Die INTEGRAL Galactic Plane Scans

Diplomarbeit

von

Sonja Fritz

Institut für Astronomie und Astrophysik
der Universität Tübingen

Abteilung Astronomie

Dezember 2004

Inhaltsverzeichnis

I Einführung **1**

1 Einleitung **3**

2 INTEGRAL **5**

2.1 Die Instrumente . . . 6
2.1.1 IBIS . . . 7
2.1.2 SPI . . . 8
2.1.3 JEM-X . . . 9
2.1.4 OMC . . . 10
2.2 Der Orbit . . . 10
2.3 Das Beobachtungsprogramm . . . 11
2.3.1 Das General Programme . . . 11
2.3.2 Das Core Programme . . . 12

3 Strahlungsprozesse **15**

3.1 Schwarzkörperstrahlung . . . 15
3.2 Absorption und Emission . . . 17
3.3 Röntgenfluoreszenz . . . 17
3.4 Comptonisierung . . . 18
3.5 Bremsstrahlung . . . 19
3.6 Synchrotronstrahlung . . . 20
3.7 Zyklotronlinien . . . 21

4 Röntgendoppelsterne **23**

4.1 Sternentwicklung . . . 23
4.1.1 Entwicklung von Doppelsternen . . . 25
4.2 Akkretionsmechanismen . . . 26
4.2.1 Wind-Akkretion . . . 27
4.2.2 Roche Lobe Overflow . . . 28
4.2.3 Be-Sterne . . . 30
4.3 Klassen von Röntgendoppelsternen . . . 30
4.3.1 Low Mass X-Ray Binaries . . . 31
4.3.2 High Mass X-Ray Binaries . . . 32

5 Timing **33**
5.1 Tendenzen in der Pulsperiodenentwicklung . . . 33
5.2 Korrekturen . . . 34
5.2.1 Baryzentrumskorrektur . . . 34
5.2.2 Doppelsternkorrektur . . . 35
5.3 Epoch-Folding . . . 35
5.3.1 Fehlerabschätzung . . . 37

II Ergebnisse der Galactic Plane Scans **39**

6 Die INTEGRAL Galactic Plane Scans **41**
6.1 Datenextraktion . . . 41
6.1.1 Datenstruktur . . . 41
6.1.2 IJD . . . 42
6.1.3 Die Software . . . 42
6.2 Lichtkurven . . . 44
6.2.1 Die Pulsar-Webseiten . . . 45
6.3 Imaging . . . 47

7 GX 301−2 **51**
7.1 Das System . . . 51
7.2 GX 301−2 in den Galactic Plane Scans . . . 52
7.2.1 Die Daten . . . 52
7.2.2 Timing . . . 53
7.3 GX 301−2 in Revolution 176 . . . 57
7.3.1 Die Daten . . . 57
7.3.2 Timing . . . 58

8 H 1907+097 **65**
8.1 Das System . . . 65
8.2 Die Daten . . . 66
8.3 Timing . . . 66

9 Zusammenfassung und Ausblick **75**

A Lichtkurven **77**
1.1 1A 0535+262 . . . 78
1.2 1E 1145.1−6141 . . . 80
1.3 3A 0114+65 . . . 82
1.4 3A 1239−599 . . . 84
1.5 3A 1822−371 . . . 86
1.6 4U J1036−56 . . . 88
1.7 AX J1700.1−4157 . . . 90
1.8 AX J1820.5−1434 . . . 92
1.9 Cen X-3 . . . 94
1.10 EQ J1906+09 . . . 96
1.11 GRO J1744−28 . . . 98

1.12 GX 1+4 100
1.13 GX 301−2 102
1.14 H 0115+634 104
1.15 H 1145−619 106
1.16 H 1538−522 108
1.17 H 1907+097 110
1.18 OAO 1657−415 112
1.19 RX J0440.9+4431 114
1.20 SAX J0635.3+0533 116
1.21 SAX J1324.4−6200 118
1.22 SAX J1452.8−5949 120
1.23 SAX J1808.4−3658 122
1.24 SAX J2103.5+4545 124
1.25 Vela X-1 126
1.26 XTE J1855−026 128

B Energieaufgelöste Pulsprofile von H 1907+097 **131**

Literaturverzeichnis **135**

Online-Referenzen **138**

Danksagung **139**

Abbildungsverzeichnis

2.1 INTEGRAL . . . 6
2.2 IBIS . . . 7
2.3 SPI . . . 8
2.4 Dithering-Strategie . . . 9
2.5 JEM-X . . . 9
2.6 OMC . . . 10
2.7 Orbit . . . 11
2.8 Aufteilung der Beobachtungszeit . . . 12
2.9 Elemente des Core Programmes . . . 13
2.10 Beobachtungsstrategie der Galactic Plane Scans . . . 14

3.1 Schwarzkörperstrahlung . . . 16
3.2 Wiensches Verschiebungsgesetz . . . 16
3.3 Entstehung von Emissionslinien . . . 17
3.4 Röntgenfluoreszenz . . . 18
3.5 Inverser Compton-Effekt . . . 19
3.6 Bremsstrahlung . . . 19
3.7 Forward beaming . . . 20

4.1 Hertzsprung-Russell-Diagramm . . . 23
4.2 Sternentwicklung im Hertzsprung-Russell-Diagramm . . . 24
4.3 Endstadien der Sternentwicklung . . . 25
4.4 Windakkretion . . . 27
4.5 Roche-Potential . . . 28
4.6 Emissionsgeometrien . . . 30
4.7 Be-Stern . . . 31
4.8 Akkretionsscheibe . . . 32

5.1 Akkretion auf einen Neutronenstern mit starkem Magnetfeld . . . 34
5.2 Doppelsternkorrektur für GX 301−2 . . . 35
5.3 Epoch-Folding . . . 36
5.4 Breite der $\chi^2_{\mathrm{red}}(P_{\mathrm{test}})$-Verteilung . . . 37

6.1 Lichtkurve von Cen X-3 . . . 44
6.2 Ausschnitt der Lichtkurve von Vela X-1 . . . 45
6.3 Mosaikbild der GX 1+4-Region . . . 47
6.4 GPS zwischen 260° und 320° . . . 48
6.5 GPS zwischen 320° und 30° . . . 49

6.6 GPS zwischen 30° und 90° 50

7.1 GX 301−2 Orbit 52
7.2 RXTE/ASM-Lichtkurve von GX 301−2 52
7.3 Lichtkurven von GX 301−2 54
7.4 Periodenbestimmung und Pulsprofil für ScW 008300030010 55
7.5 Periodenbestimmung und Pulsprofil für die ScWs 008600040010 und 008600050010 55
7.6 Periodenbestimmung und Pulsprofil für die ScWs 009100030010 und 009100040010 55
7.7 Epoch-Folding-Simulation für GX 301−2 56
7.8 $\chi^2_{\text{red}}(P_{\text{test}})$-Verteilung für zwei ScWs 57
7.9 Lichtkurve von GX 301−2, Revolution 176 57
7.10 RXTE/ASM-Lichtkurve von GX 301−2 (Revolution 176) 58
7.11 Periodenbestimmung und Pulsprofil für Revolution 176 58
7.12 Periodenentwicklung von GX 301−2 59
7.13 Mosaikbild GX 301−2 60
7.14 Energieabhängigkeit des Pulsprofils von GX 301−2 61
7.15 Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von GX 301−2, Teil 1 62
7.16 Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von GX 301−2, Teil 2 63
7.17 Energieabhängigkeit des Pulsprofils von GX 301−2 (RXTE) 64

8.1 H 1907+097 Orbit 66
8.2 RXTE/ASM-Lichtkurve von H 1907+097 66
8.3 Periodenentwicklung von H 1907+097 67
8.4 Lichtkurven von H 1907+097 68
8.5 Periodenbestimmung und Pulsprofil für Revolution 57 69
8.6 Periodenbestimmung und Pulsprofil für Revolution 62 69
8.7 Periodenbestimmung und Pulsprofil für Revolution 174 69
8.8 Mosaikbild H 1907+097 70
8.9 Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von H 1907+097 71
8.10 Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von H 1907+097, Revolution 57 . . . 72
8.11 Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von H 1907+097, Revolution 62 . . . 73
8.12 Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von H 1907+097, Revolution 174 . . 74

B.1 Energieabhängigkeit des Pulsprofils von H 1907+097, Revolution 57. 132
B.2 Energieabhängigkeit des Pulsprofils von H 1907+097, Revolution 62 133
B.3 Energieabhängigkeit des Pulsprofils von H 1907+097, Revolution 174 134

Tabellenverzeichnis

2.1 Instrumente 6
2.2 Orbitparameter 11

6.1 Akkretierende Röntgenpulsare 46

7.1 Systemparameter von GX 301−2 51
7.2 GPS-Beobachtungen von GX 301−2 53

8.1 Systemparameter von H 1907+097 65

Abkürzungen

ASM	**A**ll-**S**ky **M**onitor
FCFOV	**F**ully **C**oded **F**ield **o**f **V**iew
FOV	**F**ield **o**f **V**iew
GCDE	**G**alactic **C**entral Radian **D**eep **E**xposure
GPS	**G**alactic **P**lane **S**cans
GTI	**G**ood **T**ime **I**ntervall
HMXB	**H**igh **M**ass **X**-Ray **B**inaries
IBIS	**I**mager on **B**oard the **I**NTEGRAL **S**atellite
IJD	**I**SDC **J**ulian **D**ate
INTEGRAL	**INTE**rnational **G**amma-**R**ay **A**strophysics **L**aboratory
ISDC	**I**NTEGRAL **S**cience **D**ata **C**enter
ISOC	**I**NTEGRAL **S**cience **O**peration **C**enter
ISWT	**I**NTEGRAL **S**cience **W**orking **T**eam
JEM-X	**J**oint **E**uropean X-Ray **M**onitor
LMXB	**L**ow **M**ass **X**-Ray **B**inaries
OMC	**O**ptical **M**onitoring **C**amera
OSA	**O**ff-line **S**cientific **A**nalysis
PI	**P**rincipal **I**nvestigator
ScW	**Sc**ience **W**indow
SPI	**Sp**ectrometer onboard **I**NTEGRAL
TOO	**T**argets **o**f **O**pportunity

Teil I

Einführung

Kapitel 1

Einleitung

*„Stars in your multitudes, scarce to be counted
Filling the darkness with order and light
You are the sentinels, silent and sure
Keeping watch in the night.“*

Blickt man in den nächtlichen Himmel, so erstrahlen dort tausende Lichtpunkte. Dieses Lichtermeer scheint auf den ersten Blick ruhig und beständig. Ein vollkommen anderes Bild bietet sich jedoch, wenn man den Sternenhimmel im Röntgen- oder Gammabereich betrachtet: hier herrscht eine extreme Variabilität der Quellen auf zum Teil sehr kurzen Zeitskalen vor. Manche Sterne ändern im Bruchteil von Sekunden ihre Helligkeit, andere Objekte zeigen gewaltige Strahlungsausbrüche.

In diesem Teil des elektromagnetischen Spektrums ist es nicht mehr üblich, über Wellenlängen der Strahlung zu reden, die Angabe erfolgt als Energie. So beginnt der Röntgenbereich bei 0,1 keV[1] und geht bei etwa 500 keV in den Gammabereich über. Rechnet man diese Energien in Temperaturen um, so gelangt man in den Bereich von Millionen bis Milliarden Grad K. Eine Beobachtung des Himmels im Licht dieser Strahlung zeigt also die heißesten Stellen im Universum. Dies sind beispielsweise Akkretionsscheiben um kompakte Objekte wie Neutronensterne oder Schwarze Löcher, in denen durch Reibungseffekte so hohe Temperaturen entstehen, dass sie Röntgenstrahlung aussenden.

Zur Erforschung dieser extrem energiereichen Strahlung hat die europäische Weltraumagentur ESA im Jahr 1993 die Satellitenmission INTEGRAL genehmigt. Bei INTEGRAL handelt es sich um eine *Medium-Size-Mission*, das heißt eine Mission mittleren Budgets, die Teil des Horizont 2000 Programmes ist. Dieses Programm wird gebildet durch vier große Missionen (Soho, XMM, FIRST und Rosetta), die sogenannten *cornerstones*, und einer Reihe von Projekten mit mittlerem Budget, zu denen, wie schon gesagt, auch INTEGRAL gehört.

INTEGRAL verfügt über vier Instrumente, die in verschiedenen Energiebereichen simultan Daten sammeln. Dazu gehören zwei Instrumente, die im harten Röntgen- und Gammabereich arbeiten, ein Monitor für weichere Röntgenstrahlung und eine ergänzende optische Kamera. Da Röntgen- und Gammastrahlung nicht einfach mit Hilfe von Linsen fokussiert werden können, dient zur Abbildung auf die Detektoren die sogenannte *coded-mask*-Technologie. Diese funktioniert nach dem Prinzip der Lochkamera, allerdings nicht mit einem einzelnen Loch, sondern einem spezifischen Muster aus durchlässigen und undurchlässigen Elementen. Eine Quelle produziert je nach Einstrahlrichtung auf

[1] 1 eV ist die Energie, die ein Teilchen mit der Ladung 1 e beim Durchlaufen einer Spannung von 1 Volt erhält.

dem Detektor ein spezifisches Schattenmuster, so dass es möglich ist, aus dem Gesamtmuster auf die einzelnen Quellen und ihre Positionen zurückzurechnen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit einem Teil der INTEGRAL-Beobachtungen, den sogenannten *Galactic Plane Scans*. Bei den untersuchten Quellen handelt es sich um akkretierende Röntgenpulsare. Der erste Teil der Arbeit enthält eine Einführung, die den Satelliten näher vorstellt sowie einen Überblick über die Entstehung der beobachteten Röntgenstrahlung und die Quellen bietet. Ebenso wird in diesem Teil eine Methode zur Bestimmung der Pulsperioden dieser Quellen beschrieben. Im zweiten Teil finden sich die Ergebnisse der Beobachtungen. Nach einem allgemeinen Überblick über die *Galactic Plane Scans* folgt eine ausführlichere Betrachtung zweier individueller Quellen (GX 301−2 und H 1907+097).

Kapitel 2

INTEGRAL

Das **INTE**rnational **G**amma-**R**ay **A**strophysics **L**aboratory INTEGRAL ist der erste Satellit, der eine gleichzeitige Beobachtung des Himmels im Röntgen- (3 – 500 keV), Gamma- (500 keV – 10 MeV) und sichtbaren (500 – 600 nm) Bereich des elektromagnetischen Spektrums ermöglicht. Dabei verfolgt INTEGRAL zwei Messziele: zum einen eine Abbildung des Himmels im harten Röntgenbereich mit noch nie dagewesener Genauigkeit und zum anderen eine hochaufgelöste Gamma-Linienspektroskopie. Die ursprünglich auf zwei Jahre ausgelegte Mission wurde am 17. Oktober 2002 gestartet und wurde von der ESA im November 2003 auf insgesamt sechs Jahre, also bis 2008, verlängert.

Die einzelnen wissenschaftlichen Ziele werden von Winkler & Much (2003) folgendermaßen aufgelistet:

- **kompakte Objekte:** weiße Zwerge, Neutronensterne, Schwarzlochkandidaten, Hochenergie-Transients und *Gamma-Ray-Bursts*,
- **extragalaktische Astronomie:** aktive Galaxienkerne, Galaxien und Cluster, diffuser kosmischer Hintergrund,
- **stellare Nukleosynthese:** Nukleosynthese in Sternen (AGB- und WR-Sterne), explosive Nukleosynthese (Supernovae und Novae),
- **Struktur der Galaxis:** Kartierung von Kontinuums- und Linienemission, Interstellares Medium, Verteilung der Kosmischen Strahlung,
- **Galaktisches Zentrum:** *cloud complex regions*, Kartierung von Kontinuums- und Linienstrahlung, Interstellares Medium, Verteilung der Kosmischen Strahlung,
- **Teilchenwechselwirkung und -beschleunigung:** relativistische Paarplasmen, Ausflüsse und Jets
- **Identifizierung von Hochenergie-Quellen:** unidentifizierte Gammastrahlen-Objekte als Klasse,
- **unerwartete Entdeckungen**.

Ein wichtiger Beitrag zum letzten der aufgezählten Punkte war die Entdeckung einer neuen Klasse von stark absorbierten Röntgen-Binärsystemen im Januar 2003 (Walter et al., 2003), bei denen das absorbierende Gas vermutlich aus dem System selbst stammt. Für das galaktische Zentrum konnte gezeigt werden, dass ca. 80% der Strahlung von Punktquellen stammt und nur die restlichen ca. 20% der diffusen Strahlung zugeordnet werden können (Lebrun et al., 2004).

2.1 Die Instrumente

INTEGRAL besitzt vier Instrumente, die simultan in verschiedenen Wellenlängenbereichen beobachten. Die beiden Hauptinstrumente IBIS und SPI decken hierbei den energiereicheren Röntgen- und Gammabereich ab, während JEM-X im unteren Röntgenbereich ergänzende Daten liefert. Mit OMC steht zusätzlich die Möglichkeit einer Identifikation und Analyse der optischen Counterparts der Hochenergie-Quellen zur Verfügung. In Tabelle 2.1 sind die jeweiligen Energiebereiche und Hauptaufgaben kurz zusammengestellt, in den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Instrumente näher vorgestellt.

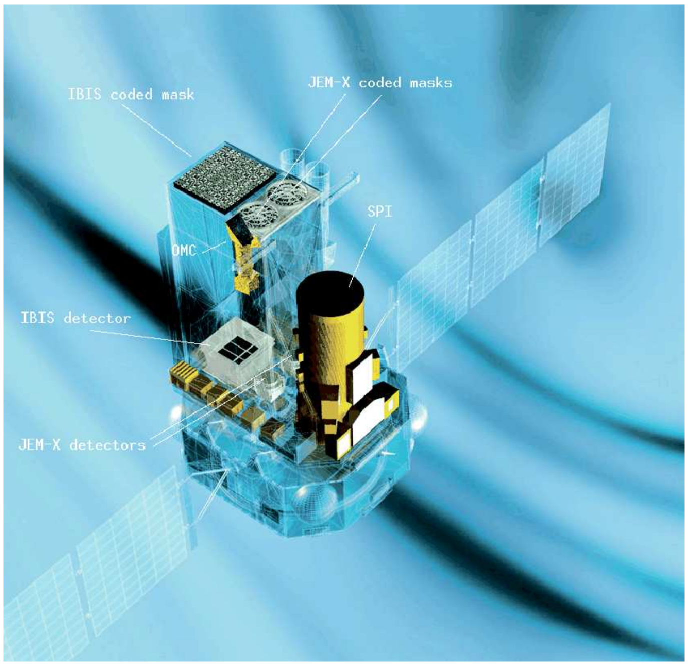


Abbildung 2.1: Der INTEGRAL-Satellit mit den vier Instrumenten (Winkler et al., 2003).

Tabelle 2.1: Kurzer Überblick über die vier Instrumente von INTEGRAL

Instrument	**Energiebereich**	**Hauptaufgabe**
Imager IBIS	15 keV – 10 MeV	Genaue Punktquellenabbildung
		Linien- und Kontinuums-Spektroskopie
Spectrometer SPI	20 keV – 8 MeV	Hochaufgelöste Linien-Spektroskopie
		Untersuchung diffuser Emission auf Skalen $>1^\circ$
Röntgen-Monitor JEM-X	3 keV – 35 keV	Quellidentifikation
		Monitoring der Hochenergiequellen im Röntgenbereich
Optischer Monitor OMC	500 nm – 600 nm	Monitoring der Hochenergiequellen im optischen Bereich

2.1.1 IBIS

Der **I**mager on **B**oard the **INTEGRAL S**atellite ist ein Teleskop mit dem sowohl die kompaktesten galaktischen Systeme als auch extragalaktische Objekte beobachtet werden können. IBIS ist in der Lage, die Position von Punktquellen mit einer Genauigkeit von 30 Bogensekunden bei 100 keV zu bestimmen[1]. Um diese Abbildungsgenauigkeit zu erreichen wird eine *coded mask* aus Wolfram verwendet, die für eine hohe Winkelauflösung optimiert ist. Diese kodierte Maske besitzt insgesamt eine Größe von $1064 \times 1064\,\mathrm{mm}^2$, die sich aus 95×95 einzelnen Zellen mit einer Größe von jeweils $d^2 = 11{,}2 \times 11{,}2\,\mathrm{mm}^2$ zusammensetzt. Sie ist $D = 3{,}2$ m über der Detektorebene angebracht. Hierdurch ergibt sich eine Winkelauflösung $d/D = 12$ Bogenminuten bei einem *Fully Coded Field of View* (FCFOV) von $9° \times 9°$ (Barr & Kuulkers, 2003).

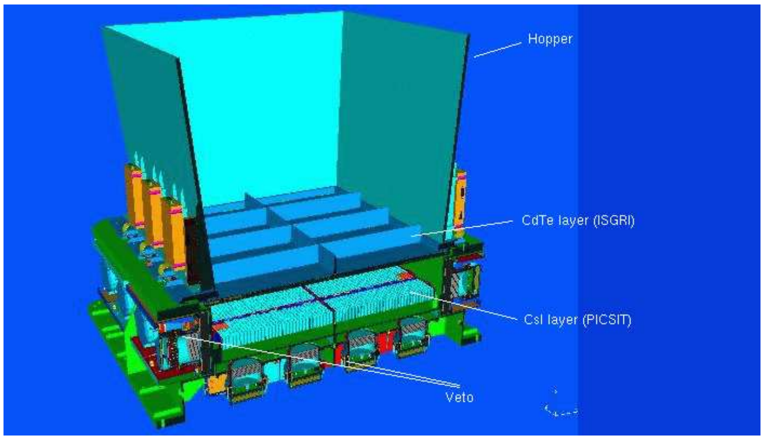


Abbildung 2.2: Der Imager on Board the INTEGRAL Satellite. Neben den beiden Detektoren ISGRI und PICsIT und dem aktiven Veto-Schild ist auch ein Teil des Hoppers zu erkennen. Die kodierte Maske befindet sich 3,2 m über der Detektorebene (Barr & Kuulkers, 2003).

Zum Nachweis der Photonen stehen zwei Detektoren zur Verfügung, die übereinander angeordnet sind: ISGRI (**INTEGRAL S**oft **G**amma **R**ay **I**mager), der obere Detektor, ist für Energien von 15 keV bis 1 MeV ausgelegt. Er besteht aus einem Halbleiter-Array aus 16384 einzelnen Cadmium-Tellurid Detektoren (Pixeln) die in acht identischen *Modular Detection Units* zusammengefasst sind. Ein einzelnes Pixel hat eine Größe von $4 \times 4\,\mathrm{mm}^2$, was für eine sehr gute Ortsauflösung sorgt. Unterhalb von ISGRI befindet sich die zweite Detektorebene. PICsIT (**PI**xellated Caesium Iodide (**CsI**) **T**elescope) ist ein Szintillations-Detektor, der bei höheren Energien (175 keV bis 10 MeV) effizienter ist. Abbildung 2.2 zeigt noch einmal den Aufbau des Instruments.

Um gültige Ereignisse vom Hintergrund unterscheiden zu können, besitzt IBIS einen aktiven Hintergrundschild. Dieser Veto-Schild besteht aus insgesamt 16 einzelnen Modulen (Bismut-Germanium-Detektoren), acht auf der Unterseite und jeweils zwei auf jeder Seite der Detektoren. Wird ein Ereignis sowohl in einem der Detektoren als auch im Veto-Schild registriert, wird dieses verworfen. Zusätzlich zum Veto-Schild gibt es noch eine passive Abschirmung gegen Hintergrundereignisse. Diese ist einerseits durch den sogenannten *Hopper* realisiert, der aus vier geneigten Wänden mit eingelassener Wolframfolie besteht, andererseits durch eine röhrenförmige Abschirmung aus Blei, die Tube (Ubertini et al., 2003).

[1] Diese Genauigkeit entspricht der Identifikation einzelner Personen in einer Menschenmenge, die sich in 1,3 km Entfernung befindet.

2.1.2 SPI

Auch das **Sp**ectrometer onboard **I**NTEGRAL nutzt die *coded-mask*-Technologie. Die Maske ist in einer Höhe von 1,71 m über der Detektorebene angebracht (Abbildung 2.3). Als Detektor dienen 19 hexagonale Germanium-Kristalle[2], die wiederum zu einem hexagonalen Detektorarray angeordnet und auf eine Betriebstemperatur von 85 K gekühlt sind. Aufgrund dieser geringen Pixelanzahl ist die Ortsauflösung von SPI nicht besonders gut. Um die systematischen Abbildungsfehler zu minimieren ist deshalb eine besondere Beobachtungstechnik, das sogenannte *Dithering* notwendig, bei dem die Quelle aus verschiedenen Blickwinkeln aufgenommen wird. Dazu werden neben einer *On-Axis*-Beobachtung der Quelle auch mehrere *Off-Axis*-Beobachtungen gemacht, die in einem bestimmten Muster um die Quelle verteilt sind. Abbildung 2.4 veranschaulicht diese Beobachtungstechnik.

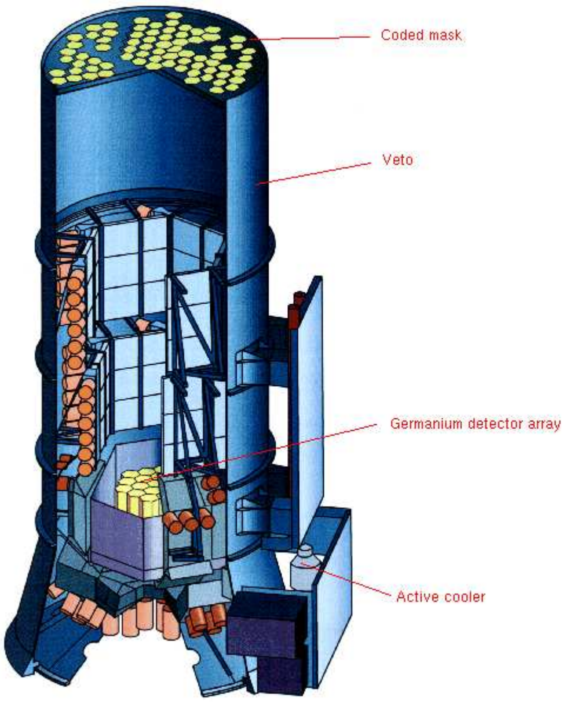


Abbildung 2.3: Das Spektrometer SPI. Zwischen den Detektoren und der kodierten Maske befindet sich der aktive Hintergrundschild (`http://astro.estec.esa.nl/Integral/integ_spectrometer_annotated.gif`).

Zur Hintergrundminimierung besitzt auch SPI einen aktiven Schild (**A**nti-**C**oincidence **S**ubassembly, ACS). Dieser besteht aus 91 Bismut-Germanium-Detektoren mit Photomultipliern. Um den 511 keV-Hintergrund, der aufgrund von Teilchenemission der Maske entsteht, zu unterdrücken, ist direkt unterhalb der Maske ein Plastikszintillator angebracht.

Alle hier genannten Werte stammen aus Trams & Oosterbroek (2003). Eine ausführlichere Beschreibung des Instruments findet sich bei Vedrenne et al. (2003).

[2]In der Zwischenzeit sind bereits zwei dieser Detektoren ausgefallen.

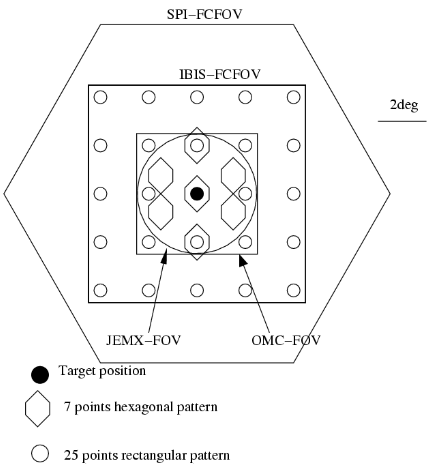


Abbildung 2.4: Die *Dithering*-Strategie für SPI: Bei einzelnen Punktquellen, bei denen kein signifikanter Beitrag von *Off-Axis*-Quellen erwartet wird, besteht die Pointierung aus einer *On-* und sechs *Off-Axis*-Beobachtungen, die hexagonal um die Quelle angeordnet sind (Sechseck-Symbole). Sind jedoch viele Quellen im Gesichtsfeld oder handelt es sich um eine ausgedehnte Emissionsregion, so kommt ein quadratisches Dither-Muster zum Einsatz, das aus einer *On-* und 24 *Off-Axis*-Beobachtungen besteht (Kreise) (Courvoisier et al., 2003).

2.1.3 JEM-X

Der **J**oint **E**uropean X-Ray **M**onitor JEM-X besteht aus zwei identischen *coded-mask*-Teleskopen (siehe Abbildung 2.5) und spielt eine entscheidende Rolle bei der Identifikation der beobachteten Quellen. Die Positionsgenauigkeit bei Punktquellen ist mit 15 Bogensekunden noch besser als bei IBIS. Die ebenfalls sehr gute Winkelauflösung von 3 Bogenminuten wird durch die kodierte Maske erreicht, die bei JEM-X aus 22501 Elementen besteht, von denen nur 25% für Röntgenstrahlung transparent sind (Orr, 2003a).

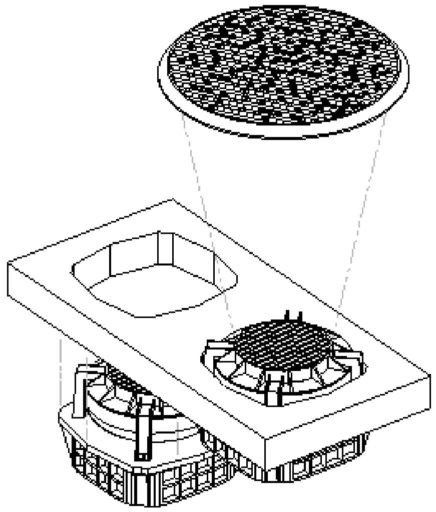


Abbildung 2.5: Der Röntgenmonitor JEM-X. Im unteren Teil der Abbildung sind die beiden *Microstrip*-Gaskammern zu sehen, auf denen direkt der Kollimator sitzt. Beim rechten der beiden Teleskope ist zusätzlich die kodierte Maske eingezeichnet (Orr, 2003a).

Als Detektor dient bei JEM-X eine *Microstrip*-Gaskammer, die mit einer Mischung aus 90% Xenon und 10% Methan gefüllt ist. Das Gesichtsfeld wird durch einen Kollimator mit quadratischen Zellen definiert, der direkt über dem Eintrittsfenster des Detektors angebracht ist.

Da nach dem Start von INTEGRAL ein allmählicher Verlust der Sensitivität in den beiden JEM-X-Detektoren festgestellt wurde[3], wurde JEM-X1 nach der *Instrument Performance Verification Phase* am 29. Dezember 2002 zunächst abgeschaltet. Mit Beginn der Revolution 171 (8. März 2004) wurde JEM-X1 wieder aktiviert und JEM-X2 abgeschaltet.

[3]Dieser Verlust ist auf Erosion der Microstrip-Anoden im Detektor zurückzuführen (Orr, 2003a).

2.1.4 OMC

Die **O**ptical **M**onitoring **C**amera (Abbildung 2.6) vervollständigt die INTEGRAL–Mission. Durch OMC ist es erstmals möglich, Gammaquellen über einen längeren Zeitraum auch simultan im optischen Bereich zu beobachten. Hierzu dient ein Refraktorteleskop mit einer Öffnung von 50 mm und einem System aus sechs Linsen, das die einfallende Strahlung auf ein CCD fokusiert.

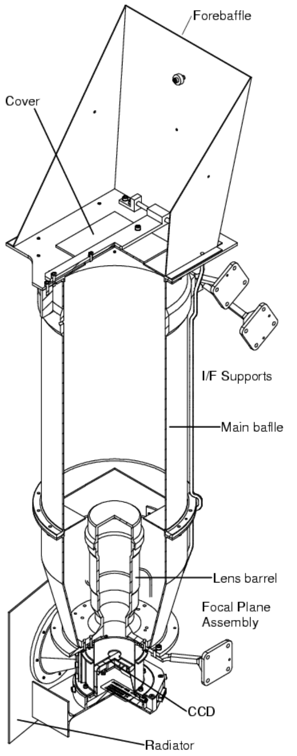


Abbildung 2.6: Der optische Monitor OMC. Im unteren Bereich der Abbildung ist das Linsensystem und die CCD-Kamera zu sehen. Ebenfalls eingezeichnet ist der Radiator, der das CCD auf der Betriebstemperatur von $-80°$C hält (Mas-Hesse et al., 2003).

Das CCD arbeitet im *frame transfer mode* mit einer Aufnahmefläche von 1024×1024 Pixeln und einem ebenso großen Speicherbereich. Durch die kurze *frame transfer time* von 0,2 ms ist ein mechanischer Kameraverschluss nicht notwendig. Die Betriebstemperatur liegt bei ungefähr $-80°$C und wird durch passive Kühlung aufrechterhalten. Der Wellenlängenbereich, in dem OMC arbeitet, ist durch einen Johnson-V-Band-Filter auf 500 – 600 nm festgelegt. Im Fall eines geringen Hintergrundlevels liegt die Grenzgröße dieser Kamera bei Sternen der 18,2. Größenklasse (Orr, 2003b).

2.2 Der Orbit

Um den speziellen Anforderungen von INTEGRAL als *real-time*-Mission gerecht zu werden, musste ein Orbit gefunden werden, der bei einer Flughöhe oberhalb von 40 000 km einen ständigen Kontakt des Satelliten mit den beiden Bodenstationen Redu (Belgien) und Goldstone (Kalifornien) ermöglicht. Ebenso darf aus thermischen und energetischen Gründen der Durchgang des Satelliten durch den Erdschatten die Dauer von 1,8 Stunden nicht überschreiten. Zudem sollte natürlich die Aufenthaltszeit außerhalb des irdischen Strahlungsgürtels maximiert werden (Winkler & Much, 2003).

Nach dem Start am 17. Oktober 2002 von Baikonur (Kasachstan) wurde INTEGRAL deshalb in einen hochelliptischen Orbit mit einer Flughöhe von 9 000 bis 153 600 km und einer Bahnneigung von 52° gebracht (siehe Abbildung 2.7). Die Umlaufdauer beträgt etwa 72 Stunden, wobei Beobachtungen

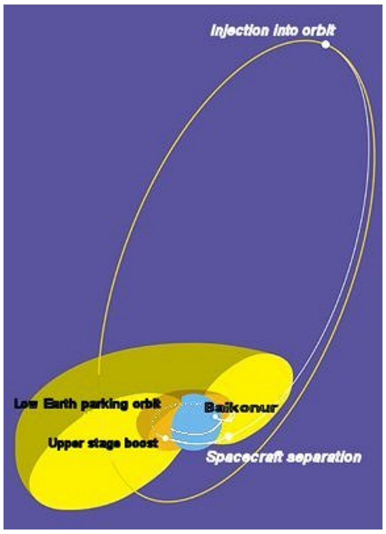


Abbildung 2.7: Der hochexzentrische Orbit von INTEGRAL.

nur dann ausgeführt werden, wenn der Satellit sich oberhalb 40 000 km Höhe befindet, da sonst die geladenen Teilchen im Erdmagnetfeld den Detektorhintergrund zu stark beeinflussen. Die genauen Orbitparameter finden sich in Tabelle 2.2.

Tabelle 2.2: Geplante und tatsächlich erreichte Orbitparameter (Winkler & Much, 2003)

Parameter	**Erreichter Orbit**	**Geplanter Orbit**
Große Halbachse	87 731,5 km	87 678,14 km
Exzentrizität	0,824148	0,813202
Inklination	52,246°	51,6°
Perigäum	9 049,6 km	9 000 km
Apogäum	153 657,2 km	153 600 km
Umlaufdauer	72 h	72 h

2.3 Das Beobachtungsprogramm

Das Beobachtungsprogramm von INTEGRAL gliedert sich in zwei große Blöcke; das *General Programme*, das allen Beobachtern offensteht und das *Core Programme*, das dem INTEGRAL Science Working Team (ISWT) vorbehalten ist. Wie in Abbildung 2.8 zu sehen ist, steht dem *General Programme* im ersten Jahr der Mission 65%, im zweiten Jahr 70% und für die *Extended Phase* 75% der gesamten Beobachtungszeit zu. Nach einer zweimonatigen *Commissioning Phase* begann das offizielle Beobachtungsprogramm Ende Dezember 2002.

2.3.1 Das General Programme

Da diese Arbeit hauptsächlich auf Daten aus dem *Core Programm* beruht, soll an dieser Stelle auf das General Programme nicht näher eingegangen werden. Es sei nur erwähnt, dass es in diesem Block drei verschiedene Beobachtungsarten gibt:

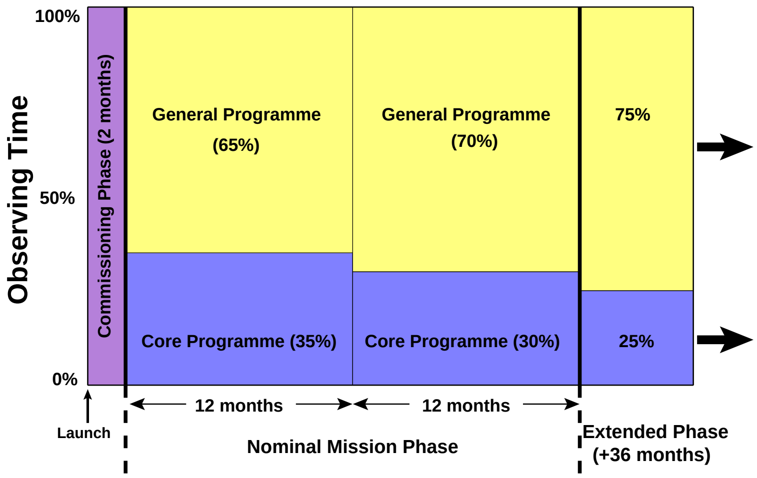


Abbildung 2.8: Aufteilung der Beobachtungszeit auf die zwei Zweige des Beobachtungsprogramms (Winkler, 2003).

- *Normal Observations*, die keine bestimmten Anforderungen haben,
- *Fixed Time Observations*, für die spezielle Planungsanforderungen gelten, wie beispielsweise eine Koordination mit simultanen Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen,
- *Targets of Opportunity* (TOO) Beobachtungen, zu denen unvorhersehbare bzw. „neue“ Phänomene zählen.

Eine ausführliche Beschreibung dieser drei Elemente, speziell den letztgenannten TOOs, findet sich bei Winkler & Much (2003).

2.3.2 Das Core Programme

Auch das *Core Programme* teilt sich in drei verschiedene Bereiche (siehe dazu auch Abbildung 2.9):

- *Galactic Central Radian Deep Exposure* (GCDE), eine genaue Untersuchung des Galaktischen Zentrums,
- *Galactic Plane Scans* (GPS), eine regelmäßige Durchmusterung der Galaktischen Ebene,
- pointierte Beobachtungen ausgewählter Quellen .

a) Galactic Central Radian Deep Exposure Eines der Hauptziele des GCDE ist die Untersuchung der Kernsynthese durch Emissionslinien von Radioisotopen wie zum Beispiel ^{26}Al. Dieses entsteht u.a. bei Nova- und Supernovaexplosionen und zerfällt mit einer Halbwertszeit von etwa einer Million Jahren, wobei eine 1,809 MeV-Gamma-Linie ausgesendet wird. Durch die lange Zerfallszeit wurden die Atome in der Zwischenzeit stark abgebremst, so dass die Emissionslinie relativ scharf ist. Eine genaue Profilmessung dieser Linie sollte es ermöglichen, Informationen über die Dynamik der Emissionsprozesse zu erhalten. Erste Messungen von INTEGRAL zeigen eine deutliche Detektion einer schmalen ^{26}Al-Linie mit SPI (Diehl et al., 2003).

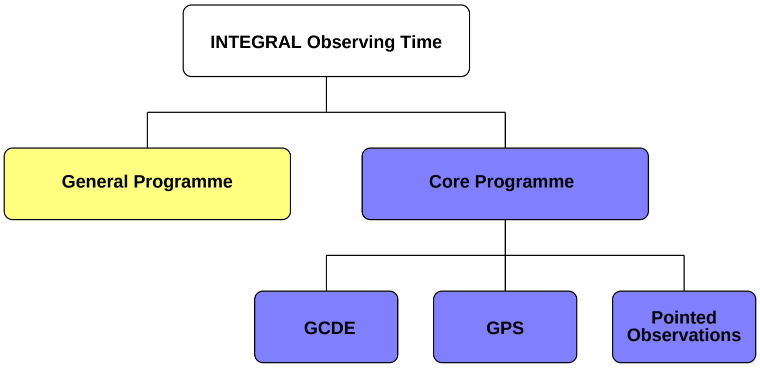


Abbildung 2.9: Aufsplittung des *Core Programmes* in die drei verschiedenen Elemente.

Ein weiterer Punkt des GCDE ist die Erstellung hochaufgelöster Bilder und Spektren der inneren Galaktischen Scheibe und die Kartierung der Kontinuumsstrahlung dieser Region. Die exakte Verteilung und das Spektrum dieser diffusen galaktischen Hintergrundstrahlung ist noch nicht genau bekannt. Als Strahlungsprozess wird Bremsstrahlung von relativistischen Elektronen der Kosmischen Strahlung vermutet, allerdings lässt sich mit dieser Hypothese die gemessene Leuchtkraft nicht erklären. Mit SPI und IBIS ist es nun jedoch im Rahmen des GCDE gelungen, Punktquellen vom wirklichen diffusen Hintergrund zu trennen und zu zeigen, dass der größte Teil der gemessenen Strahlung nicht diffuser Natur ist, sondern von Punktquellen ausgesendet wird (Lebrun et al., 2004).

Der GCDE macht etwa 60% des *Core Programmes* aus, was im zweiten Jahr der Mission ca. 4,74 Msec entspricht.

b) Galactic Plane Scans Der Himmel im Energiebereich von INTEGRAL ist durch eine enorm hohe Variabilität der Quellen geprägt. Viele Quellen sind nur für eine kurze Zeit während eines *outbursts* sichtbar und verschwinden dann wieder. Ein Beweggrund für die *Galactic Plane Scans* ist daher die regelmäßige Überwachung der Galaktischen Ebene, um transiente Quellen zu entdecken. Die typische Rate, mit der solche Ereignisse auftreten und von INTEGRAL beobachtet werden können, liegt bei ungefähr vier Ereignissen pro Jahr (Winkler, 2003).

Eine andere wichtige Aufgabe ist die Beobachtung bereits bekannter Quellen über einen langen Zeitraum hinweg. Nur so ist es zum Beispiel möglich, neue Erkenntnisse hinsichtlich der Fluss- und Periodenentwicklung von akkretierenden Röntgenpulsaren zu gewinnen.

Die Scans werden durch ein sogenanntes *slew and stare*-Manöver über den sichtbaren Bereich der Galaktischen Ebene ausgeführt. Die einzelnen Beobachtungspunkte liegen auf einem Sägezahn-Muster mit einer Neigung von 21° zur Galaktischen Ebene. Eine Periode besteht aus jeweils zwölf Pointings mit einer Belichtungszeit von jeweils 2 200 Sekunden. Da die einzelnen Beobachtungspunke einen Winkelabstand von nur 6° haben, ist die tatsächliche Belichtungsdauer aufgrund der großen Gesichtsfelder der Instrumente jedoch deutlich länger. So ergibt sich zum Beispiel für SPI mit einem FCFOV von 16° ein Faktor von 3,3, was einer effektiven Belichtungszeit von 7260 Sekunden pro Punkt entspricht. Die einzelnen Scans sind jeweils um 27,5° in galaktischer Länge verschoben, so dass nach und nach die gesamte Ebene beobachtet wird. Abbildung 2.10 verdeutlicht noch einmal diese Beobachtungsstrategie. Normalerweise werden die Scans alle vier Revolutions ausgeführt, was einem Scan pro zwölf Tagen entspricht. Im Bereich zwischen 90° und 270° galaktischer Länge wird jedoch nur ein Scan pro acht Revolutions vorgenommen. Insgesamt beträgt die Zeit, die im zweiten Jahr für die GPS aufgebracht, wird ca. 1,8 Msec.

Die *Galactic Plane Scans*, die während des ersten Betriebsjahres von INTEGRAL ausgeführt wurden, waren sehr erfolgreich. So wurden drei von zehn neuen INTEGRAL-Quellen (IGR), die zwischen dem 29. Januar und 2. Mai 2003 entdeckt wurden, während der GPS gefunden (Winkler, 2003).

Der überwiegende Teil der Daten, die in dieser Diplomarbeit verwendet werden, stammt aus diesem Teil des *Core Programmes*.

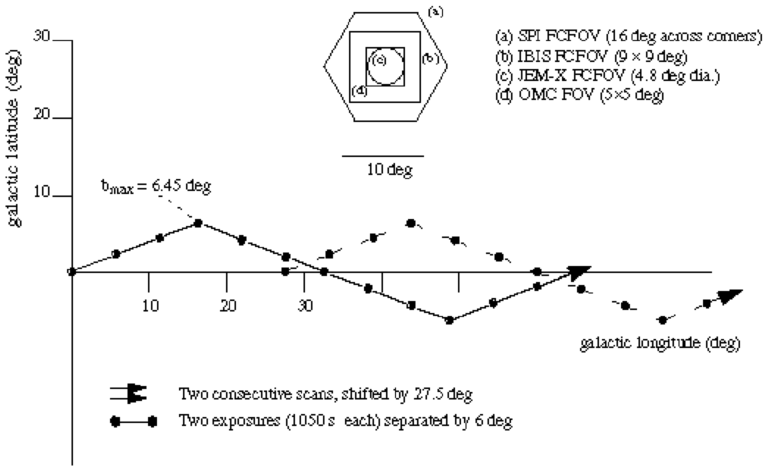


Abbildung 2.10: Beobachtungsstrategie der *Galactic Plane Scans*, oben sind zur Verdeutlichung noch einmal die Gesichtsfelder der einzelnen Instrumente dargestellt (FCFOV) (Winkler, 2003).

c) Pointierte Beobachtungen Die übrige Zeit des *Core Programmes* steht sogenannten *Pointed Observations* zur Verfügung. Zum größten Teil sind dies Folgebeobachtungen von transienten Quellen die während des GCDE oder GPS (oder auch während anderen Beobachtungen) entdeckt wurden. Die typische Reaktionszeit auf solch ein Ereignis liegt durchschnittlich zwischen 20 und 36 Stunden, so dass die Möglichkeit besteht, transiente Phänomene im Hochenergiebereich zu entdecken und näher zu untersuchen[4]. Zu diesen Phänomenen gehören beispielsweise die 511 keV Elektron-Positron-Vernichtungsstrahlung oder die ^{7}Li-Zerfallslinie bei 480 keV.

Der zweitwichtigste Grund für eine TOO-Beobachtung ist die Aufzeichnung des Hochenergiekontinuums transienter Quellen wie X-Ray Novae oder Blazar-Flares über eine längere Zeit, um zum Beispiel die Entwicklung des *high energy cutoffs* zu verfolgen. Hieraus erhofft man sich neue Erkenntnisse über Systemparameter und den Emissionsmechanismus der Strahlung.

Zusätzlich werden in diesem Bereich des *Core Programmes* auch noch Beobachtungen bereits bekannter transienter und dauerhafter Quellen wie der Vela-Region vorgenommen.

[4]Die typische Abklingzeit eines solchen Ereignisses liegt zwischen einigen Tagen bis zu mehreren Wochen.

Kapitel 3

Strahlungsprozesse

Die einzige Möglichkeit, etwas über Sterne in Erfahrung zu bringen, besteht in der Untersuchung der von ihnen ausgesandten Strahlung. Aus dieser Strahlung lassen sich beispielsweise über Lichtkurven Rotationsperioden bestimmen oder über eine spektrale Anlayse Rückschlüsse auf die physikalischen Prozesse im Stern und in seiner Umgebung ziehen. Daher soll in diesem Kapitel ein kurzer Überblick über die Entstehung elektromagnetischer Strahlung, insbesondere Röntgenstrahlung, gegeben werden[1]. Neben der temperaturbedingten Abstrahlung eines Körpers beruhen die anderen hier vorgestellten Strahlungsprozesse auf der Wechselwirkung von

- Atomen oder Elektronen mit Photonen (Absorptions- und Emissionsvorgänge, Fluoreszenz, Comptonisierung)
- verschiedenen Teilchen untereinander (Bremsstrahlung)
- bewegten Teilchen mit einem Magnetfeld (Zyklotron- bzw. Synchrotronstrahlung)

3.1 Schwarzkörperstrahlung

Alle Körper senden allein aufgrund der Tatsache, dass sie eine Temperatur haben, elektromagnetische Strahlung aus. Die Schwarzkörperstrahlung ist ein idealisiertes Modell zur Beschreibung dieser Art der Strahlung. Man geht hierbei von einem Körper aus, der absolut schwarz ist und somit alle auf ihn treffende Strahlung absorbiert und Strahlung in allen Wellenlängen emittiert. Das Spektrum eines Schwarzen Körpers ist also kontinuierlich. Die Form dieses Spektrums ist allein von der Temperatur T des Schwarzen Körpers abhängig. Versuche zur mathematischen Beschreibung dieses Verhaltens lieferten zunächst nur zwei anscheinend unvereinbare Lösungen (Abbildung 3.1):

Im niederfrequenten Teil folgt die Verteilung der von Rayleigh und Jeans gefundenen Formel

$$B_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} kT \qquad . \tag{3.1}$$

Wie man sieht, steigt bei dieser Formel mit wachsender Frequenz ν der Strahlung die Intensität stark an („Ultraviolett-Katastrophe"), was nur bis zu einer bestimmten Grenze stimmt. Oberhalb dieser Grenze fällt die Intensität wieder ab.

[1] Dieser Überblick erhebt keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit, sondern beinhaltet nur die im Rahmen dieser Arbeit wichtigen Prozesse der Strahlungsentstehung. Eine umfassendere Darstellung findet sich beispielsweise bei Rybicki & Lightman (1979).

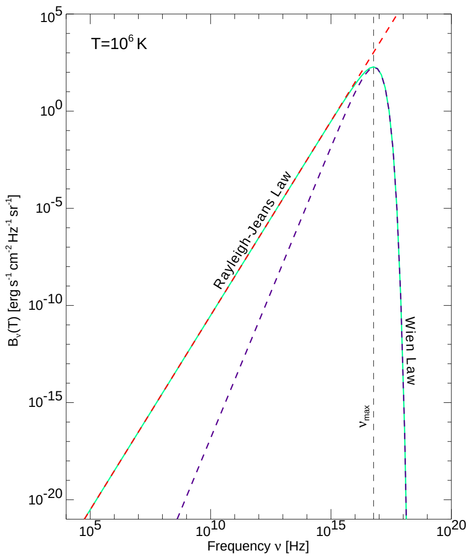


Abbildung 3.1: Spektrum der Schwarzkörperstrahlung mit den beiden Näherungslösungen von Rayleigh/Jeans und Wien (Wilms, 2001).

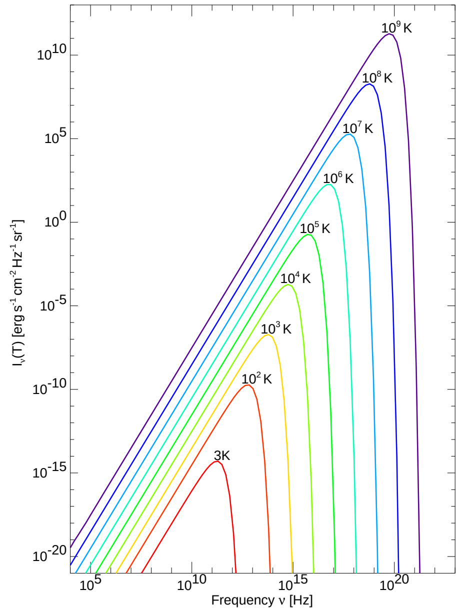


Abbildung 3.2: Wiensches Verschiebungsgesetz: das Strahlungsmaximum der Schwarzkörperstrahlung verschiebt sich mit steigender Temperatur zu höheren Frequenzen (Wilms, 2001).

Die Lösung für den hochfrequenten Teil des Spektrums wurde von Wien entdeckt. In diesem Bereich fällt das Spektrum exponentiell ab gemäß

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \exp\left[-\frac{h\nu}{kT}\right] \quad . \tag{3.2}$$

Erst durch das Konzept der Lichtquantisierung konnte von Planck Ende des 19. Jahrhunderts eine Lösung gefunden werden, mit der das gesamte Spektrum beschrieben werden kann und in der die beiden genannten Formeln als asymptotische Lösungen enthalten sind:

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp[-\frac{h\nu}{kT}] - 1} \quad , \tag{3.3}$$

h ist hierbei das sogenannte Plancksche Wirkungsquantum mit einem Wert von $6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js.

Mit steigender Temperatur verschiebt sich das Maximum der Schwarzkörperstrahlung zu größeren Frequenzen, also kleineren Wellenlängen (Abbildung 3.2). Aus der Ableitung der Planck-Formel nach der Frequenz ν folgt das Wiensche Verschiebungsgesetz

$$\nu_{max} = 2{,}82\frac{kT}{h} \approx 5{,}88 \cdot 10^{10}\mathrm{Hz}\left(\frac{T}{1\mathrm{K}}\right) \quad . \tag{3.4}$$

Die Frequenz, bei der das Strahlungsmaximum liegt, steigt also linear mit der Temperatur an.

3.2 Absorption und Emission

Im Gegensatz zum kontinuierlichen Spektrum der Schwarzkörperstrahlung stehen die Absorptions- und Emissionslinien von Atomen, die immer nur bei spezifischen Wellenlängen zu finden sind.

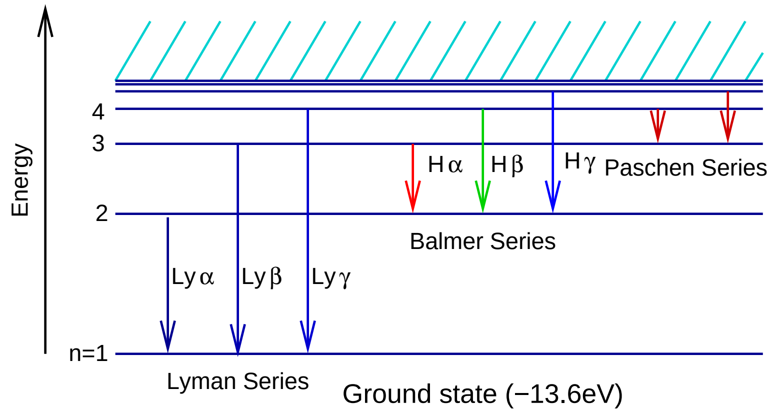


Abbildung 3.3: Entstehung von Emissionslinien am Beispiel eines Wasserstoffatoms (Wilms, 2001).

In einem Atom befinden sich die Elektronen auf verschiedenen diskreten Energieniveaus, die jeweils eine bestimmte Energie besitzen. Um ein Elektron aus einem niedrigen Energieniveau (E_i) in ein höheres (E_j) zu heben, muss ein Photon absorbiert werden, dessen Energie genau der Energiedifferenz

$$h\nu = E_j - E_i \tag{3.5}$$

dieser beiden Niveaus entspricht (Abbildung 3.3). Findet dieser Prozess häufig (das heißt bei vielen Atomen) statt, so ist im Spektrum eine Absorptionslinie bei der dieser Energiedifferenz entsprechenden Frequenz zu sehen.

Findet der umgekehrte Prozess statt, wechselt also ein Elektron von einem höheren in ein tieferes Niveau, so wird ein Photon der entsprechenden Energie ausgesandt. Im Spektrum entsteht eine Emissionslinie.

Diese Art der Strahlungserzeugung ist jedoch hauptsächlich in der optischen und UV-Astronomie von Bedeutung, da sich die meisten Absorptions- und Emissionslinien in diesen Wellenlängenbereichen befinden.

3.3 Röntgenfluoreszenz

Trifft ein hochenergetisches Photon auf ein Atom, so ist es möglich, dass ein Elektron aus dem Atomverbund gelöst wird und ein einfach ionisiertes Atom zurückbleibt. Stammt das herausgelöste Elektron aus einer der inneren Schalen des Atoms, so kann ein Elektron aus einer äußeren Schale die entstandene Lücke wieder auffüllen (Abbildung 3.4). Dabei wird Strahlung einer ganz spezifischen Frequenz frei, die sogenannte *charakteristische Strahlung*, die als Emissionslinie im Röntgenspektrum zu sehen ist. Je nachdem aus welcher Schale das ursprünglich herausgelöste Elektron stammt, wird die Linie als K-, L-, M-, ... Linie bezeichnet. Die Schale, aus der die Lücke wieder gefüllt wurde, wird mit einem kleinen griechischen Buchstaben als Index gekennzeichnet. So stammt zum Beispiel die L_β-Linie aus einem Übergang von n=4 nach n=2. Zwischen der Frequenz der K_α-Linie eines Elements und der

Ordnungszahl Z dieses Elements besteht der Zusammenhang

$$\nu_{K_\alpha} = \frac{3}{4} R_\infty (Z-1)^2 \quad , \tag{3.6}$$

wobei R_∞ die Rydbergkonstante ist. Aus der Messung der Frequenz dieser Emissionslinie lassen sich also Rückschlüsse auf das Element ziehen.

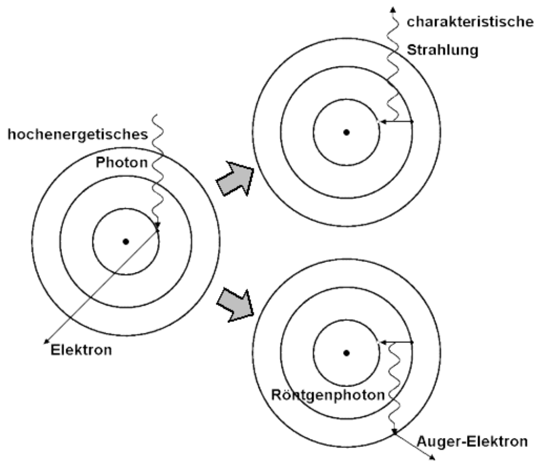


Abbildung 3.4: Röntgenfluoreszenz: Ein Elektron wird aus der innersten Schale eines Atoms herausgelöst. Oben: Die Lücke wird durch ein Elektron einer äußeren Schale wieder aufgefüllt, dabei wird die charakteristische Strahlung freigesetzt. Unten: Das zuvor emittierte Photon löst ein weiteres Elektron aus dem Atomverbund (Auger-Effekt) (nach `http://jan.ucc.nau.edu/~wittke/Microprobe/Xray-Characteristic.html`).

Diese Emissionslinie entsteht jedoch nicht zwangsläufig bei jedem auf diese Weise ionisierten Atom, da das emittierte Photon seine Energie dazu nutzen kann, wiederum ein Elektron aus einer äußeren Schale des Atoms herauszuschlagen (Abbildung 3.4, unten). Das Atom bleibt dann zweifach ionisiert zurück. Dieser Prozess wird *Auger-Effekt* genannt.

Eine andere Möglichkeit die Lücke in der inneren Schale aufzufüllen besteht im Einfangen eines bis dahin freien Elektrons durch das Atom. Die überschüssige Energie dieses Elektrons wird wiederum als Photon abgestrahlt (*frei-gebunden Übergang*).

3.4 Comptonisierung

Mit Comptonisierung bezeichnet man vielfache inverse Compton-Streuung. Während beim Compton-Effekt ein Photon an einem ruhenden Elektron gestreut wird, das durch diesen Vorgang Impuls gewinnt, läuft beim inversen Compton-Effekt der umgekehrte Prozess ab. Ein schnelles Elektron trifft auf ein relativ langwelliges (also niederenergetisches) Photon, das dadurch Energie gewinnt (Abbildung 3.5). Voraussetzung für den inversen Compton-Effekt ist jedoch ein extrem heißes Elektronengas, wie es beispielsweise in der Korona von Akkretionsscheiben zu finden ist.

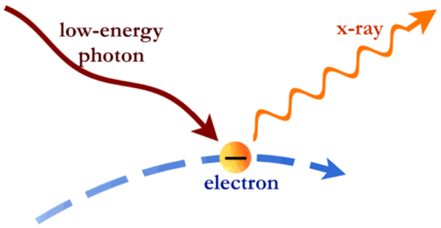


Abbildung 3.5: Inverser Compton-Effekt: Ein niederenergetisches Photon wird von einem schnellen Elektron getroffen und zu einer höheren Energie gestreut (`http://www.astro.sunysb.edu/fwalter/TALKS/Xray/inv_compt.gif`).

Nimmt man an, dass die Energie der Elektronen maxwell-verteilt ist, so ergibt sich für die Änderung der Photonenenergie

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4kT_e - E}{m_e c^2} \quad . \tag{3.7}$$

Ist die ursprüngliche Energie E des Photons kleiner als $4kT_e$, so wird ΔE positiv, das heißt, das Photon hat Energie gewonnen. Durch wiederholtes Durchlaufen dieses Streuprozesses können die Photonen schließlich Energien erreichen, die mit der Plasmatemperatur vergleichbar sind. Im Spektrum zeigt sich dieser Strahlungsprozess als ein breites Kontinuum, genauer als Potenzgesetz (*power-law*) mit exponentiellem *cut-off* zu hohen Energien hin.

3.5 Bremsstrahlung

Kommt ein freies Elektron in die Nähe eines Atomkerns, so erfährt es im Coulombfeld des Kerns eine Ablenkung aus seiner ursprünglichen Bahn (Abbildung 3.6). Da diese Ablenkung einer Beschleunigung des Elektrons entspricht, kommt es zur Abstrahlung von Photonen. Dieser Prozess wird Bremsstrahlung oder Frei-Frei-Strahlung genannnt. Auch das Spektrum der Bremsstrahlung ist kontinuierlich und zeigt einen exponentiellen Abfall bei höheren Energien (Rybicki & Lightman, 1979):

$$B_\nu(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad . \tag{3.8}$$

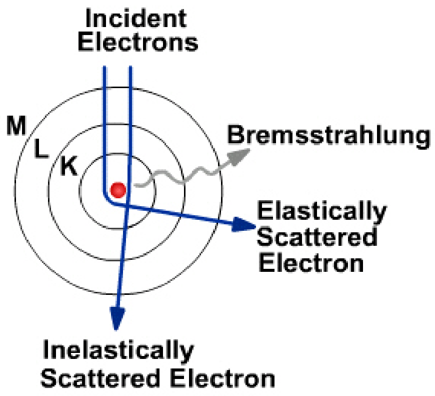


Abbildung 3.6: Bremsstrahlung: Ein Elektron wird im Coulombfeld eines Atomkerns abgelenkt, dabei wird Bremsstrahlung emittiert (`http://www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Graphics/Bremsstrahlung.jpg`).

Je nach Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen unterscheidet man zwischen thermischer und nicht-thermischer Bremsstrahlung. Im ersteren Fall liegt eine Maxwell-Verteilung zugrunde. Folgt die Geschwindigkeitsverteilung einem Potenzgesetz, so spricht man von nicht-thermischer Bremsstrahlung.

3.6 Synchrotronstrahlung

In einem Magnetfeld werden bewegte Elektronen durch die Lorentzkraft senkrecht zum Magnetfeld abgelenkt und auf Kreis- bzw. Schraubenbahnen (wenn die Elektronengeschwindigkeit eine Komponente in Richtung des Magnetfeldes besitzt) gezwungen. Auch diese Ablenkung entspricht einer Beschleunigung, es kommt also zur Aussendung von elektromagnetischer Strahlung. Zur Beschreibung dieser Synchrotronstrahlung müssen zwei Fälle unterschieden werden:

- Die kinetische Energie der Elektronen ist sehr viel kleiner als 511 keV (was der Ruhemasse der Elektronen entspricht).

  Dann können relativistische Effekte vernachlässigt werden, Strahlung tritt bei einer einzelnen spezifischen Frequenz auf, der Larmorfrequenz

  $$\nu_L = \frac{1}{2\pi}\frac{eB}{m_e c} \quad . \tag{3.9}$$

- Die kinetische Energie ist deutlich größer als die Ruhemasse.

  In diesem Fall sind relativistische Korrekturen anzubringen. Die Abstrahlung erfolgt nicht mehr bei einer bestimmten Frequenz, sondern bildet ein Kontinuum. Das Intensitätsmaximum liegt bei der Frequenz (Wilms, 2001)

  $$\nu_{max} = \gamma^2 \nu_L = \frac{1}{2\pi}\frac{eB}{m_e c}\left(\frac{E}{m_e c^2}\right)^2 \quad . \tag{3.10}$$

  Bei diesen Geschwindigkeiten tritt noch ein zusätzlicher Effekt auf, die Bündelung der Abstrahlung in Bewegungsrichtung der Elektronen (*forward beaming*). Der Öffnungswinkel Θ ist von der Geschwindigkeit abhängig (Abbildung 3.7):

  $$\Theta \propto \gamma^{-1} = \sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad . \tag{3.11}$$

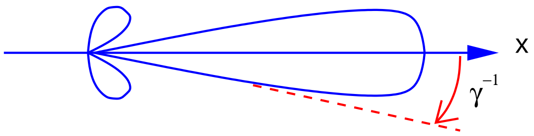


Abbildung 3.7: Bündelung der Synchrotronstrahlung in Bewegungsrichtung (*forward beaming*) des Elektrons (Rybicki & Lightman, 1979).

Strahlung, die durch Wechselwirkung mit Magnetfeldern erzeugt wird, ist ein wichtiges Hilfsmittel bei der quantitativen Bestimmung dieser Magnetfelder. Synchrotronstrahlung ist beispielsweise immer polarisiert, was es ermöglicht, die Richtung des Magnetfeldes in dem sie erzeugt wurde zu rekonstruieren.

3.7 Zyklotronlinien

Der Betrag des Magnetfeldes lässt sich mit Hilfe der sogenannten Zyklotronstrahlung ermitteln. In extrem starken Magnetfeldern können die Elektronen nicht mehr beliebige Energien annehmen, sondern sich nur in gequantelten Energieniveaus aufhalten. Diese Niveaus werden als Landau-Niveaus bezeichnet und sind bei Energien von

$$E_n = m_e c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{p_{\|}}{m_e c^2}\right)^2 + 2n\frac{B}{B_{\mathrm{crit}}}} \tag{3.12}$$

zu finden. $p_{\|}$ bezeichnet in diesem Fall den Impuls der Elektronen parallel zur Feldrichtung des Magnetfeldes. Ab einer bestimmten Feldstärke $B_{\mathrm{crit}} \approx 4{,}4 \cdot 10^{13}$ G ist die Zyklotronenergie von der gleichen Größenordnung wie die Ruhemasse der Elektronen. In diesem Fall müssen relativistische Korrekturen angebracht werden und die Landau-Niveaus sind nicht länger äquidistant.

Für den nichtrelativistischen Fall ergibt sich der Abstand zwischen den Landau-Niveaus zu

$$E_{\mathrm{cyc}} = \frac{e\hbar}{m_e c} B \approx 12\,\mathrm{keV} \left(\frac{B}{10^{12}\mathrm{G}}\right) \tag{3.13}$$

was der Zyklotronenergie entspricht. Elektronen können also ihr Energieniveau nur wechseln, wenn sie entsprechende Energieportionen aufnehmen (entweder durch Stöße oder durch Absorption eines Photons dieser Energie) oder abgeben (durch Emission von Photonen). Die Lebensdauer der Landau-Niveaus ist sehr kurz, daher regt sich das Elektron unter Aussendung eines Zyklotronphotons praktisch sofort wieder ab. Aus der Energie dieses Photons lässt sich nun die Stärke des Magnetfeldes nach der obigen sogenannten 12-B_{12}-Regel (Gleichung 3.13) bestimmen. Die beobachtete Linie ist jedoch keine Emissionslinie (wie man aus dem bisher gesagten eigentlich erwarten würde), sondern eine Absorptionslinie. Dieser Effekt kommt daher, dass die freie Weglänge der Zyklotronphotonen sehr klein ist, sie deshalb sofort ein neues Elektron anregen und daher das Emissionsgebiet praktisch nicht verlassen können.

Kapitel 4

Röntgendoppelsterne

Die Objekte, die in dieser Diplomarbeit betrachtet werden, sind sogenannte Röntgendoppelsterne oder *X-Ray Binaries*. In diesem Kapitel soll daher kurz erklärt werden, was diese speziellen Doppelsternsysteme auszeichnet und woher ihre Röntgenleuchtkraft stammt. Eine ausführlichere Darstellung der Sternentwicklung findet sich bei Karttunen et al. (1990) und Unsöld & Baschek (2002), weitere Informationen über Röntgendoppelsterne zum Beispiel bei Lewin, van Paradijs & van den Heuvel (1995).

4.1 Sternentwicklung

Trägt man in einem Diagramm die Spektralklasse eines Sterns gegen seine absolute Helligkeit oder Leuchtkraft auf, so ordnet sich die Mehrzahl der Sterne entlang einer Linie an, die sich von links oben (früher Spektraltyp und große absolute Helligkeit) nach rechts unten (später Spektraltyp und geringe absolute Helligkeit) erstreckt. Diese Linie im sogenannten Hertzsprung-Russell-Diagramm nennt man Hauptreihe (Abbildung 4.1).

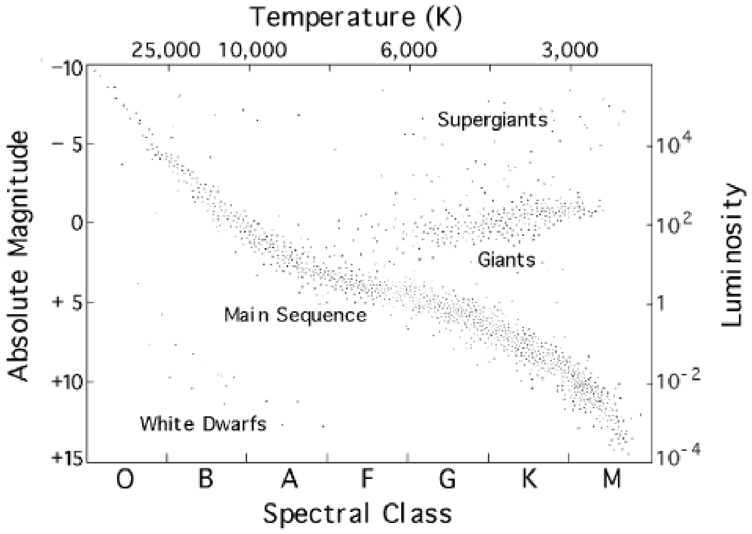


Abbildung 4.1: Hertzsprung-Russell-Diagramm (`http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/teachers/lifecycles/Image31_med.gif`).

Neben der Hauptreihe deuten sich noch zwei Anhäufungen von Sternen an. Oberhalb der Hauptreihe erstreckt sich ein Ast fast waagrecht nach rechts. Da die Leuchtkraft eines Sterns über

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\mathrm{eff}}^4 \tag{4.1}$$

mit dem Radius verknüpft ist, müssen Sterne auf diesem Ast bei gleicher Temperatur (also gleicher Spektralklasse) einen deutlich größeren Radius als die Hauptreihensterne haben. Dieser Ast wird daher auch „Riesenast" genannt. Im linken unteren Teil des Diagramms findet man genau das Gegenteil, dort sammeln sich Sterne mit im Vergleich zur Hauptreihe deutlich geringerer Leuchtkraft bei gleicher Temperatur, was auf sehr kleine Radien hindeutet. Dies ist der Bereich der Weißen Zwergsterne.

Woher kommt nun diese Anordnung? Alle Sterne auf der Hauptreihe haben die Gemeinsamkeit, dass sie ihre Energie aus der Kernfusion von Wasserstoff zu Helium beziehen. Da für die Fusion extrem hohe Temperaturen nötig sind, beschränkt sich die Kernreaktion zunächst auf das Zentrum des Sterns. Ist dort der Wasserstoff-Vorrat aufgebraucht, wandert die Brennzone langsam immer weiter nach außen. Im Kern lässt der Strahlungsdruck nun nach, es entsteht ein Ungleichgewicht zwischen Strahlungs- und Gravitationsdruck und der Kern beginnt zu kontrahieren. Dabei steigen der Druck und die Temperatur im Inneren an, bis dort schließlich das Helium-Brennen gezündet wird. Da nun in zwei Schichten Energie erzeugt wird, steigt der Strahlungsdruck auf die äußeren Schichten des Sterns. Durch dieses erneute Ungleichgewicht beginnt der Stern sich auszudehnen bis die Gravitation dem Strahlungsdruck wieder die Waage hält. Die Oberfläche ist nun deutlich größer, wodurch die Leuchtkraft steigt, aber auch kühler als zuvor, was sich im Spektraltyp bemerkbar macht. Im Hertzsprung-Russell-Diagramm hat dieser Stern die Hauptreihe verlassen und ist nach rechts oben in den Riesenast gewandert. Je massereicher ein Stern ist, umso schneller findet diese Entwicklung weg vom Hauptreihenstern hin zum Roten Riesen statt.

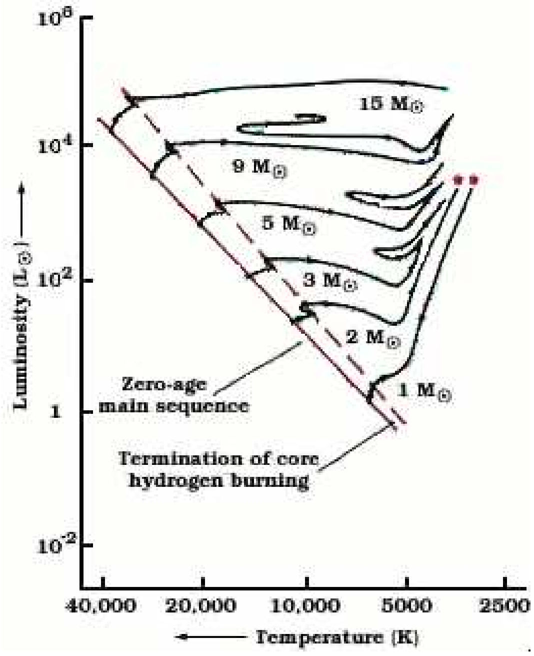


Abbildung 4.2: Entwicklungswege für Sterne verschiedener Massen im Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Die weitere Entwicklung des Sterns hängt wiederum sehr stark von der Masse ab. Sterne mit weniger als 1,5 Sonnenmassen werden instabil nachdem ihr Helium-Vorrat im Kern verbraucht ist und stoßen ihre äußeren Schichten ab. Übrig bleibt ein planetarischer Nebel mit einem Weißen Zwergstern im Zentrum. Da dieser Weiße Zwerg keine Energie mehr erzeugt, kühlt er allmählich immer mehr ab, verliert an Leuchtkraft und wandert im Hertzsprung-Russell-Diagramm links unter die Hauptreihe.

Massereiche Sterne können nach dem Heliumfusionsprozess noch weitere Prozesse zünden, wobei die früheren Brennzonen immer weiter nach außen wandern. Spätestens nach dem Siliziumbrennen, also der Fusion von Silizium zu Eisen, ist jedoch Schluss, da eine weitere Kernfusion Energie verbrauchen würde. Die nuklearen Reaktionen im Kern kommen zum Erliegen, es gibt einen rapiden Druckabfall und der Stern fällt in sich zusammen. Dabei kollabieren die äußeren Gebiete langsamer als die Inneren und es kommt zu einem Temperaturanstieg in den Schichten, die noch unverbrauchten Kernbrennstoff enthalten. Dieser Brennstoff wird daher explosionsartig verbrannt und der Stern explodiert als Supernova. Der Kern des Sterns kollabiert je nach übriggebliebener Masse zu einem Neutronenstern oder einem Schwarzen Loch.

Es gibt also je nach Masse des übriggebliebenen Sternrestes drei verschiedene Endstadien (Abbildung 4.3). Bis zu einer Masse von etwa 1,4 Sonnenmassen wird aus dem Stern ein Weißer Zwerg. Diese Massen-Obergrenze nennt man Chandrasekhar-Masse. Die nächste Grenze ist die Oppenheimer-Volkoff-Masse bei etwa 3,2 Sonnenmassen. Sternreste zwischen diesen beiden Grenzmassen kollabieren zu Neutronensternen, während Sternreste über der Oppenheimer-Volkoff-Masse weiter zu Schwarzen Löchern zusammenfallen.

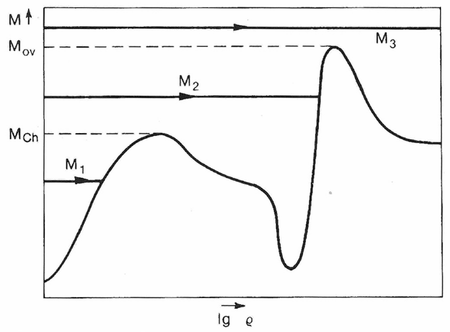


Abbildung 4.3: Endstadien der Sternentwicklung (Karttunen et al., 1990): Ein Stern der Masse M_1 wird als Weißer Zwerg enden, einer der Masse M_2 als Neutronenstern. M_3 liegt über der Oppenheimer-Volkoff-Grenze, so dass es keine stabile Konfiguration mehr gibt und der Stern zu einem Schwarzen Loch kollabiert.

4.1.1 Entwicklung von Doppelsternen

Mehr als die Hälfte der Sterne, die wir beobachten, sind jedoch keine Einzelsterne, sondern befinden sich in Doppel- oder Mehrfachsystemen. In diesen Systemen kann die Sternentwicklung anders als bei isolierten Sternen verlaufen, da in engen Sytemen ein Massenübertrag zwischen den beiden Partnern möglich ist.

Die genaue Entwicklung hängt auch hier sehr stark von den Massen der beiden Sterne ab. Im folgenden wird der ursprünglich massereichere Stern als Primärkomponente, der masseärmere Stern als Sekundärkomponente bezeichnet. Aufgrund der höheren Masse entwickelt sich der Primärstern schneller als der Sekundärstern und beginnt deshalb als Erster die Entwicklung zum Roten Riesen. Hat sich der Primärstern so weit ausgedehnt, dass er sein Roche-Volumen füllt, so kann über den inneren Lagrangepunkt Materie auf den Sekundärstern überfließen. Dieser Massentransfer findet so lange statt, bis der Primärstern sich aufgrund seiner nun geringeren Masse nicht mehr weiterentwickeln kann und als Heliumstern zurückbleibt. Nach dem Verlust der Hülle oder der Explosion als Supernova ist nun ein Doppelstern-System mit einem massereichen Hauptreihenstern, der ursprünglichen Sekundärkomponente, und einem kompakten Objekt, der ursprünglichen Primärkomponente, entstanden. Das kompakte Objekt kann nun seinerseits vom Begleitstern Masse akkretieren. Ist der Primärstern ein Neutronenstern geworden, so wird beim Auftreffen des akkretierten Materials auf den Neutronenstern Röntgenstrahlung frei. Man spricht daher in diesem Fall von Röntgendoppelsternen oder *X-Ray Binaries*.

4.2 Akkretionsmechanismen

Wird ein Teilchen der Masse m auf ein kompaktes Objekt mit Radius R und Masse M akkretiert, so wird seine potentielle Energie, die es im Gravitationsfeld des kompakten Objektes gesammelt hat, freigesetzt (Frank, King & Raine, 1985):

$$\Delta E_{\mathrm{acc}} = \frac{GMm}{R} \quad . \tag{4.2}$$

Die Effizienz des Akkretionsprozesses ist also abhängig vom Verhältnis M/R, das heißt, je kompakter das Objekt ist, desto mehr Energie wird freigesetzt. Bei der Akkretion von Elektronen auf einen Neutronenstern sind dies beispielsweise ungefähr 100 keV, bei Protonen liegt der Wert aufgrund ihrer größeren Masse bei ca. 200 MeV. Die Leuchtkraft eines akkretierenden Systems hängt bei einem festen Wert von M/R nur von der Massenakkretionsrate $\dot{M}$ ab, es gilt

$$L_{\mathrm{acc}} = \frac{GM\dot{M}}{R} \tag{4.3}$$

falls alle freigesetzte Energie in Strahlung umgewandelt wird. Allerdings kann die Leuchtkraft mit steigender Akkretionsrate nicht beliebig groß werden, da mit Zunehmen der Strahlung immer mehr Photonen an den einfallenden Elektronen streuen und diese dadurch abbremsen. Die maximal erreichbare Leuchtkraft im Fall sphärisch symmetrischer Akkretion ist die sogenannte Eddington-Leuchtkraft

$$L_{\mathrm{Edd}} = \frac{4\pi GMm_pc}{\sigma_T} \approx 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s}} \tag{4.4}$$

bei der Gravitation und Strahlungsdruck im Gleichgewicht sind. Allerdings geschieht die Akkretion in den wenigsten Fällen sphärisch symmetrisch, so dass Leuchtkräfte möglich sind, die über dem Eddington-Limit liegen. Für nicht sphärisch symmetrische Akkretion lässt sich eine kritische Leuchtkraft

$$L_{\mathrm{krit}} = \frac{GM(m_p + m_e)c}{\sigma} \frac{A_{\mathrm{em}}}{R^2} \tag{4.5}$$

angeben, die analog zum Eddington-Limit definiert ist. A_{em} steht hierbei für die emittierende Fläche und σ für einen mittleren Wirkungsquerschnitt (Kretschmar, 1996).

Doch wie wird nun Materie vom Begleitstern auf das kompakte Objekt übertragen? Dies kann prinzipiell durch drei verschiedene Mechanismen geschehen, auf die im folgenden näher eingegangen wird:

1. Windakkretion
2. Roche Lobe Overflow
3. Be-Sterne

4.2.1 Wind-Akkretion

Die vom Begleitstern als Sternwind ausgestoßene Materie besitzt keinen oder kaum Drehimpuls, so dass sich bei der Windakkretion keine oder nur eine sehr kleine Akkretionsscheibe bildet. Die Beschreibung dieser Art von Akkretion folgt daher dem zylindersymmetrischen Bondi-Hoyle-Modell (Lewin, van Paradijs & van den Heuvel, 1995): Nur Material, das sich innerhalb eines zylinderförmigen Radius

$$r_{\mathrm{acc}} = \frac{2GM_1}{v_W^2 + v^2} \tag{4.6}$$

befindet, kann vom Neutronenstern akkretiert werden. v steht hierbei für die Orbitalgeschwindigkeit und v_W für die Geschwindigkeit des Sternwindes, die in diesem Fall größer als die Schallgeschwindigkeit ist. Außerhalb dieses Radius dominiert die kinetische Energie des Gases über die Gravitation des Neutronensterns, so dass der Wind vom Neutronenstern weitestgehend unbeeinflusst bleibt. Ein Teil dieses Sternwindes bildet hinter dem Neutronenstern den sogenannten *accretion wake* (siehe hierzu auch Abbildung 4.4). Für typische Werte eines Systems mit einem OB-Überriesen ($v_w \approx 1 - 2 \cdot 10^3\,\mathrm{km/s}$) ergibt sich der Radius des Akkretionszylinders zu

$$r_{\mathrm{acc}} \approx 10^{10}\,\mathrm{cm}$$

was deutlich kleiner als der Abstand a zwischen den beiden Sternpartnern ist, der ungefähr bei 10^{12} cm liegt.

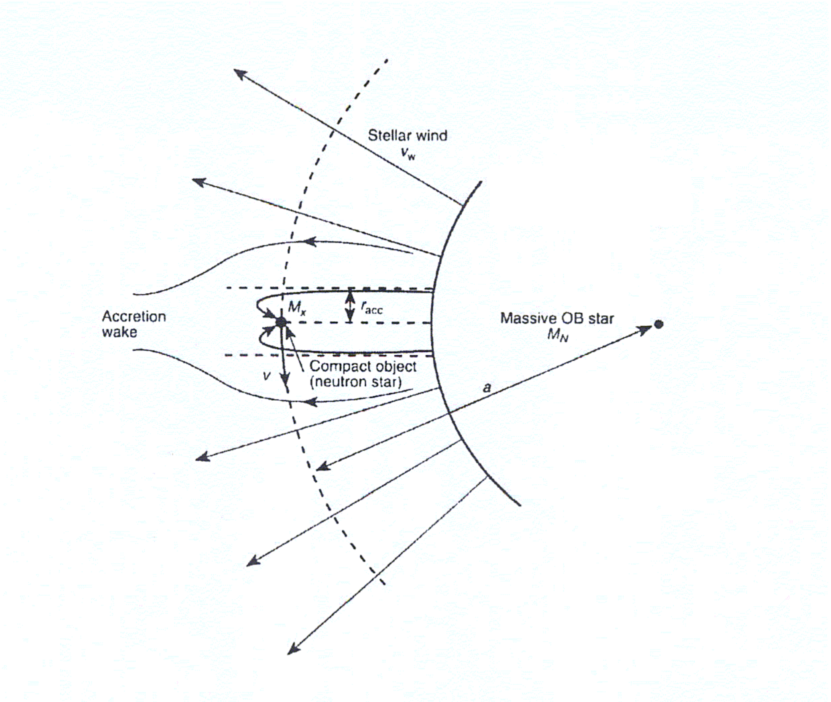


Abbildung 4.4: Windakkretion nach dem Bondi-Hoyle-Modell (Charles & Seward, 1995): Materie, die sich innerhalb des Akkretionsradius r_{acc} befindet, wird auf den Neutronenstern akkretiert.

Der Neutronenstern akkretiert also nur einen Teil des Sternwindes. Ist $\dot{M}_W$ die gesamte Massenverlustrate des Begleitsterns, so berechnet sich der akkretierte Anteil $\dot{M}$ zu

$$\dot{M} \cong \frac{\pi r_{acc}^2}{\Omega a^2} \dot{M}_W \quad . \tag{4.7}$$

Geht man davon aus, dass der Sternwind isotrop in alle Richtungen ausgestoßen wird, also dass $\Omega = 4\pi$ gilt, so sieht man, dass vom gesamten Wind nur ein Faktor $\lesssim 10^{-4}$ überhaupt akkretiert wird. Dies ist aber bei einer typischen Massenverlustrate von $\dot{M}_W \approx 10^{-4} M_\odot/\mathrm{yr}$ immer noch ausreichend, um die Quelle am Eddington-Limit strahlen zu lassen.

4.2.2 Roche Lobe Overflow

Das Potential eines Doppelsternsystems wird durch die Gravitation der beiden Sterne und ihre Bewegung um den gemeinsamen Schwerpunkt bestimmt. Im mitrotierten Koordinatensystem tritt als zusätzlicher Term noch das Zentrifugalpotential auf[1]:

$$\Phi(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{\mid \vec{r} - \vec{r}_1 \mid} - \frac{GM_2}{\mid \vec{r} - \vec{r}_2 \mid} - \frac{1}{2}(\omega \times \vec{r})^2 \tag{4.8}$$

M_1 bzw. M_2 stehen hierbei für die Massen der einzelnen Sterne, r_1 bzw. r_2 für die jeweiligen Ortsvektoren und ω für die Winkelgeschwindigkeit des Systems. Schreibt man diese Gleichung in dimensionslosen Einheiten, so sieht man, dass die Form der Äquipotentialflächen des Roche-Potentials nur vom Verhältnis der beiden Sternmassen abhängt. Abbildung 4.5 zeigt die Äquipotentiallinien für ein Massenverhältnis von 5:1.

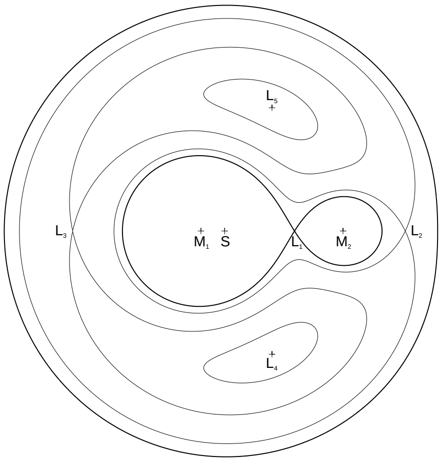


Abbildung 4.5: Äquipotentiallinien des Roche-Potentials für ein Massenverhältnis von $M_1/M_2 = 5/1$. Die Punkte M_1 und M_2 bezeichnen die Positionen der Sterne, S zeigt den Schwerpunkt des Systems und mit L_x sind die fünf Lagrangepunkte gekennzeichnet (Kretschmar, 1996).

Die mit L bezeichneten Punkte sind Sattelpunkte der Funktion Φ. An diesen sogenannten Lagrangepunkten herrscht Kräftegleichgewicht. Das Volumen, in dem ein Teilchen gerade noch eindeutig gravitativ an einen der beiden Sterne gebunden ist, wird Roche-Volumen oder Roche Lobe dieses

[1]Unter der Annahme, dass die beiden Sterne sich auf zirkularen Orbits bewegen, als Punktmassen betrachtet werden können und mit der Orbitalbewegung korotieren.

Sterns genannt. Im Punkt L_1, der auch als innerer Lagrangepunkt bezeichnet wird, schneiden sich die Roche Lobes der beiden Sterne; dies ist der Punkt, an dem Materie von einem Stern auf den anderen überfließen kann, sobald der erste Stern im Lauf seiner Entwicklung sein Roche-Volumen ausfüllt.

Das überströmende Material besitzt aufgrund der Rotation des Sterns einen sehr großen Drehimpuls. Daher kann es nicht direkt auf die Oberfläche des kompakten Objekts gelangen, sondern bildet eine Akkretionsscheibe aus. Erst wenn

$$R_{\mathrm{circ}} = \frac{J^2}{GM_1} \tag{4.9}$$

gleich oder kleiner als der Radius des kompakten Objektes ist, kann die Materie akkretiert werden. Das heißt, dass erst durch Reibung innerhalb der Akkretionsscheibe nach und nach der Drehimpuls des Materials verkleinert werden muss. Die Teilchen mit geringerem Drehimpuls wandern so immer weiter nach innen, während diejenigen, die durch Stöße Drehimpuls aufgenommmen haben, nach außen driften. Durch die Reibungseffekte ist die Akkretionsscheibe so heiß, dass sie im Röntgenspektrum als Schwarzkörperstrahlung zu sehen ist.

Der innere Rand der Akkretionsscheibe wird durch das Magnetfeld des kompakten Objekts festgelegt. Er befindet sich am sogenannten *Alfvén-Radius* r_A, an dem der Gasdruck des einströmenden Materials und der magnetische Druck des Sterns im Gleichgewicht sind:

$$P_{\mathrm{Gas}} = P_{\mathrm{mag}} \Rightarrow \frac{\dot{M}}{4\pi r^2}\left(\frac{2GM}{r}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{R}{r}\right)^6 B^2 \tag{4.10}$$

Für den Gasdruck wurde hier eine sphärische Symmetrie und freier Fall der Materie angenommen. Der *Alfvén-Radius* berechnet sich also zu

$$r_{\mathrm{Alfvén}} = \left(\frac{8\pi^2}{G}\right)^{\frac{1}{7}}\left(\frac{R^{12}B^4}{M\dot{M}^2}\right)^{\frac{1}{7}} \approx 3{,}5 \cdot 10^8\,\mathrm{cm} \tag{4.11}$$

für typische Neutronensternparameter ($R = 10^6\,\mathrm{cm}, B = 10^{12}\,\mathrm{G}, M = 1{,}4\,\mathrm{M}_\odot, \dot{M} = 10^{-8}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{yr}$). Von dort aus wird die Materie entlang der Feldlinien auf die Pole des kompakten Objekts akkretiert. Dort bildet sich eine Akkretionssäule aus, deren genaue Gestalt von der Leuchtkraft des kompakten Objekts abhängt.

Ist die Leuchtkraft nämlich deutlich größer als die kritische Leuchtkraft L_{krit} (siehe Gleichung 4.5), die für typische Neutronensternparameter ungefähr 10^{29} W beträgt, so kann der Strahlungsdruck den Akkretionsstrom abbremsen und in der Akkretionssäule entsteht eine Schockfront. Dort wird die kinetische Energie der einfallenden Materie in thermische Enegie umgewandelt. Unterhalb der Schockfront, deren Höhe über dem kompakten Objekt durch die Akkretionsrate $\dot{M}$ bestimmt wird, sinkt das nun sehr heiße Gas langsam nach unten, wobei es durch Aussendung von Röntgenstrahlung abkühlt. Die emittierte Strahlung verlässt die Akkretionssäule quer zur Magnetfeldachse, man spricht daher von einem *fan beam*. Das abgekühlte Material sammelt sich schließlich in einem Hügel am Boden der Akkretionssäule.

Bei einer Leuchtkraft unterhalb der kritische Leuchtkraft L_{krit} kann der Strahlungsdruck das einfallende Material nicht abbremsen. Dies geschieht daher in diesem Fall wahrscheinlich durch Coulombwechselwirkung mit Elektronen oder durch Zusammenstöße mit den Protonen der Neutronensternatmosphäre. Es bildet sich dann eine dünne strahlende Polkappe am Fuß der Akkretionssäule, von der Röntgenstrahlung parallel zur Magnetfeldachse ausgesendet wird. Diese Emissionsgeometrie nennt man *pencil beam*. Abbildung 4.6 veranschaulicht nocheinmal diese beiden Möglichkeiten.

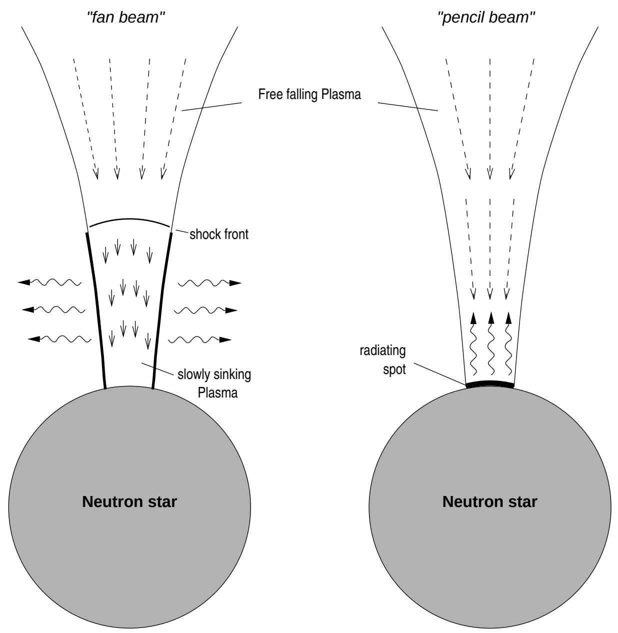


Abbildung 4.6: Emissionsgeometrien der Akkretionssäule (Kretschmar, 1996). Die linke Zeichnung zeigt den Fall einer sehr leuchtstarken Quelle mit der Ausbildung einer Schockfront in der Akkretionssäule und der daraus resultierenden *fan-beam*-Strahlungsgeometrie. Rechts ist die *pencil-beam*-Geometrie veranschaulicht, bei der die Strahlung aus der dünnen Polkappe stammt.

4.2.3 Be-Sterne

Die Bezeichnung Be-Sterne steht für Sterne des Spektraltyps B, die in ihrem Spektrum mehrere charakteristische Wasserstoff-Emissionslinien aufweisen. Diese Emissionslinien stammen aus einer Scheibe in der Äquatorregion des B-Sterns, die wahrscheinlich aufgrund der hohen Rotationsgeschwindigkeit entsteht. Die Scheibe ist mehrere Sternradien weit um den Stern ausgedehnt. Daher ist es möglich, dass ein Neutronenstern, der den Be-Stern auf einer exzentrischen Bahn umkreist, in seinem Periastron die Scheibe durchkreuzt und dabei Material aus ihr akkretieren kann. Geschieht dies, so ist ein Röntgenausbruch zu beobachten. Bewegt sich der Neutronenstern auf seiner Bahn weiter, so kann er nach und nach immer weniger Material akkretieren, die Röntgenemission verschwindet.

Dieser Vorgang geschieht aber nicht bei jedem Umlauf, da die Scheibe kein stabiles Objekt ist. Es kann durchaus vorkommen, dass bei der Periastronpassage die Scheibe entweder gar nicht vorhanden oder schlichtweg zu dünn ist um einen Röntgenausbruch zu verursachen. Andererseits kann es zu Materieauswürfen des Be-Sterns kommen, so dass der Neutronenstern auf einmal auch im Apastron Materie akkretieren und Röntgenemission zeigen kann. Die Quellen, bei denen diese Art der Akkretion vorherrscht, werden aufgrund dieser unstetigen Emission *transiente Quellen* oder *Transients* genannt.

4.3 Klassen von Röntgendoppelsternen

Bei Röntgendoppelsternen unterscheidet man zwischen zwei verschiedenen Klassen, wobei sich die Zugehörigkeit zu einer Klasse nach der Masse des Begleitsterns richtet.

Hat der Begleitstern eine niedrige Masse, also eine Sonnenmasse oder weniger, so wird das Sy-

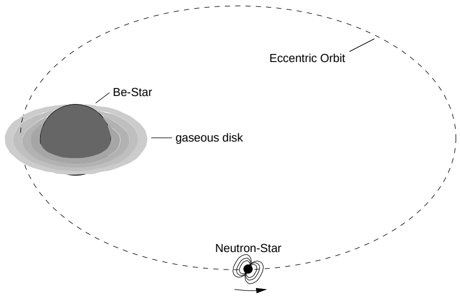


Abbildung 4.7: Akkretion bei einem Be-Stern (Kretschmar, 1996): Der Neutronenstern durchquert auf seiner Bahn die Gasscheibe um den Be-Stern und kann dabei Materie akkretieren.

stem den *Low Mass X-Ray Binaries* (LMXB) zugeordnet. Zu den *High Mass X-Ray Binaries* (HMXB) gehört das System, wenn das kompakte Objekt mit einem sehr massereichen Stern von mehr als zehn Sonnenmassen um den gemeinsamen Schwerpunkt kreist.

Die im Folgenden verwendeten Zahlenwerte stammen aus Unsöld & Baschek (2002) sofern nicht anders angegeben.

4.3.1 Low Mass X-Ray Binaries

Beim Begleitstern der *Low Mass X-Ray Binaries* handelt es sich um einen Zwergstern vom Spektraltyp G bis M, so dass die Abstrahlung im Röntgenbereich die Abstrahlung im Optischen mit einem Faktor von $L_x/L_{opt} \approx 10^2 \ldots 10^4$ bei weitem übertrifft.

Da diese Sterne im Allgemeinen keinen starken Sternwind abstrahlen, kommt als Akkretionsmechanismus nur der Roche Lobe Overflow in Frage. Dazu muss, wie schon beschrieben, der Begleitstern als Folge seiner Entwicklung sein Roche-Volumen ausfüllen, damit Materie über den inneren Lagrangepunkt überströmen kann. Nun entwickeln sich massearme Sterne nur langsam[2], so dass es sich bei LMXBs um sehr alte Objekte handeln muss. Alt bedeutet in diesem Zusammenhang $\geq 10^9$ Jahre. In der Milchstraße findet man die LMXBs vorwiegend zum Zentrum hin konzentriert.

Aufgrund des hohen Alters ist das Magnetfeld des Neutronensterns schon weitgehend zerfallen und reicht mit 10^8 bis 10^{10} G nicht mehr aus, um den Materiestrom auf die Polkappen zu lenken. Die akkretierte Materie verteilt sich also über die gesamte Oberfläche des Sterns, so dass von den LMXBs keine gepulste Emission zu erwarten ist.

Eine spezielle Untergruppe der LMXBs sind die sogenannten *Burster*. Die Ausbrüche dieser Quellen sind in der Lichtkurve durch einen schnellen Anstieg der Zählrate (in ca. einer Sekunde) und einen anschließenden exponentiellen Abfall (innerhalb von 10 – 100 Sekunden) zu beobachten. Ursache für dieses Verhalten ist die langsame Fusion des akkretierten Wasserstoffs zu Helium auf der Oberfläche des Neutronensterns. Wird hierbei eine kritische Masse überschritten, kommt es zur schlagartigen Entzündung des Heliums durch eine thermonukleare Reaktion (van der Klis, 2000).

Ein weiteres Merkmal, das bei manchen LMXBs mit schwachem Magnetfeld gefunden wurde, sind kHz quasiperiodische Oszillationen (QPOs) im Bereich von 300 – 1300 Hz. Diese zeigen sich im Periodogramm durch Doppelspitzen mit einem Abstand von ungefähr 300 Hz (van der Klis, 2000). Die Modelle zur Erklärung dieses Phänomens beruhen auf der Bewegung von Materie im innersten Bereich der Akkretionsscheibe, die für den höherfrequenten Peak verantwortlich ist, und ihrer Wech-

[2]Die typische Verweildauer eines Sterns mit einer Sonnenmasse auf der Hauptreihe beträgt etwa 10 Milliarden Jahre (im Gegensatz zu Sternen mit 15 Sonnenmassen, bei denen diese Verweildauer etwa 10 Millionen Jahre beträgt).

selwirkung mit der Rotationsperiode des Neutronensterns, $\nu_{\text{beat}} = \nu_{\text{orbit}} - \nu_{\text{spin}}$, die für den zweiten Peak verantwortlich ist. Eine ausführliche Darstellung dieser kHz QPOs und der Modelle findet sich bei van der Klis (2000).

4.3.2 High Mass X-Ray Binaries

Ganz im Gegensatz zu den LMXBs stehen die *High Mass X-Ray Binaries*. Ihr Begleitstern ist als OB-Überriese ein sehr junges, im optischen stark leuchtendes Objekt (das Verhältnis der Leuchtkräfte liegt bei $L_x/L_{opt} \approx 10^{-3}...10$). Man findet HMXBs über die ganze Galaktische Ebene verteilt.

Das Magnetfeld des Neutronensterns ist mit etwa 10^{12} G sehr stark und sorgt dafür, dass die Akkretion auf die Pole konzentriert ist und dass nur von dort Röntgenstrahlung ausgesendet wird. Dies schlägt sich in der Lichtkurve dieser Objekte nieder, in der man je nach Sichtbarkeit der Pole ein Einzel- oder Doppelpulsprofil erkennt.

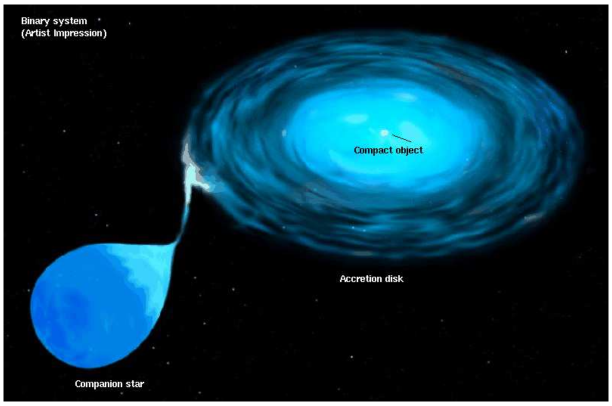


Abbildung 4.8: Künstlerische Darstellung der Akkretion durch Roche lobe overflow (`http://astro.estec.esa.nl/Integral/integ_pictures.html`).

Für die Akkretion der Materie stehen in diesen Systemen alle drei Möglichkeiten zur Verfügung. So akkretiert Vela X-1 zum Beispiel aus dem sehr starken Sternwind ($\dot{M} = 4 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{M}_{\odot}/\mathrm{yr}$, Nagase et al. (1986)) ihres 23 Sonnenmassen schweren optischen Begleiters, während bei Cen X-3 die Akkretion durch Roche Lobe Overflow erfolgt. Ein Beispiel für eine transiente Quelle ist A 0535+26.

Kapitel 5

Timing

Die im letzten Kapitel beschriebene Akkretion von Materie auf einen Neutronenstern oder ein anderes kompaktes Objekt bleibt nicht ohne Auswirkung auf das akkretierende Objekt selbst. In diesem Kapitel wird zunächst dargestellt, wie die Akkretion die Pulsperiode eines Sterns beeinflusst. Im Anschluss daran wird mit dem *epoch-folding* eine Methode der Periodensuche näher beschrieben.

5.1 Tendenzen in der Pulsperiodenentwicklung

Die Pulsperiode akkretierender Röntgenpulsare ist zeitlich nicht konstant. Oft zeigt sie über einen längeren Zeitraum hinweg ein *spin-up* Verhalten, das heißt, die beobachtete Pulsperiode wird mit der Zeit kleiner. Hierbei handelt es sich allerdings keineswegs um eine monotone Abnahme mit der Zeit, denn über kürzere Zeiträume (Tage bis Monate) treten Fluktuationen in der Pulsperiode auf, die auf ein zeitweiliges *spin-down* der Quelle schließen lassen.

Wie kommt nun diese Änderung in der Pulsperiode zustande? Entscheidend für die Entwicklung der Pulsperiode ist der Drehimpulsübertrag durch das akkretierte Material. Dessen Betrag und Vorzeichen ist wiederum durch die Magnetosphäre des kompakten Objektes bestimmt. Ghosh & Lamb (1978, 1979a,b) haben ein Modell entwickelt, das eine Beziehung zwischen der Pulsperiode, der Periodenänderung und dem magnetischen Moment herstellt: In großer Entfernung vom Stern ist die Akkretionsscheibe völlig gegen das Magnetfeld des Sterns abgeschirmt[1], erst in der sogenannten Übergangsregion (*transition region*) können die magnetischen Feldlinien die Akkretionsscheibe durchdringen und so mit dem Plasma wechselwirken. Der innere Rand dieser Übergangsregion (und der Akkretionsscheibe) wird durch den *Alfvén*- oder Magnetosphären-Radius (siehe Gleichung 4.11) bestimmt, der äußere Rand durch den *screening radius* r_s. Desweiteren wird die Übergangsregion unterteilt in eine dünne Grenzschicht (*boundary layer*) der Dicke δ, in der das Plasma die Scheibe senkrecht verlässt, und eine *outer transition zone*, in der viskose Kräfte über die magnetischen Kräfte dominieren. In Abbildung 5.1 wird diese Geometrie noch einmal verdeutlicht.

In der Akkretionsscheibe bewegt sich die Materie mit Keplergeschwindigkeit $\Omega_K = \sqrt{GM/r^3}$. Der Radius, an dem diese Geschwindigkeit gerade der Rotationsgeschwindigkeit Ω_S des Sterns entspricht, wird Korotationsradius genannt und berechnet sich zu

$$r_{co} = \left(\frac{GM}{\Omega_S^2}\right)^{\frac{1}{3}} \quad . \tag{5.1}$$

[1] Dieser Effekt beruht auf der langsamen radialen Drift des Plasmas quer zum Magnetfeld, wodurch ein schwacher Strom erzeugt wird, der das Magnetfeld außerhalb des sogenannten *screening radius* r_s komplett abschirmt.

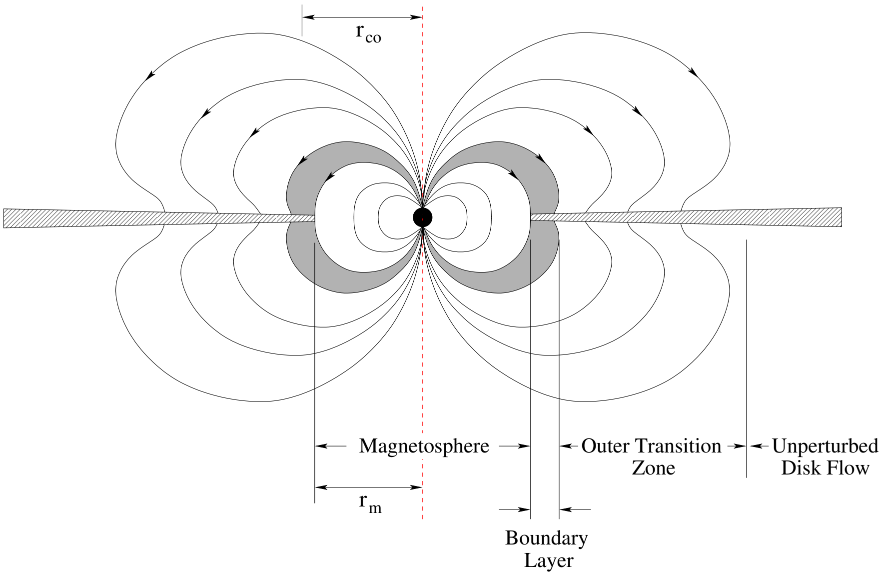


Abbildung 5.1: Akkretion auf einen Neutronenstern mit starkem Magnetfeld (Kuster, 2003, nach Ghosh & Lamb (1978)).

Ob das Vorzeichen des übertragenen Drehimpulses nun positiv oder negativ ist, hängt hauptsächlich vom *fastness parameter* ω_S ab, der das Verhältnis zwischen der Winkelgeschwindigkeit des Sterns und der Keplergeschwindigkeit am Alfvén-Radius angibt. Ist $\omega_S \ll 1$, was gleichbedeutend ist mit $r_{\text{Alfvén}} \ll r_{\text{co}}$, so wird der Neutronenstern durch den aufgenommenen Drehimpuls beschleunigt, zeigt also eine Pulsperiodenverkürzung. Ab einer kritischen *fastness* $\omega_{\text{krit}} \approx 0,875 - 0,95$ (Wang, 1995) kehrt sich der Prozess um, das langsamere Plasma außerhalb des Korotationsradius bremst den Neutronenstern, es kommt zum *spin-down*. Diese Pulsperiodenänderung folgt der Beziehung

$$-\frac{\dot{P}_{\text{pulse}}}{P_{\text{pulse}}} \propto \frac{r^{6/7}}{M^{3/7}I} \cdot n(\omega_S) \cdot \mu^{2/7} \cdot P_{\text{pulse}} \cdot L^{6/7} \qquad , \tag{5.2}$$

wobei I das effektive Trägheitsmoment, μ das magnetische Moment und $n(\omega_S)$ eine dimensionslose Funktion der *fastness* ist.

5.2 Korrekturen

Bevor aus den Messdaten eines Satelliten die Pulsperioden und damit auch die Pulsperiodenänderungen bestimmt werden können, müssen die Daten zunächst verschiedenen Korrekturen unterworfen werden.

5.2.1 Baryzentrumskorrektur

Durch die Bewegung von INTEGRAL um die Erde und die Bewegung der Erde um die Sonne ergeben sich für die Photonen, die von einer Quelle ausgesendet werden, unterschiedliche Laufzeiten. Um den dadurch entstehenden Fehler bei der Periodenmessung auszugleichen, werden die Photonenankunftszeiten zunächst einer Baryzentrumskorrektur unterworfen, das heißt sie werden auf den Schwerpunkt des Sonnensystems umgerechnet.

5.2.2 Doppelsternkorrektur

Da die beobachteten Photonen nicht von einer ruhenden Quelle stammen, sondern von einem Stern, der sich im Doppelsternsystem mit seinem Partner um den gemeinsamen Schwerpunkt bewegt, variiert die gemessene Pulsperiode ebenfalls mit der Bahnphase des Doppelsterns. Bewegt sich die Quelle auf den Beobachter zu, ist die Bahnphase also zwischen 0 und 0,5, so sinkt die Pulsperiode scheinbar, während sie zwischen Phase 0,5 und 1 wieder ansteigt. Auch dieser Effekt ist in den unterschiedlich langen Lichtlaufzeiten begründet und kann eliminiert werden, indem man die Lichtlaufzeiten auf den Schwerpunkt des Doppelsternstystems bezieht. Unter Annahme eines kreisförmigen Orbits der Quelle um den Schwerpunkt ergibt sich für diese Laufzeit

$$t_{\mathrm{CM}} = t_{\mathrm{obs}} - \frac{1}{c} \cdot a \sin i \cdot \cos 2\pi\Phi(t_{\mathrm{obs}}) \qquad , \tag{5.3}$$

wobei t_{obs} die gemessene Photonenankunftszeit, $a \sin i$ die Projektion der großen Halbachse (bzw. des Radius bei einer Kreisbahn) und $\Phi(t_{\mathrm{obs}})$ die Bahnphase der Quelle zum Aussendezeitpunkt ist.

Für nicht kreisförmige Orbits weicht die Korrektur vom cosinusförmigen Verlauf ab, da sich die Quelle nicht mit gleichbleibender Geschwindigkeit bewegt. Abbildung 5.2 zeigt dieses abweichende Verhalten am Beispiel des Orbits von GX 301−2. Die Exzentrizität beträgt in diesem Fall 0,462.

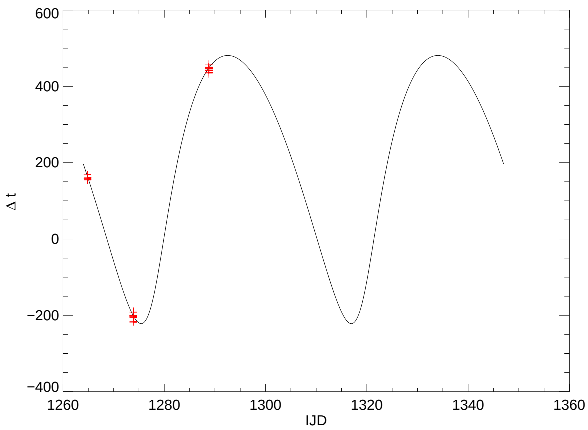


Abbildung 5.2: Simulierte Doppelsternkorrektur für GX 301−2, es ist der Verlauf der Differenz zwischen den mit der IDL-Prozedur *binarycor* korrigierten und unkorrigierten Zeiten über zwei Orbitalperioden aufgetragen. Die roten Punkte zeigen diese Differenz für die aus der Lichtkurve (Abbildung 7.3) von GX 301−2 bestimmten Pulsankunftszeiten.

5.3 Epoch-Folding

Beim *epoch-folding* wird das durch Faltung mit einer bestimmten Testperiode P_{test} gewonnene Pulsprofil mit einem χ^2-Test auf eine Abweichung von der mittleren Zählrate untersucht. Wird dieser Vergleich für ein Intervall $[P_{\mathrm{start}}, P_{\mathrm{stop}}]$ von Testperioden durchgeführt und die erhaltenen Abweichungen über den Testperioden geplottet, so weist χ^2 ein Maximum bei der tatsächlichen Periode P auf, da für die Photonen nach dem Poincaré-Theorem für $P_{\mathrm{test}} \neq P$ eine Gleichverteilung auf alle Phasenbins zu erwarten ist.

Zur Erstellung des Pulsprofils werden zunächst die einzelnen Photonenankunftszeiten t_i einer bestimmten Phase $\Phi_i \in [0,1]$ zugeordnet:

$$\Phi_i = \frac{t_i}{P_{\text{test}}} \bmod 1 \qquad . \tag{5.4}$$

Das gesamte Pulsprofil ist in m einzelne Phasenbins der Länge $\Delta\Phi = P_{\text{test}}/m$ unterteilt, in die nun die einzelnen Photonen mittels ihrer Phase Φ_i eingeordnet werden. Nun kann zu jedem Phasenbin eine mittlere Zählrate R_j und der zugehörige Fehler σ_j^2 berechnet werden. Ist N_γ die Anzahl aller gemessenen Photonen, T_j die Belichtungszeit des j-ten Phasenbins und T' die Summe aller T_j, so ergibt sich für den Mittelwert der Zählrate (Leahy et al., 1983)

$$R = \frac{N_\gamma}{T'} \tag{5.5}$$

und für die statistische Unsicherheit σ_j^2

$$\sigma_j^2 = \frac{R}{T_j} \qquad . \tag{5.6}$$

Das reduzierte χ^2, mit dem über die Güte des erstellten Pulsprofils entschieden wird, berechnet sich gemäß der Formel

$$\chi^2_{\text{red}} = \frac{1}{m-1} \sum_{j=1}^{m} \frac{(R_j - R)^2}{\sigma_j^2} \qquad . \tag{5.7}$$

So kann jeder Versuchsperiode ein bestimmter χ^2_{red}-Wert zugeordnet und über das Maximum dieser $\chi^2_{\text{red}}(P_{\text{test}})$-Verteilung die tatsächliche Periode gefunden werden.

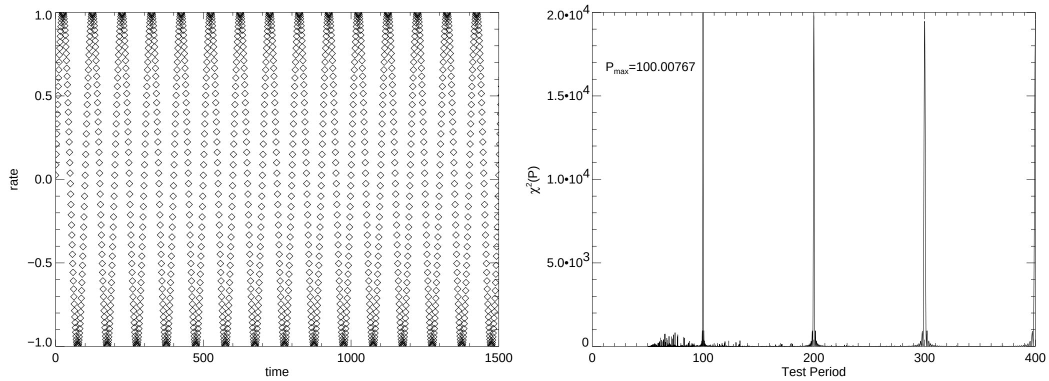


Abbildung 5.3: Beispiel für eine Periodensuche mittels *epoch-folding*: Links ist die zugrundeliegende Sinuskurve mit einer Periode von 100 Sekunden gezeigt (Binning 1 Sekunde), rechts die $\chi^2_{\text{red}}(P_{\text{test}})$-Verteilung.

Allerdings ist dieses Maximum nicht die einzige Struktur der $\chi^2_{\text{red}}(P_{\text{test}})$-Verteilung. Man findet beispielsweise weitere Maxima bei ganzzahligen Vielfachen der Periode. Zusätzlich können auch noch instrumentell bedingte Perioden, wie zum Beispiel die Umlaufdauer des Satelliten oder die Dauer einzelner Beobachtungsblöcke, die Periodensuche erschweren. Abbildung 5.3 zeigt als Beispiel die Periodensuche für eine Sinuskurve mit einer Periode von 100 Sekunden. In der $\chi^2_{\text{red}}(P_{\text{test}})$-Verteilung sind deutlich die Nebenmaxima bei ganzzahligen Vielfachen der Periode zu sehen.

Ein weiterer unangenehmer Nebeneffekt in Form von sogenannten *Beat-Maxima* entsteht durch größere Lücken in den Beobachtungsdaten: Der Phasenanschluss ist über die Lücke der Länge T_{gap} hinweg nicht mehr eindeutig, sondern nur auf eine ganze Zahl k an Pulsen bestimmt. Dieser Effekt wird auch *Aliasing* genannt. Ist N die Anzahl an wahren Perioden in T_{gap}, also $N = T_{\text{gap}}/P$, so treten Nebenmaxima für Perioden $P_{\pm k}$ auf, für die gilt

$$T_{\text{gap}} = P_{\pm k} \cdot (N \pm k) \qquad . \tag{5.8}$$

Der Abstand dieser Nebenmaxima in der $\chi^2_{\text{red}}(P_{\text{test}})$-Verteilung berechnet sich zu

$$\Delta P_{\pm 1} = \frac{T_{\text{gap}}}{N \pm 1} - P = \mp \frac{P^2}{T_{\text{gap}} \pm P} \approx \mp \frac{P^2}{T_{\text{gap}}} \tag{5.9}$$

wobei die letzte Näherung für $T_{\text{gap}} \gg P$ gilt (Kunz, 1991). Ein Beispiel für die Auswirkungen dieses Effektes findet sich in Kapitel 7.2.2.

5.3.1 Fehlerabschätzung

Der Peak bei der wahren Periode ist nicht unendlich schmal, er hat vielmehr die Form einer Dreiecks- oder Glockenkurve, so dass auch Perioden, die neben dem eigentlichen Maximum liegen, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit der wahren Periode entsprechen können. Eine Abschätzung des Fehlers, der bei der Periodenbestimmung gemacht wird, kann nun durch Betrachtung der Breite (genauer der Halbwertsbreite) des Peaks erfolgen. Ein Dreiecks-Fit an diesen Peak liefert für die Halbwertsbreite (Herleitung siehe König (1994))

$$\Delta P = \frac{P^2}{T} \qquad . \tag{5.10}$$

Abbildung 5.4 zeigt einen Ausschnitt aus der $\chi^2_{\text{red}}(P_{\text{test}})$-Verteilung aus Abbildung 5.3. Der Simulation lag eine „Beobachtungszeit“ von 20 ksec zugrunde, was eine Halbwertsbreite von 0,5 Sekunden zur Folge hat.

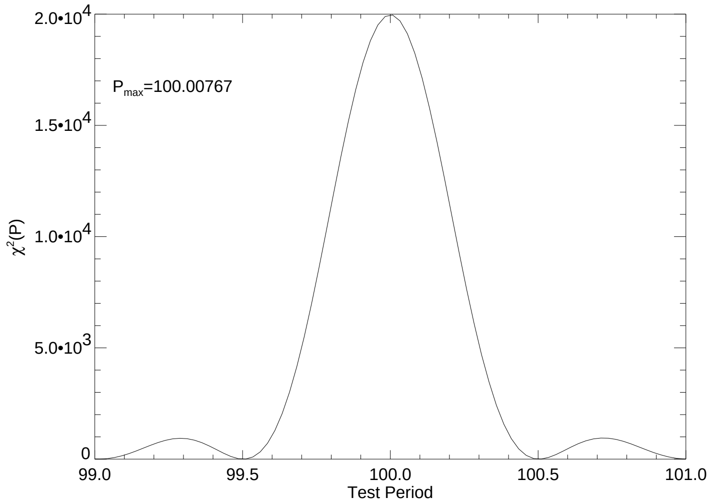


Abbildung 5.4: Breite der $\chi^2_{\text{red}}(P_{\text{test}})$-Verteilung.

Dieser Fehlerabschätzung liegt zugrunde, dass eine zusätzliche Periode in das Beobachtungsintervall passt. Geht man hingegen davon aus, dass schon ein zusätzlicher Phasenbin eine signifikante Veränderung hervorruft, so ergibt sich als Fehlermaß

$$\Delta P = \frac{1}{m}\frac{P^2}{T} \qquad , \tag{5.11}$$

wobei m die Anzahl der Phasenbins ist.

Der auf diese Weise abgeschätzte Fehler besitzt jedoch keine statistische Signifikanz. Daher wurde in dieser Arbeit die IDL-Prozedur *epferror* zur Fehlerbestimmung verwendet. Diese nutzt zur Ermittlung des Fehlers eine Monte-Carlo-Simulation: Zunächst wird mit der ermittelten Periode ein mittleres Pulsprofil gebildet. Aus diesem Pulsprofil wird nun durch Wiederholung eine Lichtkurve simuliert und für alle Zeitbins mittels Poisson-Statistik ein Fehler der „Zählrate“ generiert. Die simulierte Lichtkurve ist Ausgangspunkt für eine erneute Periodensuche. Diese Prozedur wird (im Fall dieser Arbeit) 1000-mal wiederholt, wobei die jeweils gefundenen Perioden gespeichert werden. Abschließend wird die Standardabweichung dieser Testperioden berechnet und als 1σ-Fehler der ursprünglichen Periodensuche ausgegeben.

Teil II

Ergebnisse der Galactic Plane Scans

Kapitel 6

Die INTEGRAL Galactic Plane Scans

6.1 Datenextraktion

In Zusammenhang mit der INTEGRAL-Datenanalyse sollen hier zunächst einige Begriffe erklärt werden, die in den folgenden Kapiteln immer wieder auftreten. Anschließend folgt eine kurze Beschreibung der einzelnen Schritte, die bei der Datenextraktion durchgeführt werden, bevor am Ende dieses Kapitels Ergebnisse der Galactic Plane Scans (Lichtkurven und *Imaging*) gezeigt werden. Eine ausführlichere Untersuchung zweier individueller Quellen findet sich in den folgenden beiden Kapiteln.

6.1.1 Datenstruktur

Aufgrund der *Dithering*-Beobachtungsstrategie ist eine INTEGRAL-Beobachtung in viele einzelne *Pointings* aufgeteilt. Zwischen den *Pointings* befinden sich die *Slews*, in denen der Satellit auf den nächsten Beobachtungspunkt positioniert wird. Jedes dieser *Pointings* (und auch jeder *Slew*) wird *Science Window* (ScW) genannt. Dieses wird eindeutig gekennzeichnet durch eine zwölfstellige Nummer, aus der sich mehrere Informationen über die Beobachtung ablesen lassen:

RRRRPPPPSSSF

- RRRR steht für die Nummer der Revolution,
- PPPP steht für die von ISOC zugewiesene Pointing-Nummer,
- SSS ist eine Zahlenfolge, um *Pointings* oder *slews* während der Prozessierung weiter zu unterteilen falls dies benötigt wird,
- F steht für den ScW-Typ (0 = *Pointing*, 1 = *Slew*, 2 = sonstige Daten).

Das ScW 008300030010 ist also beispielsweise das dritte *Pointing* in Revolution 83, 008300030020 ist ein weiteres *Pointing* und 008300030021 der darauffolgende *Slew*.

Für jedes ScW werden alle Daten (Wissenschafts- und *Housekeeping*-Daten) in einer sogenannten *Science Window Group* zusammengefasst. Dateien, die im Lauf der wissenschaftlichen Analyse neu erzeugt werden, werden zu dieser Gruppe hinzugefügt. Da eine Beobachtung in der Regel aus vielen ScWs besteht, wird schließlich die Zusammenfassung aller dieser *„Observation Group“* genannt.

6.1.2 IJD

Das *ISDC Julian Date* (IJD) ist eine Abwandlung des Julianischen Datums (JD). Die Zeitangabe in JD entspricht der Anzahl an Tagen seit dem 31. Dezember 4713 v.Chr., 12 Uhr mittags. Damit ist das aktuelle JD in der Größenordnung von ungefähr 2,5 Millionen Tagen, eine Angabe des Datums mit Millisekunden-Genauigkeit besitzt daher 17 signifikante Stellen und kann deshalb nicht mehr als *double precision real*-Variable deklariert werden. Eine Angabe im modifizierten Julianischen Datum (MJD), das durch

$$\mathrm{MJD} = \mathrm{JD} - 2\,400\,000,5$$

definiert ist, führt lediglich zur Einsparung von 2 Stellen, was gerade für den gewünschten Variablen-Typ ausreichend ist. Um jedoch Problemen in der Genauigkeit aus dem Weg zu gehen, wurde das IJD definiert, das seinen Nullpunkt am 1. Januar 2000 um 0 Uhr terrestrischer Zeit (TT) hat und damit durch

$$\mathrm{IJD} = \mathrm{JD} - 2\,451\,544,5 = \mathrm{MJD} - 51\,544$$

definiert ist.

6.1.3 Die Software

Aus einer INTEGRAL-Revolution von 72 Stunden Dauer fällt ein Telemetrie-Volumen von ungefähr 2 GB Daten an. Diese Rohdaten werden am *Integral Science Data Center* (ISDC) in Versoix bei Genf zunächst vorprozessiert und schließlich als sogenannte *consolidated data* an die *Principal Investigators* (PIs) der entsprechenden Beobachtungen weitergeleitet. Diese vorprozessierten Daten haben einen Umfang von ca. 9 GB pro Revolution.

Zur Reduktion und wissenschaftlichen Auswertung der INTEGRAL-Daten steht die sogenannte *Off-line Scientific Analysis* (OSA) zur Verfügung. Die wissenschaftliche Analyse-Pipeline der OSA setzt sich aus unabhängigen Komponenten für jedes der INTEGRAL-Instrumente zusammen, so dass es möglich ist, die Daten für jedes Instrument einzeln zu extrahieren. Dennoch sind die Analyse-Schritte bei allen Instrumente ähnlich, so dass sie sich unter gemeinsamen Namen zusammenfassen lassen. Im folgenden sind diese Einzelschritte aufgelistet, wobei nicht alle Schritte bei sämtlichen Instrumenten benötigt werden und auch die Reihenfolge bei den einzelnen Instrumenten durchaus unterschiedlich sein kann (Chernyakova, 2004):

- **COR – Data Correction** *IBIS, SPI, JEM-X, OMC*
  Korrektur der wissenschaftlichen Daten bezüglich instrumentenbedingten Effekten, zum Beispiel Energie- und Positionskorrekturen

- **POIN – Pointing Definition** *SPI*
  Festlegung einer Anzahl Zeitperioden, während derer die Stellung des Satelliten als konstant angenommen werden kann (so kann beispielsweise ein *slew* in mehrere solcher Perioden aufgesplittet werden)

- **GTI – Good Time Handling** *IBIS, SPI, JEM-X, OMC*
  Erzeugung, Selektion und Kombination von *Good Time Intervals* zu einem einzigen GTI und Berechnung der Netto-Beobachtungszeit

- **DEAD – Dead and Live Times** *IBIS, SPI, JEM-X*
  Berechnung der Instrumenten-Totzeit während des GTIs

- **BIN_I – Event Binning for Imaging** *IBIS, SPI, JEM-X*
  Festlegung der Energie-Bins für das *Imaging*, Auswahl der Events aus dem GTI und Erstellung von entsprechenden Event-Arrays

- **BKG, BKG_I, BKG_S – Background Model Generation** *IBIS, SPI, JEM-X*
  Ableitung des geschätzten Hintergrundes aus Modellen (BKG: für den allgemeinen Fall, BKG_I: für *Imaging*, BKG_S: für spektrale Analyse), Hintergrundkorrektur der IBIS-*Shadowgramme*

- **CAT, CAT_I, CAT_S – Catalog Source Selection** *IBIS, SPI, JEM-X*
  Auswahl einer Liste bekannter Quellen aus dem ISDC-Referenzkatalog (Quellpositionen und erwartete Flüsse)

- **IMA – Image Reconstruction** *IBIS, SPI, JEM-X, OMC*
  Erstellung der *Images* und Suche nach signifikanten Quellen, Erstellung einer neuen Quellen-Liste mit den neu ermittelten Eigenschaften der Quellen (z.B. Flüsse)

- **IMA2 – PICsIT Image Reconstruction** *IBIS*
  Für IBIS ist der IMA-Schritt in zwei Teile aufgespalten (ISGRI und hier PICsIT)

- **IMA2 – JEM-X Mosaic creation** *JEM-X*
  Erstellung des Mosaikbildes der JEM-X-Beobachtungen und einer zusammenfassenden Liste der gefundenen Quellen

- **BIN_S – Event Binning for Spectral Analysis** *IBIS, SPI, JEM-X*
  Festlegung der Energie-Bins für die spektrale Analyse, Auswahl der Events aus dem GTI und Erstellung von Detektor-Spektren

- **SPE – Spectra Extraction** *IBIS, JEM-X*
  Extraktion von Spektren für individuelle Quellen und Erzeugung der zur weitergehenden Analyse benötigten *Response-Files*

- **BIN_T – Create Detector Lightcurves** *JEM-X*
  Festlegung der Energie-Bins zur Erzeugung von Lichtkurven

- **LCR – Extract Source Lightcurves** *IBIS, SPI, JEM-X*
  Erstellung von Lichtkurven für individuelle Quellen

Im Laufe dieser Diplomarbeit wurden die am AIT vorhandenen Daten der GPS mehrmals mit der jeweils aktuellsten Version der OSA reprozessiert. Die hier gezeigten Ergebnisse beruhen auf einer Datenextraktion mit der OSA-Version 4.1, die ab September 2004 verfügbar war.

Standardmäßig wurden die Daten für IBIS und JEM-X auf *Science Window*-Basis extrahiert, das heißt die *Observation Groups* enthielten jeweils nur ein einzelnes ScW. Hierzu wurden die Skripte *intprepare* (zur Erstellung der *Observation Group*) und *intextract* (zum Aufruf der Analyse-Pipeline) von Jörn Wilms und Jürgen Barnstedt entwickelt. Für IBIS umfasste die Standard-Extraktion fünf Energiebänder (20 – 40 keV, 40 – 60 keV, 60 – 80 keV, 80 – 100 keV und 100 – 200 keV) und wurde bis zum Level IMA durchgeführt. Bei Jem-X war das End-Level SPE und die Daten wurden in nur zwei Energiebänder aufgeteilt (4,96 – 12,16 keV und 12,16 – 20,5 keV).

6.2 Lichtkurven

Zur Beobachtung der Fluss-Entwicklung der einzelnen Quellen wurden im Rahmen dieser Arbeit für die gerade genannten Energiebänder der beiden Instrumente IBIS und JEM-X Lichtkurven mit einer Auflösung von einem ScW erstellt. Dieser Prozess wurde weitgehend automatisiert und umfasst die folgenden Schritte:

1. Einlesen der mittleren Flusswerte pro ScW mit Hilfe des Skripts *objflux*
2. Plotten des mittleren Flusses über der Zeit
3. Suche nach Datenpunkt-Anhäufungen um Zoombereiche festzulegen
   (a) Zusammenfassung der Zeiten zu Blöcken durch Suche nach Lücken im Zeit-Array
   (b) Bestimmung der Anzahl an Datenpunkten in jedem Block
   (c) Anfangs- und Endzeiten der Blöcke mit mehr als der gewünschten Minimalzahl (hier: 10 Datenpunkte) an Datenpunkten speichern
4. Plotten des mittleren Flusses über der Zeit für die ermittelten Zoombereiche

Diese Schritte werden automatisch für jede Quelle und jedes Energieband wiederholt. Aus Platzgründen werden an dieser Stelle nicht alle auf diese Weise erstellten Lichtkurven gezeigt, sondern nur zwei Beispiele vorgestellt. Die Lichtkurven der übrigen Quellen finden sich im Anhang ab Seite 77.

In Abbildung 6.1 ist die Lichtkurve aller IBIS-GPS-Beobachtungen von Cen X-3 zu sehen. Eine Variabilität auf der Zeitskala von Monaten ist deutlich zu erkennen.

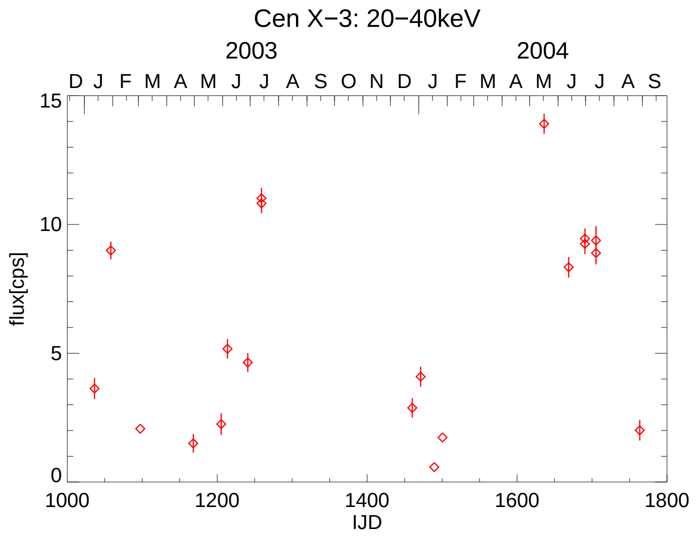


Abbildung 6.1: Lichtkurve aller IBIS-GPS-Beobachtungen von Cen X-3 im Energiebereich von 20 – 40 keV. Jeder Punkt entspricht einem ScW. Ist kein Fehlerbalken angegeben, so handelt es sich bei dem Wert um ein *upper limit* des Flusses.

Abbildung 6.2 zeigt einen Ausschnitt aus der IBIS-Lichtkurve von Vela X-1 im Sommer 2003. Besonders auffallend ist die *Eclipse* dieser Quelle, das heißt die Bedeckung des Neutronensterns durch den Begleiter, die bei Vela X-1 eine Dauer von 1,9 Tagen hat.

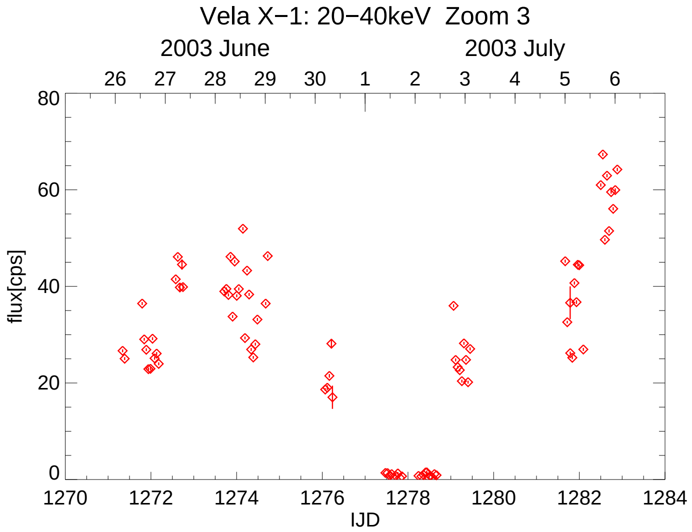


Abbildung 6.2: Ausschnitt aus der IBIS-Lichtkurve von Vela X-1 im Energiebereich von 20 – 40 keV. Auch hier entspricht jeder Punkt einem ScW.

6.2.1 Die Pulsar-Webseiten

Um die Ergebnisse der GPS der Öffentlichkeit zugänglich zu machen, wurden in Tübingen und Warwick Webseiten entwickelt, auf denen diese präsentiert werden[1]. Die Liste der Quellen beinhaltet 26 akkretierende Röntgen-Pulsare wie zum Beispiel Vela X-1, Cen X-3 oder GX 301−2 (siehe Tabelle 6.1). Neben den INTEGRAL-Ergebnissen umfassen die Darstellungen auch noch Informationen über das jeweilige Doppelsternsystem und frühere Ergebnisse anderer Satelliten. Diese wurden in Zusammenarbeit mit anderen Instituten zusammengestellt. Im Einzelnen enthalten die Webseiten für jede Quelle die folgenden Unterpunkte:

- **General Information**
  Auf der Startseite, die nach dem Auswählen der Quelle erscheint, finden sich Informationen über die Position und Entfernung des Doppelsternsystems, seine Entdeckung, typische Werte für den Fluss sowie andere Namen des Systems.

- **Orbit**
  Hier sind die wichtigsten Orbitparameter (beispielsweise die Orbitalperiode und die Exzentrizität) zusammengestellt, die auch im Laufe weiterer Analysen gebraucht werden um zum Beispiel eine Doppelsternkorrektur (siehe Kapitel 5.2.2) der Daten vorzunehmen.

- **Companion**
  Diese Unterseite enthält die wichtigsten Informationen über den Begleitstern, wie beispielsweise den Namen und die absoluten Helligkeiten in verschiedenen Bändern.

- **Pulse Profiles**
  In diesem Abschnitt sind die Pulsprofile früherer Untersuchungen der Quelle zusammengestellt.

[1] `http://pulsar.astro.warwick.ac.uk/gps/index.html`

- **Spectra**
Auf diesen Unterseiten befinden sich ebenfalls aus früheren Untersuchungen stammende Spektren. Zusätzlich sind die gefitteten Modelle und Fitparameter angegeben.

- **Period**
Ein Überblick über die Entwicklung der Spinperiode des akkretierenden Röntgenpulsars ist hier zu finden. Wo dieses möglich ist, wird auch ein $\dot{P}$ angegeben, das die Änderungsrate beschreibt.

- **JEM-X/IBIS**
Auf diesen Unterseiten werden die Lichtkurven der beiden Instrumente gezeigt. Nachdem zunächst nur eine allgemeine Übersicht und die festgelegten Ausschnittsvergrößerungen (siehe Kapitel 6.2) auf der Webseite zu finden waren, besteht nun die Möglichkeit, interaktiv einen Zoombereich festzulegen. Zusätzlich hierzu kann durch einen Klick auf das Bild eine Liste der in diesem Plot sichtbaren Datenpunkte heruntergeladen werden. Diese umfasst für jeden Punkt ScW-Nummer, Beobachtungsdatum, *Off-Axis*-Winkel der Quelle, Fluss, Fehler und Energieband.

- **ASM/BATSE**
Hier sind die entsprechenden Webseiten der RXTE/ASM- und BATSE-Mission verlinkt.

Tabelle 6.1: Akkretierende Röntgenpulsare in den GPS

Name	**Gal. Länge [deg]**	**Gal. Breite [deg]**	**P_{spin} [sec]**	**P_{orb} [Tage]**
1A 0535+262	181,50	−2,64	110	110,6
1E 1145.1−6141	295,49	−0,01	197	14,365
3A 0114+65	125,71	2,56	9828	11,6
3A 1239−599	301,80	2,60	191	
3A 1822−371	356,85	−11,29	0,593	0,23
4U J1036−56	285,36	1,43	862	
AX J1700.1−4157	344,00	−0,60	714,5	
AX J1820.5−1434	16,47	0,07	152,26	
Cen X−3	292,09	0,34	4,82	2,09
EQ J1906+09	42,59	0,89	89,17	
GRO J1744−28	0,05	0,30	0,467	11,76
GX 1+4	1,94	4,79	120	
GX 301−2	300,10	−0,04	681	41,5
H 0115+634	125,92	1,03	3,61	24,3
H 1145−619	295,61	−0,24	292	187,5
H 1538−522	327,42	2,16	528,8	3,73
H 1907+097	43,74	0,48	440,4	8,38
OAO 1657−415	344,35	0,31	37,7	10,4
RX J0440.9+4431	159,85	−1,27	202,5	
SAX J0635.3+0533	206,15	−1,04	0,0338	
SAX J1324.4−6200	306,79	0,61	170,84	
SAX J1452.8−5949	317,64	−0,46	437,4	
SAX J1808.4−3658	355,38	−8,15	0,0025	0,837
SAX J2103.5+4545	87,12	0,68	358,61	12,68
Vela X−1	263,06	3,90	283,2	8,96
XTE J1855−026	31,09	−2,14	361	6,1

6.3 Imaging

Wie schon in Kapitel 2.1.1 erwähnt, ist eine Stärke des IBIS-Instruments die exakte Punktquellenabbildung. Die folgenden Abbildungen zeigen jeweils einen Ausschnitt von 60° der Galaktischen Ebene. Hierfür wurden aus allen bis zum 1. November 2004 verfügbaren GPS-ScWs die in den Einzelextraktionen im IMA-Schritt erzeugten ISGRI-Bilder mit Hilfe des Programmes *image_mosaic* zu einem Mosaik aufaddiert. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten akkretierenden Röntgen-Pulsare sind namentlich gekennzeichnet. Allerdings ist nicht bei allen diesen Quellen die Zählrate ausreichend hoch, um sie im Mosaik sichtbar zu machen.

Ein zusätzliches Problem ergibt sich mit den Rändern der einzelnen ScWs. Durch die Überlagerung kann es hier dazu kommen, dass einzelne Quellen im Inneren eines ScWs ausgelöscht werden, wenn sie mit dem Rand eines anderen ScWs zusammentreffen. Dies ist zum Beispiel bei GX 1+4 geschehen. Diese Quelle ist im Mosaikbild 6.5 nicht zu sehen. In einem Mosaik, das speziell für den Bereich um diese Quelle angefertigt wurde, tritt sie aber deutlich hervor (Abbildung 6.3).

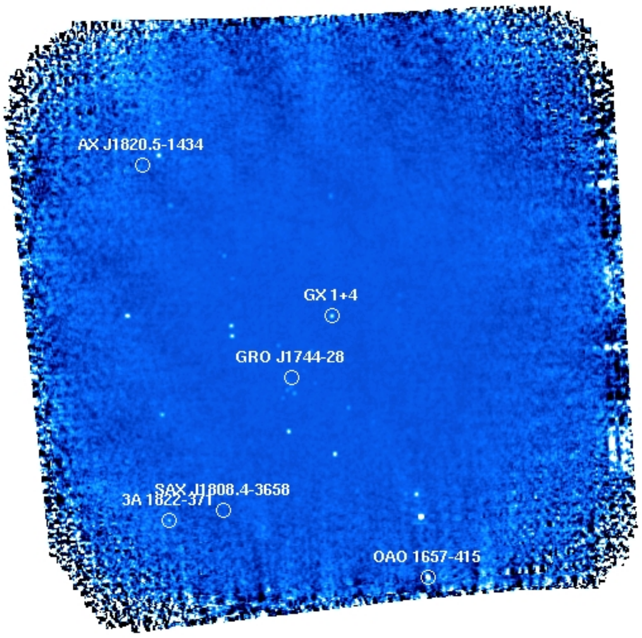


Abbildung 6.3: Mosaikbild der GX 1+4-Region. Hier ist die Quelle deutlich zu sehen, während sie in Abbildung 6.5 durch den Rand anderer ScWs ausgelöscht wurde.

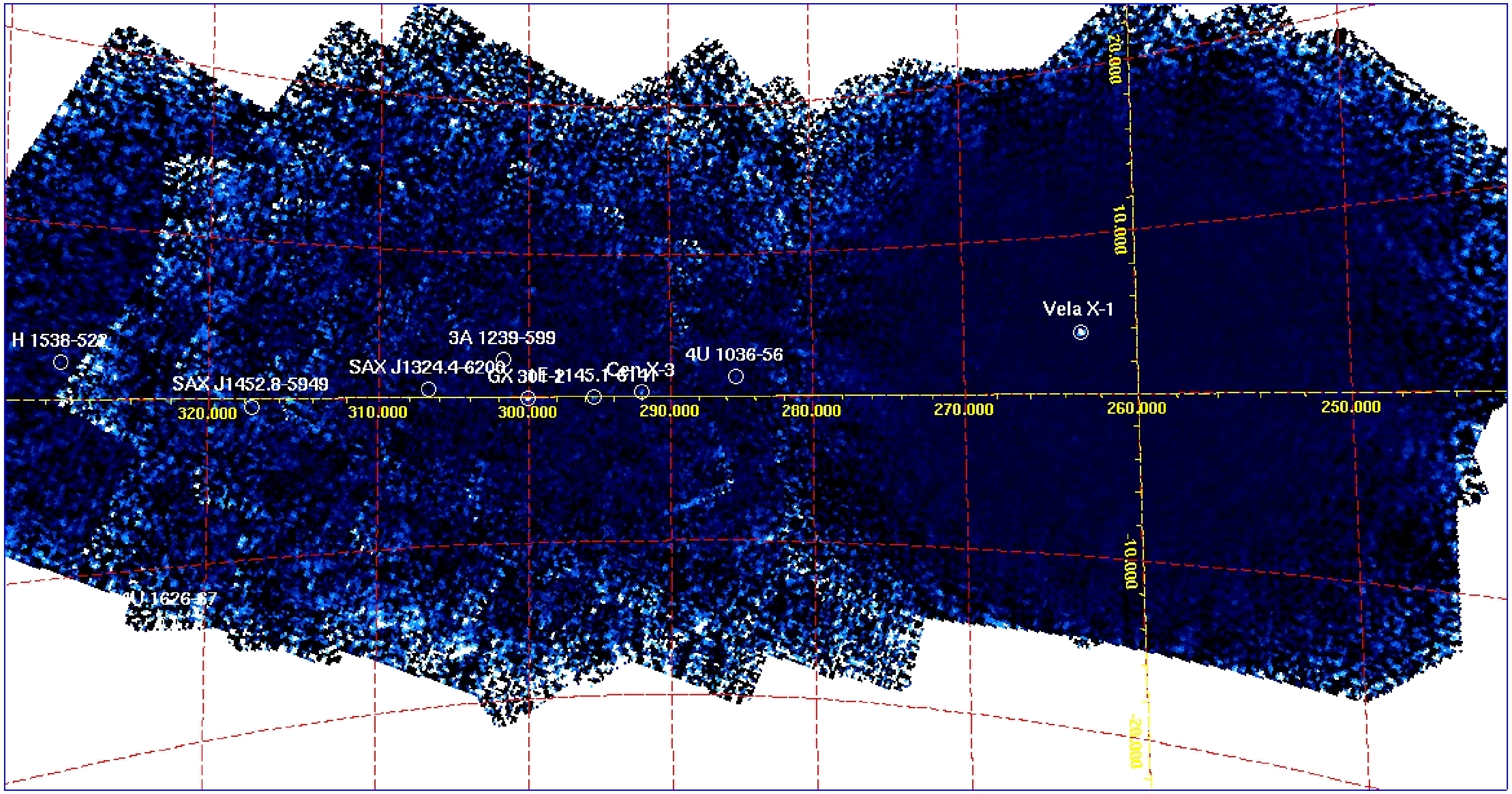


Abbildung 6.4: IBIS-Mosaik der GPS zwischen 260° und 320° galaktischer Länge.

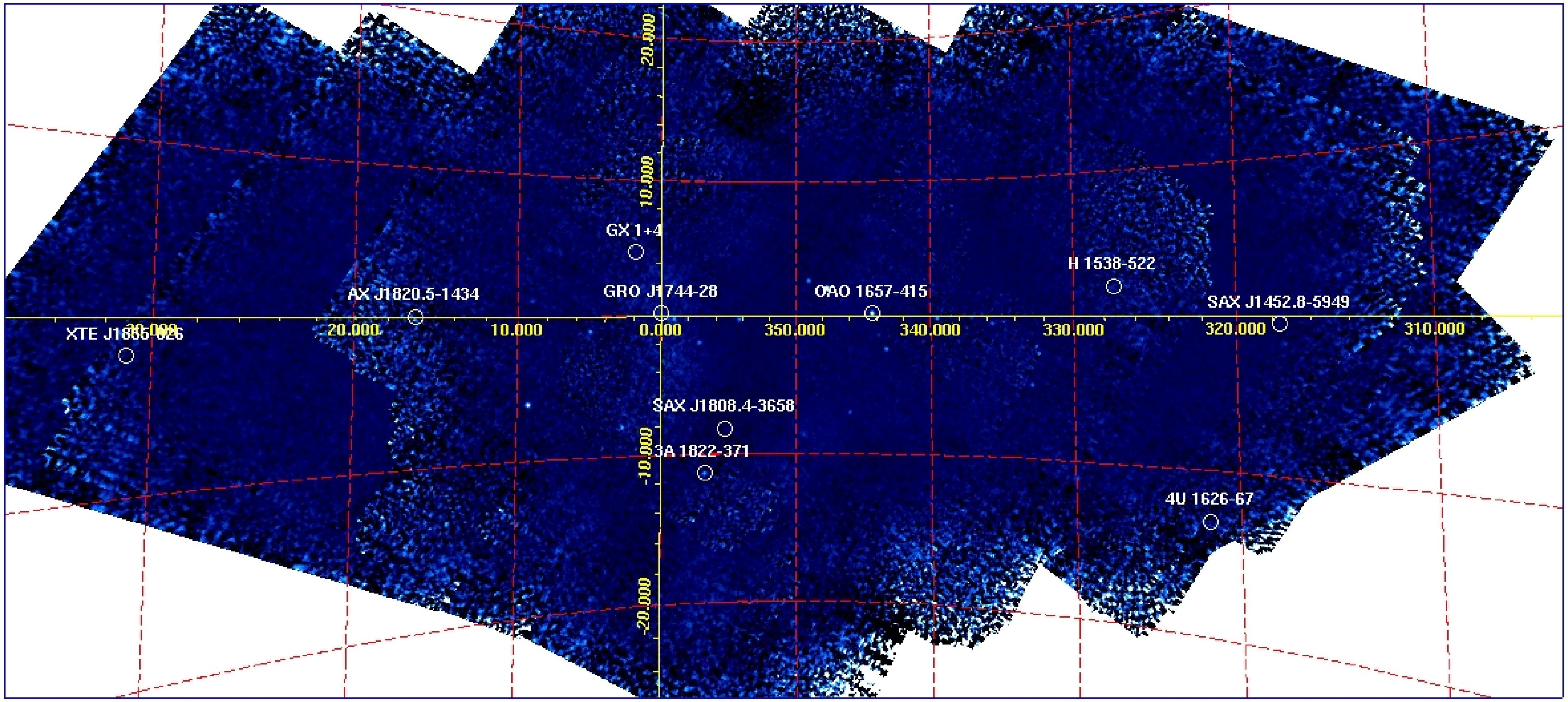


Abbildung 6.5: IBIS-Mosaik der GPS zwischen 320° und 30° galaktischer Länge.

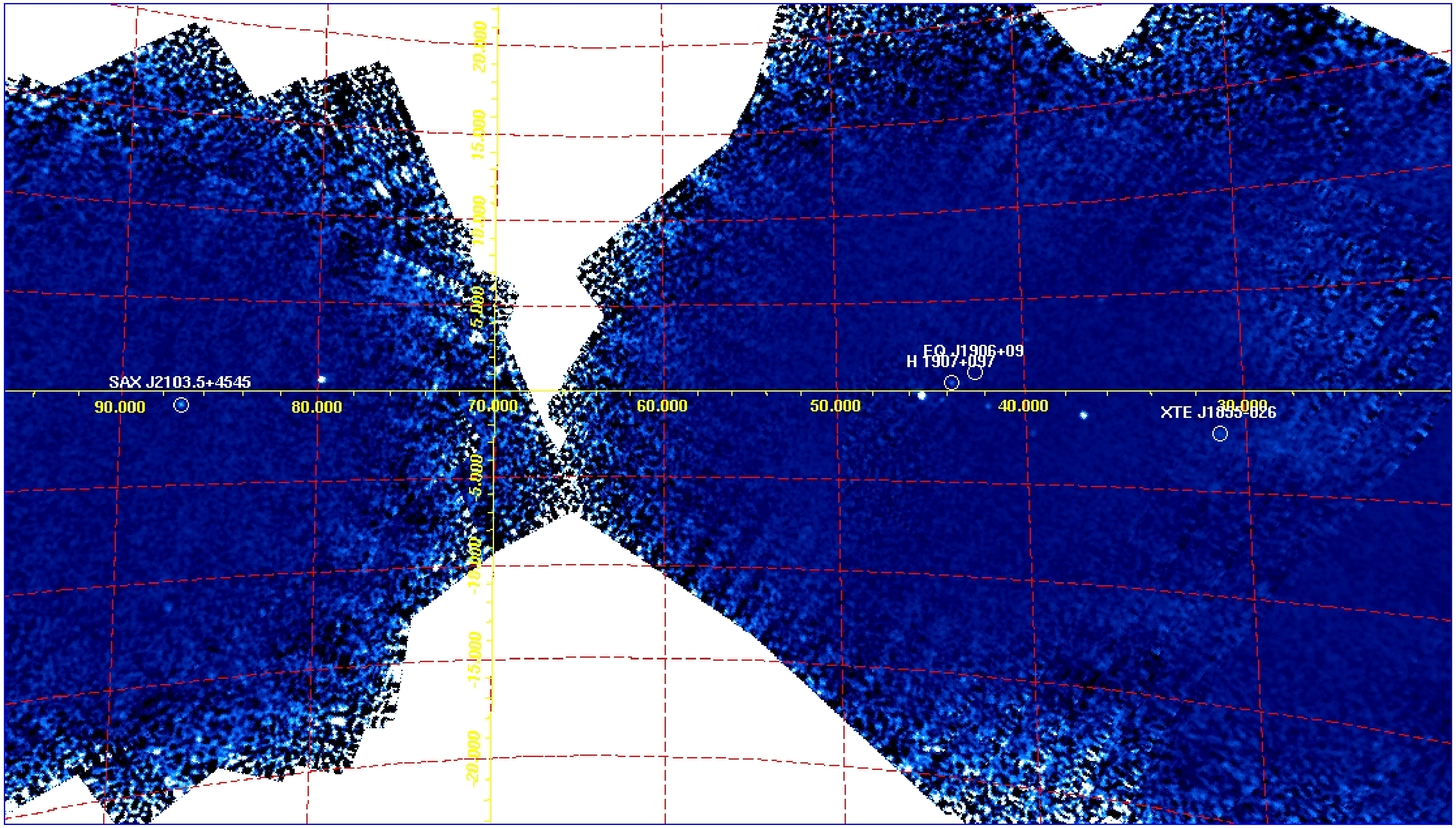


Abbildung 6.6: IBIS-Mosaik der GPS zwischen 30° und 90° galaktischer Länge.

Kapitel 7

GX 301−2

7.1 Das System

Die erste Quelle, die hier näher betrachtet werden soll, ist das HMXB-System GX 301−2. Es wurde bereits 1971 entdeckt (McClintock, Ricker & Lewin, 1971) und besteht aus einem Neutronenstern mit 1,4 Sonnenmassen, der sich im Orbit um den Be-Stern Wray 977 befindet. In einer früheren Untersuchung wurde dieser Begleitstern von Parkes et al. (1980) als B2 Iae Überriese klassifiziert, der sich in einer Entfernung von 1,8 kpc befindet. Eine aktuellere Analyse von Kaper et al. (1995) ergab jedoch, dass es sich bei Wray 977 um einen B2 Ia+ Hyperriesen handelt. Für die Entfernung geben diese Autoren einen Wert von 5,3 kpc an. Die Massenuntergrenze liegt bei ungefähr 50 $M_\odot$. Wray 977 sendet einen extrem starken Wind aus (die Massenverlustrate beträgt ca. $10^{-5}\,M_\odot/\mathrm{yr}$). Die „mittlere“ Röntgenleuchtkraft des Systems beträgt $\approx 10^{37}\,\mathrm{erg/s}$.

Der Neutronenstern befindet sich in einem 41,498-Tage-Orbit mit einer Exzentrizität von $e = 0,462$ (Koh et al., 1997), so dass ihn während der Periastron-Passage nur 0,1 $R_{\mathrm{Wray}\,977}$ von seinem optischen Begleiter trennen (Pravdo & Ghosh, 2001). Ungefähr 1,4 Tage vor dieser Passage durchquert der Neutronenstern einen von Wray 977 ausgehenden Gasstrom (Leahy, 2002), dies zeigt sich in der Röntgenlichtkurve durch einen deutlichen Anstieg der Zählrate. Während dieses sogenannten *Pre-Periastron-Flares* kann GX 301−2 bis zu 25-mal heller sein als als im Ruhezustand. Abbildung 7.1 und Tabelle 7.1 zeigen nochmals die wichtigsten Orbitparameter, die auch für die Datenanalyse im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Eine detailliertere Beschreibung dieses Systems findet sich bei Kreykenbohm et al. (2004).

Tabelle 7.1: Die wichtigsten Systemparameter von GX 301−2

Parameter	Wert	Referenz
T_0	MJD 48802,79	Koh et al. (1997)
Orbitalperiode	41,498 ±0,002 Tage	Koh et al. (1997)
$a \sin i$	368,3 lt-s	Koh et al. (1997)
Exzentrizität	0,462	Koh et al. (1997)
ω	310,4°	Koh et al. (1997)
Inklination	62°	Leahy (2002)

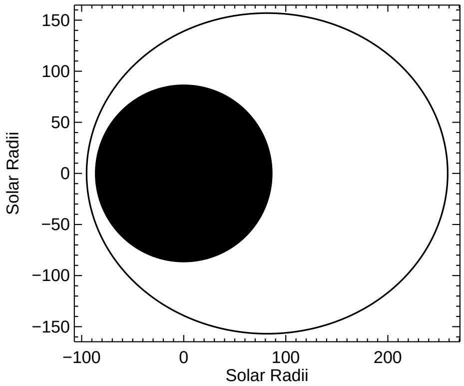


Abbildung 7.1: Der Orbit von GX 301−2.

7.2 GX 301−2 in den Galactic Plane Scans

7.2.1 Die Daten

GX 301−2 konnte im Energieband von 20 – 40 keV während der GPS 24-mal von IBIS detektiert werden (Stand: 7. November 2004, siehe Tabelle 7.2). Die Periodensuche mit diesen Daten gestaltete sich schwierig, da die Periode dieses Objektes mit ca. 680 Sekunden relativ lang ist und ein *Science Window* damit also nur zwei oder drei Pulsperioden überdeckt. Daher wurden zur Periodenbestimmung fünf ScWs ausgewählt, die zeitlich möglichst nahe beieinanderliegen:

- 008300030010 (18. Juni 2003), Beobachtungsdauer: 3076 Sekunden
- 008600040010 (27. Juni 2003), Beobachtungsdauer: 2199 Sekunden
- 008600050010 (27. Juni 2003), Beobachtungsdauer: 2201 Sekunden
- 009100030010 (12. Juli 2003), Beobachtungsdauer: 2200 Sekunden
- 009100040010 (12. Juli 2003), Beobachtungsdauer: 2200 Sekunden

Die Verteilung dieser Messungen über eine Orbitalperiode ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Die Daten vom 18. Juni befinden sich bei einer Phase von ungefähr 0,54, diejenigen vom 27. Juni bei ca. 0,76 und am 12. Juli befand sich der Neutronenstern etwa bei Phase 0,13.

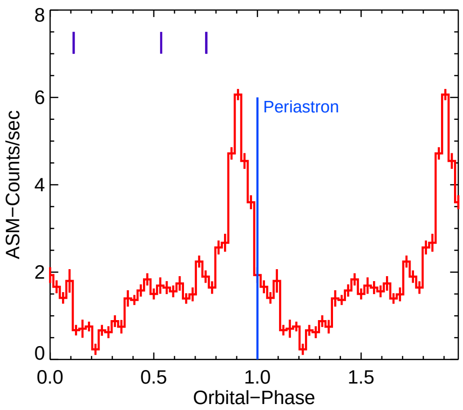


Abbildung 7.2: Mit der Orbitalperiode $P_{\mathrm{orb}} = 41{,}498$ Tage gefaltete RXTE/ASM-Lichtkurve von GX 301−2. Die violetten Striche symbolisieren die Phasenlage der drei verwendeten Beobachtungsblöcke: links Revolution 91, in der Mitte Revolution 83, rechts Revolution 86.

Tabelle 7.2: GPS-Beobachtungen von GX 301−2 (IBIS, 20 – 40 keV)

ScW	JD	cps	error
003000110010	2452651,15224	8,90	0,41
003000120010	2452651,18007	8,31	0,42
003600090010	2452668,95128	10,52	0,37
008300030010	2452809,32731	11,92	0,39
008600040010	2452818,34523	44,69	0,42
008600050010	2452818,37304	22,02	0,39
009100030010	2452833,29095	22,59	0,40
009100040010	2452833,31878	18,73	0,40
014600050010	2452997,84665	12,07	0,39
014600060010	2452997,87448	12,39	0,38
014900100010	2453007,10669	28,85	0,41
016100120010	2453042,90321	2,21	0,37
016500070010	2453054,76893	14,18	0,39
019400180010	2453141,79756	11,91	0,40
020100030010	2453162,34041	7,43	0,39
020300130010	2453168,61451	10,79	0,42
020300140010	2453168,64237	7,78	0,40
020900060010	2453186,29329	3,82	0,44
021300120010	2453198,47685	154,89	0,55
021700130010	2453210,40222	16,04	0,47
022900070010	2453246,16748	4,82	0,40
022900080010	2453246,19530	5,46	0,41
023300300010	2453258,76217	4,26	0,40
023300310010	2453258,79010	4,03	0,41

Aus den baryzentrumskorrigierten Event-Files dieser Daten wurden nach der Doppelsternkorrektur (siehe Kapitel 5.2.2) zunächst Lichtkurven mit einem Binning von 20 Sekunden erstellt. Zur Hintergrundminimierung wurde ein minimaler PIF (*Pixel Illuminated Fraction*) von 0,5 gewählt, das heißt, es wurden nur Pixel verwendet, die zu mehr als 50% von der Quelle beleuchtet wurden. In den Lichtkurven (Abbildung 7.3) sind Pulsationen mit einer Periode von etwa 680 Sekunden bereits deutlich zu erkennen.

7.2.2 Timing

Zur Bestimmung der Periode mittels *epoch-folding* (siehe Kapitel 5.3) wurden die fünf Beobachtungen zu drei Blöcken zusammengefasst, wobei der erste Block nur das eine ScW aus Revolution 83 enthält, während die anderen beiden Blöcke jeweils aus zwei zeitlich direkt benachbarten ScWs bestehen. Die Ermittlung der Fehler erfolgte nach der in Kapitel 5.3.1 beschriebenen Monte-Carlo-Methode, allerdings wurde nicht eine Poisson-Statistik, sondern eine Gauss-Statistik zugrundegelegt[1]. Abbildung 7.4 zeigt das Ergebnis des ersten „Blockes“. Die Periode weicht mit 703,94 Sekunden deutlich vom aktuellsten Literaturwert (684,2 Sekunden; Kreykenbohm et al., 2004) ab, was aufgrund der schlechten Statistik aber zu erwarten war. Zudem ergeben sich in diesem Fall aufgrund der asymmetrischen Peakstruktur Probleme mit dem Gauss-Fit an die χ^2-Verteilung. Das eigentliche Maximum der Verteilung liegt bei 690,54 Sekunden, was schon näher am erwarteten Wert liegt. Allerdings ist der ermittelte 1σ-Fehler mit 34,11 Sekunden sehr groß. Das mit dieser Periode gewonnene Pulsprofil zeigt jedoch trotzdem deutlich die schon aus früheren Beobachtungen bekannte Doppelpulsstruktur.

[1]Dies ist möglich, da bei größeren Zählraten (> 50) die Poisson-Statistik in die Normalverteilung übergeht.

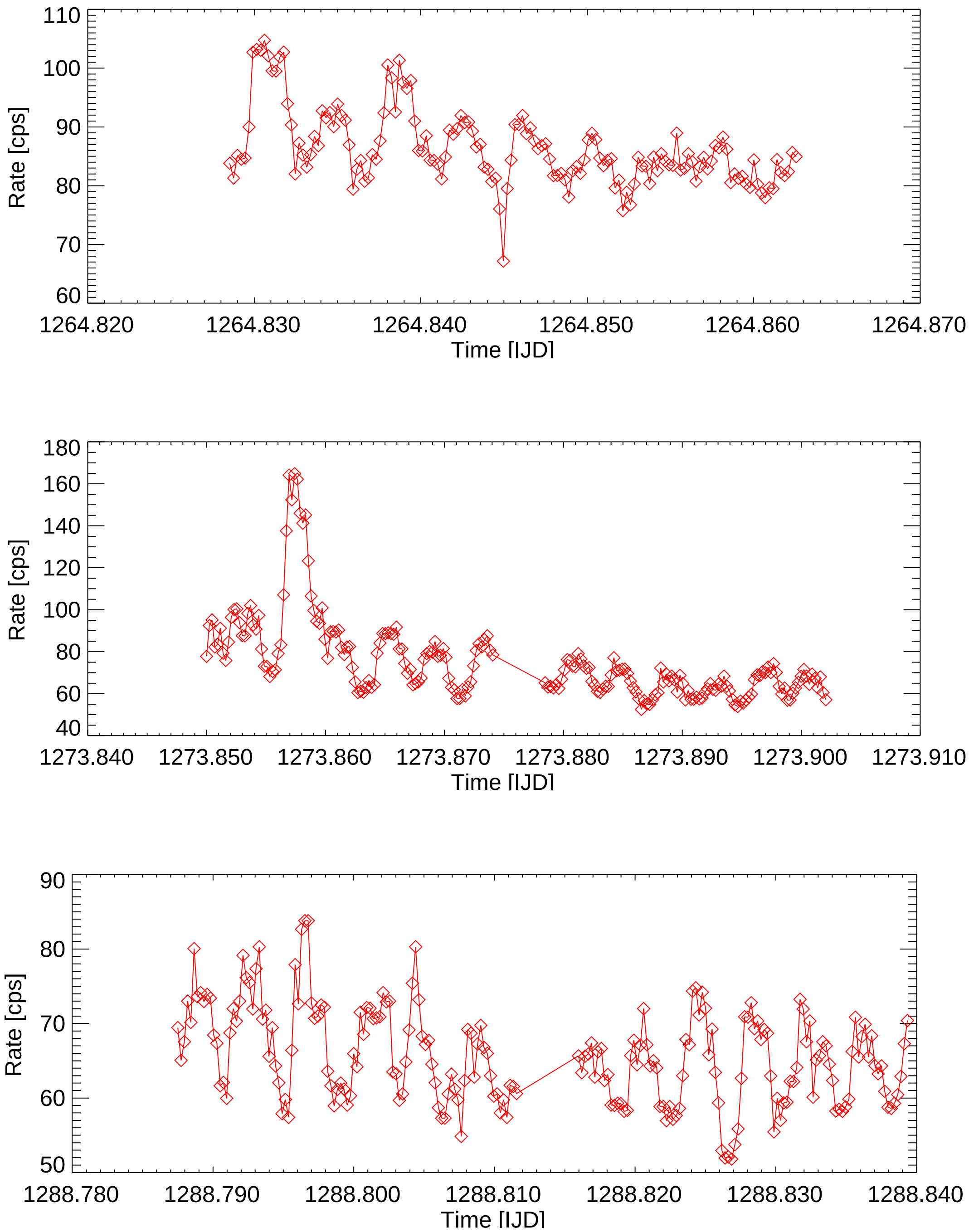


Abbildung 7.3: Die verwendeten Lichtkurven von GX 301−2 (IBIS, 20 – 40 keV). Oben Revolution 83, in der Mitte Revolution 86 und unten Revolution 91, das Binning beträgt 20 Sekunden.

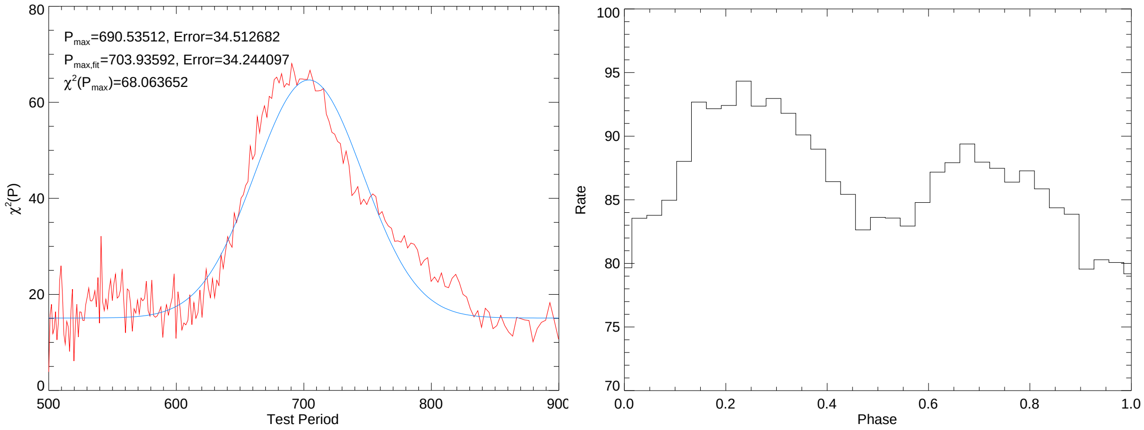


Abbildung 7.4: Periodenbestimmung und das daraus resultierende Pulsprofil für ScW 008300030010.

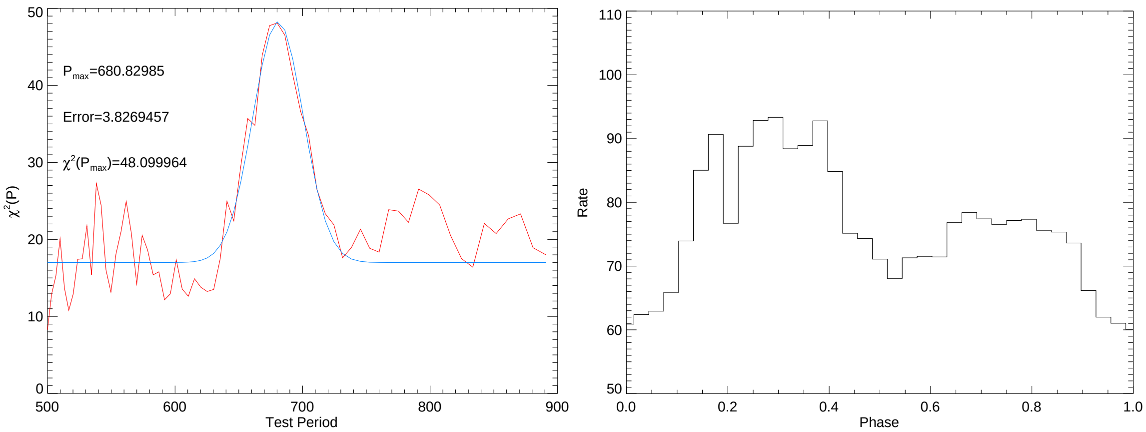


Abbildung 7.5: Periodenbestimmung und das daraus resultierende Pulsprofil für die ScWs 008600040010 und 008600050010.

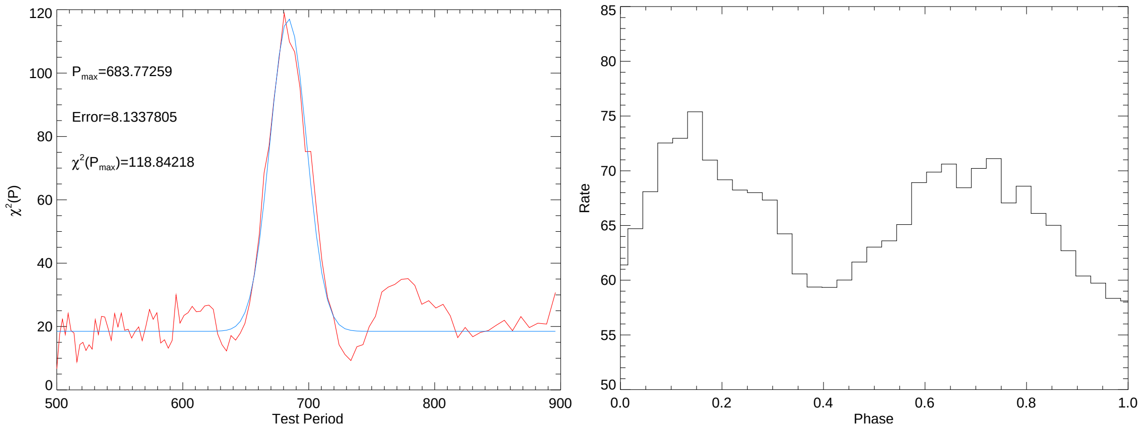


Abbildung 7.6: Periodenbestimmung und das daraus resultierende Pulsprofil für die ScWs 009100030010 und 009100040010.

Die aus dem zweiten (Revolution 86) und dritten (Revolution 91) Block ermittelten Perioden von 680,83±3,83 (Abbildung 7.5) beziehungsweise 683,77±8,13 Sekunden (Abbildung 7.6) entsprechen in etwa dem Literaturwert. Auch hier zeigen die Pulsprofile die Doppelpulsstruktur dieser Quelle.

Beim Versuch, zwei oder sogar alle drei Blöcke zur Periodenbestimmung zusammenzufassen, um damit die Netto-Beobachtungszeit zu vergrößern, wurden sehr bald die Grenzen der *epoch-folding*-Methode deutlich. In Abbildung 7.7 ist links das Ergebnis der Faltung einer Sinus-Kurve mit einer Periode von 683 Sekunden und einem Binning von 20 Sekunden zu sehen. Trotz vieler Nebenmaxima tritt der Peak bei der wahren Periode stark hervor. Werden in dieselbe Sinus-Kurve nun Lücken eingefügt (in diesem Fall zwei Lücken von neun beziehungsweise 15 Tagen, um die Situation der GX 301−2 Daten nachzustellen), so verändert sich die χ^2-Verteilung drastisch (Abbildung 7.7, rechts). Zusätzlich zu den bereits vorhandenen Nebenmaxima treten nun auch sogenannte Beat-Maxima auf (siehe auch Kapitel 5.3), die den Peak „verschmieren" und somit die Periodenbestimmung erschweren.

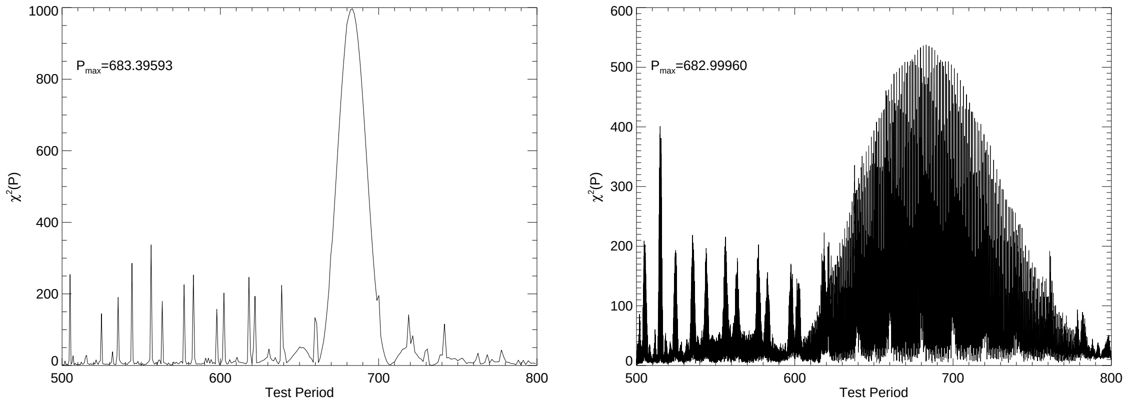


Abbildung 7.7: Links: χ^2-Verteilung einer 20-Sekunden-gebinnten Sinusfunktion mit einer Periode von 683 Sekunden. Rechts: χ^2-Verteilung einer 20-Sekunden-gebinnten Sinusfunktion mit einer Periode von 683 Sekunden, allerdings mit zwei Lücken von neun bzw. 15 Tagen.

Abbildung 7.8 zeigt den Versuch, die ScWs 008300030010 und 008600040010 zur Periodensuche zusammenzufassen. Zwischen diesen beiden Datensätzen ist eine Lücke von neun Tagen. Nach Formel 5.9 ergibt sich daraus bei einer Periode von 683 Sekunden ein Abstand von 0,6 Sekunden zwischen den einzelnen Beat-Maxima:

$$\Delta P_{\pm 1} \approx \mp \frac{P^2}{T_{\text{gap}}} = \frac{683^2\,\text{sec}^2}{9 \cdot 86400\,\text{sec}} \approx 0,6\,\text{sec}$$

Eine Ausschnittsvergrößerung bestätigt die Vermutung, dass es sich bei den in der χ^2-Verteilung auftretenden Strukturen um genau diese Beat-Maxima handelt (Abbildung 7.8, rechts).

Aufgrund dieses Effekts war eine weitere Zusammenfassung der fünf Beobachtungen nicht sinnvoll. Auch Versuche, die Periode mittels eines Phasenanschluss-Verfahrens oder mittels eines Sinus-Fits an die Lichtkurve zu bestimmen, war wegen der großen Lücken in den Beobachtungsdaten nicht erfolgreich, da bereits eine Änderung der Periode um 0,6 Sekunden ausreicht, um den Phasenanschluss um eine Periode zu verschieben. Auf eine weitergehenden Analyse der GPS-Daten von GX 301−2 wurde daher verzichtet. Stattdessen wurde zur genaueren Untersuchung eine private Beobachtung aus Revolution 176 benutzt (PI: Peter Kretschmar), deren Ergebnisse im nächsten Abschnitt dargestellt werden.

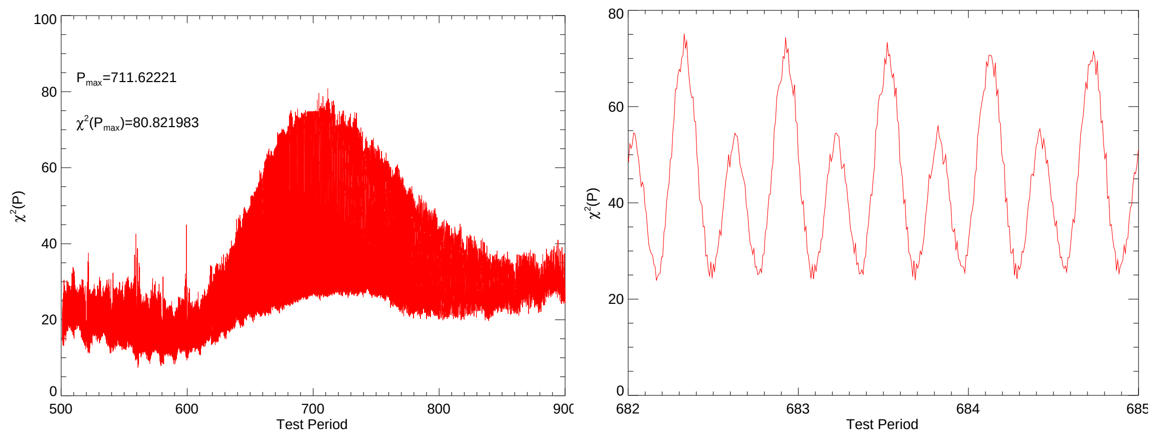


Abbildung 7.8: Links: χ^2-Verteilung für die ersten zwei ScWs. Durch die Beobachtungslücke von neun Tagen entsteht ein deutlicher *Aliasing*-Effekt. Rechts: Ausschnittsvergrößerung des linken Diagrammes. Die Beat-Maxima zeigen die erwartete Periodizität von 0,6 Sekunden.

7.3 GX 301−2 in Revolution 176

7.3.1 Die Daten

Während einer Beobachtung von PSR B1259−63 in Revolution 176 befand sich auch GX 301−2 im FOV von INTEGRAL. Abbildung 7.9 zeigt eine IBIS-Lichtkurve für diese Beobachtung mit einem Binning von einem ScW. Die Beobachtung setzt sich zusammen aus 68 einzelnen ScWs, die zeitlich direkt aneinander angrenzen. Die Gesamtbeobachtungszeit beträgt knapp 127 ksec. Das System befand sich zum Beobachtungszeitpunkt in einer Orbitalphase von 0,2 – 0,3, wie in Abbildung 7.10 zu sehen ist.

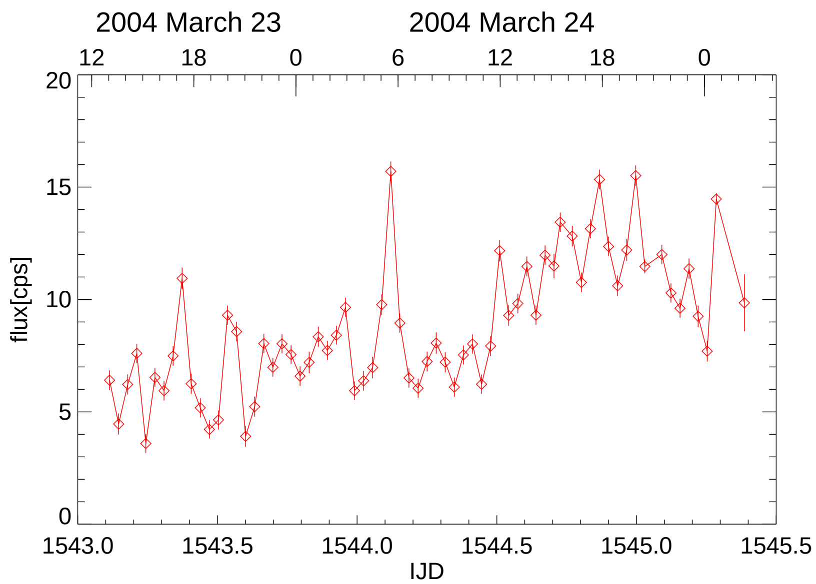


Abbildung 7.9: Lichtkurve von GX 301−2 für Revolution 176, ein Bin entspricht einem ScW (Energiebereich: 20 – 40 keV).

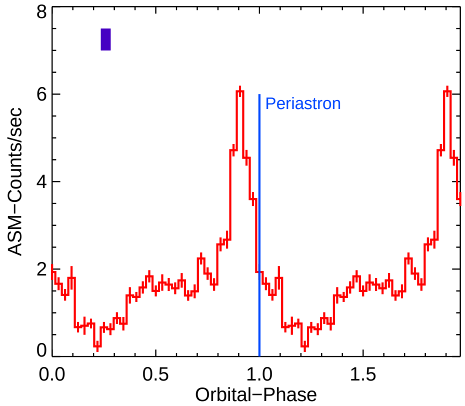


Abbildung 7.10: Mit der Orbitalperiode $P_{\text{orb}} = 41,498$ Tage gefaltete RXTE/ASM-Lichtkurve von GX 301−2. Der violette Strich symbolisiert die Phasenlage der Beobachtung in Revolution 176.

7.3.2 Timing

Bei dieser Beobachtung gestaltete sich die Periodensuche im Vergleich zu den GPS-Daten problemlos. Auch bei diesen Daten wurde aus den Event-Files zunächst eine Lichtkurve mit einem Binning von 20 Sekunden gebildet, die anschließend gefaltet wurde, um die Periode zu bestimmen. Für diese konnte ein Wert von 683,52 Sekunden ermittelt werden, der mit einem Fehler von nur 0,12 Sekunden eine deutliche Verbesserung gegenüber den aus den GPS gewonnenen Daten darstellt. Zugrunde lag auch dieser Periodenbestimmung der Energiebereich von 20 – 40 keV. Abbildung 7.11 zeigt einerseits die χ^2-Verteilung und andererseits das Pulsprofil für diesen Energiebereich.

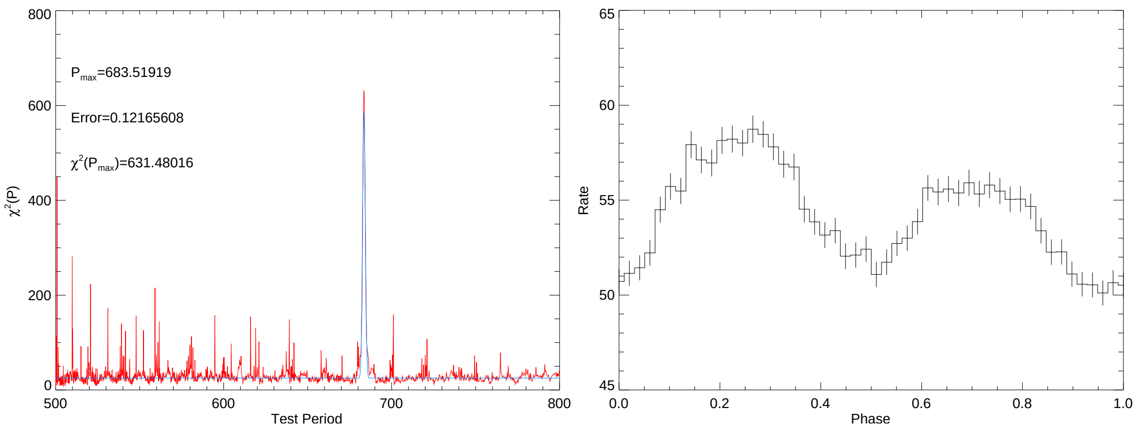


Abbildung 7.11: Periodenbestimmung und das daraus resultierende Pulsprofil für Revolution 176.

Abbildung 7.12 zeigt die hier ermittelte Periode (roter Punkt) im Vergleich zu früheren Beobachtungen. GX 301−2 hat in den letzten 30 Jahren neben des langen *Spin-Up*-Trends von 1984 bis 1990 in den Jahren 1991 und 1993 zwei rapide *Spin-Up*-Episoden gezeigt (Koh et al., 1997), was für ein Wind-akkretierendes System sehr ungewöhnlich ist. Die Autoren schließen hieraus, dass sich um den Neutronenstern eine temporäre Akkretionsscheibe ausbildet, die durch Drehimpulsübertrag für die Beschleunigung der Rotationsperiode verantwortlich ist (siehe auch Kapitel 5.1). Seit 1993 befindet sich GX 301−2 in einer annähernd kontinuierlichen *Spin-Down*-Phase.

Ausgehend von der hier durchgeführten Periodenbestimmung wurden energieabhängige Pulsprofile berechnet, um die Abhängigkeit der Doppelpulsstruktur von der Energie zu untersuchen. Hierzu wurden Lichtkurven in Energiebändern von jeweils 5 keV Breite erzeugt und diese dann mit einer

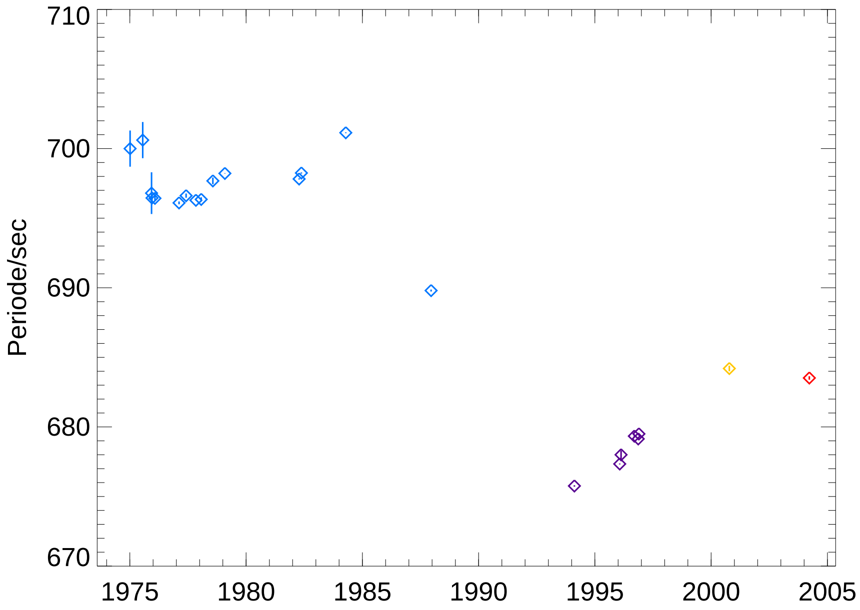


Abbildung 7.12: Entwicklung der Pulsperiode von GX 301−2 in den letzten 30 Jahren. Die blauen Daten stammen aus Nagase (1989), die violetten aus Pravdo & Ghosh (2001), der gelbe Datenpunkt wurde von Kreykenbohm et al. (2004) gefunden. Der rote Datenpunkt zeigt die im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Periode.

Periode von 683,52 Sekunden gefaltet. Abbildung 7.14 zeigt diese Pulsprofile für den Bereich von 15 – 45 keV. Bei höheren Energien wird die Statistik aufgrund niederer Zählraten immer schlechter (wie bereits im Pulsprofil für das Energieband 40 – 45 keV zu sehen ist), so dass eine Betrachtung weiterer Energiebänder nicht möglich war.

Wie bereits mehrfach erwähnt, zeigt GX 301−2 eine Doppelpuls-Strahlungscharakteristik. Diese ähnelt stark derjenigen von Vela X-1: Bei höheren Energien sind die beiden Pulse deutlich ausgeprägt, bei geringeren Energien bildet sich ein Muster mit mehr Unterstrukturen aus. Während der erste der beiden Pulse, der sogenannte *main pulse*, relativ unabhängig von der Energie ist, zeigt der zweite Puls, der *secondary pulse*, eine starke Energieabhängigkeit (siehe auch Abbildung 7.17): bei niederen Energien (unter 10 keV) ist er wesentlich schwächer als der *main pulse*, bei höheren Energien erreicht er jedoch fast die selbe Stärke (Kreykenbohm et al., 2004). Dieser relative Trend setzt sich auch bei Energien über 25 keV fort, der *main pulse* bleibt aber immer stärker ausgeprägt als der *secondary pulse*.

Bei Kreykenbohm et al. (2004) sind mehrere Ansätze zur Erklärung dieser Energieabhängigkeit zusammengestellt. Diese sind im einzelnen

- anisotrope Propagation der Röntgenstrahlung im magnetisierten Plasma der Akkretionssäule (Nagel, 1981),
- komplizierte Konfiguration des Magnetfeldes (Mytrophanov & Tsygan, 1978),
- gesteigerte photoelektrische Absorption oder Durchgang der Akkretionssäule durch die Sichtlinie (Nagase et al., 1983).

Zu einer genaueren Analyse wurden die Pulsprofile der sechs Energiebänder normiert. Um den Übergang bei Phase 1.0 besser sichtbar zu machen, wurden die Pulsprofile jeweils wiederholt (Abbildungen 7.15 und 7.16). Bei dieser Analyse ist deutlich zu sehen, wie sich die Form der einzelnen Pulse mit der Energie verändert: Während bei Energien bis 30 keV beide Pulse relativ symmetrisch sind, werden sie bei höheren Energien zunehmend asymmetrischer. Die Maxima des *main pulse* und des *secondary pulse* wandern immer weiter auseinander, der Phasenabstand wächst von 0,4 auf 0,6.

Die Höhe des *secondary pulse* hat bei 25 keV 75% der Höhe des *main pulse* erreicht. In den nächsten beiden Energiebändern folgt ein erneuter Abfall um etwa 10% auf 63% der *main pulse*-Höhe bei 35 keV. Bei Energien über diesem Wert wird wieder eine Höhe von 75% erreicht.

Um einen Vergleich zu den RXTE-Daten aus Kreykenbohm et al. (2004) vorzunehmen, wurde abschließend noch ein Pulsprofil im Energiebereich 19 – 60 keV erstellt. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.17 zu sehen. Die Form des Pulsprofils und die relativen Höhen der beiden Peaks stimmen gut überein.

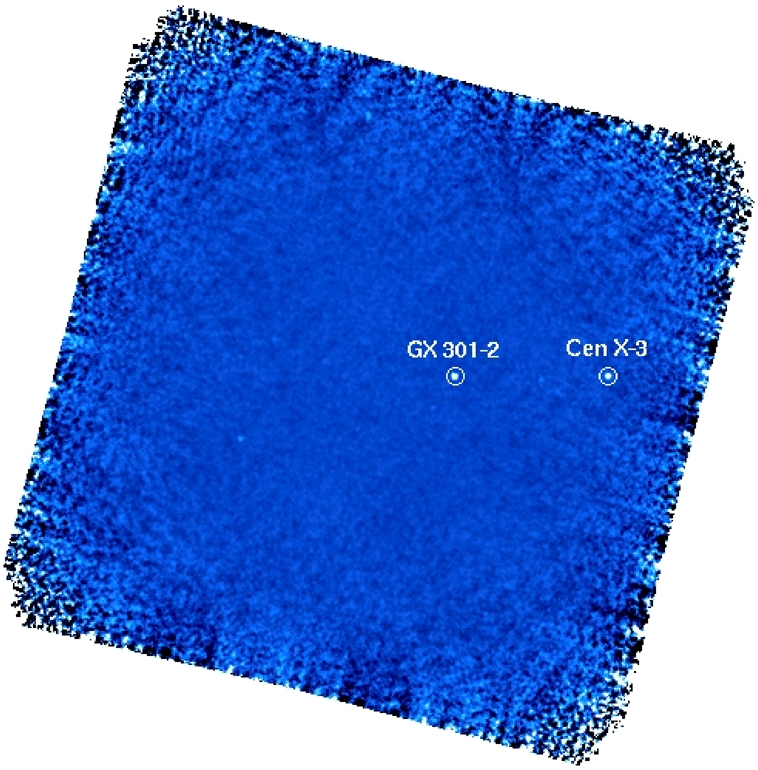


Abbildung 7.13: Mosaikbild von GX 301−2 in Revolution 176 (Beobachtungsdauer 127 ksec).

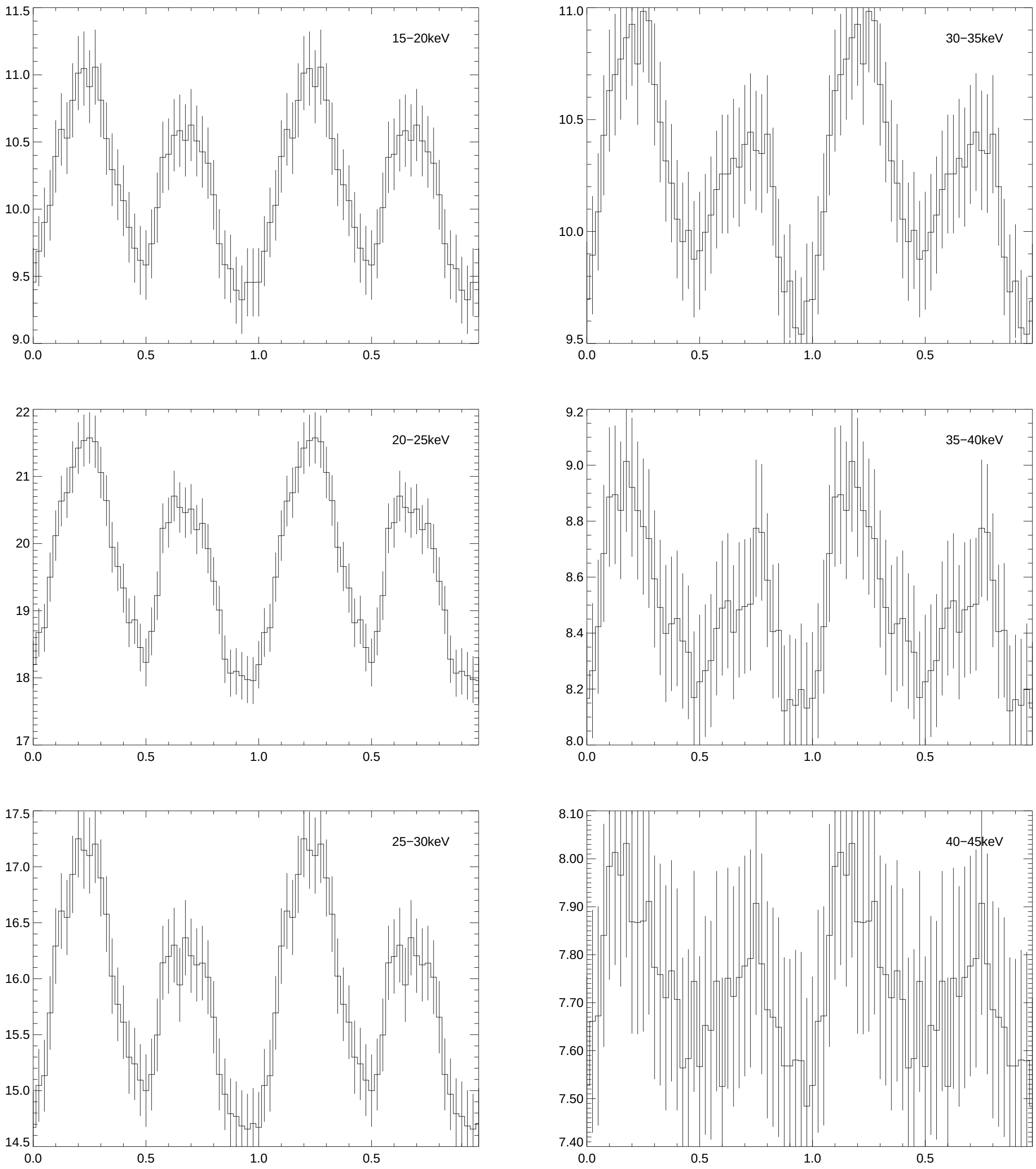


Abbildung 7.14: Energieabhängigkeit des Pulsprofils von GX 301−2.

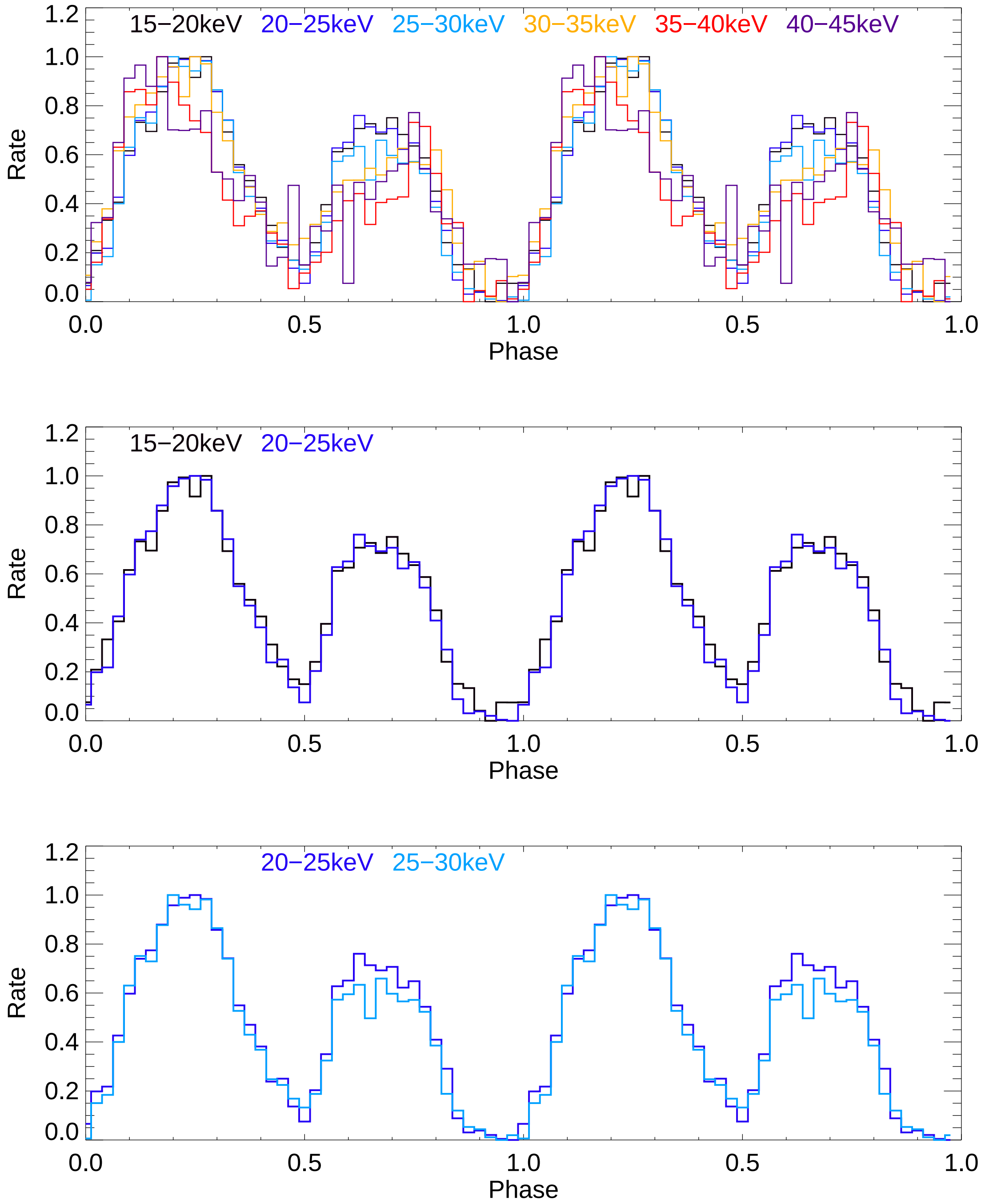


Abbildung 7.15: Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von GX 301−2, Teil 1: Oben eine Übersicht über alle sechs Energiebänder, darunter dann jeweils zwei benachbarte Energiebänder um Veränderungen deutlicher sichtbar zu machen.

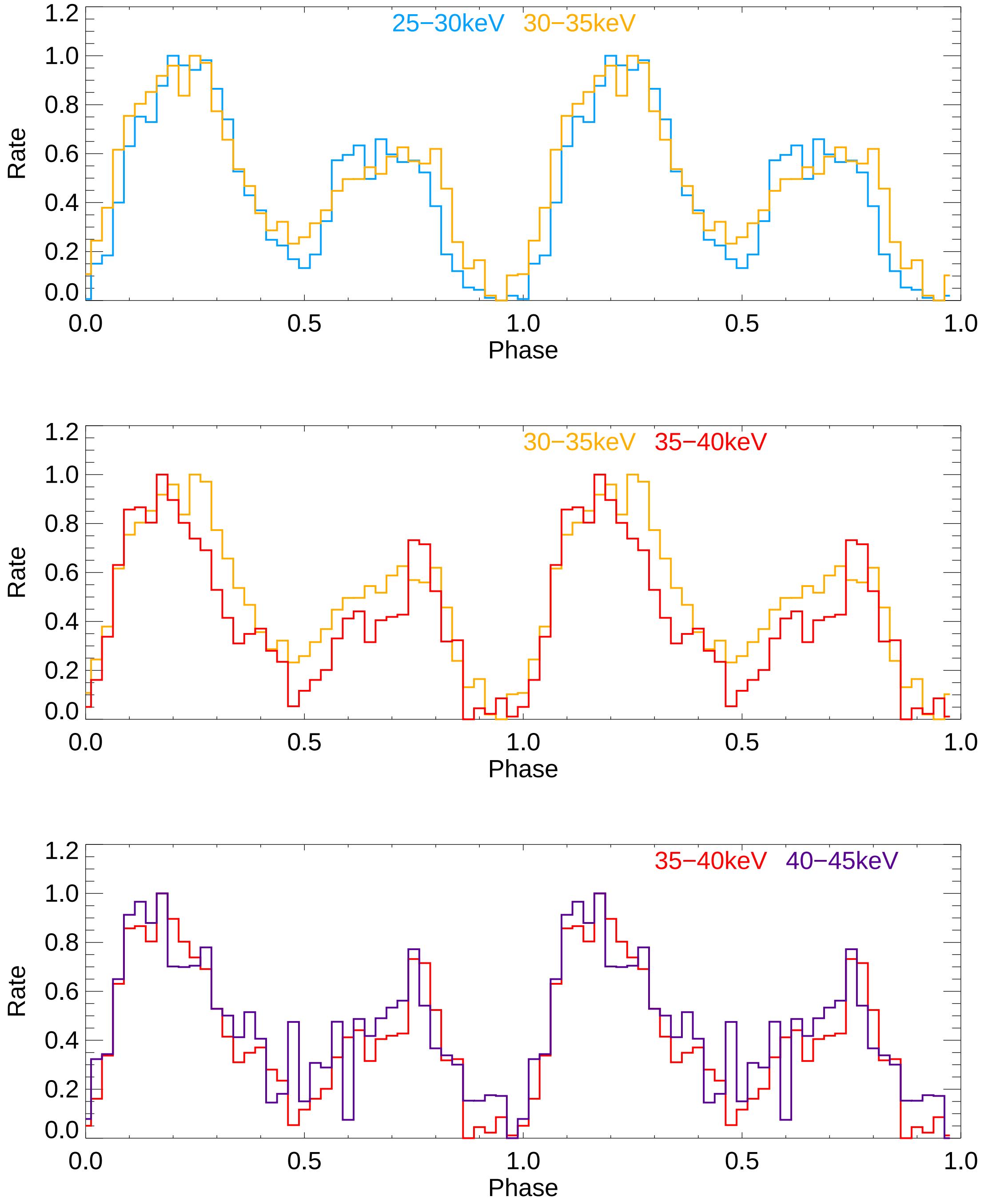


Abbildung 7.16: Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von GX 301−2, Teil 2: Fortsetzung von Abbildung 7.15.

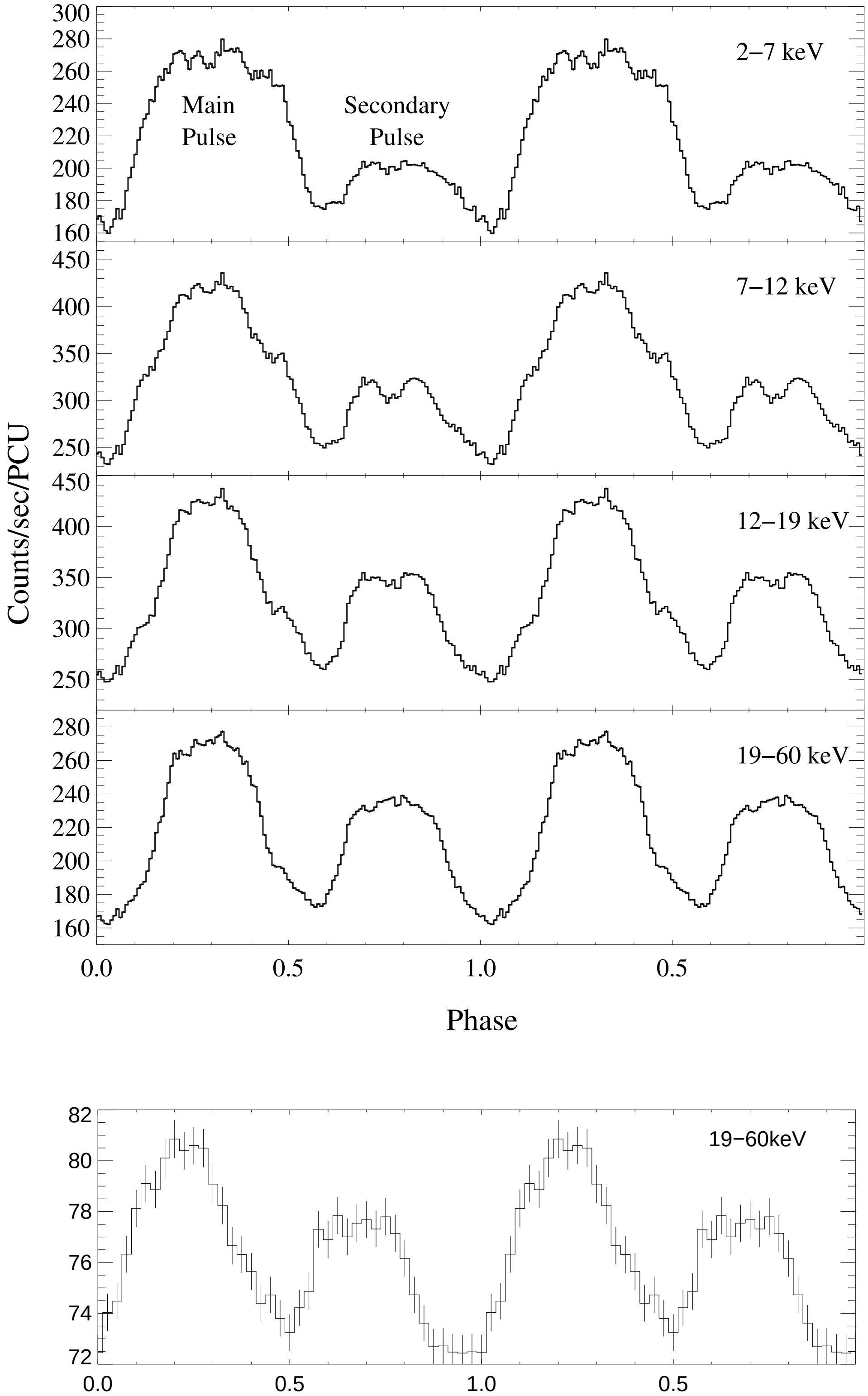


Abbildung 7.17: Energieabhängigkeit des Pulsprofils von GX 301−2 bei kleineren Energien (Kreykenbohm et al., 2004, RXTE-Daten). Unten ist nochmals ein Pulsprofil von INTEGRAL zum Vergleich abgebildet.

Kapitel 8

H 1907+097

8.1 Das System

Auch H 1907+097 ist ein HMXB-System. Es wurde von Giacconi et al. (1971) mit Hilfe des Uhuru-Satelliten entdeckt. Der Neutronenstern umrundet seinen optischen Begleiter in 8,3753 Tagen. Während dieses Umlaufs zeigen sich in der Lichtkurve zwei *Flares* (siehe Abbildung 8.2), die durch eine rein sphärisches Windmodell nicht erklärt werden können. Es stellt sich daher die Frage nach dem Typ des Begleitsterns. Während Schwartz et al. (1980) und Marshall & Ricketts (1980) einen Überriesen mit einem starken Wind vorschlagen, schließen Makishima et al. (1984), Iye (1986) und Cook & Page (1987) aufgrund der *Flares* auf einen Be-Stern mit einer ausgedehnten Scheibe, die der Neutronenstern auf seiner Bahn zweimal durchquert. Van Kerkwijk, van Oijen & van den Heuvel (1989) haben eine eingehende Untersuchung vorgenommen, die neben den optischen Spektraleigenschaften auch Röntgenbeobachtungen und Periodenbetrachtungen umfasste. Dabei kamen sie zu dem Ergebnis, dass die Klassifikation des Begleitsterns als Überriese praktisch sicher ist.

In Tabelle 8.1 sind die wichtigsten Orbitparameter zusammengestellt. Abbildung 8.1 zeigt ein Bild dieses Orbits, wobei für den Radius des optischen Begleiters ein Wert von sechs Sonnenradien gewählt wurde (Iye, 1986).

Tabelle 8.1: Die wichtigsten Systemparameter von H 1907+097

Parameter	Wert	Referenz
T_{90}	MJD 50134,76	in't Zand, Baykal & Strohmayer (1998)
Orbitalperiode	8,3753 +0,0003 -0,0002 Tage	in't Zand, Baykal & Strohmayer (1998)
$a \sin i$	83 lt-s	in't Zand, Baykal & Strohmayer (1998)
Exzentrizität	0,28	in't Zand, Baykal & Strohmayer (1998)
ω	330°	in't Zand, Baykal & Strohmayer (1998)
Inklination	$< 80°$	Makishima et al. (1984)

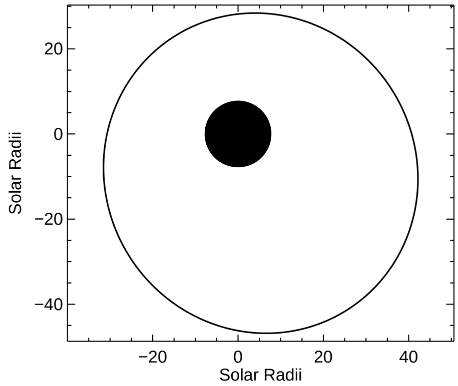


Abbildung 8.1: Der Orbit von H 1907+097.

8.2 Die Daten

Während der *Galactic Plane Scans* wurde H 1907+097 insgesamt 100-mal detektiert (IBIS, 20 – 40 keV, Stand: 7. November 2004). Aus diesen Daten wurden drei Beobachtungsblöcke ausgewählt:

- Revolution 57 (1. und 2. April 2003), insgesamt 33 ScWs, Beobachtungsdauer: ca. 72,4 ksec
- Revolution 62 (17. April 2003), insgesamt 33 ScWs, Beobachtungsdauer: ca. 75,2 ksec
- Revolution 174 (18. März 2004), insgesamt 13 ScWs, Beobachtungsdauer: ca. 23,2 ksec

Der Grund für die Auswahl genau dieser Daten liegt in ihrem zeitlichen Abstand von fast einem Jahr, denn bei H 1907+097 ist der Wert für die jährliche Periodenänderung relativ genau bekannt (näheres hierzu in Abschnitt 8.3).

In Abbildung 8.2 ist die mit der Orbitalperiode gefaltete RXTE/ASM-Lichtkurve gezeigt und die Phasenlage der drei Datenblöcke eingezeichnet. Alle Beobachtungen liegen zwischen Phase 0 und 0,4. In Abbildung 8.4 sind die INTEGRAL-Lichtkurven zu sehen, das Binning beträgt 1 Science Window.

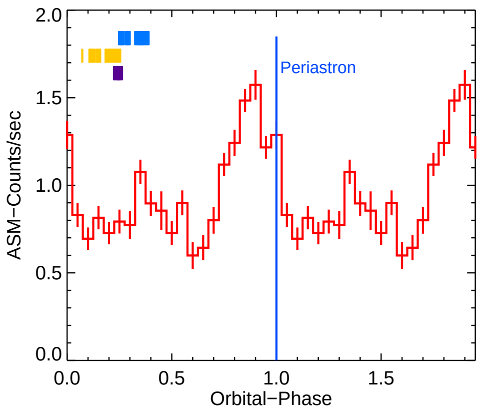


Abbildung 8.2: Mit der Orbitalperiode $P_{\mathrm{orb}} = 8{,}3753$ Tage gefaltete ASM-Lichtkurve von H 1907+097. Die senkrechten Striche symbolisieren die Phasenlage der drei verwendeten Beobachtungsblöcke: in blau Revolution 57, in gelb Revolution 62, in violett Revolution 174.

8.3 Timing

In den Jahren nach der Entdeckung wurde H 1907+097 mehrmals durch verschiedene Satelliten beobachtet: Ariel V (1980), Tenma (1984), EXOSAT (1987), Ginga (1992 und 1995) und RXTE (1997 und 1998). Durch diese Vielzahl an Beobachtungen war es möglich, die Entwicklung der Pulsperiode über einen langen Zeitraum zu verfolgen, wobei sich herausstellte, dass H 1907+097, im Gegensatz zu den meisten anderen akkretierenden Pulsaren, ein monotones *spin-down*-Verhalten zeigt. Die ermittelten Pulsperioden liegen im Bereich von 440 Sekunden, die *spin-down*-Raten der Jahre 1983, 1984, 1990 und 1996 sind annähernd gleich, sie zeigen eine maximale Abweichungvon 8% zum Wert $\dot{P}_{\mathrm{pulse}} = +0,225\,\mathrm{s/yr}$ (in't Zand, Baykal & Strohmayer, 1998).

Ausgehend von diesen Werten ist für die Beobachtung im Jahr 2003 eine Pulsperiode von ungefähr 441,9 Sekunden zu erwarten, für das Jahr 2004 entsprechend 442,1 Sekunden.

Zur Periodensuche wurden auch bei H 1907+097 zunächst Event-Files erstellt, aus denen dann eine Lichtkurve gebildet wurde. Das Binning betrug in diesem Fall 1 Sekunde. Die Fehlerermittlung der Periodensuche erfolgte wie in Kapitel 5.3.1 beschrieben. Für die Pulsprofile wurde der Zeitnullpunkt jeweils so gewählt, dass das Minimum vor dem kleineren Peak mit Pulsphase 0 zusammenfällt.

Für das Jahr 2003 standen die beiden Beobachtungen aus Revolution 57 und 62 zur Verfügung. Im ersten Fall ergab sich eine Periode von 441,19±0,02 Sekunden (Abbildung 8.5), im zweiten Fall 441,36±0.04 Sekunden (Abbildung 8.6). Beide Werte liegen somit unter dem erwarteten Wert. Die Periode, die für das Jahr 2004 ermittelt wurde, beträgt 441,78±0.33 Sekunden (Abbildung 8.7) und liegt damit auch unterhalb des erwarteten Wertes. Allerdings ist der Fehler in diesem Fall deutlich größer als bei den beiden anderen Beobachtungen, so dass in den Fehlergrenzen doch eine Übereinstimmung mit der Vorhersage herrscht.

In Abbildung 8.3 sind diese Werte im Vergleich zu früheren Messungen von Makishima et al. (1984), Cook & Page (1987), in't Zand, Baykal & Strohmayer (1998) und Baykal et al. (2001) aufgetragen. Ebenfalls eingezeichnet ist die Trendlinie der Periodenentwicklung mit einem Wert von $\dot{P}_{\mathrm{pulse}} = +0,225\,\mathrm{s/yr}$.

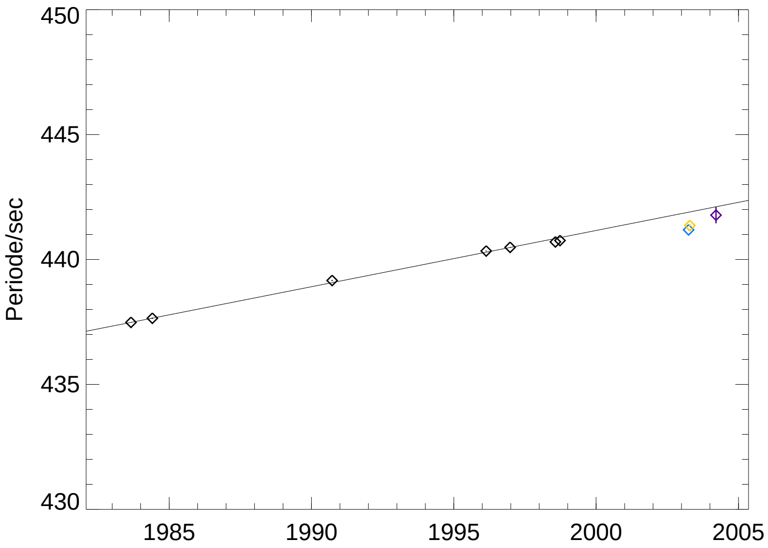


Abbildung 8.3: Periodenentwicklung von H 1907+097. Die schwarzen Punkte zeigen frühere Messungen von Makishima et al. (1984), Cook & Page (1987), in't Zand, Baykal & Strohmayer (1998) und Baykal et al. (2001). Der blaue Punkt ist der für Revolution 57 ermittelte Wert, der gelbe steht für Revolution 62 und der violette für Revolution 174.

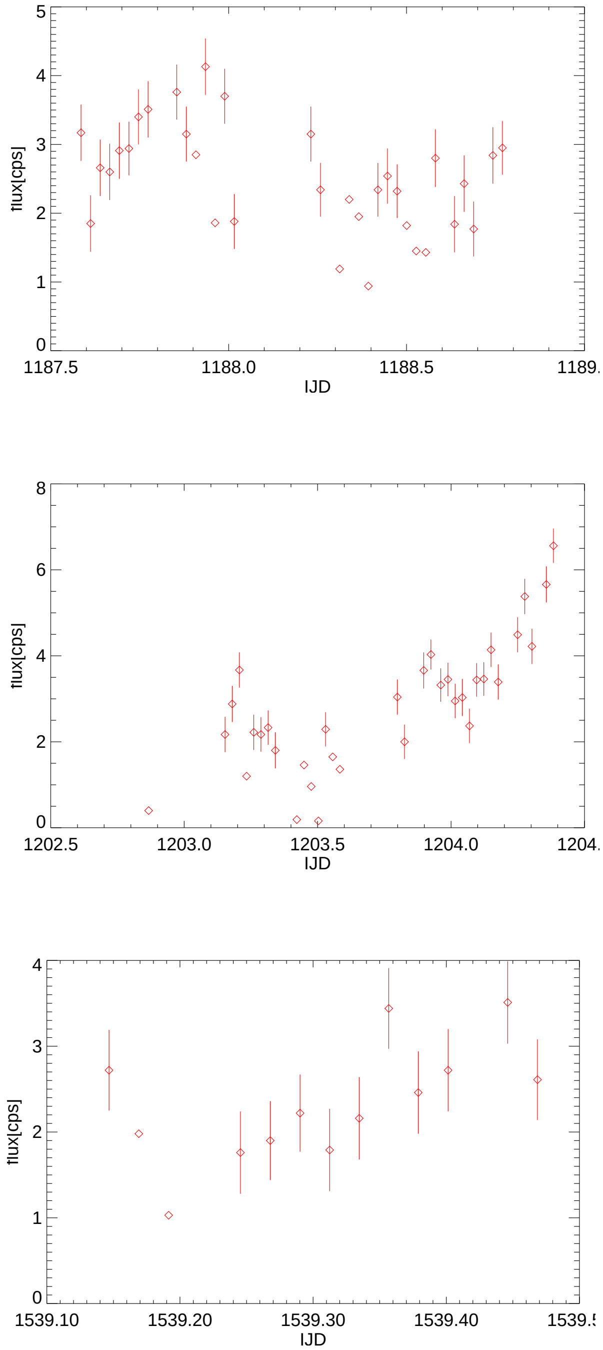


Abbildung 8.4: Die verwendeten Lichtkurven von H 1907+097 (IBIS, 20 – 40 keV). Oben Revolution 57, in der Mitte Revolution 62 und unten Revolution 174, ein Punkt entspricht einem Science Window.

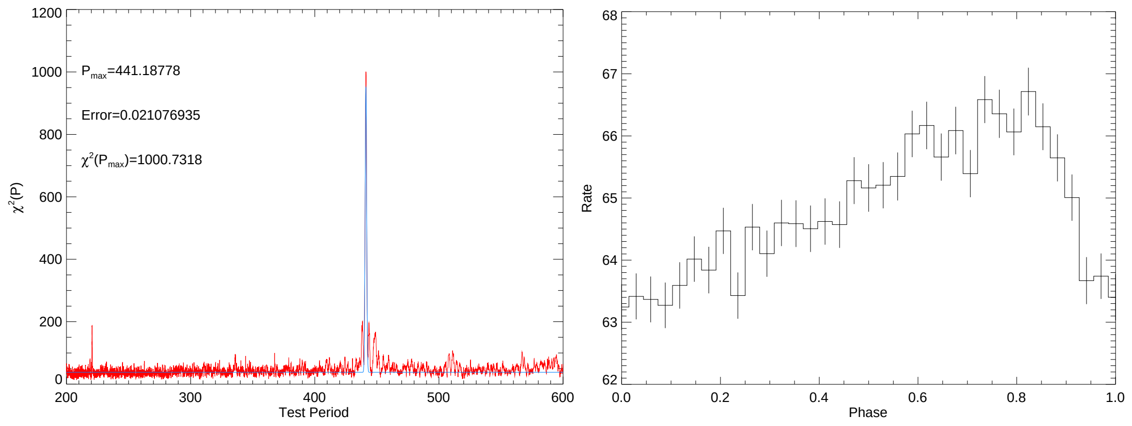


Abbildung 8.5: Periodenbestimmung und Pulsprofil für Revolution 57.

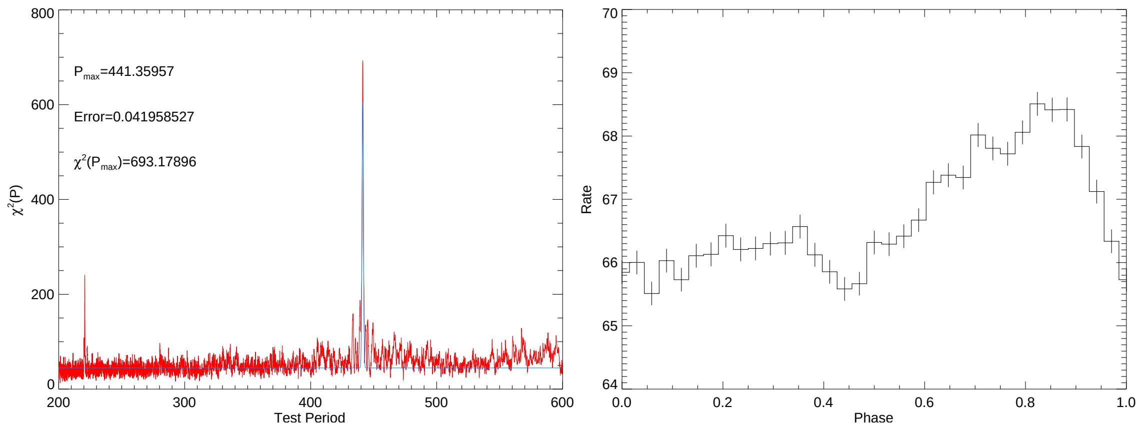


Abbildung 8.6: Periodenbestimmung und Pulsprofil für Revolution 62.

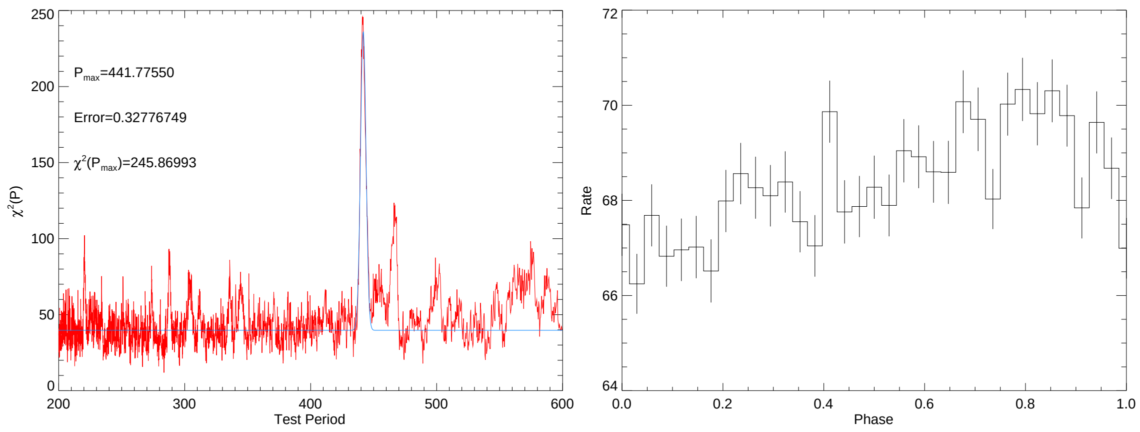


Abbildung 8.7: Periodenbestimmung und Pulsprofil für Revolution 174.

Für die drei verschiedenen Beobachtungen wurden Pulsprofile in je sieben Energiebändern mit 3 keV Breite erzeugt. Dabei wurde jeweils die zuvor ermittelte Periode benutzt und der Zeitnullpunkt wieder so gewählt, dass Pulsphase 0 wieder dem Minimum vor dem kleineren Peak entspricht. An dieser Stelle werden aus Platzgründen nur die normierten Pulsprofile gezeigt, die unnormierten Pulsprofile mit entsprechenden Fehlerbalken finden sich im Anhang B.

Das Pulsprofil besteht wie bereits erwähnt aus einem kleineren (im Folgenden *secondary peak*) und einem großen Peak (im Folgenden *main peak*). In Abbildung 8.9 ist gut zu erkennen, dass sich der *main peak* mit steigender Energie nicht merklich ändert. Ein ganz anderes Bild zeigt sich beim *secondary peak*: bei kleineren Energien ist er zunächst noch deutlich ausgeprägt (Abbildungen 8.10 bis 8.12), aber verschwindet mit steigender Energie. Die Grenze für dieses Verschwinden lässt sich nicht eindeutig bestimmen. Während er in Revolution bereits bei Energien über 21 keV nicht mehr zu sehen ist, so ist er in den anderen beiden Beobachtungen erst ab einer Energie von mindestens 27 keV verschwunden. Allerdings zeigt sich in Revolution 57 im Bereich von 21 – 24 keV auch nur ein Peak, im nächsten Energieband (24 – 27 keV) sind jedoch wieder beide Peaks zu sehen.

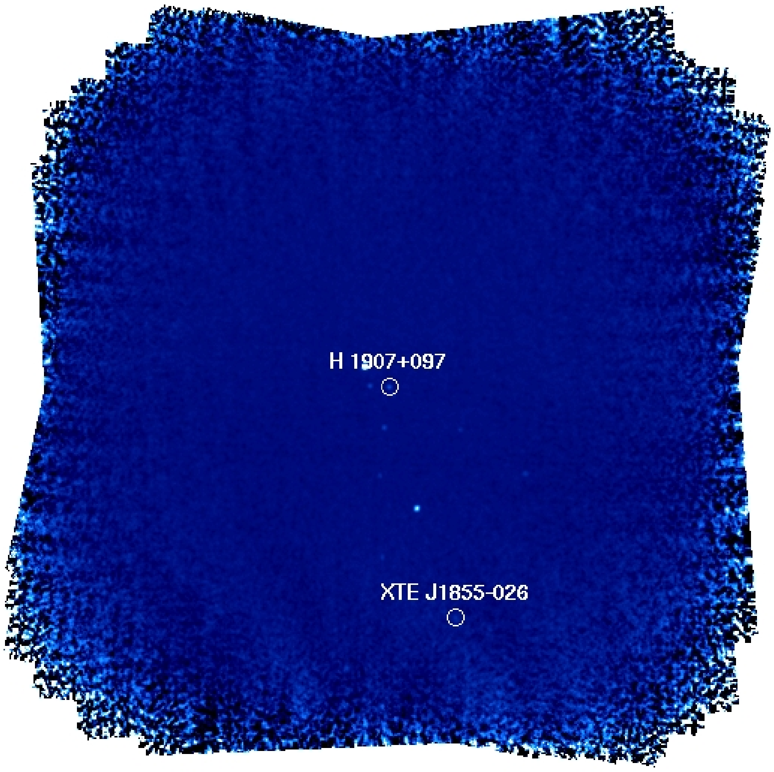


Abbildung 8.8: Mosaikbild von H 1907+097 (Beobachtungsdauer 171 ksec).

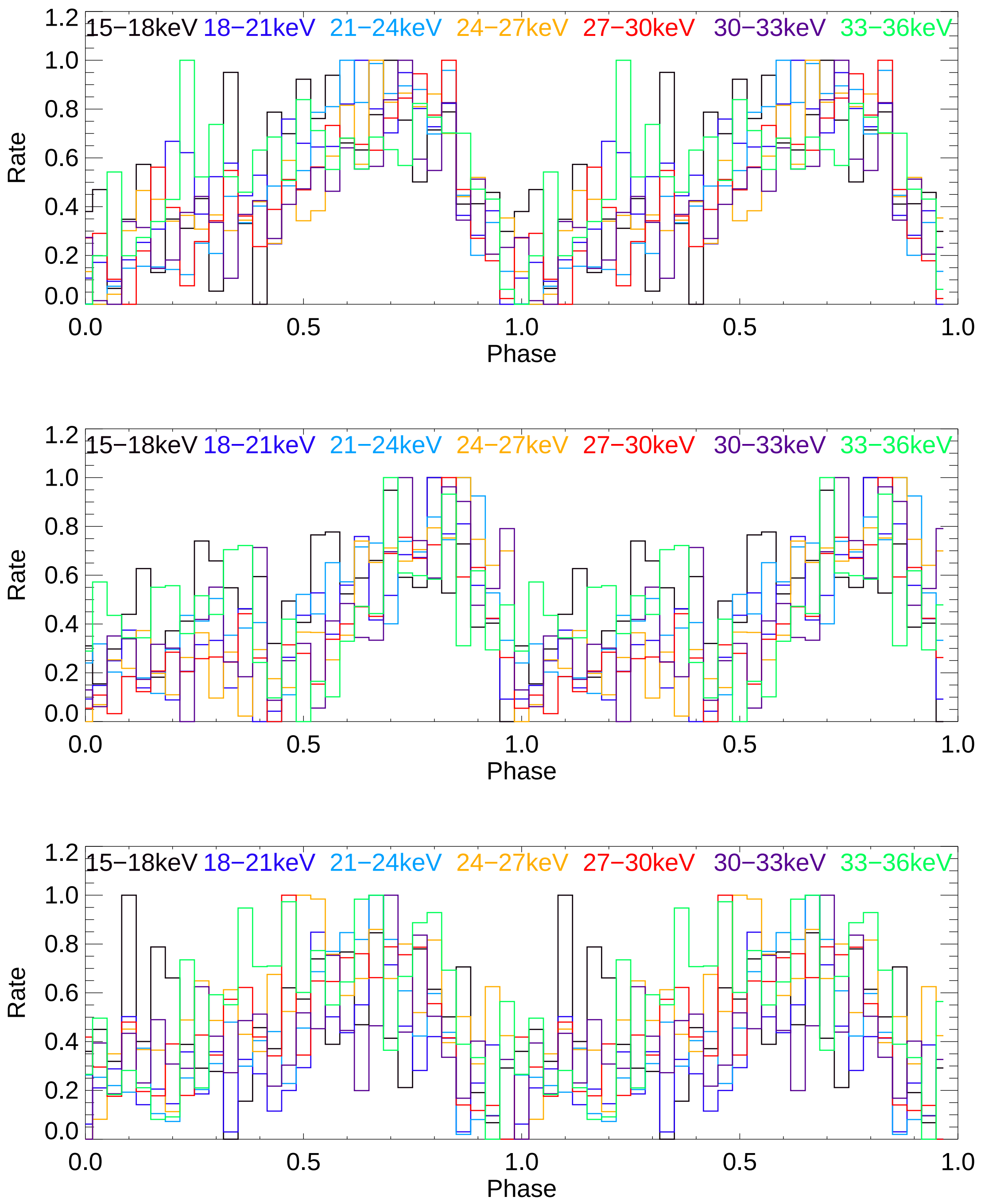


Abbildung 8.9: Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von H 1907+097: von oben nach unten Revolution 57, Revolution 62 und Revolution 174.

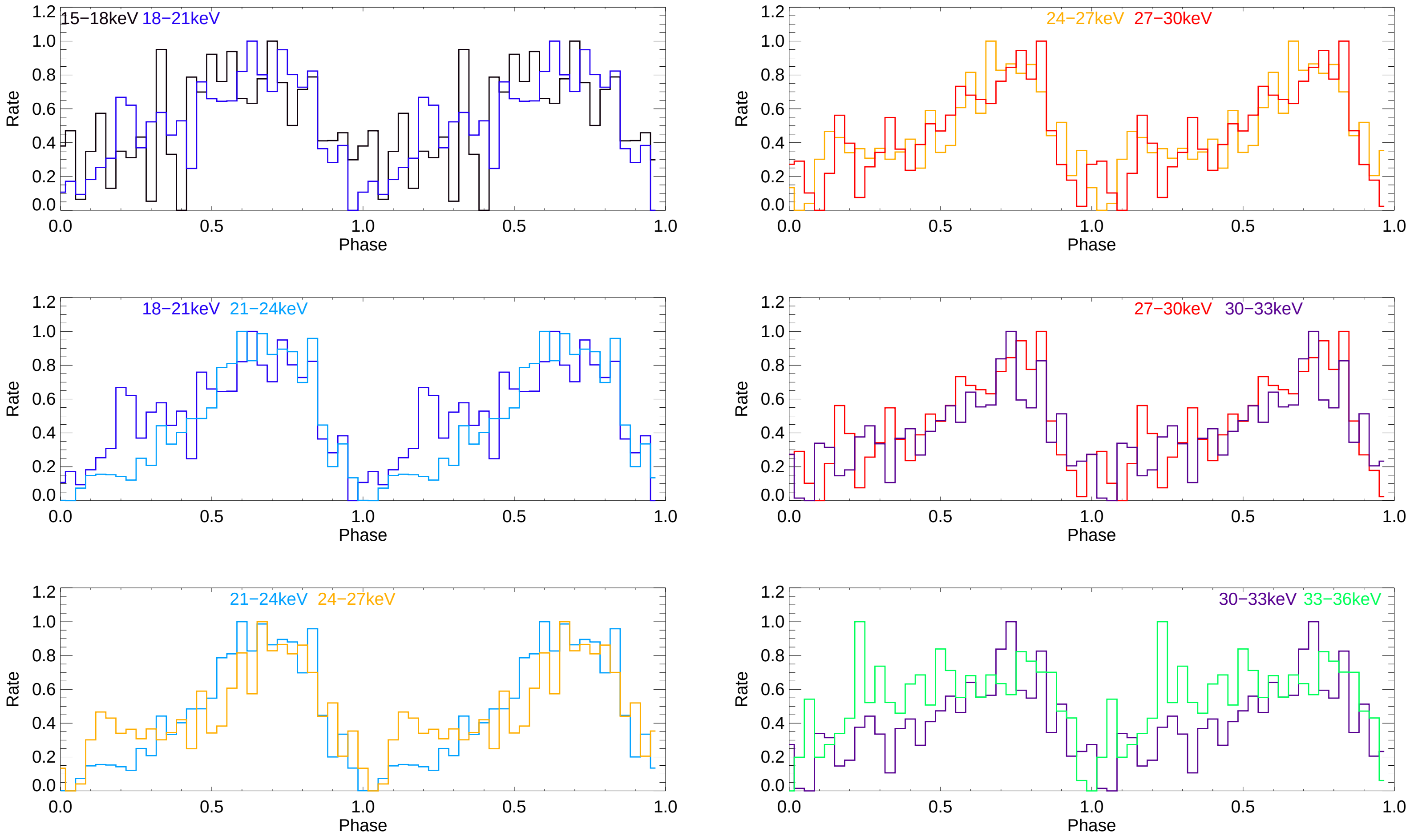


Abbildung 8.10: Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von H 1907+097, Revolution 57

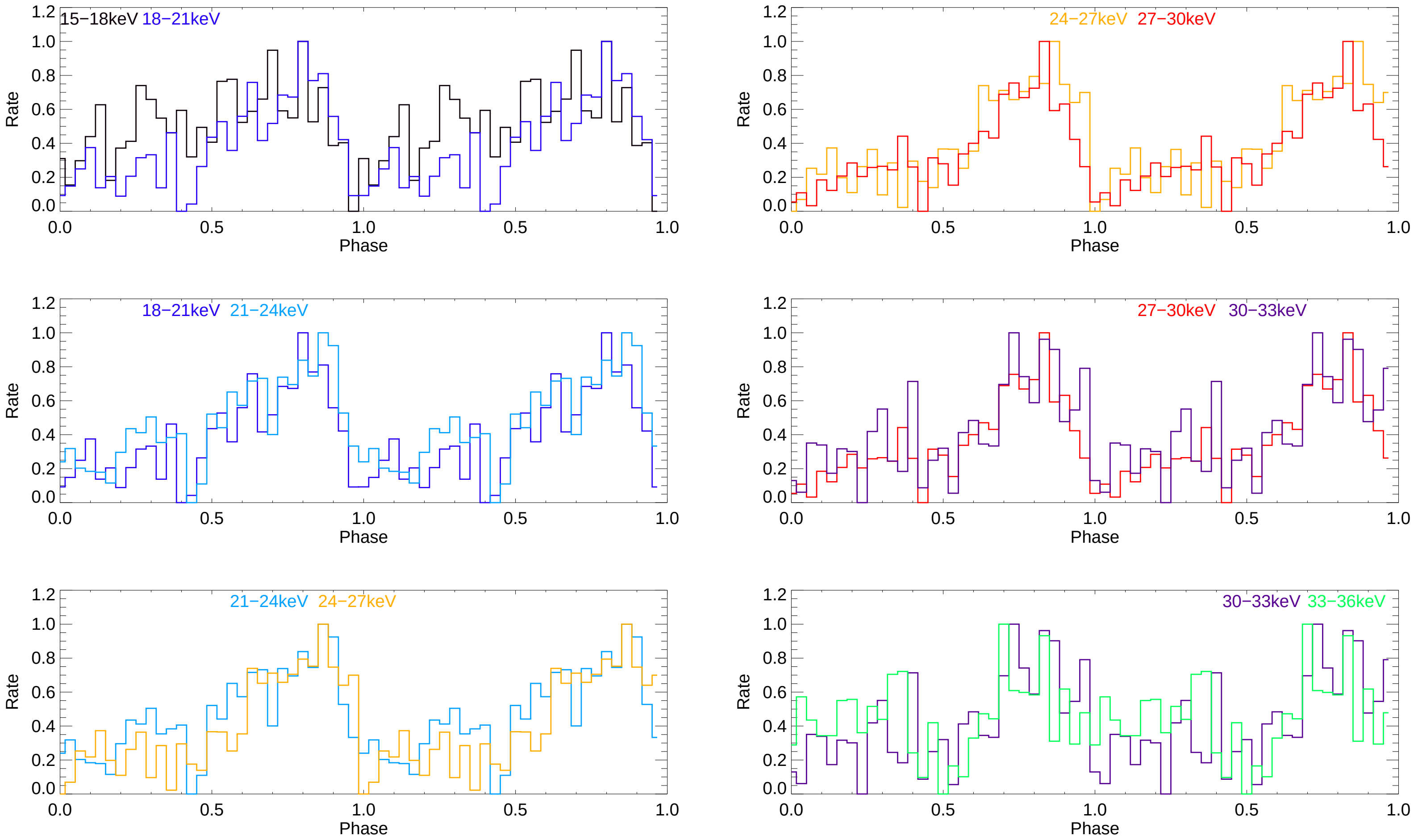


Abbildung 8.11: Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von H 1907+097, Revolution 62

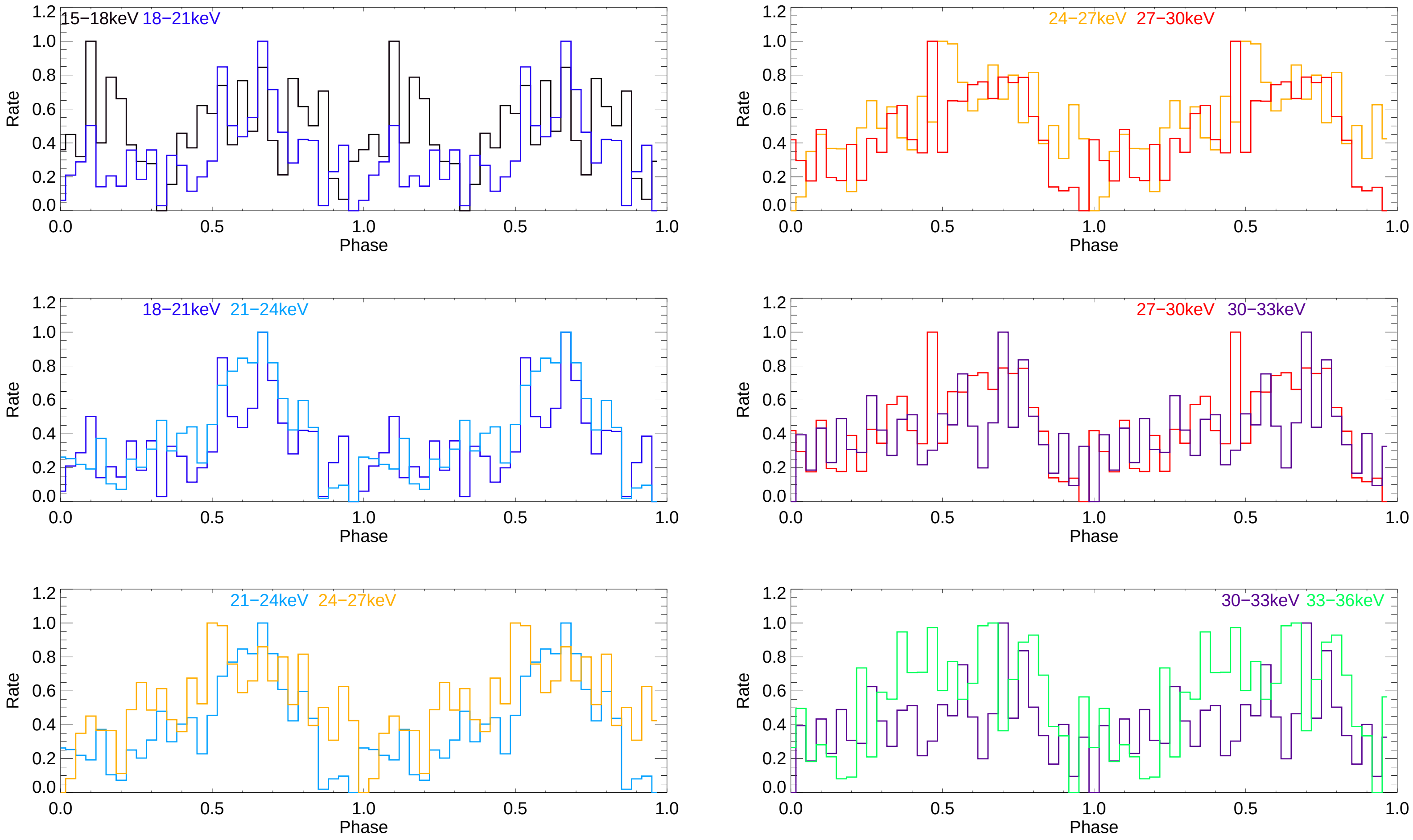


Abbildung 8.12: Vergleich der energieaufgelösten Pulsprofile von H 1907+097, Revolution 174

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Daten aus den INTEGRAL *Galactic Plane Scans* untersucht, genauer gesagt die Beobachtungsdaten von akkretierenden Röntgenpulsaren in der Galaktischen Ebene. Der Schwerpunkt der Analyse lag hierbei auf dem *Timing*, das heißt auf der Erstellung von Lichtkurven, der Suche nach Pulsperioden und der Ermittlung von Pulsprofilen. Um diese Untersuchungen durchführen zu können, mussten zunächst entsprechende IDL-Programme geschrieben und getestet werden, die der speziellen Struktur der Daten angepasst sind, was einen großen Teil der zur Verfügung stehenden Zeit einnahm.

Ebenso zeitaufwändig war die Datenextraktion selbst. Die gesamten vorhandenen GPS-Daten wurden für die beiden Instrumente IBIS und JEM-X in jeweils fünf beziehungsweise zwei Energiebändern extrahiert. Aufgrund neuer Updates der OSA-Software musste dieser Prozess mehrfach wiederholt werden. Dieser Arbeit liegen Extraktionen mit der OSA-Version 4.1 zugrunde. Ein Ergebnis dieser Datenextraktion ist auch auf den GPS-Webseiten als Lichtkurven zu finden.

Von den insgesamt 26 akkretierenden Röntgenpulsaren, für die diese Lichtkurven erstellt wurden, wurden zwei Quellen näher untersucht. Dies ist zum einen GX 301$-$2 und zum anderen H 1907+097. Bei beiden Systemen handelt es sich um windakkretierende *High Mass X-Ray Binaries*.

Im Fall von GX 301$-$2 gestaltete sich die Periodensuche mit den GPS-Daten äußerst schwierig. Die Periode dieses Objekts ist mit ungefähr 680 Sekunden relativ lang und somit wäre eine zusammenhängende Beobachtung über viele Science Windows nötig um einen guten Wert für die Periode zu ermitteln. Zur Verfügung standen aber jeweils nur maximal zwei zeitlich direkt benachbarte ScWs. Daher wurde zur genaueren Analyse ein privater Datensatz aus Revolution 176 verwendet. Mit diesem war es möglich, die Periode auf 683,52$\pm$0,12 Sekunden zu bestimmen. Ausgehend von dieser Periode wurden energieaufgelöste Pulsprofile für den Bereich von 15 – 45 keV erstellt. Es stellte sich heraus, dass sich die Form der beiden Pulse mit steigender Energie drastisch verändert. Zeigen beide Pulse bei kleinen Energien zunächst eine symmetrische Form, so wird diese bei Energien oberhalb von 30 keV zunehmend asymmetrischer.

Auch für H 1907+097 wurde eine Periodenbestimmung durchgeführt. Hier erwiesen sich die Daten aus den GPS als geeignet für diese Untersuchung, da zwei Beobachtungsblöcke mit je 33 ScWs aus dem Jahr 2003 und ein Block mit 13 ScWs aus dem Jahr 2004 zur Verfügung standen. Bei dieser Quelle ist der Wert für die Pulsperiodenänderung pro Jahr relativ genau bekannt. Somit konnten die ermittelten Werte mit den erwarteten Werten verglichen werden. Es zeigte sich, dass die mit INTEGRAL bestimmten Werte mit 441,19$\pm$0,02 beziehungsweise 441,36$\pm$0.04 (2003) und 441,78$\pm$0.33 (2004) unter der Erwartung lagen. Eine Analyse der Pulsprofile ergab, dass auch H 1907+097 eine Doppelpuls-Strahlungscharakteristik aufweist. Mit steigender Energie verschwindet jedoch der *se-*

condary Peak und geht in den größeren Puls über.

Wie in den Abbildungen im Anhang zu sehen ist, stehen noch sehr viele Daten zur Verfügung, die genauer analysiert werden sollten. Insbesondere in Hinblick auf die Webseiten wäre es wünschenswert, für den Großteil der 26 Quellen Pulsprofile und Spektren zu erstellen um die Seiten mit weiteren Ergebnissen von INTEGRAL zu ergänzen. Da die INTEGRAL-Mission noch nicht beendet ist, werden auch laufend neue GPS-Daten verfügbar sein, die wiederum extrahiert und weiter analysiert werden müssen.

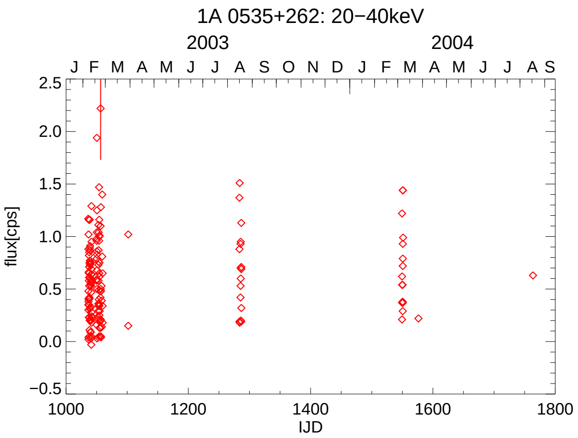
Anhang A

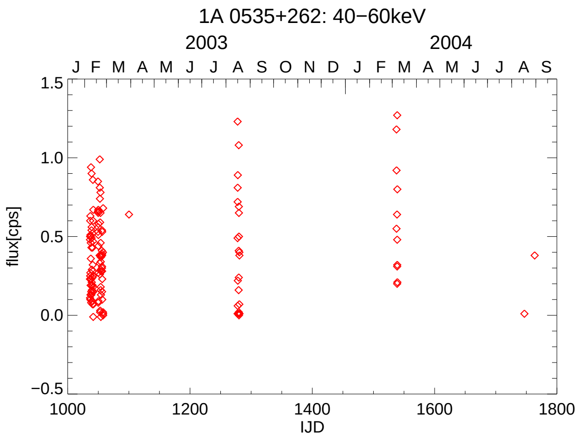
Lichtkurven

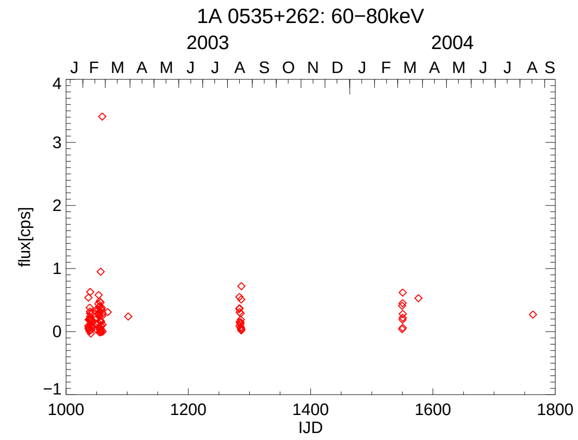
In Kapitel 6.2 wurden bereits einige Lichtkurven akkretierender Röntgenpulsare gezeigt. Hier findet sich nun eine vollständige Aufstellung aller Lichtkurven der auf den GPS-Webseiten aufgeführten Quellen. Diese sollen jedoch hauptsächlich einen Überblick über das vorhandene Datenmaterial geben, daher wurde (auch aus Platzgründen) auf die genauere Darstellung einzelner Zeitabschnitte verzichtet. Punkte, bei denen keine Fehlerbalken eingezeichnet sind, stellen ein *upper limit* des Flusses dar.

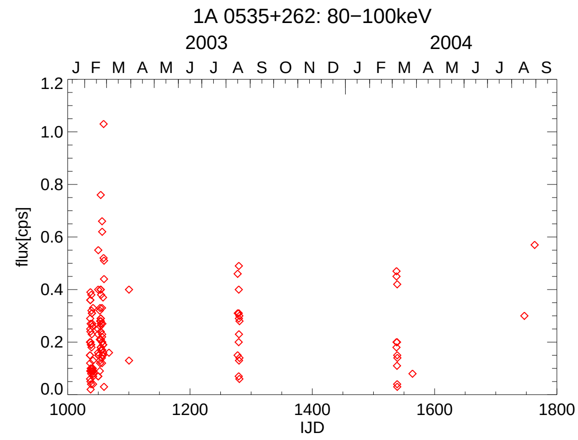
1.1 1A 0535+262

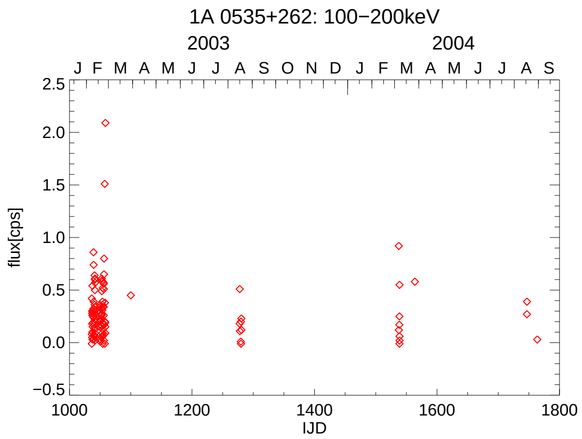
IBIS



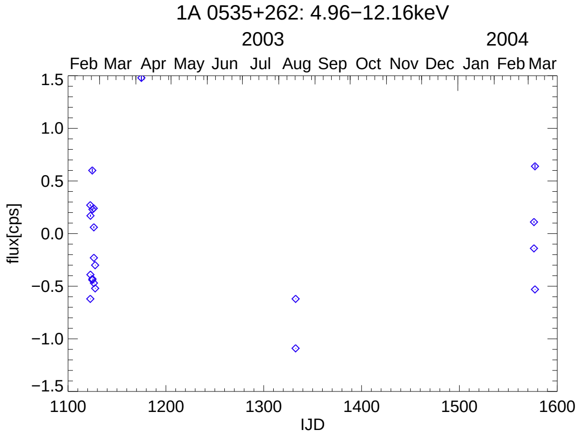


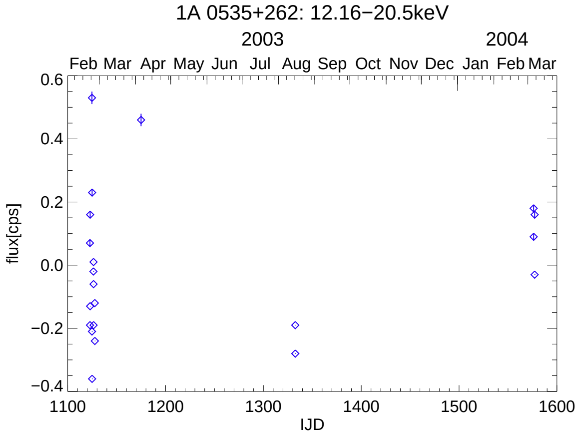




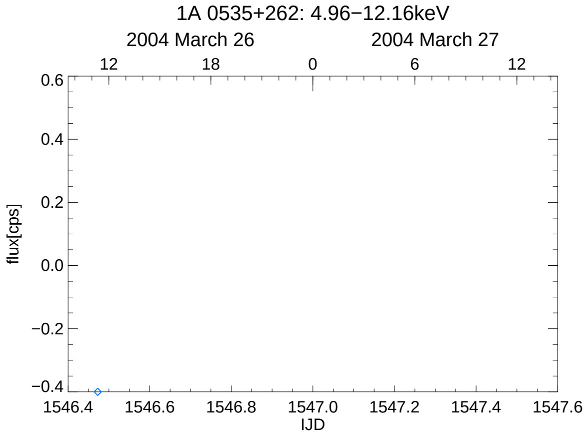


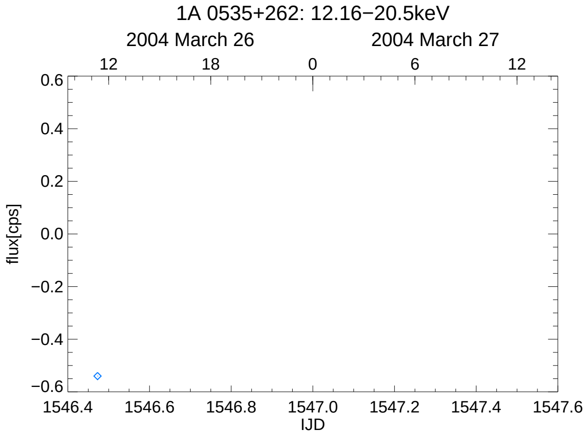
JEM-X2


1A 0535+262: 4.96−12.16keV
2003
2004
Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb Mar
flux[cps]
IJD


1A 0535+262: 12.16−20.5keV
2003
2004
Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb Mar
flux[cps]
IJD

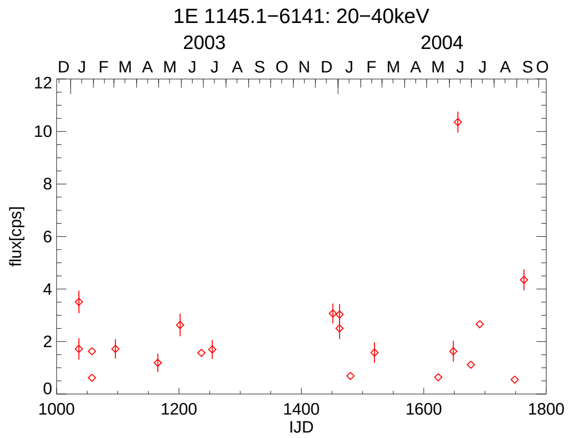
JEM-X1

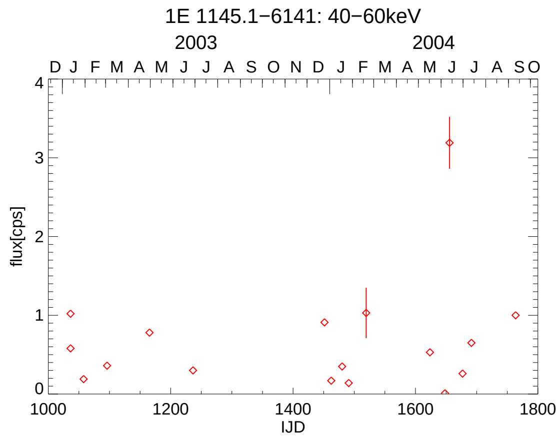

1A 0535+262: 4.96−12.16keV
2004 March 26
2004 March 27
flux[cps]
IJD

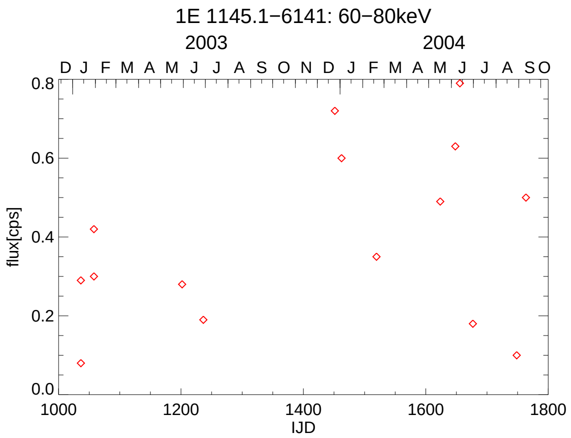

1A 0535+262: 12.16−20.5keV
2004 March 26
2004 March 27
flux[cps]
IJD

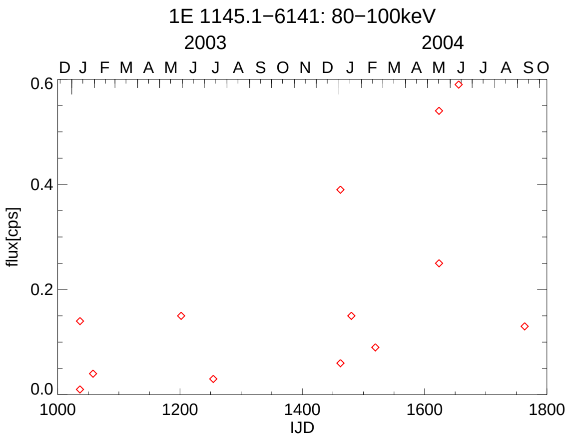
1.2 1E 1145.1−6141

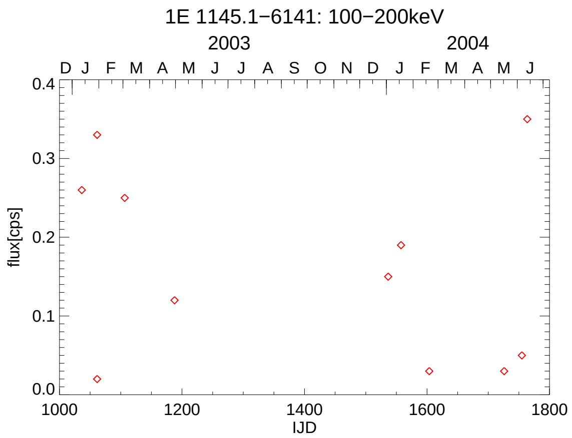
IBIS



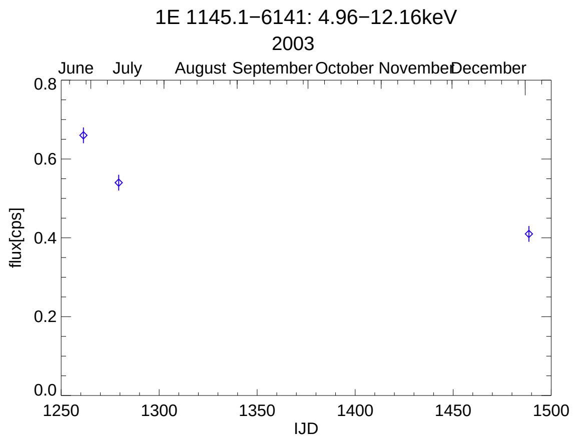


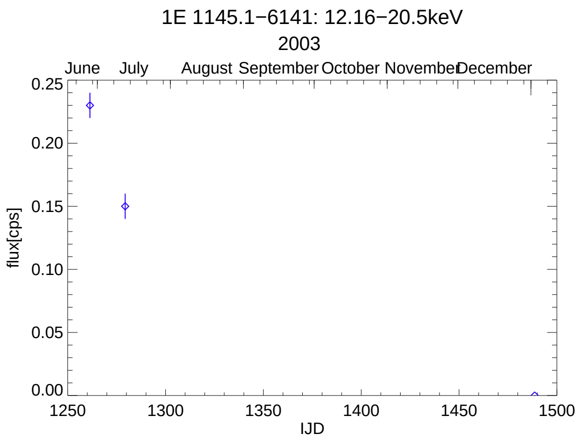




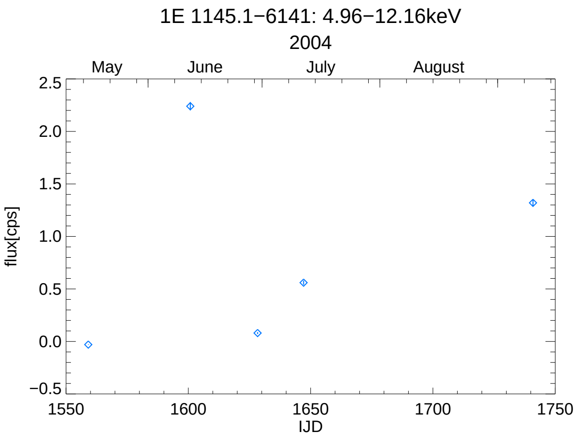


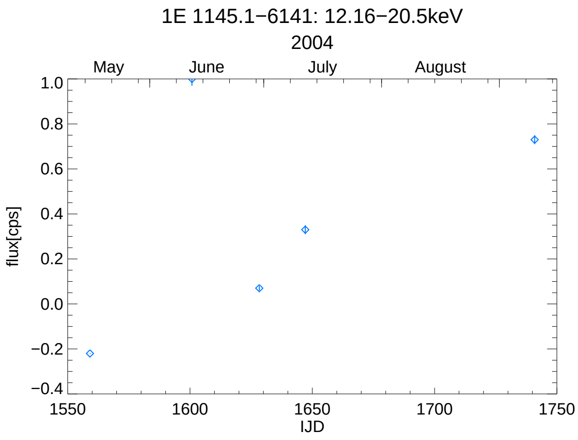
JEM-X2


1E 1145.1−6141: 4.96−12.16keV
2003
June July August September October November December
flux[cps]
IJD


1E 1145.1−6141: 12.16−20.5keV
2003
June July August September October November December
flux[cps]
IJD

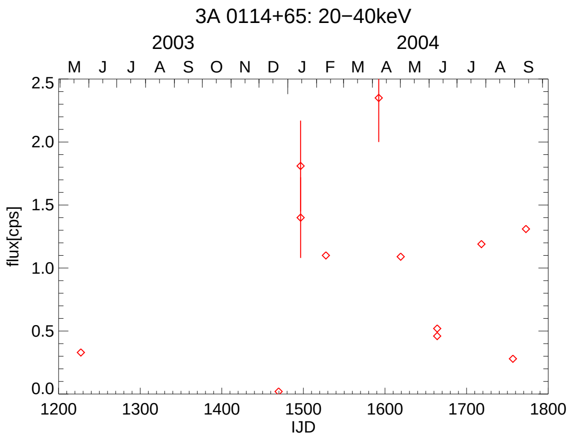
JEM-X1

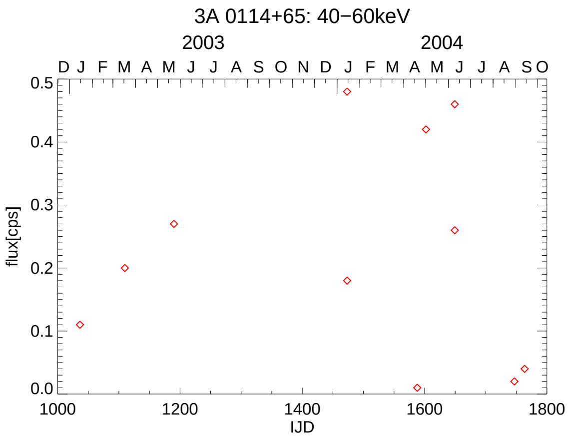

1E 1145.1−6141: 4.96−12.16keV
2004
May June July August
flux[cps]
IJD

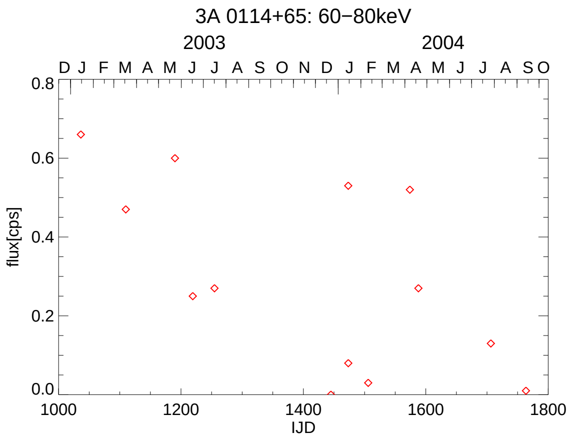

1E 1145.1−6141: 12.16−20.5keV
2004
May June July August
flux[cps]
IJD

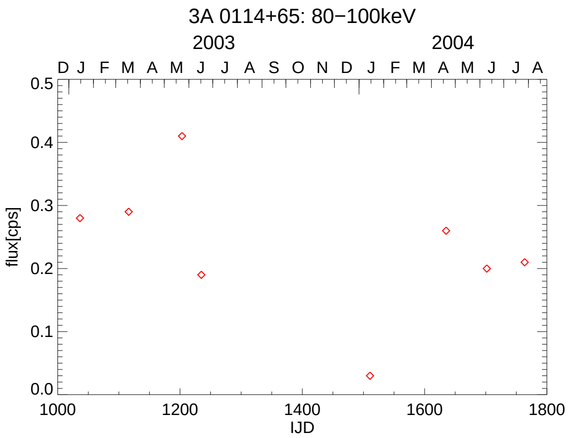
1.3 3A 0114+65

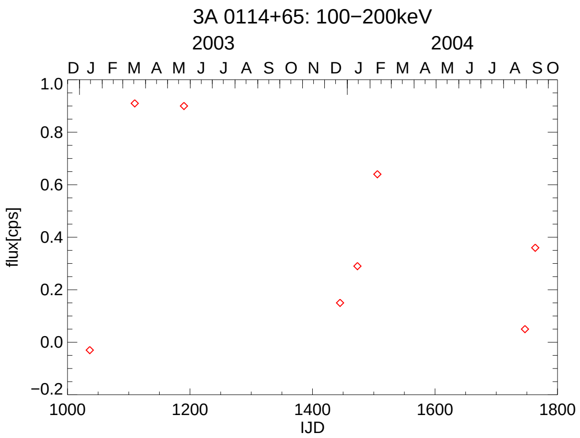
IBIS



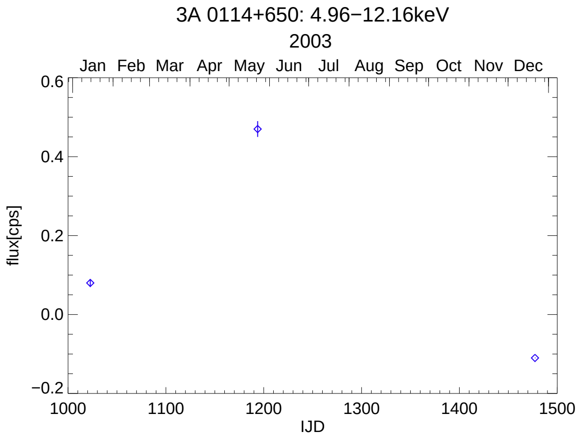


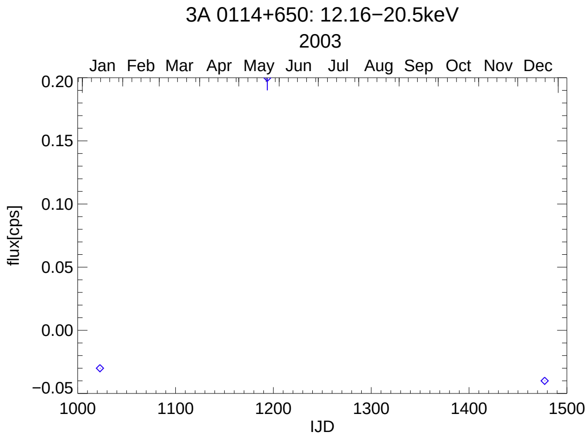




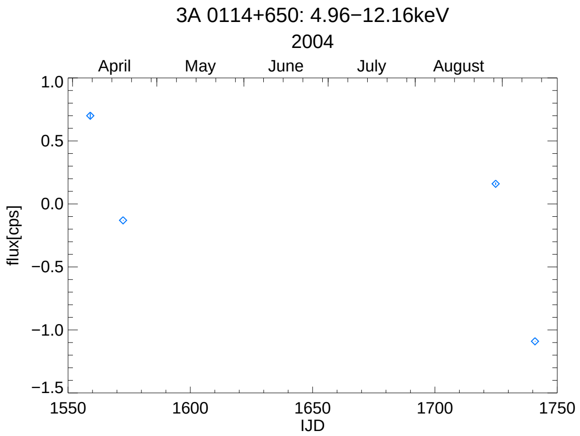


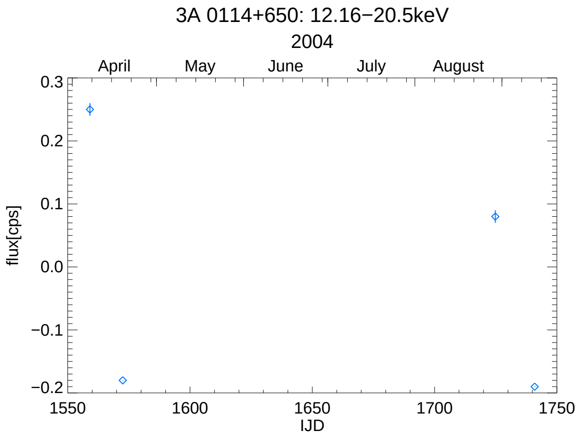
JEM-X2


3A 0114+650: 4.96−12.16keV
2003
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec
flux[cps]
IJD


3A 0114+650: 12.16−20.5keV
2003
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec
flux[cps]
IJD

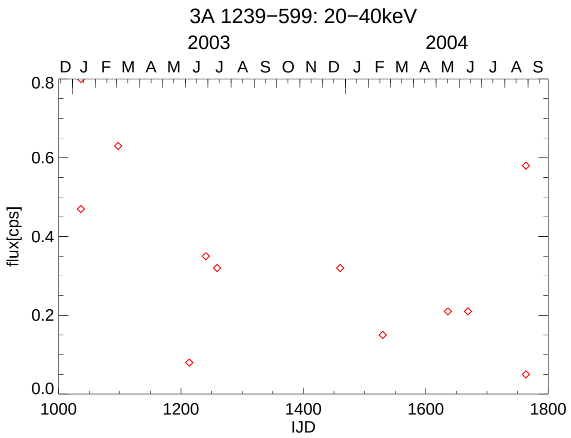
JEM-X1

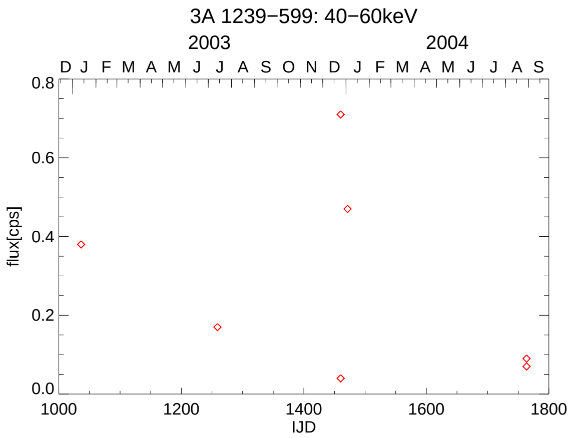

3A 0114+650: 4.96−12.16keV
2004
April May June July August
flux[cps]
IJD

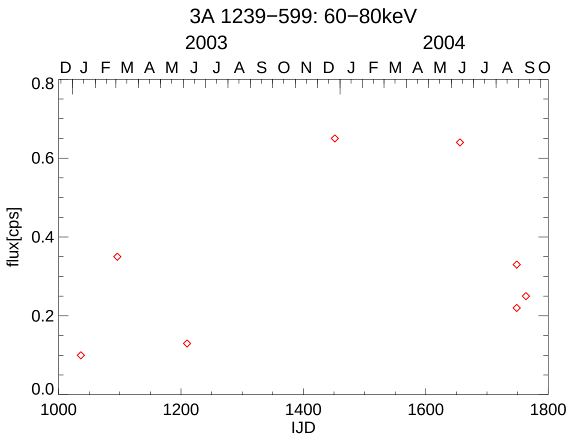

3A 0114+650: 12.16−20.5keV
2004
April May June July August
flux[cps]
IJD

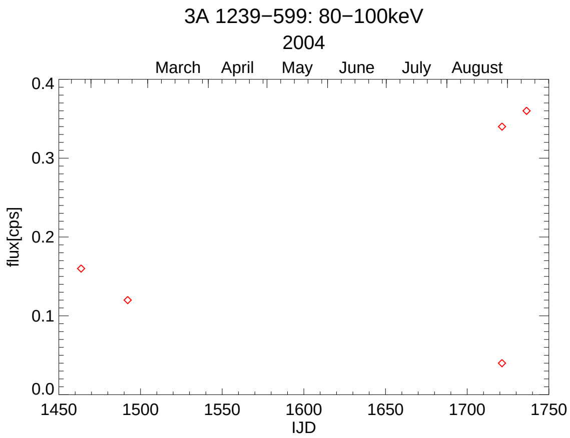
1.4 3A 1239−599

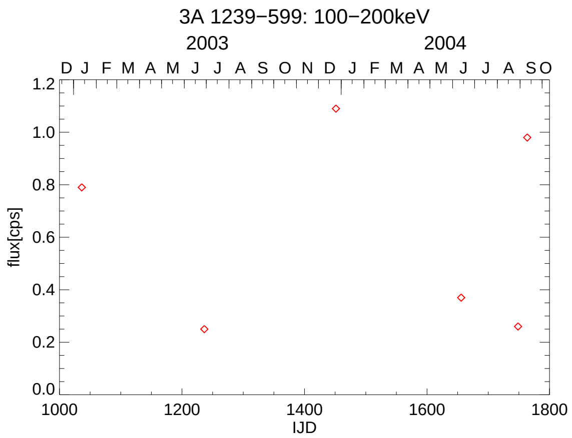
IBIS



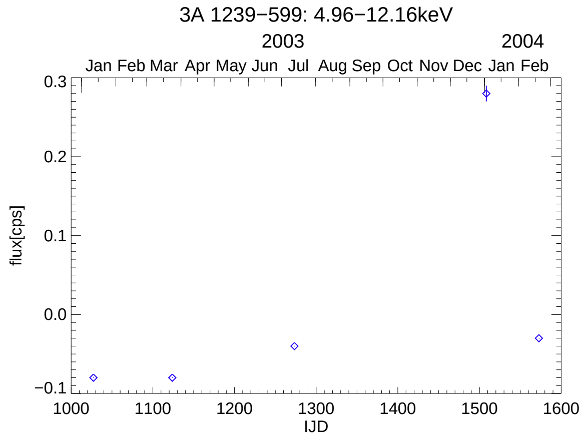


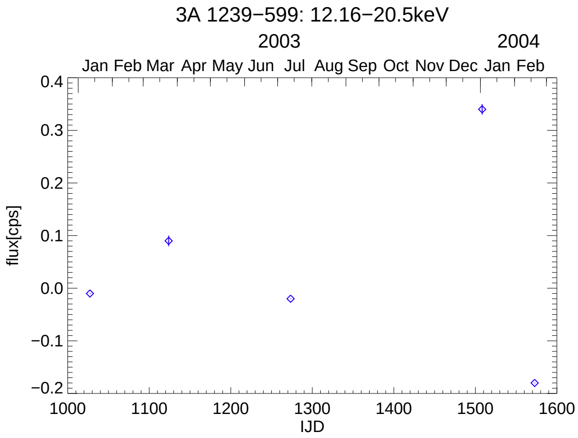




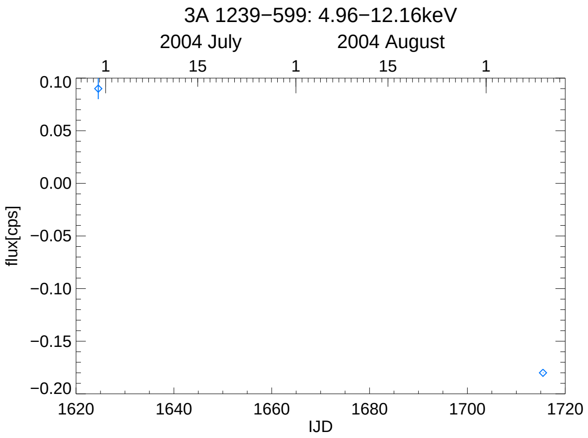


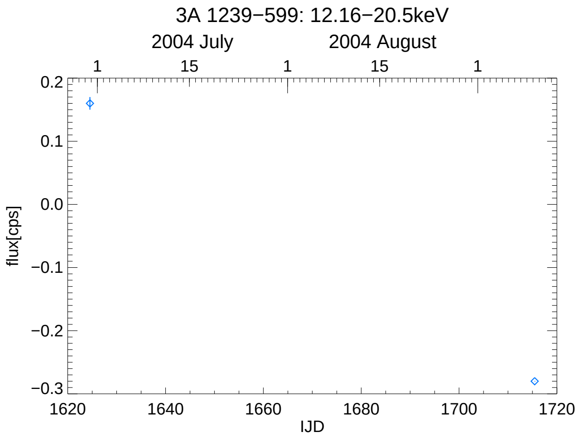
JEM-X2


3A 1239−599: 4.96−12.16keV
2003
2004
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD


3A 1239−599: 12.16−20.5keV
2003
2004
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD

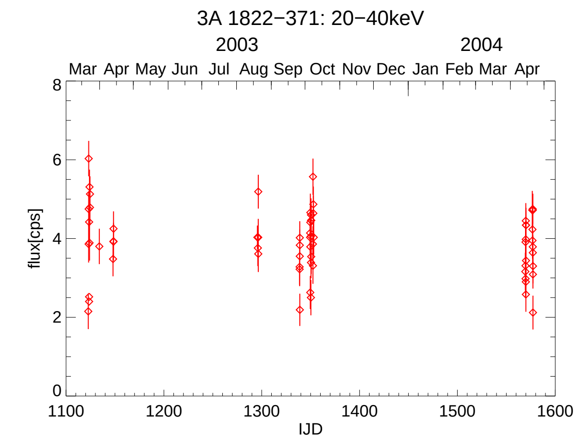
JEM-X1

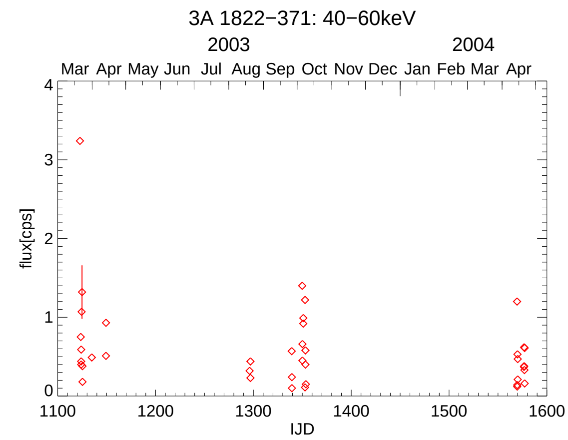

3A 1239−599: 4.96−12.16keV
2004 July
2004 August
flux[cps]
IJD

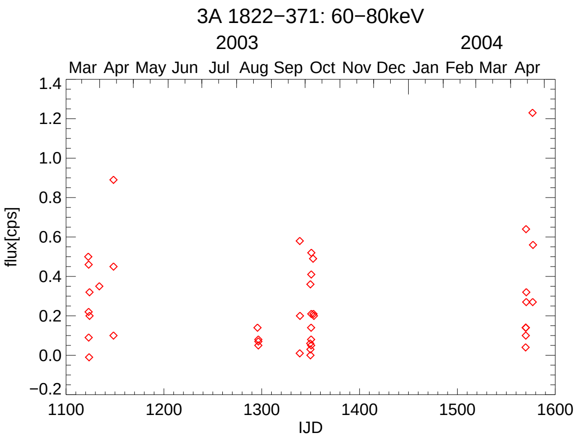

3A 1239−599: 12.16−20.5keV
2004 July
2004 August
flux[cps]
IJD

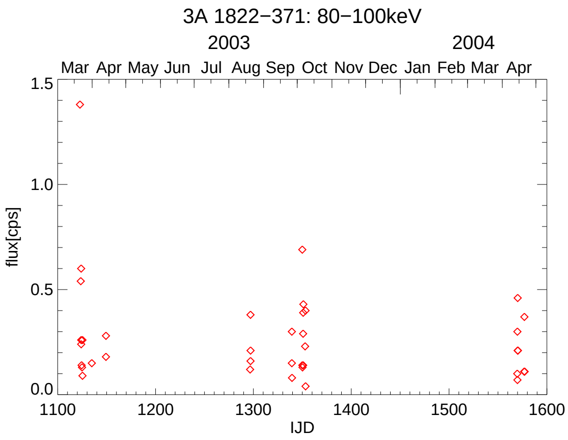
1.5 3A 1822−371

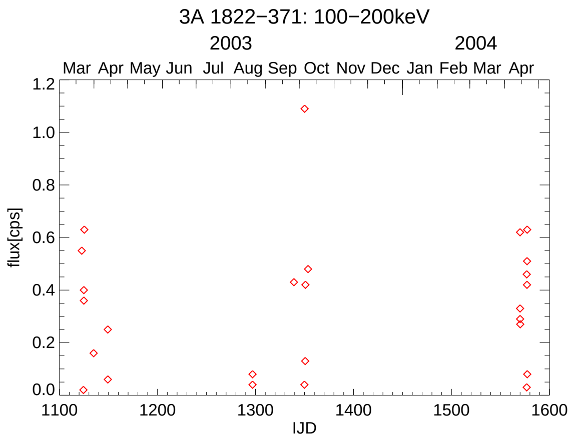
IBIS



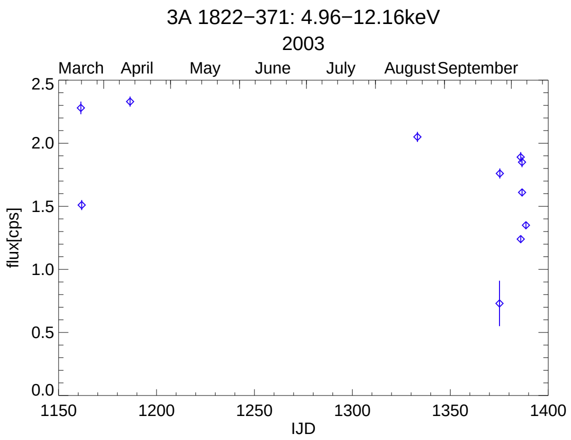


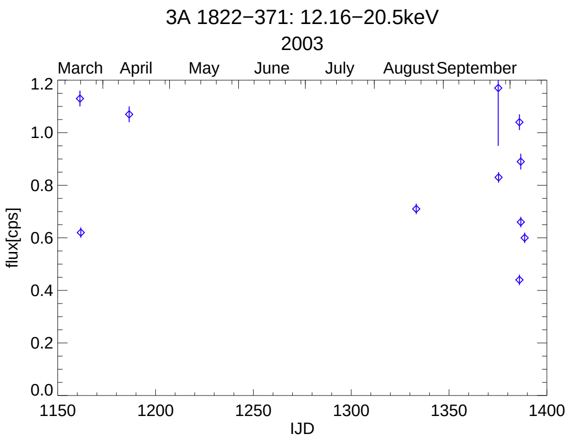




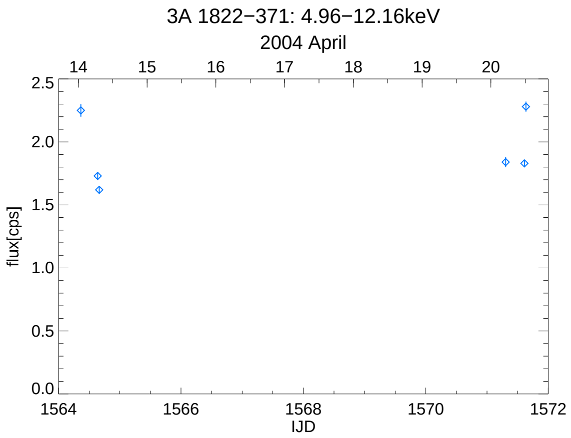


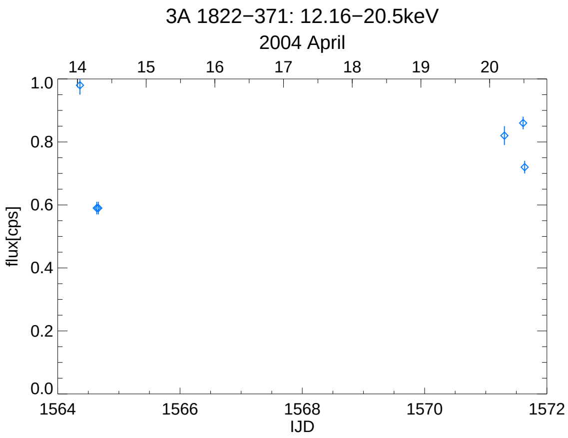
JEM-X2


3A 1822−371: 4.96−12.16keV
2003
March
April
May
June
July
August
September
flux[cps]
IJD


3A 1822−371: 12.16−20.5keV
2003
March
April
May
June
July
August
September
flux[cps]
IJD

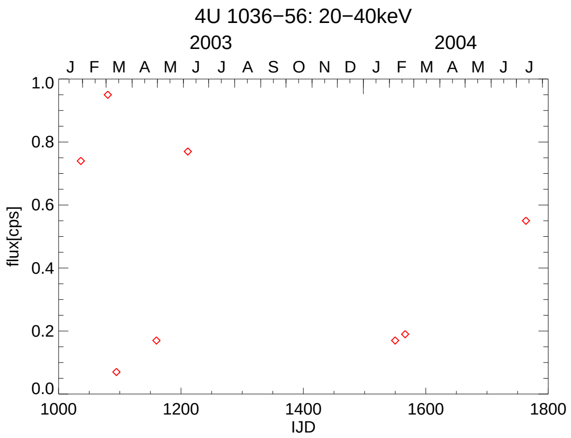
JEM-X1

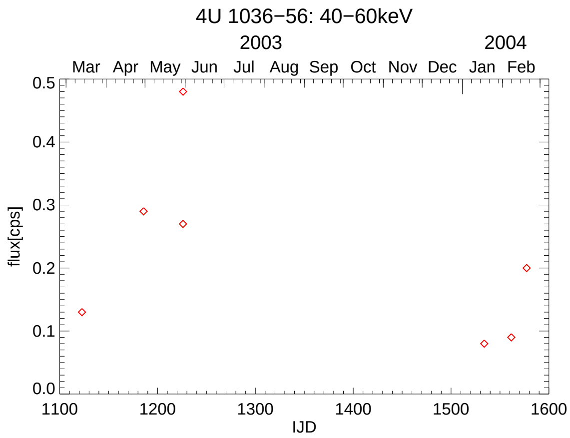

3A 1822−371: 4.96−12.16keV
2004 April
flux[cps]
IJD

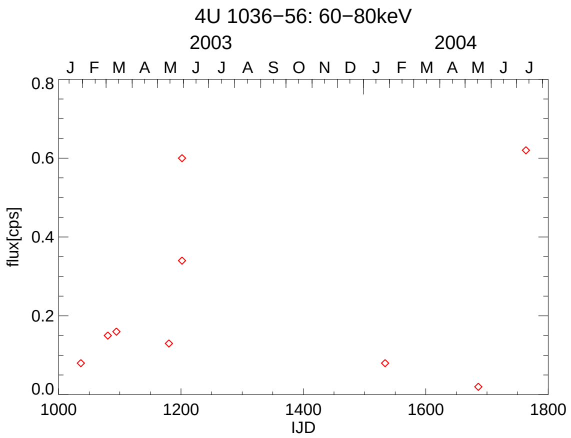

3A 1822−371: 12.16−20.5keV
2004 April
flux[cps]
IJD

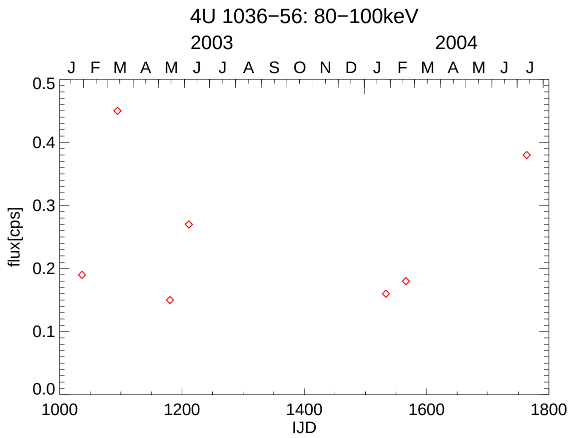
1.6 4U J1036−56

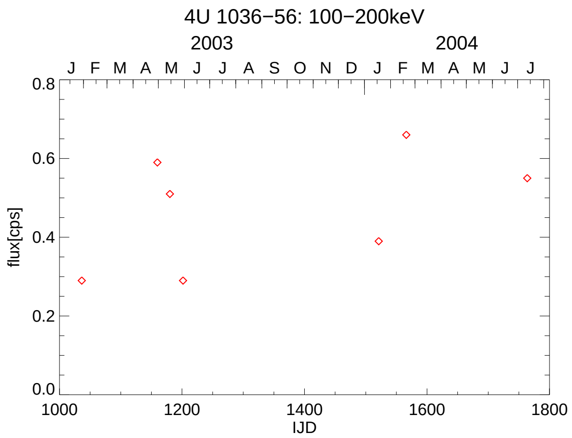
IBIS



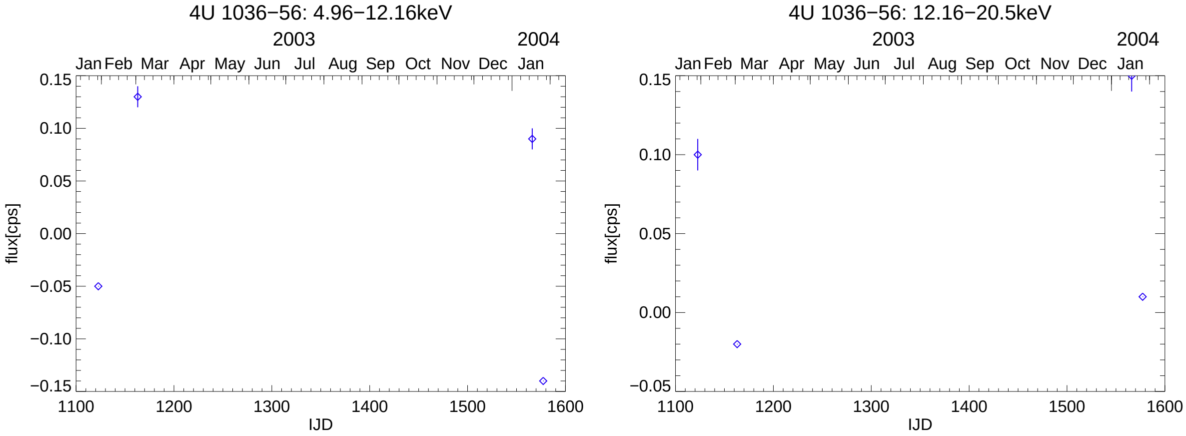




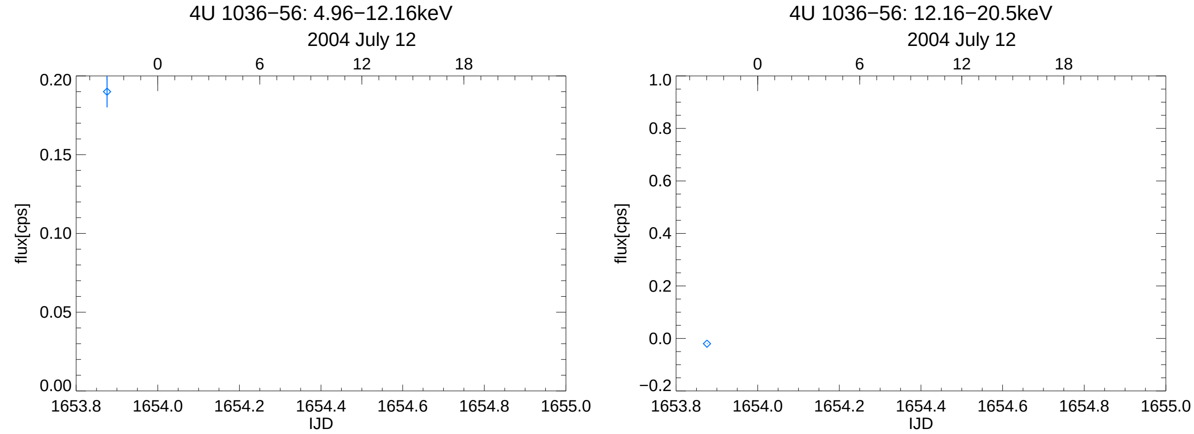




JEM-X2

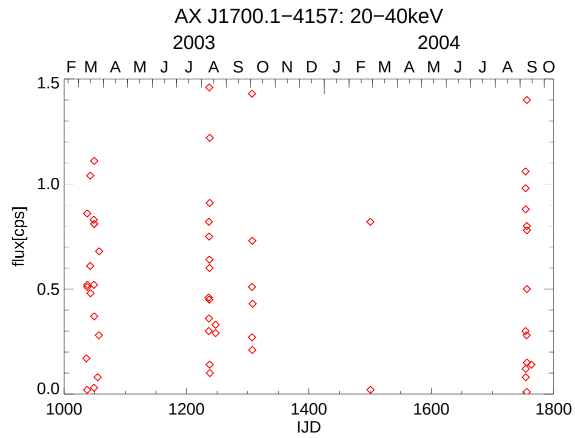

4U 1036−56: 4.96−12.16keV
2003
2004
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan
flux[cps]
IJD
4U 1036−56: 12.16−20.5keV
2003
2004
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan
flux[cps]
IJD

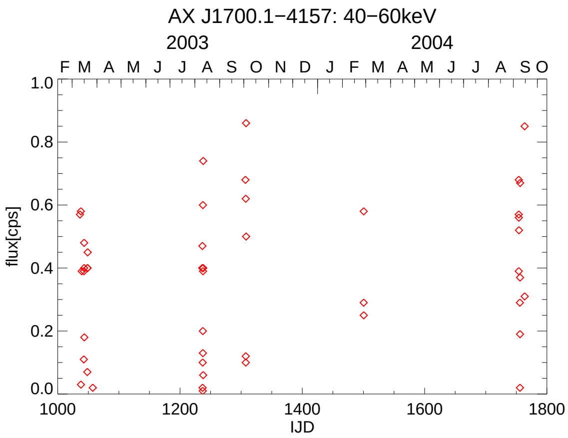
JEM-X1

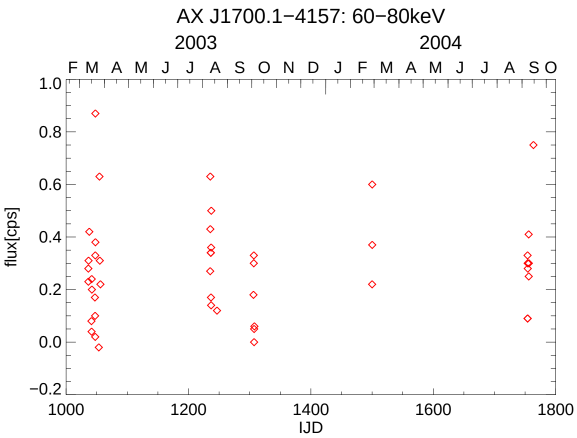

4U 1036−56: 4.96−12.16keV
2004 July 12
flux[cps]
IJD
4U 1036−56: 12.16−20.5keV
2004 July 12
flux[cps]
IJD

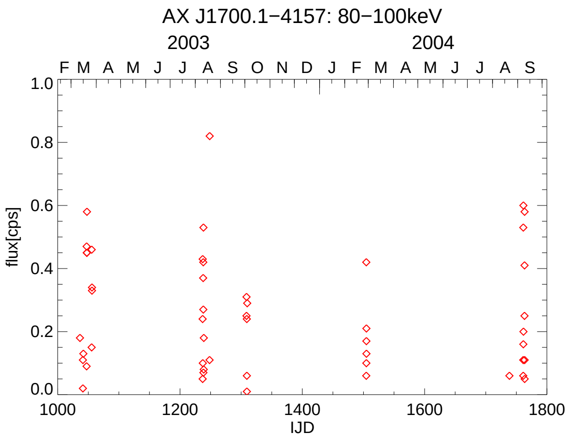
1.7 AX J1700.1−4157

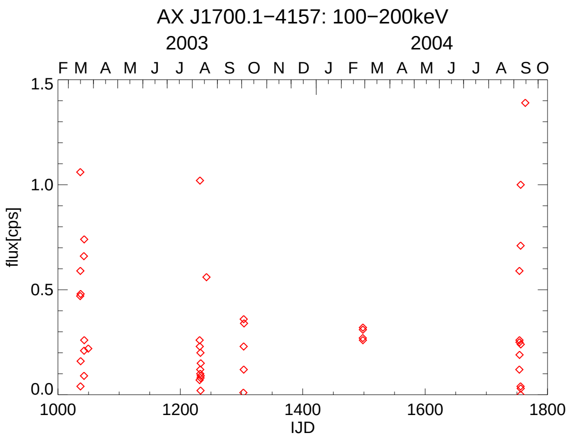
IBIS



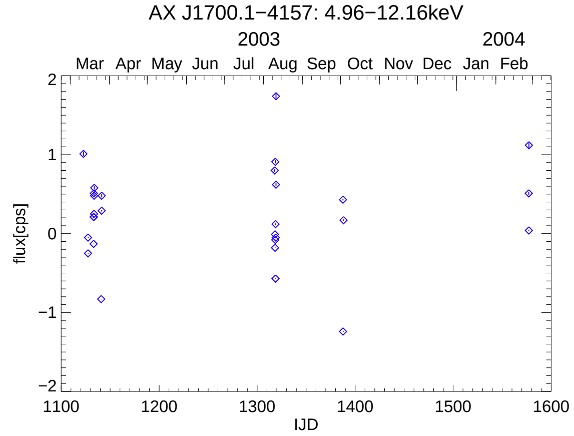


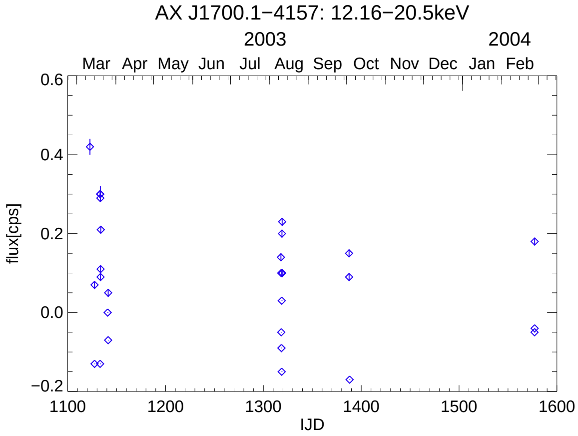




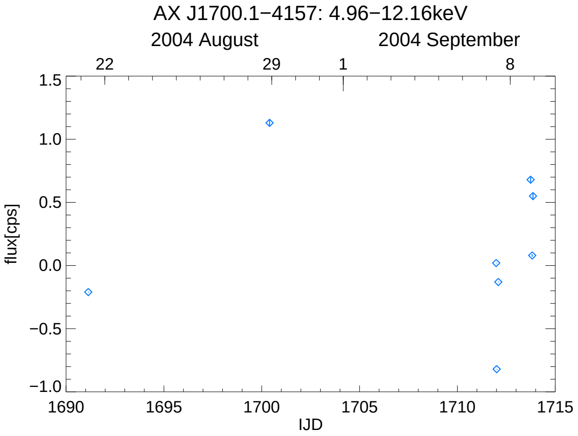


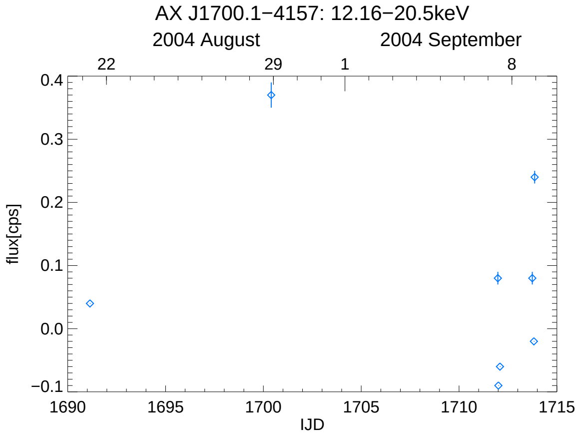
JEM-X2


AX J1700.1−4157: 4.96−12.16keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD


AX J1700.1−4157: 12.16−20.5keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD

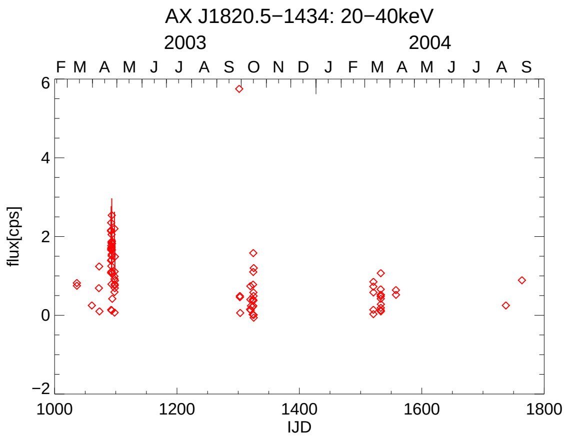
JEM-X1

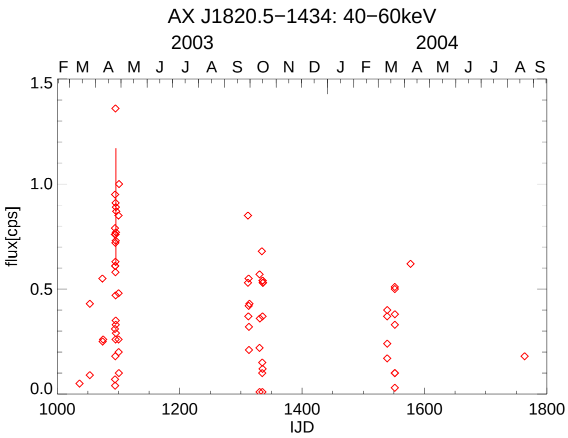

AX J1700.1−4157: 4.96−12.16keV
2004 August
2004 September
flux[cps]
IJD

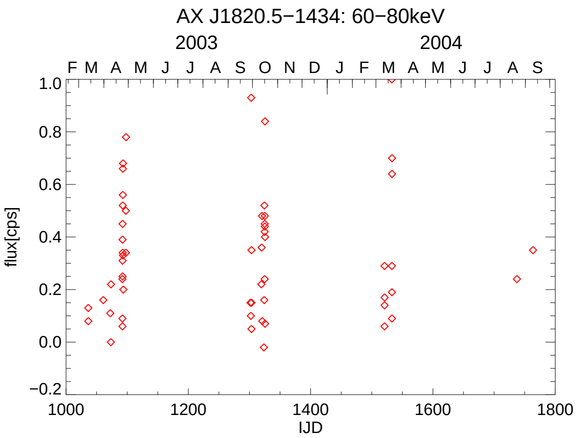

AX J1700.1−4157: 12.16−20.5keV
2004 August
2004 September
flux[cps]
IJD

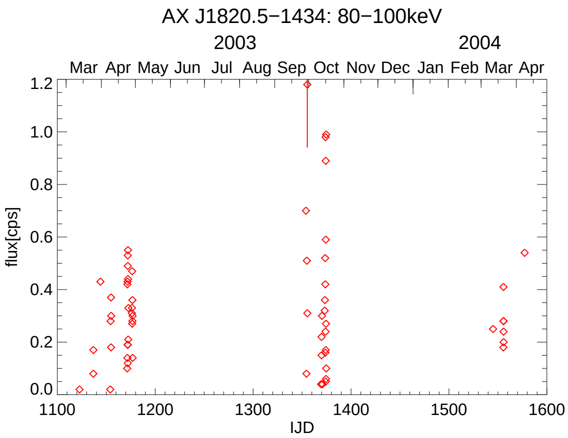
1.8 AX J1820.5−1434

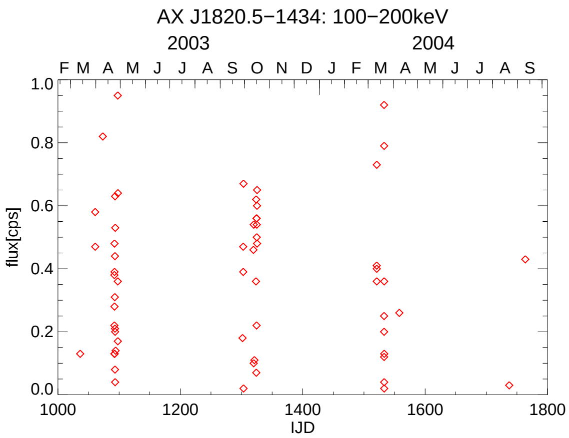
IBIS



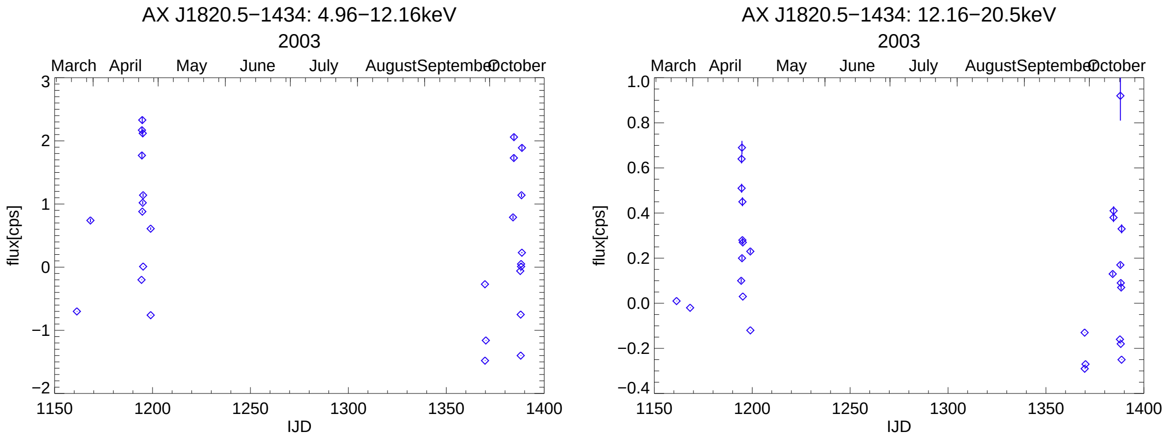




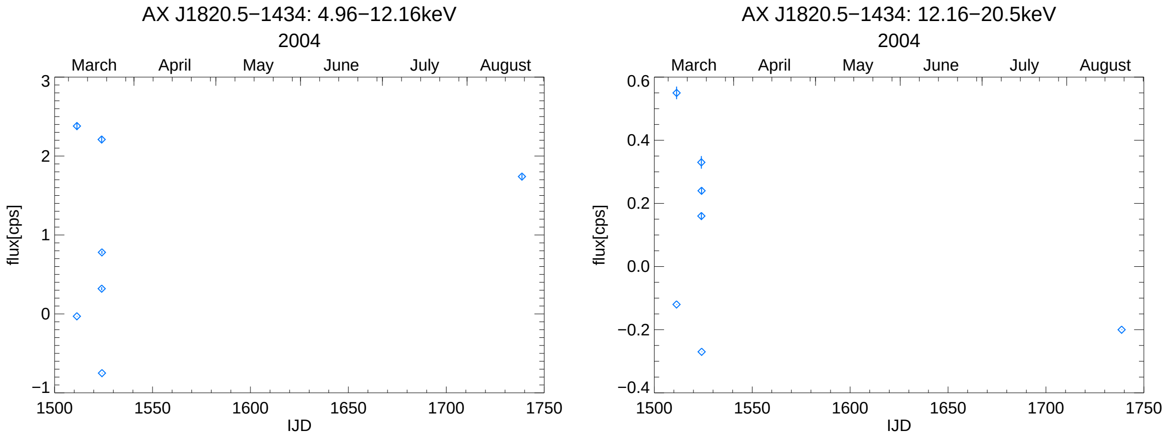




JEM-X2

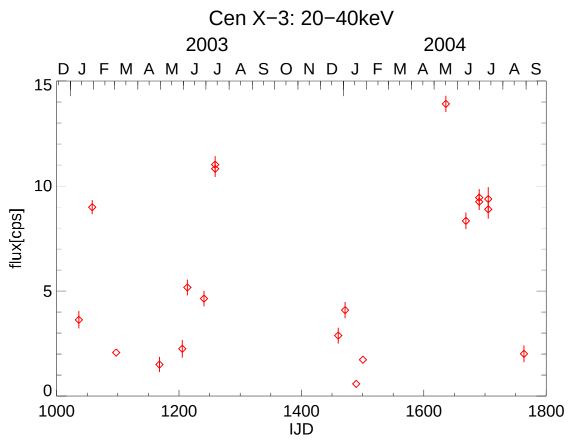

AX J1820.5−1434: 4.96−12.16keV
2003
March April May June July AugustSeptemberOctober
flux[cps]
IJD
AX J1820.5−1434: 12.16−20.5keV
2003
March April May June July AugustSeptemberOctober
flux[cps]
IJD

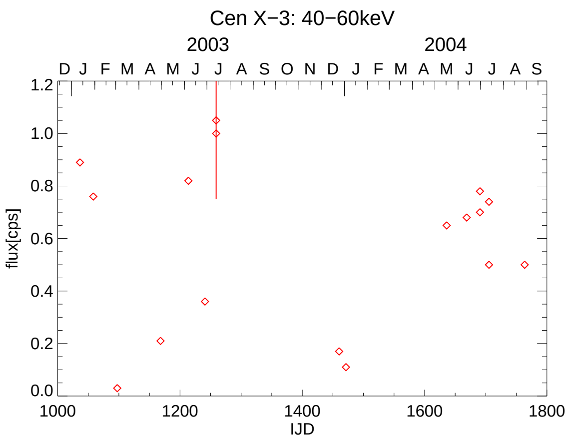
JEM-X1

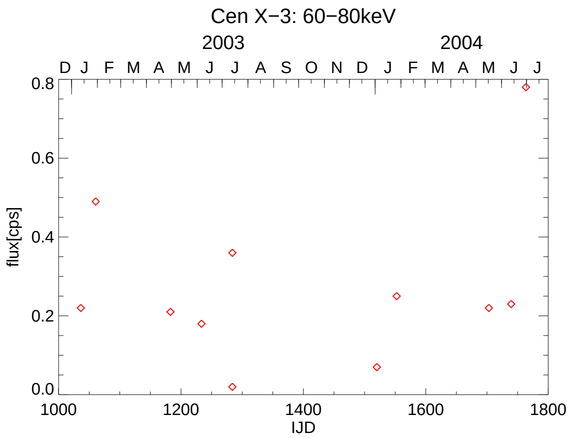

AX J1820.5−1434: 4.96−12.16keV
2004
March April May June July August
flux[cps]
IJD
AX J1820.5−1434: 12.16−20.5keV
2004
March April May June July August
flux[cps]
IJD

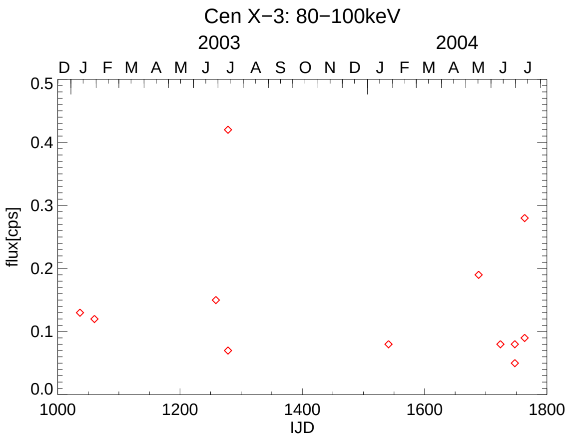
1.9 Cen X-3

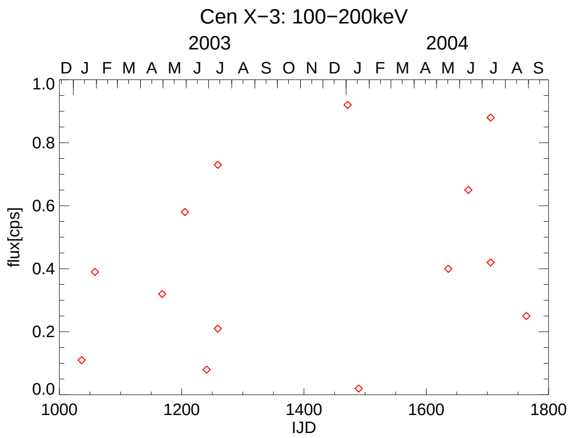
IBIS



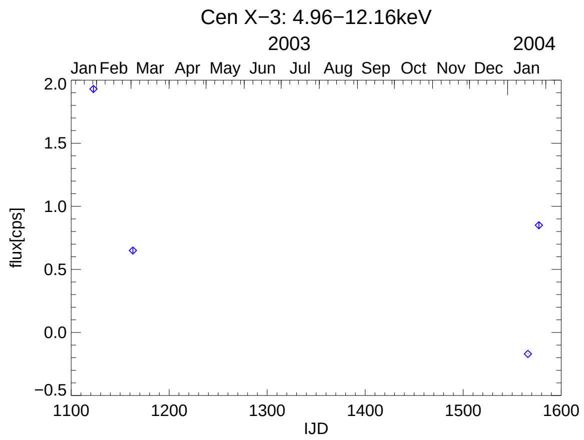


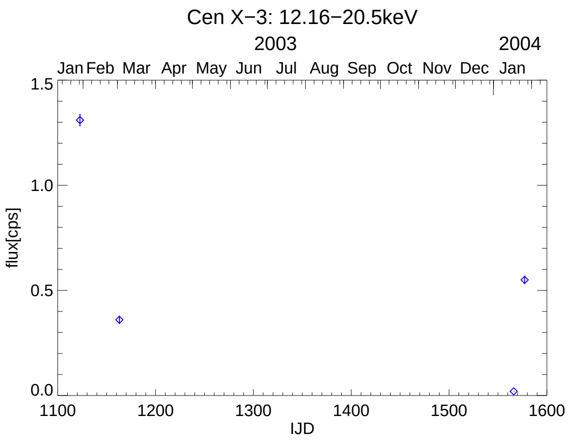




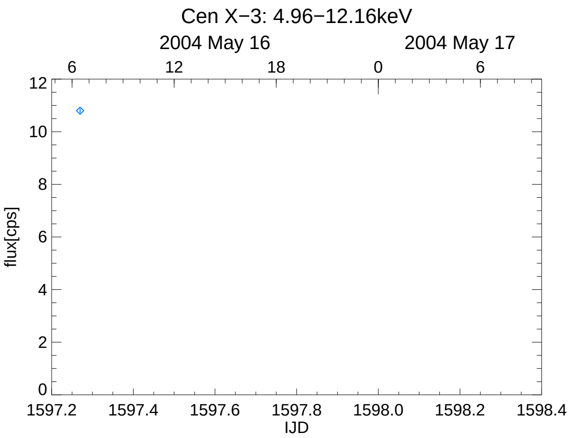


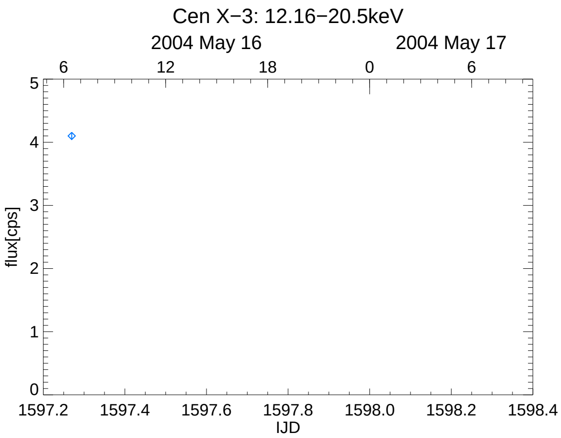
JEM-X2


Cen X−3: 4.96−12.16keV
2003
2004
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan
flux[cps]
IJD


Cen X−3: 12.16−20.5keV
2003
2004
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan
flux[cps]
IJD

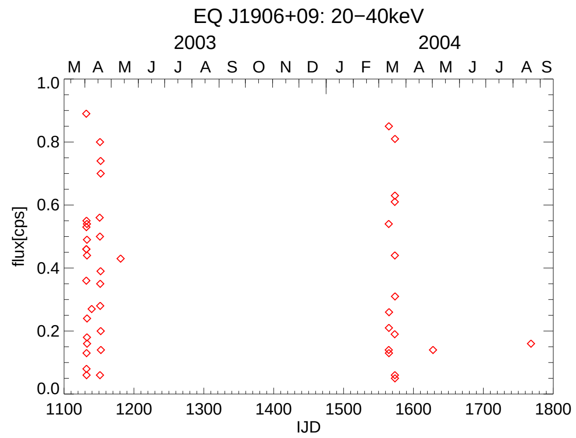
JEM-X1

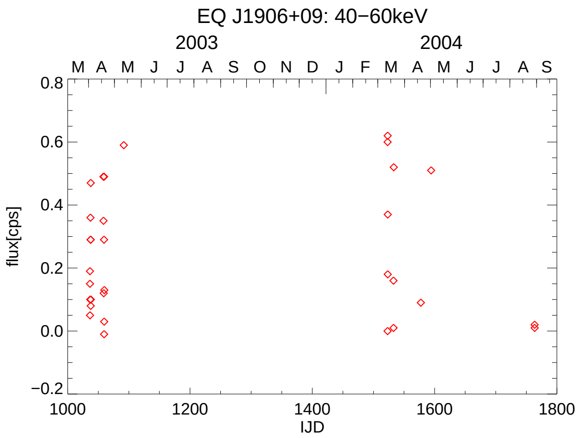

Cen X−3: 4.96−12.16keV
2004 May 16
2004 May 17
flux[cps]
IJD

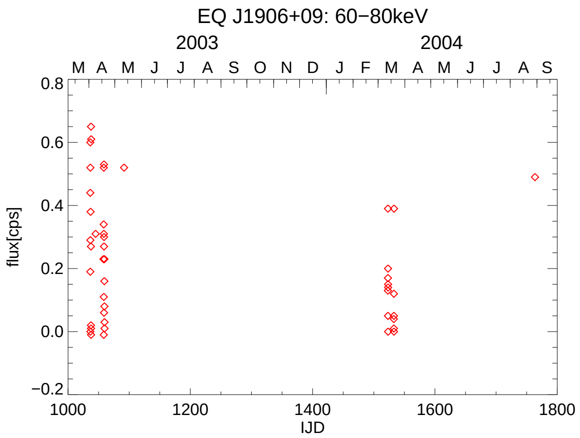

Cen X−3: 12.16−20.5keV
2004 May 16
2004 May 17
flux[cps]
IJD

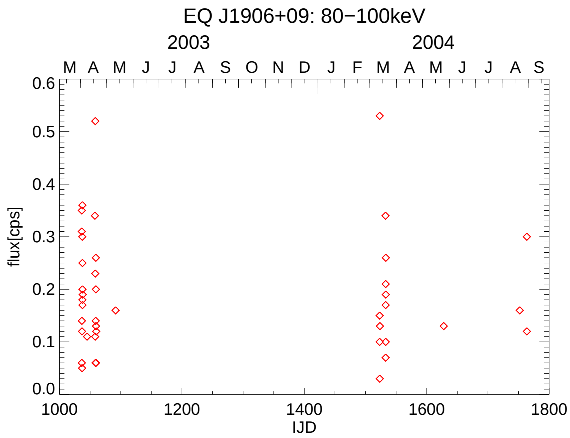
1.10 EQ J1906+09

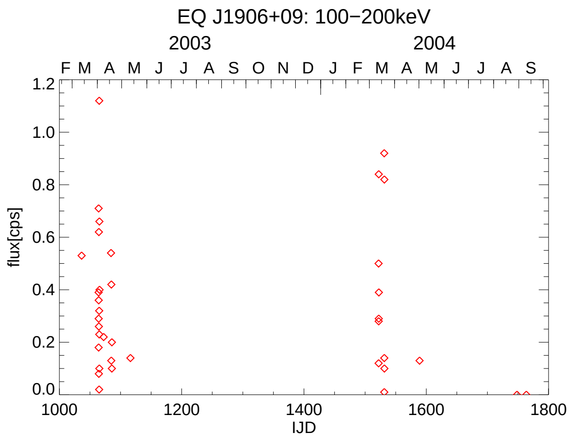
IBIS



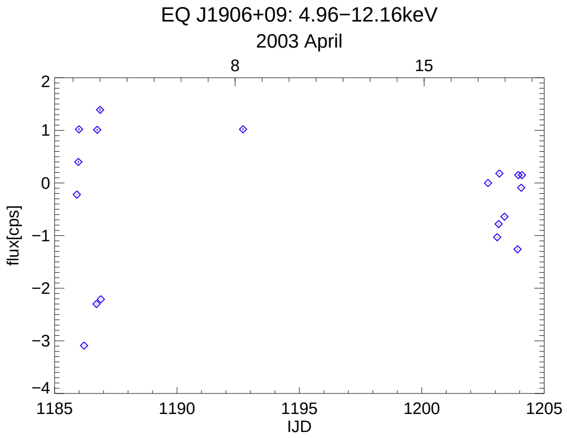


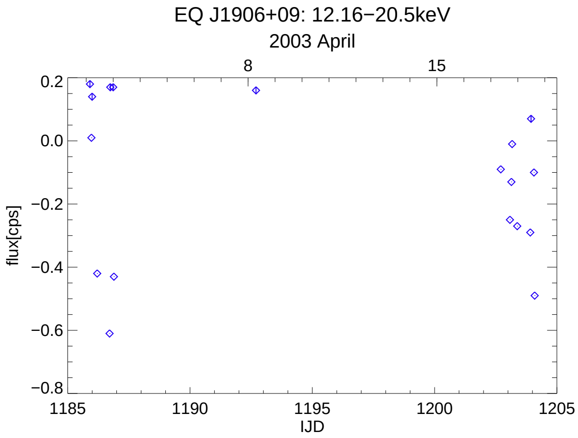




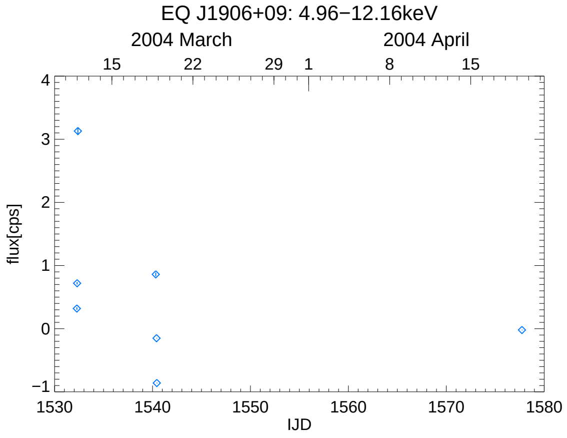


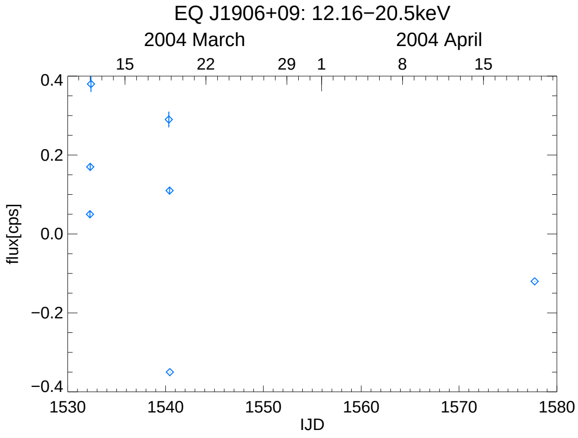
JEM-X2


EQ J1906+09: 4.96−12.16keV
2003 April
8
15
flux[cps]
IJD
1185
1190
1195
1200
1205


EQ J1906+09: 12.16−20.5keV
2003 April
8
15
flux[cps]
IJD
1185
1190
1195
1200
1205

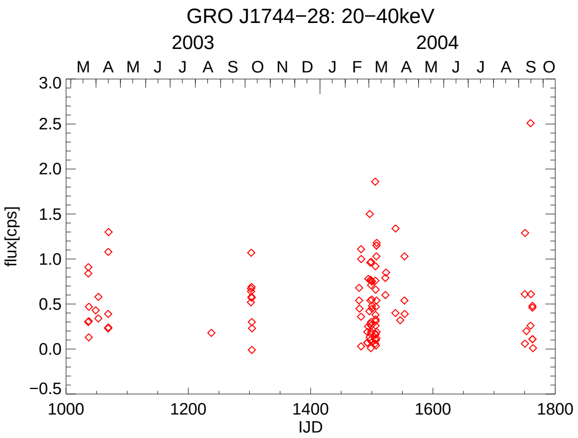
JEM-X1

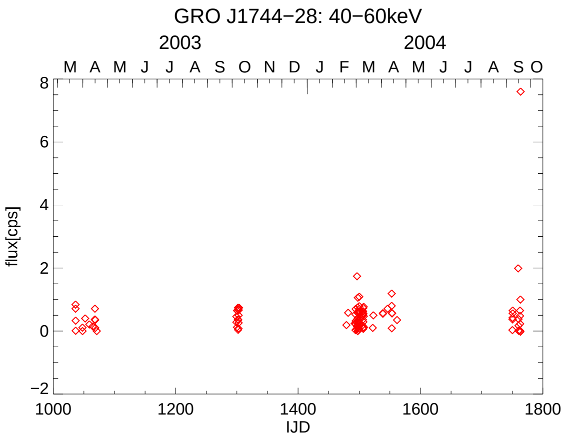

EQ J1906+09: 4.96−12.16keV
2004 March
2004 April
15
22
29
1
8
15
flux[cps]
IJD
1530
1540
1550
1560
1570
1580

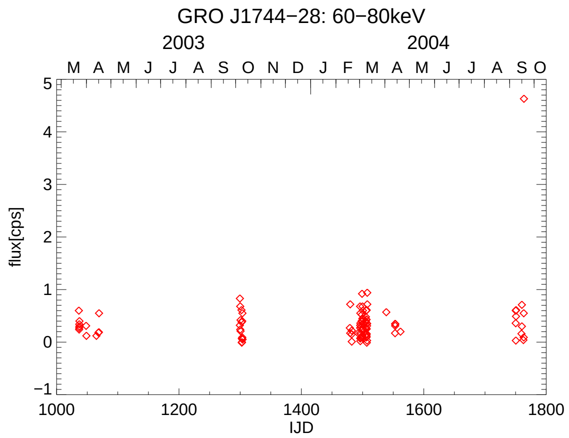

EQ J1906+09: 12.16−20.5keV
2004 March
2004 April
15
22
29
1
8
15
flux[cps]
IJD
1530
1540
1550
1560
1570
1580

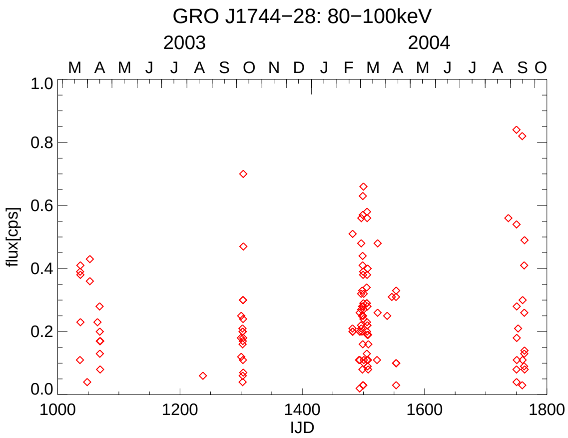
1.11 GRO J1744−28

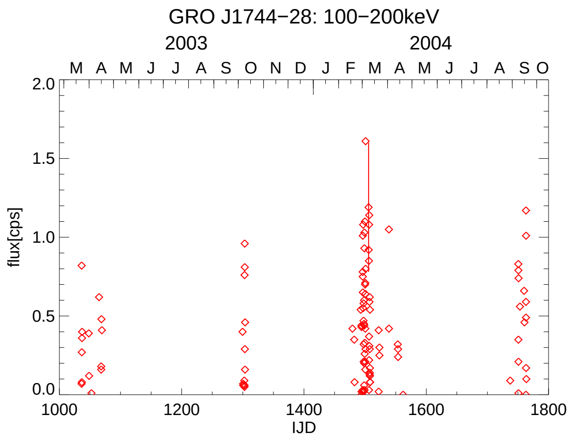
IBIS



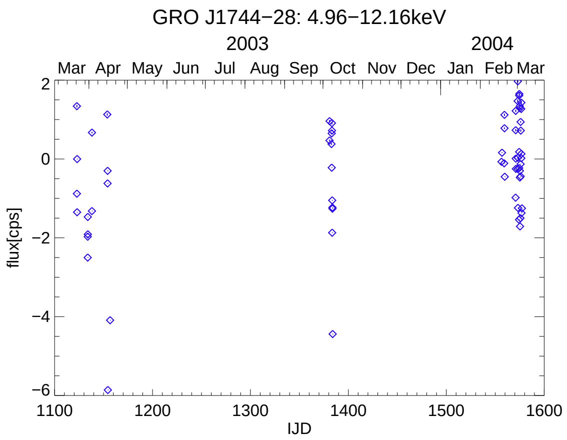


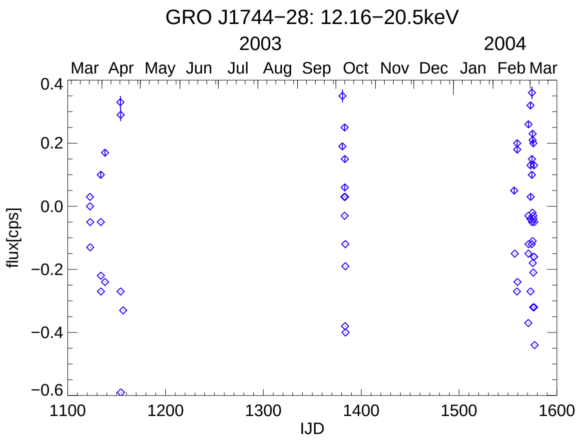




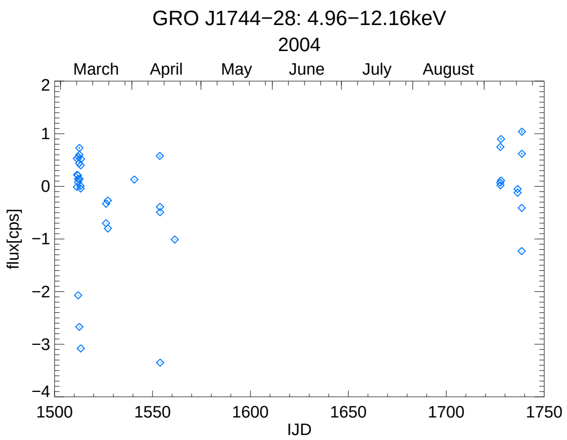


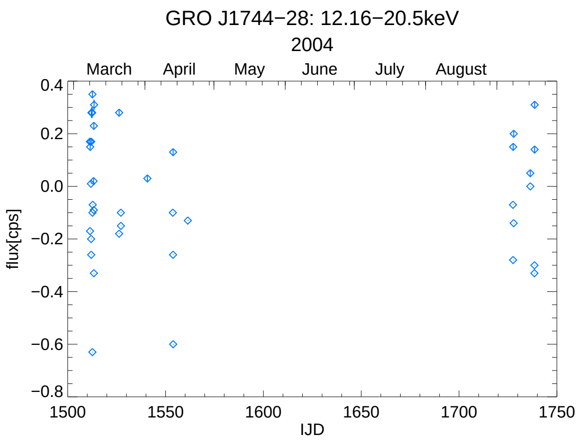
JEM-X2


GRO J1744−28: 4.96−12.16keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb Mar
flux[cps]
IJD


GRO J1744−28: 12.16−20.5keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb Mar
flux[cps]
IJD

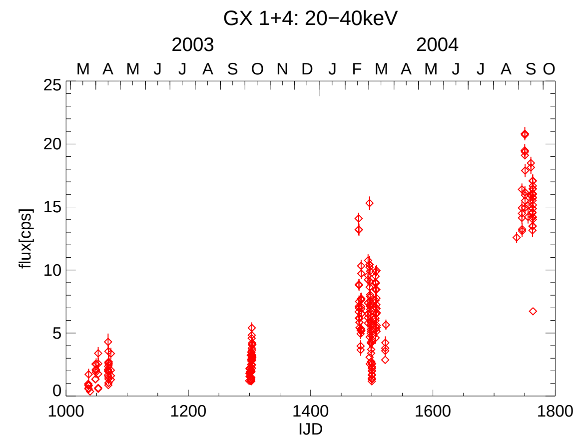
JEM-X1

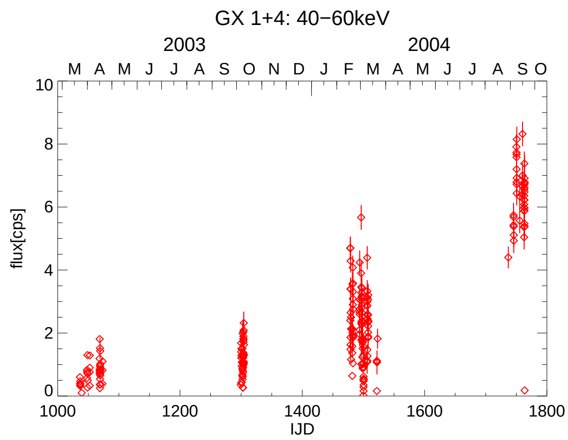

GRO J1744−28: 4.96−12.16keV
2004
March April May June July August
flux[cps]
IJD

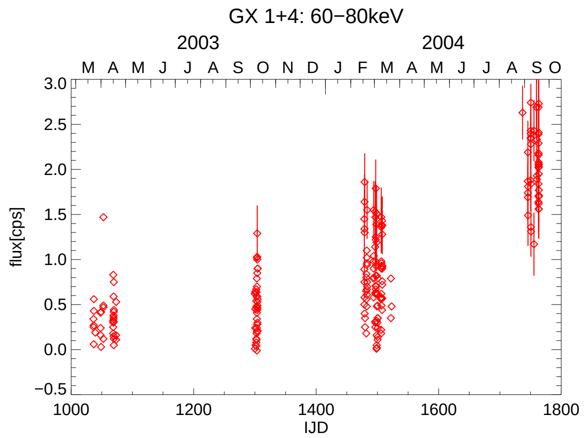

GRO J1744−28: 12.16−20.5keV
2004
March April May June July August
flux[cps]
IJD

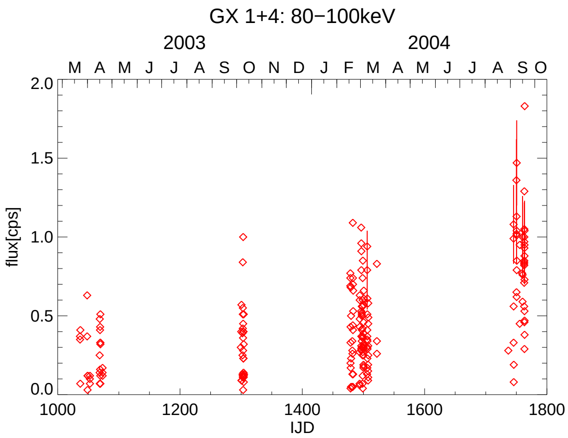
1.12 GX 1+4

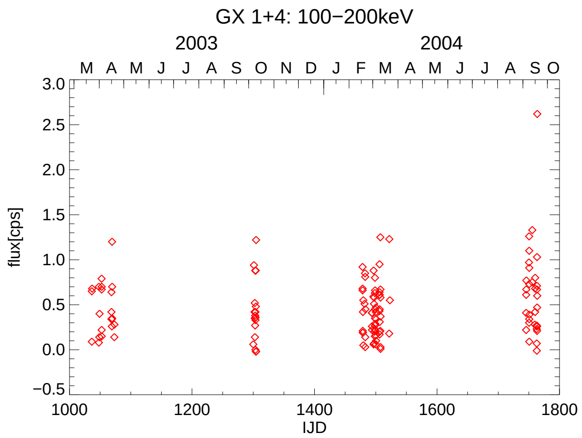
IBIS



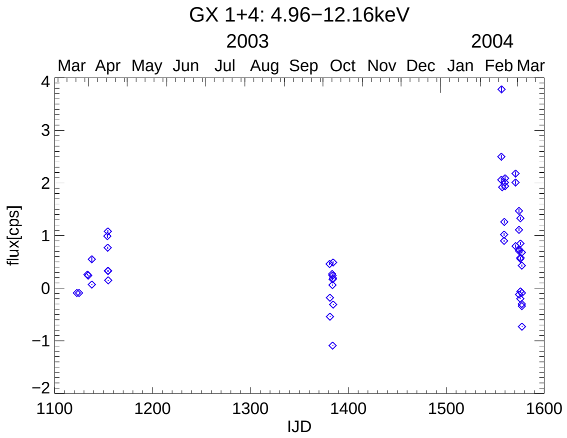


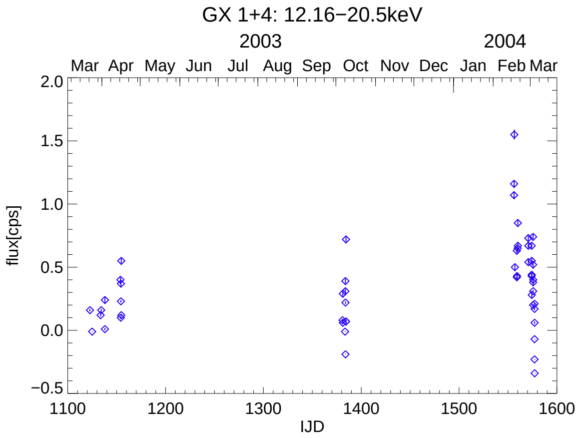




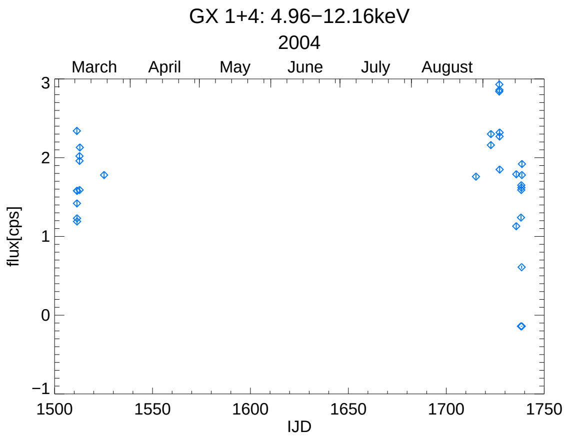


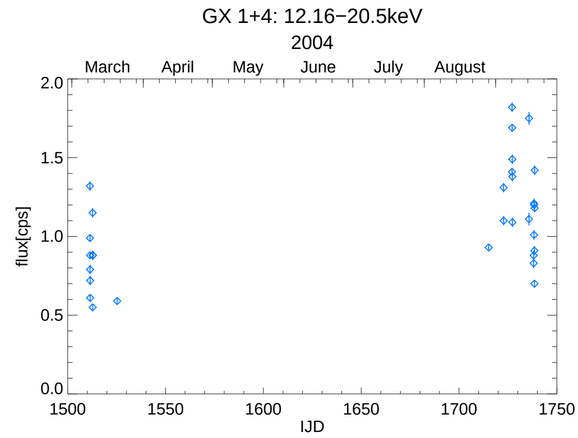
JEM-X2


GX 1+4: 4.96−12.16keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb Mar
flux[cps]
IJD


GX 1+4: 12.16−20.5keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb Mar
flux[cps]
IJD

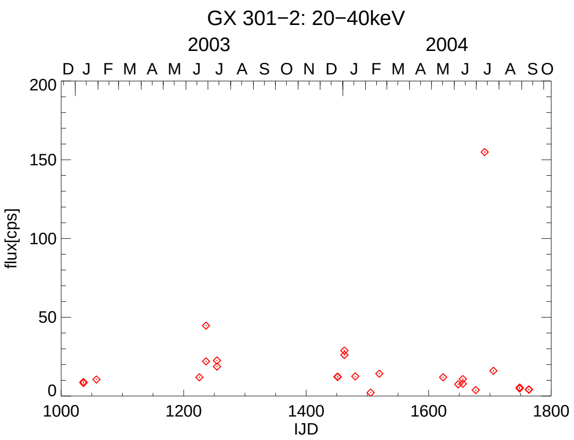
JEM-X1

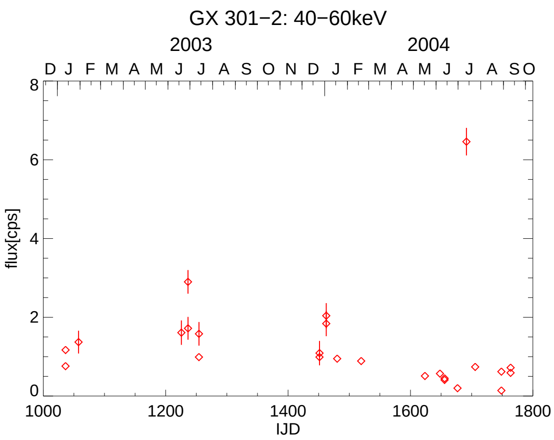

GX 1+4: 4.96−12.16keV
2004
March April May June July August
flux[cps]
IJD

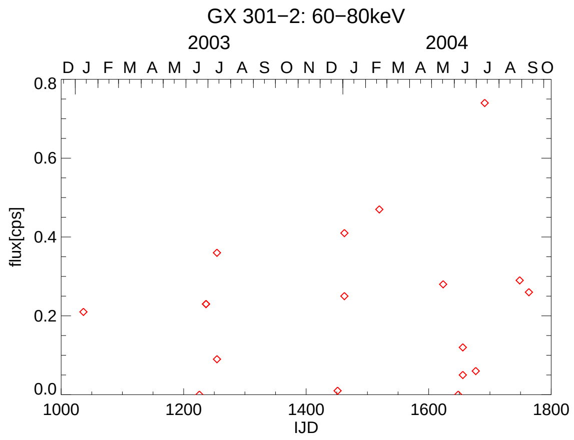

GX 1+4: 12.16−20.5keV
2004
March April May June July August
flux[cps]
IJD

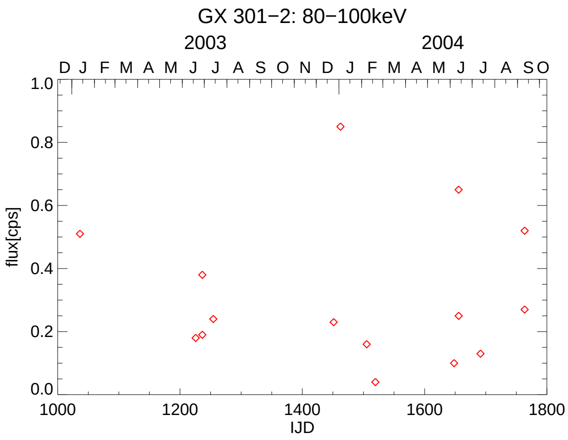
1.13 GX 301−2

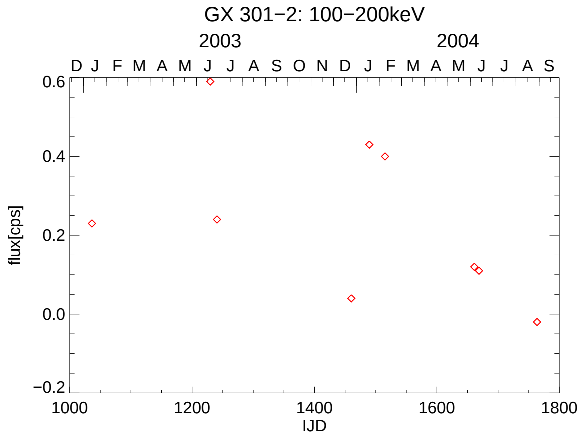
IBIS



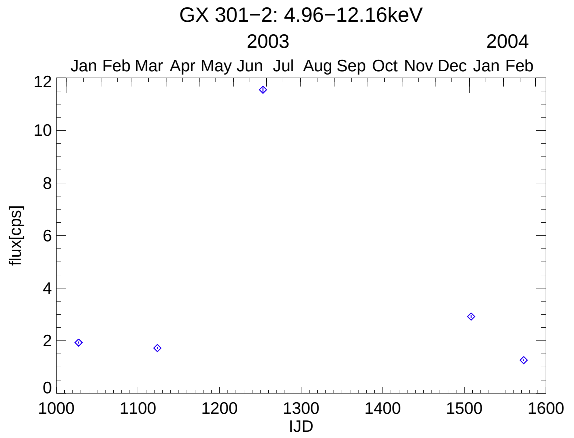


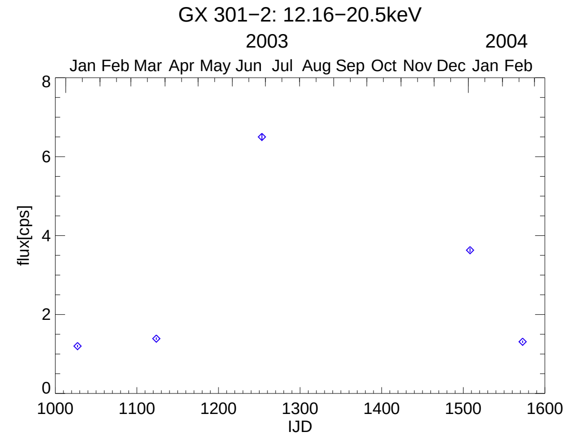




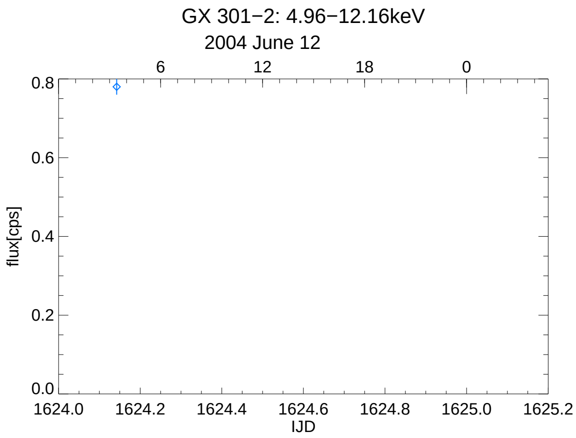


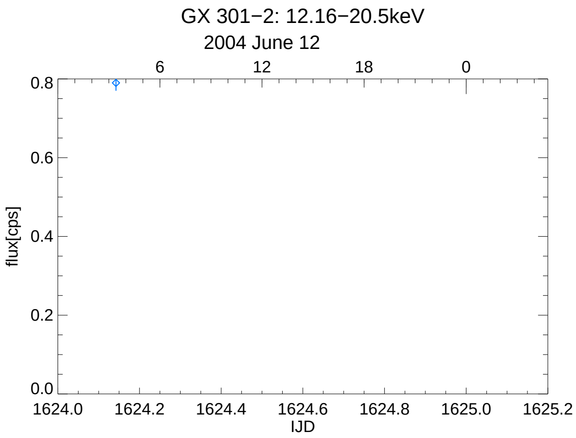
JEM-X2


GX 301−2: 4.96−12.16keV
2003
2004
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD


GX 301−2: 12.16−20.5keV
2003
2004
Jan Feb Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD

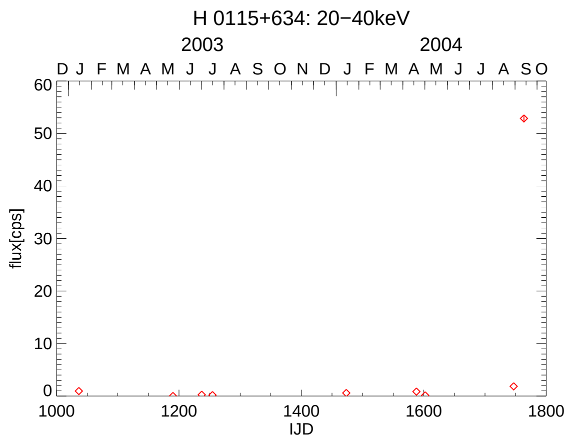
JEM-X1

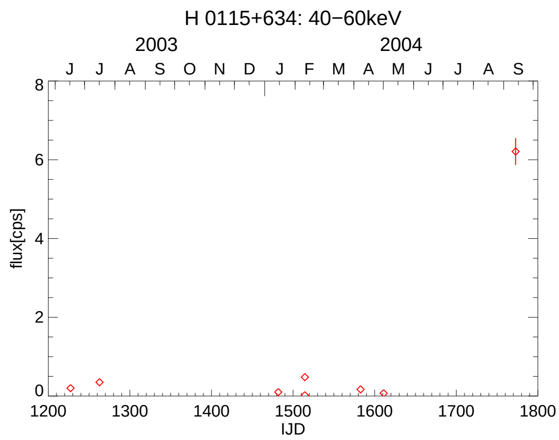

GX 301−2: 4.96−12.16keV
2004 June 12
flux[cps]
IJD

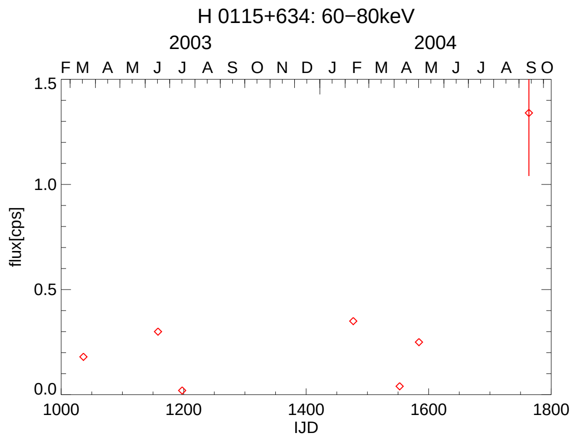

GX 301−2: 12.16−20.5keV
2004 June 12
flux[cps]
IJD

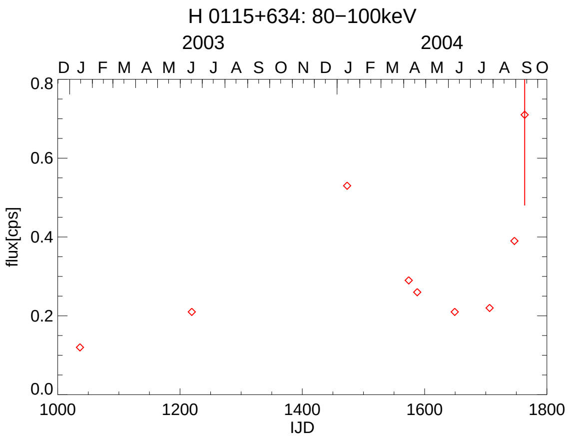
1.14 H 0115+634

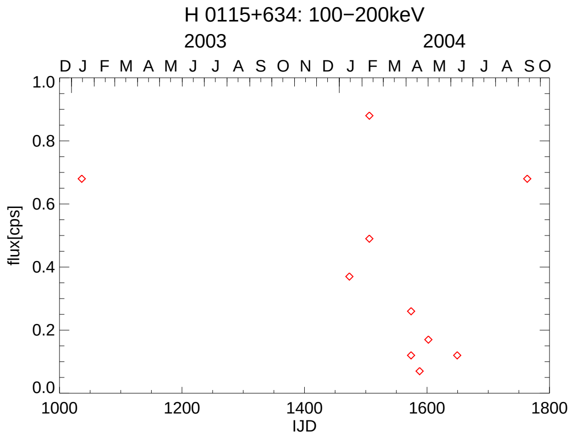
IBIS



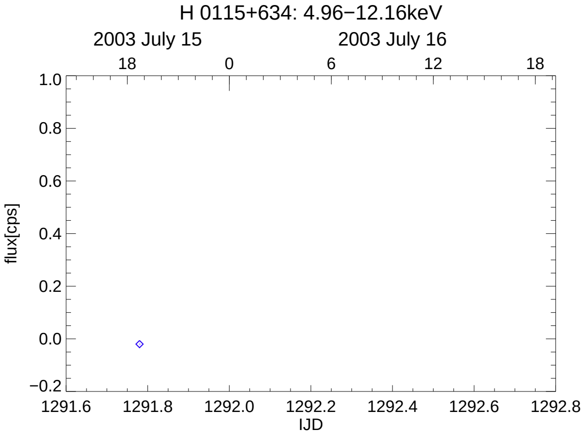


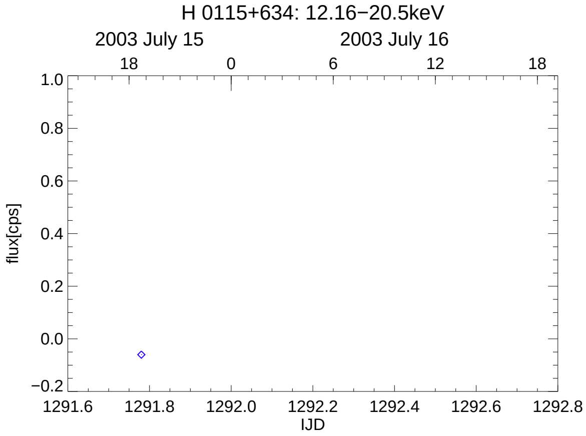




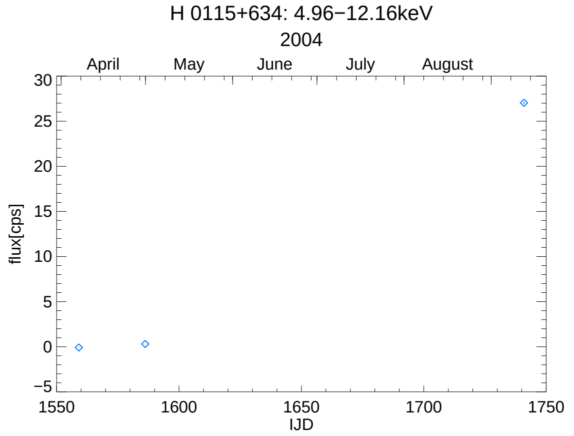


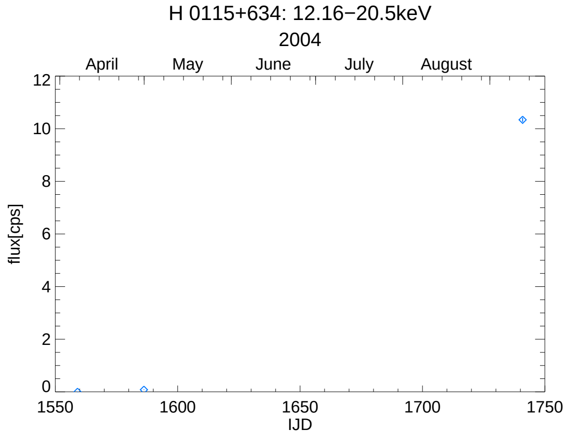
JEM-X2


H 0115+634: 4.96−12.16keV
2003 July 15
2003 July 16
flux[cps]
IJD


H 0115+634: 12.16−20.5keV
2003 July 15
2003 July 16
flux[cps]
IJD

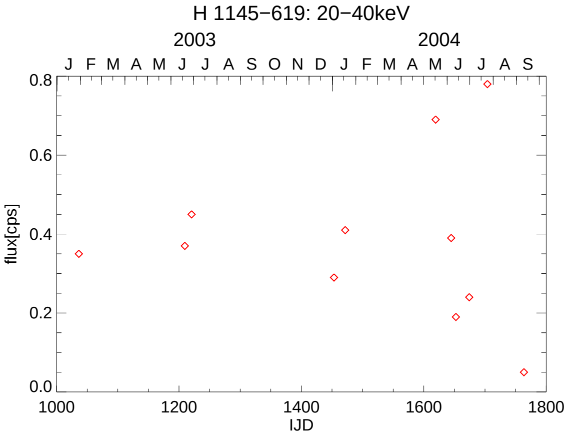
JEM-X1

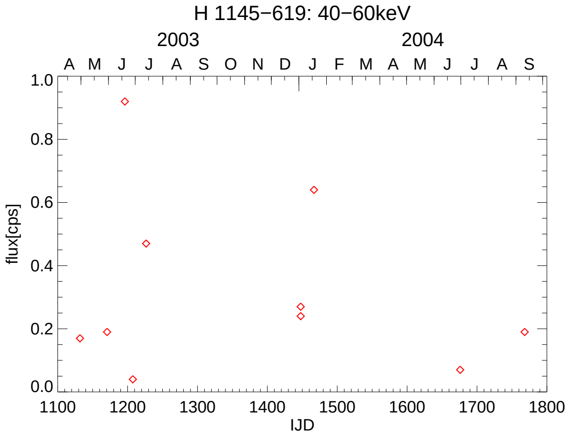

H 0115+634: 4.96−12.16keV
2004
April
May
June
July
August
flux[cps]
IJD

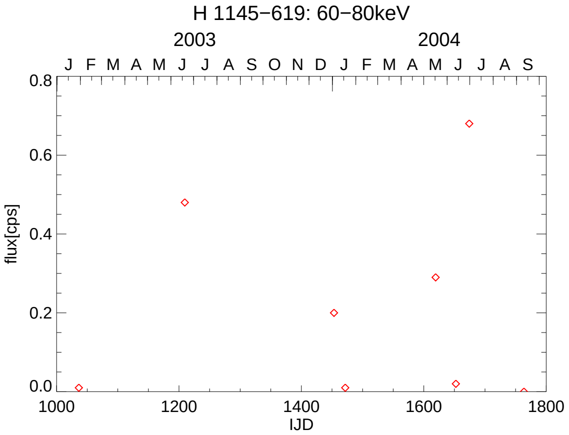

H 0115+634: 12.16−20.5keV
2004
April
May
June
July
August
flux[cps]
IJD

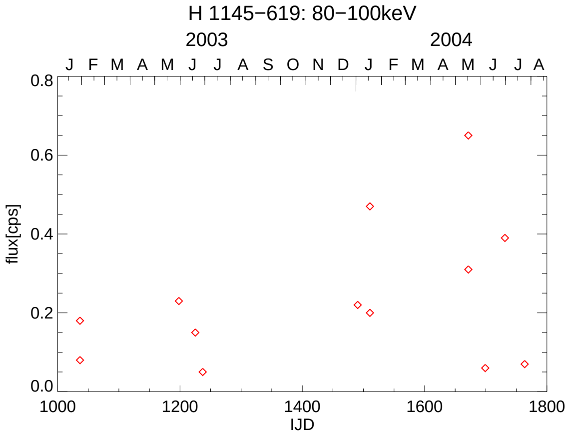
1.15 H 1145−619

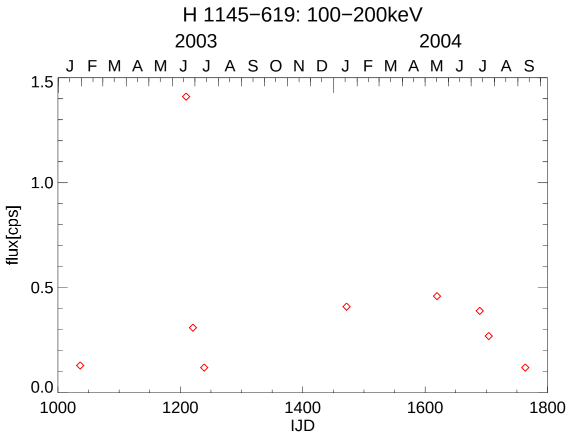
IBIS



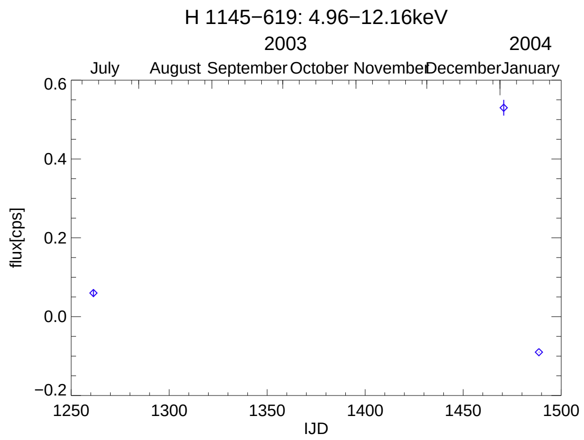


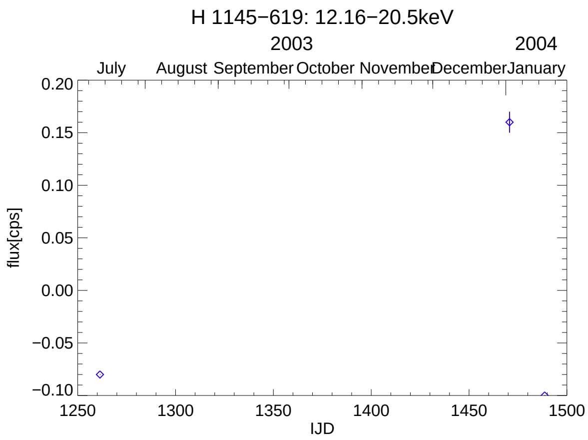




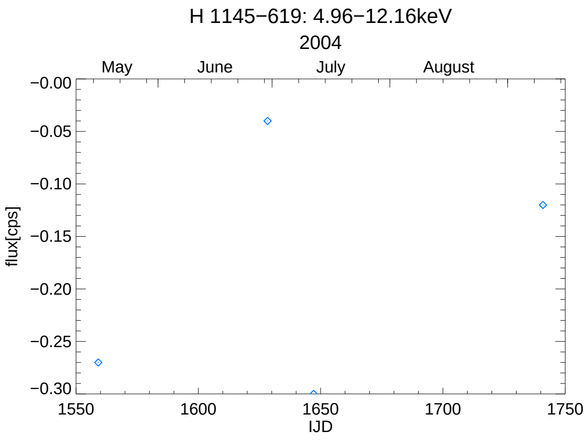


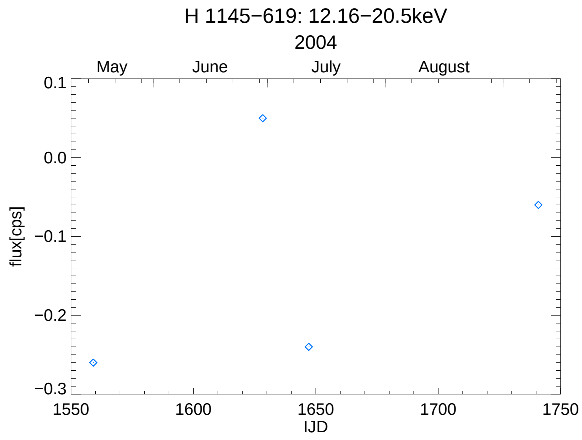
JEM-X2


H 1145−619: 4.96−12.16keV
2003
2004
July
August
September
October
November
December
January
flux[cps]
IJD


H 1145−619: 12.16−20.5keV
2003
2004
July
August
September
October
November
December
January
flux[cps]
IJD

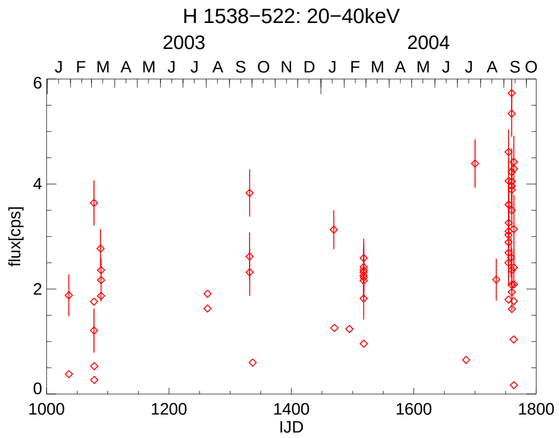
JEM-X1

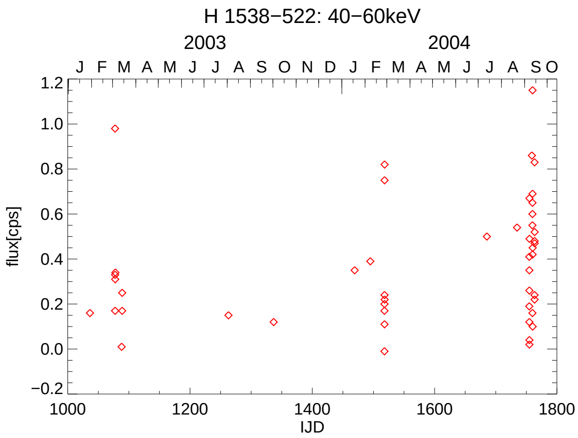

H 1145−619: 4.96−12.16keV
2004
May
June
July
August
flux[cps]
IJD

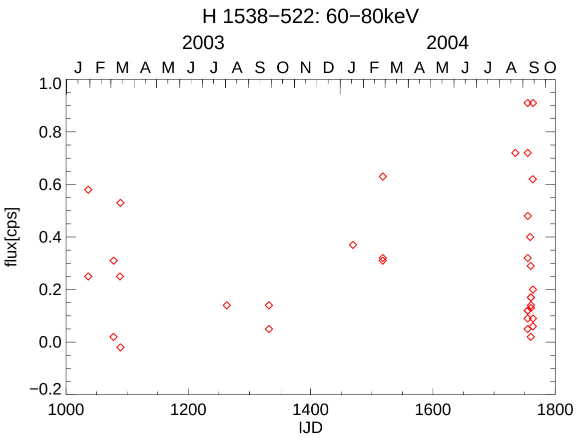

H 1145−619: 12.16−20.5keV
2004
May
June
July
August
flux[cps]
IJD

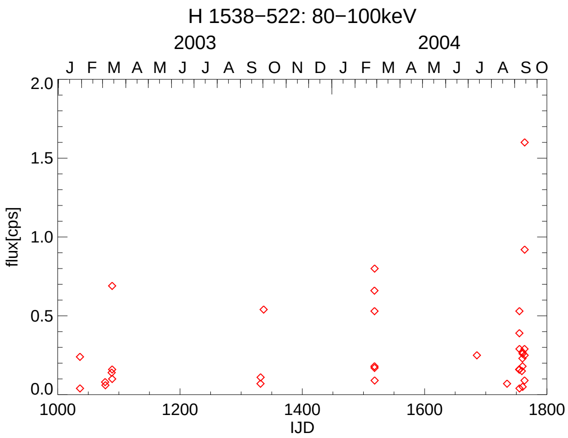
1.16 H 1538−522

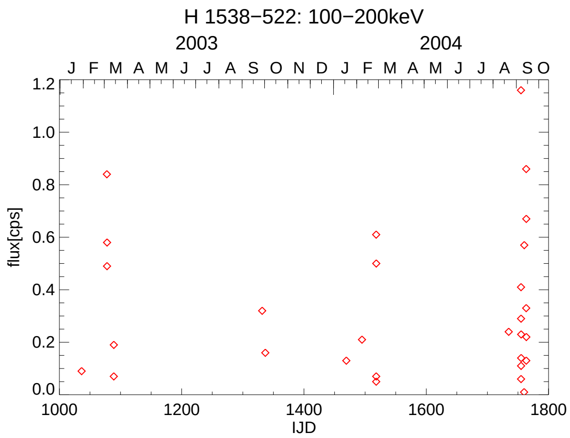
IBIS



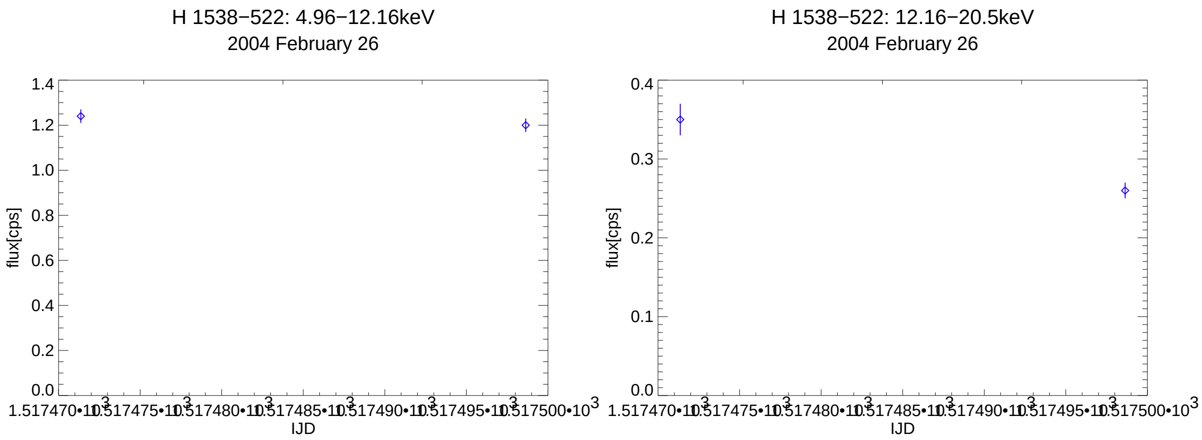




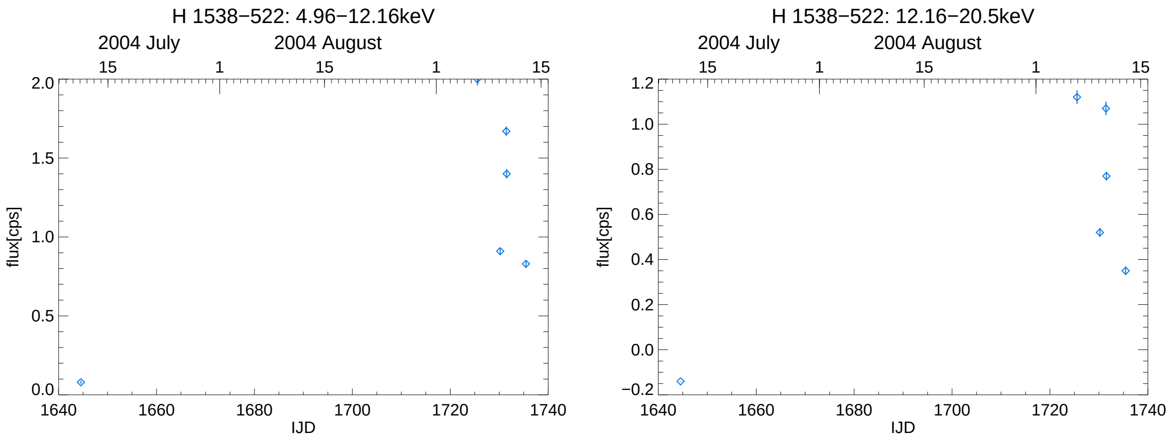




JEM-X2

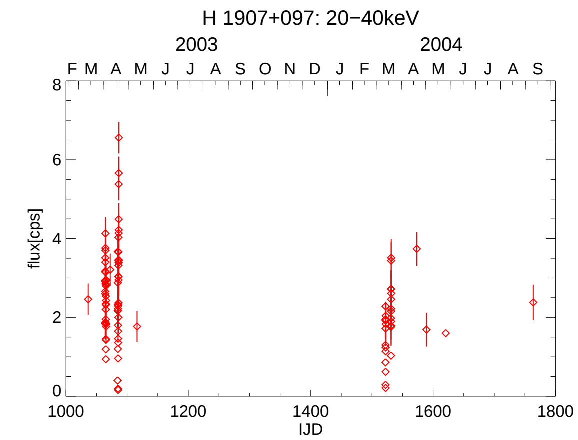

H 1538−522: 4.96−12.16keV
2004 February 26
flux[cps]
IJD
H 1538−522: 12.16−20.5keV
2004 February 26
flux[cps]
IJD

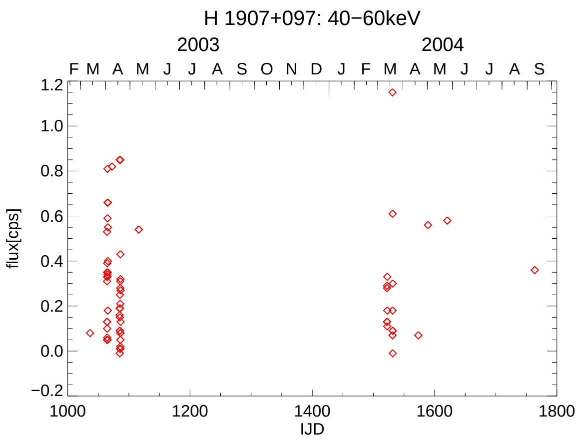
JEM-X1

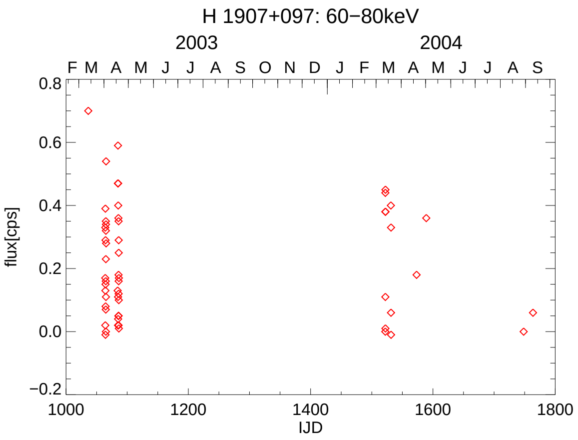

H 1538−522: 4.96−12.16keV
2004 July
2004 August
flux[cps]
IJD
H 1538−522: 12.16−20.5keV
2004 July
2004 August
flux[cps]
IJD

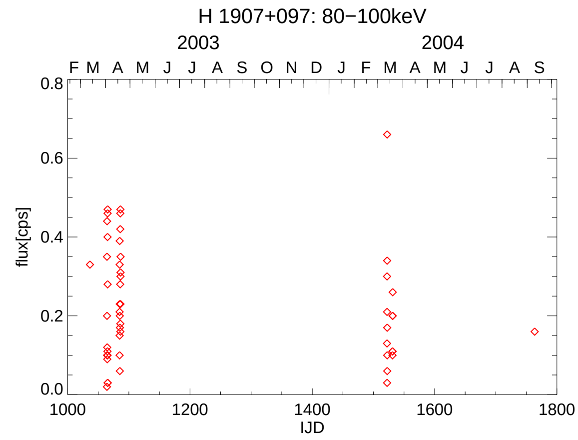
1.17 H 1907+097

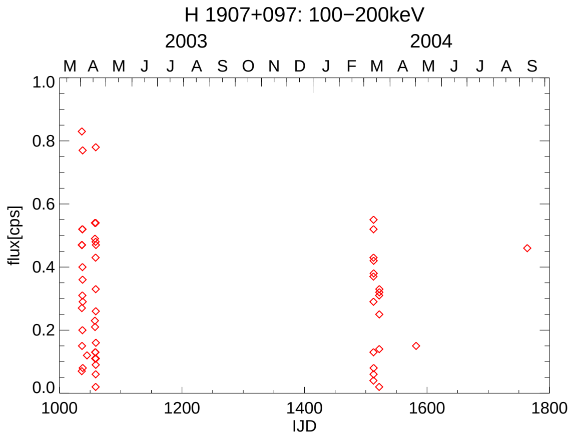
IBIS



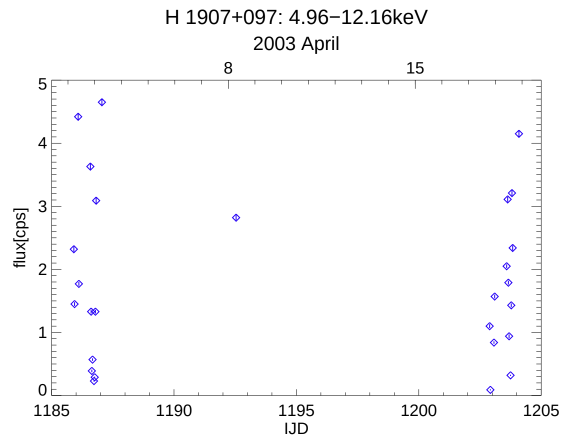


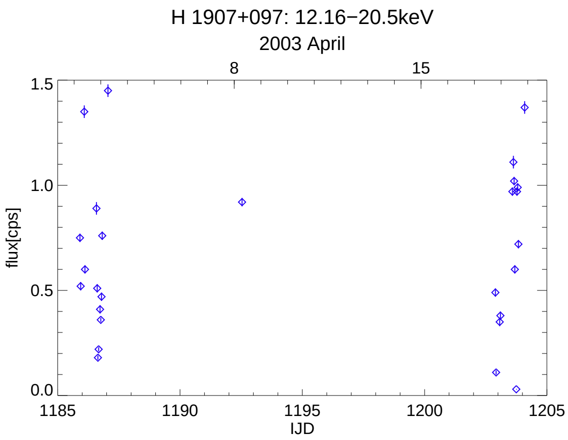




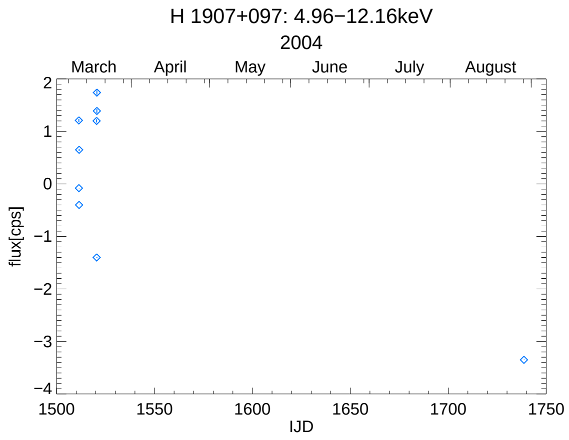


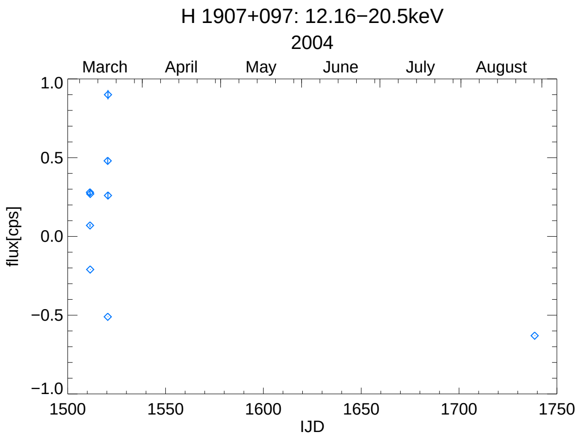
JEM-X2


H 1907+097: 4.96−12.16keV
2003 April
flux[cps]
IJD


H 1907+097: 12.16−20.5keV
2003 April
flux[cps]
IJD

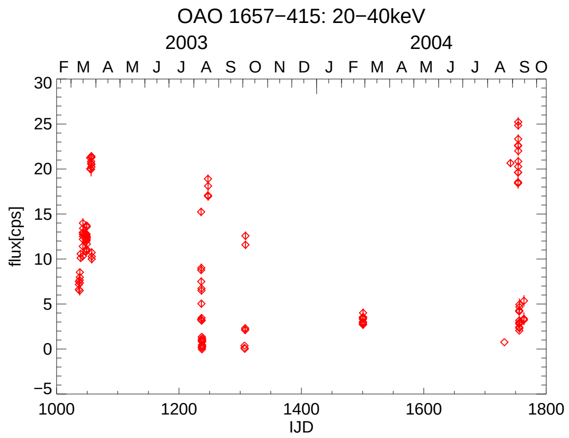
JEM-X1

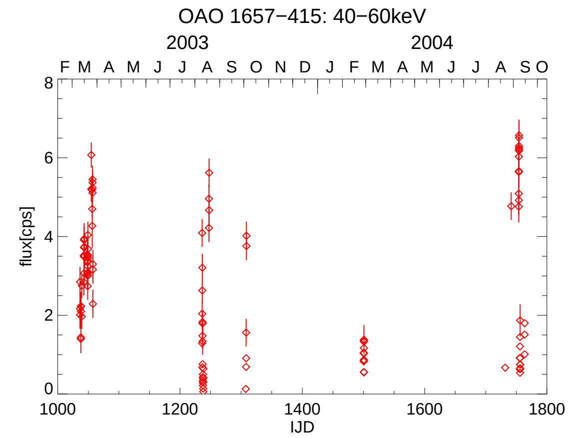

H 1907+097: 4.96−12.16keV
2004
March
April
May
June
July
August
flux[cps]
IJD

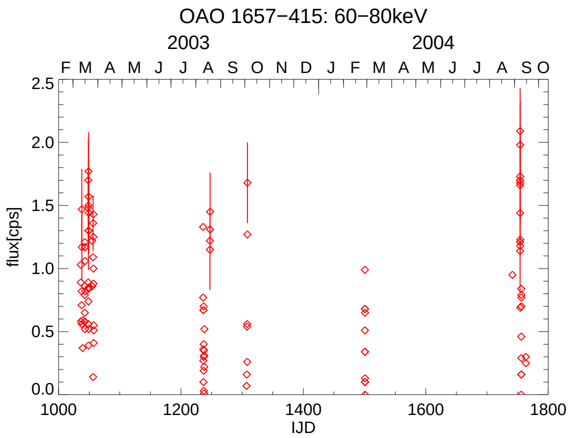

H 1907+097: 12.16−20.5keV
2004
March
April
May
June
July
August
flux[cps]
IJD

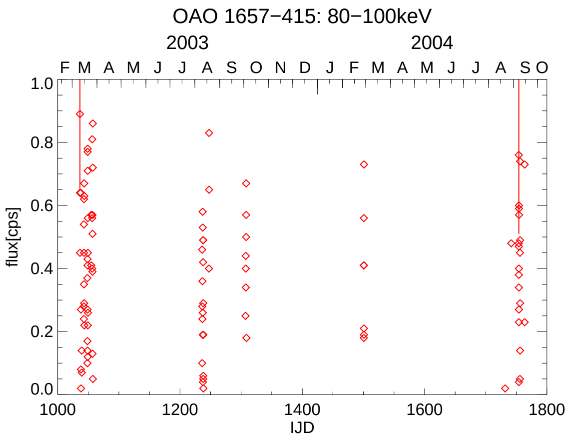
1.18 OAO 1657−415

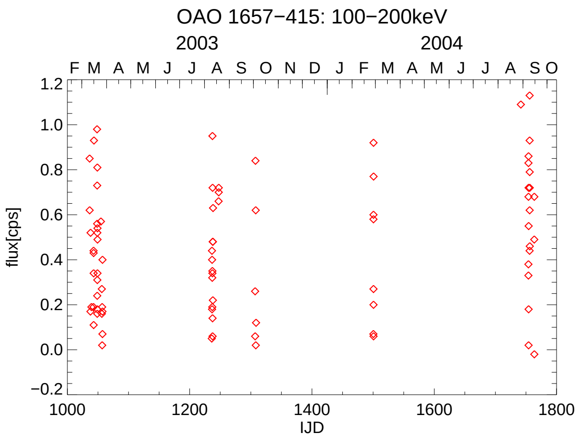
IBIS



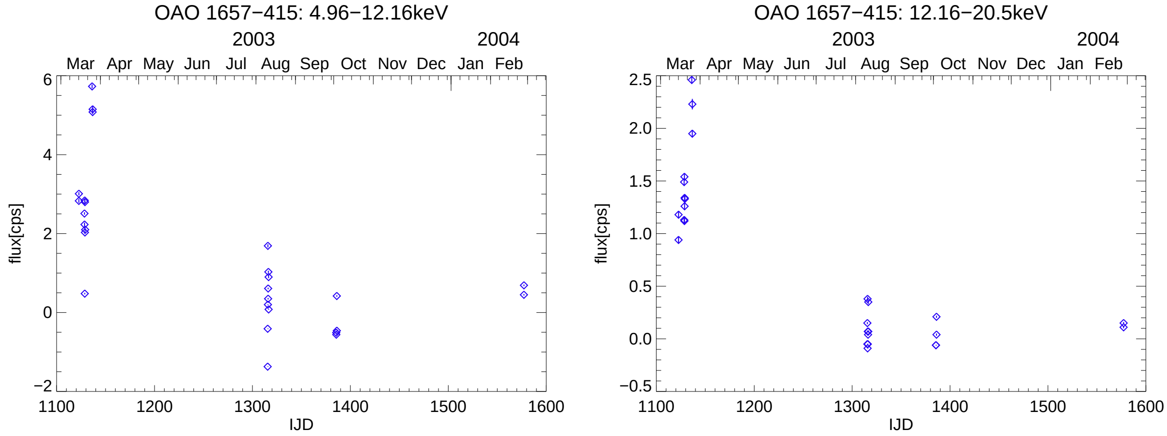




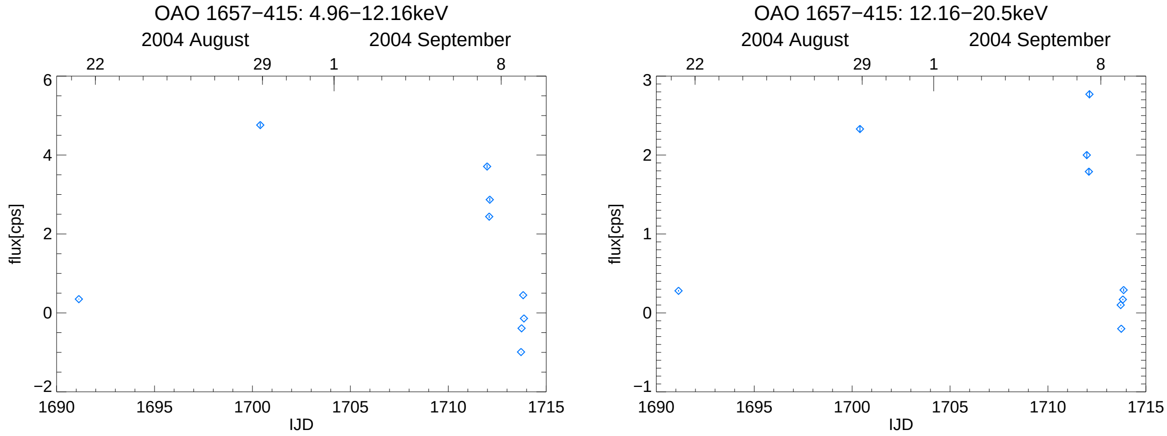




JEM-X2

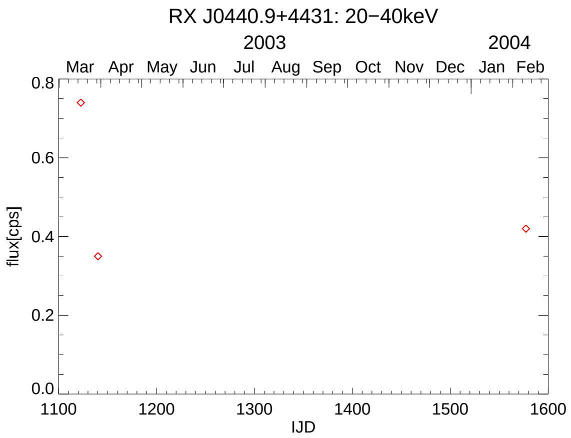

OAO 1657−415: 4.96−12.16keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD
OAO 1657−415: 12.16−20.5keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD

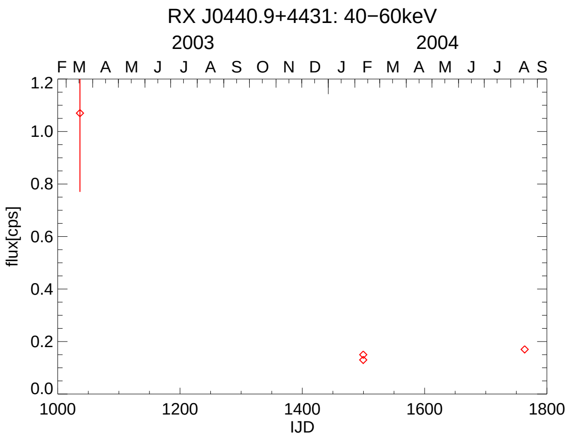
JEM-X1

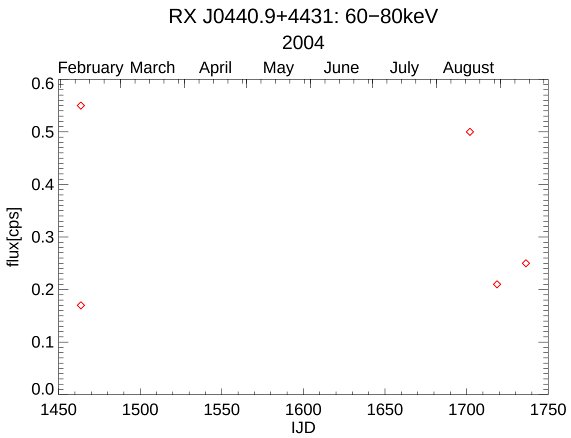

OAO 1657−415: 4.96−12.16keV
2004 August
2004 September
flux[cps]
IJD
OAO 1657−415: 12.16−20.5keV
2004 August
2004 September
flux[cps]
IJD

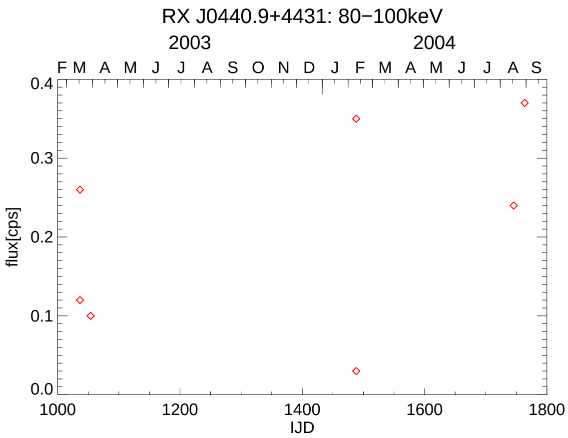
1.19 RX J0440.9+4431

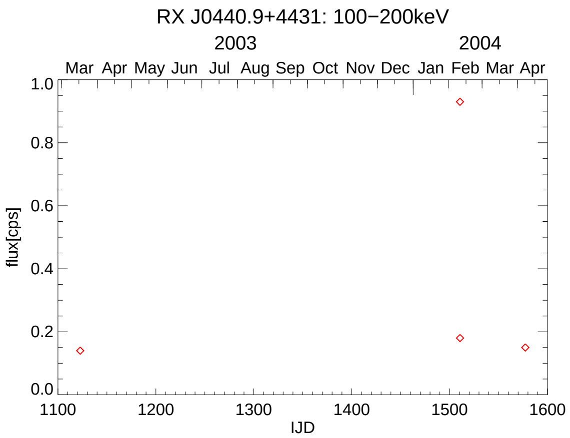
IBIS



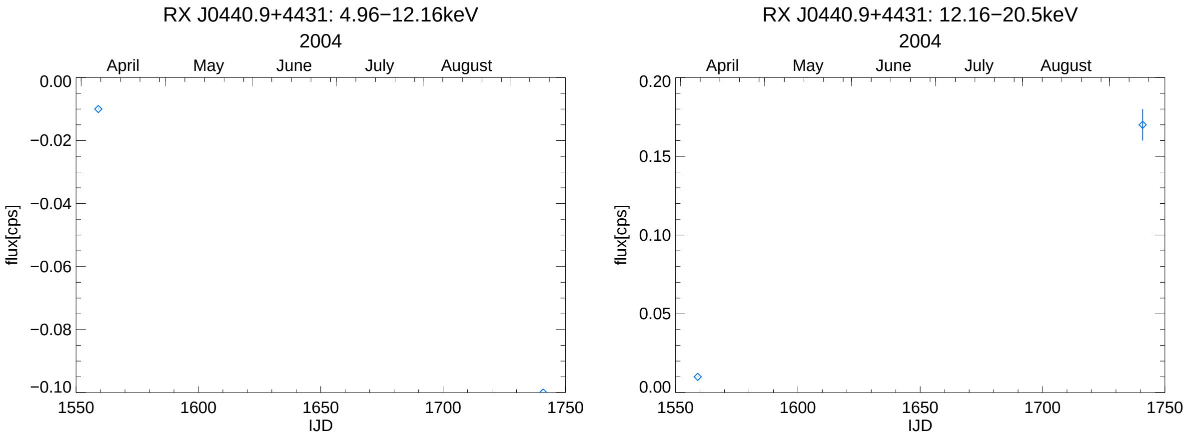






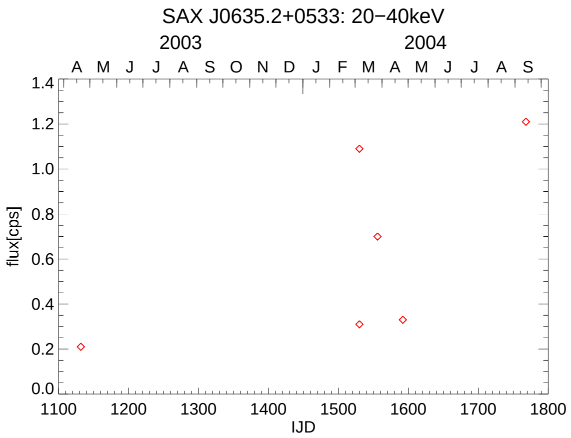


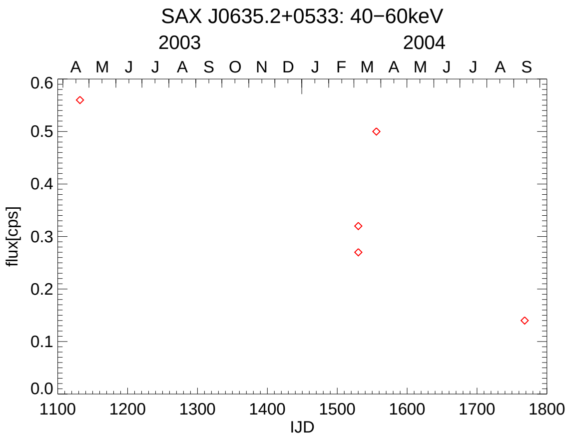
JEM-X1

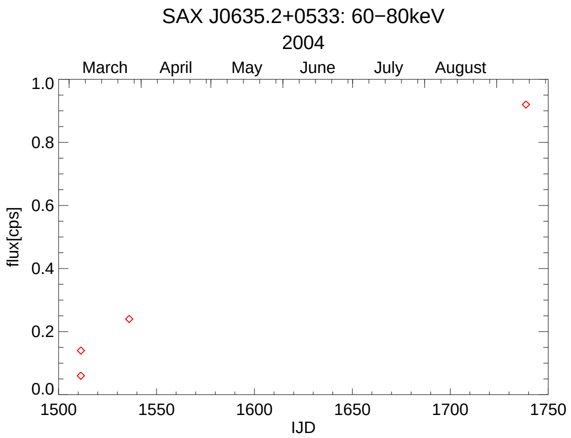

RX J0440.9+4431: 4.96−12.16keV
2004
April
May
June
July
August
0.00
−0.02
−0.04
−0.06
−0.08
−0.10
flux[cps]
1550
1600
1650
1700
1750
IJD
RX J0440.9+4431: 12.16−20.5keV
2004
April
May
June
July
August
0.20
0.15
0.10
0.05
0.00
flux[cps]
1550
1600
1650
1700
1750
IJD

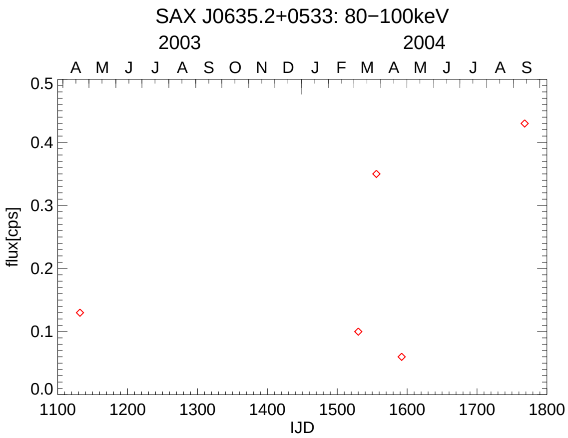
1.20 SAX J0635.3+0533

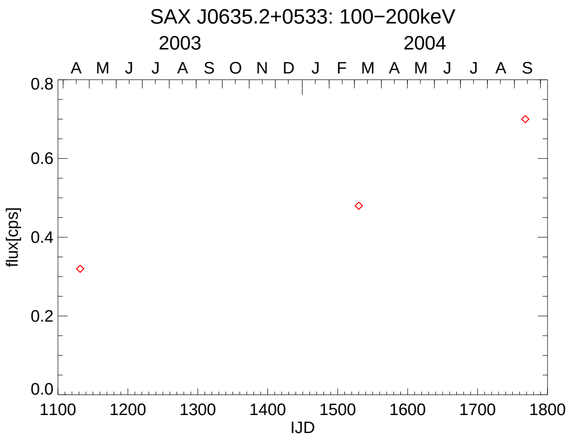
IBIS



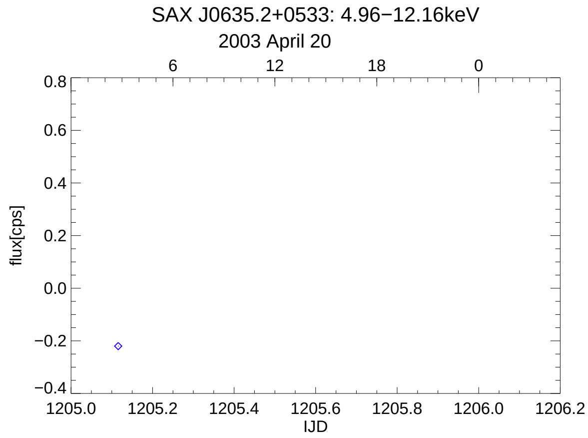


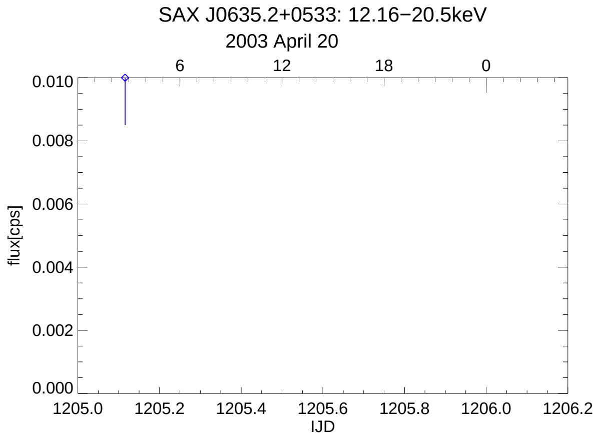




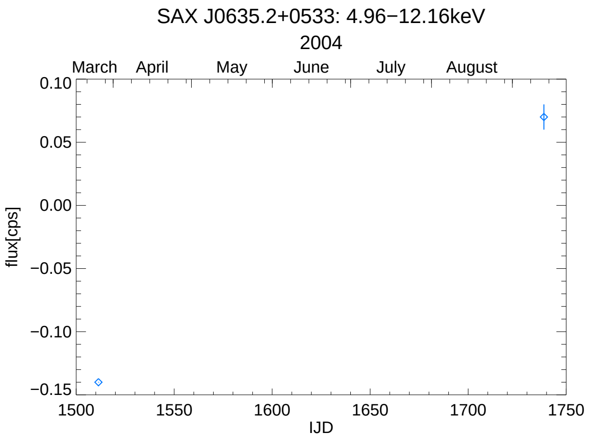


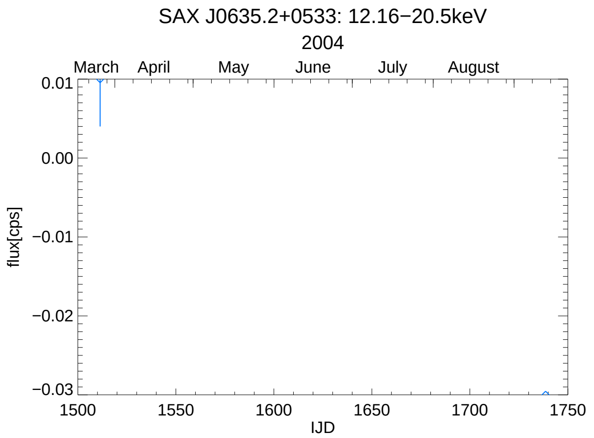
JEM-X2


SAX J0635.2+0533: 4.96−12.16keV
2003 April 20
6
12
18
0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
−0.2
−0.4
flux[cps]
1205.0
1205.2
1205.4
1205.6
1205.8
1206.0
1206.2
IJD


SAX J0635.2+0533: 12.16−20.5keV
2003 April 20
6
12
18
0
0.010
0.008
0.006
0.004
0.002
0.000
flux[cps]
1205.0
1205.2
1205.4
1205.6
1205.8
1206.0
1206.2
IJD

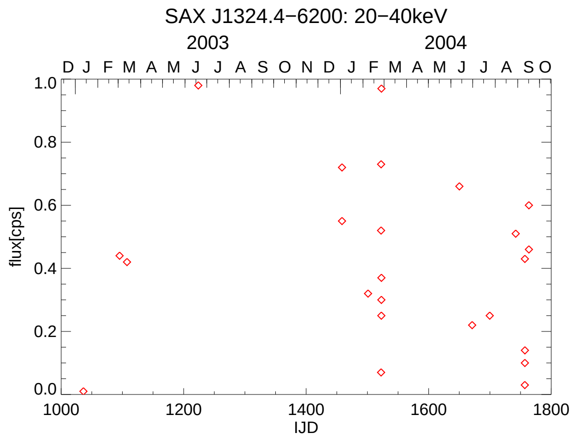
JEM-X1

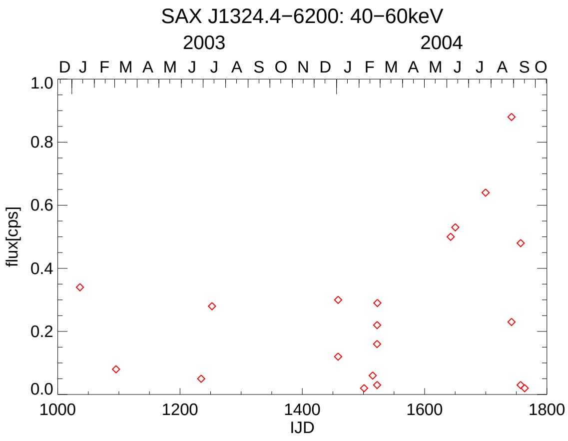

SAX J0635.2+0533: 4.96−12.16keV
2004
March
April
May
June
July
August
0.10
0.05
0.00
−0.05
−0.10
−0.15
flux[cps]
1500
1550
1600
1650
1700
1750
IJD

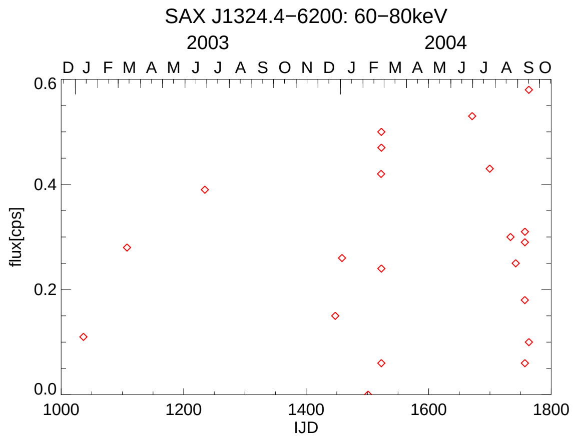

SAX J0635.2+0533: 12.16−20.5keV
2004
March
April
May
June
July
August
0.01
0.00
−0.01
−0.02
−0.03
flux[cps]
1500
1550
1600
1650
1700
1750
IJD

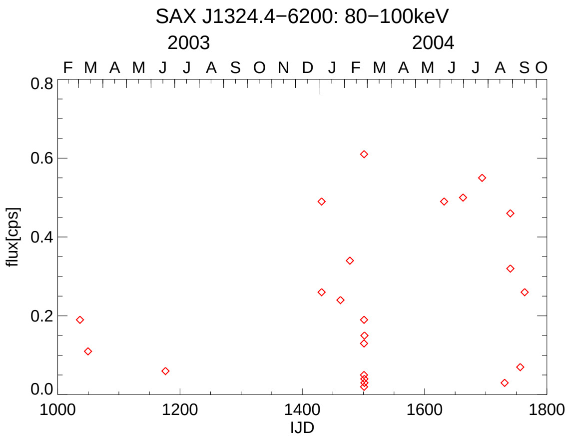
1.21 SAX J1324.4−6200

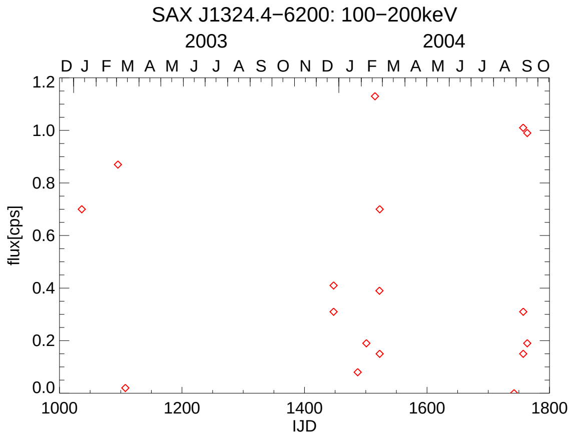
IBIS



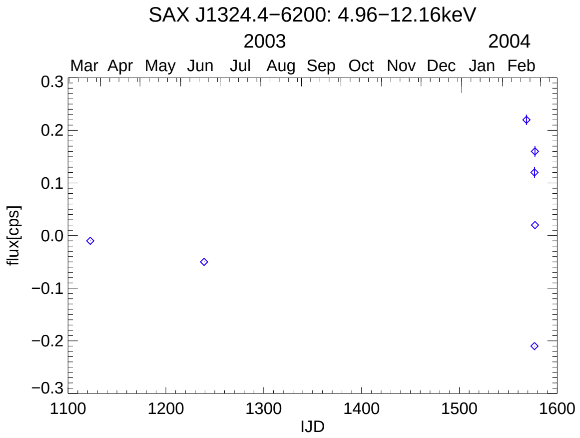


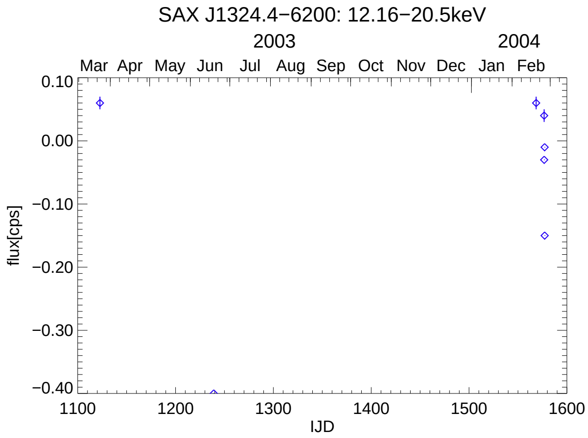




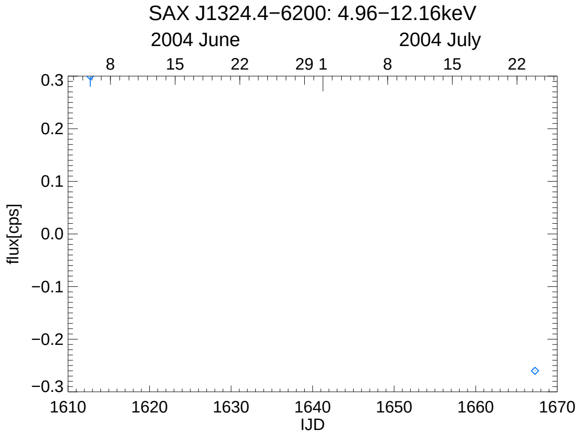


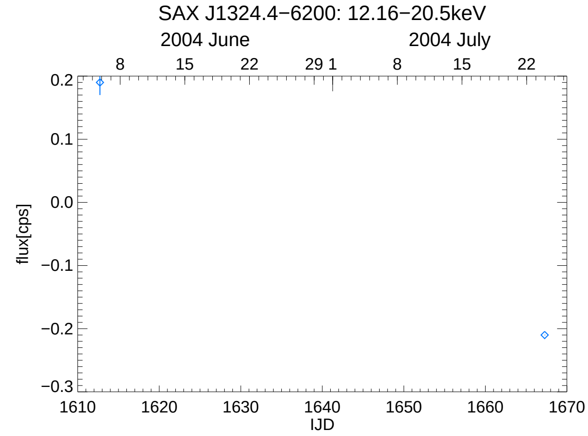
JEM-X2


SAX J1324.4−6200: 4.96−12.16keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD


SAX J1324.4−6200: 12.16−20.5keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD

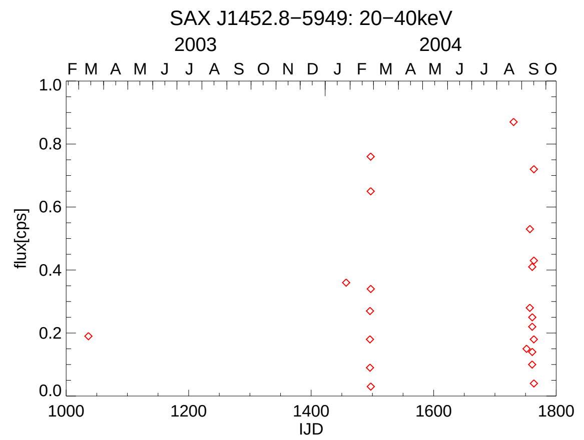
JEM-X1

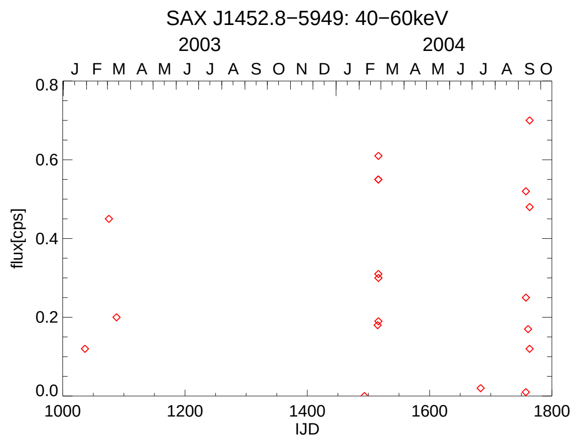

SAX J1324.4−6200: 4.96−12.16keV
2004 June
2004 July
flux[cps]
IJD

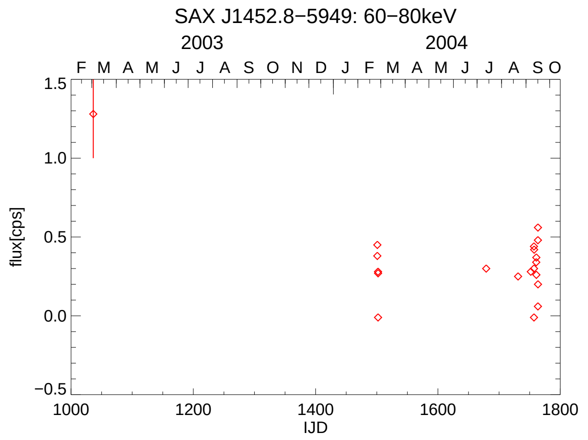

SAX J1324.4−6200: 12.16−20.5keV
2004 June
2004 July
flux[cps]
IJD

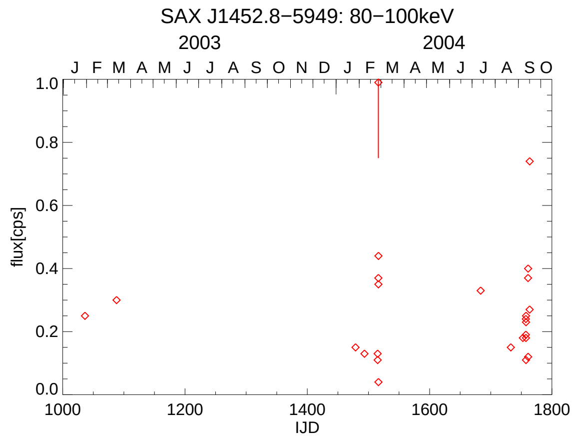
1.22 SAX J1452.8−5949

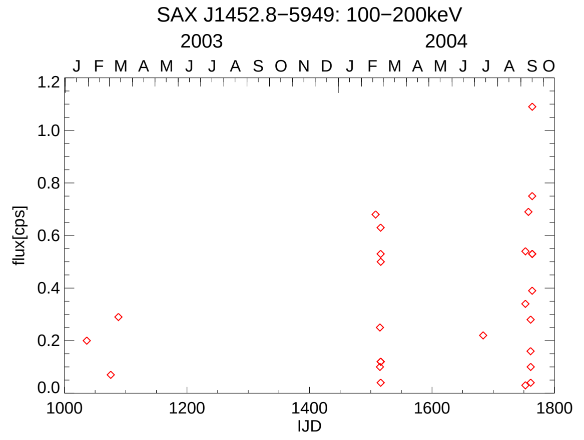
IBIS



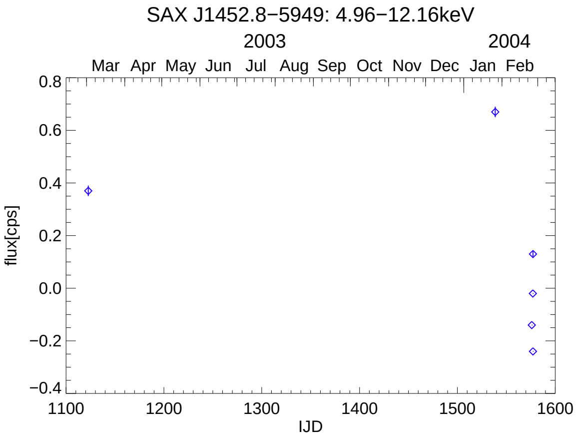


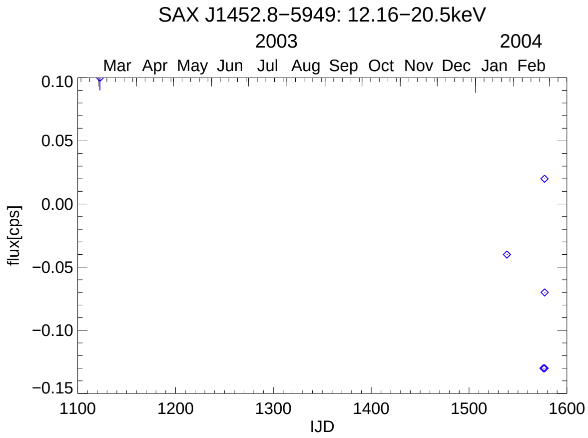




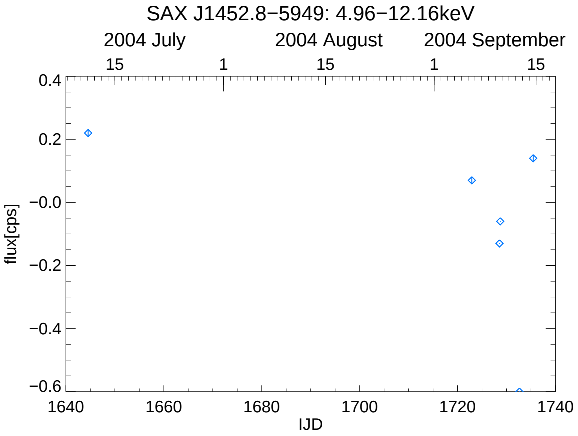


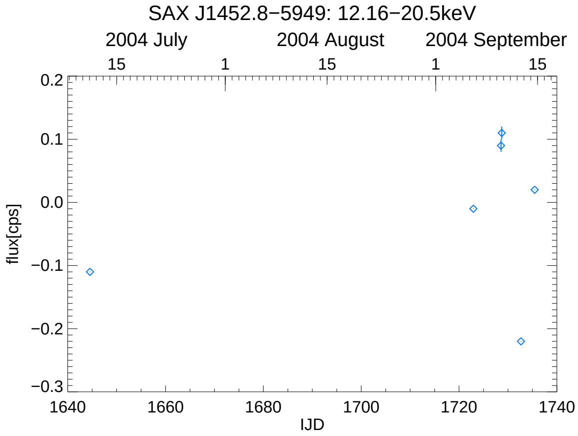
JEM-X2


SAX J1452.8−5949: 4.96−12.16keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
−0.2
−0.4
1100
1200
1300
1400
1500
1600


SAX J1452.8−5949: 12.16−20.5keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD
0.10
0.05
0.00
−0.05
−0.10
−0.15
1100
1200
1300
1400
1500
1600

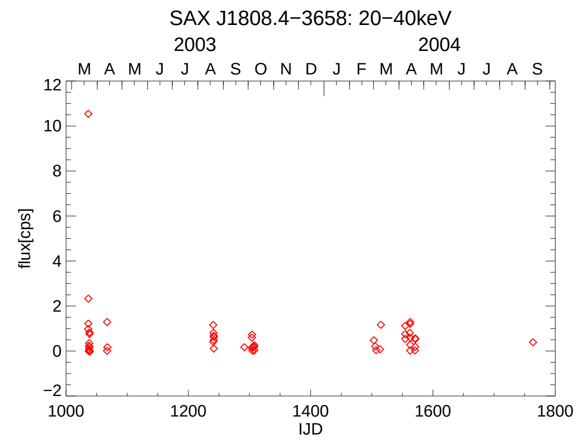
JEM-X1

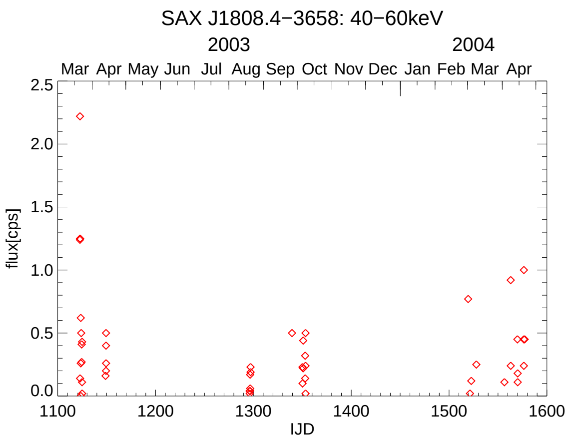

SAX J1452.8−5949: 4.96−12.16keV
2004 July
2004 August
2004 September
15
1
15
1
15
flux[cps]
IJD
0.4
0.2
−0.0
−0.2
−0.4
−0.6
1640
1660
1680
1700
1720
1740

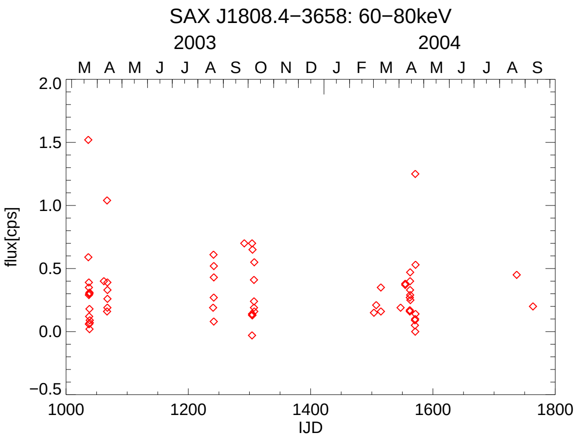

SAX J1452.8−5949: 12.16−20.5keV
2004 July
2004 August
2004 September
15
1
15
1
15
flux[cps]
IJD
0.2
0.1
0.0
−0.1
−0.2
−0.3
1640
1660
1680
1700
1720
1740

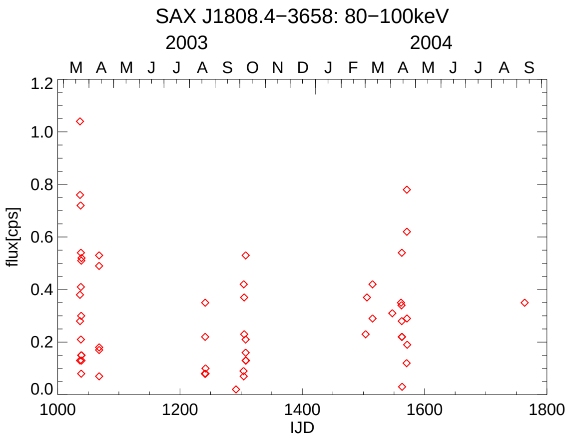
1.23 SAX J1808.4−3658

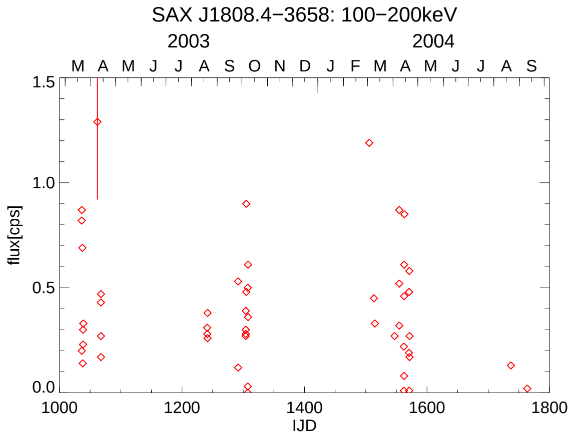
IBIS



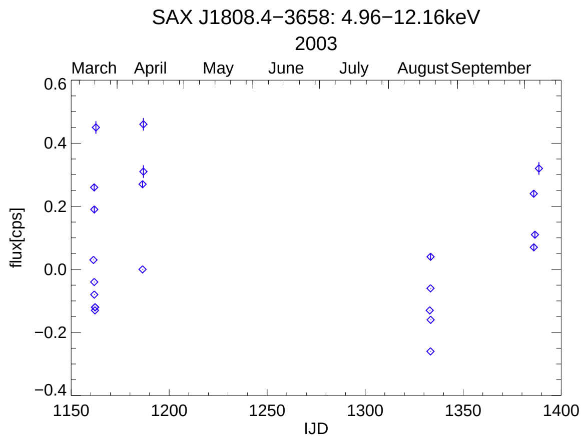


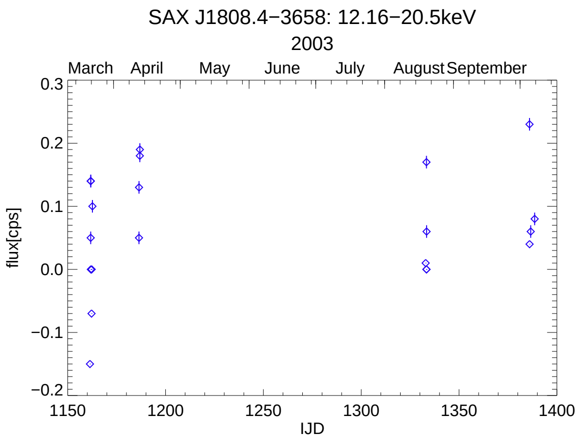




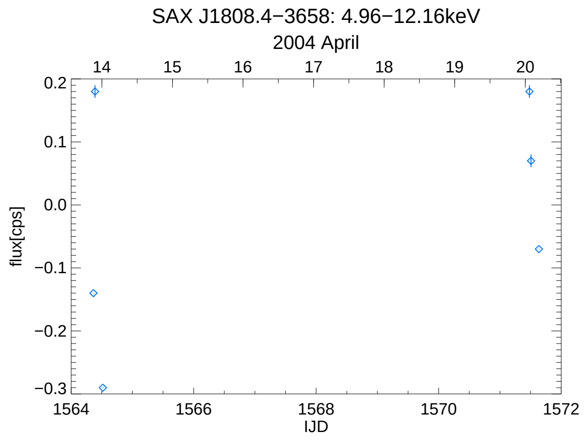


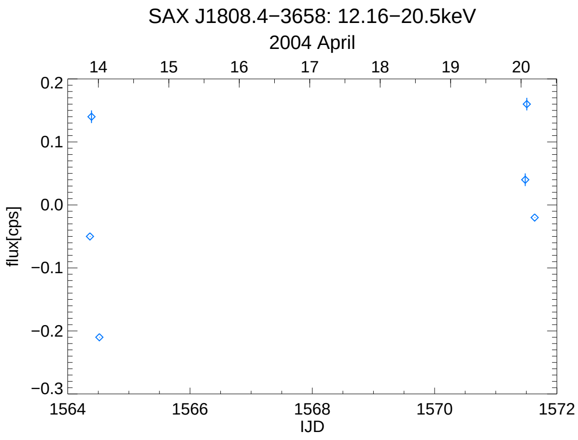
JEM-X2


SAX J1808.4−3658: 4.96−12.16keV
2003
March April May June July August September
flux[cps]
IJD


SAX J1808.4−3658: 12.16−20.5keV
2003
March April May June July August September
flux[cps]
IJD

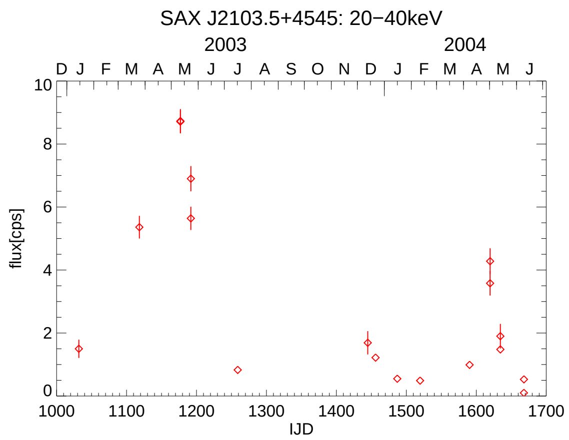
JEM-X1

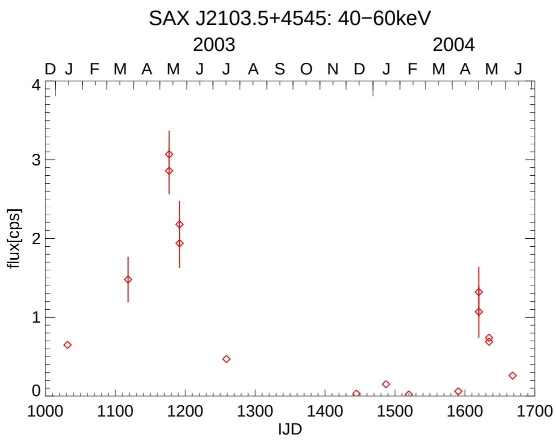

SAX J1808.4−3658: 4.96−12.16keV
2004 April
flux[cps]
IJD

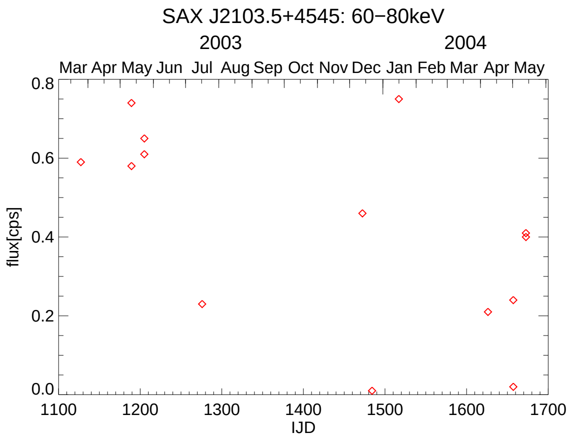

SAX J1808.4−3658: 12.16−20.5keV
2004 April
flux[cps]
IJD

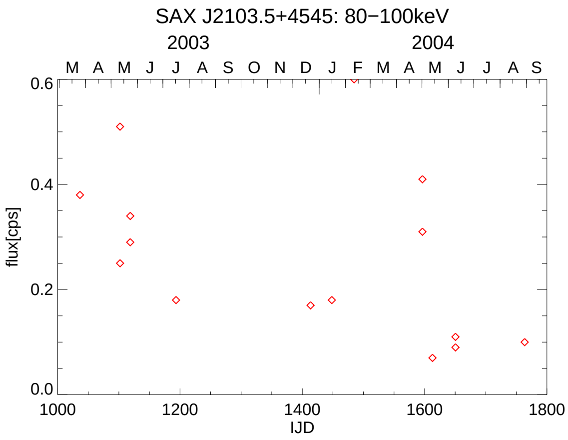
1.24 SAX J2103.5+4545

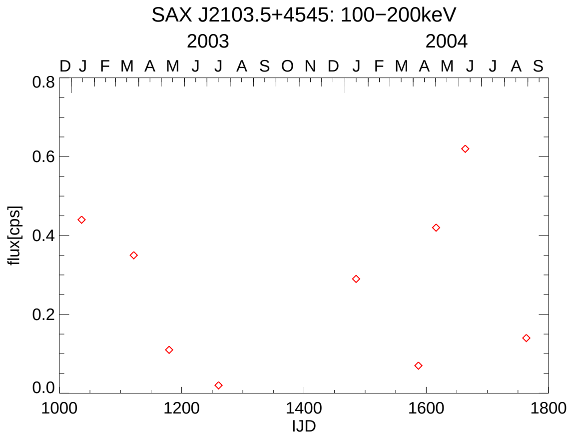
IBIS



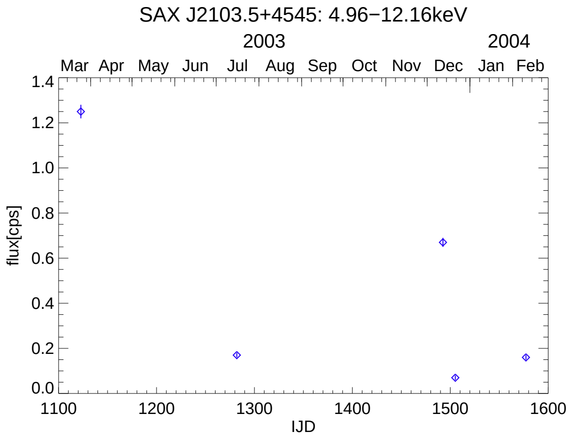


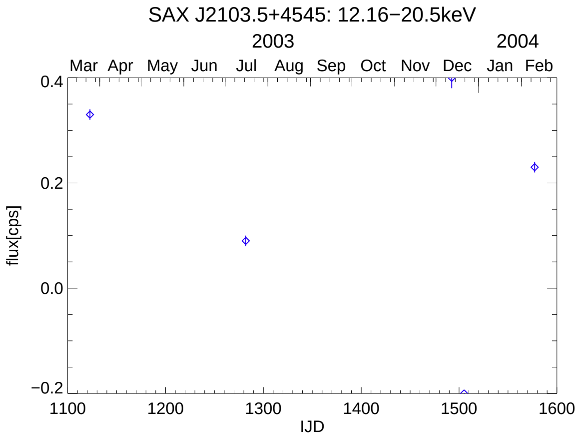




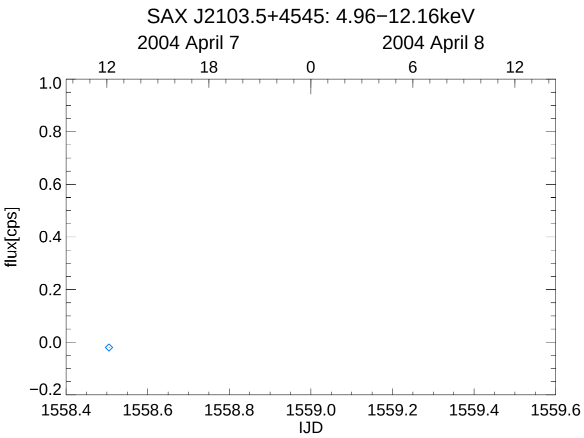


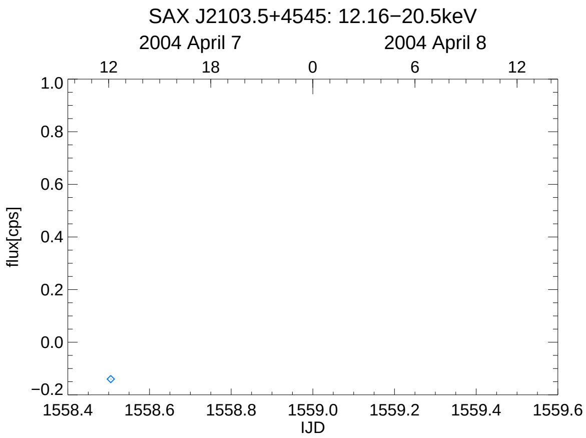
JEM-X2


SAX J2103.5+4545: 4.96−12.16keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD


SAX J2103.5+4545: 12.16−20.5keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan Feb
flux[cps]
IJD

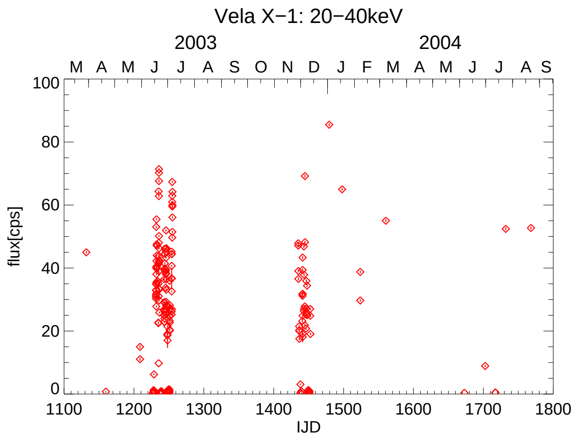
JEM-X1

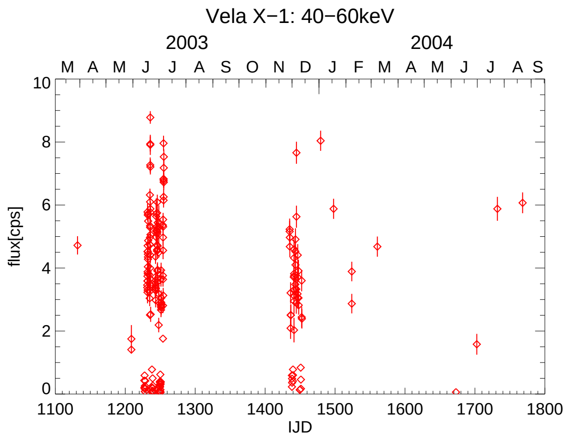

SAX J2103.5+4545: 4.96−12.16keV
2004 April 7
2004 April 8
flux[cps]
IJD

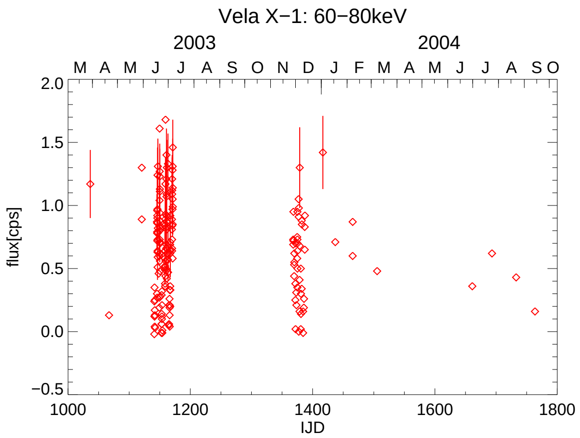

SAX J2103.5+4545: 12.16−20.5keV
2004 April 7
2004 April 8
flux[cps]
IJD

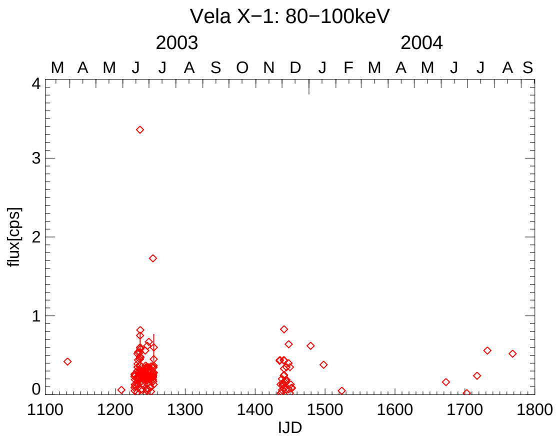
1.25 Vela X-1

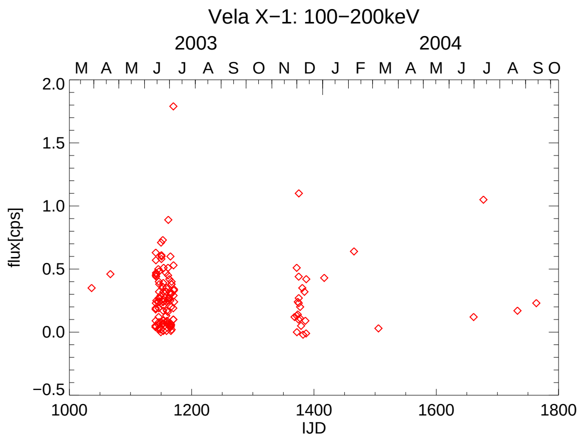
IBIS



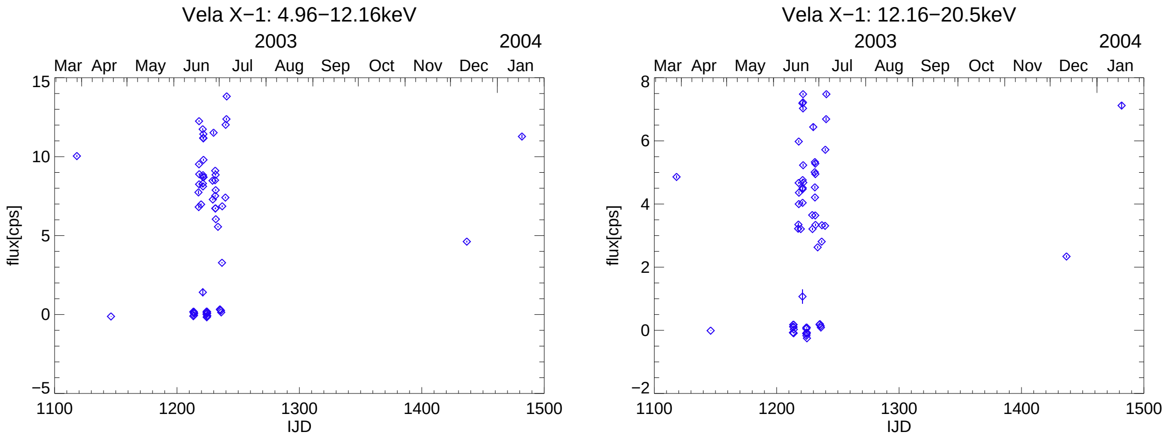




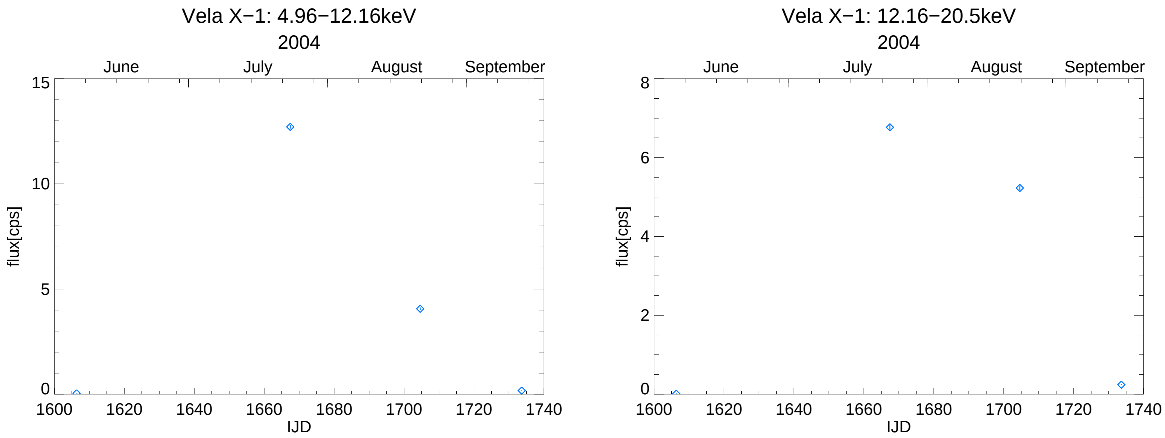




JEM-X2

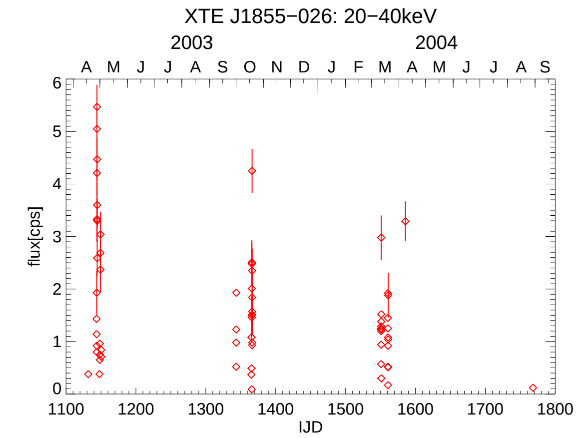

Vela X−1: 4.96−12.16keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan
flux[cps]
IJD
Vela X−1: 12.16−20.5keV
2003
2004
Mar Apr May Jun Jul Aug Sep Oct Nov Dec Jan
flux[cps]
IJD

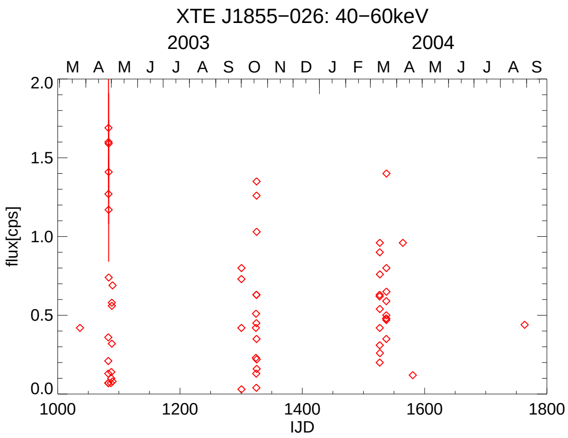
JEM-X1

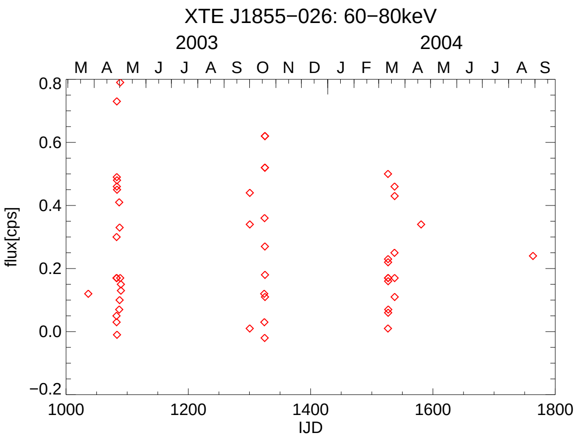

Vela X−1: 4.96−12.16keV
2004
June July August September
flux[cps]
IJD
Vela X−1: 12.16−20.5keV
2004
June July August September
flux[cps]
IJD

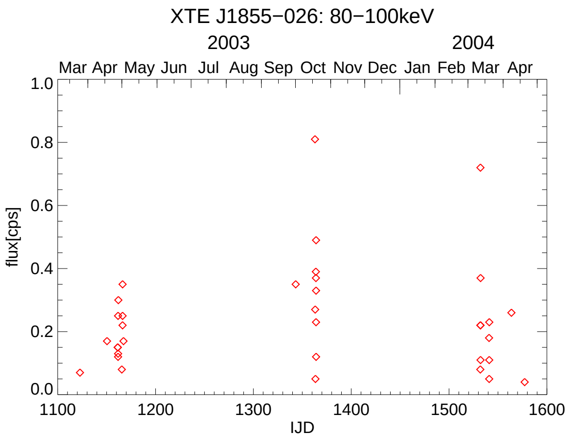
1.26 XTE J1855−026

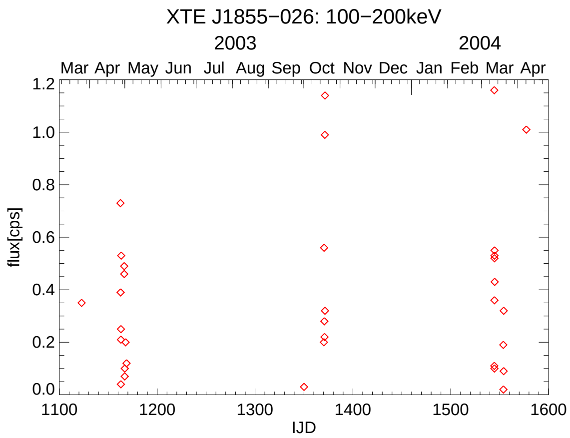
IBIS



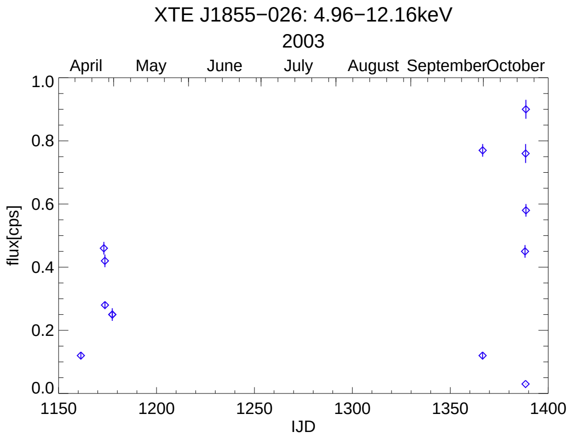


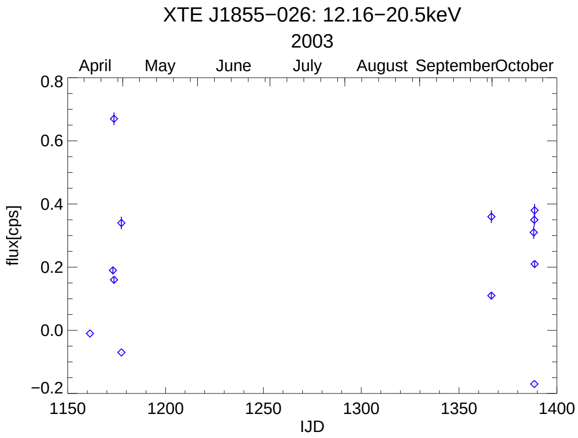




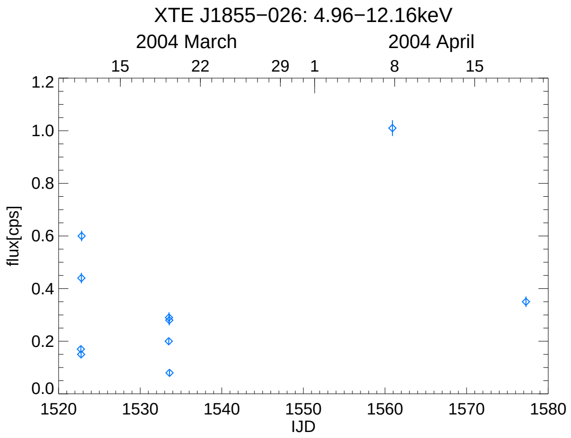


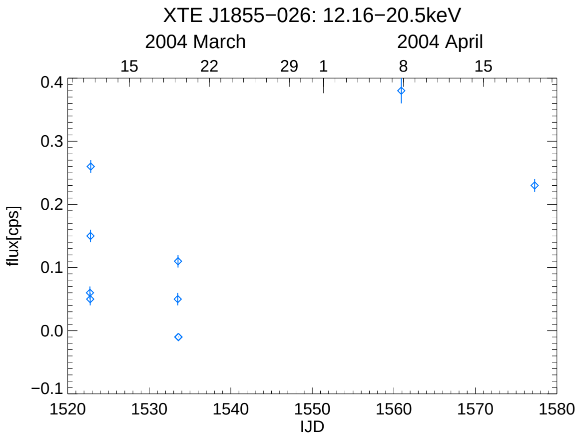
JEM-X2


XTE J1855−026: 4.96−12.16keV
2003
April
May
June
July
August
September
October
flux[cps]
IJD


XTE J1855−026: 12.16−20.5keV
2003
April
May
June
July
August
September
October
flux[cps]
IJD

JEM-X1


XTE J1855−026: 4.96−12.16keV
2004 March
2004 April
flux[cps]
IJD


XTE J1855−026: 12.16−20.5keV
2004 March
2004 April
flux[cps]
IJD

Anhang B

Energieaufgelöste Pulsprofile von H 1907+097

In diesem Anhang finden sich die energieaufgelösten Pulsprofile von H 1907+097, auf deren Darstellung im Hauptteil dieser Arbeit aus Platzgründen verzichtet wurde.

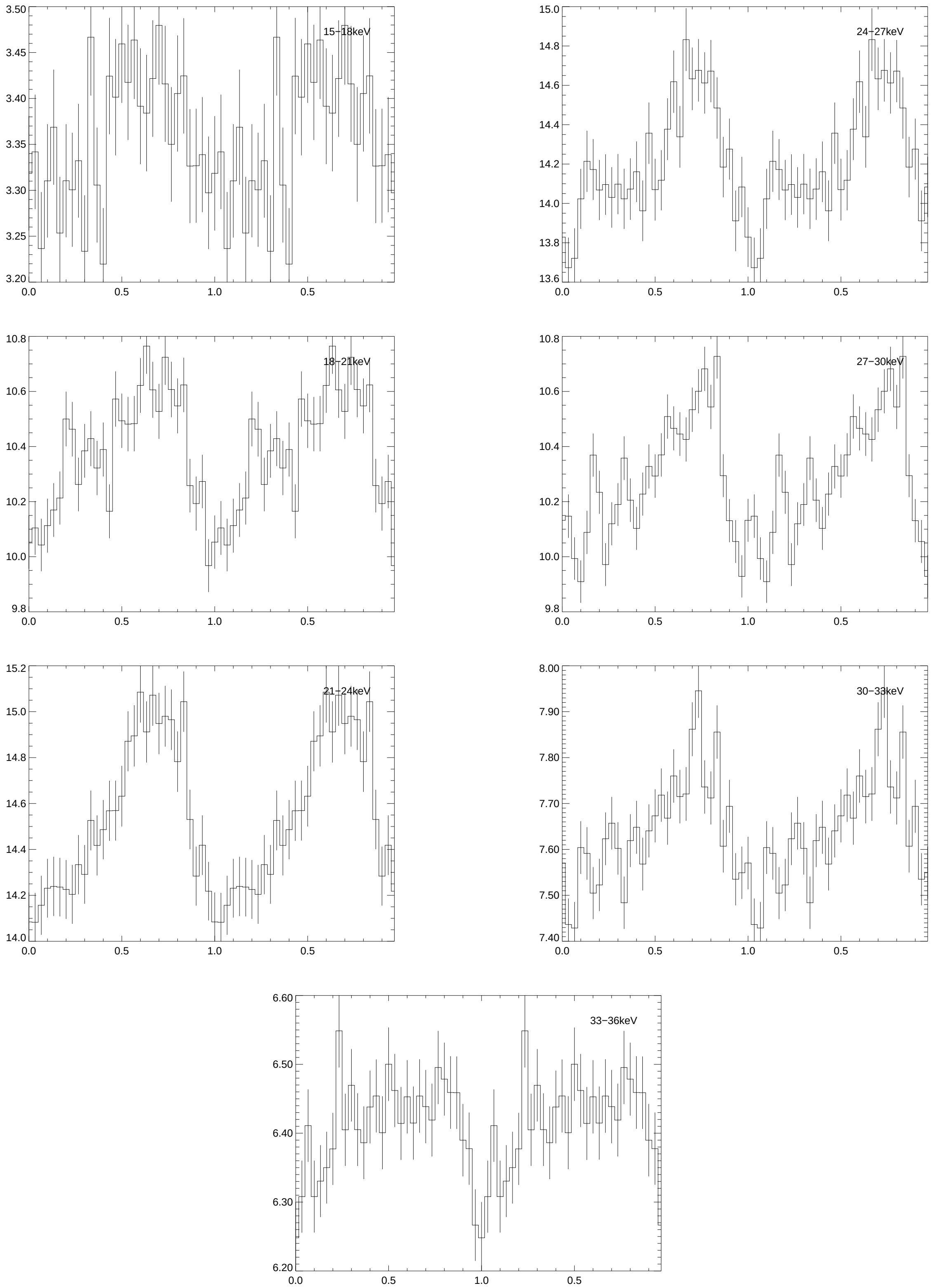


Abbildung B.1: Energieabhängigkeit des Pulsprofils von H 1907+097, Revolution 57.

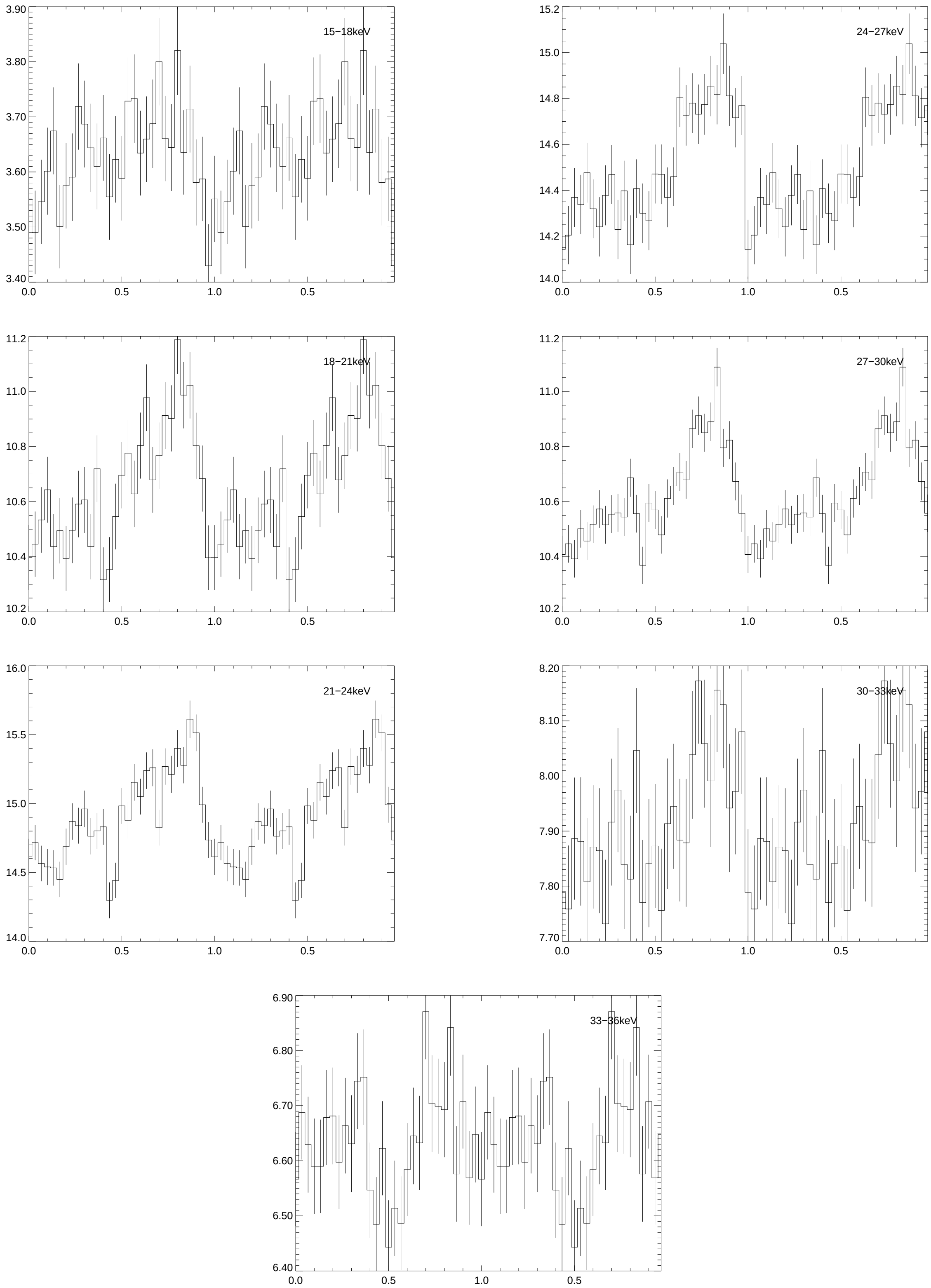


Abbildung B.2: Energieabhängigkeit des Pulsprofils von H 1907+097, Revolution 62.

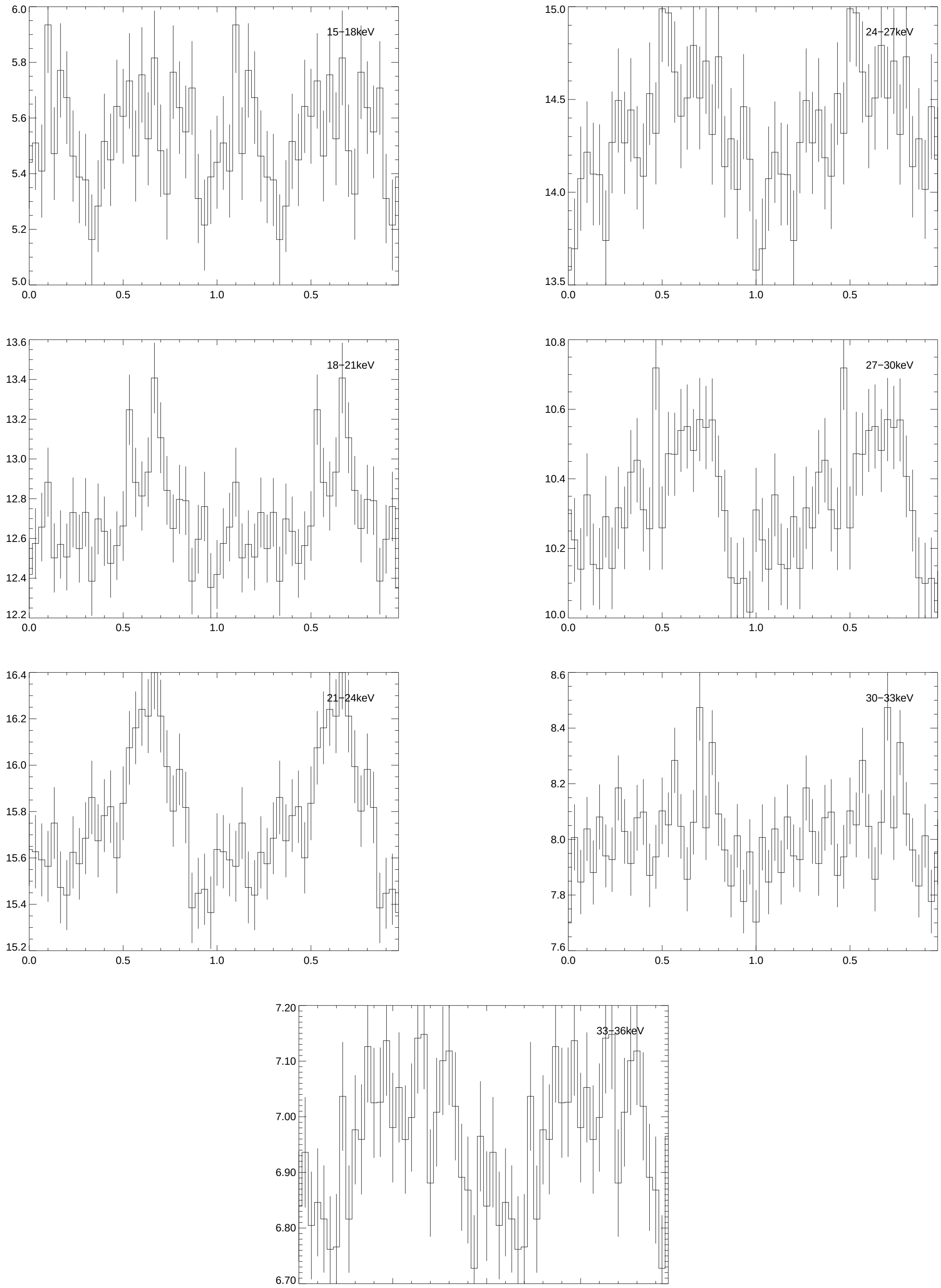


Abbildung B.3: Energieabhängigkeit des Pulsprofils von H 1907+097, Revolution 174.

Literaturverzeichnis

Barr, P., Kuulkers, E., 2003, IBIS Observers's Manual

Baykal, A., Inam, Ç., Ali Alpar, M., et al., 2001, Mon. Not. R. Astron. Soc., 327, 1269

Charles, P. A., Seward, F. D., 1995, Exploring the X-ray universe, Cambridge, New York: Cambridge University Press

Chernyakova, M., 2004, Introduction to the INTEGRAL Data Analysis

Cook, M. C., Page, C. G., 1987, Mon. Not. R. Astron. Soc., 225, 381

Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Beckmann, V., et al., 2003, Astron. Astrophys., 411, L53

Diehl, R., Knödlseder, J., Lichti, G. G., et al., 2003, Astron. Astrophys., 411, L451

Frank, J., King, A., Raine, D., 1985, Accretion Power in Astrophysics, Cambridge University Press

Ghosh, P., Lamb, F. K., 1978, Astrophys. J., Lett., 223, L83

Ghosh, P., Lamb, F. K., 1979a, Astrophys. J., 232, 259

Ghosh, P., Lamb, F. K., 1979b, Astrophys. J., 234, 296

Giacconi, R., Kellogg, E., Gorenstein, P., et al., 1971, Astrophys. J., Lett., 165, L27

in't Zand, J. J. M., Baykal, A., Strohmayer, T. E., 1998, Astrophys. J., 496, 386

Iye, M., 1986, Publ. Astron. Soc. Jpn., 38, 463

Kaper, L., Lamers, H. J. G. L. M., Ruymaekers, E., et al., 1995, Astron. Astrophys., 300, 446

Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M., 1990, Springer-Verlag Berlin

König, M., 1994, *Master's thesis*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Koh, D. T., Bildsten, L., Chakrabarty, D., et al., 1997, Astrophys. J., 479, 933

Kretschmar, P., 1996, *Ph.D. thesis*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Kreykenbohm, I., Wilms, J., Coburn, W., et al., 2004, ArXiv Astrophysics e-prints

Kunz, M., 1991, *Master's thesis*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Kuster, M., 2003, *Ph.D. thesis*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Leahy, D. A., 2002, Astron. Astrophys., 391, 219

Leahy, D. A., Darbro, W., Elsner, R. F., et al., 1983, Astrophys. J., 266, 160

Lebrun, F., Terrier, R., Bazzano, A., et al., 2004, Nature, 428, 293

Lewin, W. H. G., van Paradijs, J., van den Heuvel, E. P. J., 1995, X-ray binaries, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, MA: Cambridge University Press

Makishima, K., Kawai, N., Koyama, K., et al., 1984, Publ. Astron. Soc. Jpn., 36, 679

Marshall, N., Ricketts, M. J., 1980, Mon. Not. R. Astron. Soc., 193, 7P

Mas-Hesse, J. M., Giménez, A., Culhane, J. L., et al., 2003, Astron. Astrophys., 411, L261

McClintock, J. E., Ricker, G. R., Lewin, W. H. G., 1971, Astrophys. J., Lett., 166, L73

Mytrophanov, I. G., Tsygan, A. I., 1978, Astron. Astrophys., 70, 133

Nagase, F., 1989, Publ. Astron. Soc. Jpn., 41, 1

Nagase, F., Hayakawa, S., Makino, F., et al., 1983, Publ. Astron. Soc. Jpn., 35, 47

Nagase, F., Hayakawa, S., Sato, N., et al., 1986, Astronomical Society of Japan, Publications, 38, 547

Nagel, W., 1981, Astrophys. J., 251, 278

Orr, A., 2003a, JEM-X Observers's Manual

Orr, A., 2003b, OMC Observers's Manual

Parkes, G. E., Culhane, J. L., Mason, K. O., Murdin, P. G., 1980, Mon. Not. R. Astron. Soc., 191, 547

Pravdo, S. H., Ghosh, P., 2001, Astrophys. J., 554, 383

Rybicki, G. B., Lightman, A. P., 1979, Radiative processes in astrophysics, New York, Wiley-Interscience

Schwartz, D. A., Griffiths, R. E., Bowyer, S., et al., 1980, Astron. J., 85, 549

Trams, N., Oosterbroek, T., 2003, SPI Observers's Manual

Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al., 2003, Astron. Astrophys., 411, L131

Unsöld, A., Baschek, B., 2002, Der neue Kosmos, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona

van der Klis, M., 2000, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 38, 717

Van Kerkwijk, M. H., van Oijen, J. G. J., van den Heuvel, E. P. J., 1989, Astron. Astrophys., 209, 173

Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., et al., 2003, Astron. Astrophys., 411, L63

Walter, R., Rodriguez, J., Foschini, L., et al., 2003, Astron. Astrophys., 411, L427

Wang, Y.-M., 1995, Astrophys. J., Lett., 449, L153

Wilms, J., 2001, Astrophysical Radiation Processes, Lecture, `http://astro.uni-tuebingen.de/~wilms/teach/radproc/`

Winkler, C., 2003, INTEGRAL Guaranteed Time

Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al., 2003, Astron. Astrophys., 411, L1

Winkler, C., Much, R., 2003, INTEGRAL Manual

Online Referenzen

The NASA Astrophysics Data System
`http://adswww.harvard.edu`

Integral Science Data Center (ISDC)
`http://isdc.unige.ch/`

ESA-Webseiten zur INTEGRAL-Mission
`http://www.esa.int/export/esaMI/Integral/`

GPS Pulsar Webpage
`http://pulsar.astro.warwick.ac.uk/gps/index.html`

Danksagung

Hiermit bedanke ich mich bei allen, die mich im Laufe meiner Diplomarbeit (und auch darüber hinaus) unterstützt haben. Mein Dank gilt insbesondere

- **Prof. Dr. R. Staubert** für die Vergabe und Betreuung dieser Diplomarbeit, sowie für die Möglichkeit das ISDC in Genf kennenzulernen und am *5th INTEGRAL Workshop* in München teilzunehmen
- **Dr. J. Wilms** für die hervorragende Betreuung, die unendlich geduldige Beantwortung aller Fragen und seine ganze Unterstützung
- **Dr. E. Kendziorra** für seine hilfreichen Anmerkungen
- **Dr. I. Kreykenbohm** für seine zahlreichen Tipps und die IDL-Programme und Skripte, die er mir zur Verfügung gestellt hat, sowie für zahlreiche informative und lustige Diskussionen nicht nur auf dem Gebiet der Astronomie
- der ganzen **INTEGRAL-Gruppe** in Tübingen, insbesondere **Dr. J. Barnstedt** für das geduldige Mit-Extrahieren der Daten und **E. Göhler** für seine Hilfe bei den Spektren und dem Umgang mit der CAFE-Software
- **meinen Eltern** und **meinem Bruder** für ihre nicht nachlassende Unterstützung sowie die Geduld und das Verständnis, das sie für mich aufbringen
- **Elke Reiff** für ihre unaufhörliche Unterstützung und Motivation, vor allem aber dafür, dass sie eine wirklich gute Freundin ist, auf die man sich 100%ig verlassen kann
- **Franziska Köckert** und **Daniel Duffner** für ihre Freundschaft und unzählige nette und lustige Erlebnisse während der Studiumszeit (und hoffentlich noch darüber hinaus)
- **Michael Martin, Nicolay Hammer** und **Slawomir Suchy** für die Hilfe bei allerlei computerbedingten Problemen und die vielen netten Unterhaltungen
- der **Espressorunde** und allen anderen **Kolleginnen und Kollegen**, die für eine extrem gute Arbeitsatmosphäre am AIT sorgen