sich so innerhalb von etwa 40 s erreichen, was in etwa der Schwenkgeschwindigkeit des Swift-Satelliten entspricht.

Die Teleskopkuppel ist azimuthal montiert und folgt automatisch dem Azimutwinkel des Teleskops. Da aber Teleskop und Dom nicht koaxial montiert sind, kann es unter ungünstigen Geometrien nahe des Zenits dazu kommen, daß eine kleine Schwenkbewegung des Teleskops zu großen Bewegungen der Kuppel führt. Im ungünstigsten Fall einer Schwenkbewegung durch den Zenit hindurch muß die Kuppel 180° drehen, obwohl das Teleskop sich nur minimal bewegt hat. Erschwerend kommt hinzu, daß die Kuppel mit $0.75^\circ/\text{s}$ relativ langsam dreht. Das kann dazu führen, daß es bei einem eigentlich sehr kleinen Schwenk bis zu zwei Minuten dauern kann, bis das Objekt eingestellt ist. Ziel ist allerdings eine maximale Verzögerung des Teleskop-Pointings von der selben Größenordnung wie die Schwenkzeit des Swift Satelliten.

In Absprache mit dem betreibenden Institut auf Kreta³ wird daher derzeit der Antrieb der Kuppel überarbeitet. Um eine Geschwindigkeitssteigerung um einen Faktor 2–4 zu erreichen, werden die Synchronmotoren, die die Kuppel bewegen, mit einer höheren Frequenz angesteuert. Dazu wird die Motorsteuerung umprogrammiert.

Problematisch hierbei ist die Kraftkopplung der Antriebskonstruktion. Die Kuppel wird direkt über Triebräder Gummibelag von den Motoren bewegt. Treten zu hohe Kräfte bei der Beschleunigung der Kuppel auf, so ist der Abrieb des Hartgummis der Räder derart groß, daß über relativ kurze Zeiträume (\sim Monate) die Triebräder verschleifen und ausgetauscht werden müssen. In Kooperation mit der Firma Baader Planetarium werden diese Triebräder nun gegen geeignetere ausgetauscht.

Durch diese beiden Maßnahmen sollte es möglich sein, den Dom derart zu beschleunigen, daß er für 180° etwa 60 s braucht. Dadurch kann das Ziel, eine Reaktionszeit des Teleskops vergleichbar der des Swift-Satelliten zu erreichen, eingehalten werden.

³University of Crete (UoC) und Foundation for Research and Technology-Hellas (FORTH)

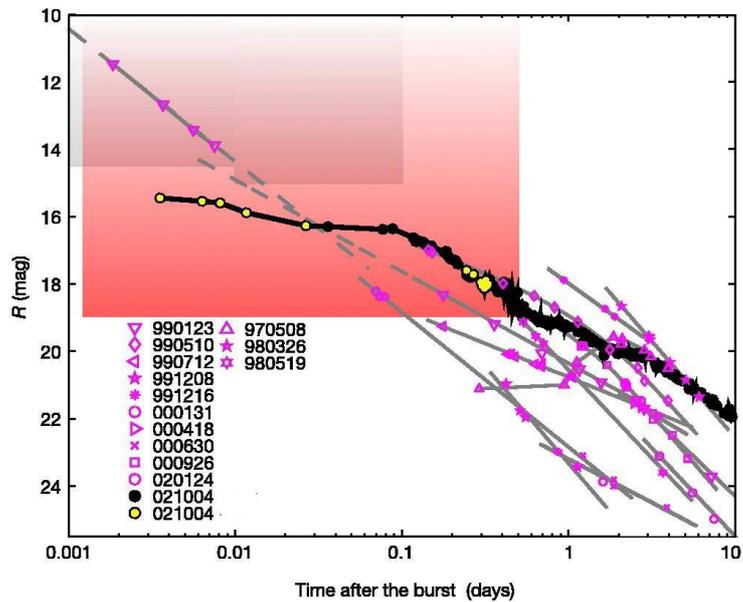


Abbildung 5.1: GRB-Afterglow Lichtkurven. Eingezeichnet sind die von optischen robotischen Teleskopsystemen abgedeckten Parameterräume. Rot die Erwartung an OPTIMA-Burst (s. Anhang A)



Abbildung 5.2: Eine der Motoreinheiten des Kuppelantriebes am Skinakas Observatorium

5.2.2 Neue CCD-Kamera

Im alten OPTIMA-System wurde als Fokalaufsicht eine CCD Kamera des Typs SBIG⁴-ST7 eingesetzt. Dies ist eine relativ einfache CCD-Kamera, in der ein CCD-Chip der Firma Kodak verwendet wird. Der Chip hat eine Auflösung von 765x510 Pixeln mit 9 μm Kantenlänge. Der Chip ist also mit ca 7x5 mm² Fläche geometrisch sehr klein. Will man ein großes Gesichtsfeld erreichen, so muß das Bild des Teleskops durch eine Optik stark verkleinert werden. Setzt man als Rechenbeispiel 30' Gesichtsfeld am Skinakas-Teleskop ($f = 9.85 \text{ m}$) als Ziel an, so ist nach Gleichung 3.1 die Abbildung 86 mm groß. Die Abbildung muß also um einen Faktor 11 verkleinert werden um auf den CCD-Chip der ST7 zu passen. Eine so große Fokalreduktion ist schwierig ohne große Bildfehler durchzuführen, als sinnvolle Obergrenze kann man eine Fokalreduktion ($\hat{=}$ Verkleinerung des Bildes) um einen Faktor 5 ansehen.

Die ST7 ist eine Kamera, die für den amateurastronomischen Markt konzipiert ist, und häufig „im Feld“ mit einem portablen Teleskop und einem Notebook betrieben wird. Zu der Zeit, als die ST7 entworfen wurde war die schnellste universelle Anschlußmöglichkeit, die sowohl am Notebook als auch am PC zur Verfügung stand, der Parallel-Port.⁵ Dieser erlaubt allerdings nur relativ langsame Übertragungsraten, so daß das Auslesen eines Frames der Kamera über den Parallel-Port etwa 25 s dauert. Die zur Lokalisierung und Positionierung des Objektes notwendigen vielen, kurz belichteten Aufnahmen sind somit nicht mehr schnell genug möglich.

Aus diesen beiden Gründen wurde für OPTIMA-Burst eine neue CCD-Kamera angeschafft. Die Entscheidung ist hierbei zugunsten einer Apogee AP6 gefallen. In der AP6 befindet sich ein KAF1000E von Kodak. Dieser Chip hat 1024x1024 quadratische Pixel mit einer Kantenlänge von 24.5 μm . Der Chip hat damit eine empfindliche Fläche von 2.5x2.5 cm². Um das Bild des obigen Rechenbeispiels auf die CCD abzubilden ist nun nur noch eine Fokalreduktion um einen Faktor 3.5 nötig.

Die AP6 hat eine spezielle proprietäre Schnittstelle mit einer PCI-Adapterkarte, die bei OPTIMA-Burst in die Dockingstation eines Notebooks eingebaut ist. Ein Frame der AP6 auszulesen dauert etwa eine Sekunde, obwohl dabei im Vergleich zur ST7 mehr als doppelt so viele Daten übertragen werden müssen. Die Übertragung der Daten von der Kamera zum Auswertecomputer spielt daher nur noch eine untergeordnete Rolle.

5.2.3 Neue Optik

Die bislang in OPTIMA intern verwendete Optik (vgl. OPTIMA-Aufbau in Abb. 3.1) war ursprünglich nur als manuelle Positionskontrolle konzipiert. Sie wurde so ausgelegt, daß sie einerseits kostengünstig ist, andererseits dem Beobachter möglichst an

⁴Santa Barbara Instrument Group

⁵Die ST7 wurde mitte der 90er Jahre eingeführt. RS232 Schnittstellen waren damals sehr verbreitet, jedoch zu langsam. SCSI war in PCs verbreitet, jedoch in Notebooks sehr selten. USB und IEEE1394 (FireWire) wurde erst viel später eingeführt.

allen Teleskopen ein vergleichbares Feld zur Orientierung auf die Fokalaufsichts-CCD abbildet. Zur Abbildung wurde ein fotografisches Kleinbild Zoom-Objektiv mit einem Brennweitenbereich von 28 – 200 mm verwendet. Die Konstruktion eines Objektivs mit einem derart großen Brennweitenbereich ist schwierig, so daß derartige Objektive häufig mit einer Vielzahl von Abbildungsfehlern zu kämpfen haben. Am augenfälligsten stechen eine starke Kissenverzerrung und Vignettierung hervor. Der bislang verwendete CCD-Chip war jedoch so klein, daß nur der zentrale Teil der Abbildung des Objektivs verwendet wurde. Die optischen Schwächen des Objektivs wirkten sich daher nicht negativ auf die Aufnahmen aus (vgl. Abb. 5.4).

Der Chip der neuen AP6 hat jedoch eine rund viermal größere Kantenlänge als der der alten Kamera, so daß sich die optischen Fehler des Objektivs in den Randbereichen des Chips stark bemerkbar machen (vgl. Abb. 5.5). Die auftretenden Verzerrungen sind so stark, daß eine automatische Auswertung der Aufnahmen aussichtslos ist. Nachdem während einer Meßkampagne (Skinakas 2003, Anhang D) erste Erfahrungen mit den Abbildungsfehlern bei großen Bildflächen gemacht wurden, hat das OPTIMA Team ein lasergestütztes Autokollimationsverfahren angewandt, mit dem sich die Bildfehler deutlich reduzieren ließen.

Der bei diesem Verfahren verwendete Laser ist ein zylindrischer Justierlaser der Firma Intercon-Spacetec, dessen Strahl koaxial zur Zylinderachse justiert ist. Der Laser wird durch einen aus Metall gedrehten Adapter so an Stelle der CCD-Kamera montiert, daß der Strahl des Lasers entlang der optischen Achse der CCD Kamera verläuft. Das teleskopseitige Ende des OPTIMA Systems wird mit einer Glasplatte abgedeckt, an der eine Markierung in der geometrischen Mitte des Teleskopflansches angebracht ist. Die Glasplatte dient einerseits als Mattscheibe zur Beobachtung des Laserpunktes, andererseits als Spiegel zur Reflektion des Laserstrahls. In Abb. 5.7 ist eine Prinzipskizze des Aufbaus gezeigt.

Die Optik wird nun durch Verkippen des justierbaren Planspiegels so eingestellt, daß der Laserstrahl exakt in sich zurückreflektiert wird. Dies kann leicht erkannt werden, da der Laser durch Lichtstreuung an Staubpartikeln auf der Oberfläche von Linsen und Spiegeln sichtbar ist. Der Laser wird genau dann in sich zurückreflektiert, wenn auf jeder Oberfläche nur noch ein einziger Laserpunkt zu sehen ist. Als zweiten Parameter justiert man das System so, daß der Laserfleck auf der Glasscheibe möglichst nahe der Mittenmarkierung zu liegen kommt.

Wird der Laser exakt in sich zurückreflektiert, so steht die Ebene des Montageadapters, und somit später auch die Ebene des CCD-Chips, genau senkrecht zur optischen Achse. Je näher der Laserfleck an der Mittenmarkierung zu liegen kommt, desto näher sitzt später die Mitte des CCD-Chips an der optischen Achse. Da allerdings die genaue Lage des CCD-Chips in der Brennebene unerheblich ist, solange die Fläche des Chips die optische Achse schneidet, muß die Justierung auf die Mittenmarkierung nicht besonders präzise erfolgen. Die Justierung der Brennebene muß hingegen so exakt wie möglich erfolgen, da hiervon direkt die Qualität der Beobachtung abhängt.

Eine korrekte Justierung gewährleistet im späteren Betrieb die Durchführbarkeit mehrerer entscheidender Schritte. Zum einen wird die Qualität der Übersichtsaufnah-



Abbildung 5.3: Nahaufnahme einer Antriebseinheit. Gut zu erkennen, das verschlissene Antriebsrad.

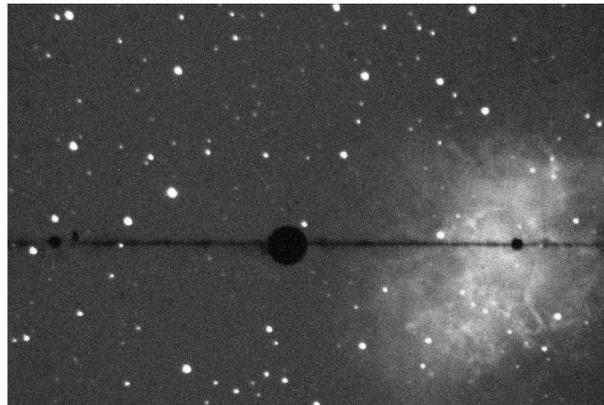


Abbildung 5.4: CCD-Abbildung am Skinakas (f/8) mit der alten ST7 Kamera. Nur unwesentliche Bildfehler am Rand des Bildfeldes sind zu erkennen. Dies ist eine Konsequenz des kleinen CCD-Chips.

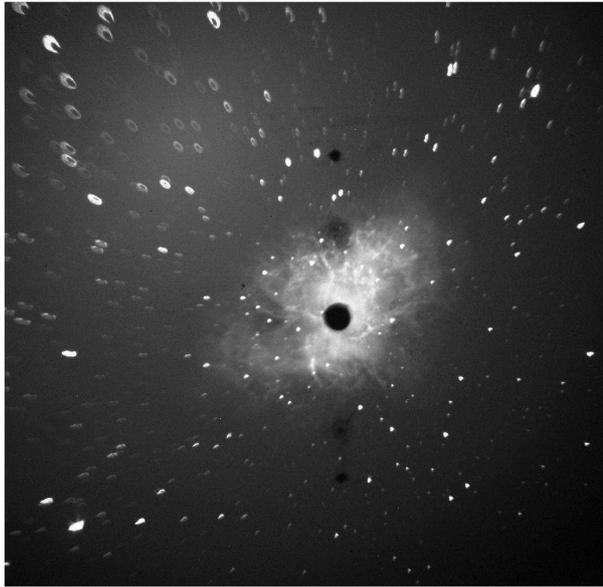


Abbildung 5.5: CCD-Abbildung am Skinakas ($f/8$) mit der neuen AP6 Kamera
Die Bildfehler am Gesichtsfeldrand sind durch den großen Chip und das minderwertige Objektiv extrem groß.

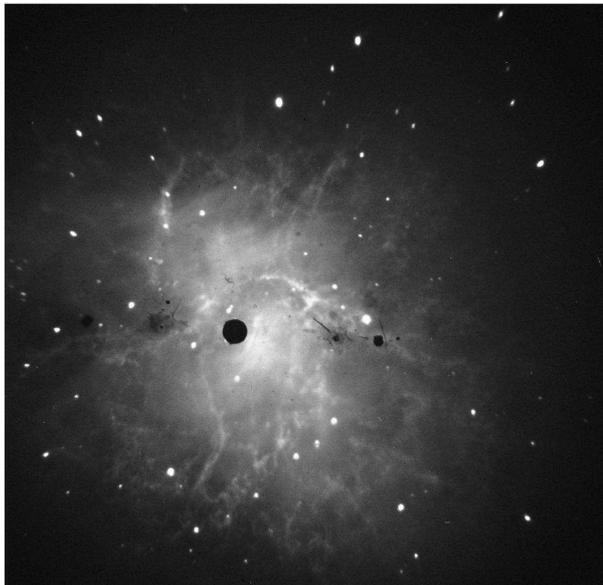


Abbildung 5.6: CCD-Abbildung mit der neuen AP6 am NOT ($f/11$).
Nach aufwendiger interner Neukollimation ließen sich die Fehler mindern. Die Bilder vom Skinakas und dem NOT sind wegen der unterschiedlichen f -Verhältnisse *nicht* direkt vergleichbar!

men durch korrekte Kollimation wesentlich verbessert (vgl. Abb. 5.6)⁶, zum anderen wird erst dadurch eine korrekte Fokussierung des Teleskops auf die Fasern möglich. Da die APDs keine abbildenden Detektoren sind, fokussiert man das Teleskop auf die Glasfasern, indem man durch Verschiebung der Kollimatorlinse die Fasern scharf auf die CCD abbildet, und später das Teleskop so fokussiert, daß auf der CCD ein scharfes Bild erscheint. Bei mangelhafter Kollimation und Fokussierung der OPTIMA Optik ist ein scharfes Bild auf der CCD nicht gleichbedeutend mit einer scharfen Abbildung auf die Fasern.

Trotz verbesserter Abbildung durch Laserkollimation ist die gegenwärtige Qualität der Abbildung für die nachfolgende Analyse noch immer problematisch. Nähere Erläuterungen der auftretenden Probleme siehe Abschnitt 5.3.5.

Die schlechte Abbildungsleistung der bestehenden Optik hat sekundär noch die Konsequenz, daß das nutzbare Gesichtsfeld eng begrenzt ist⁷. Dies ist natürlich hinderlich bei der Suche und Identifizierung von GRB-Afterglows. Das Feld sollte deutlich größer sein als die größte auftretende Fehlerbox von Swift. 15', besser noch 30' Gesichtsfeld wären wünschenswert.

Aus diesem Grund wird derzeit eine neue Optik in Kooperation mit dem AIP⁸ entworfen, die den neuen Anforderungen gerecht wird (siehe Abb. 5.8). Diese Optik wird voraussichtlich wieder auf einem photographischen Objektiv basieren. Da der Haupt-Einsatz von OPTIMA-Burst aber an einem einzelnen Teleskop stattfinden wird, kann auf ein Zoom-Objektiv verzichtet, und eine qualitativ hochwertige Mittelformat-Festbrennweite verwendet werden.

5.2.4 Neue GAM

Bei bisherigen OPTIMA Kampagnen am Skinakas wurde OPTIMA über einen Umlenkspiegel seitlich an die GAM⁹ montiert. Der Strahlengang ist hierbei um 90° gekickt (Abb. 5.9). Dies ist für die geplanten polarimetrischen Messungen von Nachteil, da durch die Reflektion eine Grundpolarisation eingeführt wird, die korrigiert werden muß. Mit der derzeitigen GAM ist nicht genug Platz zwischen Teleskop und Gabel um OPTIMA an den geradsichtigen Fokus des Teleskops zu montieren. Daher muß eine neue GAM konstruiert werden. OPTIMA wird an der neuen GAM in zwei Teile aufgespalten, um eine möglichst geringe Bautiefe zu erhalten. Die Fokalaufsicht wird so montiert, daß ein gerader Lichtweg vom Teleskop zu OPTIMA gegeben ist. Die

⁶Leider sind die Aufnahmen 5.5 und 5.6 nicht direkt miteinander vergleichbar, da die Aufnahmen am NOT an einem Teleskop mit deutlich höherer F-Zahl ($f/11$ am NOT statt $f/8$ am Skinakas) belichtet wurden, und daher die Abbildungsfehler weniger ausgeprägt sind. Das Verhältnis f/D , kurz F-Zahl, ist ein Maß für die Lichtstärke eines optischen Instrumentes. Je geringer der Wert, desto lichtstärker, aber je höher, desto besser die Abbildung.

⁷Am Skinakas beträgt das Gesichtsfeld mit der derzeitigen Optik ca 11'x11'

⁸Astronomisches Institut Potsdam

⁹Guider Aquisition Module, der „Verteiler“, der es erlaubt mehrere Instrumente an einem Teleskop zu betreiben.

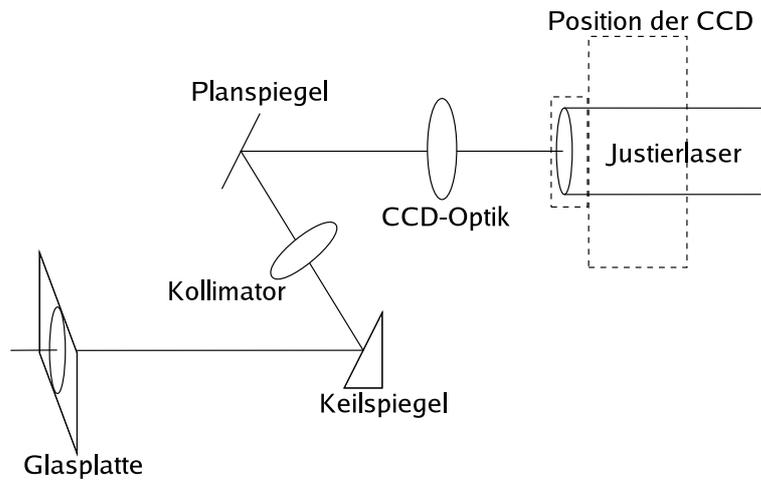


Abbildung 5.7: Prinzipskizze des Autokollimationsaufbaus (Vgl. auch Abb. 3.1)

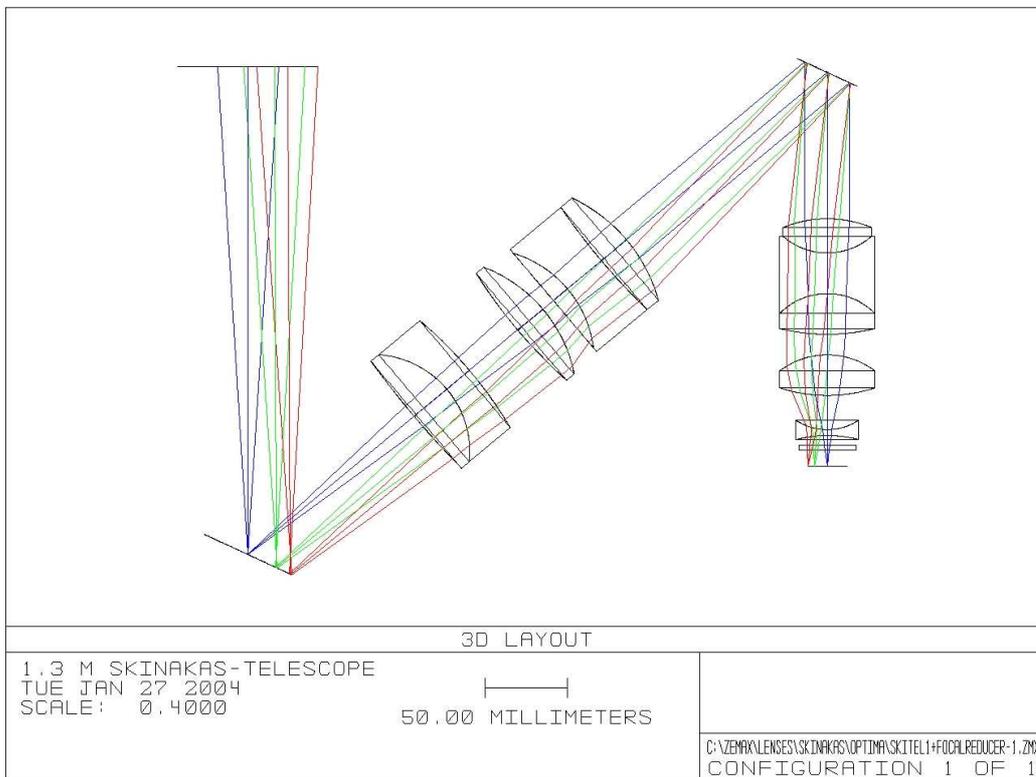


Abbildung 5.8: Ein Entwurf für die neue Optik für OPIMA-Burst

Zählereinheit wird über Glasfasern mit der Fokalaufsicht verbunden, und an der Seite des Teleskops befestigt (Abb. 5.10). Ein beweglicher Spiegel lenkt das Licht wahlweise zum Imager des Skinakas-Teleskops um, oder gibt den Lichtweg auf OPTIMA frei. Dieser Spiegel wird von OPTIMA fernsteuerbar sein. Die Sonde des Autoguiders wird so am Rande des Gesichtsfeldes montiert, daß sie das Feld von OPTIMA nicht abschattet, und der Autoguider mit OPTIMA verwendet werden kann.

5.2.5 Steuer-Computer

Zentraler Bestandteil des OPTIMA-Burst Systems ist ein Steuerrechner, der die Beobachtungen mit den via GCN eintreffenden Burst-Triggern koordiniert, und die Beobachtungsinstrumente und das Teleskop steuert. Diese zentrale Kontrollinstanz ist bei OPTIMA-Burst durch einen Notebook-Computer realisiert.

Vorteil eines Notebooks gegenüber den sonst bei OPTIMA verwendeten PCs ist, daß Notebooks für den ständigen Transport ausgelegt sind, und somit weniger Probleme durch mechanische Beanspruchung der PC-Komponenten zu erwarten sind. Von Nachteil sind vor allem die im Vergleich zum PC eingeschränkten Erweiterungsmöglichkeiten. Die Erweiterbarkeit läßt sich jedoch durch eine Dockingstation mit PCI-Bus erreichen.¹⁰ Auch bei Preis und Leistung haben Notebooks heute keinen Nachteile mehr gegenüber den PCs, so daß die Vorteile eines Notebooks bei OPTIMA-Burst bei weitem überwiegen.

Als Steuer-Rechner kommt bei OPTIMA-Burst ein Dell Latitude C840 Notebook mit einem 1.8 GHz mobile Pentium 4 Prozessor und 512 MB Speicher in Kombination mit einer Dell C/Dock II Dockingstation mit eigenem PCI-Bus unter SuSE Linux 8.2 zum Einsatz.

¹⁰auf diese Weise ist die AP6 Kamera mit dem OPTIMA-Burst Steuerrechner verbunden



Abbildung 5.9: Die alte GAM-Konfiguration. Farblich angedeutet der um 90° geknickte Strahlengang.

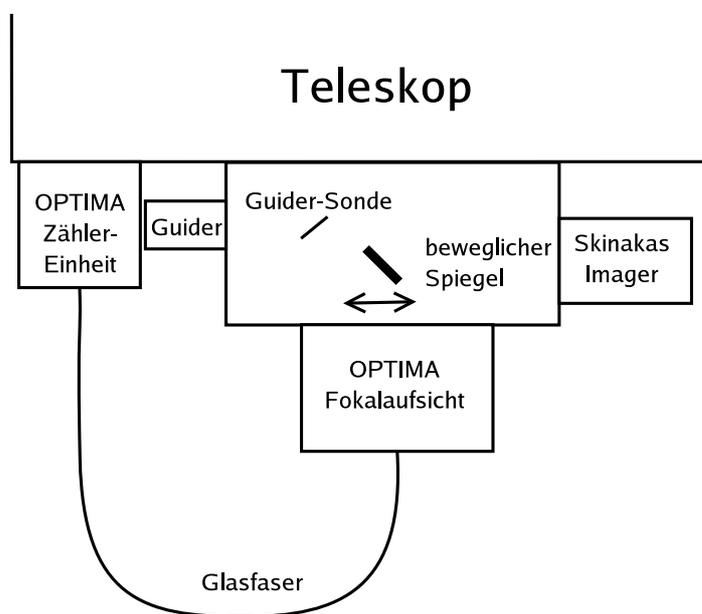


Abbildung 5.10: Schemazeichnung der neuen GAM

5.3 Software

Die Software ist der zentrale Teil des OPTIMA-Burst Systems. Sie koordiniert die Steuerung von Teleskop und Instrumenten mit einlaufenden Burst-Alerts. Dazu müssen folgende Schritte ablaufen:

- Prüfung der prinzipiellen Sichtbarkeit
- Unterbrechung der laufenden Beobachtungen
- Schwenk des Teleskops auf die Burst-Koordinaten
- Durchführung einiger CCD-Belichtungen der Region
- Identifikation des GRB Nachleuchtens
- Feinpositionierung des Nachleuchtens auf die Instrumentenfaser
- Einleitung der Hauptbeobachtung
- Einleitung von Überwachungsbeobachtungen

Realisiert ist die Software als eine Reihe von ineinandergreifenden Pipelines, Skripten, Programmen und Daemonen¹¹ unter Linux.

5.3.1 Übersicht

OPTIMA-Burst bekommt seine Burst-Trigger via Internet, über das GCN. Diese Burst-Trigger werden einer kurzen Sichtbarkeitsüberprüfung unterzogen – diese wird zwar schon durch einen entsprechenden Filter des GCN durchgeführt, man möchte aber dennoch sicher gehen, laufende Beobachtungen nicht aufgrund eines vermeidbaren Fehlalarms zu unterbrechen. Hierzu werden die von Swift bestimmten Koordinaten aus der GCN-Meldung extrahiert, und nach

$$\sin h = \cos \varphi \cos \tau \cos \delta + \sin \varphi \sin \delta$$

die Höhe der Koordinaten am Himmel bestimmt. Hier ist h die momentane Höhe der Koordinaten über dem Horizont, φ die geographische Breite, δ die Deklination, und τ der *Stundenwinkel*, der Winkel $\tau = \theta - \alpha$ zwischen Sternzeit¹² θ und Rektaszension α .

Ist entschieden, daß das Ziel beobachtbar ist, da es ausreichend hoch steht,¹³ werden über eine Relaisbox Motoren in der GAM angesteuert, die den Ablenkspiegel innerhalb der GAM aus dem Strahlengang fahren, und somit den Lichtweg auf OPTIMA

¹¹Als Daemon bezeichnet man Programme, die selbsttätig im Hintergrund laufen

¹²Rektaszension des Zenithmeridians

¹³bzw. die *Airmass* $z = 1 / \cos(90^\circ - h)$ klein genug ist, etwa $z \lesssim 3$, entsprechend $h \gtrsim 20^\circ$

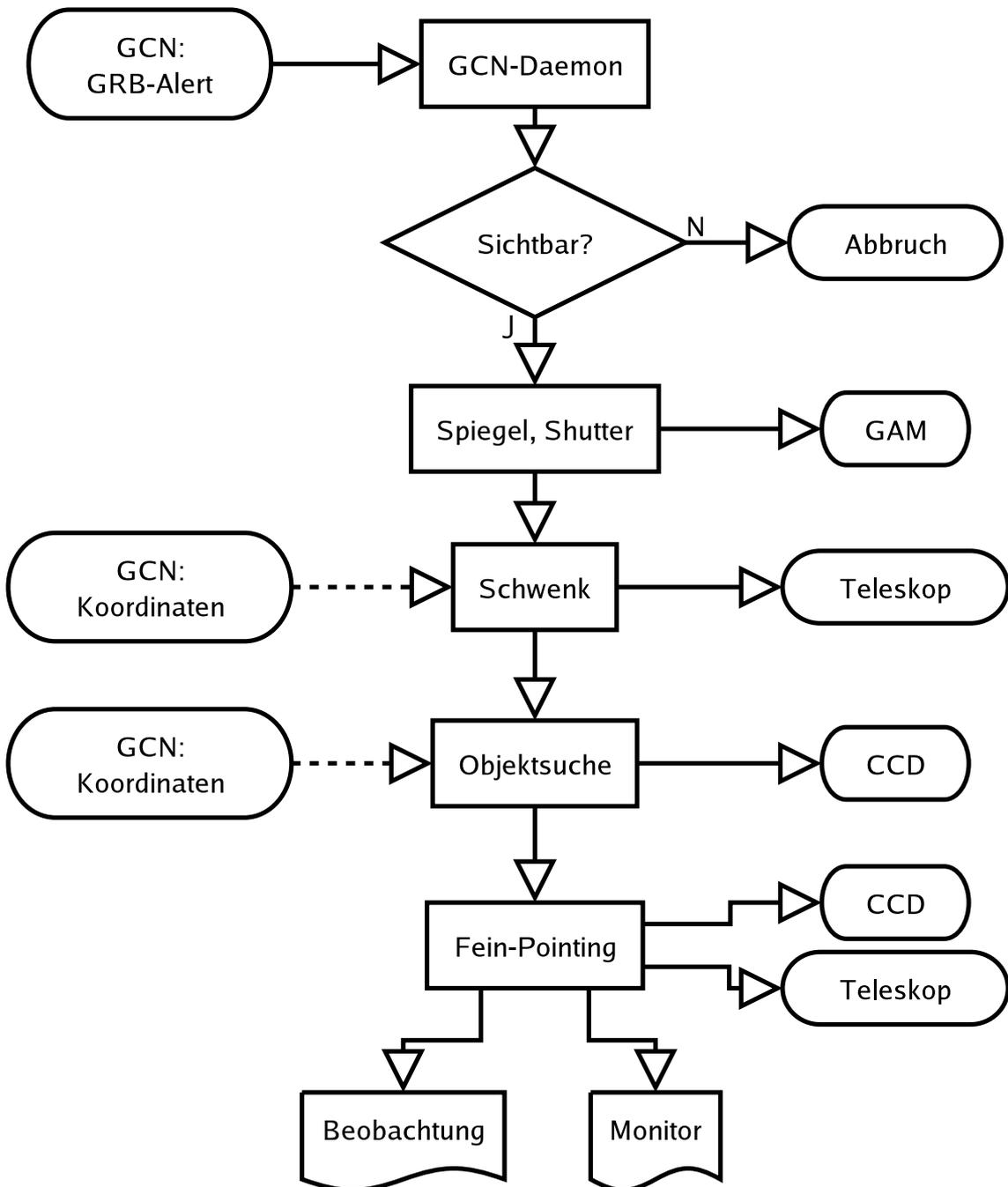


Abbildung 5.11: Übersichts-Flußdiagramm

freigeben, und die Beobachtung der Hauptinstrumente des Skinakas Observatoriums beenden.

Parallel dazu erfolgt ein Befehl an das TCS¹⁴, der einen Schwenk des Teleskops und der Kuppel auf die Zielkoordinaten auslöst. Nach weniger als 60 s sollte das Teleskop eine Grobausrichtung auf die Zielkoordinaten erreicht haben und aufnahmebereit sein.

Der nun folgende Schritt der Quellidentifikation im OPTIMA-Gesichtsfeld ist mit die schwierigste Aufgabe des OPTIMA-Burst Steuersystems. Es wird mit mehreren Strategien versucht, das GRB Nachleuchten innerhalb der von Swift gelieferten Fehlerbox ausfindig zu machen. Neue, verbesserte Koordinaten mit kleineren Fehlerboxen werden gleichzeitig mit der OPTIMA-Suche von Swift und anderen Nachbeobachtern über das GCN verbreitet, so daß die Suchen von OPTIMA und Swift Hand in Hand verlaufen. Da jedoch OPTIMA mindestens Bogensekunden-Genauigkeit erfordert, die aber vom Swift-Satelliten erst nach ca 200 s geliefert werden kann (siehe Tabelle 4.1), ist eine lokale Identifikation unbedingt erforderlich.

Ist die Quelle identifiziert, so muß sie möglichst zügig und genau auf die Faser positioniert werden. Da davon auszugehen ist, daß die Positioniergenauigkeit des Teleskopes nicht ausreicht, das Ziel auf Anhieb genau genug zu treffen, verwendet OPTIMA-Burst ein iteratives Verfahren. Falls das Teleskop seit der letzten Kalibration der Faserposition zu weit verfahren wurde, muß auch die Faserposition neu vermessen werden, um die nötige Genauigkeit gewährleisten zu können (Abschnitt 3.2.2)

Nach erfolgreicher Positionierung kann mit der eigentlichen Beobachtung begonnen werden. Das bestehende Datenaufnahmesystem ist nicht fernsteuerbar, da die Hardware mit der Echtzeit-Verarbeitung der bei OPTIMA anfallenden Datenmengen ausgelastet ist, und Netzwerkzugriffe deshalb Instabilitäten in der Datenerfassung auslösen können. Daher läuft die Datenerfassung während des gesamten Standby-Betriebes ohne Unterbrechung, und das Steuersystem speichert nur eine Zeitmarke zur späteren Feststellung der gültigen Meßzeit ab.

Neben den eigentlichen hoch-zeitaufgelösten OPTIMA-Daten gewinnt das Kontrollsystem über die angeschlossene CCD-Kamera noch zeitlich niedrig aufgelöste¹⁵ Umgebungsaufnahmen, die später zur Qualitätskontrolle der OPTIMA-Rohdaten herangezogen werden können.

Aus dem selben Grund, aus dem die Datenerfassung nicht vom Kontrollsystem gestartet werden kann, muß auch ein menschlicher Beobachter anwesend sein, um die korrekte Datenerfassung zu überwachen.¹⁶ Im Aufgabenbereich dieses Beobachters liegt es auch, den Autoguider zu starten, sobald das Steuersystem die Positionierung abgeschlossen hat. Durch den Autoguider wird das Teleskop so gesteuert, daß geringe Ungleichmäßigkeiten des Teleskop-Antriebs nachgeregelt werden, damit es zu keiner Verschiebung der Teleskop-Position kommt. Im Gegensatz zur *Positioniergenauigkeit*

¹⁴Telescope Control System

¹⁵Zeitauflösung ~ 10 s

¹⁶Der Beobachter muß z.B. im Falle sehr hoher Datenraten die Erfassung periodisch neu starten, wenn die Datenaufnahme stoppt, weil der Datenpuffer überläuft.

ist die *Nachführ*genauigkeit am Skinakas-Observatorium jedoch gut genug, um problemlos einige Minuten Beobachtung ohne Autoguides durchführen zu können, bevor sich Nachführfehler bemerkbar machen. Daher ist die manuelle Aktivierung des Autoguides keine zeitkritische Aktion, und kann dem Beobachter überlassen werden.

In Abb. 5.11 ist eine Übersicht über das OPTIMA-Burst Steuersystem als Flußdiagramm gegeben. Im folgenden sollen nun einige Detailspekte der Steuerung erläutert werden.

5.3.2 GCN-Anbindung

Das GCN stellt eine Infrastruktur dar, durch die Astronomen weltweit Daten über GRBs austauschen – sowohl aktuelle Warnungen, als auch Ergebnisse von Nachbeobachtungen, Betriebsparametern diverser Instrumente, oder auch schlicht Testmitteilungen. Auch Swift wird an das GCN angeschlossen, und wird über das GCN Burst-Trigger und Beobachtungsdaten an die astronomische Gemeinde weiterleiten. Aufgrund der Vielzahl der verschiedenen möglichen Nachrichtentypen ist das GCN auf eine Reihe verschiedener Nutzungsmodi vorbereitet. Meldungen können per e-mail zugestellt werden, auf Pager oder Handys geleitet werden, sogar Benachrichtigungen per Telefon sind möglich. Speziell für automatische Observatorien, die eine kurze Reaktionszeit realisieren wollen, gibt es eine Möglichkeit Meldungen *direkt* über das Internet zu beziehen. Dabei wird eine direkte TCP¹⁷ Datenverbindung mit dem zentralen Server des GCN¹⁸ erstellt, ähnlich der Verbindungen, die z.B. beim Surfen im World Wide Web bestehen. Auf diese TCP-Verbindung aufbauend werden die Daten mit einem speziellen GCN-Protokoll übertragen.

Im Gegensatz zu der intuitiven Vorstellung, welche Seite dabei „Server“ ist, und welche „Client“, baut hier nicht die Maschine des automatischen Observatoriums als Client eine Verbindung zum GCN-Server auf, sondern der GCN-Server verbindet sich mit dem Rechner des Observatoriums, was ihn technisch gesehen zum Client macht. Diese Vorgehensweise erlaubt zum einen kürzere Reaktionszeiten, da der GCN-Rechner auf Bedarf eine Verbindung zum Observatorium öffnen kann, sobald Daten anliegen. Zum anderen wird für die Betriebsmannschaft des GCN die Administration vereinfacht.

Alle 60 s wird in Ruhe, wenn also keine Nachrichten zu verschicken sind, ein sogenanntes „*I'm alive*“-Paket vom GCN-Server abgeschickt, das vom Observatoriumsrechner umgehend zurückgesandt wird. Auf die Weise wissen beide Seiten, daß die Verbindung steht, und können anhand der Antwortzeiten (RTT¹⁹) die Qualität der Verbindung abschätzen. Abb. 5.12 zeigt ein typisches Histogramm der RTT-Verteilung. Es ist zu erkennen, daß weniger als 1% der Pakete länger brauchen als 2 s. Eine GCN-Nachricht ist also auf diesem Wege in etwa einer Sekunde beim Empfänger.

¹⁷Transmission Control Protocol, ein Verbindungsprotokoll, das in Computernetzwerken eingesetzt wird

¹⁸Die Zentrale des GCN ist im Goddard Space-Flight Center (GSFC) in Greenbelt, MD, USA

¹⁹round trip time

Der bei OPTIMA-Burst eingesetzte GCN-Daemon basiert auf GCN-Beispielcode des GSFC. Der Daemon dient dabei nur zur Verwaltung der Verbindung und Kommunikation über das GCN-Protokoll. Zur weiteren Prozessierung werden die empfangenen Daten vom Daemon an ein Shell-Script übergeben. Alle zeit- und fehlerkritischen Funktionen sind in C implementiert. Diese Lösung wurde in weiten Teilen der OPTIMA-Burst Software gewählt, um für die auftretende Lernphase am Anfang des Einsatzes von OPTIMA-Burst maximale Flexibilität zu bieten.

Da sehr viele verschiedene Klassen von Instrumenten am GCN angeschlossen sind, und somit sowohl die gelieferten Informationen als auch die Anforderungen an diese weiten Schwankungen unterworfen sind, bietet das GCN umfangreiche Filter an, mit denen nicht interessierende Nachrichten ausgeblendet werden können. Für OPTIMA-Burst werden diese Filter so eingestellt, daß nur während der Nacht auf Kreta GRB-Trigger an OPTIMA weitergereicht werden, und auch nur solche GRBs Trigger auslösen, die von der geographischen Position des Skinakas Observatoriums aus sichtbar sind.

Durch die Filterung der einlaufenden Burst-Warnungen sowohl im GCN als auch lokal wird verhindert, daß unnötig viele Fehlalarme den regulären astronomischen Betrieb des Teleskop behindern. Dadurch wird die Zahl der Burst-Trigger auf die tatsächlich nutzbaren reduziert.

Geht man zur Abschätzung der Triggerraten von Airmass²⁰ $z \leq 3$ als äußersten Grenze für Beobachtungen aus, entspricht das einem Zenitabstand von $\zeta \approx 70^\circ$. Dies entspricht mit $\Omega = 2\pi(1 - \cos \zeta)$ einem Raumwinkel von $\Omega \approx 4$ sr, also ca. 1/3 des Himmels.

Je nach Jahreszeit hat die Nacht²¹ auf Kreta eine Länge von zwischen ~ 6 h zur Sommersonnwende (21. Juni) und ~ 10.5 h am Anfang und Ende der Saison auf dem Skinakas (1. März bzw. 31. Oktober). Durchschnittlich stehen während der Saison also 8.25 h Stunden Nacht zur Verfügung. Die Erfahrung zeigt ferner, daß bis ca. 20 min in die Dämmerung hinein beobachtet werden kann, so daß insgesamt ca 9 h, also $\sim 40\%$ der Zeit für Beobachtungen am Skinakas zur Verfügung stehen.

Zusätzlich ist zu beachten, daß in der Woche um Vollmond astronomische Beobachtungen durch den Mond stark beeinträchtigt werden. Es sind also nur 75% der Zeit nicht, oder nur geringfügig durch den Mond eingeschränkt.

Der Anteil der durch die Filter (sowohl GCN als auch OPTIMA-Burst) gelassenen GRB-Trigger wird daher von der Größenordnung 8%–10% sein. Mit den erwarteten Swift-Triggerraten aus Kapitel 4.3 bedeutet das, daß im Schnitt alle ein bis drei Wochen mit einem GRB-Trigger zu rechnen ist, der von OPTIMA-Burst direkt verwertet werden kann.

Trifft ein GRB-Trigger während des Tages am Skinakas ein, so wird eine e-mail an die OPTIMA-Beobachter gesendet. Ein automatisches Einleiten einer Beobach-

²⁰Die zwischen Objekt und Beobachter gelegene Luftsäule, normiert auf den Zenith. Airmass $z = 1/\cos(\zeta)$. ζ ist die Zenithdistanz

²¹astronomische Nacht, Sonne 18° unter Horizont

tung bei Einbruch der Nacht wäre nicht sinnvoll, da genug Zeit für die Beobachter besteht, eine gewöhnliche OPTIMA-Beobachtung mit den Hilfsmitteln, die die OPTIMA-Burst Software bereitstellt, zu planen und durchzuführen. Im Mittel kommt es alle drei bis vier Tage zu solch einem Burst, der sich einige Stunden nach dem Burst durch OPTIMA beobachten läßt.

5.3.3 Teleskop-Steuerung

Die am Skinakas Observatorium eingesetzte Montierung der Firma DFM Engineering ist computergesteuert. Das Teleskop-Kontrollsystem (TCS) ist für sämtliche Aufgaben der Steuerung zuständig. Unter anderem hält es die ständig aktuelle Sternzeit vor, berechnet Azimuth und Höhe aus den Himmelskoordinaten eines Objekts, und weiß um Offsets bei Richtungswechseln der Motoren. Im normalen Betrieb wird das TCS durch Benutzereingaben an einem Terminal gesteuert. Die meisten der Funktionen des TCS auch sind über einen externen Computer über eine serielle Verbindung steuerbar. Die Befehle werden dabei mit dem EXCOM²²-Protokoll als einfache ASCII²³ Sequenzen übertragen.

Um nicht auf ein monolithisches Steuerprogramm angewiesen zu sein, das durch andere Autoren schwierig zu erweitern wäre, wurde für OPTIMA-Burst eine C-Bibliothek namens *skinamove* geschaffen, die eine einheitliche Schnittstelle für die für OPTIMA wichtigen EXCOM-Funktionen bereitstellt, und die Kommunikation über die serielle Schnittstelle übernimmt. Eine Reihe von Kommandozeilen-Tools macht die Bibliotheksfunktionen für den Benutzer auf einer höheren Ebene zugänglich. Die eigentliche Kontroll-Logik wurde in leicht erweiterbaren Shell-Skripten implementiert, die niedere Funktionen der Teleskopsteuerung durch die *skinamove* Bibliothek ausführen lassen.

Die *skinamove* Bibliothek enthält weiterhin auch noch eine Sammlung nützlicher astronomischer Funktionen, die im Zusammenhang mit der Steuerung eines Teleskops häufig gebraucht werden, etwa Umrechnungsfunktionen und Winkelarithmetik auf der Kugeloberfläche. Zur Anwendung kommen diese Funktionen wieder über eine Reihe von einfachen kleinen Tools, die in vielen Skripten des OPTIMA-Burst Systems zum Einsatz kommen.

Neben diesen Tools, die eher für den automatischen Betrieb interessant sind, existiert eine Anbindung an das Planetariumsprogramm *XEphem*²⁴.

In *XEphem* können Objektkataloge vom Anwender geladen werden, und die Objekte in einer Sternkarte angezeigt werden. Die Kataloge können dabei von Hand erstellt werden, oder z.B auch über Filter automatisch aus GCN-Meldungen. Zur Darstellung der Sternkarte verwendet *XEphem* die selben Sternkataloge, die auch in der Astrometriepipeline von OPTIMA-Burst verwendet werden (siehe 5.3.5). Über die

²²External Computer Interface

²³American Standard Code for Information Interchange

²⁴Autor: Elwood C. Downey. Bezug: <http://www.clearskyinstitute.org>

Anbindung von *skinamove* an *XEphem*, kann man in *XEphem* mit einem einfachen Mausklick auf ein Objekt, das Teleskop auf dieses Objekt fahren lassen. So ist es auf einfache und benutzerfreundliche Weise möglich, das Teleskop zu steuern. Beobachtungsplanung und Teleskopsteuerung können zu einem Schritt zusammengefasst werden, so daß das fehlerträchtige und langwierige Übertragen von Koordinaten aus Beobachtungslisten per Zuruf vom Beobachter zum Teleskop-Operator entfallen kann. Obwohl für die wirklich zeitkritischen Einsätze das automatische System zum Einsatz kommen wird, dürfte sich die Steigerung der Effizienz bei Durchführung von GRB-Afterglow Nachbeobachtungen durchaus bemerkbar machen, da Beobachtungen viel leichter „zwischendurch“ geschehen können. Seine Praxistauglichkeit hat dieser Teil des Systems auf der OPTIMA Skinakas-Kampagne 2003 bereits unter Beweis stellen können.

5.3.4 CCD-Kamera

Aus den in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Gründen hat OPTIMA-Burst eine neue CCD-Kamera. Diese verwendet ein proprietäres Interface mit einer PCI-Interface-Karte, so daß ein spezieller Treiber nötig ist. Der von OPTIMA verwendete Linux-Treiber wird von der Firma Random Factory in Zusammenarbeit mit dem Kamera-Hersteller als Open-Source Software entwickelt. Der Treiber ist prinzipiell einsatzbereit, und kann alle Funktionen der Kamera zuverlässig steuern, ist aber mit Version 0.8 noch in einer relativ frühen Entwicklungsphase. Das in OPTIMA-Burst verwendete Notebook nutzt eine Dockingstation zum Anschluß der PCI-Interface-Karte. Der Treiber konnte die Karte nicht erkennen, so daß in Absprache mit den Entwicklern einige kleinere Änderungen am Treiber nötig waren, um die Interface-Karte korrekt ansprechen zu können. Diese Änderungen werden in einer der nächsten Versionen in die Entwicklung des Treibers einfließen.

Neben dem eigentlichen Treiber beinhaltet das Paket auch eine Reihe von Tools, die auf der für graphische Anwendungen besonders geeigneten Scriptsprache Tcl/Tk basieren. Das nützlichste Programm dieses Pakets ist zweifellos ein Front-End zur Bedienung der Kamera, mit dessen Hilfe ein regulärer Betrieb der Kamera am Teleskop gewährleistet ist. Angelehnt an dieses Front-End wurden eine Reihe von Tools entwickelt, die eine automatische Kalibration von Aufnahmen vorbereiten²⁵ und einen automatischen Betrieb²⁶ der Kamera ermöglichen.

5.3.5 Astrometrie

Ein entscheidender Schritt der automatischen Objekt-Positionierung, ist die Astrometrie der gewonnenen Aufnahmen. Astrometrie bedeutet hier primär nicht die Bestimmung der Koordinaten der einzelnen im Bild befindlichen Quellen, sondern vielmehr

²⁵ Aufnahme von Serien von Dunkelbild-Belichtungen zum Dunkelstromabzug

²⁶ z.B. Dunkelbildaufnahme, Dunkelbildabzug

eine Vermessung der Aufnahme an sich, um für jeden beliebigen Punkt der Aufnahme eine Transformation von Pixelkoordinaten zu Himmelskoordinaten und zurück durchführen zu können. Diese Aufgabe ist relativ kompliziert, da anhand von Katalogdaten Sterne in der Aufnahme identifiziert werden müssen, um ein Bezugssystem zwischen Pixel- und Himmelskoordinaten herzustellen.

Diese Aufgabenstellung tritt in der beobachtenden Astronomie naturgemäß recht häufig auf, so daß es bereits eine Vielzahl von Lösungen dieses Problems gibt. Der Standard, der sich für das Bezugssystem zwischen Aufnahme und Himmel etabliert hat, ist das World Coordinate System, WCS. Es existieren viele Werkzeuge, mittels derer sich eine WCS-Lösung ermitteln und im Header einer astronomischen Aufnahme im FITS²⁷-Format speichern läßt. Leider erfordern die meisten dieser Tools eine manuelle Zuordnung einiger Referenzsterne, so daß sie sich nicht für einen automatischen Betrieb eignen.

Als mächtige Kombination zur automatischen Erstellung eines WCS-Headers hat sich ein Zusammenspiel von Emmanuel Bertin's *SExtractor* [BA96] und den *WCSTools* des SAO TDC²⁸[Min99] erwiesen. *SExtractor* ist ein hochwertiges und schnelles Photometriepaket, mit dem ein Katalog der in der Aufnahme vorhandenen Quellen erstellt wird. Die *WCSTools* sind eine Sammlung von Programmen zur Erstellung, Manipulation und Anwendung von WCS-Headern in FITS-Dateien.

Eines der *WCSTools* (*imwcs*) ist in der Lage, eigenständig aus einer Liste von Quellobjekten und einem Katalog ein WCS für die Aufnahme zu bestimmen. Es ist lediglich eine Angabe von Startwerten für die Position des Bildfeldzentrums, die Skala des Bildes und die Rotation der Aufnahme bezüglich der Himmelskoordinaten nötig. Der Startwert des Bildfeldzentrums wird ermittelt, indem durch *skinamove* die momentane Teleskopposition abgefragt wird. Die Abweichung der so ermittelten Startkoordinaten von der tatsächlichen Bildfeldmitte spielt für *imwcs* keine Rolle, solange sich die vom Teleskop gelieferte Position im Bildfeld der Kamera oder zumindest in unmittelbarer Nähe des Bildfeldes befindet. Besonders genaue Startwerte benötigt *imwcs* bei der Skalierung des Bildes. Diese läßt sich aber problemlos zu Beginn einer Kampagne durch Vermessung von Testaufnahmen bestimmen. Auch reagiert *imwcs* empfindlich auf Rotation des Bildes. Das Instrument muß daher zu Beginn einer Kampagne so montiert werden, daß die X-Achse der Aufnahme nur um wenige Grad von der Rektaszensionsachse abweicht.

Der Katalog, mit dem *imwcs* die Aufnahmen bei OPTIMA-Burst vergleicht, ist der USNO-A2²⁹ Katalog des US Naval Observatory [MCD⁺98]. Der Katalog deckt den gesamten Himmel bis zu einer Tiefe von $m_v \approx 21^m$ ab. Der typische Fehler der Koordinaten der über 500 Millionen verzeichneten Sterne beträgt $0.25''$. Um für Kataloganfragen von einer Netzwerkverbindung unabhängig zu sein ist der gesamte Katalog auf einer lokalen Festplatte vorhanden.

²⁷Flexible Image Transport System, das Standardformat zur Speicherung astronomischer Aufnahmen und anderer astronomischer Daten. Siehe auch <http://fits.gsfc.nasa.gov/>

²⁸Harvard Smithsonian Astrophysical Observatory, Telescope Data Center

²⁹oder kurz UA2

Leider ist aus den in Abschnitt 5.2.3 erwähnten Gründen die Optik bislang zu schlecht, und liefert verzerrte Bilder. Deshalb konnten bis jetzt noch nicht konsistent gute Ergebnisse bei der Astrometrie erzielt werden. Abb. 5.13 zeigt ein typisches, stark verzerrtes Gesichtsfeld. Aus der Aufnahme wurden, wie oben beschrieben, die Quellen mittels *SExtractor* ermittelt. Danach wurden sie durch *imwcs* mit dem UA2 verglichen, woraus eine WCS-Lösung ermittelt wurde. Jeder Punkt des Bildes ist also mit bestimmten Koordinaten des Himmels verknüpft. In Abb. 5.13 sind die Koordinaten, an denen im UA2 ein Objekt verzeichnet ist, mit einem Kreis markiert. Deutlich sieht man zum Rand hin größer werdende Fehler.

Um dieses Problem zu umgehen, wurden einige Versuche unternommen, die Aufnahmen digital zu entzerren. Hierzu wurden einige Werkzeuge entwickelt, die mit sub-Pixel Genauigkeit beliebige Verzerrungen einführen. Experimentiert wurde mit Entzerrungen durch radialsymmetrischen Verzerrungen, die polynomial zum Verzerrungsursprung skalieren. Die Ergebnisse waren leider nicht ermutigend. Es stellte sich heraus, daß die Entzerrungsalgorithmen Fehler in das Bild einführen, die die weitere Auswertung ihrerseits erschweren. In Abb. 5.14 sind diese durch geschwungene Linien quer durch die Aufnahme zu erkennen. An den nach innen gebogenen Rändern der Aufnahme wird das Rauschen der CCD-Kamera durch die Entzerrung verstärkt, so daß sich hier im *SExtractor*-Schritt der Astrometrie-Pipeline fehlerhafte Erkennungen häufen, die den *imwcs*-Schritt stark beeinträchtigen, oder völlig fehlschlagen lassen. Die Entzerrung mit den erwähnten radialsymmetrischen Verzerrungsmatrizen bringt, wie in Abb. 5.14 zu sehen ist, bei stark verzerrten Aufnahmen auch nur eine begrenzte Korrektur offensichtlichsten Verzerrungen. Aus diesen Gründen wurde der Ansatz einer Entzerrung in Software fallengelassen.

Mehr Hoffnung machen Versuche mit den verzerrungsärmeren Aufnahmen, die nach Anwendung eines neuen Kollimationsverfahren am NOT bei $f/11$ gewonnen wurden (siehe Abschnitt 5.2.3). In Abb. 5.15 sieht man, daß die Verzerrung zwar noch zu erkennen ist, das erfolgreiche Finden einer WCS-Lösung aber nicht mehr vereitelt. Es ist zu erwarten, daß die Ergebnisse mit der neuen Optik nochmals deutlich besser ausfallen, so daß die in Abb. 5.15 noch sichtbaren Zuordnungsfehler beim fertigen Instrument nicht mehr auftreten.

5.3.6 Ziel-Suche

Die meisten robotischen Teleskope zur automatischen Beobachtung von GRB-Afterglows nutzen ein Instrument mit großem Gesichtsfeld. Auf diese Weise ist die Wahrscheinlichkeit groß, das Nachleuchten auch bei ungenauen Koordinatenangaben des Burst Triggers im Gesichtsfeld zu haben. Die eigentliche Identifikation des Ziels kann bei der späteren Datenauswertung in Ruhe erfolgen.

Bei OPTIMA-Burst ist das Gesichtsfeld des Hauptinstrumentes mit wenigen Bogensekunden extrem klein, so daß die Beobachtung erst beginnen kann, wenn das Teleskop mit Bogensekunden-Genauigkeit auf das Ziel ausgerichtet ist. Da aber die Koordinatenangaben im Burst-Trigger von Swift in aller Regel sehr viel größere Feh-

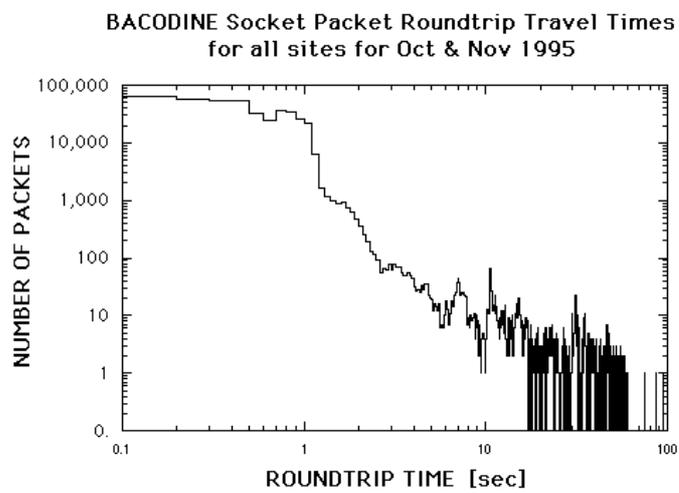


Abbildung 5.12: Histogramm der Antwortzeiten von BACODINE, bzw. GCN

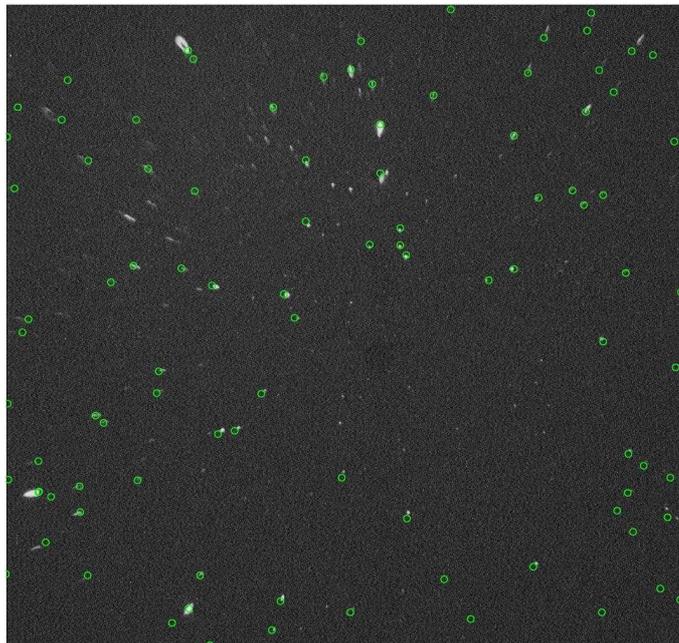


Abbildung 5.13: Beispiel einer stark verzerrten Aufnahme. Eingezeichnet die Katalogpositionen der Sterne nach dem WCS.

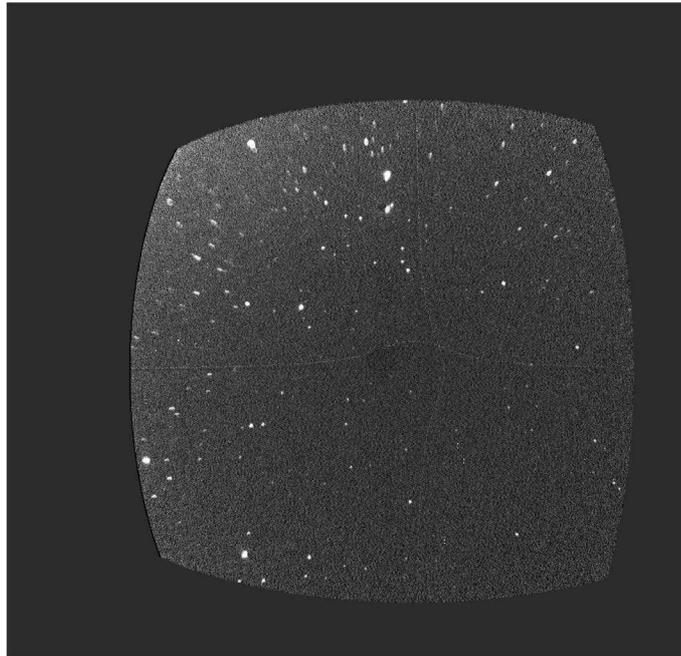


Abbildung 5.14: Beispiel einer entzerrten Aufnahme

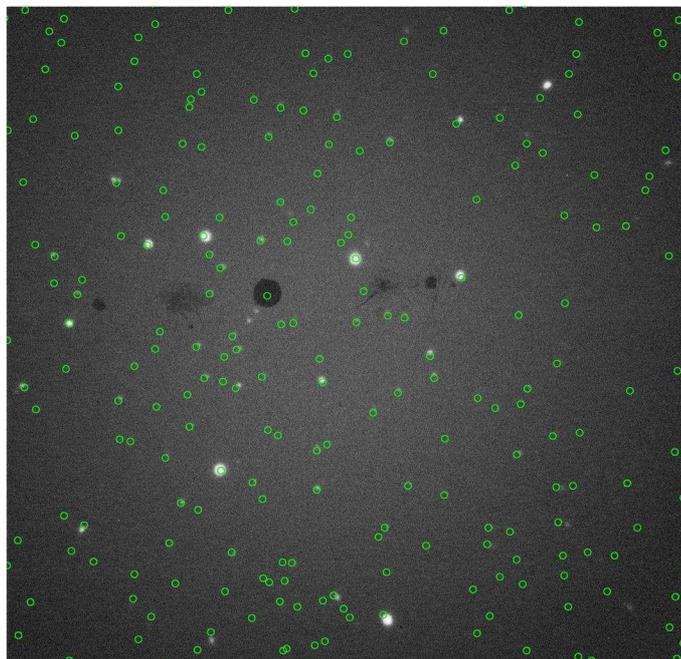


Abbildung 5.15: Eine Aufnahme vom NOT mit geringerer Verzerrung. Sternkoordinaten analog Abb. 5.13 eingezeichnet

lerboxen haben (siehe Kapitel 4), muß vor dem eigentlichen Beobachtungsbeginn das Ziel innerhalb der Fehlerbox identifiziert werden. Da dieser Prozess entscheidend für den Erfolg der Beobachtung ist, muß er eine möglichst hohe Trefferquote haben. Da das Nachleuchten um so interessanter ist, je jünger es ist, soll dieser Prozess möglichst schnell ablaufen.

Die Grundidee der Zielsuche bei OPTIMA-Burst ist die Beobachtung, daß GRB-Afterglows schnell verblassen. Es wird also nach Transienten im Bild gesucht. Parallel dazu wird auch noch nach nicht im Katalog verzeichneten Objekten gesucht. Um die Suche zu vereinfachen, wird sie auf die Errorbox der Swift Burst-Koordinaten beschränkt. Updates in den Koordinaten werden bei der Suche berücksichtigt. Abb. 5.16 zeigt eine Übersicht über die Such-Prozedur in Form eines Flußdiagramms.

Nachdem der GRB-Trigger vom GCN erhalten und ausgewertet wurde, wird das Teleskop grob auf die gemeldeten Koordinaten positioniert. Eine CCD-Aufnahme der Region wird angefertigt, und mit einem WCS versehen. Als nächstes muß die Entscheidung getroffen werden, ob das richtige Feld im Blick ist. Dazu werden mit einem Werkzeug aus dem *WCSTools* Paket die Koordinaten der Errorbox der Swift-Meldung in Pixelkoordinaten der CCD-Aufnahme umgewandelt. Dadurch ist es leicht festzustellen, ob die gesamte oder nur ein Teil der Errorbox im Bildfeld ist. Falls die Fehlerbox klein genug ist, um vollständig ins Bild zu passen, sie aber auf einer Seite aus dem Bild ragt, wird mit einem Tool aus dem *skinamove*-Paket, welches Teleskopbewegungen mit Relativkoordinaten ausführen kann, das Teleskop ein kleines Stück verfahren. Die Überprüfung der Lage des Bildes wird dann nach dem Schwenk wiederholt.

Ist die Fehlerbox vollständig im Bild (oder das Bild vollständig in der Errorbox, falls diese größer ist als die Aufnahme), wird gezählt, wie viele Objekte innerhalb der Errorbox liegen. Wenn keine Objekte in der Errorbox gefunden werden können, muß länger belichtet werden, um eine tiefere Aufnahme zu gewinnen. Die genauen Belichtungszeitsequenzen werden sich erst in der Praxis zeigen, sie werden aber in der Größenordnung $10\text{ s} \rightarrow 30\text{ s} \rightarrow 60\text{ s}$ liegen. Befinden sich Objekte in der Fehlerbox, so wird parallel mit zwei Strategien weiter gesucht.

Die potentiell schnellere, aber auch schwierigere Suchstrategie ist die Liste von Objekten mit dem Katalog zu vergleichen. Dies ist jedoch stark abhängig von der Qualität der Optik, da es schon bei relativ kleinen Verzerrungen zu Fehlzuordnungen kommen kann, wie man in Abb. 5.15 leicht erkennen kann. Fehlzuordnungen können allerdings unter keinen Umständen toleriert werden, da es sehr schwierig ist diese im späteren Verlauf der Messung als solche zu identifizieren, und den Suchprozess neu zu starten, bzw. das Objekt von Hand auszuwählen. Auch können Fehler im Katalog auftreten. Es kommt z.B. vor, daß eng beieinanderliegende Objekte im Katalog als ein Objekt erscheinen, wenn eines der Objekte sehr viel heller ist, als das andere. Auch dies kann zu Fehlzuordnungen führen. Ferner ist es nicht unmöglich, daß sich ein Kleinplanet im Gesichtsfeld befindet, der im Katalog nicht verzeichnet ist.

Die andere, langsamere, aber dafür sicherere Suchstrategie ist, zwei oder mehr Aufnahmen miteinander zu vergleichen, um Transienten aufzuspüren. Eine abnehmende Helligkeit ist hier ein starkes Indiz für einen GRB-Afterglow. Eine bei dieser

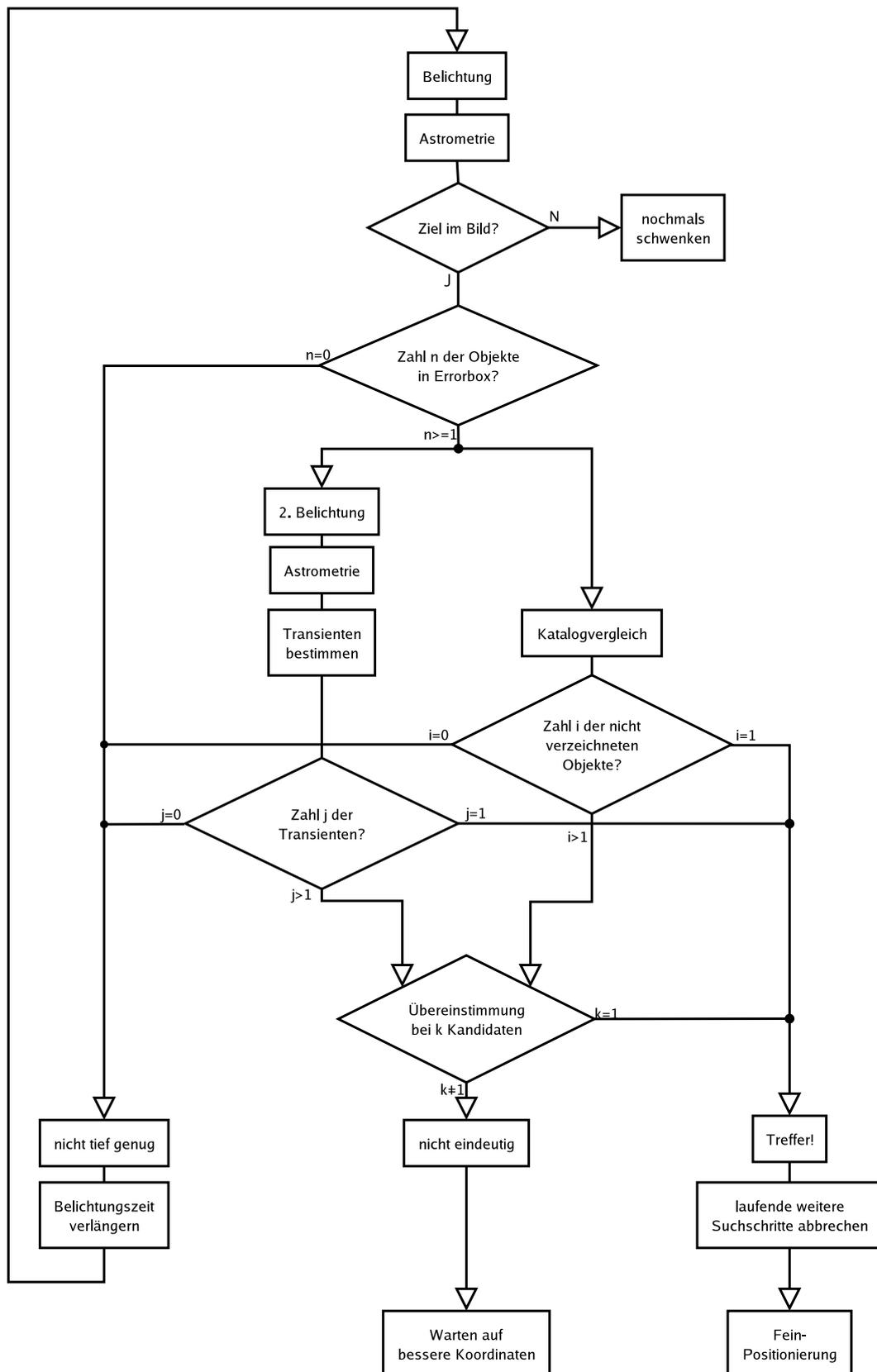


Abbildung 5.16: Die Quellsuche

Methode auftretende mögliche Fehlerquelle sind Cosmics³⁰, und schnell bewegliche Objekte wie Satelliten. Cosmics lassen sich durch geschickte Wahl der *SExtractor* Parameter fast vollständig als solche identifizieren, und somit unterdrücken. Satelliten im Bild können meist an ihrer Signatur erkannt werden, da sie sich wie ein sehr schneller positiver und ein sehr schneller negativer Transient verhalten, solange der Satellit das Bildfeld nicht zwischen den beiden Aufnahmen betritt oder verlässt.

Die Wahrscheinlichkeit für Cosmics und Satelliten ist proportional zur Belichtungszeit, so daß die Restwahrscheinlichkeit eines unerkannten Cosmics oder Satelliten durch die kurzen Belichtungszeiten bei OPTIMA-Burst vernachlässigbar ist.

Kann mit keiner der beiden Methoden ein Kandidat gefunden werden, muß mit der nächsten Belichtungsstufe bei höherer Grenzgröße weitergesucht werden. Findet eine Methode genau einen Kandidaten, so wird von einem Treffer ausgegangen, und dieser Kandidat wird auf die Faser positioniert. Findet mindestens eine Methode mehr als einen Kandidaten, so werden die Kandidatenlisten der beiden Strategien miteinander verglichen. Existiert genau eine Übereinstimmung, gilt dieser Kandidat als Treffer. Gibt es keine, oder mehr als eine Übereinstimmung, so war die Suche nicht eindeutig. Das einzige, was in diesem Fall zu tun übrig bleibt, ist auf eine kleinere Errorbox des Satelliten zu warten. Da aber die Ergebnisse der Suche gespeichert werden können, kann sofort zur Feinpositionierung gesprungen werden, wenn eine kleinere Swift-Fehlerbox die Kandidatenliste auf einen Kandidaten oder eine Übereinstimmung zusammenschrumpfen läßt.

Die Zielsuche ist also ein relativ fehleranfälliger Prozess. Aufgrund der Wichtigkeit für den Erfolg einer Beobachtung, sind umfangreiche Versuche in der Praxis nötig, um alle Parameter zu optimieren. Da der Prozess aber empfindlich von der Abbildungsqualität der Optik abhängt, kann dies erst geschehen, wenn OPTIMA-Burst mit der neuen Optik in Betrieb geht. Es wird daher vor allem in der ersten Zeit an allen Punkten der hier vorgestellten Such-Prozedur Diagnose- und Eingreifmöglichkeiten für einen Beobachter geben, der die Suche überwacht.

5.3.7 Feinpositionierung

Ist ein Zielobjekt identifiziert, so muß es in einem nächsten Schritt präzise auf die Faser positioniert werden. Die Schwierigkeit dabei ist, daß das Zielobjekt selbst in der Nähe der Faser nicht mehr auf den CCD-Aufnahmen zu sehen ist, da das Licht bereits in das Loch im Spiegel fällt, durch das die Glasfaser geführt ist (vgl Abschnitt 3.2.2). Im manuellen Betrieb wird dieses Problem in der Praxis gelöst, indem ein dem Zielobjekt nahe gelegener Stern als Vergleichssterne verwendet wird. Statt das Zielobjekt auf die Faser zu positionieren wird dann der Vergleichssterne auf die entsprechende Position relativ zur Faser positioniert.

Da die genaue Position der Faser im Bild von der Position des Teleskops abhängt (siehe Abschnitt 3.2.2), muß die Faserposition vor Beginn einer Messung im Allgemei-

³⁰Artefakte in der CCD-Aufnahme aufgrund kosmischer Strahlung

nen neu bestimmt werden. Dies geschieht im manuellen Betrieb meist am einfachsten dadurch, daß sich bei längerer Belichtungszeit das Faserloch im Spiegel gegen den Himmelshintergrund abzeichnet. Aus Aufnahmen, in denen der Spiegel schräg von einer Lampe angeleuchtet wird, kennt man die Position der Faser im Loch (vgl. Abb. 3.7). Mit dem bekannten Versatz zwischen Vergleichssterne und Zielobjekt kann man nun akkurat positionieren. In der Praxis zeigt sich dabei allerdings, daß am Skinakas-Teleskop die Präzision der vom TCS gesteuerten Bewegungen nicht besser als eine Bogensekunde ist, so daß das Teleskop manuell mittels eines Hand-Paddles³¹ im sub-Bogensekundenbereich bewegt wird, bis die am Datenaufnahmerechner ablesbaren Zählraten ein Maximum erreichen.

Die Positionierung im automatischen Modus verläuft nach dem Vorbild der manuellen, wobei die Vorgehensweise an die dem Computer zur Verfügung stehenden Daten angepasst werden muß. Abb. 5.17 zeigt zur Übersicht über die Vorgänge bei der Feinpositionierung ein Flußdiagramm.

Die automatische Auswertung des Schattens des Faserlochs gestaltet sich als außerordentlich schwierig. Aus diesem Grund befinden sich im Spiegel zwei zusätzliche Glasfasern, die von hinten beleuchtet werden können, und als Positionsleuchten dienen (siehe Abschnitt 3.2.2). Die Position der Glasfaser kann einmal zu Beginn der Kampagne relativ zu den Positionsleuchten vermessen werden. Aus der Position der Leuchten kann dann auf die Position der Faser zurückgeschlossen werden.

War die letzte Messung der Faserposition bei einer Teleskop-Position, die weniger als 20° von der aktuellen abweicht, so ist es nicht nötig, die Faserposition erneut zu vermessen, und es kann sofort damit begonnen werden, das Ziel zu positionieren. Dazu wird die Distanz zwischen den Himmelskoordinaten, die dem nach WCS den Pixelkoordinaten der Faser entsprechen und den Zielkoordinaten bestimmt. Ist die Distanz größer als $1.5''$, so wird aus der Differenz der Koordinaten ein Bewegungsvektor errechnet, und dem TCS mitgeteilt. Das Teleskop bewegt sich unter Kontrolle des TCS um den angegebenen Betrag. Nach der Bewegung wird erneut eine Aufnahme belichtet, eine WCS-Lösung ermittelt, und der Regelkreis beginnt von vorne mit Bestimmung der Distanz Faser – Ziel. Dies wird weiter iteriert, bis der Positionsfehler geringer als $1.5''$ ist. Um zu verhindern, daß der Regelkreis z.B. im Falle zu großer Fehler des WCS in einer Endlosschleife steckenbleibt, gibt es zusätzliche Abbruchbedingungen nach einer voreingestellten Zahl von Iterationen.

Die von Hand durch direkte Ansteuerung der Motoren erreichbare Positioniergenauigkeit ist deutlich höher als die über das TCS erreichbare. Um das Ziel trotzdem zuverlässig auf die Faser positionieren zu können, muß die verwendete Glasfaser einen entsprechend größeren Durchmesser haben.

War die Positionierung erfolgreich, so wird vom OPTIMA-Burst Kontrollsystem eine Zeitmarke in ein Log gespeichert, um später in den Rohdaten den Beginn der verwertbaren Daten zu markieren.

³¹Ein Hand-Paddle ist eine externe Kontrollbox, die die Teleskopmotoren direkt ansteuert.

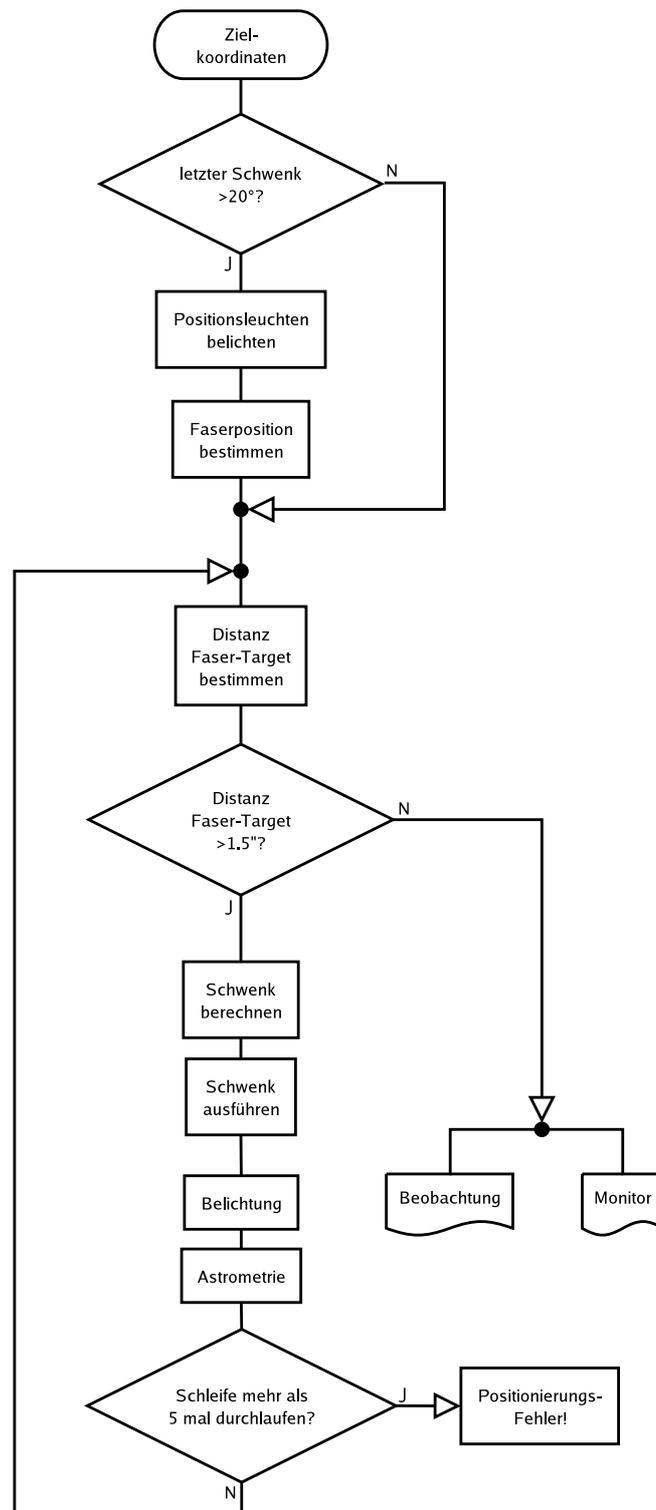


Abbildung 5.17: Die Fein-Positionierung

5.3.8 Qualitätsmonitor

Es ist mit OPTIMA nicht möglich das Zielobjekt und ein Vergleichsobjekt zur selben Zeit aufzunehmen, lediglich Hintergrundmessungen sind möglich. Dies macht nicht nur absolute Photometrie schwierig, sondern läßt auch Fragen über die momentane Qualität der Beobachtung offen, da keine Informationen über Schwankungen des Seeings und der atmosphärischen Transparenz zur Verfügung stehen.

Da die CCD-Kamera und der Steuerrechner nach erfolgter Ziel-Positionierung nicht mehr benötigt werden, liegt es nahe, die CCD-Kamera in einem Serienbildmodus so schnell wie möglich³² parallel zur OPTIMA-Messung Aufnahmen der Umgebung machen zu lassen. Eine spätere Analyse dieser Aufnahmen auf Schwankungen der Sternpositionen und Helligkeiten läßt Rückschlüsse auf die atmosphärischen Bedingungen zur Zeit der Beobachtung zu.

Die Zeitauflösung reicht nicht aus, um die Bewegung des Beugungsbildes aufgrund des Seeings (die *Szintillation*) aufzulösen, somit läßt sich also der Seeing-bedingte Anteil des Rauschens in den OPTIMA-Daten auf diese Weise nicht verringert. Es können aber Zeiträume, in denen die Daten aufgrund von Wolkendurchzug oder Windböen beeinträchtigt sind, auf diese Weise erkannt und maskiert werden.

³²Praktikabel sind $\sim 10 - 15$ s pro Aufnahme.

Kapitel 6

Ausblick

Bei der Arbeit am zukünftigen OPTIMA-Burst System haben sich einige Punkte ergeben, an denen Verbesserungen möglich wären, die im Rahmen dieser Arbeit aber nicht zu verwirklichen waren.

6.1 Wollaston-Polarimeter

Das bei OPTIMA verwendete Polarimeter (Kap. 3.2.3) hat als Filterpolarimeter einen großen inhärenten Nachteil. Für unpolarisiertes Licht hat das Polarisationsfilter nur eine Transmission von 30%, und Licht der falschen Polarisationsrichtung wird beinahe vollständig absorbiert. Eine Möglichkeit ein effizienteres Polarimeter zu bauen ist, anstatt eines Polarisationsfilters ein Polarisationsprisma zu verwenden.

Hier soll ein Polarimeter auf Basis eines Wollaston-Prismas vorgeschlagen werden, das eine hohe Transmission aufweist, und zu jedem Zeitpunkt den Grad der Polarisation und die Polarisationsrichtung bestimmen kann. Mit einem derartigen System wäre keine Mittelung über viele Umdrehungen eines rotierenden Polarisationsfilters mehr nötig, so daß Variabilitäten der Polarisation unabhängig von deren Zeitbasis aufgelöst werden können.

Ein Wollaston-Prisma (Abb. 6.1) besteht aus zwei rechtwinkligen Kalkspat-Prismen, die an ihrer Basis zusammengekittet sind. Ihre optischen Achsen liegen senkrecht zueinander und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des einfallenden Lichts. Das normal zur Einfallfläche auftreffende Licht wird im ersten Prisma in einen ordentlichen (o) und einen außerordentlichen Strahl (ao) gebrochen. Diese beiden Strahlen breiten sich jedoch noch in der gleichen Richtung aus. Da im zweiten Prisma die optische Achse senkrecht zur optischen Achse des ersten liegt, wird der ordentliche Strahl (o) an der Grenzfläche zu einem außerordentlichen Strahl (ao). Sein Brechungsindex ändert sich von $n(o)$ zu $n(ao)$; da $n(ao) < n(o)$, wird der außerordentliche Strahl vom Einfallslot weg gebrochen. Für den ursprünglich außerordentlichen Strahl, jetzt ordentlicher Strahl, gilt das Umgekehrte: Insgesamt weisen damit beide Teilstrahlen eine stark unterschiedliche Richtung auf.

Ein Wollaston-Prisma zerlegt den linear polarisierte Anteil eines Lichtstrahls in zwei senkrecht zueinander polarisierte Komponenten. Diese Aufspaltung ist jedoch nicht eindeutig, es gibt immer¹ zwei Polarisationswinkel mit der selben Zerlegung (Abb. 6.2, links.). Um die Zerlegung eindeutig zu machen, braucht man eine zweite, linear unabhängige Zerlegung. Der einfachste Fall ist der eines zweiten Wollaston-Prismas mit um 45° gedrehter Achse (Abb. 6.2, rechts).

Fällt ein linear polarisiertes, paralleles Lichtbündel auf zwei im 45° Winkel miteinander verkittete Wollaston-Prismen, so wird dieses in vier parallele Lichtbündel mit unterschiedlichen Austrittswinkeln zerlegt. Mit einer Linse können diese vier Bündel auf vier Punkte abgebildet werden.

Es besteht für OPTIMA-Burst der Plan, eine derartige Konstruktion mit einer Kollimatorlinse in einem modifizierten Keilspiegel zu koppeln (Abb. 6.3), um bei GRB-Afterglows nahe der Nachweisgrenze von OPTIMA-Burst hochzeitaufgelöste Polarimetrie betreiben zu können.

6.2 WCS höherer Ordnung

Das FITS Datenformat kann in seinem Header Information über die Lage und Orientierung einer astronomischen Aufnahme am Himmel enthalten. Für gewöhnlich enthält dieses *World Coordinate System* (WCS) nur Informationen über Lage, Skala und Rotation der Bildkoordinaten bezüglich der Himmelskoordinaten. Es gibt allerdings einige Erweiterungen des FITS-Standards, die neben diesen Informationen noch Korrekturen höherer Ordnung für das Koordinatensystem beinhalten. Ein derart korrigiertes Koordinatensystem kann die Himmelskoordinaten eines Bildpunktes z.B. trotz einer Kissenverzerrung der Aufnahme, wie sie bei OPTIMA auftritt, korrekt wiedergeben.

Dies würde aufwendige Entzerrungsmaßnahmen, wie sie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben werden, weitgehend überflüssig machen. Problematisch bei nichtlinearen WCS-Lösungen ist, daß die entsprechenden Formate im FITS-Header noch nicht standardisiert sind. Dies hat zur Folge, daß unterschiedliche Werkzeug-Suiten inkompatible Formate eingeführt haben.

Bislang sind die Versuche gescheitert, für OPTIMA ein konsistentes Verfahren zur Bestimmung eines nichtlinearen WCS zu finden. Das bei OPTIMA verwendete Paket *WCSTools* [Min99] war nicht in der Lage zufriedenstellende nichtlineare WCS-Lösungen zu finden. *IRAF* [Tod93] konnte Lösungen höherer Ordnung finden, war aber noch nicht zuverlässig. Die Formate von *IRAF* und *WCSTools* sind inkompatibel, so daß im Falle eines Erfolges mit *IRAF* in Erwägung zu ziehen ist, die Astrometrie-pipeline von OPTIMA auf *IRAF* zu portieren.

Weitere Entwicklungsarbeit ist hier nötig.

¹Ausnahme: Wenn eine der beiden Komponenten verschwindet, ist die Zerlegung eindeutig.

6.3 Teleskopsteuerung

Die Fernsteuerung des Skinakas-Teleskops durch den OPTIMA-Burst Kontrollrechner erfolgt bislang durch Befehlseingaben in das TCS (Kap. 5.3.3). Dies ist für Teleskopbewegungen von mehr als einigen Bogensekunden eine zuverlässige und genaue Kontrollmöglichkeit.

Die Positioniergenauigkeit des TCS wird durch die Winkelencoder der Teleskopmontierung beschränkt, und liegt bei ungefähr einer Bogensekunde. Dies ist für ein System wie OPTIMA zwar ausreichend, besser wäre allerdings eine Positioniergenauigkeit von weniger als einer Bogensekunde.

Im manuellen Betrieb erfolgt die Feinpositionierung durch direkte Bedienung der Teleskopmotoren über eine Handkontrollbox. Dies ist, im Gegensatz zu durch das TCS kontrollierten Bewegungen, keine *Regelung* sondern eine *Steuerung*, d.h. es gibt keine direkte Sensorenrückkopplung. Die beschränkte Genauigkeit der Winkelencoder spielt also keine Rolle, solange es genauere Informationsquellen gibt.

Bei der manuellen Feineinpositionierung von OPTIMA ist diese Informationsquelle das Rate-Meter von OPTIMA. Das Teleskop wird systematisch solange bewegt, bis die Zählrate in der zentralen Faser ein Maximum erreicht. Falls ein Faserbündel eingesetzt wird, kann auch eine direkte Ortsinformation aus der Verteilung der Zählraten auf die einzelnen Fasern des Bündels abgeleitet werden. Diese Information steht dem OPTIMA-Burst Steuercomputer allerdings (noch) nicht zur Verfügung.

Der Autogider des Skinakas-Observatoriums steuert das Teleskop auf ähnliche Weise wie der menschliche Operator durch direkte Ansteuerung der Motoren. Er bezieht seine Ortsinformationen über die Guider-Kamera, und schließt so den Regelkreis. Die Fokalaufsichts-Kamera von OPTIMA-Burst ist zwar nicht speziell für Guiding-Zwecke ausgelegt, jedoch kann sie in der Praxis ein Bild alle 5 bis 10 Sekunden liefern, so daß auch dem OPTIMA-Burst Steuercomputer Ortsinformationen zur Verfügung stehen.

Daher ist geplant, über eine Relaisbox, die an den Parallelport des Rechners angeschlossen wird, die Handkontrollbox direkt durch den OPTIMA-Burst Rechner zu steuern. Hierzu werden zu Beginn der Beobachtungskampagne die Motorachsen durch Probefahrten der Motoren gegen die CCD-Kamera geeicht. Durch geschickten Richtungswechsel kann auch ein evtl. vorhandenes Getriebeispiel der Teleskopmontierung ausgeglichen werden. Ergebnis dieser Eichung ist die exakte Geschwindigkeit und Richtung der Teleskopbewegung in allen Achsen, so daß über Zeitmessungen präzise Teleskopbewegungen gesteuert werden können.

Dieses System soll bis zur endgültigen Inbetriebnahme von OPTIMA-Burst die Positioniergenauigkeit auf weniger als eine Sekunde verbessern.

6.4 Neue Datenerfassung

Das derzeitige Datenerfassungssystem von OPTIMA basiert auf einem PC älterer Bauart unter dem Betriebssystem Windows 98. Dieser Rechner operiert bei der Datenerfassung an der Grenze seiner Leistungsfähigkeit. Aus diesem Grund ist das System empfindlich für äußere Störungen, und kann außer der Datenerfassung keine weiteren Steuer- oder Regelaufgaben übernehmen. Die Datenerfassungs- und Analysesoftware ist zudem monolithisch aufgebaut, was sie schwer zu warten und zu erweitern macht.

Aus diesem Grund existiert der Plan, mittelfristig die Datenerfassung komplett zu überarbeiten, und auf Basis moderner Hard- und Software neu aufzusetzen. Angedacht ist auch, einen Teil der Datenreduktion mittels eines FPGA² in Hardware durchführen zu lassen, und so zusätzlich Leistung zu gewinnen. Neben höherer Stabilität der Datenerfassung und wesentlich höherer maximaler Meßtakte³, kann ein derartiges neues System von Anfang an so konzipiert werden, daß es die ihm zur Verfügung stehenden Informationen über die Zählraten zur präzisen Steuerung des Teleskops nutzen kann.

Der Aufbau eines solchen Systems scheint deutlich zu aufwendig, als daß er realistisch bis zum Einsatz von OPTIMA-Burst abgeschlossen sein könnte. Eine kurzfristig realisierbare Zwischenlösung besteht darin, aus der Pulsaufbereitungslogik Tochterpulse abzuleiten, die für ein reines Rate-Meter herangezogen werden. Die eigentliche Datenaufnahme bleibt dabei unangetastet. Die Informationen des neuen Rate-Meters können jedoch dazu verwendet werden, eine automatische Feinpositionierung zu realisieren. Analog der in Abschnitt 6.3 beschriebenen manuellen Feinpositionierung, kann durch Vergleich der Zählraten im Faserbündel auf die Position des Zielobjekts auf dem Bündel zurückgeschlossen werden, bzw. durch gezielte Bewegungen des Teleskops die Zählrate in der Zentralfaser maximiert werden.

²Field Programmable Gate Array, ein programmierbarer Logik-Baustein

³Mit einem derartigen System wäre es möglich, den von den APD-Modulen unterstützten Meßtakt von 2 MHz voll auszunutzen.

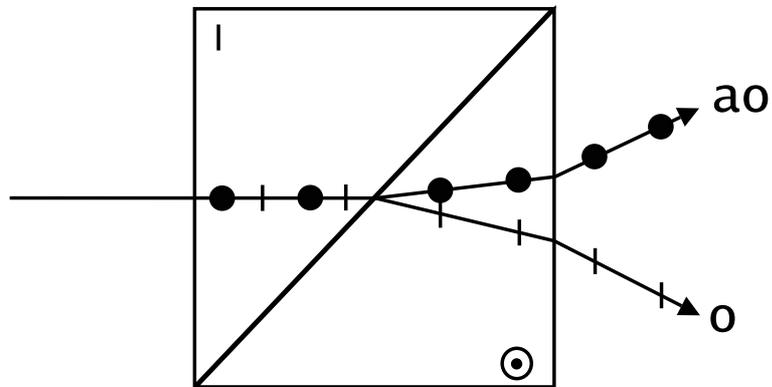


Abbildung 6.1: Wollaston-Prisma. |: optische Achse in der Zeichenebene, \odot : optische Achse Senkrecht zur Zeichenebene. o: ordentlicher Strahl, ao: außerordentlicher Strahl.

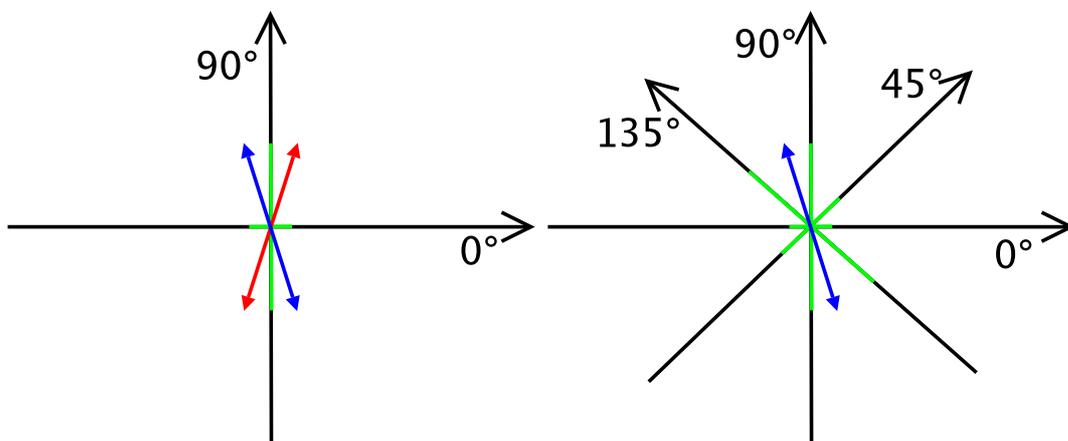


Abbildung 6.2: Eindeutige Bestimmung der Polarisation:
Eine Projektion (grün) eines Polarisationsvektors (blau) auf *ein* Koordinatensystem ist nicht eindeutig (rot, linkes Bild). Projiziert man den Polarisationsvektor auf *zwei* Koordinatensysteme, so verschwindet die Mehrdeutigkeit (rechtes Bild).

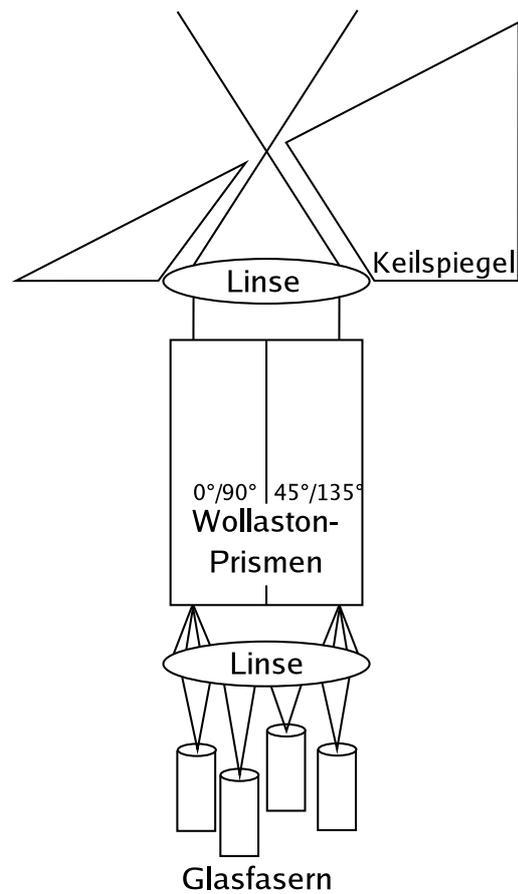


Abbildung 6.3: Plan eines hocheffizienten Prismenpolarimeters auf Basis zweier Wollaston-Prismen für OPTIMA-Burst.

Anhang A

Abschätzung der Empfindlichkeit

Da die Leuchtkraft von GRB Afterglows schnell abnimmt, ist die erreichbare Grenzgröße eines Instrumentes bei der GRB Nachbeobachtung eine kritische Größe. Es soll nun die erreichbare Grenzgröße für OPTIMA-Burst abgeschätzt werden.

Anhand einer Beobachtung von HU-Aqr am Skinakas-Teleskop wird die Empfindlichkeit des Instruments mit astronomischen Objekten in Bezug gesetzt. Abb. A.1 zeigt einen Ausschnitt aus einem Datensatz dieser Beobachtung. Die Daten sind in 1 s-Intervalle gebinnt, und der mittlere Hintergrund abgezogen. Rot zeigt die Hintergrundrate, schwarz die Rate des Objekts. Die Zählrate des Hintergrundes betrug zum Zeitpunkt der Messung im Mittel 2500 counts/s. In Abb. A.1 kann man ablesen, daß während der beiden Minima die Rate des Objektes im Mittel 200 counts/s über denen des Hintergrundes lagen. HU-Aqr hat im Minimum eine Helligkeit von $m_V \approx 19^m$.

Um weiter rechnen zu können, ist es als erstes nötig einen Zusammenhang $m(R)$ zwischen der astronomischen Helligkeit m in *Magnituden*, und der von OPTIMA gemessenen Rate R , bzw. der vom Hintergrund H bereinigten Rate $r = R - H$ in counts/s zu erstellen.

Die Magnituden des astronomischen Systems vergleichen die Helligkeit eines Objektes mit einem Standardstern (α Lyr)¹. Da die Helligkeiten astronomischer Objekte sich um viele Größenordnungen unterscheiden, ist eine logarithmische Skalierung nötig. Ein Unterschied des Strahlungsflusses S um einen Faktor 100 ist definiert als ein Unterschied von 5^m . Da der Vergleichssterne einer der hellsten Fixsterne am Himmel ist, wird die Skala negiert, so daß nicht laufend mit negativen Helligkeitswerten gearbeitet werden muß.² Mit der Vereinfachung $\log_{\sqrt[5]{100}}(x) = \log(x)/\log(\sqrt[5]{100}) = 2.5 \cdot \log(x)$ erhält man:

$$m = -2.5 \cdot \log\left(\frac{S}{S_{\alpha Lyr}}\right) \quad (\text{A.1})$$

¹Wega, der hellste Stern im Sternbild Leier, und einer der hellsten Fixsterne.

²Dieses System ist dem historischen System von Hipparchos von Nikäa (180 - 125 v. Chr.) angelehnt. Dieser unterteilte die sichtbaren Sterne in sechs Größenklassen

Hiermit kann nun mit einer experimentell bestimmten Eichung $m_0 = m(r_0)$ der gewünschte Zusammenhang $m(r)$ formuliert werden.

$$m(r) = m_0 - 2.5 \cdot \log\left(\frac{r}{r_0}\right) \quad (\text{A.2})$$

Der immer vorhandene Hintergrund H einer astronomischen Messung führt ein Rauschen mit einer Standardabweichung $\sigma = \sqrt{H}$ ein. Will man die Messung mit einer bestimmten statistischen Signifikanz $\Sigma = n \cdot \sigma$ durchführen, so muß man mindestens eine Zeit τ aufintegrieren, bis sich mehr als $\Sigma = r \cdot \tau$ Ereignisse über dem Hintergrund angesammelt haben. Mit (A.2) läßt sich nun eine Formel für die erreichbare Grenzgröße m in Abhängigkeit der angestrebten Zeitauflösung τ ableiten:

$$m(\tau) = m_0 - 2.5 \cdot \log\left(\frac{\Sigma}{\tau \cdot R_0}\right) \quad (\text{A.3})$$

Abb. A.2 zeigt diese Rechnung mit den Daten aus Abb. A.1 für eine statistische Signifikanz von 3σ und 5σ

Nach Gleichung (A.3) und Abb. A.2 entspricht bei 5σ Signifikanz eine Zeitauflösung von 1 s einer erreichbaren Grenzgröße von $m \approx 19^m$. Dies ist ausreichend, da GRB Afterglows typischerweise erst einige Stunden nach Aufleuchten auf diese Helligkeit abfallen, und zu dem Zeitpunkt, an dem OPTIMA mit der Messung beginnt (~ 100 s nach dem Burst) nicht mit Variationen auf einer schnelleren Zeitskala zu rechnen ist. Sollte das Nachleuchten heller als 19^m sein, so kann aber auch nach Variabilität auf Sub-Sekunden Zeitskalen gesucht werden.

Abb. A.3 illustriert den von OPTIMA-Burst erreichbaren Parameterraum. Rot hinterlegt ist der Bereich, der von OPTIMA-Burst erreichbar ist. Grau hinterlegt sind die von ROTSE und LOTIS erreichbaren Bereiche. Die Lichtkurven sind mit verschiedenen Großteleskopen aufgenommen worden. Es ist zu erkennen, daß OPTIMA-Burst einen bisher wenig vermessenen Bereich des Parameterraums erreichen kann, da es schneller als etablierte Großteleskope reagieren kann, und tiefer als schnelle robotische Systeme messen kann.

Abb. A.4 zeigt einen Ausschnitt einer Aufnahme der Umgebung von Cyg-X1 mit 60 s Belichtungszeit am Skinakas Observatorium. Es sind einige der schwächsten erkennbaren Sterne markiert. Die Helligkeit der markierten Sterne beträgt $17^m \pm 0.5^m$. Mit Gleichung (A.1) ergibt sich für eine Belichtungszeit von 10 s bzw. 30 s eine Grenzgröße von $\sim 15^m$ bzw. $\sim 16^m$. Durch die kurze Reaktionszeit des Systems ist dies ausreichend zum Aufsuchen des Nachleuchtens.

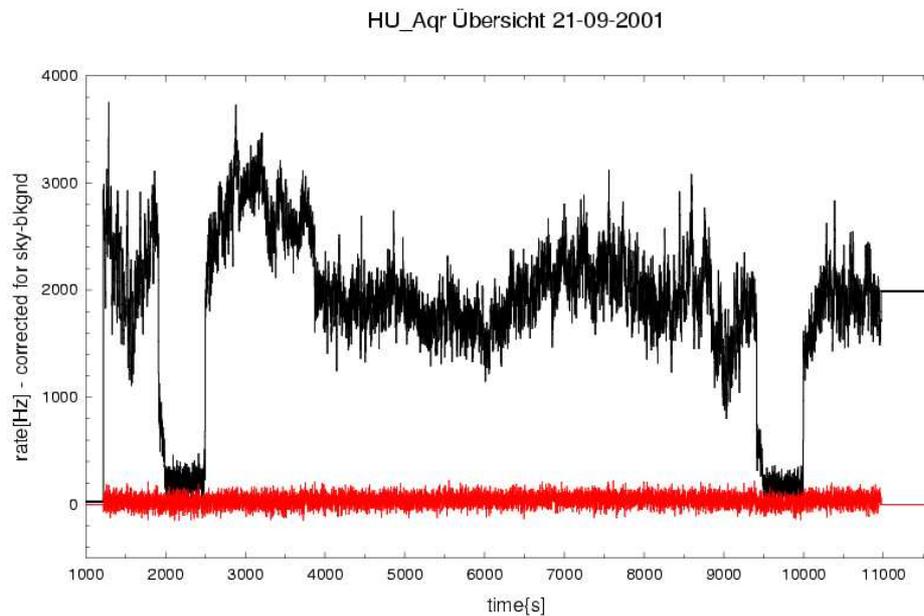


Abbildung A.1: Daten einer typischen OPTIMA-Beobachtung. Hier eine Lichtkurve von HU-Aqr, gewonnen am Skinakas. Schwarz die Objektrate, rot die Hintergrundzählrate.

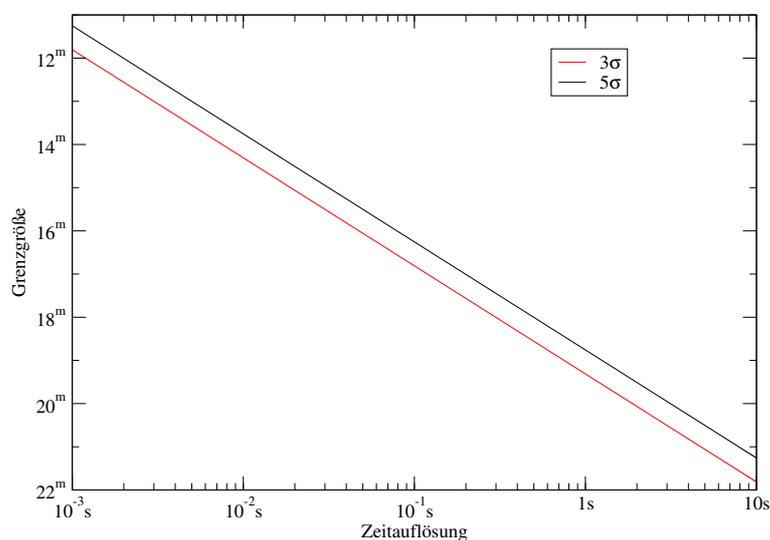


Abbildung A.2: Die am Skinakas mit OPTIMA erreichbare Grenzgröße in Abhängigkeit der angestrebten Zeitauflösung. Eingezeichnet sind Kurven für eine Signifikanz von 3σ und 5σ .

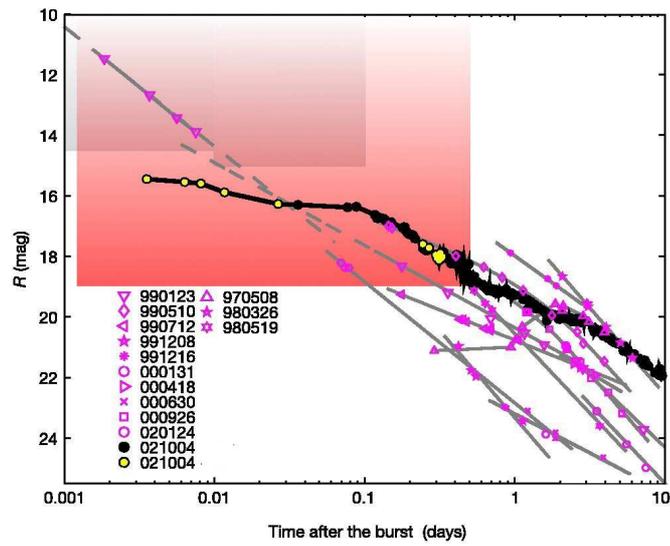


Abbildung A.3: Der von OPTIMA-Burst erreichbare Bereich des Parameterraumes (rot). Grau der von robotischen Systemen erreichbare Bereich. Die Lichtkurven stammen von verschiedenen Großteleskopen. [FYK⁺03]

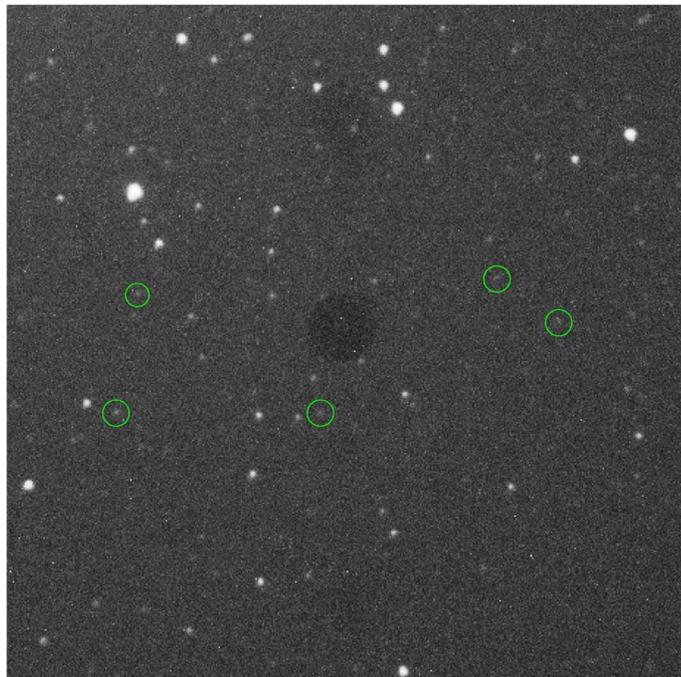


Abbildung A.4: 60 s Belichtung der OPTIMA-Fokalaufsicht am Skinakas. Die schwächsten Sterne (grün) haben etwa $17^m \pm 0.5^m$.

Anhang B

Bestimmung des Faserprofils

Um die automatische Positionierung eines Objektes auf die Faser optimieren zu können, ist es nötig die Eigenschaften der Faser genau zu kennen. Aus diesem Grund wurde das Einkoppelprofil der bei OPTIMA verwendeten Fasern vermessen. Erst dadurch kann später die optimale Faser ausgewählt werden.

Zum Vermessen der Faser wurde ein Betrieb am Teleskop simuliert, indem das Bild eines Computermonitors mittels einer Linse auf die Fasern von OPTIMA abgebildet wurde. Durch eine Blende wurde die Optik auf Blendenwerte von $f/8$ und $f/11$ abgeblendet. Dies sind Werte, die auch an Teleskopen vorherrschen, an denen sich OPTIMA häufig befindet. Der Strahlengang ist daher dem Strahlengang am Teleskop sehr ähnlich.

Auf dem Monitor wurde ein spezielles Testbild angezeigt, das über die Fokalaufsichts-CCD kontrolliert wurde. Das Testbild zeigte zwei Punkte, die im Gleichtakt einmal pro Sekunde blinkten. Einer der beiden Punkte wurde so programmiert, dass er an einer festen Position steht. Die Lage dieses stationären Punktes wurde softwareseitig so justiert, dass sein Bild genau auf einer der beiden Hintergrundfasern zu liegen kam. Der andere Punkt wurde so programmiert, dass er den Bereich der Hauptfaser in einem weiten Bereich abstrahlte. (Abb. B.4)

Durch den Punkt auf der Hintergrundfaser war bei der späteren Datenauswertung die Phase, und damit die Position, des Rasterpunktes zu jedem Zeitpunkt bekannt. Durch Normierung auf die Zählrate des unbeweglichen Punktes konnte zudem die zeitabhängige Helligkeitsvariation des Monitors, ausgeglichen werden.¹

Abb. B.1–B.3 zeigt das Ergebnis des Tests. Aufgetragen ist die Zählrate des Zentralfaser, die durch den rasternden Punkt beleuchtet wurde, normiert auf die von stationären Punkt beleuchtete Hintergrundfaser. Die „800 μm -Faser“ ist eine Sonderanfertigung, bei der auf das Faserende eine Einkoppellinse mit 800 μm Durchmesser aufgeklebt wurde. Es zeigt sich wie erwartet, dass die Einkopplung bei der 800 μm -Faser am besten ist. Eine wichtige Beobachtung dieses Versuchs ist, dass weder das Faserprofil noch das Einkoppelverhalten stark von f abhängen.

¹OPTIMA ist in der Lage, den Bildaufbau durch den Elektronenstrahl zeitlich aufzulösen.

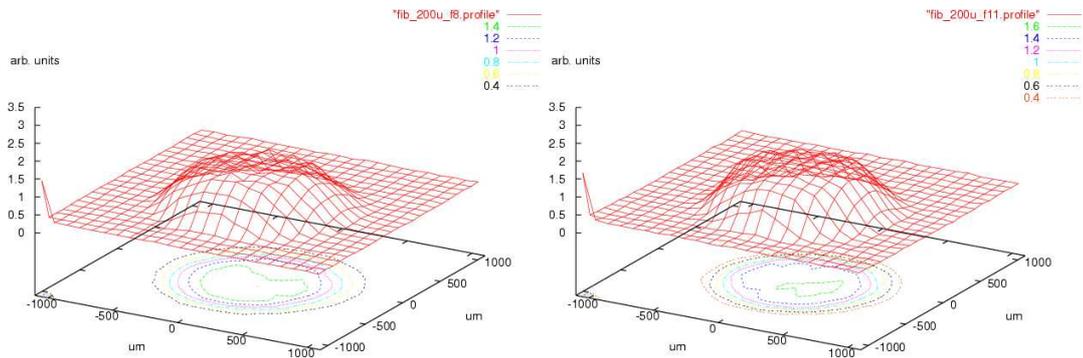


Abbildung B.1: Faserprofil 200 μm -Faser. Links bei $f/8$, Rechts bei $f/11$. Aufgetragen ist die auf die Hintergrundfaser normierte Zählrate.

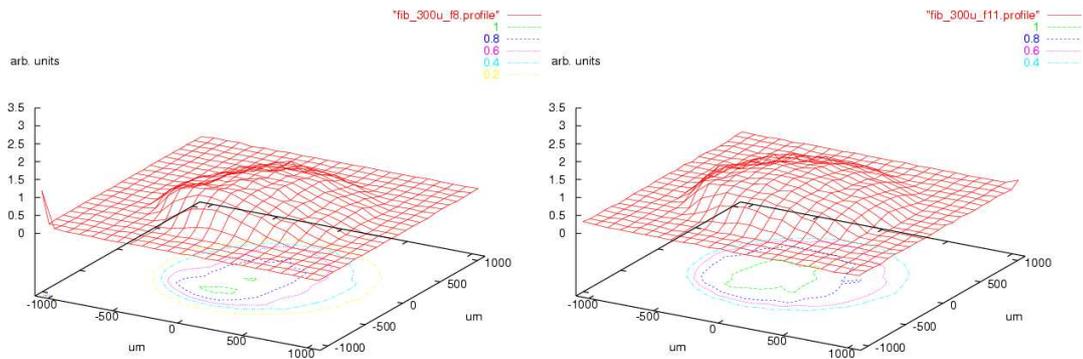


Abbildung B.2: Faserprofil 300 μm -Faser. Links bei $f/8$, Rechts bei $f/11$. Aufgetragen ist die auf die Hintergrundfaser normierte Zählrate.

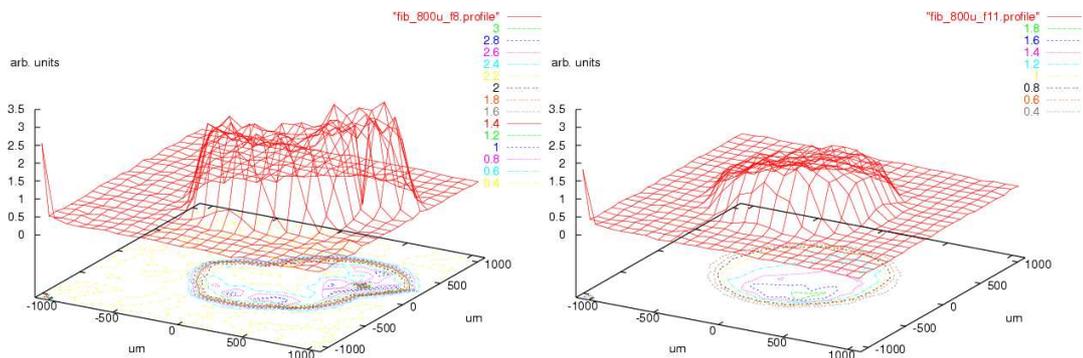


Abbildung B.3: Faserprofil 800 μm -Faser. Links bei $f/8$, Rechts bei $f/11$. Aufgetragen ist die auf die Hintergrundfaser normierte Zählrate.

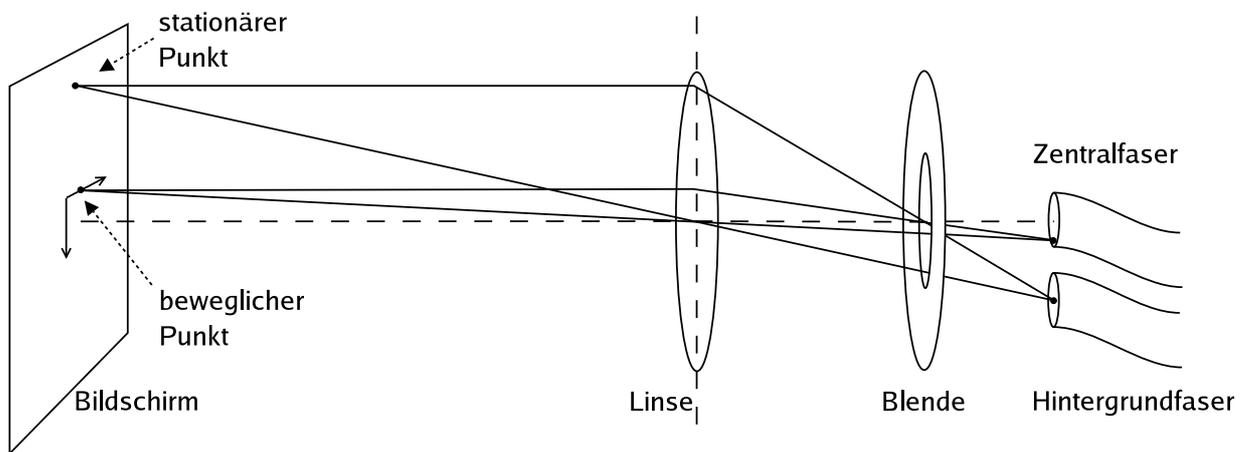


Abbildung B.4: Skizze des Versuchsaufbaus zur Bestimmung des Faserprofils

Anhang C

Qualitäts-Monitor

OPTIMA hat keine Möglichkeit neben dem Zielobjekt ein Vergleichsobjekt zeitgleich untersuchen zu können. Dies macht eine absolute Photometrie schwierig, da Messungen an Vergleichssterne als photometrischen Standards nicht während der eigentlichen Messung stattfinden können. Durch den zeitlichen Versatz von Messung und Eichung gibt es die Möglichkeit, daß sich durch atmosphärische Fluktuationen wie Änderung des Seings, Änderung der Transparenz oder Wolkendurchzug die Eichung der Zählraten ändert.

Um die von diesen Problemen betroffenen Stellen erkennen zu können, führt OPTIMA seit Einsatz der neuen CCD-Kamera parallel zur Datenaufnahme Belichtungen von CCD-Aufnahmen durch. Die CCD-Kamera nimmt dabei Belichtungen mit der höchstmöglichen Aufnahmezeit bei gegebener Belichtungszeit vor. Die Belichtungszeiten werden so gewählt, daß immer einige Sterne im Gesichtsfeld zu sehen sind. Typischerweise resultiert diese Bedingung in Belichtungszeiten von 5 s bis 10 s.

Die so gewonnenen CCD-Aufnahmen werden automatisch ausgewertet, und es wird bei jeder Aufnahme von einem geeigneten Kontrollstern Position und Helligkeit, bzw. Positionsverschiebung und Helligkeitsänderung festgehalten. Anhand dieser Daten lassen sich „verdächtige“ Zeiträume bestimmen, und bei der späteren Auswertung der OPTIMA-Daten berücksichtigen.

Die schwarze Kurve in Abb. C.1 und C.2 zeigt einen typischen OPTIMA-Datensatz, aufgenommen September 2003 am Skinakas. Es handelt sich hierbei um eine Beobachtung des roten Photometrie-Standardsterns BD+174708 mit dem OPTIMA-Spektrometer. Gezeigt sind die Raten des roten Kanals. Die roten Kurven in Abb. C.1 bzw. C.2 zeigen die mit der beschriebenen Methode für den selben Zeitraum bestimmten Helligkeitsvariationen bzw. Positionsschwankungen eines nahegelegenen Feldsterns.

Die Lücken, die in den schwarzen Kurven in Abb. C.1 und C.2 zu sehen sind, sind die Zeiträume in denen das OPTIMA-Datenerfassungssystem gepufferte Daten speicherte, und daher keine Daten aufnehmen konnte. Die Daten deuten auf keine Probleme durch Wolkendurchzug o.ä. während der Messung hin.

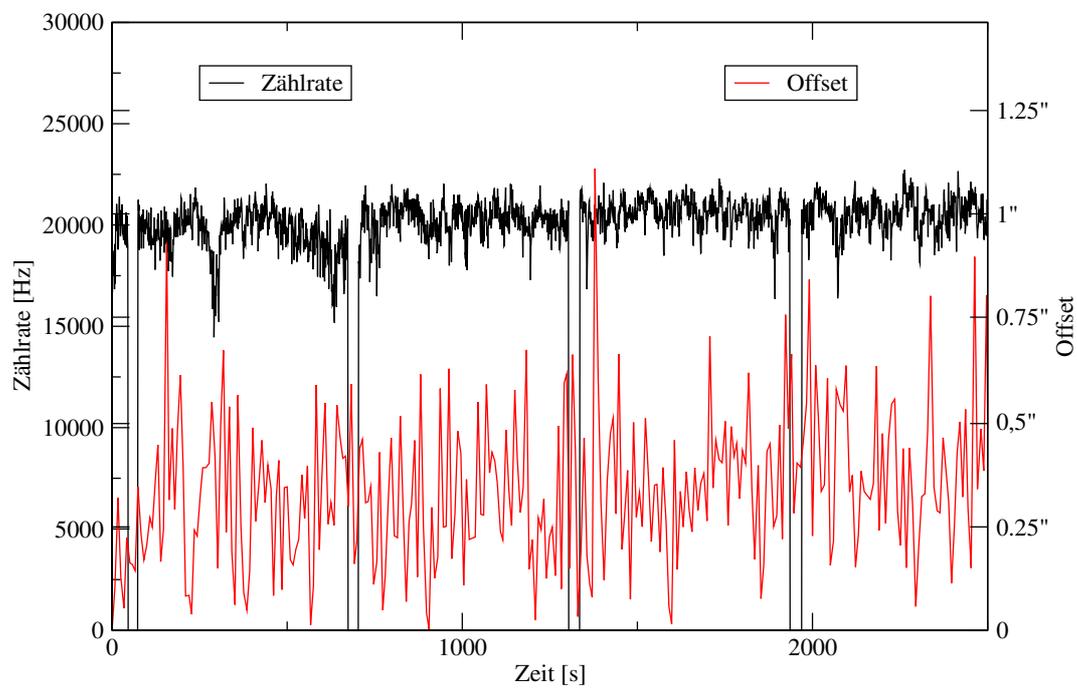
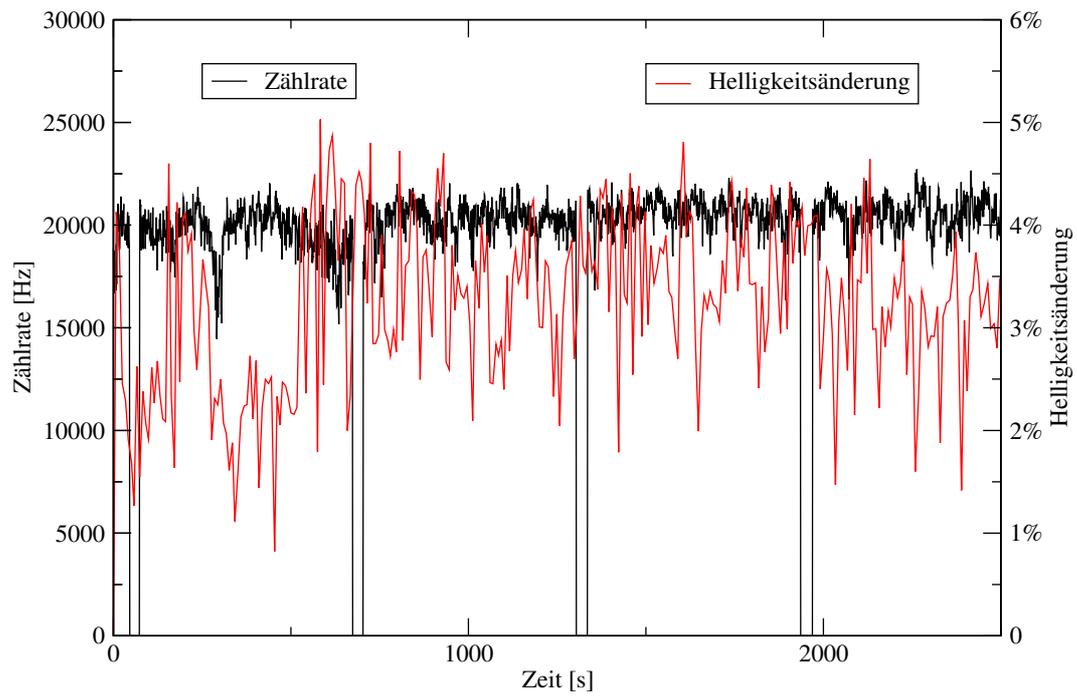


Abbildung C.2: Kontrolle der Positionsänderung eines Begleitsterns

Anhang D

Meßkampagnen

Zeitraum	7. 6. – 14. 6. 2003	22. 9. – 5. 10. 2003	20. 11. – 1. 12. 2003
Observatorium	Skinakas Observatory (Kreta)	Skinakas Observatory (Kreta)	Nordic Optical Telescope (La Palma)
primäres Ziel (wissenschaftlich)		Cyg X1 parallele Beobachtung mit XTE und OPTIMA	Crab-Giant-Pulse Multispektral-Kampagne (Radio – Röntgen)
foo Ziele (wissenschaftlich)		HU Aqr, AM Her, PSR B0531+21 (Crab),	HU Aqr, V2306 Cyg,
technische Ziele	erste Erprobung der TCS-Fernsteuerung, Geschwindigkeitstests Teleskop & Dom	Test Apogee AP6, Praxistest TCS, Praxistest WCS	Verbesserung CCD-Abb. Test GPS-Phasenlage

Tabelle D.1: Übersicht über die OPTIMA-Kampagnen mit Beteiligung des Autors, aus denen Daten bzw. Erfahrungen direkt in dieser Arbeit Verwendung fanden.

Literaturverzeichnis

- [ABB⁺00] AKERLOF, C., R. BALSANO, S. BARTHELMI, J. BLOCH, P. BUTTERWORTH, D. CASPERSON, T. CLINE, S. FLETCHER, F. FRONTERA, G. GISLER, J. HEISE, J. HILLS, K. HURLEY, R. KEHOE, B. LEE, S. MARSHALL, T. MCKAY, A. PAWL, L. PIRO, J. SZYMANSKI und J. WREN: *Prompt Optical Observations of Gamma-Ray Bursts*. ApJ, 532:L25–L28, März 2000.
- [AJM04] ALOY, M.A., H.-T. JANKA und E. MUELLER: *Relativistic outflows from remnants of compact object mergers and their viability for short gamma-ray bursts*. Submitted to MNRAS, 2004.
- [BA96] BERTIN, E. und S. ARNOUITS: *SExtractor: Software for source extraction*. A&AS, 117:393–404, Juni 1996.
- [BKD⁺99] BLOOM, J. S., S. R. KULKARNI, S. G. DJORGOVSKI, A. C. EICHELBERGER, P. COTE, J. P. BLAKESLEE, S. C. ODEWAHN, F. A. HARRISON, D. A. FRAIL, A. V. FILIPPENKO, D. C. LEONARD, A. G. RIESS, H. SPINRAD, D. STERN, A. BUNKER, A. DEY, B. GROSSAN, S. PERLMUTTER, R. A. KNOP, I. M. HOOK und M. FEROCI: *The unusual afterglow of the gamma-ray burst of 26 March 1998 as evidence for a supernova connection*. Nature, 401:453–456, 1999.
- [BM76] BLANDFORD, R.D. und MCKEE, C.F.: *Fluid dynamics of relativistic blast waves*. The Physics of Fluids, 19(8):1130–1138, aug 1976.
- [Col68] COLGATE, S. A.: *Prompt gamma rays and X-rays from supernovae*. Canadian Journal of Physics. Proceedings of the 10th International Conference on Cosmic Rays, Calgary, Alberta, June 19-30, 1967, Vol. 46., p.476, 46:476–+, Mai 1968.
- [CS01] CARAVEO, P. A. und SWIFT COLLABORATION: *Swift: catching gamma-ray bursts on the fly*. In: *ESA SP-459: Exploring the Gamma-Ray Universe*, Seiten 383–+, September 2001.
- [FKS⁺01] FRAIL, D. A., S. R. KULKARNI, R. SARI, S. G. DJORGOVSKI, J. S. BLOOM, T. J. GALAMA, D. E. REICHART, E. BERGER, F. A. HARRI-

- SON, P. A. PRICE, S. A. YOST, A. DIERCKS, R. W. GOODRICH und F. CHAFFEE: *Beaming in Gamma-Ray Bursts: Evidence for a Standard Energy Reservoir*. ApJ, 562:L55–L58, November 2001.
- [FYK⁺03] FOX, D. W., S. YOST, S. R. KULKARNI, K. TORII, T. KATO, H. YAMAOKA, M. SAKO, F. A. HARRISON, R. SARI, P. A. PRICE, E. BERGER, A. M. SODERBERG, S. G. DJORGOVSKI, A. J. BARTH, S. H. PRAVDO, D. A. FRAIL, A. GAL-YAM, Y. LIPKIN, T. MAUCH, C. HARRISON und H. BUTTERY: *Early optical emission from the γ -ray burst of 4 October 2002*. Nature, 422:284–286, März 2003.
- [GKR⁺03] GREINER, J., S. KLOSE, K. REINSCH, H. MARTIN SCHMID, R. SARI, D. H. HARTMANN, C. KOUVELIOTOU, A. RAU, E. PALAZZI, C. STRAUBMEIER, B. STECKLUM, S. ZHARIKOV, G. TOVMASSIAN, O. BÄRNBANTNER, C. RIES, E. JEHIN, A. HENDEN, A. A. KAAS, T. GRAV, J. HJORTH, H. PEDERSEN, R. A. M. J. WIJERS, A. KAUFER, H. PARK, G. WILLIAMS und O. REIMER: *Evolution of the polarization of the optical afterglow of the γ -ray burst GRB030329*. Nature, 426:157–159, November 2003.
- [GPS99] GRANOT, J., T. PIRAN und R. SARI: *Synchrotron Self-Absorption in Gamma-Ray Burst Afterglow*. ApJ, 527:236–246, Dezember 1999.
- [GS00] GEHRELS, N. und SWIFT TEAM: *The Swift Gamma Ray Burst MIDEX*. In: *Proceedings of SPIE Vol. 4140*, Seiten 42–49, 2000.
- [GWB⁺98] GALAMA, T. J., R. A. M. J. WIJERS, M. BREMER, P. J. GROOT, R. G. STROM, C. KOUVELIOTOU und J. VAN PARADIJS: *The Radio-to-X-Ray Spectrum of GRB 970508 on 1997 May 21.0 UT*. ApJ, 500:L97+, Juni 1998.
- [Hor02] HORVÁTH, I.: *A further study of the BATSE Gamma-Ray Burst duration distribution*. A&A, 392:791–793, September 2002.
- [KDO⁺99] KULKARNI, S. R., S. G. DJORGOVSKI, S. C. ODEWAHN, J. S. BLOOM, R. R. GAL, C. D. KORESKO, F. A. HARRISON, L. M. LUBIN, L. ARMUS, R. SARI, G. D. ILLINGWORTH, D. D. KELSON, D. K. MAGEE, P. G. VAN DOKKUM, D. A. FRAIL, J. S. MULCHAEY, M. A. MALKAN, I. S. MCCLEAN, H. I. TEPLITZ, D. KOERNER, D. KIRKPATRICK, N. KOBAYASHI, I.-A. YADIGAROGLU, J. HALPERN, T. PIRAN, R. W. GOODRICH, F. H. CHAFFEE, M. FEROCI und E. COSTA: *The afterglow, redshift and extreme energetics of the gamma-ray burst of 23 January 1999*. Nature, 398:389–394, 1999.

- [Kel02] KELLNER, STEPHAN: *Einsatz und Weiterentwicklung von OPTIMA als hochzeitauflösendes Photo- und Polarimeter*. Diplomarbeit, TU München, 2002.
- [KKS⁺03] KANBACH, G., S. KELLNER, F. Z. SCHREY, H. STEINLE, C. STRAUBMEIER und H. C. SPRUIT: *Design and results of the fast timing photopolarimeter OPTIMA*. In: *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. *Proceedings of the SPIE, Volume 4841*, pp. 82-93 (2003)., Seiten 82–93, März 2003.
- [KMF⁺93] KOUVELIOTOU, C., C. A. MEEGAN, G. J. FISHMAN, N. P. BHAT, M. S. BRIGGS, T. M. KOSHUT, W. S. PACIASAS und G. N. PENDLETON: *Identification of two classes of gamma-ray bursts*. *ApJ*, 413:L101–L104, August 1993.
- [KSO73] KLEBESADEL, R, I STRONG und R OLSON: *Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin*. *ApJ*, 182:L85, 1973.
- [KSSB01] KANBACH, G., C. STRAUBMEIER, H. C. SPRUIT und T. BELLONI: *Correlated fast X-ray and optical variability in the black-hole candidate XTE J1118+480*. *Nature*, 414:180–182, November 2001.
- [Las97] LASER COMPONENTS GMBH, Werner-von-Siemens-Str. 15, D-82140 Olching: *Single Photon Counting Module, SPCM-AQ Series*, Januar 1997.
- [MAK⁺97] MARSHALL, S., C. AKERLOF, R. KEHOE, B. LEE, T. MCKAY, J. BLOCH, D. CASPERSON, S. FLETCHER, G. GISLER, G. PARTRIDGE, W. PRIEDHORSKY, D. ROUSSEL-DUPRE und J. SZYMANSKI: *The ROTSE Project*. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 29:1290–+, Dezember 1997.
- [MCD⁺98] MONET, D. B. A., B. CANZIAN, C. DAHN, H. GUETTER, H. HARRIS, A. HENDEN, S. LEVINE, C. LUGINBUHL, A. K. B. MONET, A. RHODES, B. RIEPE, S. SELL, R. STONE, F. VRBA und R. WALKER: *The USNO-A2.0 Catalogue (Monet+ 1998)*. *VizieR Online Data Catalog*, 1252:0–+, Oktober 1998.
- [MDK⁺97] METZGER, M. R., S. G. DJORGOVSKI, S. R. KULKARNI, C. C. STEIDEL, K. L. ADELBERGER, D. A. FRAIL, E. COSTA und F. FRONTERA: *Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the gamma-ray burst of 8 May 1997*. *Nature*, 387:878–880, 1997.

- [MFW⁺92] MEEGAN, C. A., G. J. FISHMAN, R. B. WILSON, J. M. HORACK, M. N. BROCK, W. S. PACIESAS, G. N. PENDLETON und C. KOUVELIOTOU: *Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE*. *Nature*, 355:143–145, Januar 1992.
- [Min99] MINK, D. J.: *WCSTools: an Image Astrometry Toolkit*. In: *ASP Conf. Ser. 172: Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII*, Seiten 498–+, 1999.
- [NO04] NAKAR, E. und Y. OREN: *Polarization and Light-Curve Variability: The “Patchy-Shell” Model*. *ApJ*, 602:L97–L100, Februar 2004.
- [RM94] REES, M. J. und P. MESZAROS: *Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts*. *ApJ*, 430:L93–L96, August 1994.
- [SPH99] SARI, R., T. PIRAN und J. P. HALPERN: *Jets in Gamma-Ray Bursts*. *ApJ*, 519:L17–L20, Juli 1999.
- [SPN98] SARI, R., T. PIRAN und R. NARAYAN: *Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows*. *ApJ*, 497:L17+, April 1998.
- [Str01] STRAUBMEIER, CHRISTIAN: *OPTIMA - Entwicklung und erste astronomische Messungen eines optischen Hochgeschwindigkeitsphotometers*. Doktorarbeit, TU München, 2001.
- [Tod93] TODY, D.: *IRAF in the Nineties*. In: *ASP Conf. Ser. 52: Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, Seiten 173–+, 1993.
- [TS00] TIKHOMIROVA, Y. Y. und B. E. STERN: *Tests for Spatial Isotropy of Three Thousand Gamma-Ray Bursts Found in BATSE Archival Data*. *Astronomy Letters*, 26:672–678, Oktober 2000.
- [Woo93] WOOSLEY, S. E.: *Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes*. *ApJ*, 405:273–277, März 1993.

Danksagung

Wie so oft, wäre diese Arbeit ohne die Unterstützung einiger wichtiger Menschen nicht möglich gewesen. Besonders bedanken möchte ich mich bei:

Dr. Gottfried Kanbach. Er war eine unermüdliche Quelle vieler Ideen, sowohl bei der Realisierung des OPTIMA-Burst Projekts, als auch bei der Fertigstellung dieser Arbeit.

Prof. Dr. Volker Schönfelder. Er hat in seiner Arbeitsgruppe die Rahmenbedingungen für ein angenehmes Arbeitsklima geschaffen.

Der Gamma-Gruppe des MPE mit all ihren Mitgliedern, in der es ein Jahr lang großen Spaß gemacht hat zu arbeiten.

Fritz Schrey. Er ist die technische Seele von OPTIMA. Es gibt scheinbar kein Problem, welches nicht doch lösbar wäre! Mein Dank gebührt ihm auch für seine fleißige Mithilfe beim Vertilgen von Gummibären.

Robert Andritschke. Er war zu jeder Tages- und Nachtszeit ein guter Gesprächspartner, egal ob es um fachliche oder fachfremde Themen ging. Ihm gebührt nicht nur der Dank für die Vernichtung von Gummibären, sondern auch für deren Wiederbeschaffung.

Mirjam Bauernschmidt. Ihr danke ich für die seelische und moralische Unterstützung, und für ihre große Geduld mit mir. Und natürlich auch für die vielen Gummibären.

Andrei und Lena Stefanescu. Ihnen danke ich für die jahrelange finanzielle Unterstützung, und dafür, daß sie nicht nur gute Eltern, sondern auch gute Freunde waren. Außerdem war da auch noch was mit Gummibären.