

Beobachtung von kompakten Objekten
mit XMM und RXTE

Der anormale Pulsar 1E 1048.1–5937
und der Polar RX J1940.1–1025

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard–Karls–Universität Tübingen

vorgelegt von

Eckart Göhler

aus Friedrichshafen

2004

Selbstverlegt von:

Eckart Göhler,
Quenstedtstrasse 12,
72076 Tübingen

Tag der mündlichen Prüfung:

2. Dezember 2004

Dekan:

Prof. Dr. P. Schmid

1. Berichterstatter:

Prof. Dr. R. Staubert

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. K. Werner

Meiner Mutter gewidmet

Zusammenfassung

Beobachtung von kompakten Objekten mit XMM und RXTE Der anormale Pulsar 1E 1048.1–5937 und der Polar RX J1940.1–1025

Eckart Göhler

1E 1048.1–5937 gehört zur Klasse der anormalen Röntgenpulsare (AXP), die sich durch eine Periode um ≈ 8 sec, eine relativen konstante Periodenzunahme und ein sehr weiches Röntgenspektrum auszeichnen. Im allgemeinen geht man davon aus, dass diese Pulsare rotierende Neutronensterne ohne Begleiter sind, die ihre Abstrahlungsenergie entweder aus einer Akkretion oder dem Abbau sehr starker Magnetfelder beziehen.

Im Januar 2001 wurde 1E 1048.1–5937 mit dem Röntgensatelliten XMM-Newton beobachtet, und eine mit früheren Beobachtungen konsistente Periode von 6.45252(4) sec, ein Spektrum, welches aus einem Potenzgesetz- und einer Schwarzkörperkomponente mit einem Photonindex von $\Gamma = 3.0(5)$ und einer Schwarzkörpertemperatur von $K_T = 0.64(5)$ keV gefunden. Mit verschiedenen Auswerteverfahren wurde die Position auf einen mit einer Chandra-Beobachtung konsistenten Wert von $\alpha = 10^{\text{h}} 50^{\text{m}} 7^{\text{s}}.14$, $\delta = -59^{\circ} 53' 21''.4$ (2000) bestimmt (Wang & Chakrabarty, 2002).

Für eine Untersuchung der spektrale Variation, die Hinweise auf die Natur des Objekts liefern kann (vgl. Özel et al., 2001), wurden die spektralen Parameter sowie die Flüsse der spektralen Komponenten in vier verschiedenen Phasenbins bestimmt. Die Schwarzkörper- und Potenzgesetzkomponente zeigen eine gute Korrelation, was jedoch an einer unzureichenden spektralen Trennung liegen kann. Dennoch konnte eine nahezu konstante Schwarzkörpertemperatur, eine starke Variation der Schwarzkörpernorm und eine leichte Variation des Photonindex nachgewiesen werden.

Der zweite Teil der Arbeit untersuchte den Polar RX J1940.1–1025 (vgl. Patterson et al., 1995; Staubert et al., 2003), für den im Jahr 2001 mehreren getrennten Beobachtungen im optischen und Röntgenbereich (letzteres mit den Röntgensatelliten RXTE und XMM-Newton) durch-

geführt wurden. Die Lichtkurve von RX J1940.1–1025 zeichnet sich durch periodisch wiederkehrende, markante Dips aus, die im allgemeinen mit der Bahnperiode von ≈ 12116 sec in Verbindung gebracht werden und von Eklipsen des Sekundärsterns oder durch Absorptionsprozesse im Akkretionsstrom herrühren können. Daneben werden auch ausgehntere Tröge beobachtet, die mit einer etwas längeren, über einen größeren Zeitraum abnehmenden Periode von ≈ 12150 sec wiederkehren und den Spin der Primärkomponente repräsentieren.

Im Röntgenspektrum konnte mit XMM-Newton neben einer Schwarzkörperkomponente mit $K_T = 92(5)$ eV und einer Potenzgesetzkomponente mit einem Photonenindex von $\Gamma = 0.72(3)$ eine $K\alpha$ -Eisenlinie beobachtet werden, die eine leichte zeitliche Variation zeigt. In einer phasenaufgelösten Spektroskopie sowie einer Untersuchung der Hardness-Ratio wurde ein totalabsorbierender Dip sowie zwei trogartige Strukturen mit unterschiedlichen spektralen Eigenschaften festgestellt, die verschiedenen physikalischen Absorptions- und Abstrahlungsprozessen zugeordnet werden müssen. Zusätzlich erlaubte eine spektrale Analyse der RXTE-Daten in Kombination mit den XMM-Daten eine Diskriminierung des spektralen Einflusses der nahe bei RX J1940.1–1025 befindlichen Seyfert-Galaxie NGC 6814, für die ein Photonenindex von 1.9(6) gefunden wurde.

Alle auswertbaren Dips und Tröge wurden mit verschiedenen, dem Problem angepassten Fitmethoden (Flankenfit, Fit an Bisektoren, Template-Fit) ausgemessen. Die resultierende Dip- und Trogperiode von $P_{\text{dip}} = 0.1402347583(4)$ d und $P_{\text{trough}} = 0.14062665(94)$ d (für einen Nullpunkt von $E_0 = 49637.8281(26)$ MJD) verbessern die aus früheren Beobachtungen bestimmten Werte; insbesondere konnte die von [Geckeler \(1998\)](#) bestimmte Synchronisationszeitskala auf $\tau = 166(17)$ a eingeschränkt werden.

Da sich in mehreren beobachteten Lichtkurven zwei trogartige Strukturen zeigten, die für die Zeitbestimmung mehrdeutige Ergebnisse und auch z.T. gravierende Abweichungen der Trogzeit von dem erwarteten Wert ergaben, wurde für ein besseres Verständnis und zur Gewinnung von grundlegenden Systemparametern ein Modell entwickelt, welches gemäß dem Ansatz von [Cropper \(1988\)](#) und [Geckeler \(1998\)](#) die wesentliche Geometrie der magnetischen Ankopplung des überfließenden Materiestromes bis zum Akkretionspunkt auf dem weißen Zwerg repräsentiert. Dabei konnte festgestellt werden, dass die beobachtbare Variation im Wesentlichen durch die nichtisotrope Abstrahlungscharakteristik der in der Akkretionsregion stattfindenden Prozesse (Bremsstrahlung, Zy-

klotronstrahlung, Schwarzkörperstrahlung) hervorgerufen wird.

Die Anpassung der simulierten Lichtkurve an die Röntgen- und optischen Daten konnte mit der Annahme von zwei Akkretionspolen zur Deckung gebracht werden. Die Bestimmung der Systemparameter ergab eine Inklination von $76.2(2)^\circ$ und eine Kolatitude von $89.1(3)^\circ$ (Röntgenbereich) bzw. $47.3(6)^\circ$ (optischer Bereich); der Magnetosphärenradius (Ankopplungspunkt) betrug $3.5(2) R_{\text{wd}}$. Aus der von [Imamura & Durisen \(1983\)](#); [Wickramasinghe & Meggitt \(1985\)](#) berechneten Abstrahlungscharakteristik ergab sich eine polare Magnetfeldstärke von $41.4(8)$ MG und eine Größe der Akkretionsregion von $\approx 10^{-2} R_{\text{wd}}^2$.

Summary

Observation of Compact Objects with XMM and RXTE The AXP 1E 1048.1–5937 and the Polar RX J1940.1–1025

Eckart Göhler

1E 1048.1–5937 is a member of the class of anomalous X-Ray Pulsars (AXP) whose main features are periods of ≈ 8 sec with comparatively constant spin down and very soft X-ray spectra. It is generally assumed that these objects are singular rotating neutron stars who are powered either by accretion or decay of very strong magnetic fields.

1E 1048.1–5937 was observed on 2001 January with the XMM-Newton Telescope. The analyse gave a period of 6.45252(4) s, a spectrum best fitted with a blackbody and powerlaw component with an photon index of $\Gamma = 3.0(5)$ and a blackbody temperature of $K_T = 0.64(5)$ keV. The position was determined with different approaches resulting in a value of $\alpha = 10^{\text{h}} 50^{\text{m}} 7^{\text{s}}.14$, $\delta = -59^{\circ} 53' 21''.4$ (2000) consistent with a Chandra observation (Wang & Chakrabarty, 2002).

The analysis of spectral variation which might indicate the nature of the object (refer Özel et al., 2001) was performed by estimating spectral parameters and fluxes in four distinct phase bins. Both blackbody and powerlaw component are tightly correlated; despite problems in unambiguous separation a constant blackbody temperature, a strong variation of the blackbody norm and slight variation of the photon index was found.

The second part concerns the polar RX J1940.1–1025 (refer Patterson et al., 1995; Staubert et al., 2003) which was performed during 2001 in several optical and X-ray observations, the latter with the XMM-Newton and RXTE satellites.

The lightcurve of RX J1940.1–1025 contains sharp periodic dips which in general are associated with the orbital period of ~ 12116 s. These dips might either be eclipses by the secondary star or absorption processes of the accretion stream. Additionally broader periodic features (troughs) are absorbed with a slightly longer and decreasing period of ~ 12150 s which might represent the spin of the primary star.

Besides a blackbody component with a temperature of $K_T = 92(5)$ eV and a powerlaw component with an photon index of $\Gamma = 0.72(3)$ the X-ray spectra revealed an $K\alpha$ Fe-line which shows slight temporal variation. Phase resolved spectroscopy and evolution of the hardness ratio displayed a total absorbing dip and two trough-like features with distinct spectral properties which have to be associated with different radiation and absorption processes. Additionally the joint analysis of RXTE and XMM data allowed a reasonable spectral separation of the nearby located Seyfert galaxy NGC 6814 which showed an photon index of 1.9(6).

All dips and troughs are surveyed with different methods (slope fit, bisector fit, template fit). The resulting dip and trough periods of $P_{\text{dip}} = 0.1402347583(4)$ d and $P_{\text{trough}} = 0.14062665(94)$ d (reference time $E_0 = 49637.8281(26)$ MJD) improved periods from earlier observations; especially the synchronization time scale estimated first by [Geckeler \(1998\)](#) could be constrained on a value of $\tau = 166(17)$ y.

Some lightcurves show double trough-like features during a trough cycle. Apart from this ambiguity a time shift of trough times complicated the trough period determination. For a better understanding and for retrieving basic system parameters a lightcurve simulation model was developed which takes into account essential geometric considerations starting from material threading at magnetospheric distance up to the accretion at the surface of the white dwarf ([Cropper, 1988](#); [Geckeler, 1998](#)). It turned out that the main issue for lightcurve variability comes from the angular dependence of the radiating processes (bremsstrahlung, blackbody radiation and cyclotron radiation) within the accretion column.

Fitting the model to X-ray and optical data gave good results provided a double accretion onto both magnetic poles is assumed. Best-fit analysis of main system parameters yielded an inclination of $76.2(2)^\circ$ and a colatitude of $89.1(3)^\circ$ (X-ray) and $47.3(6)^\circ$ (optical); the magnetospheric radius was estimated with $3.5(2) R_{\text{wd}}$ (white dwarf radius). According the computation by [Imamura & Durisen \(1983\)](#) and [Wickramasinghe & Meggitt \(1985\)](#) of the angular dependence for blackbody, bremsstrahlung and cyclotron radiation a polar magnetic field strength of $41.4(8)$ MG and a size of the accretion region of $\approx 10^{-2} R_{\text{wd}}^2$ was obtained.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Beobachtungsinstrumente	5
2.1	XMM-Newton	5
2.1.1	Aufbau	5
2.1.2	Betriebsmodi von EPIC	7
2.1.3	Auswertung	7
2.2	RXTE	10
3	Anormale Röntgenpulsare	13
3.1	Bekannte Exemplare	14
3.2	Die Eigenschaften von AXP's	14
3.3	Bisherige Modelle	18
3.3.1	Energiebilanz	18
3.3.2	Akkretion	19
3.3.3	Magnetare	20
4	Untersuchung des AXP 1E 1048.1–5937	23
4.1	Bisherige Beobachtungen	23
4.2	Beobachtung mit XMM-Newton	24
4.3	Allgemeines zur Auswertung	24
4.4	Positionsbestimmung	29
4.5	Das Spektrum	30
4.6	Das zeitliche Verhalten	32
4.7	Phasenaufgelöste Spektren	33
4.8	Zusammenfassung	35

5	Kataklysmische Variable und Polare	41
5.1	Beobachtung von kataklysmischen Variablen	45
5.2	Magnetfelder und Polare	48
6	Der CV RX J1940.1–1025	51
6.1	Entdeckungsgeschichte	51
6.1.1	Interpretation der Daten	54
6.1.2	Systemparameter	58
7	Das neue Datenmaterial	61
7.1	Beobachtungen mit XMM–Newton	61
7.2	Auswertung und Konvertierung	62
7.2.1	Auswertung von optischen Daten	62
7.2.2	Die Referenzsterne	65
7.2.3	Auswerten von RXTE-Daten	65
7.2.4	Auswerten von XMM-Daten	66
7.2.5	Konvertierungen	67
8	Röntgenspektrum von RX J1940.1–1025	69
8.1	Spektrale Komponenten bei XMM	70
8.2	Spektrale Untersuchung mit RXTE	71
8.3	Phasenaufgelöste Spektren	73
8.3.1	Variation der Eisenlinie	76
8.3.2	Variation der Hardness-Ratio	78
9	Das Zeitverhalten von RX J1940.1–1025	81
9.1	Fragestellung	81
9.1.1	Periodenbestimmung über Epoch-Folding und Pe- riodogramm	82
9.1.2	Anfitten an die Flanken	83
9.1.3	Die Bisektor-Methode	85
9.1.4	Anfitten eines Profils	86
9.2	Optische Lichtkurven	87
9.3	Röntgenlichtkurven	88
9.3.1	RXTE	88
9.3.2	XMM	89
9.4	Vermessung von Dips	91
9.4.1	Optische Dips	91
9.4.2	Röntgendips	92
9.5	Vermessung von Trögen	94

10 Modellierung	105
10.1 Entwicklung eines Trog-Modells	107
10.1.1 Koordinatensysteme	107
10.1.2 Parametrisierung des Magnetfeldes	108
10.1.3 Der Magnetosphärenradius	111
10.1.4 Bestimmung des Auftreffpunktes \mathbf{x}_{wd}	113
10.1.5 Variation der Akkretionspunkte	114
10.1.6 Umrechnung in Beobachterkoordinaten	116
10.1.7 Nichtisotrope Abstrahlung	117
10.1.8 Zwei Pole	124
10.1.9 Magnetfeldrichtung versus Normale	125
10.2 Anwendung der Trogsimulation	125
10.2.1 Vorgehen	125
10.2.2 Durchmusterung des Parameterraumes	126
10.3 Ergebnisse	129
11 Diskussion und Zusammenfassung	141
11.1 1E 1048.1–5937	141
11.2 Spektrum von RX J1940.1–1025	141
11.3 Zeitanalyse und Modellierung von RX J1940.1–1025	142
12 Ausblick	147
Literaturverzeichnis	149
Danksagung	159

Tabellenverzeichnis

2.1	Modi in denen die EPIC-Kameras betrieben werden können.	8
2.2	Eigenschaften von RXTE.	11
3.1	Derzeit bekannte AXPs und ihre Eigenschaften.	15
4.1	Positionsbestimmungen von 1E 1048.1–5937 (J2000) . .	28
4.2	Fit-Ergebnisse für 1E 1048.1–5937	32
6.1	Systemparameter von RX J1940.1–1025	59
7.1	Optische Beobachtungen von RX J1940.1–1025 2001. . .	63
7.2	Beobachtungen von RX J1940.1–1025 mit RXTE	64
7.3	Beobachtungen von RX J1940.1–1025 mit XMM	65
8.1	Spektrale Parameter von RX J1940.1–1025 und NGC 6814.	74
9.1	Dip-Zeiten (Bisektor-Methode).	90
9.2	Röntgen-Dips (Flankenfits).	91
9.3	Dip-Ephemeriden.	93
9.4	Trog-Zeiten (Bisektormethode).	95
9.5	Zwischenergebnisse der Trogperiodenbestimmung.	98
9.6	Ephemeriden der Trogperiode.	101
10.1	Untersuchte Parameter mit typischen Startwerten und Gültigkeitsbereichen.	126
10.2	Relative Beatphasen für verschiedene Beobachtungen. . .	129
10.3	Simulationsergebnisse für RX J1940.1–1025.	130
10.4	Fitsergebnisse der Zyklotronkomponente.	134

Abbildungsverzeichnis

2.1	Vignetting des PCA-Detektors	11
4.1	Quell- und Hintergrundbereiche (erste Analyse).	26
4.2	PSF-Fit	30
4.3	Quell- und Hintergrundbereiche (zweite Analyse).	31
4.4	Spektraler Fit an 1E 1048.1–5937	33
4.5	χ^2 -Verteilung der gefalteten Lichtkurve der PN-Kamera.	34
4.6	Pulsprofil von 1E 1048.1–5937	35
4.7	Phasenaufgelöste Spektroskopie von 1E 1048.1–5937	36
4.8	Flussvariation von 1E 1048.1–5937	37
4.9	Perioden von 1E 1048.1–5937im Vergleich mit RXTE	38
5.1	Darstellung des Roche-Potentials.	42
5.2	Häufigkeitsverteilung von kataklysmischen Variablen.	46
5.3	Schematische Darstellung eines AM-Her-Systems.	48
6.1	Periodenanalyse für NGC 6814.	52
6.2	Radialgeschwindigkeit für He II und H_β -Emissionslinien.	56
7.1	Beobachtungszeiten 2001 von RX J1940.1–1025	62
7.2	Referenzsterne für RX J1940.1–1025	66
7.3	Position von NGC 6814, RX J1940.1–1025 und die für RXTE benutzte Pointierung	67
8.1	Quell- und Hintergrundbereiche für die MOS-Kameras im Timing-Mode.	70
8.2	Röntgenspektrum von RX J1940.1–1025 (XMM)	71
8.3	Röntgenspektrum von RX J1940.1–1025 (XMM und RX-TE).	72

8.4	Phasenaufgelöste Spektren von RX J1940.1–1025.	75
8.5	Phasenaufgelöste Spektren der Fe-Linie.	76
8.6	Hardness–Ratio für RX J1940.1–1025.	79
9.1	Fit von Flankengerade und Bodengerade	84
9.2	Bestimmung der Trogzeit mit Hilfe der Bisektor-Methode.	85
9.3	Extrapolierte Beatphase für RX J1940.1–1025.	87
9.4	Teil der Lichtkurve aus der CAHA-Beobachtung.	88
9.5	Lichtkurve der XMM-Beobachtung von RX J1940.1–1025.	89
9.6	χ^2 -Werte für verschiedene Trogperioden.	97
9.7	Residuen für verschiedene Trogperioden.	99
9.8	Untersuchung der Trogperiode mit Epoch-Folding.	100
9.9	χ^2 -Werte verschiedener Trogperioden für alle Datensätze.	101
10.1	Skizze zur Bestimmung des Akkretionspunktes.	108
10.2	Konfiguration des Magnetfeldes für RX J1940.1–1025.	111
10.3	Bewegung der Akkretionspunkte für verschiedene Kola- tituden.	115
10.4	Beispiel Winkelabhängigkeit für Lichtkurven	117
10.5	Skizze des Abstrahlungswinkels γ	119
10.6	Abstrahlungscharakteristiken des sin-cos-Modells.	119
10.7	Winkelabhängigkeit des relativen spektralen Flusses für Bremsstrahl- und Schwarzkörpermodelle	121
10.8	Winkelabhängigkeit für Zyklotronstrahlung	123
10.9	Beispiel für das Ergebnis des genetischen Suchalgorithmus.	127
10.10	Orientierung der ballistischen Korrektur δ	128
10.11	Simulationsergebnis: XMM (OM+MOS).	136
10.12	Simulationsergebnis: RXTE (1+2).	137
10.13	Simulationsergebnis: RXTE (3+5).	138
10.14	Simulationsergebnis: CAHA+MSSO(2).	139
10.15	Simulationsergebnis: HOBART/AIT.	140

Kapitel 1

Einleitung

Tolle, Lege!

Augustinus, *confessiones* VIII,12,29

In der vorliegenden Arbeit sollen Untersuchungen an zwei kompakten Objekten vorgestellt werden, in denen (neben klassischer Photometrie im optischen Bereich) Beobachtungen mit dem Röntgensatelliten XMM-Newton und dem Rossi-Xray Timing Explorer (RXTE) vorgenommen wurden. Was zeichnet die Beobachtung im Röntgenbereich von kompakten Objekten mit diesen neuen Instrumenten aus?

Zunächst einmal bietet die Röntgenastronomie die Möglichkeit, Objekte mit energiereichen Prozessen zu untersuchen, da gemäß $E = h \cdot \nu$ zur Erzeugung von Röntgenquanten wesentlich mehr Energie als etwa für optische Photonen benötigt wird. Eine wichtige und sehr effiziente Energiequelle, die unter Umständen einen höheren Wirkungsgrad als nukleare Prozesse hat, ist die Umsetzung von potentielle gravitative Energie in kinetische, thermische und radiative Energie. Dieser Prozess wird im allgemeinen als Akkretion (lat. Ansammlung) bezeichnet, da bei ihm ein kompaktes Objekt Materie aufnimmt.

Es gibt mehrere Prozesse, die Röntgenstrahlung erzeugen können. Für heiße Materie liegt ein signifikanter Anteil der Schwarzkörperstrahlung des Plasmas im Röntgenbereich. Durch inverse Comptonstreuung am heißen Plasma können niederenergetische Photonen zu hochenergetischen Röntgenquanten beschleunigt werden. Elektronen oder Ionen, die starke Beschleunigungskräfte erfahren, strahlen ebenfalls Photonen im Röntgenbereich ab. Wenn diese Beschleunigung durch starke Schocks von geladenen Teilchen verursacht wird, entsteht Bremsstrahlung; findet sie an Magnetfeldern statt, entsteht Synchrotronstrahlung ([Longair](#),

1994a).

Der für die Akkretion notwendige Massestrom wird in vielen Fällen durch einen Transfer in einem Doppelsternsystem von einem weniger kompakten Begleiter aufrecht erhalten. Da ein solches Binärsystem rotieren muss, um einen Kollaps zu vermeiden, überträgt sich neben der Materie auch Drehimpuls. Dabei bildet sich eine Akkretionsscheibe aus. Dieses Phänomen tritt in unterschiedlichsten Größenskalen auf; die kompakten Objekte können weiße Zwerge mit weniger als einer Sonnenmasse, Neutronensterne, oder (wie mit wachsender Sicherheit angenommen wird) Schwarze Löcher sein.

Die Voraussetzungen, die für eine erfolgreiche Beobachtung im Röntgenbereich geschaffen werden müssen, sind beträchtlich. Zum einen muss die Beobachtung außerhalb der Erdatmosphäre geschehen, da sie sehr effektiv Röntgenstrahlung filtert. Als Folge davon ist der Astronom gezwungen, den Röntgendetektor in große Höhen zu bringen.

Während dies früher mit Hilfe von Ballonexperimenten durchgeführt wurde, ist man seit dem Start des UHURU-Satelliten (Giacconi et al., 1971) im Röntgenbereich inzwischen dazu übergegangen, Satelliten zu entwickeln, welche die gewünschten Beobachtungen durchführen können. Für Beobachtungen, die über das weiche Röntgenspektrum bis in den Gamma-Bereich hinausreichten, waren Ballonexperimente, wie sie z.B. am Astronomischen Institut in Tübingen (AIT) durchgeführt wurden, darüber hinaus lange Zeit ein wertvolles Beobachtungsmittel.

Zum anderen ist der Energiefluss im Röntgenbereich sehr gering, da er meist mit wachsender Energie einem abfallenden Potenzgesetz folgt. Für eine erfolgreiche zeitliche und spektrale Auflösung ist jedoch eine große Zahl von Röntgenquanten nötig, damit sich die zu untersuchende Größe signifikant vom statistischen Untergrund abheben kann. Folglich benötigt man Detektoren mit möglichst großer Sammelfläche.

Zum dritten ist eine gute Ortsauflösung unabdingbar, da sonst die zu untersuchenden Objekte nicht von dem Röntgenhintergrund getrennt werden können oder verschiedene Objekte die gleiche Beobachtung beeinflussen. Ein besonders drastisches Beispiel wird in dieser Arbeit vorgestellt. Allerdings ist eine solche Trennung für Röntgenstrahlen schwierig zu erreichen, da diese nicht gebrochen, sondern nur absorbiert oder mit streifendem Einfall gespiegelt werden können. Letztere Methode ist jedoch für höhere Energien (> 15 keV) nicht mehr verwendbar. Eine Möglichkeit besteht darin, die Röntgenstrahlen mit einem Kollimator zu filtern, der nur Strahlung aus einer bestimmten Richtung passieren lässt. Eine Abbildung eines Himmelsausschnitts ist dabei nur dann

möglich, wenn das Teleskop den zu untersuchenden Bereich abrastert.

Bei dieser Methode kann dieses Manko dadurch behoben werden, dass die Röntgenstrahlen durch geeignete Spiegel im streifenden Einfall fokussiert werden und somit eine echte Abbildung möglich ist. Dies wird zum Beispiel bei dem so genannten Wolter-Teleskop eingesetzt, welches im Rahmen der Beschreibung des XMM-Newton-Satelliten (Kapitel 2.1) genauer erläutert wird. Dieser Teleskoptyp hat sich — ausgehend von dem Einstein-Satelliten (HEAO-B) über den ROSAT-Satelliten bis hin zu den Satelliten Chandra und XMM-Newton — in vielen erfolgreichen Missionen bewährt.

Es kann also festgehalten werden, dass für die Röntgenastronomie wegen der Sammelfläche große und wegen der nötigen Winkelauflösung sehr präzise gebaute Satelliten benötigt werden, die mit hochempfindlichen Detektoren bestückt sind.

Steht ein solches Instrument der Wissenschaft zur Verfügung, so können eine Vielzahl von Objekten untersucht werden, wobei aus den Spektren und dem Zeitverhalten Rückschlüsse über Aufbau, Anordnung und die energetischen Prozesse gewonnen werden können.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Beobachtung eines Röntgenpulsars und eines kataklysmischen Variablen. Während Röntgenpulsare rotierende Neutronensterne sind, bestehen kataklysmische Variablen aus einem weißen Zwerg, der von einem Begleiter Masse akkretiert.

Zunächst soll die Beobachtung des Anomalous X-ray Pulsars (AXP) 1E 1048.1–5937 mit XMM-Newton behandelt werden, der mit einer Periode von etwa 6 sec rotiert (Kap. 3 und Kap. 4). Die Darstellung soll dabei weniger auf den neu gewonnenen Ergebnissen liegen (sie wurden in [Tiengo et al. \(2002\)](#) bereits publiziert und wurden mittlerweile durch weitere Beobachtungen dieses Objektes ergänzt [Mereghetti et al., 2004](#)), sondern zeigen, wie mit diesem neuen Instrument eine Beobachtung ausgewertet und eingeordnet werden kann. Dies soll vor allem in Hinblick darauf geschehen, dass anfangs die Auswertung mit den zur Verfügung stehenden Mitteln schwierig war, und erst nach mehreren Anläufen ein brauchbarer Weg zur Analyse gefunden werden konnte. Dennoch soll nicht auf eine theoretische Einordnung der Ergebnisse verzichtet werden.

Im zweiten Teil (Kap. 5 und Kap. 6) soll mit RX J1940.1–1025 ein kataklysmischer Veränderlicher behandelt werden, der in der Vergangenheit sowohl im optischen bis ultravioletten Bereich sowie im Röntgenbereich häufig beobachtet wurde. Dabei soll umfangreiches neues Datenmaterial von XMM-Newton, RXTE und mehreren, zum Teil simultan

aufgenommenen optischen Beobachtungen vorgestellt werden (Kap. 7). Dazu gehört auch eine spektrale Analyse der XMM- und RXTE-Daten (Kap. 8).

Im dritten Teil (Kap. 9) soll eine ausführliche Analyse des Zeitverhalten von RX J1940.1–1025 vorgestellt werden, welche mit einer empirischen Betrachtung zweier in den Helligkeitsschwankungen sichtbarer Muster (Dips und Tröge) vorgenommen wurde.

Beiden Objekten ist ein starkes Magnetfeld gemeinsam; im Falle des Röntgenpulsars wird sogar über die Möglichkeit eines extrem starken Magnetfeldes debattiert. Nun stellen gerade Magnetfelder eine große Herausforderung an die Modellierung von stellaren Objekten dar, da sich diese nur sehr schwer in die hydrodynamischen Modelle stellarer Objekte in vollem Ausmaß einbinden lassen (Frank et al., 1985; Hellier, 2001).

Allerdings können Magnetfelder auch helfen, die Komplexität zu reduzieren; beispielsweise bildet sich unter Umständen keine Akkretions-scheibe aus, sondern Materie strömt zu den magnetischen Polen über. Dieses Verhalten wird im vierten Teil (Kap. 10) mit einem speziellen Modell unter Berücksichtigung eines doppelten Akkretionsstrahls untersucht, um wesentliche Systemparameter von RX J1940.1–1025 festzulegen. Starke Magnetfelder bieten die Möglichkeit, physikalisch hochinteressante Effekte wie Zyklotronlinien (wie etwa im Falle des Röntgendoppelsternsystems Her X-1) zu beobachten. Gerade diese Eigenschaft konnte dazu benutzt werden, um näherungsweise die Stärke des Magnetfeldes von RX J1940.1–1025 zu bestimmen.

Kapitel 2

Beobachtungsinstrumente

*Zum Sehen geboren
Zum Schauen bestellt*
W. Goethe, Faust II,V

In dieser Arbeit wird die Auswertung von Datenmaterial beschrieben, welches mit verschiedenen, bereits erwähnten Instrumenten gesammelt wurde. Zum einen wurden optische Teleskope benutzt, mit denen photometrische Daten und damit die Helligkeitsänderung für das untersuchte Objekt (RX J1940.1–1025) im Jahr 2001 gewonnen wurden. Zum anderen wurden weitere Ergebnisse mit Hilfe von zwei Röntgenteleskopen gewonnen, wobei die Untersuchung neben einer spektralen und räumlichen Auswertung besonders auf die zeitliche Variation der Objekte im Röntgenbereich ausgelegt sind. In diesem Kapitel werden diese Instrumente, soweit es für das Verständnis der folgenden Arbeit nötig und sinnvoll ist, beschrieben.

2.1 XMM-Newton

Ein wichtiger Teil der Beobachtungsdaten wurde von dem europäischen Röntgensatellit XMM–Newton aufgenommen, der am 10. Dezember 1999 mit einer Ariane-V Rakete auf einen elliptischen Orbit mit 48 Stunden Umlaufzeit gebracht wurde.

2.1.1 Aufbau

XMM-Newton besteht im Wesentlichen aus drei Wolter(1)-Spiegeln, die sich jeweils aus 58 parabolisch bzw. hyperbolisch geformten Spiegelscha-

len zusammensetzen (Gondoin et al., 1996). Die effektive Fläche dieses Teleskops beträgt mehr als 4000 cm^2 bei 2 keV und etwa 1600 cm^2 bei 8 keV (Gondoin et al., 2000).

Als Detektoren sind drei CCD-Kameras (die als EPIC — *European Photon Imaging Camera* bezeichnet werden) hinter die Wolterspiegel geschaltet, wobei zwei baugleiche CCD-Kameras (MOS) den Strahlengang mit jeweils einem Reflexionsgitterspektrometer (RGS) teilen und daher nur ungefähr die halbe effektive Fläche des jeweiligen Spiegels nutzen. Die MOS-Kamera besteht aus sieben einzelnen CCDs, die sich aus 600×600 Pixel mit einer Größe von jeweils $40 \mu\text{m}^2$ zusammensetzen (Turner et al., 2001). Jedes der Pixel kann etwa eine Bogensekunde auflösen (Lumb et al., 1996).

Die dritte EPIC-Kamera (PN-Kamera) besteht aus zwölf einzelnen CCD-Chips mit jeweils 64×200 Pixel mit einer Größe von $150 \mu\text{m}^2$, die eine Auflösung von etwa vier Bogensekunden haben (Strüder et al., 2001). Mit dieser Pixelgröße ist die PSF (Point-Spread-Function — Verteilungsfunktion einer Abbildung, die von der Güte der Apertur abhängt) des Teleskops von etwa $15''$ in etwa abgedeckt (Villa et al., 1996; Jansen et al., 2001). Alle EPIC-Kameras haben ein Gesichtsfeld von etwa 30 Bogenminuten.

Für die Nutzung als Röntgenteleskop sind die spektralen Schlüsselparameter der CCD-Kameras entscheidend. Alle EPIC-Kameras detektieren Röntgenstrahlung im Bereich von etwa 0.1 bis 10 keV mit einer Energieauflösung von etwa 100 eV ; die Quanteneffizienz beträgt etwa 80% bei 0.27 keV bis zu 100% bei 1 keV für die PN-Kamera (Briel et al., 1998), während sie für die MOS-Kamera etwas geringer ist (Short et al., 1998). Die Empfindlichkeit liegt bei etwa $\times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2}$ für 10^5 sec Beobachtungszeit für Energien von 0.5 bis 2 keV (Ehle et al., 2003). Die für die Positionsbestimmung von Röntgenobjekten notwendige absolute Genauigkeit liegt bei etwa $4''$, die relative Genauigkeit liegt bei etwa $2''$ (Ehle et al., 2003).

Das Reflexionsgitterspektrometer (RGS) arbeitet im Bereich von $0.33 - 2.5 \text{ keV}$. Durch das Gitter wird ein Teil der Röntgenphotonen in verschiedenen Ordnungen gebeugt und auf ein CCD-Array projiziert, deren neun Chips analog zu denen der MOS-Kameras sind. Die verschiedenen Beugungsordnungen können über die Energieauflösung der CCDs getrennt werden. Die Energieauflösung liegt bei $\Delta E/E = 500 - 1000$, die effektive Fläche, die stark von der Energie und verwendeten Ordnung abhängt, beträgt etwa $20 - 60 \text{ cm}^2$ (Ehle et al., 2003). Damit ist das RGS-Instrument gut geeignet, Linien zu untersuchen, da wichtige

Bereiche von K-Schalen-Übergängen leichter Elemente und L-Schalen-Übergängen schwererer Elemente abgedeckt werden. Wegen der relativ geringen effektiven Fläche kann das RGS-Instrument nur für hellere Quellen verwendet werden; die in dieser Arbeit behandelten Objekte waren zu schwach für eine sinnvolle Analyse mit RGS.

Als viertes Instrument besitzt der XMM-Satellit eine optische Kamera (*OM* – Optical Monitor), welche im optischen bis ultravioletten Bereich Aufnahmen bis 24^{mag} für 1000 sec Belichtungszeit durchführen kann und daher trotz eines Durchmessers von 30 cm wegen der fehlenden Atmosphäre einem 4 m Teleskop vergleichbar ist (Mason et al., 1996). Die optische Kamera kann in zwei verschiedenen Modi betrieben werden: einem *Imaging Mode*, der Bilder von 800 sec bis zu 5 ksec integriert, und einem *Fast Mode*, bei dem analog zu den Röntgenkameras jedes ankommende Photon registriert wird (Ehle et al., 2003). Mit Hilfe verschiedener Filter ist es möglich, den zu beobachtenden Spektralbereich vom visuellen (V) bis zum nahen UV-Bereich auszuwählen (Mason et al., 2001).

2.1.2 Betriebsmodi von EPIC

Je nach Quelle und gesuchten Parametern können die Kameras in verschiedenen Modi betrieben werden. Diese sind in Tab. 2.1 aufgeführt. Dabei muss zwischen Imaging-Modi und Timing-Modi unterschieden werden. Im ersteren Fall wird für jedes Ereignis (Detektion eines Röntgenquants) die volle Ortsinformation übertragen, während im zweiten Fall eine Ortskoordinate verloren geht. Der Vorteil der Timing-Modi liegt in der schnelleren Auslesezeit, so dass die Beobachtung heller Quellen wie auch eine höhere Zeitaufösung möglich ist. Die fehlende Ortsinformation kann über die Kenntnis der Quellposition rekonstruiert werden.

2.1.3 Auswertung

Die Auswertung der Daten kann mit einer speziellen Software (*SAS* — Science Analysis Software) vorgenommen werden. Die üblichen Schritte der Auswertung für EPIC sind die folgenden (mit Angabe der dazu nötigen SAS-Befehle):

- *Aufbereiten der Daten*: Vor der eigentlichen Analyse muss der Datensatz (auch als *ODF* — Observation Data File bezeichnet)

Tabelle 2.1: Modi in denen die EPIC-Kameras betrieben werden können (Ehle et al., 2003).

Mode	Pixel ($x \times y$)	Zeitauf- lösung	Rate(Max) ¹ sec ⁻¹	Totzeit
PN				
Full Frame	378 × 384	73.4 ms	8	0.1 %
Extended Full Frame	378 × 384	200 ms	3	0 %
Large Window	198 × 384	48 ms	12	5.1 %
Small Window	64 × 64	6 ms	130	29 %
Timing uncompressed	(64 × 198)	30 μ s	15 000	0.5 %
Burst		7 μ s	600 000	97 %
MOS				
Full Frame	600 × 600	2.6 s	0.7	0 %
Full Frame two nodes	600 × 600	1.4 s	1.3	0 %
Large Window	300 × 300	0.9 s	1.8	0.5 %
Small Window	100 × 100	0.3 s	5	2.5 %
Timing uncompressed		1.5 ms	100	0. %

zusammengefasst und mit spezifischen Kalibrationsinformationen versehen werden (**cifbuild**, **odfingest**).

- *Präparation der Daten*: Die Daten im Rohformat werden in mehreren Schritten bis zu einer Event-Liste prozessiert. Diese Event-Liste ordnet jedem Ereignis einer Beobachtung eine Position, eine Zeit und eine Amplitude zu. Daneben wird eine Richtungsinformation in einem Attitude History File erstellt, die für die Koordinatentransformation in übliche Himmelskoordinaten notwendig ist. Diese Prozessierung kann über einen übergeordneten Befehl ausgeführt werden (**epchain/epproc** (PN), **emchain/emproc** (MOS)).
- *Röntgenbilder* Für alle Pixel der verwendeten CCD-Chips kann aus der Event-Liste die Anzahl der aufgetretenen Ereignisse bestimmt werden. Diese Verteilung ist eine direkte Abbildung des beobachteten Himmelsausschnitts im Röntgenbereich. Hellere Rönt-

genquellen sind unmittelbar erkennbar, für eine Detektion schwacher Quellen stehen verschiedene Kommandos zur Verfügung. Mit diesem Bild kann neben einer Positionsbestimmung ein Quell- und Hintergrundbereich festgelegt werden, der für eine weitere Auswertung verwendet werden kann (**evselect**, **ds9**).

- *Lichtkurven* Für ein variierendes Objekt kann eine Zeit/Helligkeitsabhängigkeit (Lichtkurve) durch die Zahl von Ereignissen, die in einzelnen kleinen Zeitabschnitten (*Bins*) aufgetreten sind, ermittelt werden (**evselect**). Vorsicht ist dabei geboten, wenn diese Bins mit den Grenzen der verwendeten Zeitintervalle (Good-Time-Intervals — GTI) zusammenfallen, da dadurch die Zählrate verfälscht werden kann. Für eine genau Zeitanalyse empfiehlt es sich, die Zeiten der Lichtkurve bzw. die der Eventliste, aus denen die Lichtkurve gewonnen wurde, in das Schwerpunktsystem der Sonne umzurechnen (Baryzentrumskorrektur), da nur ein solches Inertialsystem verlässliche Analysen von Prozessen auf Zeitskalen von Minuten oder weniger erlaubt (**barycen**²).

Eine Lichtkurve eines Hintergrundbereichs kann zusätzlich Informationen über Strahlungsausbrüche (*Flares*) liefern. Zeiten, bei denen solche Ausbrüche aufgetreten sind, sollten von der weiteren Analyse entfernt werden (**evselect** mit GTI-Information).

- *Spektren* Aus der Event-Liste kann analog ein Röntgenspektrum eines Objektes gewonnen werden. Die notwendigen Schritte beschränken sich auf die Selektion eines Quell- und Hintergrundbereiches und Aufsummierung der Ereignisse bezüglich der Amplitude in einzelnen Energiekanälen, die typischerweise 1 eV umfassen (**evselect**).

Die Rate von Ereignissen, die ein bestimmter Mode verarbeiten kann, ist unter anderem durch einen *Pileup-Effekt* beschränkt. Bei großen Raten wächst die Wahrscheinlichkeit, dass während einer Belichtung eines Auslesezyklus zwei Photonen in dasselbe oder benachbarte Pixel fallen. Im ersteren Fall ist die Energie (bzw. Amplitude) eines gemessenen Ereignisses scheinbar höher als tatsächlich aufgetreten, im zweiten Fall wird das Ereignis irrtümlich für ein Mehrfach-Ereignis gehalten und die Energie ebenfalls zusam-

¹Gilt für Punktquellen und beschreibt einen Pileup-Effekt von 1%.

²Dieser Befehl überschreibt unwiderruflich die gemessene Zeitinformation; daher sollte dieser Befehl nicht auf Rohdaten angewendet werden.

mengezählt. Dadurch wird das Spektrum härter, da niederenergetische Photonen in den höheren Bereich auswandern können. Die einzige Abhilfe gegen diesen Pileup-Effekt liegt darin, Quellbereiche mit hohen Zählraten auszuschneiden bzw. Modi mit höherer Zeitauflösung zu verwenden. Das Auftreten dieses Effektes kann durch eine Analyse der spektralen Verteilung von Einzel- und Mehrfachereignissen (**eppatplot**) oder einer erhöhten Rate von diagonalen Mehrfachereignissen erkannt werden.

Für eine spektrale Analyse benötigt man Responsematrizen, in denen die instrumentellen Abhängigkeiten festgehalten werden³. Diese Responsematrizen können entweder in einer vorgefertigten Form benutzt werden, die vom EPIC-Konsortium für die verschiedenen Modi zur Verfügung gestellt werden, oder angepasst für die bestimmte Beobachtung erstellt werden. In letzterem Fall können auch kalibrationsabhängige Eigenheiten, die den Beobachtungszeitpunkt betreffen, berücksichtigt werden. Ein weiterer Vorteil ist die automatische Bestimmung der Flächen von Quell- und Hintergrundbereichen, die andernfalls manuell bestimmt werden muss⁴ (**arfgn**, **rmfgn**, **backscale**). Mit den somit gewonnenen Spektraldaten kann eine Analyse durch Anpassen (*Anfitten*) gewünschter Modelle vorgenommen werden (**xspec**).

Viele für Analyse und Auswertung wichtige Details finden sich im XMM-User-Handbook (Ehle et al., 2003), das allgemeine Schema der Datenreduktion ist im *XMM User's Guide to the XMM SAS* (SAS-USG, 2003) beschrieben.

2.2 RXTE

Der Rossi X-Ray Timing Explorer (RXTE) ist ein Röntgenteleskop, das sich besonders gut für Zeitanalysen von stellaren Objekten eignet. RXTE wurde im Dezember 1995 gestartet und auf eine Bahn von 580 km

³Responsematrizen enthalten sowohl die Wahrscheinlichkeit eines Photons, in einen bestimmten Energiekanal zu fallen, und, falls mit dem sogenannten *ancillary response file* (ARF) kombiniert, auch die effektive Fläche für einen bestimmten Energiebereich.

⁴Die Schwierigkeit liegt nur in der Tatsache, dass die dazu in den Dateien festgehaltenen Flächeninformationen nicht beliebig komplizierte Geometrien von Quell- und Hintergrundfläche zulassen. Beispielsweise war es in früheren SAS-Versionen nicht möglich, ringförmige Flächen korrekt zu verwenden.

Tabelle 2.2: Eigenschaften von RXTE (Jahoda et al., 1996; Zhang et al., 1993; RXTE Guest Observer Facility, 1999).

	PCA	HEXTE
Energiebereich	2 – 60 keV	15 – 250 keV
Energieauflösung	< 18% bei 6 keV	15% bei 60 keV
Zeitauflösung	1 μ sec	8 μ sec
Räumliche Auflösung	1°	1°
Effektive Fläche	6500 cm ²	2 × 800 cm ²
Hintergrund	0.2 mCrab	50 counts sec ⁻¹

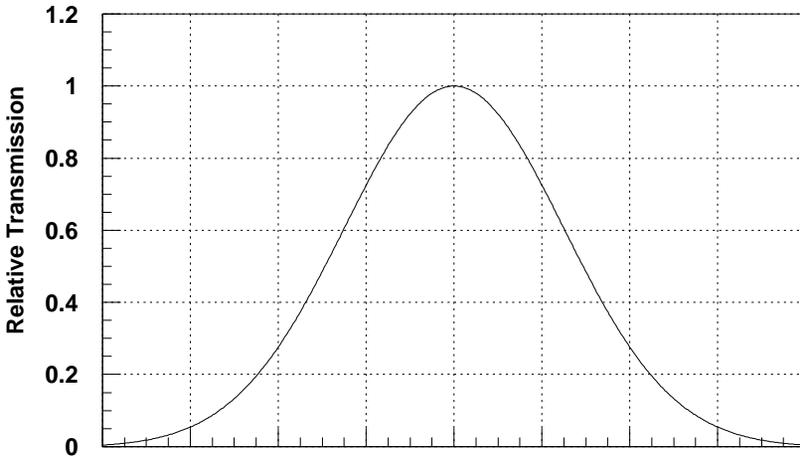


Abbildung 2.1: Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit des PCA-Detektors für Off-Axis-Beobachtungen (Vignettierung). Aus RXTE Guest Observer Facility (1999, Kap. 4, Abb. 3).

und etwa 90 min Umlaufzeit gebracht. Der Satellit trägt drei Instrumente: einen Satz von fünf Proportionalzählern (PCA), die bei Energien um 2 – 60 keV arbeiten (Jahoda et al., 1996; Zhang et al., 1993), einem Hochenergie-Detektor (HEXTE) für Energien von 15 – 250 keV (Rothschild et al., 1998) und einem Detektor, der in regelmäßigen Abständen den gesamten Himmel nach variablen Röntgenquellen absucht (ASM — All Sky Monitor).

Die wichtigsten Parameter von PCA und HEXTE sind in Tab. 2.2 wiedergegeben. Der für diese Arbeit benutzte Detektor von RXTE ist der PCA. Für HEXTE und ASM ist der Fluss der untersuchten Objekte zu gering, um eine sinnvolle Analyse zu ermöglichen. Eine Beschreibung des Aufbaus des PCA findet sich in [Zhang et al. \(1993\)](#).

Die für diese Arbeit bedeutsame Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit einer Off-Axis-Beobachtung des PCA-Detektors ist in Abb. 2.1 dargestellt. Der PCA besteht aus fünf einzelnen Detektoreinheiten (PCU), die aus einem mit Xenon gefüllten Proportionalzähler bestehen, über dem sich ein weiterer mit Propan gefüllter Proportionalzähler als Veto-Einheit befindet. Für den Xenon-Proportionalzähler sind die Anodendrähte in sieben Gruppen zusammengefasst. Für die Beobachtung von schwachen Quellen ist es sinnvoll, nur das oberste Anodengitter zu verwenden, da in diesem Bereich die meisten Photonen detektiert werden. Ein Vorgehen für die Auswertung findet sich in dem Handbuch der *RXTE Guest Observer Facility (1999)*. Für eine schnelle Prozessierung wurde am hiesigen Institut eine umfangreiche Bibliothek an Skriptprogrammen entwickelt, die bereits erfolgreich bei anderen Veröffentlichungen und Dissertationen am IAAT eingesetzt wurden (z.B. [Pottschmidt, 2002](#); [Kreykenbohm, 2004](#)).

Kapitel 3

Anormale Röntgenpulsare

Auf der Grenze liegen immer die seltsamsten Geschöpfe.

C. Lichtenberg.

Röntgenpulsare bestehen im allgemeinen aus einem Binärsystem mit einem Neutronenstern und einem Sekundärstern. In diesen Pulsaren strömt vom Sekundärstern Materie auf den Neutronenstern. Wenn diese Materie auf die Oberfläche des Neutronensterns trifft, wird die kinetische Energie in thermische Energie umgewandelt und in Form von Strahlung freigesetzt. Die auftretenden Temperaturen sind so hoch ($\gtrsim 10^7$ K), dass das Schwarzkörperspektrum sich im Wesentlichen im Röntgenbereich befindet.

Diese Binärsysteme (die nicht notwendigerweise im Röntgenbereich pulsieren) lassen sich anhand der Masse des Sekundärsterns in zwei Klassen teilen: solche mit massereichen Sekundärsternen (späte O-Sterne oder frühe B-Sterne), die als High-Mass-X-Ray-Binaries (HMXB) bezeichnet werden, und solche mit massearmen Sekundärsternen, die entsprechend Low-Mass-X-Ray-Binaries (LMXB) heissen ([Lewin et al., 1997](#)).

Wenn der Neutronenstern ein Magnetfeld besitzt, wird die akkretierte Materie, sofern sie als Plasma ionisiert ist, nicht gleichförmig über die Neutronensternoberfläche verteilt, sondern entlang der Magnetfeldlinien zu den Polen des Magnetfeldes gelenkt. Wenn der Neutronenstern rotiert und die Magnetfeldachse nicht mit der Rotationsachse zusammenfällt, so sehen wir bei geeignetem Blickwinkel den für Pulsare typischen Leuchtturmeffekt. Das Objekt scheint in periodischen Abständen

seine Helligkeit zu ändern bzw. zu pulsieren (Longair, 1994b).

Bei der Untersuchung von LMXB-Pulsaren, von denen es nur ganz wenige gibt, zeigt sich, dass die meisten dieser Objekte¹ ähnliche Perioden von etwa 6 bis 10 sec besitzen. Bei den HMXBs hingegen kann die Periode von ≈ 0.069 msec bis zu 1450 sec variieren (Stella et al., 1996). Mereghetti schlug daher 1995 vor, Objekte mit einer Periode in diesem Bereich in eine eigene Klasse zu sortieren und sie als *Anomalous X-Ray-Pulsar* (AXP) zu bezeichnen (Mereghetti & Stella, 1995).

3.1 Bekannte Exemplare

Bisher wurden fünf AXPs gefunden. In Tab. 3.1 sind die wesentlichen Eigenschaften dieser derzeit bekannten AXPs aufgeführt. Zudem sind in Tab. 3.1 Supernovaresten (SNR) wiedergegeben, mit denen die AXP assoziiert werden können (Marsden et al., 2001; Gaensler et al., 2001). Sofern diese Verbindung korrekt ist, lässt sich neben einer genaueren Entfernungsbestimmung auch das Alter der entsprechenden AXP angeben. Nach den gefundenen Werten sind AXPs offenbar sehr junge Objekte. Eine solche Verbindung festigt auch die Annahme, dass es sich bei AXPs um Neutronensterne handelt, die nach einer Supernovaexplosion übrig geblieben sind. Es gibt allerdings einige Kandidaten, die eher zu den HMXB-Pulsaren gezählt werden können als zu den AXPs. Sie haben in den neueren Veröffentlichungen ihren Status als AXP verloren und erscheinen daher auch nicht in Tab. 3.1.

3.2 Die Eigenschaften von AXPs

Neben der schmalen Verteilung der Pulsperioden zeigte sich auch (van Paradijs et al., 1995; Mereghetti & Stella, 1995), dass die Periode aller AXPs stetig abnimmt. Dies steht im Gegensatz zu HMXB-Pulsaren, bei denen sowohl Abnahme wie auch Zunahme der Spin-Periode möglich ist. Dies bedeutet auch, dass neben dem bei der Akkretion stattfindenden Drehimpulsübertrag, welcher ein kompaktes Objekt beschleunigt, weitere Kräfte wirken müssen, die zu einer Periodenverringerng führen².

¹Ausnahme sind Her-X1 und GX 1+4, die allerdings auch abweichende Eigenschaften zum Rest der LMXB-Pulsare zeigen.

²Es gibt allerdings auch Systeme, bei denen der Drehimpulsübertrag in die andere Richtung läuft bzw. auf kurzen Zeitskalen je nach Akkretionsrate fluktuiert (Bildsten et al., 1997).

Tabelle 3.1: Derzeit bekannte AXPs und ihre Eigenschaften. Neben der Periode P und ihrer Änderungsrate \dot{P} ist die Entfernung d und das Alter, der Fluss F in $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$, die spektralen Parameter und, soweit bekannt, der zugehörige Supernovarest (SNR) angegeben. Entnommen aus: [Israel et al. \(2002a\)](#), Fluss aus [Mereghetti & Stella \(1995\)](#). XTE J1810–197 ist in [Ibrahim et al. \(2004\)](#) beschrieben.

Quelle	P [sec] d [pc]	\dot{P} [sec/sec] Alter [kyr]	SNR F	Spektrum kT_{bb}/Γ
1E 1048.1–5937	6.45 ≈ 5	1.5×10^{-11} —	— 2.2×10^{-11}	BB+PL 0.64/2.9
1E 2259+586	6.98 4 – 5.6	$\approx 5 \times 10^{-13}$ 3-20	G109.1-0.1 5.3×10^{-11}	BB+PL 0.44/3.9
4U 0142+614	8.69 $\approx 1 - 2$	$\approx 2 \times 10^{-12}$ —	— 2.2×10^{-11}	BB+PL 0.38/3.9
RXSJ170849–4009	11.0 ≈ 10	2×10^{-11} —	— —	BB+PL 0.45/2.6
1E 1841–045	11.77 6 – 7.5	4.1×10^{-11} $\lesssim 3$	Kes 73 —	PL —/3.4
XTE J1810–197	5.54 —	$\approx 10^{-11}$ 7.6	— 1.35×10^{-10}	BB+PL 0.668/4.7

Ein möglicher Erklärungsansatz ist ein Magnetfeld, dessen Bremswirkung bei geeigneter Akkretionsgeometrie und Periode diesen Drehimpulsübertrag übertrifft. Die Voraussetzung dafür ist, dass die rotierenden magnetischen Feldlinien am inneren Rand der Akkretionsscheibe die gleiche Winkelgeschwindigkeit wie die an diesem Rand rotierende Materie haben ([Mereghetti & Stella, 1995](#)). Wenn die Periode des rotierenden Objektes diese Gleichgewichtsbedingung erfüllt, muss für die Leuchtkraft L_{eq} gelten ([Ghosh & Lamb, 1979](#)):

$$L_{\text{eq}} = 8.6 \times 10^{35} (B/10^{11} \text{G})^2 P_{\text{eq}}^{-7/3} \text{erg sec}^{-1}. \quad (3.1)$$

Setzt man in diese Gleichung die für AXPs typische Perioden von etwa 10 sec und Magnetfeldstärken um die 10^{11} G ein, so bekommt man gemäß [van Paradijs et al. \(1995\)](#) und [Stella et al. \(1996\)](#) eine Abschät-

zung des Magnetfeldes aus spektralen Beobachtungen:

$$P_{\text{eq}} \approx 3 B_{11}^{6/7} L_{35}^{-3/7}. \quad (3.2)$$

Dies passt tatsächlich zu dem beobachteten Leuchtkraft-Perioden-Zusammenhang.

Weiterhin wurde versucht, einen Sekundärstern des kompakten Objektes zu finden. Dies ist zwar schwierig, weil für fast alle AXPs keine optischen Gegenstücke sichtbar ist und wir daher allein auf Röntgenbeobachtungen angewiesen sind. In den Spektren der Röntgenbeobachtungen lassen sich derzeit keine Dopplerverschiebungen bestimmen, die im optischen Bereich verhältnismäßig einfach eine radiale Geschwindigkeit und damit eine Orbitbewegung nachweisen. Dennoch kann man im optischen und im Röntgenbereich nach Laufzeitverschiebungen in der Lichtkurve suchen, um eine mögliche Bahnperiode festzustellen, wobei die Variationsamplitude auch von der Inklination abhängt. Eine statistische Gleichverteilung der Inklination vorausgesetzt kann ein Begleiter größer $0.1M_{\odot}$ ausgeschlossen werden (Mereghetti, 1998)³. Folglich muss von einem einzelnen Objekt ausgegangen werden, wobei es sich wegen der kurzen Periode und der hohen Temperatur höchstwahrscheinlich um einen Neutronenstern handelt (van Paradijs et al., 1995). Dieser muss ein Magnetfeld besitzen, welches für eine gerichtete Strahlung verantwortlich ist.

Ein Magnetfeld kann, sofern es nur genügend stark ist, Dipolstrahlung mit einem Dipolmoment \mathbf{p}_m erzeugen, und dadurch dem Pulsar Rotationsenergie E entziehen (Longair, 1994b):

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{\mu_0 |\dot{\mathbf{p}}_m|^2}{6\pi c^3} \quad (3.3)$$

Für einen magnetischen Dipol kann die Variation des Dipolmomentes \mathbf{p}_m mit einer Amplitude \mathbf{p}_{m0} durch die Winkelgeschwindigkeit Ω zu einer Zeit t gemäß $\mathbf{p}_m(t) = \mathbf{p}_{m0} \sin \Omega t$ angesetzt werden, so dass sich mit dem Trägheitsmoment I eines Objektes die Abnahme der Rotationsenergie $E = \frac{1}{2} I \Omega^2$ und damit der Winkelgeschwindigkeit bestimmen

³Eine mögliche Ausnahme ist das Objekt 4U 1626–76, für das ein optisches Gegenstück gefunden wurde, das Hinweise auf eine Dopplerverschiebung und damit auf eine orbitale Bahn bietet. (Middleditch et al., 1981). Aus diesem und anderen Gründen (Mereghetti & Stella, 1995) scheint dieses Objekt mehr einem HMXB als einem AXP zu gleichen.

lässt:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\mu_0 \Omega^4 \mathbf{P}_{m0}^2}{6\pi c^3} \quad (3.4)$$

$$\frac{d(\frac{1}{2}I\Omega^2)}{dt} = -I\Omega \frac{d\Omega}{dt} \quad (3.5)$$

Benutzt man diesen Ansatz, so kann die Magnetfeldstärke unter der Annahme einer Dipolstrahlung aus der Periode und Periodenzunahme für typische Neutronensternparameter (Masse M , Radius R) bestimmt werden. Dazu benötigt man die Magnetfeldstärke eines Dipols an der Sternoberfläche, die mit $B_s \approx \frac{\mu_0 P_{m0}}{4\pi R^3}$ angenähert werden kann (Longair, 1994b, Seite 104).

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega}{dt} &= -\frac{\mu_0 \Omega^3 \mathbf{P}_{m0}^2}{6\pi c^3 I} \\ &= -\frac{\mu_0 \Omega^3}{6\pi c^3 I} \left(\frac{4\pi R^3 B_s}{\mu_0} \right) \\ &= \frac{8\pi \Omega^3 R^6 B_s^2}{3\mu_0 c^3 I} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Für eine homogene Kugel ergibt dies mit $I = 2MR^2/5$:

$$B_s = \left(\frac{3\mu_0 c^3 M}{80\pi^3 R^4} \right)^{1/2} \sqrt{P\dot{P}} \quad (3.7)$$

$$= 2.023 \cdot 10^8 \frac{\sqrt{M}}{R^2} \sqrt{P\dot{P}} \quad (3.8)$$

$$\approx 3 \cdot 10^{15} \text{ T} \sqrt{P\dot{P}} \quad (3.9)$$

Einerseits kann daher aus der Zunahme der Periode bzw. der Winkelgeschwindigkeit das Magnetfeld bestimmt werden; andererseits kann durch Integration von Gl. (3.6) direkt das Alter des Pulsars bestimmt werden, sofern man annimmt, dass außer einem konstanten Magnetfeld keine wesentlichen Kräfte auf den Pulsar eingewirkt haben. Die Voraussetzung magnetischer Kräfte kann über eine Analyse eines Bremskoeffizienten (*braking index*) n bestimmt werden, der das Änderungsverhalten der Periode gemäß $\dot{\Omega} = -K\Omega^n$ festlegt. Für reine magnetische Dipolstrahlung muss gemäß Gl. (3.6) dieser Koeffizient $n = 3$ sein. In der Praxis (etwa dem Crab-Pulsar) findet man etwas kleinere Werte, so dass nicht notwendigerweise von einer reinen magnetischen Dipolstrahlung ausgegangen werden kann.

Die beobachtbaren Eigenschaften der AXPs lassen sich folgendermaßen zusammenfassen (Israel et al., 2002a):

- Wie oben beschrieben liegt die Spin-Periode in einem schmalen Bereich von 5–12 sec.
- Diese Spin-Periode nimmt weitgehend stetig zu; die Periodenzunahme ist in der Größenordnung von $\dot{P}/P \approx 1 \times 10^{-13} \text{ sec}^{-1}$.
- Bisher konnte nur in einem Fall (4U 0142+61) ein sehr schwaches optisches Gegenstück ausgemacht werden.
Dies bedeutet, dass massenreichere Sterne, wie OB-Riesen oder Be-Sterne ausgeschlossen werden können.
- Das Spektrum ist im allgemeinen sehr weich und hat einen Photonindex von $\Gamma \approx 3 - 4$. Im allgemeinen ist das beste Modell ein Schwarzkörperspektrum mit einer zusätzlichen Potenzgesetz-Komponente.
- Die Helligkeit ist im Vergleich zu HMXB gering (im Bereich von $10^{34} - 10^{36} \text{ erg sec}^{-1}$), allerdings höher als die von nichtpulsierenden LMXB (Mereghetti & Stella, 1995). Der Fluss variiert kaum in Zeitskalen von Stunden bis zu Jahren.
- Zwei (möglicherweise auch drei) der Objekte können mit umgebenden Supernova-Resten in Verbindung gebracht werden.
- Die Verteilung der Objekte ist sehr flach über die galaktische Scheibe verstreut.

3.3 Bisherige Modelle

3.3.1 Energiebilanz

Wenn angenommen wird (und die aus den bisherigen Beobachtungen gewonnenen Resultate sprechen sehr dafür), dass AXPs keine Binärsysteme sind, sondern alleinstehende Neutronensterne, dann muss zuvorderst die Frage geklärt werden, woher diese Objekte ihre Energie beziehen, um eine Leuchtkraft von $\approx 10^{35} - 10^{36} \text{ erg sec}^{-1}$ abstrahlen zu können (Mereghetti, 1998). Denn wenn AXPs wie die LMXB einen schwachen Begleiter hätten, könnte man Akkretion vom Sekundärstern als Energielieferant annehmen, auch wenn es dabei eine Periodenabnahme statt der beobachteten Periodenzunahme geben könnte.

Als einfachsten Ansatz könnte man das oben beschriebene magnetische Bremsen über magnetische Dipolstrahlung als Grundlage nehmen. Allerdings zeigt sich schnell (van Paradijs et al., 1995), dass die Abnahme an Rotationsenergie (wenn das Trägheitsmoment eines typischen Neutronenstern mit $M_{\odot} = 1.4$ und $R = 10$ km verwendet wird) nicht für die beschriebene Leuchtkraft ausreicht. Die Energieabgabe ist gemäß Chatterjee et al. (2000):

$$\left| \frac{dE}{dt} \right| = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \approx 10^{32.5} \text{ erg sec}^{-1} \quad (3.10)$$

und liegt damit deutlich unter den beschriebenen $10^{35} \text{ erg sec}^{-1}$.

3.3.2 Akkretion

Eine Modellvariante, die schon bald nach der Konstituierung einer eigenen Pulsarklasse aufkam (van Paradijs et al., 1995), besteht in der Annahme, dass diese AXPs zwar keinen Begleiter haben, aber dennoch aus der umgebenden Materie akkretieren. Die normale Dichte der interstellaren Materie reicht dafür nicht aus. Wenn man jedoch annimmt, dass der Stern von einer dichteren Hülle umgeben ist, die etwa aus dem Rest eines Binärsystems entstanden ist, so können auch ausreichende Massentransferraten erreicht werden, die die beobachtete Leuchtkraft erzeugen können.

Für die Entstehung einer solchen Hülle gibt es verschiedene Ansätze. Eine Möglichkeit ist, dass die bei einer Supernova-Explosion entstandenen Reste nicht völlig weggeblasen, sondern ein Teil wieder auf den Neutronenstern akkretiert werden (Chatterjee et al., 2000). Eine andere, früher vorgeschlagene und gut ausgebaute Hypothese verfolgt das Modell eines zusammenfallenden HMXB (van Paradijs et al., 1995; Ghosh et al., 1997). In diesem Szenario nähert sich das kompakte Objekt soweit der Sekundärkomponente an, dass sich ein Thorne-Żytkov-Objekt bildet, bei welchem sich in einer Hülle analog eines roten Riesens ein Neutronenstern befindet (Leonard et al., 1994; Thorne & Żytkov, 1977). Die Hülle wird dabei im Wesentlichen von der freiwerdenden gravitativen Energie des Binärsystems abgestoßen. Die gemeinsame Hülle, die einen Großteil des ursprünglichen orbitalen Drehimpulses besitzt, bildet eine Akkretionsscheibe, die dann schließlich auf das verbleibende kompakte Objekt akkretiert wird.

Dieses Modell kann das Spektrum eines AXP gut beschreiben, wenn man annimmt, dass die Schwarzkörperkomponente durch sphärische Ak-

ekretion beschrieben wird, während die Potenzgesetz-Komponente im Wesentlichen durch Akkretion von Materie erzeugt wird, die von dem Scheibeninnenrand entlang der Magnetfeldlinien verläuft (vgl. Li, 1999; Ghosh et al., 1997). Dieses Modell ist weiter ausgebaut worden, indem zusätzlich Entwicklungsphasen des AXP angenommen werden, in denen er in eine Propeller-Phase eintritt und keine Materie akkretieren kann (Chatterjee et al., 2000).

In dieser Phase (*Propeller-Zustand*) ist der Magnetosphärenradius größer als der Korotationsradius, so dass das Magnetfeld die Materie innerhalb des Magnetosphärenradius so beschleunigt, dass die Zentrifugalkräfte stärker als die Anziehungskraft sind. Anders ausgedrückt ist die Periode kleiner als die Gleichgewichtsperiode. Mit diesem Szenario lässt sich beschreiben, wieso die Perioden in einem so schmalen Bereich gebündelt auftreten (dies ist mit dem Akkretionsmodell noch nicht ohne weiteres verständlich, wie von Ghosh et al., 1997 angemerkt wird). Erst wenn die Periode so groß ist, dass die Materie auf den Neutronenstern gelangen kann, ohne weggeschleudert zu werden, kann die Leuchtkraft zu beobachtbaren Größen ansteigen. Da die physikalischen Randbedingungen dafür ähnlich sind, kann somit die enge Periodenverteilung erklärt werden.

3.3.3 Magnetare

Nimmt man hingegen an, dass die Bremswirkung von AXPs tatsächlich durch magnetische Dipolstrahlung erfolgt, so ergibt sich aus den Formeln für typische Neutronensternwerte ein Magnetfeld von $\approx 10^{14}$ G. Solche Objekte werden als *Magnetar* bezeichnet. Dieser Ansatz wurde zunächst für eine den AXP verwandte Klasse von Objekten, den Soft-Gamma-Repeatern (SGR) verwendet (Thompson & Duncan, 1995), und später für AXPs angewendet (Thompson & Duncan, 1996).

Soft-Gamma-Repeater zeigen wiederholte Strahlungsausbrüche sowohl im Röntgen- wie auch im Gammabereich mit Helligkeiten von $\approx 10^{38}$ - 10^{42} erg sec $^{-1}$. In den dazwischenliegenden Ruhezeiten hingegen haben SGR ähnliche Eigenschaften wie AXPs, nämlich (z.B. Ziolkowski, 2002) insbesondere ähnliche Perioden und Periodenänderungen, vergleichbare (wenn auch größere) Helligkeiten von 10^{35} - 10^{36} erg sec $^{-1}$, weiche Röntgenspektren und ebenfalls keine nachweisbaren Sekundärobjekte und auch für einige Objekte assoziierte Supernova-Reste (Marsden, 1999). Diese Verbindung scheint um so fester zu sein, als auch bei AXPs Strahlungsausbrüche beobachtet wurden (Gavriil et al., 2002

für 1E 1048.19–5937, [Kaspi et al., 2002](#) und [Kaspi et al., 2003](#) für 1E 2259+586), die allerdings sehr selten auftreten. Diese Ausbrüche können recht zwanglos durch Verformung der Neutronensternkruste erklärt werden, die dabei die Magnetfeldkonfiguration ändern und die entsprechenden Energien freisetzen. Dies passt auch gut zu den beobachteten plötzlichen Periodenänderungen (*Glitches*), die man schon von normalen Radiopulsaren kennt ([Melatos, 1999](#)).

Als Energiequelle für Magnetare, die trotz des starken Magnetfeldes nicht allein durch magnetische Dipolstrahlung die beobachtete Helligkeit erzeugen können, kommt entweder Abkühlung des Neutronensterns ([Heyl & Hernquist, 1997](#)) oder (etwas plausibler, vgl. [Özel et al., 2001](#)) der Zerfall des Magnetfeldes ([Thompson & Duncan, 1995](#)) in Frage.

Naturgemäss kann das Magnetarmodell die Periodenzunahme besser erklären als alle Modelle, die eine Akkretion annehmen⁴. Schwieriger ist es für magnetar-basierte Modelle, die enge Periodenballung um acht Sekunden zu erklären, für die es bei akkretionsbasierten Modellen wenigstens den oben beschriebenen Ansatz gibt ([Chatterjee & Hernquist, 2000](#)). Magnetarmodelle haben andererseits den Vorteil, dass sie recht zwanglos Glitches und Strahlungsausbrüche erklären können (allerdings ist dieser Schluss nicht zwingend, siehe etwa [Mereghetti et al., 2002](#)).

Um die Natur der AXPs festzulegen gibt es verschiedene Ansätze, wobei die größte Schwierigkeit die ist, dass diese Objekte nur im Röntgenbereich beobachtet werden können⁵. Der beste Nachweis, dass es sich um einen Magnetar handelt, wäre der Nachweis von Zyklotronresonanzlinien im Röntgenbereich:

$$E_{\text{cycl,e}} \approx 11.6 z_g \left(\frac{B}{10^8 \text{ T}} \right) \text{ keV} \quad (3.11)$$

für Elektronen und

$$E_{\text{cycl,p}} \approx 0.63 z_g \left(\frac{B}{10^{10} \text{ T}} \right) \text{ keV} \quad (3.12)$$

für Protonen, wobei $z_g = \sqrt{1 - 2GM/Rc^2}$ die gravitative Rotverschiebung ist ([Mereghetti et al., 2002](#); [Zane et al., 2001](#)). Zwar kann gemäss dieser Formeln direkt auf das Magnetfeld geschlossen werden, allerdings benötigt man zur Unterscheidung zwischen Protonen und Elektronen

⁴Ein guter Überblick findet sich bei [Mereghetti et al. \(2002\)](#).

⁵Eine Ausnahme ist 4U 0142+61, für den ein schwaches optisches Gegenstück gefunden wurde ([Kern & Martin, 2002](#)).

eine weitere Linie. Für eine vorgegebene Periodenänderung lassen sich Gl. (3.11) und Gl. (3.12) grob mit Gl. (3.9) abschätzen:

$$E_{\text{cycl,e}} \approx 3.3 \times 10^8 Z_g \sqrt{P\dot{P}} \text{ keV} \quad (3.13)$$

$$E_{\text{cycl,p}} \approx 1.8 \times 10^5 Z_g \sqrt{P\dot{P}} \text{ keV} \quad (3.14)$$

Weitere Möglichkeiten liegen in der detaillierten Analyse der Röntgenspektren, die — eventuell zeitlich aufgelöst — Indizien über die physikalischen Ursachen liefern können. Inzwischen gibt es Modellrechnungen, wie die Spektren von Neutronensternen bei starken Magnetfeldern auszusehen haben (Özel et al., 2001; Ho & Lai, 2001).

Betrachtet man das zeitliche Verhalten über größere Zeiträume, so kann aus der Periodenschwankung auf die Natur des Objektes geschlossen werden. Denn das Akkretionsmodell würde weniger stabile Periodenzunahme vorhersagen als das Magnetar-Modell, für das eine stetige Periodenzunahme mit gelegentlichen plötzlichen Schwankungen erwartet wird. Eine solche Beobachtungskampagne wurde für verschiedene AXP's mit RXTE in regelmäßigen Abständen, die eine Phasenkohärenz garantieren konnten, durchgeführt (Gavriil & Kaspi, 2002). Tatsächlich wurden sehr stabile Periodenzuwächse und auch Glitches beobachtet (Gavriil et al., 2002).

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass es zwar einige Indizien gibt, die für ein Magnetar-Modell sprechen würden, auf der anderen Seite gibt es noch viele Punkte, die klar für ein Akkretionsmodell sprechen. Der allgemeine Tenor zusammenfassender Veröffentlichungen lautet, dass die Ergebnisse langer Beobachtungen mit hochauflösenden Röntgenteleskopen wie XMM oder Chandra zur Klärung dieser Fragen beitragen können.

Kapitel 4

Untersuchung des AXP 1E 1048.1–5937

Einer der wenigen bekannten Anormalen Röntgenpulsare trägt die Bezeichnung 1E 1048.1–5937 und befindet sich in der Nähe des Carina-Nebels. Dieser AXP zeichnet sich durch eine Periode von etwa 6 Sekunden, dem typischen weichen Spektrum und einem Fluss von $2.2 \times 10^{-11} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (Israel et al., 2002a) aus. Er wurde bei der Beobachtung dieses Nebels mit dem Einstein-Satelliten 1979 zufällig entdeckt (Smale et al., 1985) und wurde seitdem mit vielen Röntgensatelliten untersucht. Die beobachtungstechnischen Schwierigkeiten lagen vor allem in dem benachbarten Carina-Nebel, so dass bei Instrumenten mit schlechter Ortsauflösung nur eine ungenaue spektrale Analyse möglich war.

4.1 Bisherige Beobachtungen

Mit EXOSAT (Smale et al., 1985) und Ginga (Corbet & Day, 1990) wurde zunächst eine 6 sec-Periode bestätigt und eine Periodenzunahme festgestellt, ROSAT (Mereghetti, 1995) und ASCA (Corbet & Mi-hara, 1997) konnten die Periodenzunahme weiter eingrenzen. Während ROSAT die Ortsbestimmung deutlich verbesserte, ließ eine Beobachtung mit ASCA eine genauere Bestimmung der spektralen Parameter eines Potenzgesetz-Modells zu. Mit BeppoSAX (Oosterbroek et al., 1998) konnte dann ein spektrales Modell mit zwei Komponenten, welches bei

anderen AXPs bereits gesehen wurde, bestätigt werden, wobei sich als das beste Modell ein Schwarzkörperspektrum mit einem Potenzgesetz erwies. Mit RXTE (Mereghetti et al., 1998; Baykal et al., 2000; Kaspi et al., 2001) und ASCA (Paul et al., 2000) konnte neben einer erheblich verbesserten Bestimmung der Periodenänderung eine orbitale Modulation ausgeschlossen werden, so dass von einem alleinstehenden Neutronenstern ausgegangen werden muss (bzw. die Inklination auf ein Doppelsternsystem sehr klein ist).

Neben den Röntgenbeobachtungen wurde für 1E 1048.1–5937 auch versucht, eine optische Komponente zu finden (Mereghetti et al., 1992). Es zeigte sich jedoch, dass alle Objekte im Fehlerkreis von EXOSAT sehr schwach sind, so dass für eine genauere Zuordnung eine verbesserte Pointierung notwendig ist. In einer ESO/Chandra-Kampagne wurde bei einer solchen Positionsbestimmung kein optisches Gegenstück gefunden (Wang & Chakrabarty, 2002). Vergleiche mit älteren optischen Aufnahmen aus diesem Bereich zeigen jedoch ein schwaches Objekt im Infrarotbereich. Möglicherweise zeigt 1E 1048.1–5937 daher eine starke Variabilität im optischen Bereich (Israel et al., 2002b).

4.2 Beobachtung mit XMM–Newton

Am 28. Dezember 2000 wurde 1E 1048.1–5937 mit dem Röntgenteleskop XMM–Newton beobachtet. Dabei wurden etwa 5 ksec Daten mit der PN-Kamera, etwa 7 ksec mit den MOS-Kameras und etwa 8 ksec mit dem RGS-Instrument gewonnen. Die PN-Kamera wurde im Full-Frame Mode betrieben, die MOS-Kameras liefen im Small-Window Mode.

Der Schwerpunkt dieser Beobachtung zielte vor allem auf den spektralen Bereich, da wegen der großen Sammelfläche von XMM–Newton trotz der verhältnismäßig kurzen Beobachtungsdauer ein großes Quantum an Photonen gesammelt wurde, welche die Statistik der spektralen Modellanpassungen gegenüber früheren Beobachtungen verbesserte. Zudem ist es trotz des eher geringen Flusses möglich, phasenaufgelöste Spektren zu bestimmen, in denen die Abhängigkeit der spektralen Parameter von der Phase ermittelt werden können.

4.3 Allgemeines zur Auswertung

Obwohl die Beobachtung rund ein Jahr nach dem Start von XMM–Newton erfolgte, war die Auswertesoftware SAS noch nicht vollständig

in der Lage, alle Schritte der Analyse zu übernehmen. Eine Schwierigkeit lag darin, dass für die spektrale Analyse notwendige Response-Matrizen einerseits noch nicht beobachtungsabhängig bestimmt werden konnten, sondern nur allgemeingültige Response-Matrizen vorlagen, die zudem noch einige Schwierigkeiten bei der Repräsentierung von Spektren im niederenergetischen Bereich hatten. Außerdem stellte es sich heraus, dass noch nicht alle Beobachtungsmodi abgedeckt waren¹. Probleme gab es vor allem in der Auswertung des Zeitverhaltens, da die Zeitmarken der Einzelereignisse noch nicht richtig zu einem erdgebundenen Zeitstandard korreliert werden konnten, und noch keine Baryzentrumskorrektur möglich war.

Mittlerweile haben sich diese Probleme allerdings alle erübrigt, und es ist möglich, innerhalb von kurzer Zeit eine umfassende Auswertung durchzuführen. In der vorliegenden Arbeit soll daher zum einen die kurz nach der Beobachtung durchgeführten Analyseschritte beschrieben werden, deren Ergebnisse sich vor allem in [Tiengo et al. \(2002\)](#) niederschlagen. Zusätzlich sollen die Ergebnisse einer quasi modernen Auswertung vorgelegt werden.

Vor der Auswertung wurde zunächst eine Untersuchung der Pipeline-Produkte vorgenommen, die von dem XMM-Datenarchiv mit den eigentlichen Daten mitgeschickt werden. Sie werden automatisch für alle Beobachtungssätze erzeugt. Dabei zeigte sich, dass die Daten der Reflektionsgitterspektrometer RGS wegen zu geringem Fluss nicht zu verwenden waren, und auf eine ausführliche Auswertung verzichtet werden konnte. Dagegen waren die Ergebnisse der EPIC-Instrumente (PN, MOS) gut zu gebrauchen. Der optische Monitor, der für die Analyse dieses Objektes nur wenig sinnvoll gewesen wäre, war während dieser Beobachtung ausgeschaltet.

Die Datenaufbereitung, die zunächst mit den SAS-Kommandos **epproc** und **emproc** durchgeführt wurde, ergab Produkte, die bezüglich der Ortsauflösung abwichen. Daher wurde stattdessen das äquivalente SAS-Kommando **epchain/emchain** verwendet. Da die Quelle mit Zählraten von 0.01 s^{-1} (PN) bzw. 0.045 s^{-1} (MOS) vergleichsweise schwach ist, war nicht mit Pileup-Problemen zu rechnen. Der Hintergrund wurde nach Flares durchsucht; in der relativ kurzen Beobachtungszeit wurde keine erhöhte Zählrate gefunden. Daher konnte die gesamte Beobachtung verwendet werden. Für die PN-Kamera konnte wegen des Full-Frame Modes recht frei ein Hintergrundbereich gewählt werden, der zunächst rechteckige Form (vergleiche [Abb. 4.1](#)), später dann eine

¹Beispielsweise fehlte anfangs noch der Timing-Mode für die MOS-Kamera.

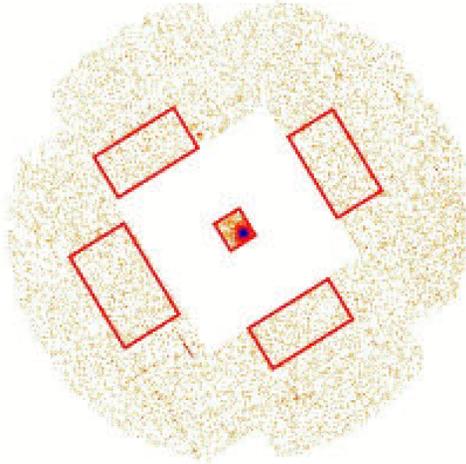


Abbildung 4.1: Für die erste Analyse gewählte Quellbereiche (mitte) und Hintergrundbereiche (außen).

Ringform hatte (Abb. 4.3). Im Falle der MOS-Kameras war die Hintergrundbestimmung durch die für den Small-Window-Mode typische kleine Fläche auf dem ersten CCD-Chip eingeschränkt; daher wurde der Hintergrund von mehreren rechteckigen Teilen der umliegenden CCD-Chips gewonnen.

Die Größenbestimmung von Quell- und Hintergrundbereich, die für die richtige Skalierung der Belichtung notwendig ist, wurde ursprünglich manuell vorgenommen. Dazu wurden zunächst Eventlisten auf den gewünschten Bereich selektiert und in dem zugehörigen Bild die von wenigstens einem Ereignis getroffenen Pixel gezählt. Diese Methode unterschätzt die Fläche, da bei geringen Raten nicht alle Pixel während der Beobachtung gefüllt werden; sie hat aber den Vorteil, dass sie einfach anzuwenden ist und direkt auf Pixel zugreift. Eine etwas bessere Methode besteht in direktem Ausmessen der benutzten Flächen, sofern nur Bereiche mit benutzten Pixeln berücksichtigt werden. Im Rahmen der neueren Auswertemöglichkeiten mit einer beobachtungsabhängig erzeugten Response-Matrix, die nebenbei auch die richtige Quell- und Hintergrundskalierung vornimmt, sind solche Analysen obsolet geworden.

Die größte Schwierigkeit lag anfangs darin, dass die Rohdaten der Beobachtung zunächst unvollständig waren. Neben einigen nicht ganz so entscheidenden Housekeeping-Dateien fehlten auch die Informationen über den Satelliten-Orbit (Orbit-File), die Zeitkorrelation (Time Correlation File) und die Satelliten-Ausrichtung (Attitude History).

Das bedeutete, dass die Zeitmarken der Lichtkurve nicht korrekt bestimmt werden konnten. Während jedoch die Zeitkorrelation vernachlässigbaren Einfluss hat², führt die Dopplerverschiebung durch die Erd- und Satellitenbewegung zu merklichen Abweichung. Um diesen Effekt zu beheben, wird normalerweise eine Baryzentrumskorrektur vorgenommen³, die die Orbit-Information des Satelliten benötigt. Das bedeutet im Wesentlichen, dass die Pulsperiode eine Dopplerverschiebung durch Erdbewegung und Satellitenbewegung erfährt. Um diese Fehler auszugleichen, wurde zunächst die Satellitenbahn aus einer allgemein für die XMM-Mission zur Verfügung stehenden Orbit-Datei⁴ ausgelesen und für das beobachtete Intervall betrachtet. Da es nur wenige Stützstellen in der Orbitdatei gibt, konnte keine Baryzentrumskorrektur aller Zeitmarken in der Lichtkurve durchgeführt werden. Stattdessen wurde aus der Geschwindigkeit des Satelliten, die auf die Beobachtungsrichtung projiziert wurde, direkt die Dopplerverschiebung bestimmt und die Periode entsprechend korrigiert. Für eine Periode $P = 1/\nu$ gilt für eine Relativgeschwindigkeit v bezüglich der Lichtgeschwindigkeit c (Lang, 1974):

$$\begin{aligned}\frac{\Delta\nu}{\nu} &= \frac{v}{c} \quad (v \ll c) \\ \Delta\nu &= \frac{v \cdot \nu}{c} \\ \Delta P &= \Delta\nu \cdot P^2 = \frac{v}{c} \cdot P\end{aligned}$$

Aus der Orbitdatei ergab sich eine in Richtung des Objektes projizierte Geschwindigkeit des Satelliten von $2.077 \text{ km sec}^{-1}$ bezüglich dem

²Die Time-Correlation-Files korrigieren im Bereich von Millisekunden; der Einfluss auf eine 6 s-Periodenbestimmung für eine 5 ksec-Beobachtung ist eher gering.

³Eine umfassende Beschreibung der notwendigen Korrekturen ist z.B. in Seidelmann (1992) dargestellt; eine kritische Analyse findet sich in Lindgren & Dravins (2003).

⁴Die Orbit-Datei liegt im Textformat vor und enthält neben allgemeinen Informationen Einträge über die Position und Geschwindigkeit des Satelliten. Eine Beschreibung findet sich in XMM-MOC-ICD-0021-OAD (1998), die Orbit-Datei ist über <http://xmm.vilspa.esa.es/xmmdoc/orbit/> verfügbar (Der Zugang ist beschränkt).

Tabelle 4.1: Positionsbestimmungen von 1E 1048.1–5937 (J2000)

Rektaszension	Deklination	Bemerkung
0 ^h 0 ^m 3 ^s :607	−0° 1′ 50″:65″	Quellposition bezüglich Blickrichtung
10 ^h 50 ^m 7 ^s :75	−59° 51′ 27″	Ausrichtung von XMM (aus AHF)
10 ^h 50 ^m 11 ^s :3	−59° 53′ 18″:0	Zusammengefasst
10 ^h 50 ^m 6 ^s :28	−59° 51′ 17″:88	Bestimmung mit synthetischem AHF
10 ^h 50 ^m 6 ^s :29	−59° 51′ 18″:0	Aus vorprozessierter Quellsuche
10 ^h 50 ^m 7 ^s :312	−59° 53′ 23″:27	Mit korrigiertem Attitude History File
10 ^h 50 ^m 7 ^s :14	−59° 53′ 21″:4	Chandra-Beobachtung (Wang & Chakrabarty, 2002)

Schwerpunktsystem der Sonne. Bei einer Periode von 6.45206 sec ergibt sich eine Dopplerverschiebung von rund $\Delta P = 4.47 \times 10^{-5}$ sec. Die Positionsbestimmung gestaltete sich anfangs ebenfalls schwierig, da dafür die Richtungsinformation in Form eines Attitude History Files (AHF) nötig ist. Analog zur Orbitinformation konnte auf eine Textform des AHF zurückgegriffen werden⁵. Diese wurde zunächst direkt analysiert, um die Blickrichtung des Satelliten zu bestimmen. Die Position von 1E 1048.1–5937 ergab sich aus der Blickrichtung und der relativ dazu bestimmten Position in der beobachteten Aufnahme des Objekts (Tab. 4.1).

In einem weiteren Schritt wurde aus der Text-Datei eine FITS-Datei⁶ erzeugt. Damit war es möglich, die Positionsbestimmung wie im Fall vollständiger Datensätze durchzuführen (Tab. 4.1, dritte Zeile), die im Gegensatz zu der vorherigen Methode ein verlässliches, wenn auch vorläufiges Positionsergebnis liefern konnte. Mit der Auslieferung des vollständigen Datensatzes hatten sich viele dieser anfänglichen Probleme erübrigt.

⁵Die Attitude History kann von <http://xmm.vilspa.esa.es/xmmdoc/mplan/> abgerufen werden (Der Zugang ist beschränkt). Das Format ist in XMM-MOC-ICD-0006-OAD (1998) beschrieben.

⁶FITS definiert einen Standard bezüglich des Austausches von Parametern, Bildern und Tabellen (Wells et al., 1981; Corcoran et al., 1995; NOST 100-2.0, 1999).

4.4 Positionsbestimmung

Im Vergleich mit Chandra stellte sich heraus, dass die von XMM benutzten Positionen (Tiengo et al., 2002) wegen einer fehlerhaften Richtungsbestimmung nicht korrekt sein können (Wang & Chakrabarty, 2002; Israel et al., 2002b). Daher müssen die in den ersten vier Zeilen von Tab. 4.1 wiedergegebenen Positionen als vorläufige und fehlerhafte Werte betrachtet werden.

Kurz nach der Veröffentlichung der Chandra-Ergebnisse wurde vom SOC (Science Operation Center, Vilspa, Spanien) ein korrigiertes *Attitude History File* zur Verfügung gestellt, die eine genauere Pointierung erlaubte. Mit dem vollständigen Datensatz ist es möglich, entweder die Pipeline der Quellsuche zu verwenden, oder die Position der Hauptquelle direkt durch einen Fit einer geeigneten Point-Spread-Funktion an das beobachtete Bild vorzunehmen. Bei der Verwendung letzterer Methode kann manuell der Hintergrund ausgeschnitten und eine effektive Positionsbestimmung vorgenommen werden. Zum Fitten können verschieden komplexe Point-Spread-Funktionen (PSFs) benutzt werden. Ein einfacher Ansatz ist eine zweidimensionale Gaußfunktion:

$$\text{PSF}(r) = A \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\left(\frac{r}{2\sigma}\right)^2}.$$

Von Ehle et al. (2003) wird als Ansatz eine King-Funktion beschrieben, die auch die äußeren Teile der PSF modellieren kann (siehe Abb. 4.2):

$$\text{PSF}(r) = A \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)^\alpha}.$$

Es ist auch möglich, Bilder der PSF direkt aus der XMM-Kalibrationsdatenbank zu verwenden⁷. Diese Bilder sind in verschiedenen Genauigkeitsgraden verfügbar. Die Umformung diese Bilder in eine analytische PSF ist jedoch schwierig⁸.

Für die Positionsbestimmung ergaben sowohl die Gaußfunktion wie auch die King-Funktion gleiche Positionswerte, die in der fünften Zeile von Tab. 4.1 wiedergegeben sind. Die Fehler des Modells sind bedeutend kleiner als die absolute Pointierungsgenauigkeit von $\approx 4''$.

⁷Der SAS-Befehl `calview` erzeugt FITS-Dateien der gewünschten PSF.

⁸Mangels genauer Skalierungsangaben wäre sogar ein Fit an die Kalibrationsdaten notwendig. Damit sind diese Daten nur wenig aussagekräftig.

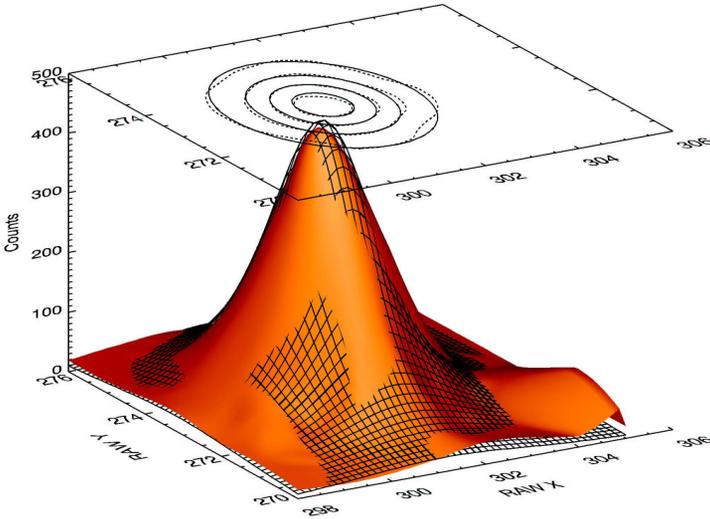


Abbildung 4.2: Fit einer King-Funktion an die Point-Spread-Funktion der PN-Kamera.

4.5 Das Spektrum

Die Auswertung des Spektrums erfolgte gemäß dem in Kap. 2.1.3 beschriebenen Schema. Die Quellregion wurde für die PN-Kamera aus einem kreisförmigen Bereich mit einem Radius von $74''$ extrahiert, der von einem ringförmigen Hintergrundbereich umgeben ist. Für die MOS-Kameras, die im Small-Window-Mode liefen, wurde ebenfalls eine kreisförmige Quellregion gewählt; der Hintergrund wurde von umgebenden CCDs entnommen. Die ausgeschnittenen Bereiche sind in Abb. 4.3 dargestellt.

Es bietet sich an, verschiedene Modelle des Spektrums auszutesten. Schon frühere Beobachtungen haben ergeben, dass ein Modell mit nur einer Komponente das Röntgenspektrum nur unzureichend beschreiben kann (Oosterbroek et al., 1998). Hier wurde neben einem einfachen Potenzgesetz (PL) und einer Bremsstrahlkomponente (BREMS) ein Schwarzkörperspektrum (BB) hinzugenommen.

Für alle untersuchten Modelle wurden die Kanäle mit einem *Binning* von wenigstens 50 zusammengefasst, d.h. es wurde über so viele Kanäle

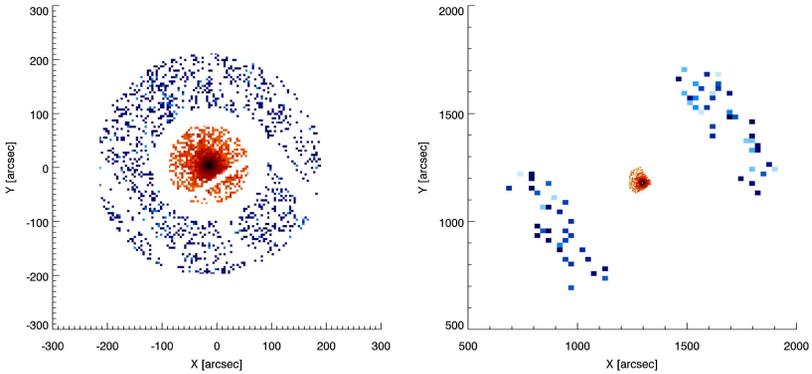


Abbildung 4.3: Ausgeschnittene Quell- und Hintergrundbereiche für die PN-Kamera (links) und die MOS-Kameras (rechts).

gemittelt, bis die Summe der in ihnen enthaltenen Einzelereignisse eine Schwelle von 50 überschritt. Dieses Binnen ist nötig, damit die statistische Streuung der Werte nicht zu sehr von einer Normalverteilung abweicht, so dass ein χ^2 -Test sinnvoll ist. Für alle Fits wurden die Spektren aller EPIC-Kameras gemeinsam verwendet, d.h. das jeweilige Modell wurde mit gemeinsamen Parametern und einer Normierungskonstante angepasst. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.2 wiedergegeben. Es zeigt sich, dass das Spektrum am besten mit einer Schwarzkörperkomponente plus Potenzgesetz oder Bremsstrahlkomponente wiedergegeben werden kann, wobei zwischen diesen beiden Modellen nicht entschieden werden kann. Bei früheren Beobachtungen von 1E 1048.1–5937 wurde wie für AXPs im allgemeinen einem Potenzgesetz als harte Komponente der Vorzug gegeben.

Für dieses Modell, welches in Abb. 4.4 dargestellt ist, gibt es keine besonders signifikanten Abweichungen außer einer Spitze bei ≈ 0.9 keV für die PN-Kamera. Da die Breite dieser Spitze jedoch deutlich schmäler als die instrumentelle Auflösung von etwa 100 eV (Ehle et al., 2003, p. 34) ist und sich dieses Muster nicht im Spektrum der MOS-Kamera zeigt, muss von einem instrumentellen Artefakt ausgegangen werden.

Verwendet man dieses Modell, so ergibt sich ein mittlerer absorbiertes Fluss von $4.4(5) \times 10^{-12} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ im Bereich 2 bis 10 keV.

Tabelle 4.2: Fit-Ergebnisse für die Modellkomponenten eines Schwarzkörpers (BB), einer Bremsstrahlkomponente (BR) mit jeweils einer Temperatur T_{bb} bzw. T_{br} und eines Potenzgesetzes (PL) mit einem Photonenindex Γ , wobei die Fehler ein 90%-Konfidenzintervall abdecken. Daneben ist die interstellare Absorption (N_{H}) und die Fitstatistik angegeben.

Model	N_{H} 10^{22}cm^{-2}	Γ	kT_{br} keV	kT_{bb} keV	R_{bb} km	χ^2/DOF
PL	1.25(6)	2.85(7)	—	—	—	277/199
BR	0.94(4)	—	2.1(1)	—	—	197/199
BB+BR	0.9(1)	—	1.8(9)	0.7(17)	0.7(5)	185/197
BB+PL	1.0(17)	3.0(5)	—	0.64(5)	2.2(9)	186/197

4.6 Das zeitliche Verhalten

Die Periode von 1E 1048.1–5937 wurde analog dem ursprünglichen Vorgehen mit einem Epoch-Folding-Ansatz im Bereich 6.44 sec bis 6.465 sec bestimmt. Wie schon erwähnt, muss eine baryzentrumskorrigierte Lichtkurve verwendet werden. Dies konnte für den vollständigen Datensatz mit dem SAS-Programm `barycen` vorgenommen werden. Da die Beobachtungsdauer mit 6 ksec verhältnismäßig kurz war, konnte keine besonders genaue Periode bestimmt werden. Eine einfache Abschätzung liefert eine obere Grenze für den Fehler von $P^2/T = 0.007$. Von [Leahy \(1987\)](#) und, etwas elaborierter, von [Larsson \(1996\)](#) werden Methoden beschrieben, wie eine Abschätzung des Periodenfehlers vorgenommen werden kann. Allerdings sind die Methoden für nicht-sinusförmige Profile aufwändig. Es zeigt sich, dass eine gute Abschätzung auch über eine Monte-Carlo-Simulation der Lichtkurve möglich ist (vgl. Kap. 9).

Die Periode wurde in diesem Fall durch Anfitzen einer Gaußfunktion an die χ^2 -Verteilung der Epoch-Folding-Prozedur vorgenommen. Das für die PN-Kamera und die MOS-Kameras zusammengefasste Ergebnis lieferte eine Periode von $P = 6.45252(4)$ sec. Es zeigte sich, dass in diesem Fall die von [König \(1994\)](#) beschriebene Fehlerabschätzung gemäß

$$\sigma(P) = \frac{\sigma_{\text{Gauß}}}{N_{\text{Bins}}} = 0.0001 \text{ sec}$$

einen etwas zu großen aber doch angemessenen Wert liefert.

Mit dieser Periode kann nun ein Profil der Lichtkurve gefaltet werden. Dieses zeigt (Abb. 4.6, oberer Plot) den typischen, nahezu si-

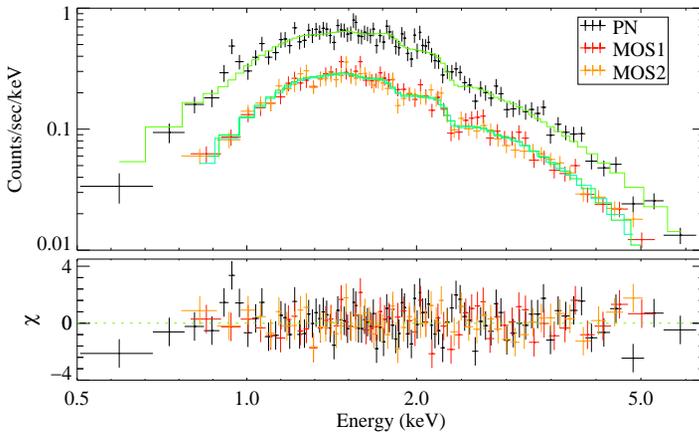


Abbildung 4.4: Spektraler Fit eines Schwarzkörperspektrums plus Potenzgesetz.

nusförmigen Verlauf, der auch bei [Oosterbroek et al. \(1998\)](#) zu finden ist. In dem für verschiedene Energiebereiche getrennten Profil (Abb. 4.6, unterer Plot) findet sich im Periodenminimum ein etwas größerer Fluss für niedrigere Energien als für höhere Energien. Daher kann man eine leichte spektrale Variation mit der Pulsphase vermuten, die allerdings wegen der geringen Zählrate schwierig zu behandeln ist.

4.7 Phasenaufgelöste Spektren

Für eine phasenaufgelöste Spektroskopie wurde das Profil in vier Bereiche geteilt, die in etwa die gleiche Zahl von Ereignissen enthielten. Der breiteste Bereich ist der des Periodenminimums; neben einem schmalen Periodenmaximum wurde auch die steigende und fallende Pulsflanke in die spektrale Untersuchung einbezogen (Abb. 4.7).

Die Auswertung beschränkte sich auf ein geeignetes Verfahren, die Daten in phasenaufgelöste Spektren zu unterteilen. Dazu kann entweder der SAS-Befehl `evselect` mit einem geeigneten Selektionsausdruck, der die Zeit Modulo der Periode unterteilt, verwendet werden, oder mit Hilfe der am Institut vorhandenen und für diese Zwecke gut verwendbaren IDL-Bibliothek eine direkte Selektion der Ereignisse vorgenom-

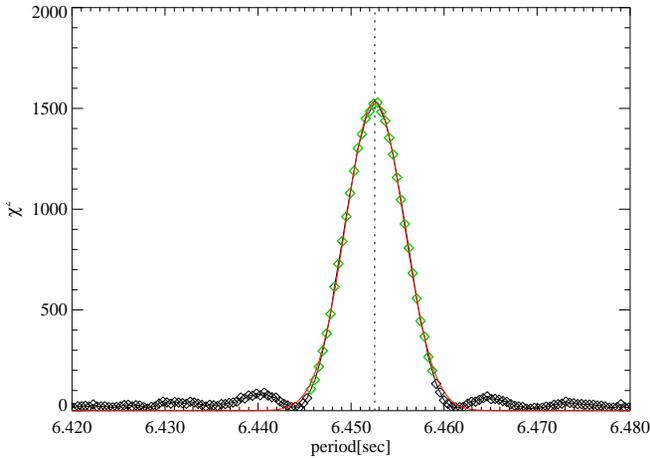


Abbildung 4.5: χ^2 -Verteilung der gefalteten Lichtkurve der PN-Kamera.

men werden. In diesem Fall wurde nach letzterer Methode vorgegangen. Die geringe Zählrate erzwang einen Kompromiss zwischen Statistik und vernünftiger Zahl von Datenpunkten für den Fit, so dass ein spektrales Binning mit einer Mindestzahl von 25 Ereignissen gewählt wurde.

Dieses in Abb. 4.7 dargestellte Ergebnis zeigt zusammenfassend einerseits, dass eine absolute Aussage über eine Parametervariation schwer zu treffen ist, andererseits findet sich trotz der großen Fehlerbereiche eine klare Variation des Potenzgesetzes, während für die Schwarzkörpertemperatur keine Variation im Rahmen der Fehlerbalken erkennbar ist. An der Norm bzw. dem Radius der Schwarzkörperkomponente zeigt sich jedoch eine so starke Variation, dass eine Bestimmung der Flüsse für beide Modellkomponenten Aufschluss über die tatsächliche Verteilung der Variation geben könnte. Während sich diese Flüsse verhältnismäßig unkompliziert ermitteln lassen (die jeweilig andere Komponente wird nach dem spektralen Fit eliminiert), gestaltet sich die Fehlerbestimmung aufwändiger. Ein Ansatz besteht darin, die Modellparameter über die Konfidenzkontur zu variieren und die maximale Flussschwankung zu bestimmen. Etwas einfacher, aber rechenintensiver, ist ein Monte-Carlo-Ansatz, bei dem mehrfach ein simuliertes Spektrum gefittet und der Fluss bestimmt wird. Beide Verfahren lieferten vergleichbare Ergebnisse (Abb. 4.8). Anteilig sind die Flüsse beider Komponenten im Bereich 0.5 bis 10 keV fast gleich, wenn auch bemerkenswerterweise der größte

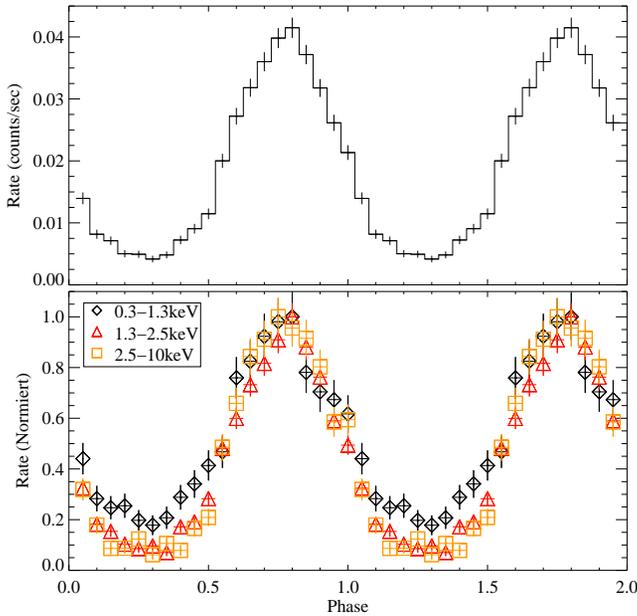


Abbildung 4.6: Pulsprofil der Lichtkurve, die mit einer Periode von 6.452521813 sec gefaltet wurde.

Anteil des Flusses im Periodenminimum von der Potenzgesetzkomponente zu kommen scheint.

4.8 Zusammenfassung

Die mit XMM erzielten Ergebnisse passen gut in das bisherige Bild, das man von 1E 1048.1–5937 hat. Die Position kann nun, wie auch von [Wang & Chakrabarty \(2002\)](#) für Chandra und XMM ausführlich dargestellt wurde, so gut bestimmt werden, dass die Assoziation mit einem Gegenstück im Infrarotbereich möglich ist. Da die Quelle zeitweise weder im optischen noch im infraroten Bereich nachgewiesen werden konnte, scheint sie eine starke Variation in diesem Bereich zu haben ([Israel et al., 2002b](#)). Diese Eigenschaft könnte im Rahmen eines Ma-

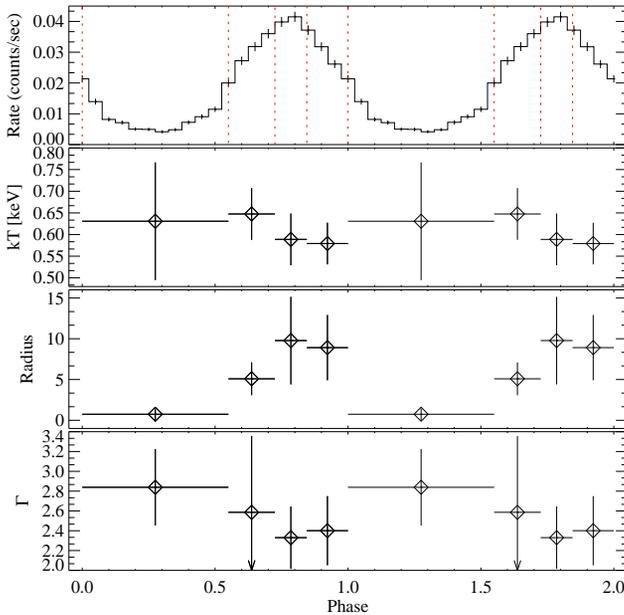


Abbildung 4.7: Phasenaufgelöste Spektroskopie. Die im obersten Plot dargestellte Phase ist in vier Bereiche aufgeteilt, für die die Temperatur (kT) und einer Stärke der Schwarzkörperkomponente durch einen Radius in km bei einer Entfernung von 10 kpc sowie der Photonenindex Γ des Potenzgesetzes bestimmt wurden. Die Fehler sind im 90%-Konfidenzintervall angegeben.

gnetarmodells durch Ausbrüche analog zu Soft-Gamma-Ray Repeatern gedeutet werden.

Aus einer RXTE-Beobachtungskampagne, die durch phasenkohärente Periodenbestimmung einen erheblich kleineren Fehler erhielt, konnte eine Spinabweichung in zweiter und dritter Ordnung nachgewiesen werden (Kaspi et al., 2001), vgl. Abb. 4.9. Wie ebenfalls von Kaspi et al. (2001) dargestellt wurde, könnte eine Abhängigkeit von Spinperiodenänderung und Fluss gemäß $L_X \propto \dot{\nu}^{7/3}$ mit L_X der Röntgenleuchtkraft und ν der Spinfrequenz ein Indiz für ein akkretionsbasiertes Modell sein. Von Tiengo et al. (2002) wurden dazu neben der gegenwärtigen

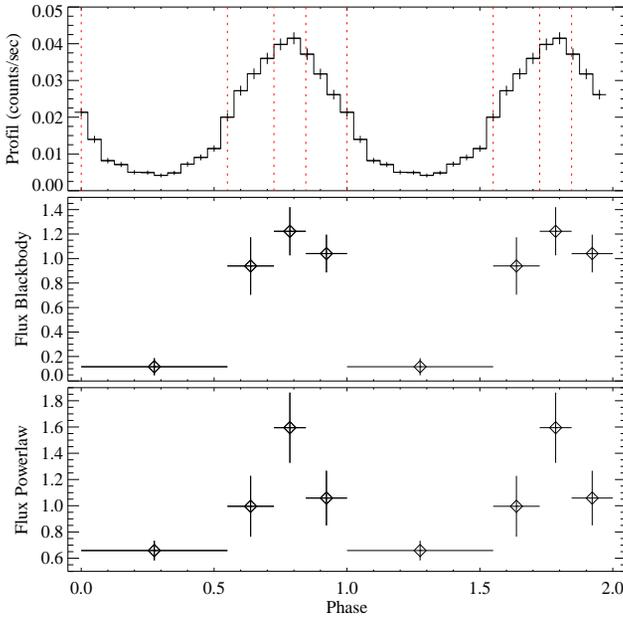


Abbildung 4.8: Flussvariation der Schwarzkörperkomponente und der Potenzgesetzkomponente. Die Flüsse wurden ohne Absorption im Bereich 0.5–10 keV bestimmt und sind in $10^{-11} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ angegeben.

gen XMM-Beobachtung auch SAX-Beobachtungen betrachtet. Es zeigte sich jedoch, dass für eine stringente Korrelation zwischen Fluss und Periodenänderungen weitere Beobachtungen mit einem fokussierenden Instrument wie XMM nötig sind, da die genaue Flussbestimmung durch den hellen Röntgenhintergrund von η -Carinae erschwert wird.

Die in dieser Arbeit gefundene Periode passt gut zu den Ergebnissen der RXTE-Kampagne, wobei sich der Trend der Periodenabweichung zweiter Ordnung fortzusetzen scheint. Allerdings lässt der Fehlerbereich wegen der Kürze der Beobachtung eine genaue Periodenbestimmung offen.

Das Spektrum lässt sich gut durch eine Schwarzkörperkomponente plus Potenzgesetzkomponente mit einer hohen Absorption wiedergeben, wobei statt des Potenzgesetzes auch eine Bremsstrahlungskompo-

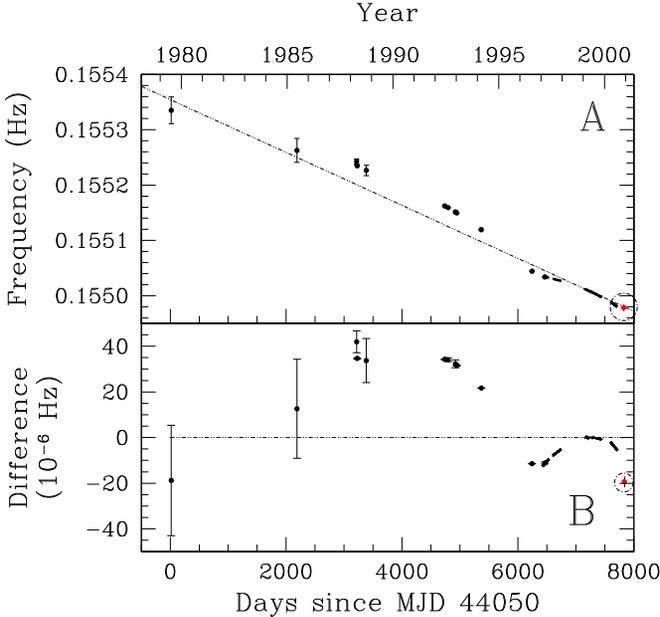


Abbildung 4.9: Mit RXTE beobachtete Perioden (Kaspi et al., 2001) und die in dieser Arbeit ermittelte Periode (gestrichelter Kreis).

nente möglich ist. Es zeigt sich, dass keine weitere Komponente nötig oder sichtbar ist. Insbesondere findet sich in dem untersuchten Bereich kein Hinweis auf eine Zyklotronlinie. Wenn man eine Spinfrequenzabnahme von $\dot{\nu} = 5.5404 \times 10^{-13} \text{ Hz sec}^{-1}$ und eine Periode von $\nu = 0.15502 \text{ Hz}$ zugrunde legt⁹, so erwartet man gemäß der in Kapitel 3.3.3 beschriebenen Gl. (3.14) mit einer Umrechnung von $\sqrt{P\dot{P}} = \sqrt{\dot{\nu}/\nu^3}$ eine Proton-Zyklotronlinie bei etwa 2.195 keV. Dieser Wert ist naturgemäß mit großen Unsicherheiten behaftet und kann, je nach Radius des relevanten Magnetfeldes R , einer gravitativen Rotverschiebung von ca. $z_g = 0.8$ und Abweichungen von einer reinen Dipolstrahlung (Zane et al., 2001) auch deutlich geringer sein.

Bislang wurden Spektrum nur zeitlich gemittelt angegeben, und gerade phasen aufgelöste Spektren können Indizien für die Entstehungsmechanismen der Röntgenstrahlung liefern. Dies ist bisher über den Umweg

⁹Dieser Wert ist die Periodenzunahme, die im Zuge der RXTE-Kampagne für die Zeit der XMM-Beobachtung ermittelt wurde (Kaspi et al., 2001, Tab. 1).

der Bestimmung von gepulsten Anteilen eines Profils (*pulsed fractions*) untersucht worden (Özel et al., 2001). Im Rahmen der großen effektiven Fläche von XMM ist nun eine direkte Variation der spektralen Parameter ermittelbar. Betrachtet man zunächst die nach Energien getrennten Pulsprofile (Abb. 4.6, unterer Plot), so fällt der nicht verschwindende Anteil von niederenergetischem Fluss auf.

Von Heyl & Hernquist (1998) und Özel (2001) wird unter dem Gesichtspunkt der Magnetartheorie dargelegt, dass bei starken Magnetfeldern ein einfaches Schwarzkörperspektrum nicht mehr angemessen ist; unter anderem kann sich die Schwarzkörpertemperatur zu scheinbar höheren Werten verschieben. Daher wurde von Özel et al. (2001) im Rahmen einer breiten Betrachtung über gepulste Anteile (*pulsed fractions*) untersucht, inwieweit die Pulsanteile mit wachsender Energie variieren müssen, um einen Test für die Magnetar- oder Akkretionstheorie zu finden.

Ein etwas anderes Vorgehen bietet die hier vorgestellte phasenaufgelöste Spektroskopie, die den Vorteil hat, dass die Phaseninformation erhalten bleibt. Wenn die Potenzgesetzkomponente der Effekt eines modifizierten Schwarzkörperspektrums ist, dann sollte das zeitliche Verhalten beider Komponenten dasselbe sein. Tatsächlich korreliert bei 1E 1048.1–5937 (Abb. 4.8) die Flussvariation von Schwarzkörper- und Potenzgesetzkomponente, und es zeigt sich die von Özel (2001) beschriebene, für niedrigere Energien breitere Pulsform: die Schwarzkörperkomponente ist etwas breiter als die höherenergetische Potenzgesetzkomponente.

Auf der anderen Seite ist die fast konstant bleibende Schwarzkörpertemperatur eher ein Indiz für die Korrektheit eines akkretionsbasierten Modells, da dieses leicht mit einer im allgemeinen ausgedehnten Photosphäre nahezu konstanter Temperatur, jedoch vom Akkretionsstrom verdeckter Emission verträglich ist. Unklar ist allerdings in dem Zusammenhang die strenge Phasenlage beider Komponenten, die allerdings nicht für alle AXP's erhalten wird.

Es zeigt sich also, dass zwar im Rahmen dieser Arbeit die Natur der AXP's nicht eindeutig entschieden werden kann, aber mit XMM-Newton und Chandra Instrumente zur Verfügung stehen, die Datenmaterial liefern können, welches im Vergleich mit (derzeit für phasenaufgelöste Spektren noch nicht durchgeführten) theoretischen Berechnungen Hoffnung auf neue und möglicherweise umwälzende Ergebnisse weckt.

Kapitel 5

Kataklysmische Variable und Polare

Πάντα ῥεῖ
Heraklit

Dieser Teil der Arbeit behandelt die Untersuchung eines kataklysmischen Variablen mit starkem Magnetfeld, der zu der Gruppe der Polare gehört. Kataklysmische Variable (CVs) sind Objekte, die erstmalig im Zusammenhang mit Novae, also der Beobachtung von „neuen“ Sternen beschrieben worden sind. Später zeigte sich, dass eine Nova keineswegs ein neuer Stern ist, sondern ein Objekt, welches kurzzeitig ein vielfaches seiner normalen Helligkeit abstrahlt. Neben den nur einmal auftretenden Novae wurden andere Objekte gefunden, die regelmäßige Ausbrüche zeigen (*recurrent novae*). Objekte mit sehr viel kleineren, regelmäßig wiederkehrenden Ausbrüchen wurden Zwergnovae genannt. Diese Objekte wurden in der Klasse der kataklysmischen Variablen (d.h. veränderliche Objekte mit stark anschwellender Helligkeit) zusammengefasst.

Es stellte sich bei der Untersuchung der physikalischen Eigenschaften dieser Objekte heraus, dass die Mechanismen für den Ausbruch unterschiedlich sind, aber die Grundkonfiguration — ein akkretierendes Doppelsternsystem mit einem weißen Zwerg als Primärstern — dieselbe ist. Ein Nova-Ausbruch wird als thermonuklearer Ausbruch des wasserstoffreichen Materials, welches sich auf dem weißen Zwerg durch Akkretion angereichert hat, gedeutet. Eine Zwerg-Nova dagegen findet in der Akkretionsscheibe statt, wie sich durch verbesserte Beobachtungsmethoden herausgestellt hat. Bei einer Zwerg-Nova wird bei einem Anstieg der Akkretionsrate eine große Menge gravitativer Energie freigesetzt.

Deshalb wurden zu den kataklysmischen Variablen auch Objekte ohne Ausbrüche, aber gleicher Konfiguration hinzugenommen und unter der Annahme, dass der Ausbruch noch aussteht, als „Nova-artig“ bezeichnet.

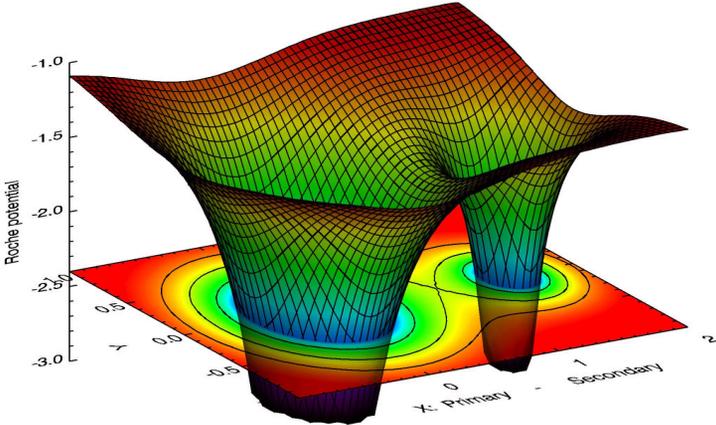


Abbildung 5.1: Darstellung des Roche-Potentials mit einem Masseverhältnis von $q = 0.3$ und einem normierten Massenpotential von $GM_1 = 1$ in der $x - y$ -Ebene ($z = 0$).

Kataklysmische Variable bestehen aus einem engen Doppelsternsystem mit einem weißen Zwerg als Primärstern, der von einem Sekundärstern Materie akkretiert. Betrachtet man die gravitativen Verhältnisse in dem rotierenden System, so kann ein effektives gravitatives Potential Φ_R , welches auch als Roche-Potential bezeichnet wird, folgendermaßen beschrieben werden (Warner, 1995):

$$\Phi_R = -\frac{GM_1}{|\mathbf{x}|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{x}-\mathbf{a}|} - \frac{1}{2}\Omega_{\text{orb}}^2 - \left[\left(x - \frac{M_2}{M_1 + M_2} a \right)^2 + y^2 \right] \quad (5.1)$$

wobei M_1, M_2 die Massen von Primär- und Sekundärstern, $\mathbf{x} = (x, y, z)$ die Koordinaten des Primärsterns und $\mathbf{x}+\mathbf{a}$ die Koordinaten des Sekundärsterns sind. Das Doppelsternsystem dreht sich mit einer Periode $P_{\text{orb}} = 2\pi/\Omega_{\text{orb}}$.

In Abb. 5.1 ist das Roche-Potential in der Bahnebene dargestellt. Die Voraussetzung für das Überströmen der Masse ist, dass das Volumen des Sekundärsterns so groß ist, dass es über die geschlossenen Äquipotentiallinien reicht bzw. über den Sattelpunkt des Potentials, der auch als

Lagrangepunkt 1 bzw. L_1 bezeichnet wird, hinausragt. Die dreidimensionale Äquipotentialfläche, in der der Lagrangepunkt 1 liegt, wird als *Roche Lobe* bezeichnet und muss folglich von dem Sekundärstern ausgefüllt sein, damit ein Massentransfer stattfindet. Die Form des Roche Lobes ist nicht analytisch beschreibbar, kann aber über verschiedene Näherungsformeln dargestellt werden (Warner, 1995, S. 33).

Die Masse, die von dem Sekundärstern zu dem Primärstern überfließt, folgt wegen der Coriolis-Kraft einer gebogenen Trajektorie, die folgender Gleichung genügt (Flannery, 1975; Warner, 1995):

$$\frac{1}{2}\dot{r}^2 + \Phi_R = \text{const} \quad (5.2)$$

Demnach ist die radiale Geschwindigkeit \dot{r} auf einer Äquipotentialfläche des Roche-Potentials Φ_R konstant.

Da die überfließende Materie wegen des rotierenden Systems Drehimpuls transportiert, erzwingt dieser zunächst eine Keplerbahn um den Primärstern. Der Massenstrom trifft auf sich selber und in einer Schockfront kann die Energie durch Strahlung abgegeben werden. Der Drehimpuls hingegen bleibt erhalten, so dass die Masse zunächst in einem Ring um den Primärstern kreist. Dieser Ring kann sich zu einer sogenannten Akkretionsscheibe ausweiten. Voraussetzung dafür ist, dass zum Austausch des Drehimpulses zwischen den einzelnen Ringen der Akkretionsscheibe eine viskose Reibung vorhanden ist, da die einzelnen Ringe im Radius r mit unterschiedlichen Keplergeschwindigkeiten Ω_K drehen (Warner, 1995):

$$\Omega_K = \sqrt{\frac{GM_1}{r^3}} \quad (5.3)$$

Beschränkt man das hydrodynamische Problem der Akkretionsscheibe auf zwei Dimensionen, so können mit einer Oberflächendichte $\Sigma(r, \phi) = 2 \int dz \rho$ die Gleichungen für Massenerhaltung bezüglich eines Ringes im Abstand r und einer radialen Geschwindigkeit v_r für eine Winkelgeschwindigkeit $\Omega(r)$ durch

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r) \quad (5.4)$$

und Drehimpulserhaltung durch

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma r^2 \Omega) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\Sigma v_r r^3 \Omega) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\nu_k \Sigma r^3 \Omega) \quad (5.5)$$

beschrieben werden (Frank et al., 1985, Gl. 5.3 und Gl. 5.6). Der Parameter ν_k ist die kinematische Viskosität und hängt im allgemeinen von den anderen Parametern Σ, r und v_r ab.

Fasst man beide Gleichungen zusammen, so kann die radiale Geschwindigkeit eliminiert werden. Nimmt man zirkuläre Keplerbahnen mit $\Omega = \Omega_K$ gemäß Gl. (5.3) an, so ergibt sich eine zeitliche Änderung der Flächendichte:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu_k \Sigma r^{1/2} \right) \right). \quad (5.6)$$

Setzt man hier eine gaußförmige Flächendichte an, die mit der Zeit breiter wird:

$$\Sigma(r, t) = \Sigma_0 \exp \left(\frac{-(r - r_0)^2}{\sigma(t)^2} \right),$$

so ergibt für lineare Flächendichten (d.h. $\partial^2 \Sigma / \partial^2 r \ll 1$) die Breite der Gaußfunktion eine Abhängigkeit gemäß:

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma(t) = -\frac{3}{2} \frac{\nu_k}{r(r - r_0)} \sigma(t) \quad (5.7)$$

$$\sigma(t) = \sigma_0 \exp \left(\frac{2}{3} \frac{r(r - r_0)}{\nu} t \right) \quad (5.8)$$

Das bedeutet, dass sich die Flächendichte in einer viskosen Zeitskala verschmiert:

$$\tau = \frac{2}{3} \frac{r(r - r_0)}{\nu_k} \sim \frac{r^2}{\nu_k}. \quad (5.9)$$

Es entwickelt sich aus dem Gasring eine Scheibe — die Akkretionsscheibe. Genauere Betrachtungen zeigen, dass die Flächendichte für kleine Radien zunimmt, während der Drehimpuls nach außen wandert, so dass der größte Teil der Materie schließlich auf den Primärstern wandert.

Die Schwierigkeit bei der Bestimmung der physikalischen Vorgänge liegt in der Unkenntnis über die physikalischen Ursachen der Viskosität ν_k . Beobachtungen von stationären Akkretionsscheiben, bei denen beständig Materie nachgefüttert wird, können keine direkte Aussage über den Betrag der Viskosität geben (Warner, 1995, Gl. 2.35); daher wird diese üblicherweise für geometrisch dünne Akkretionsscheiben (d.h. die Dicke ist wesentlich kleiner als der Durchmesser) durch einen Parameter α dargestellt, der einen Zusammenhang zwischen viskoser Reibung, der Scheibendicke und der Schallgeschwindigkeit herstellt (Shakura & Sunyaev, 1973).

Akkretionsscheiben beschränken sich nicht auf kataklysmische Variable, sondern können in allen Systemen auftreten, in denen Masse auf ein Objekt akkretiert wird. Kataklysmische Variable eignen sich allerdings durch ihren einfachen Aufbau, die Phänomene von Akkretionsscheiben zu studieren. Als Ursache für die Ausbrüche in Zwergnovae wurde erstmals von Y. Osaki im Rahmen von U Gem-Sternen eine Instabilität der Akkretionsscheibe vorgeschlagen (Osaki, 1974). Osaki nahm zunächst an, dass es einen Mechanismus gibt, der in der Scheibe Materie ansammelt, welche dann schlagartig akkretiert werden kann. Es zeigte sich, dass für Massenstromraten, welche die Flächendichte Σ schneller als auf einer viskosen Zeitskala τ ansteigen lassen, die dynamische Viskosität ν_k schlagartig wachsen kann. In einem solchen Ausbruch wächst die Leuchtkraft der Scheibe sehr stark an, und es wird auch mehr Masse auf dem Primärstern akkretiert. Es zeigte sich, dass die Viskosität größer als molekulare Gasreibung sein muss, so dass andere Mechanismen als Erklärung herangezogen werden müssen. Diese werden derzeit kontrovers diskutiert; eine Möglichkeit wären magnetische Turbulenzen, eine andere Theorie setzt auf Mikroturbulenzen (Warner, 1995). Wenn der Innenrand der Akkretionsscheibe schließlich den Primärstern erreicht, wird die überfließende Masse in einer Grenzschicht abgebremst und kann ihre kinetische Energie an den weißen Zwerg übertragen.

5.1 Beobachtung von kataklysmischen Variablen

Die Eigenschaften von kataklysmischen Variablen können durch verschiedene Beobachtungstechniken bestimmt werden. Dabei ist das primäre Merkmal von kataklysmischen Variablen zunächst die für Doppeltsternsysteme typische periodische Helligkeitsschwankung. Diese rührt meist von der Drehung des Gesamtsystems her und legt damit die Bahnperiode fest. Fehlen weitere Informationen über Masse und Inklination der Systemkomponenten, so ist dies nicht selten der einzige dynamische Parameter, den man bestimmen kann. Trägt man die Häufigkeit von kataklysmischen Variablen gegen die Bahnperiode auf (Abb. 5.2), so finden sich verschiedene Eigenschaften (Warner, 1995, S. 30):

1. Es gibt für Bahnperioden zwischen 2.2 und 2.8 Stunden signifikant wenig Objekte. Dieses Merkmal wird häufig als *Periodenlücke* bezeichnet. Viele Objekte, die sich in der Periodenlücke befinden, scheinen ein starkes Magnetfeld zu haben.

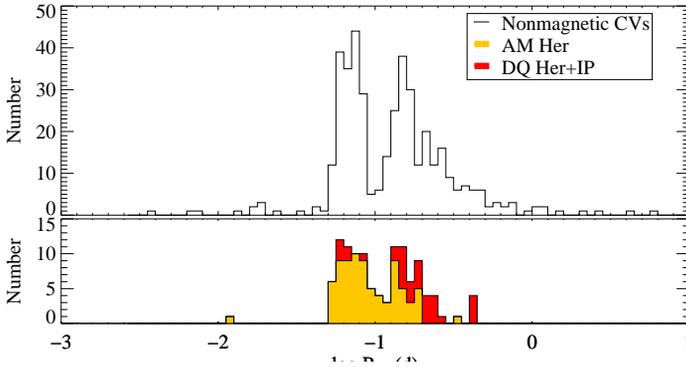


Abbildung 5.2: Häufigkeit von kataklysmischen Variablen in Abhängigkeit von der Periode. Im oberen Bild sind nichtmagnetische Objekte dargestellt, im unteren Bild, getrennt in DQ Her Objekte und Intermediate Polare (rot) bzw. AM Her Objekte (Polare) (gelb), kataklysmische Variable mit einem Magnetfeld. Diese Verteilung ist mit dem CV-Katalog von [Ritter & Kolb \(2003\)](#) erstellt.

2. Unterhalb einer Bahnperiode von $\approx P_{\text{Orb}} = 78$ min gibt es keine Objekte mehr.
3. Für $P_{\text{Orb}} \geq 4.6$ treten keine magnetischen Objekte mehr auf.

Die derzeitige Hypothese für das Auftreten der Periodenlücke beschreibt diese in verschiedene Entwicklungsstadien eines Doppelsternsystems. Zunächst kann man das Fehlen von Objekten jenseits einer Periode von 12 h damit erklären, dass sowohl die Masse des Primärsterns eines weißen Zwerges wie auch des noch leichteren Sekundärsterns unter der Chandrasekhar-Grenze von $\approx 1.4M_{\odot}$ liegen müssen. Auf der anderen Seite vergrößert eine längere Periode gemäß Gl. (5.1) das Volumen des Roche-Lobe. Da zum Ausfüllen eines größeren Roche-Volumens mehr Masse nötig ist, muss es eine obere Schranke für die Periode geben, die im Extremfall bei etwa 12 h liegt ([Hellier, 2001](#)) und ab 6 h Beschränkungen für die mögliche Masse des Sekundärsterns auferlegt. Generell kann das Doppelsternsystem durch Abstrahlung von Gravitationswellen und durch magnetisches Bremsen Drehimpuls verlieren, so dass die Periode kürzer wird. Folglich nimmt der Abstand der Systemkomponenten ab, und ein Massetransfer aus dem Roche-Lobe ist gewährleistet. Bei einer

Periode von ≈ 3 h wird der Sekundärstern, der beständig Masse verloren hat, konvektiv, wodurch das magnetische Bremsmoment nachlässt. Das wiederum bewirkt eine geringere Massentransferrate, wodurch der Sekundärstern eine thermische Gleichgewichtskonfiguration erreichen kann und schrumpft. Dadurch wird das Roche-Volumen nicht mehr voll ausgefüllt, und der Massentransfer wird unterbrochen. Bei ≈ 2 h ist der Abstand der Systemkomponenten durch Abstrahlung von Gravitationswellen so klein geworden, dass der Massentransfer wieder stattfindet, da das ebenfalls geschrumpfte Rochevolumen wieder voll ausgefüllt wird (Howell et al., 2001).

Bei einem günstigem Blickwinkel (Inklination) verdeckt der Sekundärstern regelmäßig die strahlenden Flächen des Primärsterns, so dass periodische Abschattungen (Eklipsen) beobachtbar sind. Aus der Lage, Breite und Form der Eklipsen können wertvolle Rückschlüsse auf die Struktur des Gesamtsystems gezogen werden (Warner, 1995, S. 69).

Die Breite der totalen Eklipse ist eine Funktion des Massenverhältnis $q = M_2/M_1$ und der Inklination, die zwar wegen der Roche-Geometrie nicht analytisch angegeben, aber entweder numerisch oder über Tabellen bestimmt werden kann. Eine direkte Auswertung der Eklipsen kann über eine Simulation der Lichtkurve, die an die gemessene Helligkeitsverteilung gefittet wird, erfolgen. Diese Methode hat den Vorteil, dass neben der Inklination und dem Massenverhältnis geometrische Informationen etwa über die Größe und Lage der Akkretionsscheibe gewonnen werden können. Allerdings bietet diese Methode keine Gewähr, dass das simulierte Modell tatsächlich den physikalischen Gegebenheiten entspricht, so dass für weitere Untersuchungen andere Methoden benutzt werden. Die diesbezüglich ausgefeiltere Methode des *Eclipse-Mapping* betrachtet die Abschattung als einen Filter, der die Bahnebene während einer Umdrehung abrastert. Durch geeignete Verfahren, wie dem der Maximum-Entropie-Bestimmung kann ein Vorwissen (Symmetrien oder Verteilungen) über die zu untersuchenden Größen benutzt werden, um zweidimensionale Bilder der gewünschten Parameter zu liefern.

Eine weitere Methode, um die Geschwindigkeitsverteilung in Akkretionsscheiben zu bestimmen, legt die Untersuchung von zeitlich aufgelösten Spektrallinien zugrunde, die analog zum *Eclipse-Mapping* eine Projektion aller Geschwindigkeitskomponenten liefern kann.

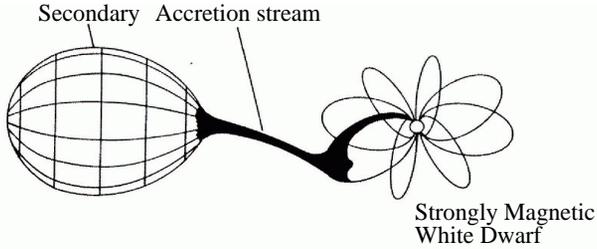


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung eines AM-Her-Systems (Polars) mit einem Sekundärstern, von dem Materie auf einen weißen Zwerg mit einem typischen Magnetfeld von $B \sim 30$ MG überströmt. Entnommen aus [Cropper \(1990\)](#).

5.2 Magnetfelder und Polare

Eine Unterklasse der kataklysmischen Variablen sind Polare, die sich durch ein starkes Magnetfeld auszeichnen. Dieses Magnetfeld unterbindet die Ausbildung einer Akkretionsscheibe, indem die weitgehend ionisierte Materie von einem Anknüpfungspunkt an entlang der Magnetfeldlinien geführt und direkt auf den weißen Zwerg geleitet wird. Das bedeutet, dass die Akkretion auf dem weißen Zwerg in einer relativ schmalen Akkretionsregion stattfindet. Der Prototyp eines solchen Systems ist AM Her, der 1976 mit einer von UHURU entdeckten Röntgenquelle als neuer Typ eines kataklysmischen Variablen assoziiert wurde ([Berg & Duthie, 1977](#)).

Während anfänglich von einer relativ kleinen, punktförmigen Akkretionsregion ausgegangen wurde, zeigte sich, dass diese eine ausgedehnte, vom Spektrum abhängige Form haben kann ([Mukai, 1988](#)). Dies liegt daran, dass die Dominanz des Magnetfeldes nicht instantan am Anknüpfungspunkt erfolgt, sondern teilweise die Materie zwar abgelenkt, aber in verschiedenen dichten Klumpen an unterschiedlichen Punkten anknüpft ([Cropper, 1990](#); [Warner, 1995](#)). Zudem ist der Akkretionsstrom sicher nicht homogen, sondern besitzt verschiedene dichte Bereiche, die auf verschiedene Magnetfeldlinien gelenkt werden können.

Wenn die Materie auf das Primärobjekt fällt, entsteht eine Schockfront, in der die kinetische Energie der Materie abgegeben wird. Dabei wird die Höhe der Schockfront im Wesentlichen durch folgende Abbremsmechanismen unterhalb der Schockfront bestimmt ([Warner,](#)

1995):

- Energieabgabe durch Bremsstrahlung, die vorwiegend im Röntgenbereich abgegeben wird.
- Zyklotronstrahlung, die für typische Magnetfeldstärken im optischen Bereich abgestrahlt wird.
- Comptonstreuung von niederenergetischen Photonen an den abgebremsten Elektronen.

In den meisten Berechnungen werden nur die ersten beiden Vorgänge berücksichtigt. Es zeigt sich, dass diese Energieübergabe, je nach Magnetfeld und Leuchtkraft in grob drei Bereiche unterteilt werden kann: Entweder, die Bremsstrahlung dominiert, oder die Bremsstrahlung ist der wesentliche Mechanismus für die Kühlung von Elektronen, nicht aber von Ionen, oder die Energieabgabe erfolgt nur durch Zyklotronstrahlung.

Die tatsächlich beobachtbare Abstrahlung enthält folgende Komponenten (Warner, 1995):

- Harte Bremsstrahlung mit einer typischen Temperatur von $kT_b \approx 30 \text{ keV}$.
- Zyklotronstrahlung aus der Akkretionssäule.
- Schwarzkörperstrahlung, die teilweise aus der reemittierten Strahlung aus der Akkretionssäule, teilweise aus der direkt thermalisierten Energie von Klumpen stammt, die sich tief in die Sternoberfläche graben können.

Bei der Untersuchung von AM Her und anderen Polaren zeigte sich, dass die Rotation des Primärobjekts mit der Bahnperiode synchronisiert, und die Akkretionsregion relativ konstant auf einen azimutalen Bereich von $\approx 40^\circ$ beschränkt ist (Cropper, 1988). Offenbar ist das Magnetfeld stark genug, um — analog zu einer Synchronisation durch Gezeitenkräfte — die Spinperiode des Primärobjektes auf die Bahnperiode zu fixieren.

Ein weiteres Kennzeichen eines Polars ist der ausgeprägte Polarisationsgrad im optischen Bereich. Die Ursache dafür ist die Zyklotronstrahlung, welche in Richtung der magnetischen Feldlinien zirkular und senkrecht dazu linear polarisiert ist. Wegen dieser Eigenschaft sind Polarisationsmessungen bei diesen Objekten wertvolle Hilfsmittel, um die Geometrie und die Magnetfeldstärke des Systems zu untersuchen.

Neben einer guten Einführung von [Hellier \(2001\)](#) findet sich bei [Warner \(1995\)](#) und [Cropper \(1990\)](#) ein guter Überblick über die wichtigsten Eigenschaften von Polaren; in den folgenden Kapiteln werden die für das Objekt RX J1940.1–1025 bedeutsamen Eigenschaften, die für die Untersuchung notwendig sind, genauer behandelt.

Kapitel 6

Der CV RX J1940.1–1025

6.1 Entdeckungsgeschichte

Bei einer EXOSAT-Beobachtung der Seyfert-Galaxie NGC 8614 wurde eine Periodizität der Röntgenintensität von etwa 3.5 Stunden festgestellt (Mittaz & Branduardi-Raymont, 1989), die bei einer weiteren Untersuchung mit dem japanischen Röntgenteleskop Ginga bestätigt wurde (Done et al., 1992, vgl. Abb. 6.1). Dies stellte für ein solches Objekt ein Novum dar, da derartig kurze Perioden eine besondere Struktur des AGN (Active Galactic Nucleus) vermuten ließen und Anlass für verschiedene mehr oder weniger exotische Theorien boten, die von quasi-periodische Oszillationen der Scheibe bei einem Schwarzkörperkandidaten bis zu einem stellaren Objekt als Begleiter des AGN reichten.

Bei einer genaueren Untersuchung mit dem Röntgenteleskop ROSAT wurde allerdings die Ursache der Röntgenperiodizität in einem 37' entfernten Objekt im Sternbild Adler gefunden (Madejski et al., 1993; Staubert et al., 1994). Es wurde daraufhin als RX J1940.1–1025 katalogisiert (eine andere Bezeichnung ist der Variable Aql V1432). Trotz einer relativ ungenauen Positionsangabe durch ROSAT konnte ein optisches Gegenstück ausgemacht werden, welches starke Balmer- und He II-Emissionslinien zeigt (Rosen et al., 1993). Unabhängig davon ausgeführte optische Beobachtungen ergaben die gleichen Linien. Mit zeitlich aufgelöster Spektroskopie von H_{α} -Linien wurde eine radiale Bewegung mit einer Periode von 12120(3) sec und einer halben Geschwindigkeitsamplitude von 165 km sec^{-1} nachgewiesen (Staubert et al., 1994). Im Röntgenbereich konnte ein Schwarzkörperspektrum mit einer Tem-

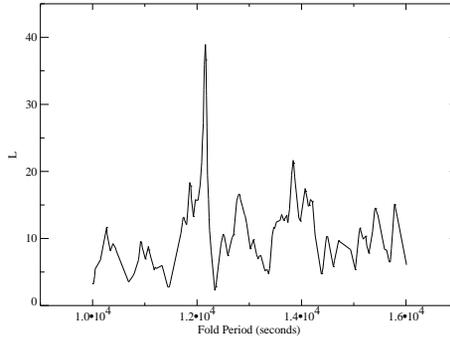


Abbildung 6.1: L-Statistik für einen Satz von Perioden, der nach Abzug eines Potenzgesetz-Spektrums aus der Beobachtung von NGC 6814 gewonnen wurde (Done et al., 1992).

peratur von $kT \approx 67$ eV und ein Potenzgesetzspektrum mit einem Photonenindex von ≈ 1.1 gefunden werden. Das Objekt wurde daher als kataklysmischer Variabler betrachtet, der möglicherweise wegen der starken Balmer- und hochangeregten He-Linien zur Klasse der Polare oder Intermediate Polare gehört. Die Position des Objektes ist (bei $1''$ Genauigkeit) mit $\alpha = 19^{\text{h}} 40^{\text{m}} 11^{\text{s}}.46$, $\delta = -10^{\circ} 25' 25''.7''$ (J2000) angegeben (Staubert et al., 1994).

Bei weiteren optischen Untersuchungen wurde die Periode des Objekts mit zwei verschiedenen Methoden auf ≈ 12116 sec eingegrenzt: Einerseits ergab sich bei optischen phasenaufgelösten Spektren eine periodische Linienverschiebung (Staubert et al., 1994; Watson et al., 1995), andererseits wurde bei photometrischen Beobachtungen eine Dip-artige Struktur gesehen, die mit der gleichen Periode erschien (Watson et al., 1995; Friedrich et al., 1996b).

Im Röntgenbereich war die Periodenbestimmung wegen der Bahnbewegung der Satelliten nicht einfach und teilweise unmöglich (Staubert et al., 1994), konnte aber durch Kombination auf einen Wert von ≈ 12150 sec (Staubert et al., 1994) bzw. ≈ 12140 sec (Madejski et al., 1993) abgeschätzt werden. Dies gab Anlass zu der Vermutung, dass das Objekt *zwei* Perioden besitzt. In einer Neuanalyse der Röntgendaten zeigte sich tatsächlich bei einer Periode von 12116 sec eine Dip-förmige Struktur, die wegen ihrer geringen Breite bei einer Periodenanalyse

nicht hatte gefunden werden können (Watson et al., 1995).

Die Verknüpfung von spektroskopischer und photometrischer Dip-Periode (12116 sec) legt nahe, dass diese kürzere Periode die Bahnperiode des Systems ist (Patterson et al., 1995) und die Inklination eine radiale Linienvariation zulässt.

Faltet man die Lichtkurve im optischen und Röntgenbereich mit der längeren Periode (12150 sec), so ergeben sich nicht die markanten Züge eines Dips, sondern weit ausgedehnte Variationen, die daher als *Trog* bezeichnet werden. Man kann diese Periode mit der Eigendrehung des Primärsterns assoziieren, so dass das System nicht, wie bei den meisten AM Her-Objekten, strikt synchronisiert ist (man kennt derzeit vier AM Her-Objekte, bei denen eine Asynchronizität nachgewiesen wurde). RX J1940.1–1025 ist das einzige Objekt, bei dem die Bahnperiode *kleiner* als die Spinperiode ist. Da die Differenz beider Perioden nur gering ist ($\approx 2\%$), verschieben sich Dip- und Trogmuster über einen langen Zeitraum gegeneinander mit einer Periode, die als *Beatperiode* P_{beat} bezeichnet wird und gemäß

$$\frac{1}{P_{\text{beat}}} = \frac{1}{P_{\text{dip}}} - \frac{1}{P_{\text{trog}}} \quad (6.1)$$

definiert werden kann. Diese Periode beträgt etwa 50 d und bereitet daher beobachtungstechnische Probleme: für eine vollständige Abdeckung aller vorkommenden Muster müsste RX J1940.1–1025 über diesen Zeitraum untersucht werden. Wenn nur kürzere Beobachtungsintervalle verwendet werden, kann eine Periodenanalyse zwar Erfolg bringen, aber es besteht beim Auffalten von Lichtkurven mit diesen Perioden keine Garantie, dass das Profil der anderen Periode nicht die jeweilige Auswertung beeinflusst. Im Optischen ist eine längere Beobachtungskampagne teilweise möglich (Patterson et al., 1995), im Röntgenbereich allerdings mit einer Satelliten kaum mit voller Abdeckung durchführbar.

Mehrfach wurde versucht, für RX J1940.1–1025 die Polarisationsstärke zu bestimmen (Watson et al., 1995; Friedrich et al., 1996b). Es zeigte sich, dass diese mit $< 7\%$ klein ist, so dass auch dieses Kriterium formal gegen eine Zugehörigkeit zu AM Her-Objekten spricht. Da in den angegebenen Veröffentlichungen schwierige Beobachtungsbedingungen erwähnen, muss dieser Wert als untere Grenze gesehen werden (Watson et al., 1995; Geckeler, 1998).

Bei weiteren Beobachtungen konnte festgestellt werden, dass die größere Trogperiode abnimmt und sich langsam an die Dipperiode annähert. Der Zeitraum, in dem dies geschieht, wurde auf $\tau_{\text{sync}} \approx 150$ Jahre

abgeschätzt. Eine Trogzeitbestimmung ist jedoch mit mehreren technischen Schwierigkeiten verbunden (Geckeler & Staubert, 1997; Geckeler, 1998).

Durch eine optische spektroskopisch zeitaufgelöste Beobachtung von RX J1940.1–1025 war es möglich, ein Spektrum auch während des Dips zu bestimmen. Geht man davon aus, dass dieses Spektrum vom Sekundärobjekt kommt, so kann die Spektralklasse des Sekundärsterns und über dessen Leuchtkraft die Entfernung abgeschätzt werden. Das Ergebnis ist ein relativ kalter Sekundärstern der Klasse M4 mit einer Entfernung von ≈ 230 pc (Watson et al., 1995).

RX J1940.1–1025 wurde mehrfach im UV-Bereich untersucht. In einer Untersuchung mit dem IUE-Satelliten ergaben sich typische Spektren eines AM Her-Systems und es wurden keine Hinweise für einen Nova-Ausbruch gefunden (Friedrich et al., 1996a). Es zeigten sich Äquivalentbreiten, die für eine Inklination des Systems von weniger als 60° sprechen. In einer späteren, zeitlich aufgelösten Beobachtung mit dem Hubble-Space-Telescope ergaben sich für die spektroskopischen Details die gleichen Ergebnisse sowie eine spektralen Variationen während eines Dips (Schmidt & Stockman, 2001). Analog zu Watson et al. (1995) legen die Ergebnisse nahe, dass der Dip nicht durch eine Eklipse des Sekundärsterns hervorgerufen wird, sondern eher durch Absorption des Akkretionsstrahls.

6.1.1 Interpretation der Daten

Gerade die Vielfalt von Eigenschaften macht RX J1940.1–1025 zur Untersuchung sehr attraktiv, bietet das Objekt doch einerseits die Möglichkeit, einen nahegelegenen kataklysmischen Variablen zu behandeln, der möglicherweise zu der Unterklasse der AM Her-Objekte gehört. Zudem sind die Dips, die möglicherweise als Eklipsen durch den Sekundärstern hervorgerufen werden, ein kraftvolles Werkzeug zur Strukturanalyse. Ferner ist dieses Objekt wegen seiner Verwechslung mit NGC 6814 im Röntgenbereich gut untersucht worden. Wenn RX J1940.1–1025 tatsächlich ein AM Her-Objekt ist, so liefert die leichte Asynchronizität von Bahnperiode und Spinperiode eine Fülle von zusätzlichen Informationen, die Rückschlüsse auf die Geometrie des Systems liefern können. Auf der anderen Seite ist daher die Untersuchung des Objektes komplex, da beispielsweise Dip-, Radial- und Trogperiode im optischen und Röntgenbereich korreliert werden müssen, wobei letztere sich über größere Zeiträume hinweg ändert. Die Beatperiode wird in diesem Zu-

sammenhang als eine abgeleitete Periode betrachtet, auch wenn es im mitgeführten System die Spinperiode des Primärobjektes ist.

Daher ist es nicht verwunderlich, dass sich mehrere Veröffentlichungen mit der Interpretation der gefundenen Perioden, ihren exakten Werten und ihrer physikalischen Bedeutung befassen. Im folgenden sollen die verschiedenen Ansätze vorgestellt werden.

Der Objekttyp

Zunächst sprechen die Ergebnisse aus den optischen Spektren klar für einen novaähnlichen kataklysmischen Variablen, wobei die starken Emissionslinien ein starkes Magnetfeld nahelegen. Auch die Spektren im Röntgenbereich passen mit einem Photonenindex von ≈ 1.1 (Staubert et al., 1993) — nachdem der Einfluss von NGC 6814 eliminiert werden kann — gut zu einem kataklysmischen Variablen. Die Periode von ≈ 3.5 h ist etwas über der Periodenlücke und ist typisch für derartige Systeme.

Der geringe Polarisationsgrad und die aufgehobene Synchronisierung von Bahn- und Spinperiode (wenn dies die Trogperiode ist) entsprechen allerdings nicht ganz den kanonischen Merkmalen eines AM Her-Objektes. Da es jedoch andere Objekte gibt, die ebenfalls einen geringen Polarisationsgrad (Bailey & Cropper, 1991) oder eine aufgehobene Synchronisierung aufweisen (BY CAM, V1500 Cyg und RX J2115-5840, Patterson et al., 1995), wird RX J1940.1–1025 als Polar bezeichnet.

Es gibt für RX J1940.1–1025 allerdings auch andere Betrachtungsweisen, die das Objekt eher als *intermediate Polar* (IP) ansehen. In Mukai (1998) wird vermutet, dass die Spinperiode ≈ 4040 sec beträgt. Die damit komplett aufgehobene Synchronisierung würde für ein vergleichsweise schwaches Magnetfeld sprechen, welches in einem IP der Ausbildung einer Akkretionsscheibe nicht entgegenwirken kann und auch eine weitgehende Entkopplung von Bahn- und Spinbewegung zulässt.

In weiteren Untersuchungen mit RXTE zeigte sich, dass die Spinperiode eher mit ≈ 12150 sec als mit dieser kleineren Periode verträglich ist (Staubert et al., 2003; Mukai et al., 2003).

Variation von Linien

Die zeitaufgelöste Spektroskopie liefert — wie für derartige Objekte typisch — breite und schmale Linien. Während die breiten Linien, die einer großen Geschwindigkeitsverteilung entsprechen, normalerweise mit dem freifallenden Akkretionsstrom assoziiert werden, lassen sich die

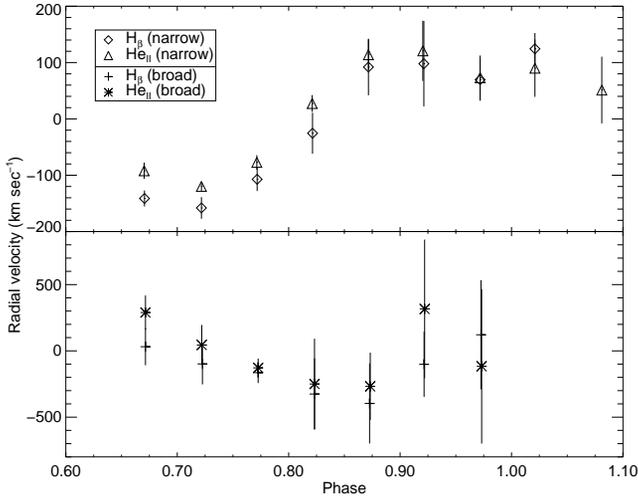


Abbildung 6.2: Radialgeschwindigkeit für die schmale Komponente (oben) und die breite Komponente (unten) von He II und H_β-Emissionslinien (Watson et al., 1995).

schmalen Linien entweder dem Sekundärstern oder dem Strom im Lagrangepunkt L₁ zuordnen. Allerdings tritt bei RX J1940.1–1025 das Problem auf, dass die Phase der schmalen Linienkomponente der Phase der breiten Linienkomponente vorausgeht (Abb. 6.2). Normalerweise erwartet man, dass die schmale Komponente der breiten Komponente nachfolgen würde. Von Patterson et al. (1995) wird jedoch dargelegt, dass diese Verschiebung durchaus erklärlich ist, wenn die schmale Komponente nicht direkt vom Sekundärstern, sondern aus der Startregion des Akkretionsstrahls stammt.

Dips

Im folgenden soll die kürzere Periode von ≈ 12116 sec mit P_{dip} bezeichnet werden, da sie den Dip-artigen Einschnitten in der Lichtkurve und der Periode der Radialgeschwindigkeiten entspricht. Wie schon angedeutet kann diese Periode mit der Bahnperiode P_{orb} assoziiert werden.

Unklar ist allerdings die Ursache der Dips¹. Entweder ist die Inklination so groß, dass der Sekundärstern die Akkretionsregion verdecken kann (dies wäre eine echte Eklipse), oder der Akkretionsstrahl absorbiert die Strahlung der Akkretionsregion. In den optischen Beobachtungen von [Watson et al. \(1995\)](#) wird dargelegt, dass die Dips mit Sekundärstern-Eklipsen unverträglich sind, da die Ingress/Egressdauer zu groß sei und eine Akkretionsregion größer als das angenommene Primärobjekt erfordere. Zudem zeigen Röntgenbeobachtungen mit dem Ginga-Satelliten, dass auch im Dip-Minimum ein Röntgenfluss noch vorhanden sei.

Ein weiteres Indiz gegen die Sekundärstern-Eklipse ist die abgeleitete Inklination aus UV-Messungen von weniger als 60° ([Friedrich et al., 1996b](#)), die mit einer Inklination von mindestens 73° für eine Sekundärsterneklipse unverträglich ist ([Geckeler, 1998](#), Kap. 6.3). Daher könnte auch von einer Absorption als Dip-Ursache ausgegangen werden. Diese Gründe sind mit neueren Beobachtungen weitgehend entkräftet worden, insbesondere zeigte sich in RXTE- und Beppo-SAX-Beobachtungen, dass der Röntgenfluss in den Dips gegen Null geht ([Mukai et al., 2003](#)) und damit das gewichtigste Argument der Absorption von [Watson et al. \(1995\)](#) zusammenfällt. Zudem legen verschiedene Beobachtungen eine Inklination von mehr als $\approx 73^\circ$ nahe, so dass in diesem Fall eine Eklipse durch den Sekundärstern stattfinden muss ([Staubert et al., 2003](#); [Mukai et al., 2003](#)).

Von [Patterson et al. \(1995\)](#) wurde das Profil der Dip-Periode im Rahmen einer langen optischen Kampagne genauer untersucht. Es zeigt sich, dass neben dem scharfen Dip-Muster noch eine breite, sinusförmige Variation. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass das sinusförmige Dip-Profil ein Artefakt der 12150sec-Periode ist. Es zeigt sich, dass die Dipperiode sehr konstant ist. Seit der Entdeckung wurde diese Periode oft vermessen, und es konnte keine Ab- oder Zunahme gefunden werden ([Staubert et al., 2003](#); [Mukai et al., 2003](#)).

Im Röntgenbereich wurden in einer größeren RXTE-Kampagne die Dips regelmäßig über einen Zeitraum von 96 Tagen hinweg beobachtet ([Mukai et al., 2000, 2003](#)). Es zeigte sich, dass die Dips wegen des geringen Flusses zwar schwierig nachzuweisen sind, aber die Übergänge meist gut zu erkennen sind und mit sehr genauen Zeitmarkierungen versehen werden können. Aus der Ingress/Egress-Zeit konnte die Größe der Akkretionsregion mit etwa $0.13R_{\text{wd}} \times 0.19R_{\text{wd}}$ abgeschätzt werden. Sie ist damit wesentlich größer als bisher bei Polaren beobachtet. Zudem zeigen die Ingress/Egress-Zeiten leichte Verschiebungen von ≈ 2 sec, was

¹Deshalb werden Dips nicht einfach als Eklipsen bezeichnet

eine Bewegung der Akkretionsregion nahelegt.

Tröge

Die trogartigen Strukturen, die im Profil einer mit 12150 sec gefalteten Lichtkurve sichtbar werden, haben eine weit weniger markante Form als die Dips, können aber dennoch sowohl im Röntgenbereich als auch im Optischen nachgewiesen werden. Da sie generell mit der Eigendrehung des Primärobjektes in Verbindung gebracht werden, eignen sie sich gut, um Rückschlüsse auf die Akkretionsgeometrie zu bekommen. Insbesondere ergeben sich aus Verschiebungen während einer Beatperiode Hinweise auf die Magnetfeldkonfiguration. Dies wurde von [Geckeler \(1998\)](#) und [Staubert et al. \(2003\)](#) ausgenutzt, wobei angenommen wurde, dass diese Verschiebung von dem vom Magnetpol abweichenden Schnittpunkt der Feldlinien mit der Oberfläche des weißen Zwergs herrühren.

Die Ursache der Tröge ist spekulativ. Von [Geckeler \(1998\)](#) wurde angenommen, dass diese durch die von [Watson et al. \(1995\)](#) für Dips angenommene Absorption des Akkretionsstrahls entstehen. Man sollte zudem auch die Orientierung der Akkretionsregion zum Betrachter sowie die Selbstverdeckung der Akkretionsregion durch den Primärstern berücksichtigen, da eine nichtisotrope Abstrahlung ebenfalls periodische Helligkeitsvariationen erzeugt. In [Kap. 10](#) wird versucht, die Herkunft der Tröge im Rahmen eines solchen Modells zu klären.

6.1.2 Systemparameter

In [Tab. 6.1](#) sind die wichtigsten Parameter von RX J1940.1–1025 zusammengefasst. Diese sind, wie schon dargestellt, von der Interpretation der Daten und des Modells abhängig und entsprechend vorsichtig zu betrachten. Sie dienen daher als Basis für weiteren Untersuchungen und werden insbesondere im Simulationsmodell in [Kap. 10](#) für eine stringente Analyse benötigt.

Tabelle 6.1: Systemparameter von RX J1940.1–1025

Parameter	Wert	Referenz
Bahnephemeriden Bahnperiode P_{orb} / Nullpunkt $E_{0,\text{dip}}$	0.1402345(1)d/ 49199.1931(3) 0.140234740(26) d = 12116.2814(22) sec / 49604.05408(92)	(Patterson et al., 1995) (Geckeler, 1998)
Entfernung	230 pc 200 pc	(Watson et al., 1995) (Schmidt & Stockman, 2001)
Inklination	78° < 60° 75°	(Watson et al., 1995) (Bedeckung: Akkretions- strom) (Friedrich et al., 1996b) (Geckeler, 1998) (Bedeckung: Sekundär- stern)
Synchronisationszeit- skala τ_{sync}	153 ± 100 y 120 ± 15 y	(Staubert et al., 2003) (Mukai et al., 2003)
Massenverhältnis	0.3	(Watson et al., 1995)
Primärstern	Weißer Zwerg	
Masse M_{WD}	≈ 0.6 M_{\odot}	(Staubert et al., 2003)
Radius R_{WD}	8700 km	(Geckeler, 1998) (für $M_{\text{wd}} = 0.6M_{\odot}$)
Spinephemeriden Periode P_{spin} Nullpunkt $E_{0,\text{trough}}$ Periodenänderung \dot{P}_{spin}	0.14062688(90) d =12150.162(77) sec 49637.828469(98) MJD $5.5(2.8) \times 10^{-9}$ d/d	(Staubert et al., 2003)
Kolatitute β	89.1°	(Geckeler, 1998; Stau- bert et al., 2003) (opt+X-Ray)

— Fortsetzung Tab. 6.1 der Parameter von RX J1940.1–1025—		
Parameter	Wert	Referenz
Magnetosphärenradius R_t	$11.2 \pm 5 R_{\text{wd}}$	(Geckeler, 1998)
Sekundärstern	M4	(Watson et al., 1995)
Temperatur T_{sec}	≈ 3500 K (aus Spektralklasse)	(Lamla, 1965)
Masse M_{sec}	$0.31 M_{\odot}$ $0.27 \pm 0.06 M_{\odot}$	(Friedrich et al., 1996b) (Geckeler, 1998)
Radius R_{sec}^2	$0.36 R_{\odot}$	(Friedrich et al., 1996b)

²Für diesen Radius R_{wd} wird eine Masse von $M_{\text{wd}} = 0.6 M_{\odot}$ angenommen.

Kapitel 7

Das neue Datenmaterial

*Wunderbare Nacht! Ich wage
Kaum die Dinge zu erzählen,
Die ich sah.*

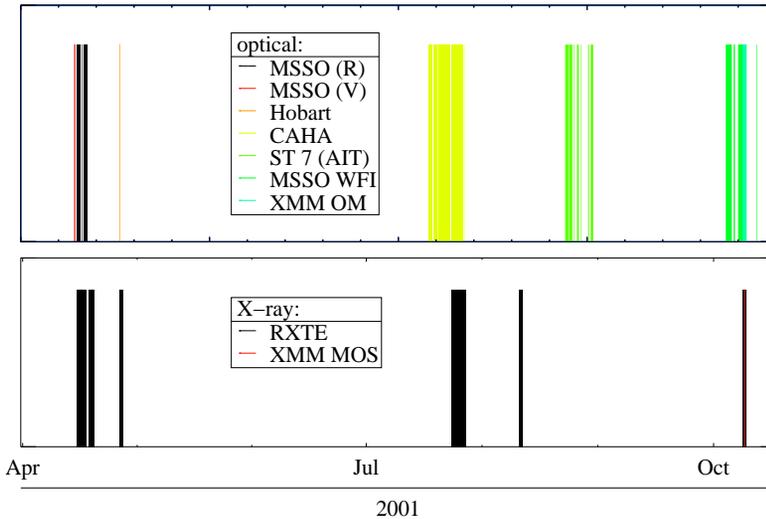
H. Heine, Atta Troll

Über das Jahr 2001 wurden von RX J1940.1–1025 mehrere Beobachtungen sowohl im optischen als auch im Röntgenbereich durchgeführt. Die vorliegende Arbeit setzt sich zum Ziel, diese auszuwerten und mit ihnen die Systemparameter von RX J1940.1–1025 einzugrenzen. Für die optischen Beobachtungen wurden mehrere Teleskope verschiedener Größe verwendet, die unabhängig voneinander arbeiteten. Teilweise wurde versucht, die Beobachtung mit einer im Röntgenbereich zu synchronisieren. Die optischen Beobachtungen, die sich über das Jahr 2001 erstrecken, sind in Tab. 7.1 aufgeführt. Die Beobachtungen von RX J1940.1–1025 mit RXTE, die über die Jahre 2001/2002 verteilt sind, fasst Tab. 7.2 zusammen.

7.1 Beobachtungen mit XMM–Newton

RX J1940.1–1025 wurde im Oktober 2001 mit XMM–Newton beobachtet (Tab. 7.3). Zusätzlich zu den MOS-Kameras sollte die PN-Kamera im Small-Windows-Mode verwendet werden. Allerdings gab es zu dem Zeitpunkt der Beobachtung eine Störung in der PN-Kamera, so dass diese ausgeschaltet wurde. Damit fehlt ein wesentlicher Teil der Beobachtung, da der MOS-Timing Mode nur den halben Fluss und auch nicht die volle Ortsauflösung zur Verfügung stellen kann. Eine Auswertung dieses Modes war außerdem lange Zeit nur eingeschränkt möglich,

Abbildung 7.1: Überblick über Beobachtungszeiten 2001.



da es keine angepaßten Response-Dateien gab, so dass beispielsweise die hier vorgestellte Eisenlinie nicht sichtbar war.

7.2 Auswertung und Konvertierung

Im folgenden soll beschrieben werden, wie die vorliegenden Daten für eine Analyse des Zeitverhaltens von RX J1940.1–1025 aufbereitet wurden. Da die Daten aus sehr unterschiedlichen Quellen stammen, wurden aus ihnen als erstes Lichtkurven erstellt, die eine gemeinsame Zeitbasis verwenden. Die fertigen Lichtkurven wurden dann in gleichartige FITS-Dateien konvertiert.

7.2.1 Auswertung von optischen Daten

Die optischen Daten vom MSSO, Calar Alto und dem ST7-AIT-Teleskop wurden mit einer hausinternen Software namens TRIPP (Time Resolved Image Photometry Package) extrahiert (Schuh et al., 2003), die im Wesentlichen eine Erweiterung der IDL-Routinen von R.Geckeler (Geckeler,

Tabelle 7.1: Optische Beobachtungen von RX J1940.1–1025 2001. Mit t_{exp} ist die mittlere Belichtungszeit aufgeführt. Die Bezeichner werden im folgenden als Referenz benutzt.

Datum	Instrument/ Observer	Start-Stop [MJD]	t_{exp} [sec]	Bezeichner
14.4.2001 – 17.4.2001	MSSO 40'' Wilms	52013.683– 52016.824	$\approx 50\text{sec}$	MSSO (1)
26.4.2001 – 26.4.2001	1m Telescope, Hobart Warren, Greenhill	52025.659– 52025.803	60sec	HOBART
17.7.2001 – 26.7.2001	1.23m Teles- cope, CAHA Göhler, Schuh	52107.875– 52117.019	20sec	CAHA
4.10.2001 – 12.10.2001	MSSO 40'', WFI Wilms	52186.482– 52194.524	$\approx 10\text{sec}$	MSSO (2)
22.8.2001 – 29.8.2001	AIT ST7-E Nagel	52143.886– 52150.975	45sec	AIT

1998, Kapitel 2.1) darstellt.

Mit TRIPP kann eine größere Anzahl von CCD-Aufnahmen halbautomatisch zu einer relativen Lichtkurve reduziert werden. Dazu werden zunächst gemittelte Dark- bzw. Zero-Aufnahmen und Flatfield-Aufnahmen abgezogen. Weiter lässt sich dann sowohl über Kreuzkorrelation als auch durch Anfitten einer Gaußfunktion an die Quelle die relative Position des Objektes bestimmen. Nachdem interaktiv eine Hintergrundmaske festgelegt worden ist, kann der Fluss der gewünschten Quelle wie auch der Referenzsterne mittels Aperturphotometrie in verschiedenen Extraktionsradien ermittelt werden. Man wählt dann die Extraktion aus, deren Aperturradius den geringsten Fehler ergibt, da zu große Radien das Hintergrundrauschen erhöhen und zu kleine das Signal verringern.

Schließlich wird aus den einzelnen Datenpunkten, die die (relative) Flussinformation und eine Zeitmarke enthalten, zu einer endgültige Lichtkurve zusammengesetzt. Die technische Schwierigkeit liegt in der genauen Bestimmung der Zeitmarken, da die CCD-Daten in der Regel zwar im FITS-Format vorliegen, sich aber noch kein allgemeiner Stan-

Tabelle 7.2: Beobachtungen mit RXTE. Die Bezeichner referieren Datensätze, die in dieser Arbeit zusammengefasst wurden (Kap. 10).

Datum	Observation ID/ Run/Observation	Start–Stop [MJD]	Bezeichner
15.4.2001 – 19.4.2001	P60007 Run 1, obs 00 – 10	52014.832 – 52018.636	RXTE (1)
23.7.2001 – 26.7.2001	P60007 Run 2, obs 10 – 18; Run 5, obs 01, G00	52114.059 – 52116.977	RXTE (2)
8.10.2001 – 9.10.2001	P60007 Run 3, obs 00 – 02	52190.988 – 52191.355	RXTE (3)
25.5.2002 – 20.5.2002	P60007 Run 6, obs 00	52414.695 – 52414.731	RXTE (4)
8.7.2002 – 9.7.2002	P60007 Run 6, obs 01; Run 7, obs 00	52463.458 – 52464.733	RXTE (5)

dard zur Angabe von Zeitinformation ergeben hat. Deshalb muss je nach Beobachtungsinstrument eine eigene Zeitextraktionsroutine verwendet werden. In einem Fall, nämlich der Beobachtung von RX J1940.1–1025 mit dem MSSO-Teleskop, waren die Zeitangaben sogar so unzuverlässig, dass sie mit einer aufwändigen manuellen Fehlerkorrektur behandelt werden mussten.

Der Fehler des Flusses kann in TRIPP durch die Analyse der Standardabweichung von Flüssen der Referenzsterne bestimmt werden. Dieses Verfahren arbeitet zufriedenstellend, sofern darauf geachtet wird, dass nur korrekt extrahierte Datenpunkte verwendet werden, und dass mehrere Referenzsterne benutzt werden. Auf eine Fehlerbestimmung des Flusses mittels statistischer Analyse der Zählraten (Anwendung von Poisson-Statistik mit geeigneter Abschätzungen für das Detektorrauschens, vgl. [Naylor, 1998](#)) wurde verzichtet, da die Fehler aus atmosphärischen Störungen in der Regel sehr viel größer sind und auch die Konversion von Meßwerten in Zählraten mit großen systematischen Unsicherheiten behaftet ist. Eine Beschreibung von TRIPP findet sich bei [Schuh et al. \(2003\)](#). Die relativen Flüsse wurden nicht, wie sonst üblich, in Magnituden umgerechnet, um ein mit den Röntgenbeobachtungen vergleichbares Bild zu ergeben.

Tabelle 7.3: Beobachtungen mit XMM (PI: Turner/Staubert), Revolution 336, Proposal-ID 0112790101

Datum	Instrument/ Mode	Start-Stop [MJD]	Bezeichner
9.10.2001	XMM-OM Fast mode, Filter: UVW1	52191.035 – 52191.332	OM
9.10.2001	XMM-MOS 1+2 Timing (uncom- pressed)	52191.035 – 52191.332	MOS1/MOS2

7.2.2 Die Referenzsterne

Bei der Extraktion, sofern sie mit TRIPP durchgeführt wurde, wurde versucht, die jeweils gleichen Referenzsterne zu verwenden. In Abb. 7.2 sind diese dargestellt. Die direkt RX J1940.1–1025 benachbarte Quelle eignet sich nicht als Referenzstern, da dieses Objekt keine zuverlässig konstante Helligkeit besitzt.

7.2.3 Auswerten von RXTE-Daten

Von RXTE wurden nur die PCA-Daten ausgewertet, da sich herausgestellt hatte, dass die HEXTE-Daten kein verwertbares Signal lieferten. Für die Auswertung wurde die bereits erwähnte Standard-Prozedur vorgenommen, wobei das Hintergrundmodell *faint* benutzt wurde. PCU 0 wurde nicht ausgewertet, da dieser zum Zeitpunkt der Beobachtung keinen sinnvollen Beitrag mehr leisten konnte; ebenso wurde nur der Top-Layer der Detektoren benutzt, da dadurch der Signalabstand für die vorwiegend niederenergetischen Röntgenphotonen verbessert werden kann.

Mukai et al. (2003) versuchte, von den RXTE-Daten den Einfluss der benachbarten Seyfert-Galaxie NGC 8614 durch verschiedene Pointierungen abzuziehen. In dieser Arbeit wurde eine Pointierung mit einer Position von $\alpha = 19^{\text{h}} 38^{\text{m}} 33^{\text{s}}.12$, $\delta = -10^{\circ} 29' 27''.6$ (2000) benutzt, die RX J1940.1–1025 Off-Axis setzt, so dass der Winkelabstand von NGC 6814 zur Beobachtungsrichtung 1.04° beträgt (Abb. 7.3). Bei diesem Winkel sinkt der Einfluss von NGC 6814 auf $\approx 15\%$ (vgl. Abb. 2.1). Auch für RX J1940.1–1025 nimmt die Kollimator-Charakteristik ab.

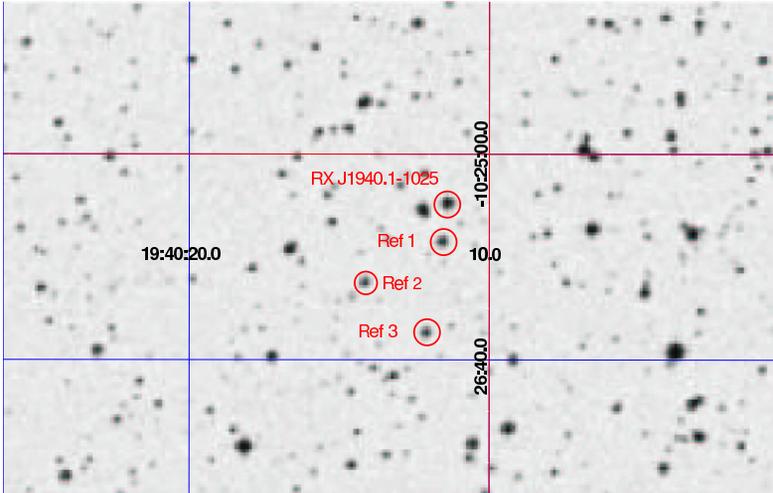


Abbildung 7.2: Darstellung der benutzten Referenzsterne.

Bei einem Winkelabstand von $24' 48''$ beträgt sie $\approx 64\%$.

Da der Schwerpunkt dieser Beobachtung auf dem Zeitverhalten relativer Flüsse lag, muss keine weitere Reduktion vorgenommen werden, sofern NGC 6814 in den untersuchten Zeitskalen als konstant angenommen wird. Bei der spektralen Analyse musste der Einfluss von NGC 6814 berücksichtigt und eliminiert werden (Kap. 8).

7.2.4 Auswerten von XMM-Daten

Die Auswertung der MOS-Daten folgte im Wesentlichen den bereits in Kapitel 2.1.3 beschriebenen Schritten. Allerdings muss im Timing-Mode die Quell- und Hintergrundselektion auf der 1-dimensionalen Projektion des Bildes in Form eines Histogrammes vorgenommen werden, wie es im Rahmen der spektralen Auswertung in Abb. 8.1 dargestellt ist. Für die Auswertung der OM-Daten gab es einige Schwierigkeiten, da die Extraktion des Fast-Modus lange nicht von der SAS unterstützt wurde, so dass auf Pipeline-Produkte zurückgegriffen werden musste. Für die weitere Untersuchung wurden aus den Event-Listen Spektren und Lichtkurven extrahiert. Die Ergebnisse der spektralen Untersuchung des Röntgenbereichs werden im nächsten Kapitel vorgestellt. Die Auswer-

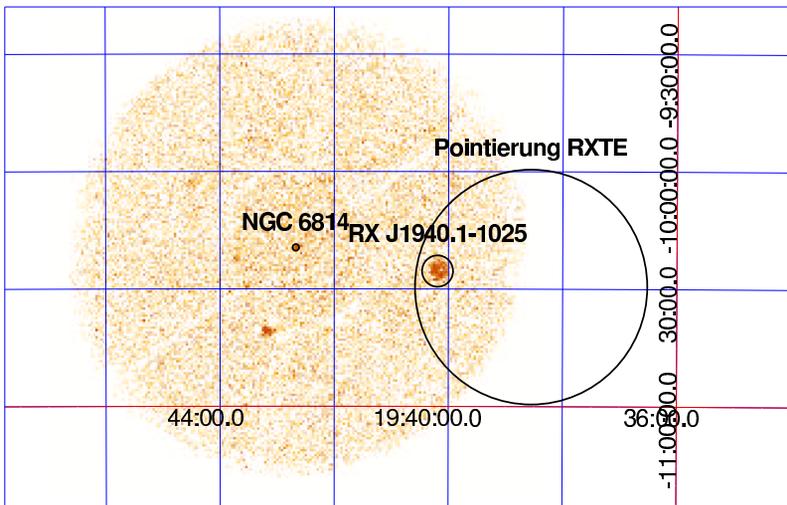


Abbildung 7.3: Position von NGC 6814, RX J1940.1–1025 und die für RXTE benutzte Pointierung mit einem FWHM von 1° . Im Hintergrund eine ROSAT-Beobachtung.

zung der Lichtkurven soll in einem größeren Zusammenhang in Kapitel 9 erfolgen.

7.2.5 Konvertierungen

Für die Lichtkurven wurden alle Daten in ein einheitliches Zeitsystem konvertiert:

- Alle Zeitpunkte wurden in das Baryzentrum der Sonne transformiert. Dafür ist neben der genauen Objektposition auch die Kenntnis der Beobachterposition und seiner Geschwindigkeit notwendig. Für Satellitenbeobachtung liegt diese im allgemeinen in Form einer Orbit-Datei vor (vgl. 4). Den optischen, erdgebundenen Beobachtungen fehlt diese Information. Es genügt im Rahmen dieser Arbeit, als Beobachtungsreferenzpunkt den Erdmittelpunkt zu verwenden, da die Abweichungen im Millisekundenbereich liegen. Für diese Transformation der optischen Zeitpunkte

wurde gemäß [Seidelmann \(1992\)](#), [Lindgren & Dravins \(2003\)](#) und [Markwardt \(2001\)](#) in IDL eine Routine entwickelt (`barycen`), welche die notwendige Konvertierung mit einer Genauigkeit von bis zu $\approx 1\mu\text{sec}$ durchführt.

- Alle Zeitpunkte sind in modifiziertem Julianischem Datum (MJD) bezüglich der baryzentrumskorrigierten dynamischen Zeit (TDB — Barycenter Dynamical Time) angegeben (vgl. [Seidelmann, 1992](#)). Dies wird im folgenden mit *BMJD* (baryzentrumskorrigiertes modifiziertes julianisches Datum) referenziert.
- Um Rundungsfehler zu vermeiden und um die Darstellung zu erleichtern, wird ein konstanter Wert von 50 000 abgezogen.

Kapitel 8

Das Röntgenspektrum von RX J1940.1–1025

Wir betrachten nicht nur die Dinge von verschiedenen Seiten, sondern auch mit verschiedenen Augen: wir hüten uns, sie gleich zu finden.

B. Pascal

Seit der Entdeckung von RX J1940.1–1025 und seiner periodischen Variation im Röntgenbereich ist das Röntgenspektrum mehrfach untersucht worden. Die Analyse ist jedoch durch die nahegelegene Seyfert-Galaxie NGC 6814 beeinträchtigt, da die bisherigen Röntgenteleskope die beiden Objekte nicht gut trennen konnten. Wie beschrieben, müssen etwa für RXTE besondere Vorkehrungen bei der Pointierung getroffen werden, damit der störende Einfluss von NGC 6814 möglichst unterdrückt wird.

Für XMM stellt die Trennung der rund 37' auseinanderliegenden Objekte keine besondere Herausforderung dar, so dass die Auswertung mit den beschriebenen Standardmethoden vorgenommen werden kann. Allerdings muss sichergestellt werden, dass der Rollwinkel so gewählt wird, dass die im Timing-Mode betriebenen MOS-Kameras trotz der fehlenden Y -Koordinate beide Objekte gut trennen können. Bei der im Oktober 2001 vorgenommenen Untersuchung ist dies der Fall. Leider war die PN-Kamera zu dieser Zeit wegen eines Fehlverhaltens ausgeschaltet; sie hätte wesentlich zu den spektralen Ergebnissen beitragen können. Die Reflektionsgitterspektrometer RGS lieferten einen zu schwachen Fluss, um eine sinnvolle Analyse dieser Daten zu erlauben. Für die Analyse wurde für die MOS-Kameras ein Quellbereich für die

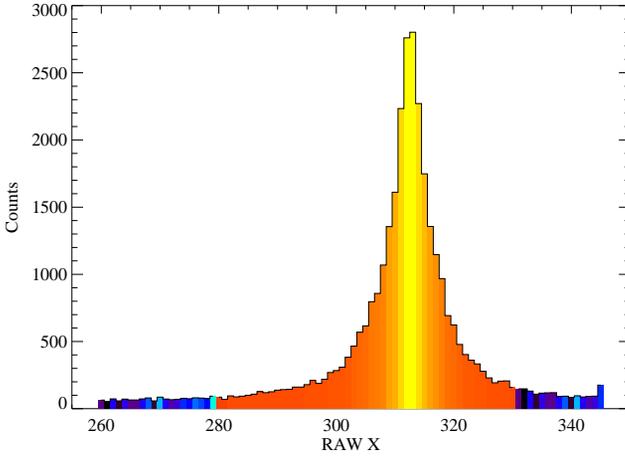


Abbildung 8.1: Quell (hell)- und Hintergrundbereiche (dunkel) für die MOS-Kameras im Timing-Mode.

X -Komponente ausgeschnitten, der den größten Teil der PSF abdeckt. Die Hintergrundbestimmung basierte auf den äußeren Teilen der X -Komponente (Abb. 8.1).

8.1 Spektrale Komponenten bei XMM

Für das Röntgenspektrum von RX J1940.1–1025 wurden mit ROSAT (Madejski et al., 1993; Staubert et al., 1994) zwei Komponenten gefunden: eine Schwarzkörperkomponente mit einer Temperatur von $kT_{\text{bb}} = 67 \text{ eV}$ und eine relativ harte Potenzgesetzkomponente mit $\Gamma = 1.1$. Kürzlich fand sich im Rahmen einer längeren Beobachtung mit RX-TE (Mukai et al., 2003) noch eine schwache $K\alpha$ Eisenlinie. Diese Werte wurden als Basis für die spektrale Untersuchung benutzt. Versuche, ein ebenfalls beschriebenes Schwarzkörperspektrum mit einer Bremsstrahlungskomponente zu fitten, gaben unbefriedigende Ergebnisse.

Für die Untersuchung wurde die Kanäle so zusammengefasst, dass ein Datenpunkt mindestens 50 Photonen enthält. Die Daten beider MOS-Kameras wurden gemeinsam gefittet; für den Timing-Mode wurden gemäß der Empfehlung von Kirsch (2003) nur Einzelereignisse be-

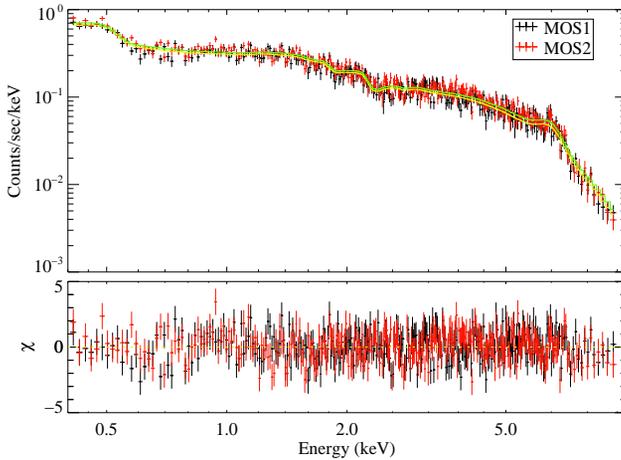


Abbildung 8.2: Röntgenspektrum von RX J1940.1–1025 aus der XMM-Beobachtung, mit einem angepassten Schwarzkörper/Potenzgesetzmodell.

nutzt.

Das Fit-Ergebnis ist mit früheren Beobachtungen verträglich: mit dem im folgenden benutzten 90 %-Konfidenzintervall hatte das Schwarzkörperspektrum eine Temperatur von $kT = 92(5)$ eV, und das Potenzgesetz einen Photonenindex von $\Gamma = 0.72(3)$. Die Bestimmung der galaktischen Absorption N_{H} wies einige Schwierigkeiten auf, da diese sehr gering und der Fehler von N_{H} entsprechend groß ist. Daher wurde im folgenden N_{H} festgehalten. Neben dem Kontinuum des Spektrums zeigt sich deutlich eine Eisenlinie bei $E = 6.5(1)$ keV mit einer Äquivalentbreite von ≈ 0.5 keV. Das gefittete Spektrum ist für beide MOS-Kameras in Abb. 8.2 wiedergegeben.

8.2 Spektrale Untersuchung mit RXTE

Die Spektren der einzelnen RXTE-Beobachtungen wurden zusammengefasst und ebenfalls analysiert. RX J1940.1–1025 ist, wie beschrieben, für RXTE etwas problematisch, da dieses Instrument mit einer Winkelauflösung von $\approx 1^\circ$ den Einfluss von NGC 6814 nicht vollständig elimi-

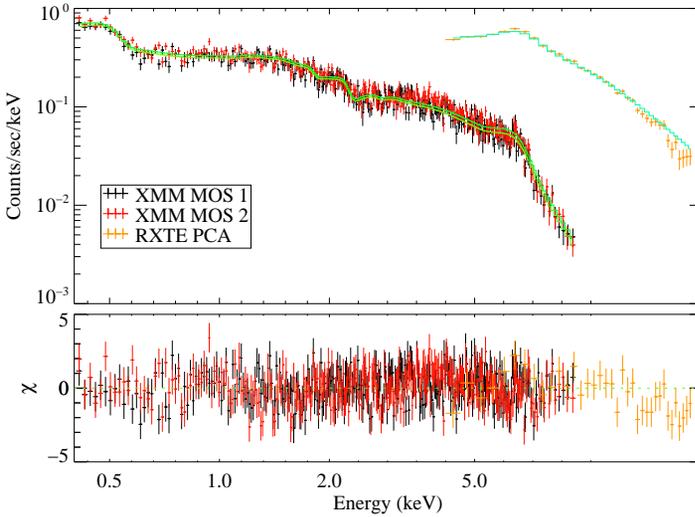


Abbildung 8.3: Gemeinsam gefittetes Spektrum von XMM und RXTE.

nieren kann (vergleiche auch die Schwierigkeiten einer anderen RXTE-Kampagne für RX J1940.1–1025, [Mukai et al., 2003](#)). Bei der in dieser Beobachtung gewählten Pointierung mit einer Off-Axis-Plazierung sinkt der Störfluss von NGC 6814 auf $\approx 20\%$ (Abb. 7.3), so dass eine Auswertung des RXTE-Spektrums im höheren Energiebereich zusätzliche Information liefern konnte. Ein Fit aller RXTE-Daten ergibt einen Photonenindex von $\approx \Gamma = 0.89$ und ist damit deutlich über dem von XMM gemessenen Wert, was dem Einfluss von NGC 6814 zugeschrieben werden kann. Die Eisenlinie mit einer Äquivalentbreite von ≈ 1.2 keV ist in diesem Spektrum ebenfalls klar erkennbar.

Um nun den Einfluss von NGC 6814 zu bestimmen und sinnvolle spektrale Ergebnisse zu erhalten, wurden die RXTE und XMM-Daten gemeinsam gefittet, wobei für RXTE *zwei* Potenzgesetze verwendet wurden. Dabei repräsentierte die zweite Potenzgesetzkomponente den Einfluss von NGC 6814. Das Binning wurde so gesetzt, dass alle Datenpunkte wenigstens 25 Ereignisse enthielten.

Die Anpassung eines Modells mit einem Schwarzkörper- und Potenzgesetzspektrum und einer $K\alpha$ -Eisenlinie ergab mit früheren Beobachtungen und der getrennt gefitteten XMM-Beobachtung konsistente Ergebnisse: eine sehr geringe galaktische Absorption von $N_{\text{H}} = 1.9 \times$

10^{20} cm^{-2} , eine Schwarzkörpertemperatur von $86(4) \text{ eV}$ und einem gemeinsamen Photonenindex von $\Gamma = 0.81(14)$ (siehe Abb. 8.3). Das für die Hintergrundmodellierung benutzte Potenzgesetz erbrachte einen Photonenindex von $\Gamma = 1.9(6)$, was gut zu den bisherigen Beobachtungen von NGC 6814 passt (Mukai et al., 2003). Die Eisenlinie ergab eine Äquivalentbreite von $\approx 988 \text{ eV}$ und ist damit groß, aber nicht untypisch für kataklysmische Variablen. Es zeigte sich, dass die Normierungskonstante für RXTE bei 0.73 lag. Gemäß den Betrachtungen aus Kapitel 7.2.3 ist dieser Effekt mit der Vignettierung der Off-Axis-Pointierung von RX J1940.1–1025 verträglich.

Wenn alle Komponenten von RX J1940.1–1025 eliminiert werden, kann indirekt der Fluss von NGC 6814 über das zweite Potenzgesetz abgeschätzt werden, der bei etwa $2.5 \times 10^{-12} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (2-10 keV) liegt. Berücksichtigt man noch die bereits beschriebene Vignettierung, so beträgt der Fluss $\approx 1.25 \times 10^{-11} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, was zwar über dem typischen Fluss von $\approx 5 \times 10^{-12} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ liegt (Mukai et al., 2000), aber dennoch mit früheren Ergebnissen verträglich ist.

Aus der XMM-Beobachtung ergab sich für RX J1940.1–1025 ein Fluss von $\approx 1.5 \times 10^{-11} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (2-10 keV), der damit in der gleichen Größenordnung wie NGC 6814 liegt. Daraus folgt unter anderem, dass eine gute Diskriminierung von RX J1940.1–1025 und NGC 6814 unerlässlich ist. Die spektralen Fitergebnisse von XMM und die Kombination von XMM und RXTE sind in Tab. 8.1 aufgeführt.

8.3 Phasenaufgelöste Spektren

Die phasenaufgelöste Spektroskopie erfolgte nach dem gleichen Verfahren wie für 1E 1048.1–5937, wobei die Daten in zehn einzelne Phasenabschnitte aufgeteilt werden konnten. Als Periode wurde die Bahnperiode $P_{\text{orb}} = 12116.28723 \text{ sec}$ und als Nullpunkt wurde MJD 50 000 verwendet, der bezüglich der in Kap. 9 bestimmten Dip-Ephemeride (Tab. 9.3, alle optischen Daten) eine Phase von $\phi_{\text{dip}} = 0.52$ besitzt und damit fast genau in der Mitte des Profils liegt. Die Binbreite wurde so angepasst, dass in etwa gleichviel Ereignisse in jeden Bin fielen; das bedeutet, dass die Trog/Dip-Bins sehr breit sind. An jeden Phasenbin wurde ein spektrales Modell mit Schwarzkörper- und Potenzgesetzkomponente angefitet. In Abb. 8.4 sind die benutzten Phasenbins und die Ergebnisse dargestellt. Es zeigt sich, dass die drei in einer Periode sichtbaren Helligkeitseinbrüche unterschiedliche Qualitäten haben.

Tabelle 8.1: Zusammenfassung der spektralen Parameter von RX J1940.1–1025 und NGC 6814. Aufgeführt ist die Wasserstoffsäulendichte N_{H} in 10^{22} Teilchen/cm², die Schwarzkörpertemperatur T_{bb} in keV und deren Anteil N_{bb} für einen Schwarzkörper mit gegebenem Radius in 10^4 km bei 10pc Entfernung, der Photonenindex Γ und der Anteil N_{po} der Potenzgesetzkomponente in 10^{-4} Photonen/keV/cm²/s bei 1 keV. Ebenso ist die Energie der Eisenlinie $E_{\text{FeK}\alpha}$ in keV und deren Breite $\sigma_{\text{FeK}\alpha}$ in keV sowie der gesamte Linienanteil $N_{\text{FeK}\alpha}$ in 10^{-4} Photonen/cm²/s wiedergegeben. Die Anpassungskonstante für MOS2 (S_{MOS2}) und RXTE (S_{RXTE}) zeigen eine verträgliche Abweichung bezüglich einem erwarteten Faktor von eins.

		RX J1940.1–1025		NGC6814
		XMM	XMM und RXTE	XMM und RXTE
N_{H}	(10^{22} cm ⁻²)	0.00(9)	1.9(2.9)	1.9(2.9)
kT_{bb}	(eV)	92(5)	86.08(4)	–
N_{bb}	10^4 km	2.9(1)	5.3(2)	–
Γ		0.72(3)	0.81(1)	1.9(6)
N_{po}		7.9(2)	8.6(3)	8.9(8.5)
$E_{\text{FeK}\alpha}$	(keV)	6.5(1)	6.46(6)	–
$\sigma_{\text{FeK}\alpha}$	(keV)	0.4(1)	0.59(8)	–
$N_{\text{FeK}\alpha}$		1.0(2)	1.9(2)	–
S_{MOS2}		1.05(2)	1.05(2)	1.05(2)
S_{RXTE}		–	0.74(6)	0.74(6)
χ^2/DOF		689/603	784/673	784/673

Der erste Einbruch (bei einer Phase $\phi_1 \approx 0.2$), der gut mit einem Trog assoziiert werden kann, ändert kaum die Schwarzkörpertemperatur. Das leichte Absinken der Norm der Schwarzkörperkomponente (Schwarzkörperradius) muss mit der steigenden Flanke der Lichtkurve und nicht mit der trogartigen Struktur bei Phase 0.3 assoziiert werden. Vielmehr wird die Potenzgesetzkomponente deutlich härter, was für eine Absorption niederenergetischer Röntgenstrahlung spricht.

Der zweite Einbruch (bei einer Phase $\phi_2 \approx 0.6$) zeigt dagegen ein klares Absinken der Schwarzkörperkomponente, wohingegen das Potenzgesetz weitgehend unverändert ist. Das leichte Ansteigen kann gut mit einem Einfluss der Schwarzkörperkomponente beschrieben werden. Dies passt gut zu der nahezu totalen Absorption innerhalb des Dips, der al-

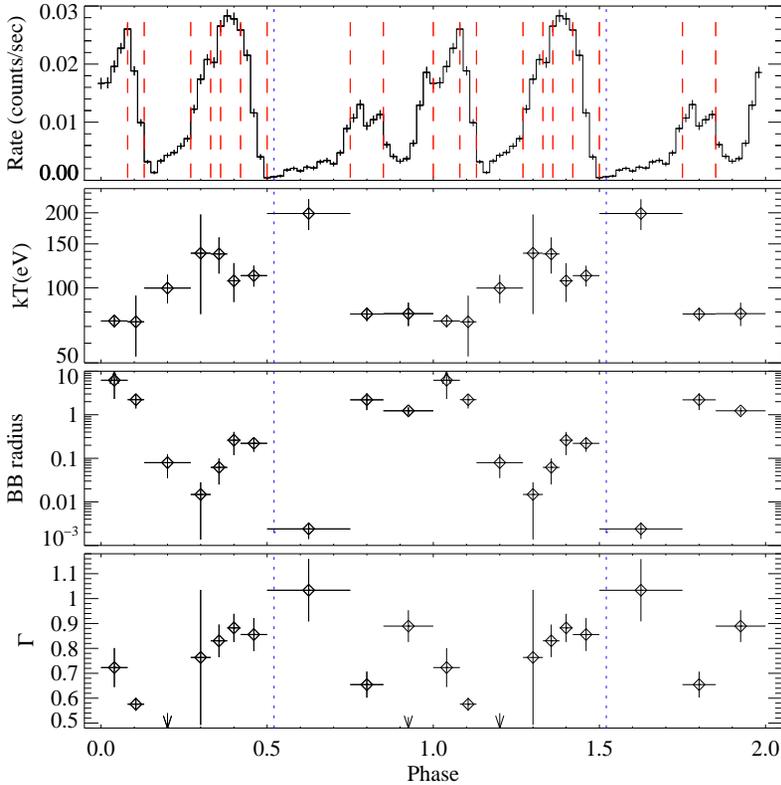


Abbildung 8.4: Phasenaufgelöste Spektroskopie von RX J1940.1–1025. Im obersten Plot sind die verwendeten Phasenbins eingezeichnet; darunter die Variation der Schwarzkörpertemperatur kT in eV, die Normierung des Schwarzkörperspektrums für sphärische Abstrahlung mit einem Radius R in km bei einer Entfernung von 100 pc, und die Variation des Photonenindex Γ . Gestrichelt ist die Phase der Dips bei $\phi_{\text{dip}} = 0.52$ dargestellt.

lerdings mit einer Dauer von ≈ 1000 sec und 0.09% des Profils deutlich kürzer als der zugehörige Phasenbin mit einer Länge von $\approx 16.5\%$ bzw. ≈ 2000 sec ist. Daher ist die Präsenz der spektralen Komponenten in diesem Bin nicht notwendigerweise ein Hinweis dafür, dass der Rönt-

genfluss in der Eklipse nicht ganz verschwindet.

Der dritte Einbruch (bei einer Phase $\phi_3 \approx 0.9$) ist deutlich kürzer und flacher als die beiden vorigen, zeigt aber wenig spektrale Variation weder in der Temperatur der Schwarzkörperkomponente noch im Photonenindex der Potenzgesetzkomponente.

8.3.1 Variation der Eisenlinie

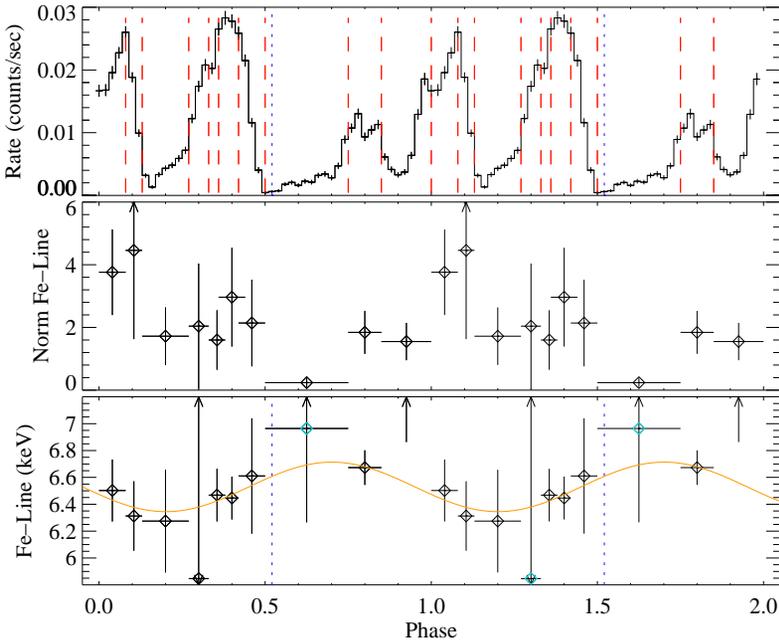


Abbildung 8.5: Phasenaufgelöste Spektroskopie der Fe-Linie von RX J1940.1–1025. Neben den verwendeten Phasenbins im obersten Plot ist die Variation der Norm der gefitteten Fe-Linie und die Position der Linie in keV dargestellt. An die Variation der Fe-Linienposition wurde eine Sinuskurve angefitet (durchgezogene Linie im untersten Plot).

Neben den beschriebenen spektralen Hauptkomponenten wurde die Variation der Eisenlinie untersucht. Die zehn Bins wurden wieder getrennt gefittet, wobei jeweils gleiche Startwerte für die Kontinuumskomponenten und eine gaußförmigen Eisenlinie bei 6.4 keV benutzt wur-

den. Als Ergebnis ist die Stärke (Norm) und Position der Eisenlinie in Abb. 8.5 wiedergegeben. Die Stärke der Eisenlinie folgt im Wesentlichen der Lichtkurve. Insbesondere sind die Helligkeitseinbrüche deutlich sichtbar. Für den mittleren Helligkeitseinbruch ($\phi_2 = 0.6$), die den Dip enthält, verschwindet die Eisenlinie im Rahmen der Fehlergrenzen vollständig, so dass dieser Phasenbin für folgende Untersuchungen eliminiert werden sollte.

Die Lage der Eisenlinie kann durch eine Dopplerverschiebung variieren. Man erhält für eine Eisenlinie bei $E_{K\alpha_1} = 6.403$ keV (Thompson et al., 2001) gemäß Lang (1974) bei einer Geschwindigkeit v eine Energieverschiebung von:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = z \approx \frac{v}{c} \quad (v \ll c) \quad (8.1)$$

Die Wellenlänge kann durch $\lambda = h/E$ ausgedrückt werden, so dass sich für kleine Variationen $\Delta\lambda/\lambda = \Delta E/E$ ergibt. Für die radiale Geschwindigkeit von ≈ 170 km s⁻¹ (vgl. Tab. 6.1), ergibt sich daraus eine spektrale Verschiebung von ≈ 3 eV. Diese Abweichung kann mit den MOS-Kameras spektral nicht aufgelöst werden (vgl. Kap. 2.1).

Dennoch legt Abb. 8.5 eine regelmäßige Linienvariation nahe, sofern der zum Dip gehörige Datenpunkt entfernt wird. Eine solche Variation kann auch durch eine Korrelation der Linie mit dem Kontinuum zustandekommen (beispielsweise ergibt sich bei ungünstiger Lage der Schwarzkörperkomponente und der Potenzgesetzkomponente ein Knick, welcher eine Linie verschieben kann). Es zeigte sich in einer Betrachtung des ungefalteten Spektrums, dass nur die Potenzgesetzkomponente einen Einfluss auf die Eisenlinie bei 6.4 keV haben kann. Weiter ergab sich aus einer Betrachtung der χ^2 -Kontur des Photonenindex gegen die Position der Eisenlinie, dass die Variation des Photonenindex keinen signifikanten Einfluss auf die Eisenlinie zu haben scheint. Das Freigeben der Linienposition ergab nicht für alle Bins ein besseres Fitergebnis. In der Hälfte aller Fälle ist das χ_{red}^2 für eine freie Linienposition geringfügig höher als für eine bei 6.403 keV festgehaltene Linie.

Durch einen Fit mit einer Sinuskurve ergab sich eine Phasenlage des Vorzeichenwechsels von $\phi_{\text{sinus}} = 0.55 \pm 0.07$, also gerade während des Dips ($\phi_{\text{dip}} = 0.52$). Die Auslenkung der Sinuskurve beträgt 0.184 ± 0.08 keV, die daraus gemäß Gl. (8.1) abgeleitete Geschwindigkeit entspricht 8614 km s⁻¹. Die Fitergebnisse sind jedoch bei $\chi_{\text{red}}^2 = 0.24$ nicht besonders zwingend und wären auch mit einer Gleichverteilung verträglich. Zudem kann die ermittelte radiale Geschwindigkeit nicht mit

der Bahnbewegung assoziiert werden, da sie erheblich größer ist. Eine Möglichkeit wäre, dass die Eisenlinie im Wesentlichen während der Akkretion abgestrahlt wird und dem Akkretionsstrom folgt. Allerdings passt dies nicht mit der Phasenlage zusammen, da man erwarten würde, dass wegen der ballistischen Kurve des Akkretionsstroms die Dopplerverschiebung zunächst negativ ist. In diesem Fall bewegt sich die Akkretion Betrachter weg. Nach dem Dip sollte die Sinuskurve um $\approx 180^\circ$ verschoben sein. Damit ist die Natur und Konfidenz der dargestellten Linienverschiebung weiterhin unklar.

8.3.2 Variation der Hardness-Ratio

Neben der phasenaufgelösten Spektroskopie kann eine eher allgemeine Analyse der Hardness-Ratio Aufschlüsse über mögliche Absorptionvorgänge bringen. Dazu wird das Profil oder auch die gesamtliche Lichtkurve verschiedener Energiebereiche jeweils miteinander verglichen. Die übliche Konvention der Hardness Ratio (HR) ist dabei die Angabe der Differenz zweier Energiebänder F_1 und F_2 , die bezüglich ihres Gesamtanteils normiert werden:

$$\text{HR} = \frac{F_2 - F_1}{F_2 + F_1} \quad (8.2)$$

Bleibt die Hardness Ratio zeitlich konstant, so kann bei Flussänderungen von einem energieunabhängigen Prozess ausgegangen werden, wie etwa der Flussverringerung durch Abschattung eines kompakten Objektes. Steigt die Härte an, so kann entweder eine energieabhängige Absorption der Photonen, oder von allgemein energetisch unterschiedlichen Prozessen ausgegangen werden.

In Abb. 8.6 ist dies für RX J1940.1–1025 in drei Energiebändern ($E_1 = 0.3\text{-}1.3\text{ keV}$, $E_2 = 1.3\text{-}2.5\text{ keV}$, $E_3 = 2.5\text{-}10\text{ keV}$) untersucht worden. Es zeigt sich, dass für beide Hardness-Ratios die größte Härte in der ersten trogartigen Struktur bei Phase $\phi_1 \approx 0.2$ liegt. Etwas weniger ausgeprägt ist eine ebenfalls ansteigende Härte bei Phase $\phi \approx 0.5$, die dem Dip entspricht.

Während die Zunahme der Härte im Dip auch gut durch statistische Streuung erklärt werden kann (wie in Abb. 8.6 leicht ersichtlich, ist der Fluss in allen Bändern nahezu null), könnte der starke Peak bei Phase $\phi_1 \approx 0.2$ als Indiz einer Absorption durch den Akkretionsstrahl gelten. Dazu passt auch, dass die Eisenlinie in dieser Phase, wenn auch abgeschwächt, noch deutlich vorhanden ist. Im Gegensatz dazu verschwindet sie vollständig während des Dips (Abb. 8.5).

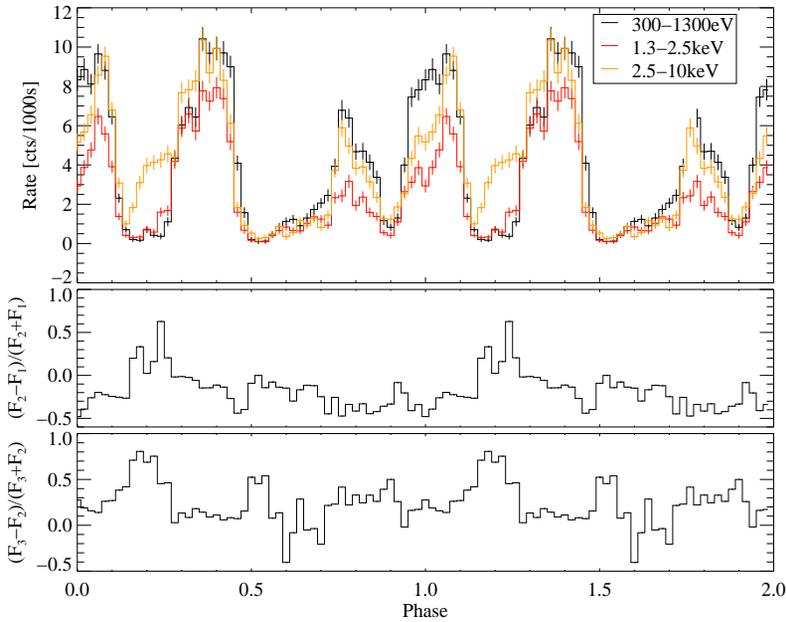


Abbildung 8.6: Hardness Ratio für RX J1940.1–1025. Im obersten Plot sind die drei verwendeten Energiebänder dargestellt ($E_1 = 0.3\text{--}1.3\text{ keV}$, $E_2 = 1.3\text{--}2.5\text{ keV}$, $E_3 = 2.5\text{--}10\text{ keV}$); darunter die Variation der beiden Hardness Ratios.

Für die dritte trogartige Struktur bei Phase $\phi_3 \approx 0.9$ ändert sich die Härte kaum. Dies kann als Beleg dafür gelten, dass diese Struktur nur durch Änderung des Blickwinkels auf die Akkretionsregion bzw. teilweise Abschattung durch den Primärstern zustandekommt. In Kapitel 10 werden die Verhältnisse der Abstrahlung mit Hilfe eines dynamischen Modells genauer untersucht.

Kapitel 9

Das Zeitverhalten von RX J1940.1–1025

Omnia tempus revelat
Tertuliano, Apologeticus 7.13

Schon frühere Arbeiten, insbesondere [Geckeler \(1998\)](#), haben gezeigt, dass sich aus der Analyse des Zeitverhaltens von RX J1940.1–1025 wichtige Parameter, die die Geometrie bestimmen, ableiten lassen.

In unserem Fall sind zwei Merkmale besonders wichtig, nämlich die schmalen Dips, die möglicherweise mit einer Eklipse assoziiert werden können, und breite Tröge, die vermutlich durch die Eigenrotation des weißen Zwerges zustande kommen, wobei sich entweder durch Absorption im Akkretionsstrahl oder aus der wechselnden Blickrichtung die beobachtete Modulation ergibt.

9.1 Fragestellung

Für die weitere Betrachtung ist die Periode und Phasenlage dieser beiden Merkmale wichtig. Die Schwierigkeit ist nun, diese Parameter möglichst gut und möglichst mit angepassten Konfidenzintervallen aus den Beobachtungsfehlern abzuschätzen. Zunächst sollen hier die verwendeten Methoden vorgestellt werden.

9.1.1 Periodenbestimmung über Epoch-Folding und Periodogramm

Die übliche Herangehensweise, um Perioden zu finden, besteht in einer Periodensuche entweder über ein Periodogramm (Absolutquadrate der fouriertransformierten Lichtkurve) oder über das Verfahren des *Epoch-folding*, bei dem die Lichtkurve für verschiedene Perioden zu Pulsprofilen gefaltet wird und in diesem Profil nach Abweichungen von einer Gleichverteilung gesucht wird (Leahy et al., 1983a)¹.

Während das Periodogramm oder verwandte Verfahren, etwa das Lomb-Scargle-Periodogramm für zeitlich ungleichmäßig aufgenommene Lichtkurven, vgl. Scargle, 1982, vorzugsweise für sinusförmige Lichtkurven genommen wird, eignet sich das Epoch-Folding mehr für impulsartige Profile (Leahy et al., 1983b). Beide Verfahren müssen mit zwei wesentlichen Schwierigkeiten umgehen:

- Wie kann gezeigt werden, dass tatsächlich eine Periode, die das Verfahren findet, vorhanden ist? Bei verrauschtem Datenmaterial bzw. schwachem Signal gibt es eine nicht unbeträchtliche Wahrscheinlichkeit, dass Perioden bestimmt werden, denen keine physikalische Ursache zugesprochen werden kann (Fehlalarm). Umgekehrt können tatsächlich vorhandene Perioden im Rauschen verschwinden.

Weitere Schwierigkeiten sind Artefakte, die durch ungleichmäßiges Aufnehmen der Lichtkurve bzw. durch die endliche Abtastrate entstehen können (Aliasing).

- Wie genau kann die gefundene Periode angegeben werden? Bei nicht zu ungleichmäßig abgetasteten Periodogrammen kann eine maximale Frequenzgenauigkeit über die Länge der Beobachtung abgeschätzt werden. Für das Epoch-Folding ist eine Angabe des Parameterfehlers erheblich schwieriger und kann nur über ein iteratives Verfahren befriedigend bestimmt werden (Larsson, 1996).

Es ist durchaus möglich, eine Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der Periodenfehler anzusetzen. Im Rahmen der Periodenbestimmung von AXPs wurde dazu ein Schema entwickelt, welches bei nicht zu großen Datensätzen mit erträglichem Aufwand vernünftige Konfidenzintervalle der Periodenbestimmung ermitteln kann. Zunächst wird die Lichtkurve mit N Stützpunkten

¹Es gibt natürlich noch eine große Zahl an weiteren Verfahren, die aber bei dieser Arbeit nicht benutzt wurden.

x_1, x_2, \dots, x_N an den Stellen t_1, t_2, \dots, t_N mit der gefundenen Periode P zu einem Profil $F(\phi)$ gefaltet. Für alle Zeitmarken t_i wird die Phase der Periode bestimmt:

$$\phi_i = \frac{t_i \bmod P}{P} \quad (9.1)$$

Für diese Phasen wird aus dem Profil ein Wert interpoliert:

$$F(\phi_i) = F_i,$$

wodurch eine simulierte Basislichtkurve $\tilde{x}_i = F(\phi_i)$ erzeugt wird. Die Monte-Carlo-Simulation randomisiert diese Basislichtkurve M -fach zu einer abgeleiteten Lichtkurve $y_{k,i}$ ($k = 1..M$), entweder, indem eine Poisson-Statistik mit einer Varianz von $\sigma_i = \sqrt{\tilde{x}_i}$ oder einer Normalverteilung mit einem Mittelwert $\mu_i = \tilde{x}_i$ und einer aus der ursprünglichen Lichtkurve (x_i) abgeschätzten Varianz σ_i angenommen wird. Für jede abgeleitete Lichtkurve $y_{k,i}$ wird die Periode \tilde{P}_k bestimmt. Die Standardabweichung

$$s = \sqrt{\frac{1}{M-1} \sum_{k=1}^M (P - P_k)^2} \quad (9.2)$$

definiert den Konfidenzbereich der Periode P .

Beide Verfahren wurden für eine erste Untersuchung, ob, und welche Perioden in den Daten enthalten sind, verwendet und ergaben befriedigende Ergebnisse.

9.1.2 Anfiten an die Flanken

Eine naheliegende Methode für die Untersuchung von Dips bzw. Trögen, die die Genauigkeit bedeutend erhöhen kann, besteht darin, an die Flanken eine Gerade anzulegen und ihren Schnittpunkt mit der Abszisse bzw. dem Minimum zu bestimmen. Der Vorteil dieser Methode ist, dass neben den Zeitpunkten von Ingress (fallende Flanke) und Egress (steigende Flanke) auch weitere Parameter wie Abfallzeit und Anstiegszeit bestimmt werden können. Zudem kann (wenigstens formal) über die Fit-Statistik ein Fehler aller Parameter bestimmt werden. Tatsächlich liefert dieses Verfahren für die Dips gute Ergebnisse.

Wenn das zu untersuchende Profil allerdings nicht mehr linear abfällt, sondern zusätzliche Substrukturen enthält, wird das Ergebnis stark mit

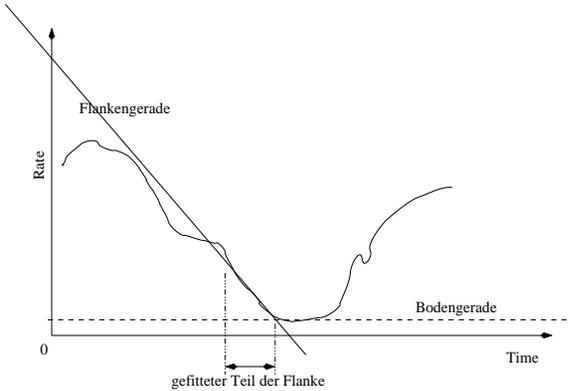


Abbildung 9.1: Fit von Flankengerade und Bodengerade

systematischen Fehlern behaftet. Daher ist die Fehlerbestimmung sehr eingeschränkt, weil die Bestimmung, welcher Datenpunkt noch zum geraden Teil eines Dips bzw. Trops gehört, subjektiven Einflüssen unterliegt. Zudem fallen bzw. steigen die Dips so schnell, dass meist nur eine Abdeckung von wenigen Punkten gewährleistet ist. Die statistische Aussage der Fehler ist dementsprechend problematisch.

Eine weitere technische Schwierigkeit besteht in der Art, wie der Schnittpunkt einer angefitteten Geraden mit einer waagerechten Geraden bestimmt werden soll. Die Methode, zwei Geraden getrennt anzufitten (vgl. Abb. 9.1), deren Schnittpunkt dann über eine Geradengleichung bestimmt werden kann, liefert Ergebnisse, deren Qualität stark von der Lage des Nullpunkts abhängt. Dies liegt daran, dass der Fehler des Achsenabschnitts b (Abb. 9.1) wächst, je weiter der Nullpunkt von dem Fit entfernt ist.

Dieses Problem lässt sich jedoch beseitigen, indem der Schnittpunkt der waagerechter Bodengerade und der Flankengerade in einem gemeinsamen Fitprozess bestimmt werden:

- Modell für die Bodengerade: $y = h$.
- Modell für die Flankengerade: $y = m \cdot (t - t_{\text{schnitt}}) + h$.

Mit dieser Methode werden unmittelbar die relevanten Parameter (Flankensteigung m , Bodenhöhe h und Schnittpunkt t_{schnitt}) bestimmt.

Um die Fehleranalyse zu verbessern, kann versucht werden, mehrere Dips gemeinsam zu fitten, entweder mit einer festen Steigung m , oder

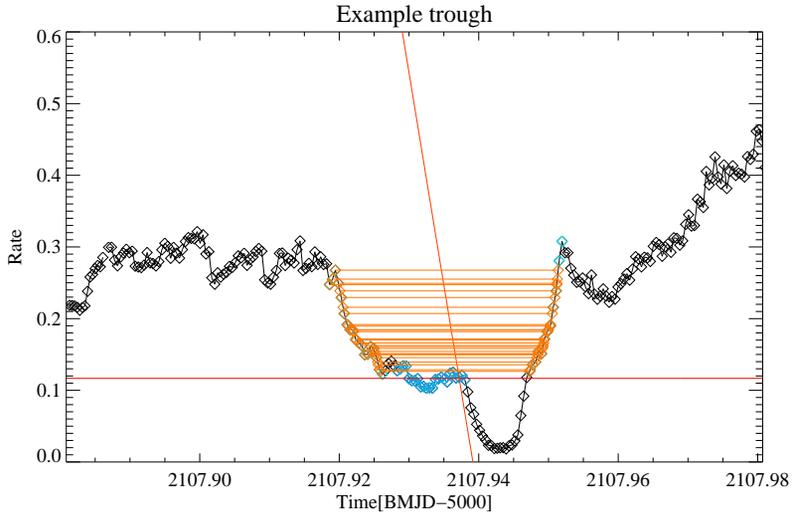


Abbildung 9.2: Bestimmung der Trogzeit mit Hilfe der Bisektor-Methode. Im Bild ist zusätzlich ein überlagerter Dip sichtbar, der ignoriert werden muss.

auch mit einer festen Periode der Dips. Es zeigte sich, dass weder die Steigung noch die Periode exakt gleich sind, so dass die gewonnenen Ergebnisse etwas problematisch sind.

9.1.3 Die Bisektor-Methode

Von [Geckeler \(1998\)](#) und [Staubert et al. \(2003\)](#) wurde das Problem von nichtlinearen Flanken dadurch behoben, dass der Dip bzw. Trogmittelpunkt mit einer Bisektor-Methode in einem mehrstufigen Verfahren bestimmt wurde. Dazu wird in einem Trog (oder Dip) von jedem Datenpunkt eine waagerechte Linie mit der anderen Seite des Trogs geschnitten. Der so definierte Bisektor wird halbiert, und eine senkrechte Gerade an die einzelnen Bisektorhälften angefügt. Der Schnittpunkt des Bisektors mit dem Trogminimum definiert die Zeit, die bestimmt werden soll.

Der Vorteil dieser Methode ist, dass sie ziemlich robust gegenüber kleineren Substrukturen der Lichtkurve ist. Sie eignet sich daher gut, die schwer definierbaren Trogstrukturen abzutasten und vergleichsweise

gute Stützpunkte zu erhalten. Ein Nachteil besteht darin, dass kein direkter Fehler ermittelt werden kann (wenn man nicht versucht, einen Fehler über den Fit der senkrechten Gerade zu ermitteln). Wie auch bei dem Anfitten von Flanken sind die Ergebnisse z.T. stark von der Wahl der verwendeten Datenpunkte abhängig.

Eine kleine technische Schwierigkeit ergibt sich aus der Tatsache, dass senkrechte Geraden eine Steigung von Unendlich haben. Dies ist zwar in der Praxis nicht der Fall, muss aber berücksichtigt werden, um mehrdeutige Ergebnisse zu vermeiden, da beim Fitprozess unter Umständen die Singularität der unendlich großen Steigung nicht übersprungen werden kann.

9.1.4 Anfitten eines Profils

Eine etwas andere Methode der Periodenbestimmung besteht darin, ein simuliertes oder aus bekannten Daten gemittelt Profils, welches sich mit einer bestimmten Periode wiederholt, an die Daten anzufitten.

Formal heißt dies: Eine Testfunktion (das Profil) $F_{\text{template}}(t)$, die für eine Phase $\Phi = [0..1]$ definiert ist (und für eine Periode P bestimmt wurde), wird mit einem Skalierungsparameter S sowie einer Phase ϕ an die Daten angepasst. Für die Fehlerrechnung ist es sinnvoll, von einem mittleren Referenzpunkt t_0 auszugehen.

$$Y(t) = F_{\text{template}} \left[\left(\frac{(t - t_0)}{P} - \phi \right) \bmod 1 \right] \cdot S \quad (9.3)$$

Diese Methode, die auch als *template fitting* bezeichnet wird², kann dann vorteilhaft verwendet werden, wenn das Profil nur wenig lokale periodische Züge, insgesamt jedoch Ähnlichkeiten zeigt. Der Nachteil dieser Methode besteht in der Annahme, dass im Wesentlichen nur eine Periode in den Daten vorhanden ist.

In dem speziellen Fall von RX J1940.1–1025 bewährt sich die Methode besonders bei der Analyse von Trögen, da die Dips lokal sehr dominant sind und ohne Verlust an Information entfernt werden können. Diese Methode kann hilfreich sein, um zu entscheiden, an welcher Stelle sich die Tröge tatsächlich befinden. Wie noch im einzelnen gezeigt wird, ist die Lage der Tröge schwer zu bestimmen, weil einerseits die Trogstruktur breit und flach ist, und es andererseits *zwei* trogartige Strukturen

²Bei [Stetson \(1996\)](#) wird beschrieben, wie für Cepheiden Lichtkurven mit einem Template ausgewertet werden. Allerdings besteht das Template in diesem Fall aus einer analytischen Funktion, die über Fourier-Dekomposition gewonnen wurde.

zu geben scheint. Für eine Entscheidung kann nun beim Anfitzen eines Profils die gesamte Phase durchgetestet werden, und über eine ein-dimensionale erschöpfende Parametersuche das globale Minimum der χ^2 -Funktion mit dem gesuchten optimalen Phasenparameter bestimmt werden. Es hat sich herausgestellt, dass diese Methode für Tröge so gute Ergebnisse liefert, dass sie auch für die exakte Periodenbestimmung verwendet werden kann.

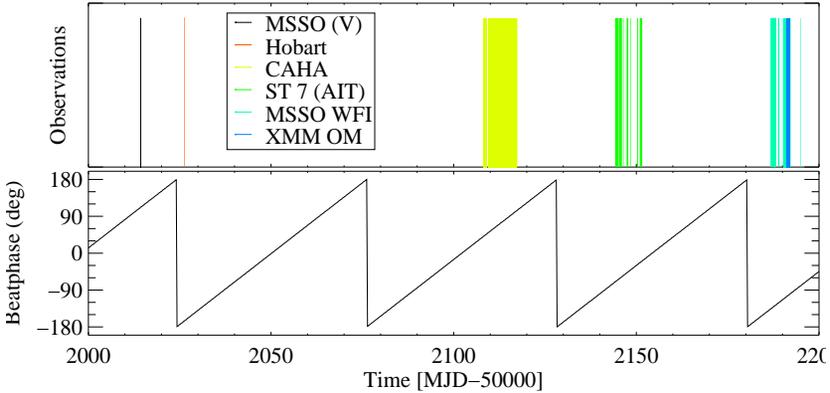


Abbildung 9.3: Extrapolierte Beatphase für die verschiedenen Beobachtungen; die Parameter $P_{\text{dip}} = 0.1402347088$ d, $P_{\text{trog}} = 0.1406268763$ d sowie die zugehörigen Nullpunkte $E_{\text{dip}} = 49604.051$ und $E_{\text{trog}} = 49637.824$ BMJD für die Beatphasenbestimmung gemäß Gl. (6.1) sind aus Geckeler (1998) entnommen.

9.2 Optische Lichtkurven

Vor einer systematischen Untersuchung der verschiedenen, bereits früher gefundenen Perioden lohnt es sich, nochmals die optischen Lichtkurven bzw. das vorliegende Datenmaterial kritisch zu betrachten. Wie dem in Kapitel 7 vorgestellten Datenmaterial entnommen werden kann, sind im optischen Bereich die Zeiten von Mitte April 2001 bis Mitte Oktober 2001 recht gut abgedeckt, so dass für eine Periodensuche eine breite Basis vorliegt. Bei genauerer Betrachtung fällt jedoch auf, dass die meisten ausgedehnten Lichtkurven (außer der mit der AIT und die vom MSSO(2) im Oktober 2001 gemachten Beobachtungen) zu ähnli-

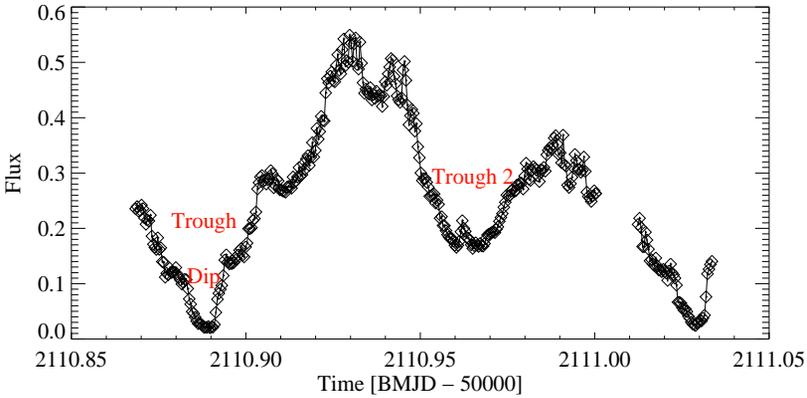


Abbildung 9.4: Teil der Lichtkurve aus der CAHA-Beobachtung. Neben den Dips ist die fast zeitgleiche Trogstruktur gut zu erkennen; allerdings gibt es noch einen weiteren, trogartigen Helligkeitseinbruch (Trough 2).

chen Beatphasen entstanden sind, sofern man die von [Geckeler \(1998\)](#) gefundenen Perioden für Trog und Dip benutzt (Abb. 9.3). Das bedeutet, dass die relative Lage von Trog und Dip für viele Beobachtungen weitgehend die gleiche ist.

Beispielhaft sind in Abb. 9.4 die Verhältnisse eines Dips und eines Trogs wiedergegeben. Wie sich zeigen wird, bereitet die Erkennung des Trogs wegen der um eine halbe Periode verschobenen, ebenfalls trogartigen Struktur nicht unbeträchtliche Probleme.

9.3 Röntgenlichtkurven

9.3.1 RXTE

Die Schwierigkeit der RXTE-Daten für eine Zeitanalyse liegt in dem im Vergleich zum Hintergrund geringen Fluss, der eine direkte Suche nach Strukturen wie Dips oder Tröge obsolet macht. Nicht zuletzt sorgt der Einfluss von NGC 6814 für einen erhöhten Hintergrund, der die zu untersuchenden Strukturen verdeckt. Daher ist man für diese Daten weitgehend auf Algorithmen einer Periodensuche angewiesen, um die relevante Information zu finden, wie sie z.B. in [Staubert et al. \(2003\)](#) benutzt worden sind. In einem aufsummierten Profil, welches mit den

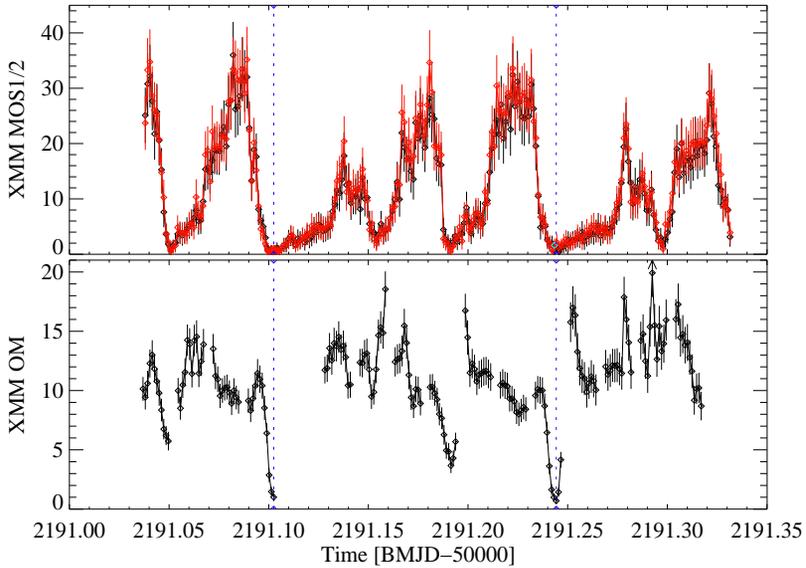


Abbildung 9.5: Lichtkurve der XMM-Beobachtung für MOS 1/2 und die zugehörige optische OM-Beobachtung (Fluss ohne definierte Einheit). Die erwartete Dipzeit ist als gestrichelte Linie dargestellt.

gefundenen Perioden analysiert wird, sind die Dip- und Trogstrukturen dagegen klar ausgeprägt und können für weitere Untersuchungen benutzt werden (Kapitel 10).

9.3.2 XMM

Die Lichtkurve der XMM-Beobachtung dagegen ist gut ausgeprägt. Der Dip allerdings verschwindet nahezu vollständig in einer zeitgleichen, breiteren Trogstruktur (Abb. 9.5). Obwohl die Beobachtung vergleichsweise kurz ist und daher nur mangelhaft für eine Periodenanalyse geeignet ist, können im Vergleich mit den hervorragenden optischen Daten der OM-Kamera gute Korrelationen des Verhaltens im Optischen mit dem im Röntgenbereich durchgeführt werden.

Tabelle 9.1: Dip-Zeiten, die über die Bisektormethode gewonnen wurden. Für die Definition von In/Egresszeit Δ_{in} bzw. Δ_{out} und Δ_{tot} siehe Text.

Zyklusnummer	Dipzeit (BMJD $-50\,000$)	Δ_{tot} (sec)	Δ_{in} (sec)	Δ_{out} (sec)
MSSO (1)				
20946	2015.80908 \pm 0.007	—	—	—
20953	2016.79087 \pm 0.004	—	—	—
HOBART				
21017	2025.76618 \pm 0.0002	127 \pm 16	706	611
CAHA				
21603	2107.94314 \pm 0.0001	199 \pm 12	568	303
21604	2108.08335 \pm 0.00009	218 \pm 8	429	503
21610	2108.92509 \pm 0.0001	144 \pm 9	1462	484
21611	2109.06535 \pm 0.0002	175 \pm 14	820	487
21617	2109.90706 \pm 0.00008	172 \pm 7	655	259
21618	2110.04704 \pm 0.00005	160 \pm 5	757	1059
21624	2110.88883 \pm 0.0001	190 \pm 12	1101	353
21625	2111.02935 \pm 0.00009	155 \pm 8	1071	213
21632	2112.01026 \pm 0.00007	191 \pm 6	768	498
21646	2113.97389 \pm 0.0001	262 \pm 9	285	414
21653	2114.95575 \pm 0.0001	200 \pm 11	574	410
21654	2115.09596 \pm 0.0001	190 \pm 11	774	545
21660	2115.93672 \pm 0.0004	190 \pm 37	337	992
21667	2116.91892 \pm 0.00006	223 \pm 5	392	186
MSSO (2)				
22170	2187.45662 \pm 0.0007	97 \pm 12	170	812
22177	2188.43582 \pm 0.0009	103 \pm 45	206	510
22184	2189.41894 \pm 0.0007	65 \pm 12	303	308
22198	2191.38199 \pm 0.0007	78 \pm 10	240	316
22220	2194.46756 \pm 0.0007	72 \pm 2	241	326
XMM OM				
22197	2191.24404 \pm 0.0001	125 \pm 12	348	283

9.4 Vermessung von Dips

9.4.1 Optische Dips

Die Bestimmung der Dip-Zeiten in der Lichtkurve konnte zuverlässig mit der Bisektor-Methode bewältigt werden. Die Fehler wurden über die Ergebnisse eines Flankenfits abgeschätzt, indem der Fehler einer steigenden und fallenden Flanke zusammengefasst wurde, der sich aus dem Mittel beider Zeitpunkte ergibt: $\sigma_{\text{bisect}} = \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_{\text{in}}^2 + \sigma_{\text{out}}^2}$. Es wurde dabei angenommen, dass die wesentlichen statistischen Einflüsse für beide Verfahren die selben sind. Für die MSSO-Daten wurde ein systematischer Fehler von 60 sec hinzugefügt, welcher die Unsicherheit der gemessenen Zeitmarken während der Beobachtung widerspiegelt. Für die Zyklusnummern wurde ein Nullpunkt gewählt, der dem Zeitpunkt

Tabelle 9.2: Baryzentrumskorrigierte Röntgen-Dips, die über Flankenfits gewonnen wurden. Die Fehlerbalken sind die formalen Werte aus dem Flankenfit. Mit der Annahme einer konstanten Periode kann der Fehler mit ≈ 50 sec abgeschätzt werden.

Zyklusnummer	Dipzeit Ingress (BMJD - 50 000)	Dipzeit Egress (BMJD - 50 000)
RXTE (P6007)		
20939		2014.83455±0.0000463
20940		2014.97347±0.0000381
20942		2015.25422±0.0000557
20943	2015.38471±0.0000538	2015.39221±0.0000007
20944	2015.52484±0.0000579	
20964		2018.33777±0.0000028
20966	2018.60941±0.0000370	2018.61501±0.0000238
21648	2114.25083±0.0052718	2114.25812±0.0000605
21666	2116.77417±0.0000010	
21667	2116.91449±0.0125109	
24139	2463.57513±0.0000621	2463.58445±0.0407483
24146		2464.56719±0.0000553
24147	2464.69754±0.0000280	2464.70723±0.0000439
XMM MOS 1/2		
22196	2191.099505±0.00124	2191.108045±0.0022
22197	2191.24031±0.00017	2191.24935±0.00011

49078.44841 (BMJD) entspricht.

Die Dipdauer ist die Differenz der über Flankenfits gewonnenen Zeitpunkte; d.h. sie entspricht nicht der Zeit zwischen halben Ingress/Egress, sondern einer extrapolierten Totalitätsdauer Δ_{tot} . Diese ist durch den Abstand der Schnittpunkte von Ingress und Egress mit der Bodengeraden definiert (Abb. 9.1). Über den Anstieg der Geraden des Flankenfits kann die Ein- bzw. Austrittsdauer Δ_{in} bzw. Δ_{out} abgeschätzt werden. Allerdings ist es schwierig, festzulegen, ab welchem Fluss der Dip beginnt bzw. aufhört. Als Ansatz wurden aus der Lichtkurve alle Dips herausgeschnitten und ein Mittelwert bestimmt. Da dieser Mittelwert sehr von der Beobachtungsdauer und den restlichen Mustern in der Lichtkurve abhängt, ist es schwierig, einen Fehler abzuschätzen. Eine Fehlerfortpflanzung der Fitparameter führt zu unrealistisch kleinen, bei ≈ 1 sec liegenden Fehlern. Nicht zuletzt ist der manuelle Auswahleffekt der zu einer Dip-Flanke gehörigen Datenpunkte und die Beobachtung, dass ein linearer Fit die Flanke nur unvollkommen beschreiben kann, ein Hinweis auf die Problematik einer direkten Fehlerabschätzung. Zudem ist die Zahl der Datenpunkte wegen der Steilheit der Flanke sehr klein und lässt nur eine mangelhafte Statistik zu. Eine wesentliche Fehlerquelle liegt in der allgemeinen Variation des Objektes. Betrachtet man die Streuung aller Ingress/Egress-Zeiten, so liegt, wie auch in [Geckeler \(1998\)](#) angenommen, der Fehler bei etwa 20%–50%. Die Ergebnisse sind in Tab. 9.1 wiedergegeben.

9.4.2 Röntgendips

Die Bestimmung von Dips in den Röntgenlichtkurven von RXTE PCA und XMM MOS1/2 erwiesen sich als schwierig. Dies liegt daran, dass in den Lichtkurven von RXTE der Signalabstand so gering war, dass Dips nicht zuverlässig ermittelt werden konnten. Über die Kenntnis der Positionen von optischen Dips, kann wenigstens näherungsweise eine Dip-Zeit im Röntgenbereich bestimmt werden; der subjektive Einfluss bei der Punktauswahl ist beträchtlich. Da die Bisektormethode in diesem Fall problematisch ist (es ist immer möglich, in einem Rauschen einen Satz von Punkten zu finden, deren Halbierende einen Bisektor definiert), wurde nur die Flankenfit-Methode benutzt (Tab. 9.2).

Hier bietet es sich an, ohne Dipvermessung direkt eine Periodenanalyse entweder über ein Lomb-Scarge-Periodogramm, oder über die Methode des Epoch-Faltens die Periodenbestimmung vorzunehmen. Es zeigt sich bei der Verwendung des Epoch-Faltens für RXTE-Daten ein

Tabelle 9.3: Dip-Periode P_{dip} , Ephemeride E_0 für Zyklus 0, In/Egress-Dauer $\Delta_{\text{in}}/\Delta_{\text{out}}$ und Totalitätsdauer Δ_{tot} der Dips.

P_{dip} (d)	E_0 (BMJD -50 000)	Δ_{in} (sec)	Δ_{tot} (sec)	Δ_{out} (sec)
Optische Daten				
0.1402356(3)	-921.56619(2)	500 ± 60	131 ± 1	434 ± 49
Optische Daten mit Geckeler (1998)				
0.14023489(1)	-921.55066(2)			
Optische Daten mit denen aus: Watson et al. (1995) ; Patterson et al. (1995) ; Geckeler (1998)				
0.1402347583(4)	-921.54788(4)			
XMM+RXTE				
0.1402350(1)	-921.55(2)		760 ± 390	

schwacher, nicht streng signifikanter Spitzenwert, dem eine Röntgenperiode von 0.140268 d (12119.2 sec) entspricht. Die XMM-Daten sind für eine derartige Analyse zu kurz, vgl. Ergebnisse von [Singh & Rana \(2003\)](#). Durch die Kenntnis der Dipperioden und der zugehörigen Zyklusnummern, die sich über eine a posteriori bekannte Dipperiode ([Watson et al., 1995](#); [Patterson et al., 1995](#); [Geckeler, 1998](#)) und dem oben angegebenen Zeitpunkt für Zyklus 0 ermitteln lässt, kann direkt die Dip-Periode bestimmt werden. Durch Hinzunahme der bereits veröffentlichten Dip-Perioden, die entweder mit der Bisektor-Methode bestimmt wurden ([Geckeler, 1998](#)), oder das Symmetriezentrum der Dips beschreiben ([Watson et al., 1995](#); [Patterson et al., 1995](#)), kann die Genauigkeit erheblich verbessert werden. Die Periode ist für optische und Röntgendaten in Tab. 9.3 aufgeführt. Neben der Periode P_{orb} und der zugehörigen Ephemeride E_0 wurde versucht, für die neu gewonnenen Daten einen zusammenfassenden Wert für die Ingress/Egressdauer $\Delta_{\text{in}}/\Delta_{\text{out}}$ und die Totalitätsdauer abzuschätzen. Wegen der verschiedenen Definitionen von Ingress/Egressdauer konnten allerdings keine bereits veröffentlichten Werte hinzugenommen werden. Aus der Ingress/Egress-Dauer kann man bei bekanntem Primärstern die Größe der Akkretionsregion bestimmen. Wegen der großen Fehler dieser Werte wurde allerdings in dieser Arbeit darauf verzichtet. Ein quadratisches Fitmodell schließt für alle verfügbaren optischen Daten eine Periodenänderung $\dot{P}_{\text{dip}} > 1.7 \times 10^{-10}$ sec/sec aus.

9.5 Vermessung von Trögen

Die Bestimmung der Trogzeiten verläuft analog der Vermessung der Dips. Es kommt hier die für Dips nicht vorhandene Schwierigkeit hinzu, dass ein Trog zunächst als solcher erkannt werden muss. Eine Extrapolation aus der Trogperiode ist weitaus weniger genau als für die Dips möglich, und es muss eine säkulare Änderung berücksichtigt werden. Zudem sind die Trog-Muster weniger markant als die Dips, die sich durch ihre scharfen Einschnitte in der Lichtkurve leicht erkennen lassen.

Es wurde folgendes Vorgehen gewählt, um die Tröge in den optischen Lichtkurven zuzuordnen und vermessen zu können:

- Die CAHA-Beobachtung kann zunächst als Referenz benutzt werden, da diese Beobachtung lang und qualitativ gut ist. Es zeigt sich (Abb. 9.4), dass während einer Dipperiode zwei trogartige Muster auftreten. Als Referenz wurde der tiefer ausgeschnittene Trog verwendet. Da dieser Trog fast genau mit dem Dip zusammenfällt, entspricht die Beobachtung der Beatphase $\phi_{\text{beat}} \approx 0$.
- Aus der CAHA-Beobachtung kann sowohl über eine Periodensuche durch Epoch-Falten wie auch Trogvermessung eine vorläufige Trogperiode von ≈ 12130 sec bestimmt werden. Diese Periode ist deutlich kürzer als die in früheren Beobachtungen ermittelte Trogperiode von ≈ 12150.39 sec (Geckeler & Staubert, 1997). Wird die CAHA-Beobachtung mit der gefundenen Periode gefaltet, ergibt sich ein mittleres Trog-Profil, welches als Referenz für die anderen Beobachtungen benutzt werden kann.
- Über das beschriebene Template-Fitten des CAHA-Profiles kann für alle Beobachtungen die wahrscheinlichste Position der Tröge ermittelt werden.
- Sind die Tröge in den Lichtkurven einmal identifiziert, können sie mit der Bisektor-Methode gut vermessen werden, die etwas robuster als die Template-Fit-Methode ist, da nur lokale Strukturen berücksichtigt werden.
- Den Trogzeiten müssen Zyklusnummern zugeordnet werden. Dieser Schritt ist nicht notwendigerweise eindeutig durchführbar, da die zu ermittelnde Trogperiode die Zuordnung beeinflusst. Dieser Schritt kann nur iterativ, von einer zuverlässigen Beobachtung ausgehend und zu anderen Beobachtungen extrapolierend bewältigt werden.

Die gemäß diesem Vorgehen ermittelten Trogzeiten sind in Tab. 9.4 aufgeführt. Schwierigkeiten ergaben sich für die MSSO (2)-Beobachtung, bei der an der erwarteten Stelle keine Tröge sichtbar waren, bzw. die korrekte Zuordnung des während einer Periode auftretenden doppelten Minima nicht immer gewährleistet werden konnte.

Tabelle 9.4: Trog-Zeiten, die über die Bisektormethode gewonnen wurden. Zusätzlich ist die Totalitätsdauer Δ_{tot} und die Ingress/Egressdauer $\Delta_{\text{in}}/\Delta_{\text{out}}$ abgeschätzt, sofern diese Werte zuverlässig bestimmbar waren. Die Zyklusnummern N entsprechen einer Zuordnung, die sich aus den Trogephemeriden dieser Arbeit ergeben (Tab. 9.6).

Zykl. N	Trogzeit (BMJD - 50 000)	Δ_{tot} (sec)	Δ_{in} (sec)	Δ_{out} (sec)
MSSO (1), V-Band				
16896	2013.74(1)		-	
MSSO (1), R-Band				
16903	2014.73(1)	540 ± 35	-	-
16910	2015.71(2)	507 ± 35	-	-
HOBART				
16981	2025.6856(5)	1178 ± 43	1452	397.0
CAHA				
17566	2107.9365(3)	1073 ± 27	495	1027
17567	2108.0775(4)	781 ± 36	685	700
17573	2108.9204(4)	536 ± 35	807	1519
17574	2109.0601(6)	530 ± 54	471	1421
17580	2109.9035(2)	621 ± 20	1430	925
17581	2110.0447(2)	860 ± 16	474	270
17587	2110.8859(3)	726 ± 25	775	830
17588	2111.0254(4)	571 ± 35	584	410
17595	2112.0095(4)	617 ± 42	464	587
17609	2113.9743(2)	987 ± 21	722	322
17616	2114.9568(4)	1003 ± 38	110	362
17617	2115.0955(2)	920 ± 14	442	378
17623	2115.938(2)	1037 ± 167	273	459
17630	2116.9211(2)	986 ± 16	146	452

— Fortsetzung Tab. 9.4 der Trogzeiten —				
Zykl. N	Trogzeit	Δ_{tot}	Δ_{in}	Δ_{out}
AIT				
17822	2143.934(1)	622±110	310	598
17829	2144.92(1)	691±975	110	971
17836	2145.901(3)	409±221	50	808
17843	2146.886(2)	825±145	129	457
17850	2147.874(1)	986±122	138	260
17864	2149.834(3)	807±242	148	177
MSSO (2)				
18139	2188.5124(2)	775±17	-	-
18146	2189.4945(5)	633±45	-	-
18160	2191.4669(2)	510±19	-	-
XMM OM				
18157	2191.052(1)	241±90	346	210
18158	2191.1926(7)	808±57	211	224
XMM MOS1/2				
18158	2191.0527(6)	614±50	527	1268
18159	2191.1953(6)	794±46	507	645

Da für die Zuordnung der Zyklusnummern a priori eine Trogperiode bekannt sein muss, diese aber erst a posteriori ermittelt wird, wurde formal für die Referenz der Zyklusnummern die aktuellsten Trogephemeren aus [Staubert et al. \(2003\)](#) entnommen. Eine Trogzeit ist demnach für eine Zyklusnummer N folgendermaßen definiert:

$$T_{\text{trough}}(N) = E_0 + N P_{\text{trough}} + \frac{1}{2} P_{\text{trough}} \dot{P}_{\text{trough}} N^2 \quad (9.4)$$

Die für eine erste Approximation verwendeten Ephemeriden sind ([Staubert et al., 2003](#)):

E_0	49638.32497(93)	(BJD -2 400 000)
P_{trough}	0.14062845(26)	(d)
\dot{P}_{trough}	$1.013(98) \times 10^{-8}$	(sec/sec)

Für die Bestimmung der Zyklusnummern genügt es, für die gefundenen Zeiten Gl. (9.4) nach N aufzulösen und gegebenenfalls zu runden, um ganzzahlige Trognummern zu erhalten.

Da sich die Zykluszuordnung bei verschiedenen Perioden ändern kann, liefert ein lineares oder quadratisches Modell möglicherweise falsche

Ergebnisse, wenn die Zuordnung im voraus festgelegt wird. Daher wurde in dieser Arbeit für eine Trogperiode P_{trough} und Zyklusnullpunkt E_0 statt einer getrennten Zyklenbestimmung die erwartete Trogzeit $T_{\text{trough,calc}}$ direkt aus den beobachteten Trogzeiten ermittelt.

Vernachlässigt man eine Änderung der Trogperiode (quadratischer Term), was für den kurzen Beobachtungszeitraum gerechtfertigt ist, so ergibt sich:

$$T_{\text{trough,calc}} = P_{\text{trough}} \text{round} \left(\frac{T_{\text{trough,obs}} - E_0}{P_{\text{trough}}} \right) + E_0 \quad (9.5)$$

Wenn hingegen die Änderung der Trogperiode \dot{P}_{trough} berücksichtigt werden soll, so muss Gl. (9.4) explizit nach der Zyklusnummer N aufgelöst und geeignet gerundet werden.

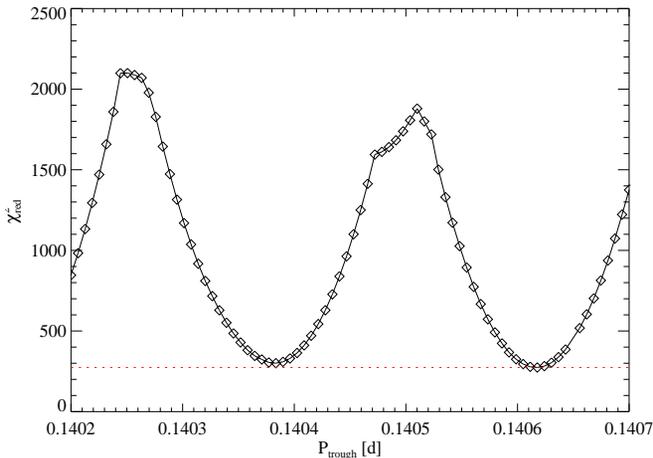


Abbildung 9.6: χ^2 -Werte für verschiedene Trogperioden, die sich als Best-Fit eines linearen Modells an die Trogzeiten ergeben.

Damit ist es möglich, direkt einen Fit der Trogperiode vorzunehmen. Da diese Funktion wegen der $\text{round}()$ -Funktion unstetig ist, kann die Minimumsuche mit einem Gradientenverfahren versagen. Es ist daher geeigneter, den Parameterraum von P_{trough} und E_0 direkt abzutasten und schrittweise die optimale Lösung zu finden. Da bei gleichverteilten Zeitpunkten die χ^2 -Funktion unabhängig von E_0 ist (es findet nur eine Verschiebung der Residuen in der Abszisse statt), genügt es zunächst,

Tabelle 9.5: Zwischenergebnisse der Trogperiodenbestimmung. Neben der gefundenen Trogperiode P_{trough} und dem zugehörigen χ^2_{red} -Wert ist der Ephemeridennullpunkt E_0 und das verwendete Modell aufgeführt.

P_{trough} [d]	P_{trough} [sec]	E_0 [BMJD-50000]	χ^2_{red}	Modell
0.140382(1)	12129.01(9)	-1.310(7)	300.4	Linear
0.140616(1)	12149.22(9)	-1.459(7)	273.5	Linear
0.140374(1)	12128.29(9)	-1.175(9)	19.3	Linear+Sinus ^a
0.140605(3)	12148.27(3)	-1.276(4)	37.5	Linear+Sinus

^aDie AIT-Daten wurden um eine halbe Periode verschoben.

nur den Parameter P_{trough} zu variieren. Der zu untersuchende Bereich ist durch zwei Betrachtungen eingeschränkt:

1. Die Trogperiode kann nicht kleiner als die Dipperiode von etwa 12116 sec sein.
2. Die Trogperiode kann nicht viel größer als die früher beobachtete Trogperiode von 12150 sec sein, da dies einem unwahrscheinlichen Ausbrechen aus der allgemeinen Synchronisierungsentwicklung entspräche.

Die χ^2 -Werte für verschiedene Trogperioden sind in Abb. 9.6 aufgetragen. Die zwei Minima, die für eine Trogperiode in Frage kommen, sind im oberen Teil von Tab. 9.5 aufgeführt. Die Modellierung weist in beiden Fällen unakzeptable Abweichungen von bis zu ≈ 3500 sec auf, die nicht auf systematische Fehler zurückgeführt werden können. Von Geckeler (1998) wurde gezeigt, dass die Trogzeiten mit der Beatphase infolge verschiedener Positionen der Akkretionsregion um ≈ 1000 sec variieren können.

Tatsächlich kann das Residuum durch eine mit der jeweiligen Beatperiode beschriebene Sinusfunktion in beiden Fällen gut approximiert werden (Tab. 9.5, unterer Teil), was sich in einer besseren Fitstatistik in Form eines kleineren χ^2_{red} niederschlägt. Für die erste Periode muss angenommen werden, dass für die AIT-Daten eine Verschiebung von $P_{\text{trough}}/2$ stattgefunden hat bzw. die falschen Strukturen als Tröge vermessen wurden³.

³Diese Verschiebung ist keineswegs willkürlich, da, wie beschrieben in den Licht-

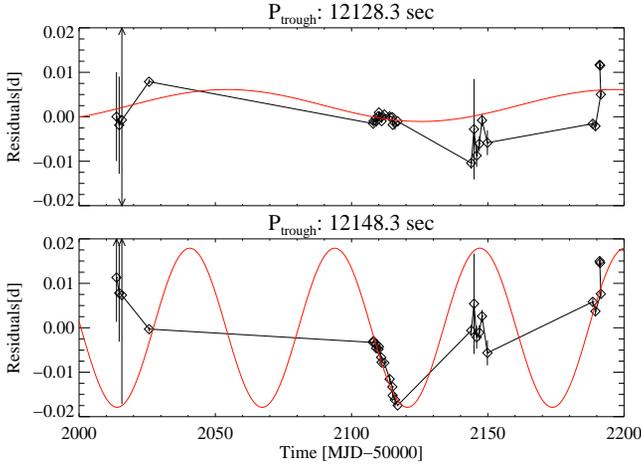


Abbildung 9.7: Residuen für verschiedene Trogperioden: 12128.2 sec (oben) und 12148.3 sec (unten) aus Tab. 9.5. Zusätzlich ist eine Sinusfunktion (durchgezogen) mit der jeweiligen Beatperiode dargestellt. Eine Periodenänderung wurde hier nicht berücksichtigt.

In Abb. 9.7 sind die Residuen der beiden Perioden mit der jeweiligen Sinusfunktion dargestellt. Im ersten Fall ($P_{\text{trough}} = 0.140374$ d) können alle Residuen ohne große Abweichung durch die schwache Sinuskurve beschrieben werden, im zweiten Fall ($P_{\text{trough}} = 0.140605$ d) gibt es neben hervorragend passenden Beobachtungssätzen gravierende Abweichungen. Diese Abweichungen können durch ein verfeinertes Modell der Systemgeometrie verbessert werden (dies war in [Geckeler, 1998](#) der Ausgangspunkt für die Untersuchungen der Systemparameter).

Nimmt man allerdings die stark abweichende AIT-Beobachtung heraus (die bei \approx BMJD = 52150 liegt), ergibt sich für beide Trogperioden eine fast identische Fitstatistik ($\chi_{\text{red}}^2 = 19.3$ für $P_{\text{trough}} = 0.140374$ d und $\chi_{\text{red}}^2 = 19.47$ für $P_{\text{trough}} = 0.140605$ d). Eine Untersuchung der Dipzeiten in der AIT-Beobachtung schließt allerdings einen möglichen Beobachtungsfehler aus.

kurven fast immer zwei trogartige Strukturen in einer Trogperiode sichtbar sind. Diese systematische Schwierigkeit hat gerade im Falle der AIT-Daten große Schwierigkeiten der Zuordnung bereitet, so dass eine falsche Trogzeitbestimmung nicht ausgeschlossen werden kann.

Die zweite Trogperiode von $0.1406 \text{ d} = 12149.3 \text{ sec}$ entspricht sehr genau der Trogperiode, die sich aus früheren Beobachtung extrapolieren lässt (gemäß den Ephemeriden von [Staubert et al., 2003](#) wird eine Periode von $\approx 0.140613 \text{ d} = 12148.9 \text{ sec}$ erwartet). Daher wird diese Periode trotz der schlechteren Residuen als die korrekte Periode angenommen. Um diese Vermutung zu bestätigen, wurde im Herbst 2003 erneut mit

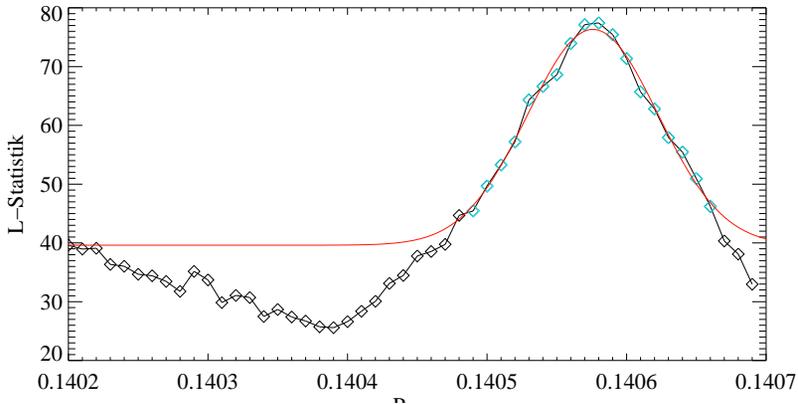


Abbildung 9.8: Untersuchung der Trogperiode mit Epoch-Folding. Das Maximum liegt bei einer Periode von $\approx 0.1406 \text{ d}$.

dem AIT-Teleskop eine Beobachtungsserie von RX J1940.1–1025 vorgenommen. Auch hier waren die Dips deutlich sichtbar; die Tröge hingegen mehrdeutig und unsicher. Eine Periodenanalyse mit Epoch-Falten zeigt hingegen eindeutig (nachdem die Dips ausgeschnitten worden sind) eine Periode von $\approx 0.1406 \text{ d}$ (Abb. 9.8). Damit muss die zweite Trogperiode von 0.140605 d aus Tab. 9.5 für die korrekte Trogperiode angesehen werden, wenn nicht eine unwahrscheinliche Beschleunigung und Verlangsamung der Trogperiode akzeptiert wird.

Die Trogperiode kann erheblich genauer bestimmt werden, wenn für die neuen Trogzeiten ein phasenkohärenter Anschluss an früher gemessene Trogzeiten ([Geckeler, 1998](#)) möglich ist. Aus dem Abstand zwischen der hier vorgestellten und der letzten Beobachtungskampagne ergibt sich ein Zeitraum von $T_{\text{gap}} = 1374.68 \text{ d}$, der $N_{\text{gap}} = T_{\text{gap}}/P_{\text{trough}} = 9777$ Zyklen entspricht. Die Anschlussbedingung fordert, dass die Periodenbestimmung genauer als $P_{\text{trough}}/N_{\text{gap}} = P_{\text{trough}}^2/T_{\text{gap}} = 1.44 \times 10^{-5} \text{ d}$ sein muss. Dies ist gemäß den Ergebnissen in Tab. 9.5 erfüllt, so dass

Tabelle 9.6: Ephemeriden der Trogperiode. Neben der Trogperiode P_{trough} für den Ephemeridennullpunkt E_0 ist die Periodenänderung \dot{P}_{trough} aufgeführt.

P_{trough} [d]	\dot{P}_{trough} [s/s]	E_0 [BMJD]	Quelle
0.14062688(90)	$5.5(2.8) \times 10^{-9}$	49637.828469(98)	Staubert et al. (2003)
0.14062665(94)	$6.6(0.7) \times 10^{-9}$	49637.8281(26)	Diese Arbeit

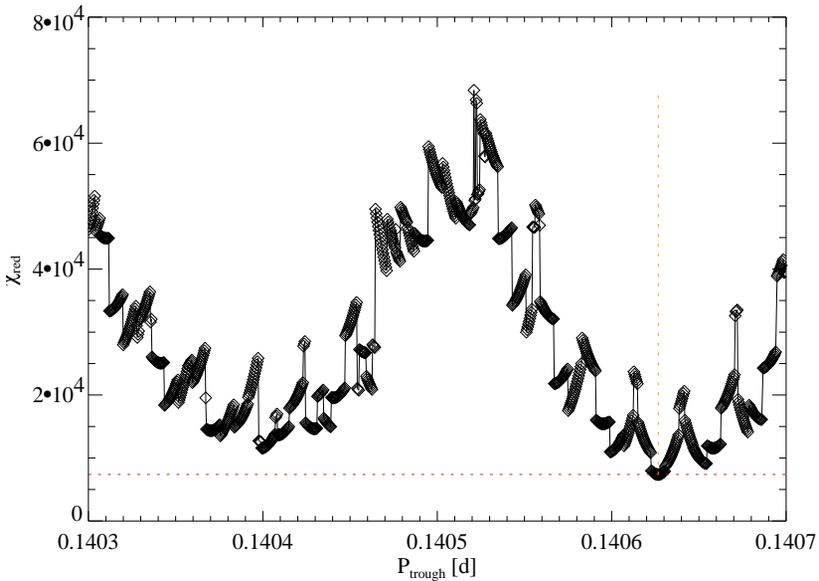


Abbildung 9.9: χ^2 -Werte für verschiedene Trogperioden P_{trough} , die sich als Best-Fit eines quadratischen Modells an die in dieser Arbeit und von [Geckeler \(1998\)](#) bestimmten Trogzeiten ergeben. Das Fitmodell bestimmt aus den gemessenen Trogzeiten die erwarteten Trogzeiten und ist wegen der dabei vorgenommenen Rundungsprozedur unstetig, wie im dargestellten Bild deutlich zu erkennen ist. Der beste Fitwert ist gestrichelt dargestellt.

der Versuch eines Anschlusses nicht von vornherein verworfen werden muss. Mit der Periodenänderung \dot{P}_{trough} gibt es einen weiteren freien Parameter, der in obiger Analyse vernachlässigt wurde und der bei ei-

nem Anschluss berücksichtigt werden muss. Es zeigte sich, dass auch mit diesem zusätzlichen Freiheitsgrad das beschriebene Vorgehen, aus einer gemessenen Trogzeit direkt die für eine bestimmte Ephemeride erwartete Trogzeit zu bestimmen, eine eindeutige und stabile Lösung für die Ephemeriden liefert. Ein feingranulares Abtasten der χ^2 -Funktion für verschiedene Trogperioden bestätigte dies (vgl. Abb. 9.9). Das Ergebnis ist in Tab. 9.6 aufgeführt.

Allerdings ist es nicht gelungen, in den Residuen der gemeinsam gefitteten Daten eine Variation zu erkennen. Schon das bereits beschriebene Ergebnis eines Fits der neuen Daten legt nahe, dass diese nur ungenügend durch eine Sinusfunktion der Beatphase beschrieben werden können.

Die Konfidenzabschätzung der Trogephemeriden wurde konservativ aus dem Fitergebnis ermittelt. Es zeigt sich, dass die neuen Daten wegen der stark variierenden Residuen die Kenntnis der Trogperiode P_{trough} und des Ephemeridennullpunktes E_0 nicht wesentlich verbessern können; allerdings ist es möglich, die Periodenänderung \dot{P}_{trough} genauer zu bestimmen, so dass sich eine Synchronisationszeit von $\tau_{\text{sync}} = (P_{\text{trough}} - P_{\text{dip}})/\dot{P}_{\text{trough}} = 166(17)$ a ergibt.

Dieser Wert passt gut zu dem bereits von [Geckeler \(1998\)](#) und [Staubert et al. \(2003\)](#) ermittelten Größen. In diesen Veröffentlichungen wurde zusätzlich versucht, eine Abschätzung durchzuführen, die eine solch kurze Synchronisationszeitskala begründen soll. Da sowohl die magnetische Wechselwirkung und der Drehimpulsübertrag in die gleiche Richtung wirken, ist diese zumindest plausibel. Benutzt man die Gl. (8) und Gl. (10) aus [Warner & Wickramasinghe \(1991\)](#), so ergibt sich gemäß [Geckeler \(1998\)](#) und [Staubert et al. \(2003\)](#) eine Masse des Primärsterns von $M_{\text{wd}} = 0.6M_{\odot}$ und einen Radius von $R_{\text{wd}} = 10^9$ cm für die magnetische Wechselwirkung der Dipolmomente $\mu_{\text{wd}}, \mu_{\text{sec}}$ von Primär/Sekundärstern und die Spin/Bahnperiode $P_{\text{spin}}, P_{\text{orb}}$:

$$\tau_{\text{mag}}^{\text{sync}} = 4.06 \times 10^3 \left(\frac{\text{d}}{P_{\text{spin}}} \right) \left(\frac{P_{\text{orb}}}{4 \text{ h}} \right)^2 \left(\frac{10^{68} \times \text{G}^2 \text{ cm}^6}{\mu_{\text{wd}} \mu_{\text{sec}}} \right) \text{ a} \quad (9.6)$$

Durch die Akkretion wird eine typische Synchronisationszeitskala bei einer Massenakkretionsrate \dot{M} folgendermaßen beschrieben:

$$\tau_{\text{acc}}^{\text{sync}} = 1.1 \times 10^4 \left(\frac{\text{d}}{P_{\text{spin}}} \right) \left(\frac{P_{\text{orb}}}{4 \text{ h}} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{17} \text{ g sec}^{-1}}{\dot{M}} \right) \text{ a} \quad (9.7)$$

Gemäß [Geckeler \(1998\)](#) und [Staubert et al. \(2003\)](#) ergibt sich für typische Dipolmomente von $\mu_{\text{wd}} \approx 10^{34} \text{ G cm}^3$, $\mu_{\text{sec}} \approx 2 \cdot 10^{34} \text{ G cm}^3$

und Akkretionsraten von $\approx 2 \cdot 10^{16} \text{ g sec}^{-1}$ eine Synchronisationszeitskala von $\tau_{\text{mag}}^{\text{sync}} \approx 10^2 \text{ y}$ und $\tau_{\text{acc}}^{\text{sync}} \approx 10^3 \text{ y}$, was konsistent mit der gemessenen Synchronisationszeit ist.

Kapitel 10

Modellierung

Mens agitat molem

Verg. Aen. 6. 727

In der bisherigen Betrachtung des Zeitverhaltens wurden die verschiedenen periodischen Muster der Dips und der Tröge untersucht. [Geckeler \(1998\)](#) konnte aus den Abweichungen der Trogzeiten vom allgemeinen Trend verschiedene Parameter über die Geometrie des Binärsystems gewinnen. Die Grundlage dafür war die Feststellung, dass diese Abweichungen eine Funktion mit der Beatphase darstellen, die einer Sinuskurve ähnelt.

Für die vorliegenden Daten ist dieses Vorgehen ungeeignet, da sich offenbar keine regelmäßigen sinusförmigen Residuen zeigen. Auf der anderen Seite besitzen die vorliegenden Daten, die aus mehreren langen, zusammenhängenden Beobachtungen und einigen kleineren Datensätzen bestehen, ein gutes Potential, um die bisherigen Modelle zu untersuchen und zu verfeinern. Es bietet sich an, eine Simulation der Lichtkurven vorzunehmen, die zwar nicht unbedingt alle Feinheiten beschreiben kann, aber dennoch eine Modellierung wesentlicher Züge ermöglicht. Die Probleme liegen hauptsächlich in der Beschreibung des Abstrahlungsprozesses.

Von [Geckeler \(1998\)](#) und [Staubert et al. \(2003\)](#) wird ein Modell erläutert, welches die beobachteten Phänomene unter folgenden Annahmen beschreibt:

1. Das System besteht aus einem Polar, dessen Magnetfeld weitgehend Dipolcharakter hat. Der Dipol ist um eine Kolatitude β gegen die Spinachse geneigt.

2. Die Spinperiode weicht nur geringfügig ($\approx 0.3\%$) von der Bahnperiode ab, so dass eine vergleichsweise große Beatperiode $1/P_{\text{beat}} = 1/P_{\text{orb}} - 1/P_{\text{spin}} \approx 50$ d beobachtet werden kann.
3. Die beobachteten Dips sind Eklipsen durch den Sekundärstern. Diese Annahme widerspricht der in [Watson et al. \(1995\)](#) beschriebenen Hypothese, dass die Dips mit Verdeckungen der Akkretionsregionen durch den Akkretionsstrom beschrieben werden können. Die wesentliche Grundlage von [Watson et al. \(1995\)](#) ist, dass der Röntgenfluss nicht vollständig absorbiert wird, wie man es für eine Eklipse durch den Sekundärstern erwarten würde.
4. Die beobachteten Tröge sind entweder Absorptionsprozesse im Akkretionsstrahl oder durch die verschiedenen Blickrichtungen auf den Auftreffpunkt des akkretierten Materials auf der Oberfläche des Primärsterns zu beschreiben. Einerseits ist die Abstrahlung der Akkretionsregion des Auftreffpunktes nicht isotrop (allerdings mangelt es derzeit dafür noch an ausführlichen Modellen); andererseits kann die heiße Zone teilweise von dem Primärstern selber verdeckt werden.

In dem in dieser Arbeit entwickelten Modell wird von letzterer Hypothese ausgegangen, um ausgehend davon nach eventuell vorhandenen Absorptionsmustern in der Lichtkurve zu suchen.

5. Je nachdem, an welche Magnetfeldlinien das Akkretionsmaterial ankoppelt, wandert der Auftreffpunkt auf der Oberfläche des Primärsterns und variiert dadurch die Zeitpunkte der Trogereignisse ([Cropper, 1989](#)). Dabei kann sich neben der Position des Auftreffpunktes auch die Orientierung der Magnetfeldlinien bezüglich der Oberflächennormalen ändern. Da das Magnetfeld wesentlich zur nichtisotropen Abstrahlung beiträgt, ändert sich somit auch die jeweilige Trogzeit.

Aus beiden Effekten ergibt sich die Schwierigkeit, eine exakte Referenzphase für die Trogzeiten festzulegen, da diese ja von der Verschiebung des Auftreffpunktes abhängt. Von [Cropper \(1989\)](#) wird daher eine scheinbare Trogphase, die beobachtet wird, und eine echte Trogphase, die dem Winkel zum Magnetpol entspricht, festgelegt.

10.1 Entwicklung eines Trog-Modells

Es hatte sich in Kap. 9 herausgestellt, dass eine Bestimmung der Systemparameter aus der Abweichung der Trogzeiten von einer gemittelten periodischen Voraussage, wie sie von Geckeler (1998) erfolgreich zur Anwendung gebracht werden konnte, für die neuen Daten nicht anwendbar ist. Es wurde in den neuen Daten keine sinusförmige Abweichung gefunden. Daher muss ein Schritt zurück gemacht werden, um zu versuchen, aus einer Simulation ein heuristisches Vorgehen zum Verständnis der beobachteten Phänomene vorzunehmen. Im folgenden soll versucht werden, das von Geckeler (1998) beschriebene Modell der Trogzeitverschiebung umzusetzen. Im Gegensatz zu Geckeler (1998) soll versucht werden, direkt eine Lichtkurve mit variablen Systemparametern zu synthetisieren, und diese dann mit den beobachteten Daten zu vergleichen. Dabei sollen die verschiedenen Komponenten des Modells schrittweise entwickelt werden.

10.1.1 Koordinatensysteme

Von Cropper (1989) sind verschiedene Koordinatensysteme beschrieben, die von dem Magnetfeld des Primärsterns als Basis ausgehen. Das Magnetfeld ist um eine Kolatitude β zur Spinachse geneigt und bestimmt die Position der Akkretionsregion. Diese wird in zwei Schritten in das Beobachtersystem transformiert. Die dabei benutzte Nomenklatur wurde von Trogkurven von Geckeler (1998) für die Modellierung übernommen.

Es stellte sich allerdings heraus, dass die Beschreibung der Geometrie in Kugelkoordinaten für RX J1940.1–1025 ungeeignet ist, da die Rotation des Magnetfeldes im mitgeführten Koordinatensystem die Verhältnisse schwierig werden lässt. Daher ist es geschickter, nur ein im Binärsystem mitgeführtes und ein Beobachter-Koordinatensystem zu verwenden, und in dem mitgeführten System die Rotation des weißen Zwerges zu beschreiben (Abb. 10.1):

1. Im ungestrichenen rechtshändigen kartesischen Koordinatensystem $\mathbf{x} = (x, y, z)$ liegt die Bahnebene in der X - Y -Ebene. Der Ursprung des Systems liegt im Mittelpunkt des Primärsterns, die Z -Achse hat die Richtung der Spinachse (es wird von keiner Präzession ausgegangen), die X -Achse zeigt zum Sekundärstern.
2. Im Beobachter-System $\mathbf{x}' = (x', y', z')$ dreht sich die $Y = Y'$ -Achse mit einer Rotationsphase gemäß $\phi_{\text{orb}}(t) = \Omega_{\text{orb}}(t - t_0)$ um

die Z -Achse, wobei $\Omega_{\text{orb}} = 2\pi/P_{\text{Bahn}}$ die Umdrehungsfrequenz der Bahn ist. Zudem muss die Inklination in Betracht gezogen werden, die das ganze System in der gedrehten $X' - Z'$ -Ebene um den Inklinationswinkel i kippt. Die in Cropper (1989) beschriebene Drehung zur Ausrichtung der Polarisationsebene ist für die folgende Betrachtung nicht relevant und wird daher nicht vorgenommen¹.

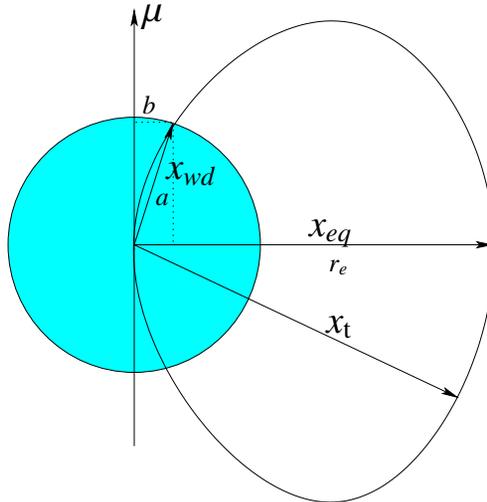


Abbildung 10.1: Skizze zur Bestimmung des Akkretionspunktes \mathbf{x}_{wd} für einen Ankopplungspunkt \mathbf{x}_t bei gegebenem magnetischem Dipolmoment $\boldsymbol{\mu}$.

10.1.2 Parametrisierung des Magnetfeldes

Unter der Annahme eines magnetischen Dipolmomentes $\boldsymbol{\mu}$ im Zentrum des Primärsterns² lässt sich das Magnetfeld an einem Punkt \mathbf{x} mit einem Einheitsrichtungsvektor $\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}/|\mathbf{x}|$ folgendermaßen beschreiben:

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{3(\hat{\mathbf{x}} \cdot \boldsymbol{\mu})\hat{\mathbf{x}} - \boldsymbol{\mu}}{|\mathbf{x}|^3} \quad (10.1)$$

¹Bei den vorliegenden Daten wurde keine Polarisationsmessung gemacht.

²Im folgenden wird der Primärstern mit der Signatur *wd* für *white dwarf* notiert.

Wir suchen nun nach einem Zusammenhang zwischen einem magnetischen Ankopplungspunkt \mathbf{x}_t (dem *threading point*) im mitgeführten Koordinatensystem, von dem an das Magnetfeld mit einem magnetischem Moment $\boldsymbol{\mu}$ die Bewegung der akkretierten Masse beherrscht, und dessen zugehörigen Akkretionspunkt \mathbf{x}_{wd} auf der Oberfläche des weißen Zwerges. Das bedeutet, dass die Punkte \mathbf{x}_t und \mathbf{x}_{wd} durch eine Magnetfeldlinie verbunden sein müssen. Hat man einmal \mathbf{x}_{wd} gefunden, so genügt es, mit Gl. (10.1) die Richtung des Magnetfeldes zu bestimmen, die für die Berücksichtigung nichtisotroper Abstrahlung benötigt wird. Zudem wird \mathbf{x}_{wd} vor allem für die Richtung der Abstrahlung benötigt, die in das Beobachtersystem transformiert wird. Diese Richtung ist bei einem sphärischen Primärstern mit dem Mittelpunkt als Koordinatenursprung durch den Ortsvektor des Auftreffpunktes gegeben.

Nach [Alfvén \(1950, S. 4\)](#) lässt sich eine Feldlinie im Dipolfeld durch

$$\begin{aligned} r &= r_e \sin^2 \theta \\ \phi &= \text{const.} \end{aligned} \quad (10.2)$$

in Kugelkoordinaten $\mathbf{x} = (r, \phi, \theta)$ parametrisieren³, wobei r_e den Abstand zum Schnittpunkt \mathbf{x}_{eq} der Feldlinie mit der Äquatorialebene beschreibt (Abb. 10.1). Demnach verläuft die Feldlinie in einer Ebene, in der auch der Dipolvektor liegt. Für einen beliebigen Ankopplungspunkt \mathbf{x}_t ist der magnetische Äquatorialradius r_e über das Skalarprodukt $(\hat{\mathbf{x}}_t, \hat{\boldsymbol{\mu}}) = \cos \theta$ und den Einheitsrichtungsvektoren $\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}/\|\mathbf{x}\|$ und $\hat{\boldsymbol{\mu}} = \boldsymbol{\mu}/\|\boldsymbol{\mu}\|$ durch Einsetzen in Gl. (10.2) folgendermaßen festgelegt:

$$\|\mathbf{x}_t\| = r_e (1 - (\hat{\mathbf{x}}_t \cdot \hat{\boldsymbol{\mu}})^2) \quad (10.3)$$

$$r_e = \frac{\|\mathbf{x}_t\|}{1 - (\hat{\mathbf{x}}_t, \hat{\boldsymbol{\mu}})^2} \quad (10.4)$$

Sofern der Ankopplungspunkt nicht mit dem Dipolvektor zusammenfällt, kann über ein Orthonormalisierungsverfahren der Vektor zum Schnittpunkt der Feldlinien mit der magnetischen Äquatorialebene gewonnen werden⁴:

$$\hat{\mathbf{x}}_{\text{eq}} = C \left(\mathbf{x}_t - \frac{(\mathbf{x}_t \cdot \boldsymbol{\mu}) \boldsymbol{\mu}}{\|\boldsymbol{\mu}\|^2} \right) \quad (10.5)$$

wobei die Normierungskonstante C für $\|\hat{\mathbf{x}}_{\text{eq}}\| = 1$ sorgt.

³Anders als in [Alfvén \(1950\)](#) wird der Winkel θ von dem magnetischen Dipolvektor aus gezählt.

⁴Für beliebige \mathbf{u}, \mathbf{v} gilt: $\mathbf{w} := \mathbf{v} - \frac{(\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{u}}{\|\mathbf{u}\|^2}$ dass $\mathbf{w} \perp \mathbf{u}$ wegen $(\mathbf{u} \cdot \mathbf{w}) = 0$.

Benutzt man das von $\hat{\boldsymbol{\mu}} = \frac{\boldsymbol{\mu}}{\|\boldsymbol{\mu}\|}$ und $\hat{\mathbf{x}}_{\text{eq}}$ aufgespannte orthonormale Koordinatensystem, so kann der Auftreffpunkt der Materie \mathbf{x}_{wd} relativ einfach bestimmt werden: Setzt man $\mathbf{x}_{\text{wd}} = a \hat{\boldsymbol{\mu}} + b \hat{\mathbf{x}}_{\text{eq}}$, so gilt gemäß Gl. (10.3):

$$\|\mathbf{x}_{\text{wd}}\| = \sqrt{a^2 + b^2} \quad (10.6)$$

$$\stackrel{!}{=} r_e (1 - (\hat{\mathbf{x}}_{\text{wd}} \cdot \hat{\boldsymbol{\mu}})^2) \quad (10.7)$$

$$= r_e \left[1 - \left(\frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}} \right)^2 \right]$$

$$= r_e \frac{b^2}{a^2 + b^2}$$

$$(a^2 + b^2)^{3/2} = r_e b^2 = \|\mathbf{x}_{\text{wd}}\|^3 \quad (10.8)$$

Eine weitere Bedingung ist, dass der Ankopplungspunkt auf der Primärsternoberfläche ist:

$$\|\mathbf{x}_{\text{wd}}\| = R_{\text{wd}} \quad (10.9)$$

Gleichsetzen von Gl. (10.8) und Gl. (10.9) ergibt:

$$b = \sqrt{\frac{R_{\text{wd}}^3}{r_e}} \quad (10.10)$$

$$a = \pm R_{\text{wd}} \sqrt{1 - \frac{R_{\text{wd}}}{r_e}} \quad (10.11)$$

Mit dem doppelten Vorzeichen von a ist angedeutet, dass es wegen der beiden magnetischen Pole zwei Auftreffpunkte geben kann. Das bedeutet, dass je nach Typ des AM-Her-Systems entweder nur ein Pol akkretiert ($a \geq 0$), oder beide gleichzeitig, eventuell wechselnd, akkretieren ($a \pm |a|$). Die orthogonale Komponente b sollte dagegen gemäß Konstruktion immer positiv sein. Die verwendeten Vektoren sind in Abb. 10.1 dargestellt.

Im mitgeführten Koordinatensystem lässt sich das magnetische Moment über die Kolatitude β und analog zu Geckeler (1998) mit einer Phase ζ , die der Beatphase entspricht, als Vektor mit Kugelkoordinaten beschreiben:

$$\boldsymbol{\mu} = \mu (\cos \zeta \cdot \sin \beta, \sin \zeta \cdot \sin \beta, \cos \beta) \quad (10.12)$$

Die Phase ζ ist so gewählt, dass für $\zeta = 0$ das magnetische Moment in Richtung des Sekundärsterns zeigt. Da bei senkrechter Blickrichtung auf den Akkretionspunkt des Primärsterns der Fluss abnimmt, sollte dann der Trog mit einer Eklipse durch den Sekundärstern zusammenfallen. Es sind dabei Abweichungen infolge einer ballistischen Bahn der Akkretionsmaterie nicht berücksichtigt.

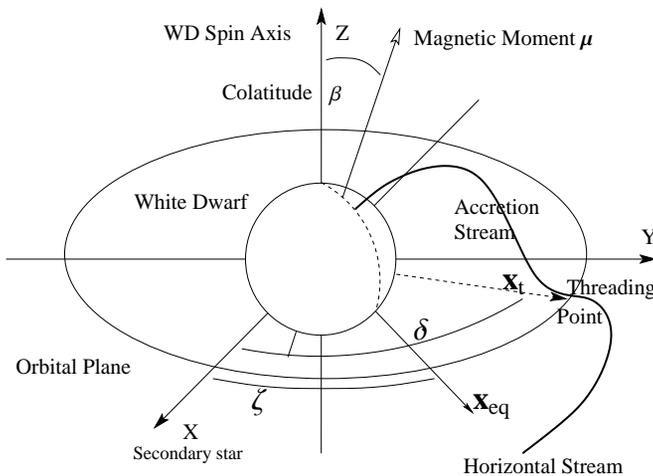


Abbildung 10.2: Konfiguration des Magnetfeldes für eine Kolatitude β und eine Phase ζ sowie einer ballistischen Korrektur δ , die den Ankopplungspunkt \mathbf{x}_t definiert. Übernommen aus [Geckeler \(1998\)](#).

10.1.3 Der Magnetosphärenradius

Die Bestimmung des Ankopplungspunktes mit einem Abstand vom Primärstern von $r_t = \|\mathbf{x}_t\|$ wirft einige physikalische Probleme auf. Zunächst kann man für sphärische Akkretion einen Magnetosphärenradius r_μ ermitteln, bei dem die Magnetfeldstärke für die akkretierte Materie so groß wird, dass diese den Magnetfeldlinien folgen muss. Bei der Anwendung dieses einfachen Modells muss berücksichtigt werden, dass es einen Zwischenbereich gibt, in dem das Magnetfeld nicht die Bahn der gesamten Materie bestimmt, diese aber infolge eines erhöhten magnetischen Drucks in einzelne Stücke zerreißt ([Warner, 1995](#), S. 314).

Die klassische Definition für den Magnetosphärenradius besagt, dass

der dynamische und der magnetische Druck gleich sind (Alfvén, 1950; Mukai, 1988):

$$\rho v^2 \sim \frac{B^2}{8\pi} \quad (10.13)$$

Berücksichtigt man, dass nicht voll sphärische Akkretion stattfindet, sondern nur ein Massestrom der Dicke d akkretiert wird, so ergibt sich folgender Magnetosphärenradius (Mukai, 1988):

$$r_\mu = 6.3 \times 10^9 \mu_{33}^{4/11} d_9^{4/11} M_1^{-1/11} \dot{M}_{16}^{-2/11} \text{ cm} \quad (10.14)$$

wobei μ_{33} das magnetische Moment in 10^{33} G cm^3 , d_9 der Radius des Akkretionsstroms in 10^9 cm , M_1 die Masse des Primärsterns in Sonnenmassen und \dot{M}_{16} die Massenakkretionsrate in 10^{16} g s^{-1} ist.

Wenn noch berücksichtigt wird, dass der Akkretionsstrom die magnetischen Feldlinien im Ankopplungsbereich verziehen muss, um unphysikalisch hohe Stromdichten zu vermeiden (Hameury et al., 1986), so ergibt sich ein etwas genauere Bestimmung des Magnetosphärenradius:

$$\rho v^2 \pi d^2 \sim \pi \left(\frac{\beta r_t}{3} \right) \frac{B^2}{8\pi} \quad (10.15)$$

Dabei wird für den dimensionslosen Faktor $\beta \geq 1$ und einem Konversionsfaktor $\gamma < 1$ für die Bestimmung der freien Fallgeschwindigkeit angenommen. Dies ergibt:

$$r_\mu = 1 \times 10^{10} \beta^{4/7} \gamma^{-2/7} \mu_{33}^{4/7} M_1^{-1/7} \dot{M}_{16}^{-2/7} \text{ cm} \quad (10.16)$$

Wie Geckeler (1998) darlegt, wird bei dieser Abschätzung des Magnetosphärenradius nicht berücksichtigt, dass sich der Ankopplungspunkt außerhalb des magnetischen Äquators befinden kann und daher die effektive magnetische Feldstärke gemäß Gl. (10.1) schwächer und folglich der Magnetosphärenradius kleiner sein muss. Für nichtsynchrone Systeme wie RX J1940.1–1025 spielt dies wegen des sich ändernden Ankopplungspunktes eine Rolle. Eine allgemeinere Beschreibung des Magnetosphärenradius, der dem hier gesuchten magnetischen Ankopplungspunkt entspricht (d.h. $r_\mu = r_t$), findet sich in Ferrario et al. (1989)⁵:

$$\frac{r_t}{R_{\text{wd}}} = 13.4 \left(\frac{1 B_p (1 + 3 \cos^2 \theta_d)^{1/2}}{3 \times 10^7 \text{ G}} \right)^{4/7} \left(\frac{f_s}{10^{-3}} \right)^{2/7} M_1^{-8/21} \dot{M}_{16}^{-2/7}$$

⁵Die Definition von θ_d wurde hier etwas anders verwendet: Bei Ferrario et al. (1989) entspricht θ_d der Kolatitude β , in der Annahme, dass sich der magnetische Ankopplungspunkt in einer Ebene mit dem Spin- und magnetischem Dipolvektor

Dabei ist B_p die polare magnetische Feldstärke, θ_d der Winkel zwischen magnetischem Ankopplungspunkt und dem magnetischen Dipolvektor und f_s der vom Akkretionsstrahl ausgefüllte Raumwinkel.

Der hier relevante Faktor ist die Abhängigkeit des Magnetosphärenradius von θ_d , die einen *effektiven* Magnetosphärenradius r_{t0} bestimmt, ab dem der magnetische Druck für den gegebenen Ankopplungspunkt tatsächlich überwiegt:

$$r_{t0} = r_t(1 + 3 \cos^2 \theta_d)^{2/7} \quad (10.17)$$

$$= r_t(1 + 3 (\hat{\mathbf{x}}_t \cdot \hat{\boldsymbol{\mu}})^2)^{2/7} \quad (10.18)$$

Sofern die Kolatitude $\beta = 0$ und sich (wie im folgenden angenommen) der magnetische Ankopplungspunkt \mathbf{x}_t in der Bahnebene befindet gilt also $r_{t0} = r_t$ (Abb. 10.2). Es zeigt sich auch, dass die Abhängigkeit relativ schwach ist. Im Prinzip bietet diese Abhängigkeit eine Möglichkeit, die physikalischen Parameter des Systems einzuzugrenzen.

10.1.4 Bestimmung des Auftreffpunktes \mathbf{x}_{wd}

Das Modell der Trogbestimmung besteht darin, für eine gegebene Beatphase ζ unter Berücksichtigung von einigen Systemparametern — insbesondere der Kolatitude β und dem Magnetosphärenradius r_t — den Auftreffpunkt \mathbf{x}_{wd} auf dem Primärstern zu ermitteln, um dann in einem weiteren Schritt die Abstrahlung, die eine nichtisotrope Charakteristik besitzen kann, zu simulieren. Die Schritte sind nun:

1. Aus der Kolatitude β und dem Magnetosphärenradius r_t wird der effektive Magnetosphärenradius r_{t0} bestimmt.
2. Für eine gegebene Phase ζ kann die Richtung des magnetischen Momentes $\boldsymbol{\mu}$ aus Gl. (10.12) ermittelt werden.
3. Der magnetische Ankopplungspunkt \mathbf{x}_t kann über den effektiven Magnetosphärenradius r_{t0} und einem ballistischen Korrekturwinkel δ bestimmt werden:

$$\mathbf{x}_t = r_{t0}(\cos \delta, \sin \delta, 0) \quad (10.19)$$

befindet. Hier ist θ_d der Winkel zwischen magnetischem Dipolvektor $\boldsymbol{\mu}$ und magnetischem Ankopplungspunkt, der für eine Kolatitude von $\beta = 0$ gerade $\theta_d = \pi/2$ entspricht. Daher muss der Sinus durch einen Kosinus ersetzt werden, wie es auch von [Geckeler \(1998\)](#) angedeutet wird.

Der ballistische Korrekturwinkel δ im mitgeführten Koordinatensystem soll berücksichtigen, dass der magnetische Ankopplungspunkt nicht direkt auf der Verbindung zwischen Sekundärstern und Primärstern liegt, sondern die akkretierte Materie in freiem Fall einem ballistischen Bogen folgt, bis der magnetische Druck überwiegt.

4. Gemäß Gl. (10.5) kann aus dem effektiven Ankopplungsvektor \mathbf{x}_t ein magnetischer Äquatorialeinheitsvektor bestimmt werden. Dabei gewinnt man aus Gl. (10.3) den magnetischen Äquatorialradius r_e .
5. Über Gl. (10.11) und Gl. (10.10) lassen sich direkt die Komponenten a und b im magnetischen Basissystem $(\hat{\boldsymbol{\mu}}, \hat{\mathbf{x}}_{\text{eq}})$ bestimmen, so dass der Auftreffpunkt $\mathbf{x}_{\text{wd}} = a \hat{\boldsymbol{\mu}} + b \hat{\mathbf{x}}_{\text{eq}}$ bekannt ist.
6. Mit der Kenntnis des Akkretionspunktes kann unter Annahme eines kugelförmigen Primärsterns der Normalenvektor gleich dem Ortsvektor dieses Akkretionspunktes gesetzt werden, sofern dessen Ursprung im Zentrum des Primärsterns liegt.
7. Aus Gl. (10.1) kann durch Einsetzen die Richtung des \mathbf{B} -Feldes am Akkretionspunkt ermittelt werden. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass für den zweiten Akkretionspunkt, der durch die negative Lösung in Gl. 10.11 angegeben wird, der Vektor umgedreht werden muss.

10.1.5 Variation der Akkretionspunkte

Mit den bisher angestellten Betrachtungen lässt sich für eine gegebene Kolatitude β und einer Beatphase ζ , die das magnetische Moment μ im mitgeführten Koordinatensystem beschreibt, die Position des Akkretionspunktes bestimmen. In Abb. 10.3 ist die Bewegung dieses Akkretionspunktes für verschiedene Kolatituden β dargestellt, wobei die Phase ζ einen vollen Zyklus durchfährt. Es zeigt sich, dass für kleine Kolatituden die Akkretionspunkte beider Pole sich in getrennten Bereichen bewegen, während für größere Kolatituden beide Auftreffpunkte in konzentrischen Ringen nahezu gleiche Trajektorien, aber mit einer Phasenverschiebung von 180° durchfahren. Diese Ergebnisse sind in ähnlicher Weise in Geckeler (1998) dargestellt.

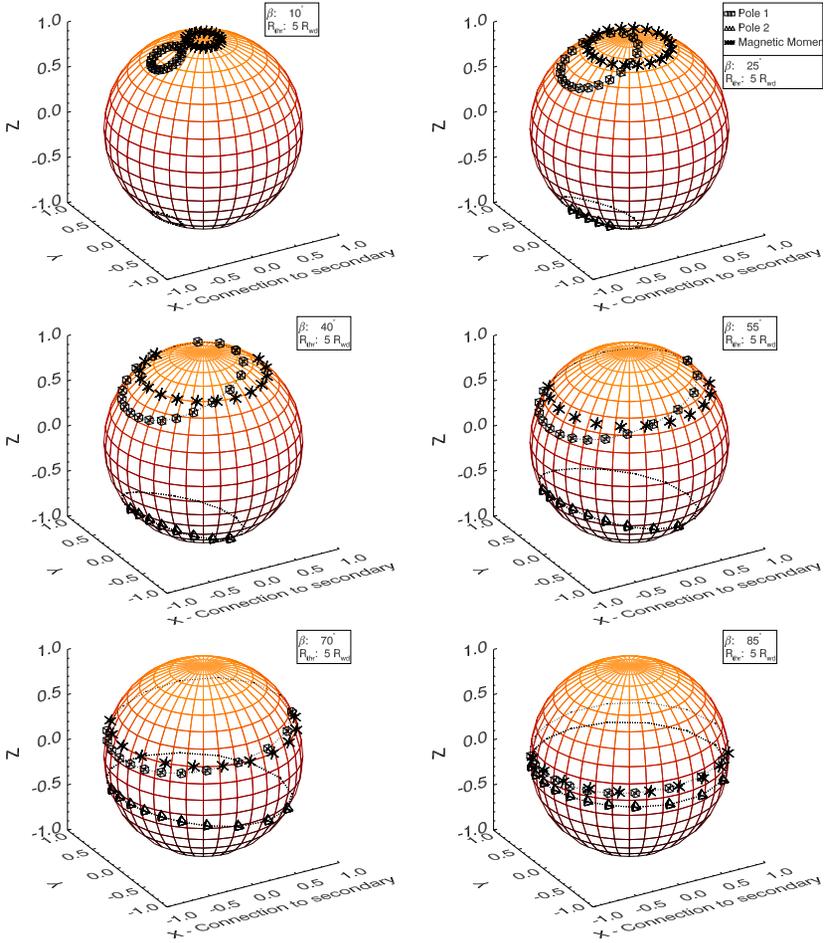


Abbildung 10.3: Bewegung der Akkretionspunkte für verschiedene Kolatituden $\beta = 10^\circ, 25^\circ, 40^\circ, 55^\circ, 70^\circ, 85^\circ$ und einem Magnetosphärenradius von $10 R_{\text{wd}}$. Anders als in (Geckeler, 1998, S. 83) befindet sich das Koordinatensystem $\mathbf{x} = (x, y, z)$ im Doppelsternsystem und rotiert daher mit der Bahnperiode. Der magnetische Ankopplungspunkt befindet sich auf der negativen X-Achse. Neben den Akkretionspunkten ist die Bewegung des Magnetpoles dargestellt.

10.1.6 Umrechnung in Beobachterkoordinaten

Damit sind die für das Modell relevanten Vektoren im mitgeführten System bestimmt. Für eine Umrechnung in das Beobachter-System müssen noch zwei Transformationen vorgenommen werden:

1. Das System muss um die Z -Achse um einen Winkel ϕ gedreht werden, der die Bahndrehung des Systems bestimmt. Diese Drehung hängt von der Zeit t bezüglich eines Nullpunktes t_0 und von der Bahnperiode P_{orb} ab:

$$\phi(t) = 2\pi \frac{t - t_0}{P_{\text{orb}}} \quad (10.20)$$

Dabei ist $\phi(t)$ so gewählt, dass für $t = t_0$ der Sekundärstern vor dem Primärstern steht, was im vorliegenden Modell einer Eklipse entspricht. Die Transformation kann über eine Rotationsmatrix $M_z(\phi)$ vorgenommen werden:

$$M_z(\phi) = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10.21)$$

2. Das System muss um einen Inklinationwinkel i gekippt werden. Dies kann mit folgender Rotationsmatrix $M_y(i)$ dargestellt werden:

$$M_y(i) = \begin{pmatrix} \cos i & 0 & -\sin i \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin i & 0 & \cos i \end{pmatrix} \quad (10.22)$$

Damit gilt dann für die Transformation eines beliebigen Vektors aus dem mitbewegten System in das Beobachtersystem:

$$\mathbf{x}' = M_y(i) [M_z(\phi(t)) \mathbf{x}] \quad (10.23)$$

Die in das Beobachtersystem transformierten Normalen- und Magnetfeldvektoren variieren also zeitlich. Das Modell geht davon aus, dass die veränderte Blickrichtung der Effekt ist, der wegen einer nichtisotropen Abstrahlung zu der beobachteten Helligkeitsvariation des Systems führt.

10.1.7 Nichtisotrope Abstrahlung

Neben der Bestimmung der Akkretionsregion auf dem Primärobjekt spielt die Abstrahlungscharakteristik, die den in verschiedene Richtungen abgestrahlten Fluss angibt, eine wesentliche Rolle. Da hierbei verschiedene physikalische Prozesse mitwirken, kann diese Charakteristik unterschiedlich aussehen. Es zeigt sich zunächst, dass bei kleinen Variationen der Abstrahlungscharakteristik sich völlig andere Lichtkurven ergeben können (Abb. 10.4), so dass das Modell sehr sensitiv auf kleine Änderungen der Abstrahlungscharakteristik reagiert. Das bedeutet, dass zwar bei kleinen Ungenauigkeiten in der Modellierung der Abstrahlungscharakteristik gravierende systematische Abweichungen entstehen können, andererseits aber die relevanten Parameter (z.B. die Magnet-

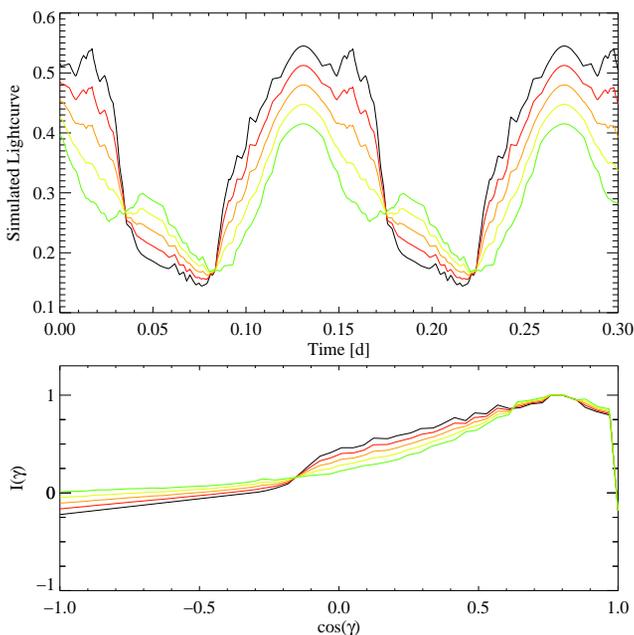


Abbildung 10.4: Beispiel für die Abhängigkeit der Form einer Lichtkurve (oben) von der Abstrahlungscharakteristik (unten, Intensität als Funktion von $\cos \gamma$).

feldstärke der Zyklotronstrahlung) sehr genau bestimmbar sind.

Wie schon in Kap. 5 dargelegt sind die wesentlichen Abstrahlungsmechanismen (vgl. Warner, 1995; Cropper, 1990) folgende:

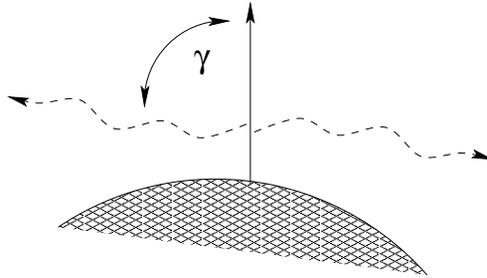
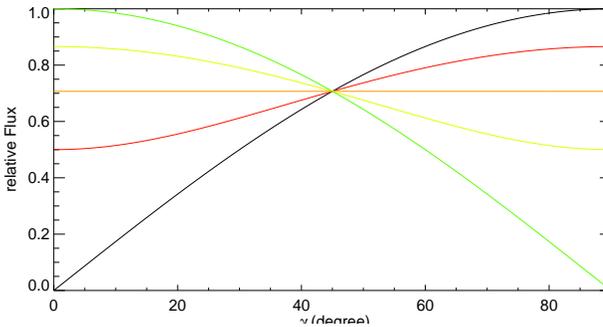
- **Bremsstrahlung:** Wenn die Materie auf die Primärsternoberfläche trifft, bildet sich in einer gewissen Höhe eine Schockfront aus. Unterhalb dieser Front kann Bremsstrahlung abgestrahlt werden. Diese ist zwar isotrop, kann aber von einer optisch dicken Schockfront z.T. absorbiert werden.
- **Zyklotronstrahlung:** Zugleich können die Elektronen und Ionen des Plasmas, je nach Stärke des Magnetfeldes, Zyklotronstrahlung abgeben. Diese ist stark richtungsabhängig und wird vor allem senkrecht zum Magnetfeld und damit seitlich abgestrahlt. Je nach Energie der Elektronen, der Stärke des Magnetfeldes und der optischen Tiefe wird Zyklotronstrahlung im Wesentlichen in verschiedenen optischen Bereichen abgestrahlt.
- **Schwarzkörperstrahlung:** Sowohl in der Akkretionssäule als auch von der Sternoberfläche absorbierte Röntgenstrahlung wird reprozessiert und als Schwarzkörperstrahlung im weichen Röntgenbereich und optischen Bereich abgestrahlt. Diese Abstrahlung ist im Wesentlichen (bis auf die Selbstverdeckung durch den Primärstern) isotrop.

Parametrisierung der Abstrahlungscharakteristik

Für eine Umsetzung dieser verschiedenen Prozesse wurde zunächst versucht, eine einfache Parametrisierung zu finden, die weite Bereiche der Abstrahlungscharakteristik abdecken kann. Auch wenn diese nicht alle physikalischen Details repräsentiert, so lässt sich doch gut das qualitative Verhalten für verschiedene Vorgänge darstellen. Beispielsweise kann bei isotroper Abstrahlung nur der Effekt der Selbstverdeckung eine Rolle spielen. Dabei verschwindet der Akkretionspunkt für den Beobachter hinter dem Primärstern. Dies äußert sich in einer konstanten Lichtkurve mit scharfen Helligkeitseinbrüchen.

Die Abstrahlungscharakteristik wird im folgenden in Abhängigkeit von dem Winkel γ beschrieben, der die Normale des Primärsterns beim Auftreffpunkt bzw. die Richtung des Magnetfeldes bezüglich der Beobachterrichtung festlegt (siehe Abb. 10.5).

Für höhere Energien ist, sofern der Akkretionsstrom optisch dicht ist, ein seitlich zum Magnetfeld ausgerichteter Fächerstrahl (*fan beam*)

Abbildung 10.5: Skizze des Abstrahlungswinkels γ .Abbildung 10.6: Abstrahlungscharakteristiken des sin-cos-Modells für verschiedene Parameter α .

zu erwarten. Dieser hat im Wesentlichen eine Abstrahlungscharakteristik von $\sim \sin \gamma$ hat. Andererseits hat eine Abstrahlung von der Oberfläche eine Abstrahlungscharakteristik von $\sim \cos \gamma$, so dass es sich anbietet, diese beiden Komponenten mit einer stetigen Parametrisierung α zu überlagern. Dabei soll für eine Intensität I , die im Winkel γ einen Strahlungsfluss F abstrahlt, bei einem Parameter $\alpha = 0$ eine Abstrahlung von $F \sim I \sin \gamma$ erfolgen, während für $\alpha = 1$ eine Abstrahlung von $F \sim I \cos \gamma$ gewährleistet sein soll. Für $\alpha = 1/2$ soll die Abstrahlung isotrop erfolgen. Diese Bedingungen werden durch folgende Gleichung

erfüllt:

$$F(\gamma) = I \sqrt{2 \left(\cos^2 \gamma - \frac{1}{2} \right) \left(\alpha - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2}} \quad (10.24)$$

Zu beachten ist zusätzlich, dass für Winkel $\gamma < 0$ keine Abstrahlung erfolgen soll (dies entspricht der Selbstverdeckung des Akkretionspunktes). Die verschiedenen Charakteristiken sind in Abb. 10.6 dargestellt.

Im optischen Bereich würde man im Wesentlichen eine \cos -Verteilung erwarten, die die Tatsache widerspiegelt, dass die meisten Photonen aus der Photosphäre des weißen Zwerges stammen und daher der Fluss direkt mit der sichtbaren Fläche korreliert. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass ein Teil der optischen Strahlung durch den Akkretionsstrom verdeckt wird, und dass die Erzeugung der Photonen durch Sekundärprozesse unter der Sternoberfläche stattfinden kann. Es zeigt sich allerdings, dass die in Gl. (10.24) angegebene Richtungsverteilung die tatsächlichen Verhältnisse nur ungenügend wiedergibt. Es ergeben sich insbesondere durch die unvollständige Kenntnis für negative Winkel, die einer Abstrahlung aus einer gewissen Höhe über der Sternatmosphäre entsprechen, scharfe Kanten in einer simulierten Lichtkurve, die so nicht beobachtet werden können.

Weiterhin wurde versucht, die Winkelverteilung durch eine Lorentzkurve zu parametrisieren. Durch die Einführung zusätzlicher freien Parameter (Skalierung, Mittelwert und Breite) konnte allerdings keine erfolgreiche Durchmusterung des Parameterraumes einer Modellanpassung an die beobachteten Daten durchgeführt werden.

Es war daher erfolgsversprechender, physikalisch modellierte Abstrahlungscharakteristika zu verwenden, da sich damit die zu untersuchenden Parameter leichter eingrenzen lassen. Die benutzten Komponenten werden im folgenden aufgeführt.

Bremsstrahlung und Schwarzkörperstrahlung

Von Imamura & Durisen (1983) wurden für den Röntgenbereich die spektralen Komponenten für ein Schwarzkörperspektrum und Bremsstrahlung berechnet und zusätzlich wurde auch eine Abschätzung für die Winkelverteilung angegeben (Abb. 10.7). Diese Verteilung bietet eine gute Möglichkeit, Lichtkurven im Röntgenbereich zu simulieren. Dabei lässt sich neben der Bestimmung von Schwarzkörper- und Bremsstrahlungsanteil eine grobe Abschätzung über die Größe des Auftreffpunktes f_s

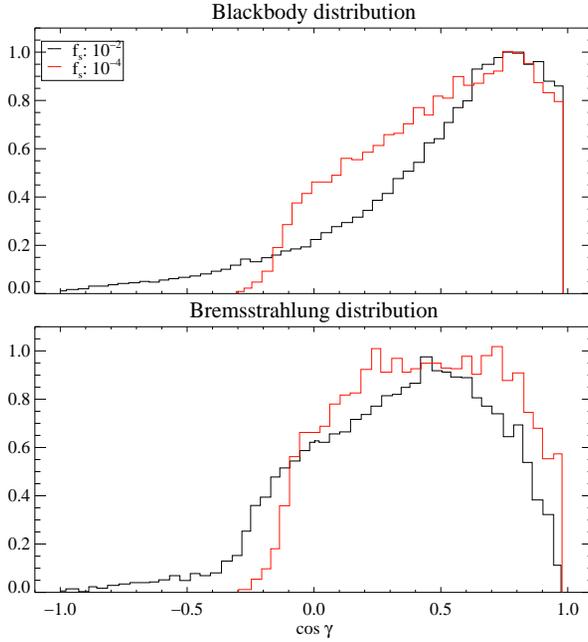


Abbildung 10.7: Winkelabhängigkeit des spektralen Flusses von $\cos \gamma$. Dieser wurde auf das Maximum normiert. Es sind verschiedene große Akkretionsregionen ($f_s = 10^{-2}$ und $f_s = 10^{-4} 4\pi R_{\text{wd}}^2$) und einer Bremsstrahlungs- und Schwarzkörperkomponente wiedergegeben. Entnommen aus: [Imamura & Durisen \(1983\)](#).

ermitteln, die in $4\pi R_{\text{wd}}^2$ angegeben ist. Es zeigte sich, dass auch im optischen Bereich mit Erfolg die Winkelverteilung der Schwarzkörperkomponente, die im Wesentlichen nur geometrische Effekte berücksichtigt, benutzt werden kann.

Zyklotronstrahlung

Für die Bestimmung der Zyklotron-Abstrahlung wurden umfangreiche Rechnungen durchgeführt ([Chanmugam & Dulk, 1981](#); [Barrett & Chanmugam, 1984](#); [Wickramasinghe & Meggitt, 1985](#)). Für eine Lichtkurvensimulation ist die Arbeit von [Wickramasinghe & Meggitt \(1985\)](#)

am besten geeignet, da in dieser auf einem Gitter von verschiedenen Zyklotron-Harmonischen (ω/ω_0), Abstrahlungswinkeln Θ (in dieser Arbeit γ) und optischen Tiefenparametern Λ der Fluss bestimmt wurde. Dabei ist die Zyklotronfrequenz $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ im nichtrelativistischen Fall mit der Magnetfeldstärke B (in G) durch

$$\omega_0 = \frac{eB}{mc} \quad (10.25)$$

bestimmt, während der optische Tiefenparameter Λ von der Pfadlänge s , der Anzahlichte der Elektronen N_e und der Magnetfeldstärke B abhängt (Wickramasinghe & Meggitt, 1985):

$$\Lambda = 2.01 \times \left(\frac{s}{10^5 \text{cm}} \right) \left(\frac{N_e}{10^{16} \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{3 \times 10^7 \text{G}}{B} \right) \quad (10.26)$$

Λ kann näherungsweise als optische Tiefe der Zyklotronfrequenz ω_0 gedeutet werden (Warner, 1995). Es wurden zwei Fälle berücksichtigt. Erstens der Fall, dass die Zyklotronstrahlung aus einer Region mit konstanter Temperatur T_e kommt, und zweitens der, dass sie von einer Temperaturschichtung bestimmt wird, die einer Schockfront mit einer Schocktemperatur T_s entspricht. Von Wickramasinghe & Meggitt (1985) wurde (anders als in Barrett & Chanmugam, 1984) angenommen, dass die Elektronentemperatur mit $T_e > 10 \text{keV}$ vergleichsweise hoch ist und dadurch ein Einfluss der Zyklotron-Harmonischen weniger dominant ausfällt.

In dem in dieser Arbeit entwickelten Modell wurde diese von Wickramasinghe & Meggitt (1985) vorgestellte Abstrahlungscharakteristik für die beiden Fälle (konstante Temperatur/Schockfront) verwendet, wobei die Zyklotronharmonische $N_{\text{cycl}} = \omega/\omega_0$ als freier Parameter benutzt werden konnte. Die Abstrahlungscharakteristik musste aus dem zweidimensionalen Gitter durch Delaunay-Triangulation und linearer Interpolation durchgeführt werden. Durch die Bestimmung der Zyklotronharmonischen N_{cycl} kann für eine in einer bestimmten Wellenlänge $\lambda_{\text{obs}} = 2\pi c/\omega_{\text{obs}}$ beobachteten Lichtkurve aus Gl. (10.25) gemäß

$$\begin{aligned} B &= \frac{\omega_0 mc}{e} = \frac{\omega_{\text{obs}} mc}{e N_{\text{cycl}}} = \frac{2\pi mc^2}{\lambda_{\text{obs}} e N_{\text{cycl}}} \\ &= 1.07 \times 10^{11} \left(\frac{\text{nm}}{\lambda} \right) \left(\frac{1}{N_{\text{cycl}}} \right) \text{G} \end{aligned} \quad (10.27)$$

näherungsweise die Magnetfeldstärke B bestimmt werden.

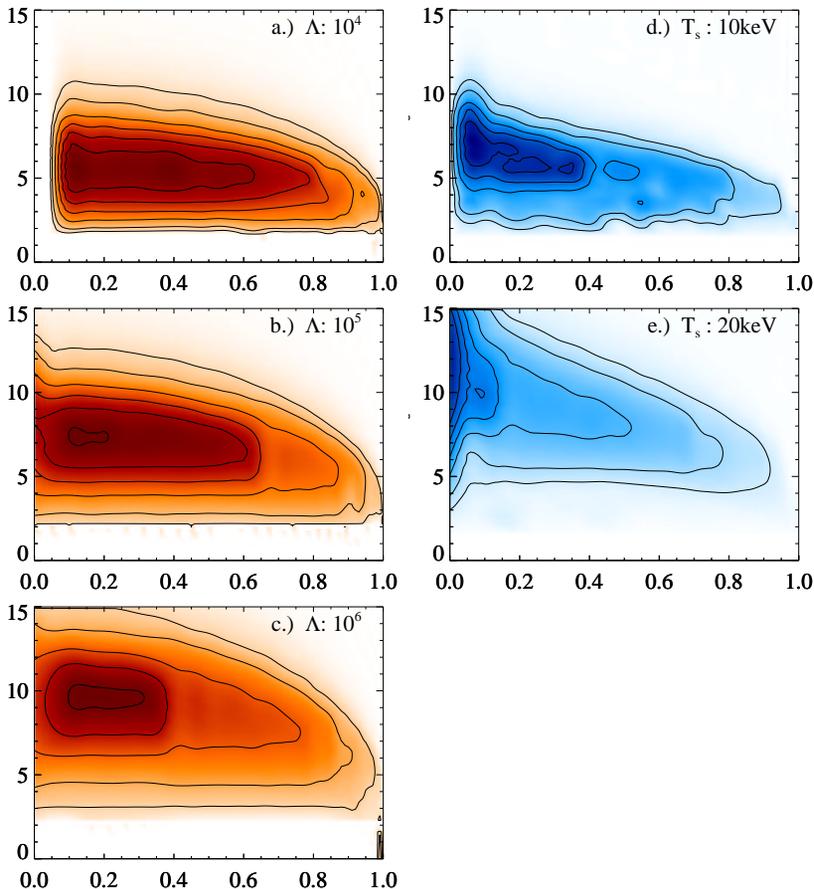


Abbildung 10.8: Winkelabhängigkeit der Intensität von Zyklotronstrahlung von $\cos \gamma$. Die Plots a.), b.) und c.) entsprechen einer Zyklotronstrahlung aus einem Bereich mit konstanter Elektronentemperatur von $T_e = 20 \text{ keV}$ und einem optischen Tiefenparameter von $\Lambda = 10^4, 10^5, 10^6$; die Elektronendichte betrug $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die Plots d.) und e.) beschreiben Zyklotronstrahlung aus einer Schockfront mit Schocktemperaturen von $T_s = 10 \text{ keV}$ und $T_s = 20 \text{ keV}$. Die Konturlinien beschreiben eine relative Intensität von 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5. Dunkle Bereiche haben hohe Intensität. Entnommen aus [Wickramasinghe & Meggitt \(1985\)](#) und in $\cos \gamma$ umgerechnet.

Geometrische Modelle

Neben der ursprünglichen Abstrahlungscharakteristik spielen noch einige Effekte eine Rolle, die sich aus der Form und Größe der Akkretionsregion ergeben. Während von [Lamb & Masters \(1979\)](#) noch von einer kreisförmigen Akkretionsregion ausgegangen wurde, stellte sich bei genaueren Betrachtungen heraus, dass die Akkretionsregion eher bogenförmig sein muss ([Mukai, 1988](#)). Von [Sirk & Howell \(1998\)](#) wurden zudem genauere Betrachtungen und Vergleiche mit Beobachtungen im UV-Bereich von Polaren durchgeführt. Es zeigte sich, dass die Akkretionssäule nicht einfach als Scheibe, sondern eher mit einem ringförmigen Wall beschrieben werden muss.

In der vorliegenden Arbeit wurde nicht versucht, diese geometrischen Effekte zu berücksichtigen, so dass sich z.T. deutliche Abweichungen zwischen Beobachtungsdaten und Modell ergeben können. Es zeigt sich jedoch, dass sich auch mit einem vereinfachten Modell physikalisch konsistente Größen bestimmen lassen.

10.1.8 Zwei Pole

Die bisherige Analyse des Zeitverhaltens von RX J1940.1–1025 zeigte eine doppelte Struktur von Trögen. Diese können auf eine Überlagerung von Selbstverdeckung des Primärsterns und wechselnde Blickrichtung auf den Akkretionspunkt beruhen. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass die Akkretion auf mehrere Pole stattfindet. Um letztere Konfiguration zu testen, soll das Modell in der Lage sein, zwei gegenüberliegende Pole zu simulieren, auf die jeweils mit gewissen Anteilen Materie akkretiert wird. Im vorliegenden Modell ist dies durch die zwei Lösungen der Vektorkomponente a aus Gl. (10.11) realisiert, indem sowohl für $+a$ wie auch $-a$ die Flüsse ermittelt und überlagert werden.

Allerdings ist hier nicht berücksichtigt, dass der jeweils nähere Pol bevorzugt akkretiert. Dies könnte durch eine Komponente geschehen, die von dem Skalarprodukt $\hat{\mathbf{x}}_t \cdot \hat{\boldsymbol{\mu}}$ abhängt, und gegebenenfalls ein Umklappen des Akkretionsstroms initiiert.

Für die meisten Untersuchungen genügt es allerdings, die *Polarität* durch einen *Polfaktor* p auszudrücken, der den Flussanteil F_1, F_2 jedes Pols bestimmt und einen Wertebereich von $-1..1$ hat:

$$F = \frac{1}{2} \left[(p + 1) F_1 - (p - 1) F_2 \right] \quad (10.28)$$

10.1.9 Magnetfeldrichtung versus Normale

Wie von [Geckeler \(1998\)](#) angedeutet, muss die Symmetrieachse der Richtungsverteilung nicht notwendigerweise die Normale der Primärsternoberfläche sein; für Zyklotronstrahlung würde man erwarten, dass die Abstrahlung sich an den Magnetfeldlinien ausrichtet, während die Schwarzkörperkomponente eine im Wesentlichen zur Normalen symmetrische Richtungsverteilung hat.

Da beide Richtungen im Rahmen des oben beschriebenen Modells ermittelt werden, genügt es für Abstrahlung, einen Parameter η einzuführen, der den Anteil des Magnetfeldes für die Richtungsinformation darstellt. Das bedeutet, dass für $\eta = 0$ die Abstrahlung symmetrisch zur Normalen der Sternoberfläche ist, während sie sich für $\eta = 1$ nur am Magnetfeld ausrichtet. Es stellte sich allerdings heraus, dass dieser Parameter durch die vorhandenen Beobachtungen nicht eingrenzbar ist; er wurde daher auf Null gesetzt.

10.2 Anwendung der Trogsimulation

10.2.1 Vorgehen

Das Modell wurde im Rahmen der interaktiven Fit-Umgebung **CAFE** in IDL implementiert und integriert, so dass eine direkte Schnittstelle zur Parametrisierung wie auch zur Darstellung verwendet werden konnte. Damit war es möglich, einen direkten Vergleich und eine Anpassung an die verschiedenen Datensätze vorzunehmen. Zuvor mussten allerdings die Dips herausgenommen werden, da diese zwar zusätzliche Information enthalten, aber von dem beschriebenen Modell nicht abgedeckt werden. Da die Dips ein lokales Phänomen in der Lichtkurve sind und die Ursache der Dips nicht unbedingt eine Eklipse durch die Sekundärkomponente sein muss, ist es sinnvoller, diese getrennt zu behandeln, als ein kompliziertes Modell mit einer Roche-Geometrie und Strahlverfolgungen zu entwickeln, welches unter Umständen nicht dem speziellen Problem Rechnung tragen kann.

Die Untersuchung beschränkte sich zunächst auf eine Simulation im Röntgenbereich mit einer Schwarzkörper-Richtungsverteilung, wobei die simulierte Lichtkurve einem Pulsprofil der XMM-Newton-Beobachtung angepasst wurde. Es zeigte sich, dass die Röntgenlichtkurve im Rahmen dieses Modells sehr gut durch eine Bremsstrahlkomponente wiedergegeben werden kann. Für reine Schwarzkörperstrahlung wurde kein

Tabelle 10.1: Untersuchte Parameter mit typischen Startwerten und Gültigkeitsbereichen.

Parameter	Startwert	Minimum	Maximum
Skalierung	1	0	5
i	83.6	0	90
β	8.6	0	90
r_t	1.4	0	50
δ	0	-180	180
ζ	0	0	360
η	0.26	0	1
p	0.2	-1	1
P_{orb}	0.140234	0,	1

brauchbares Ergebnis erzielt.

Alle Modell-Fits wurden mit einem Profil der verschiedenen Beobachtungen durchgeführt, welches durch Falten der Lichtkurve mit der Bahnperiode von 0.140234 d gewonnen wurde. Dies hat den Vorteil, dass sich statistische Schwankungen der Beobachtung ausmitteln und die Zahl der Datenpunkte gering bleibt. Die Beatphasenänderung innerhalb einer Beobachtung wurde dabei als vernachlässigbar angenommen.

10.2.2 Durchmusterung des Parameterraumes

Um in einem größeren Rahmen sicherzustellen, dass die gefundenen Parametersätze tatsächlich die Daten am besten beschreiben können, benötigt man neben einer analytischen Optimierung ein Verfahren, welches in einem globalen Bereich mit einiger Sicherheit das Optimum zu finden vermag. Neben einer Durchmusterung, bei der ein oder mehrere Parameter variiert werden und die möglicherweise besten Fitwerte aus dem Raster fallen, bieten sich statistische Verfahren an, die iterativ mehrere zufällig erwürfelte Parametersätze gemäß ihrer Relevanz untersuchen.

Einen möglichen Ansatz bieten dabei genetische Algorithmen, die für eine Population von Parametersätzen iterativ und stochastisch Parameter kombinieren, gemäß ihres χ^2 -Wertes einen Anpassungsgrad ermitteln und daraufhin neue Populationen erzeugen bzw. Parametersätze verwerfen. Für die hier verwendete Modellierung wurde ein solches Verfahren

entwickelt, welches sich an dem von [Charbonneau \(1995\)](#) beschriebenen Algorithmus orientiert. Testversuche liefen zufriedenstellend, und

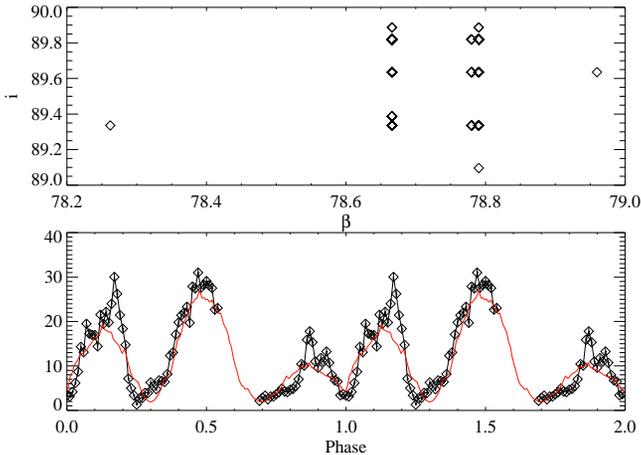


Abbildung 10.9: Beispiel für das Ergebnis des genetischen Suchalgorithmus.

für mehrere hundert Iterationen können auch bei anspruchsvollen Parameterräumen korrekte Lösungen ermittelt werden (Abb. 10.9). Für ein solches Vorgehen ist die Beschränkung aller Parameter auf ein zu untersuchendes Intervall notwendig. Typische Startwerte, die im Wesentlichen die bereits bekannten Abschätzungen aus Tab. 6.1 widerspiegeln, und die Parameterintervalle sind in Tab. 10.1 aufgeführt.

Es zeigte sich allerdings, dass es gerade bei den optischen Daten teilweise sehr scharfe Minima gibt, die mit diesem Ansatz nicht gefunden werden können. Daher wurden zusätzlich physikalische Annahmen benutzt, mit denen halbautomatisch ein Optimum gefunden werden kann.

Diese Annahmen sind:

- Die Röntgendaten liefern bei gleicher Abdeckung zuverlässigere und eindeutiger Ergebnisse, da davon ausgegangen werden kann, dass die Emissionsregion kompakt und die Abstrahlungscharakteristik wenigstens approximativ der von [Imamura & Durisen \(1983\)](#) beschriebenen Form entspricht. Das bedeutet, dass für vernünfti-

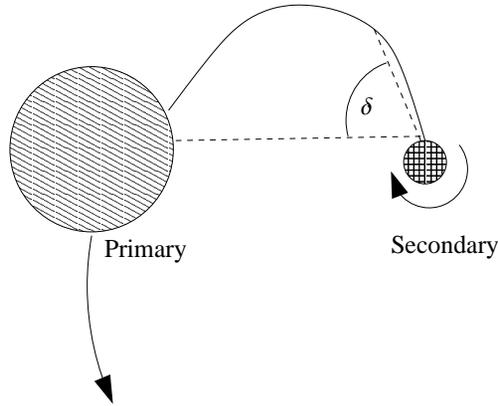


Abbildung 10.10: Darstellung der Orientierung einer ballistischen Korrektur δ und des Drehsinns von Primärstern und Gesamtsystem.

ge Startwerte zunächst in den Profilen der Röntgendaten gesucht werden muss.

- Die Inklination ist für alle Beobachtungen dieselbe, und als erster Ansatz kann der von [Geckeler \(1998\)](#) benutzte Wert von $\approx 73^\circ$ benutzt werden.
- Die Kolatitude β sollte für alle im gleichen spektralen Band liegenden Beobachtungen weitgehend dieselbe sein, und sich in einem Bereich von $\approx 45^\circ$ – 90° befinden.
- Der Magnetosphärenradius r_t sollte in einem Bereich von 2-10 R_{wd} liegen.
- Der Ankopplungspunkt sollte einen ballistischen Korrekturwinkel δ enthalten, welcher negativ ist, sofern die Beatphase ζ mit der Beobachtungszeit abnimmt. Diese Orientierung trägt der Tatsache Rechnung, dass die Trogperiode, sofern sie mit der Spinperiode assoziiert ist, größer als die Bahnperiode der Dips ist und daher die Drehung des Primärsterns *retrograd* im mitgeführten Koordinatensystem ist. Da die ballistische Korrektur bei positivem Drehsinn der Bahn negativ sein muss (vgl. [Flannery, 1975](#)), bedeutet dies, dass der Drehsinn des Primärsterns ebenfalls negativ sein muss. In Abb. 10.10 ist dieser Zusammenhang skizziert.

Tabelle 10.2: Relative Beatphasen, die sich analog der Extrapolation mit den in Kapitel 9 gefundenen Werten für Dip- bzw. Trogzeit über Gl. (6.1) ermitteln lassen. In der letzten Spalte wurde als Referenz der Beatphasenwinkel dem ζ für MOS 1/2 in Tab. 10.3 angepasst.

Beobachtung	$\phi_{\text{beat}}(\text{start})$	$\phi_{\text{beat}}(\text{stop})$	$\phi_{\text{beat}}(\text{mittel})$	$\phi_{\text{beat}}(\text{mittel})$ +225.6°
MSSO(1)	228.06	229.03	228.23	454
HOBART	310.16	311.12	310.61	176
CAHA	154.69	217.37	184.32	50
AIT	41.481	89.66	64.19	290
MSSO(2)	353.60	6.12	359.86	225
OM	4.19	6.12	5.16	230
MOS 1/2	4.00	6.00	5.07	230
RXTE(1)	235.79	261.87	246.58	112
RXTE(2)	197.12	216.40	205.75	71
RXTE(3)	4.19	6.12	5.37	231
RXTE(4)	93.16	93.16	93.16	319
RXTE(5)	64.88	74.46	70.22	296

- Der wesentliche freie Parameter ist die Beatphase ζ , die für die verschiedenen Beobachtungen mit einer Beatperiode von ≈ 50 d variieren sollte (vgl. Ergebnisse aus Kap. 9). Daher ist es möglich, für jede Beobachtung eine mittlere relative Beatphase festzulegen, die die Beatphasen-Beziehung zwischen den verschiedenen Beobachtungen festlegt. In Tab. 10.2 sind diese Werte für eine Beatphase, die sich aus den Ephemeriden von [Geckeler \(1998\)](#) ergeben (Abb. 9.3), für die verschiedenen Beobachtungen aufgelistet.

Weiterhin kann die Aufteilung des Akkretionsstrahls für die verschiedenen Pole variieren, da diese möglicherweise von der Beatphase ζ abhängt.

10.3 Ergebnisse

In Tab. 10.3 sind die Parameter der Fitergebnisse wiedergegeben, die aus den Profilen der verschiedenen Beobachtungen gewonnen wurden.

Tabelle 10.3: Ergebnisse der Simulation, die an das Profil der verschiedenen Einzelbeobachtungen im optischen und Röntgenbereich angepasst wurden. Nicht aufgeführte Datensätze ergaben unzureichende Fitergebnisse.

	β	r_t	i	δ	ζ	p
MOS 1/2	89.5(3)	≈ 9	76.9(2)	-61(39)	230.9(7)	-0.29(1)
RXTE (1)	85(2)	1.2(1)	84(2)	≈ -110	17(2)	-0.72(5)
RXTE (2)	86(1)	4(2)	72(5)	≈ -90	357(1)	0.00(5)
RXTE (3)	65(5)	9(6)	72(5)	≈ -80	62(5)	-0.15(8)
RXTE (5)	82(3)	1.7(4)	72(2)	≈ -90	61.5(9)	-0.06(4)
OM	82.8(4)	26(2)	73.0(7)	-151(22)	235.3(2)	-0.035(5)
CAHA	47(13)	5.0(7)	78.5(6)	-96(1)	103.1(9)	0.29(3)
MSSO (2)	45.9(6)	3.0(3)	75.7(6)	-70.1(8)	119.6(6)	0.24(1)
HOBART	44(12)	4.0(6)	76.2(3)	-110.2(7)	81(5)	0.17(19)
AIT	64(2)	1(5)	83(2)	9(2)	185(2)	0.12(3)

	$S_{BR(2)}$	$S_{BR(4)}$	$S_{BB(2)}$	$S_{BB(4)}$	χ^2/DOF
MOS 1/2	0.64(9)	0.36(9)	0	0	1497/366
RXTE (1)	0.43(4)	0	0.5(5)	0	212/179
RXTE (2)	0	1.0(1)	0	0	272/148
RXTE (3)	1.0(7)	0	0	0	65/95
RXTE (5)	1.0(3)	0	0	0	99/54
OM	–	–	0.36(4)	0.49(5)	4723/168
CAHA	–	–	1.000(4)	0	5109/180
MSSO (2)	–	–	0.78(1)	0.22(2)	4764/180
HOBART	–	–	0.61(3)	0.35(3)	6126/148
AIT	–	–	0.85(7)	0.1(1)	795/179

Zunächst wurde das Profil der XMM-Beobachtung im Röntgenbereich, welches mit den MOS-Kameras gewonnen wurde, untersucht. Es ergab sich — auch mit der globalen Analyse des genetischen Algorithmus — eine eindeutige, physikalisch sinnvolle Lösung (Tab. 10.3), wenn auch der Magnetosphärenradius r_t etwas zu klein sein dürfte.

Davon ausgehend kann die zeitgleiche optische Beobachtung des OM-Instruments als Grundlage für die Modellierung im optischen Bereich benutzt werden. Zunächst wurde für OM die Ergebnisse der MOS-Instrumente mit einer Schwarzkörperkomponente und Zyklotronkomponente als Abstrahlungscharakteristik benutzt. Es wurden verschiedene

Parametersätze mit fast gleicher Fitstatistik gefunden. Gemäß den Kriterien von Kapitel 10.2.2 und im Vergleich mit den MOS-Ergebnissen wurde den wiedergegebenen Parametersätzen der Vorzug gegeben. Für die übrigen optischen Beobachtungen wurden wiederum die Ergebnisse von OM als Ausgangswerte für die Parameter benutzt, wobei die Beatphase ζ gemäß den Extrapolationen aus Tab. 10.2 entnommen wurde.

Die in Tab. 10.3 angegebene Kolatitide β ist für alle optischen Beobachtungen — bis auf OM — deutlich kleiner als der für die Röntgendaten erhaltene Wert. Dies muss dahingehend interpretiert werden, dass die optische Abstrahlung eine weit größere Ausdehnung hat bzw. die Akkretionsregion an einer anderen Stelle sitzt.

Die Bestimmung des Ankopplungsradius r_t erwies sich als schwierig, so dass in einigen Fällen die Fehlerbestimmung nicht möglich war. Dieses Problem wurde von Geckeler (1998) untersucht und als Korrelation des Ankopplungsradius r_t und der Kolatitide β gemäß eines geometrischen Zusammenhangs

$$\sqrt{r_t/r_{\text{wd}}} \cdot \sin \beta \approx \text{const}$$

gedeutet. Wenn allerdings $r_t/r_{\text{wd}} = 1$ gefunden wird, weist dies auf eine Akkretionsregion hin, welche nicht von der Variation des Magnetfeldes abhängt, sondern einen festen Punkt im mitgeführten Koordinatensystem hat. Dieser hängt dann nur von einer formalen Kolatitide β und Beatphase ζ ab, die Längen- und Breitengrad der Akkretionsregion im mitgeführten Koordinatensystem (\mathbf{x}) bestimmt.

Die Beatphase ζ weicht zum Teil erheblich von dem in Tab. 10.2 erwarteten Wert ab. Stellt man die erwarteten Beatphasen aus Tab. 10.3 den aus dem Fit ermittelten Werten gegenüber, so ergibt sich im Röntgenbereich:

	MOS1/2	RXTE(1)	RXTE(2)	RXTE(3)	RXTE(5)
Erwartet:	5.07	246.58	205.75	5.37	70.22
Beobachtet:	230.9	17	357	62	61
Differenz:	225.8	130	151	57	351

und im optischen Bereich:

	OM	CAHA	MSSO(2)	HOBART	AIT
Erwartet:	5.16	184.32	359.86	310.61	64.19
Beobachtet:	235	103	119	81	185
Differenz:	230	279	119	130	93

Da die erwarteten Beatphasen gemäß Gl. (6.1) über das Zusammen-

treffen von Dip und Trog definiert sind, sollte sich im Vergleich mit dem Modell eine Differenz ergeben, die durch die ballistische Korrektur δ ausgedrückt werden kann. In einigen Fällen finden sich in etwa passende Werte von etwa 100° , aber zum Teil sind die Abweichungen unangemessen hoch. Insbesondere sollte für die mit der MOS/OM fast zeitgleich durchgeführte MSSO(2)-Beobachtung gleiche Beatphasen zu finden sein. Es ergibt sich eine Diskrepanz von 115° . Gerade hier zeigt sich, dass das vorgelegte Dipol-Modell die Verhältnisse im optischen Bereich nur ungenügend beschreiben kann. Möglicherweise ist in den Fällen mit großer Diskrepanz ein Polwechsel der Hauptakkretion aufgetreten, der durch eine symmetrische Transformation von der Beatphase ζ und der ballistischen Korrektur δ ausgeglichen werden könnte. Zudem legen die Ergebnisse der XMM-Beobachtung (MOS/OM) nahe, dass für die Trogbestimmung offenbar das falsche Minimum gewählt wurde, da einerseits die Beobachtung im Optischen und Röntgenbereich vergleichbare, physikalisch konsistente Parameter liefert, andererseits aber eine Differenz der Beatphase von wenigstens 180° notwendig erscheint. Der Grund dafür dürfte in dem negativen Polfaktor p liegen, welcher den der Beatphase ζ gegenüberliegenden Pol in der Akkretion und damit der Helligkeit bevorzugt.

Die Inklination i erweist sich für alle Beobachtungen auch im Rahmen einer formalen Fehlerbetrachtung als weitgehend konsistent und ergibt einen Wert, der bei einer Zusammenfassung aller Beobachtungen $76.2(2)^\circ$ beträgt. Dieser Wert passt auch zu den Ergebnissen von [Geckeler \(1998\)](#), die aus der Dip-Dauer und der Annahme einer Masse des Primärsterns von $M_{\text{wd}} = 0.6 M_\odot$ eine Inklination von $\approx 75^\circ$ bestimmten. Wenn man davon ausgeht, dass die abstrahlenden Akkretionsregionen auf der Primärsternoberfläche im mitgeführten Koordinatensystem sich für kleine Zeitskalen nicht ändern, so ist die gute Übereinstimmung der verschiedenen Beobachtungen plausibel. Denn anders als für die übrigen Parameter ist für die Inklination nur die Bahnperiode der bestimmende Parameter; die Abstrahlung des zugrundeliegenden rotierenden Systems kann durch ganz verschiedene Modelle repräsentiert werden.

Für die Bestimmung der ballistischen Korrektur δ ergeben sich im Röntgenbereich plausible Werte von -60° bis -110° . Die im optischen Bereich etwas größeren Werte von -70° bis -151° (den positiven Wert der AIT-Beobachtung ausgenommen) passen gut zu der Annahme, dass die Ankopplung der Materie, welche für die Abstrahlung im optischen Bereich verantwortlich ist, im Akkretionsstrahl etwas später erfolgt als

die Abstrahlung der Röntgenstrahlung. Formal zusammengefasst liegt die ballistische Korrektur im optischen Bereich bei $\delta = -81.5(6)^\circ$ und im Röntgenbereich bei $\delta = -88(13)^\circ$.

Verhältnismäßig gut ließ sich der für eine doppelte Abstrahlung bestimmende Parameter Polaritätsfaktor p eingrenzen, der für fast alle Beobachtungen zwei Abstrahlungsregionen erfordert. Weiter scheinen die gefundenen Werte dafür zu sprechen, dass im optischen Bereich ein anderer Pol bevorzugt wird als im Röntgenbereich. Da das System symmetrisch ist, d.h. eine Vorzeichenänderung des Polaritätsfaktors p durch eine Änderung der Beatphase ζ um 180° ausgeglichen werden kann, ist die Bestimmung der Beatphasen ζ mehrdeutig. Dennoch sind die im optischen Bereich gefundenen Beatphasen sind problematisch, da sie in allen Fällen starke Abweichungen von einem einfachen Dipolmodell ergeben.

Für die Beobachtungen im Röntgenbereich wurde gemäß der Diskussion in Kapitel 10.1.7 eine Bremsstrahlkomponente und eine Schwarzkörperkomponente angesetzt, deren Flussanteile (S_{BR} für Bremsstrahlung, S_{BB} für Schwarzkörperstrahlung) auf eine gesamte Abstrahlung von 1 normiert wurden. Gemäß den Modellen aus [Imamura & Durisen \(1983\)](#) wurden zwei verschieden große Akkretionsregionen mit einer Fläche von $f_2 = 10^2 4\pi R_{\text{wd}}^2$ und $f_4 = 10^4 4\pi R_{\text{wd}}^2$ verwendet. Ebenso wurde für die optischen Beobachtungen eine Schwarzkörperkomponente und eine Zyklotronkomponente, letztere mit einem normierten Flussanteil S_{cycl} , benutzt.

Für alle Fits (bis auf RXTE(1), wobei in diesem Fall der Fehler der Flusskomponente so groß wie die Komponente selber ist) schließen die Röntgenbeobachtungen eine Schwarzkörperkomponente aus.

Die Größe der Akkretionsregion, die durch die Flächenfaktoren f_2 und f_4 als Bruchteil der Primärsternoberfläche repräsentiert wird, ergibt für die verschiedenen Beobachtungen unterschiedliche Werte. Dies könnte darauf hindeuten, dass die Größe der Akkretionsregion zeitlich variabel ist.

Die Zyklotronkomponente bedarf einer gesonderten Betrachtung, da diese von mehreren Parametern und Modellen abhängt. Für alle Beobachtungen wurden daher getrennte Fits mit den in [Wickramasinghe & Meggitt \(1985\)](#) angegebenen Winkelverteilungen für die Tiefenparameter $\Lambda = 10^4, 10^5, 10^6$ für das Modell mit konstanter Elektronentemperatur von $T_e = 20 \text{ keV}$ und für das Schockfront-Modell mit einer Schocktemperatur von $T_e = 20 \text{ keV}$ untersucht (Kap. 10.1.7). Dabei wurde die Zyklotronharmonische freigegeben. Zu beachten ist, dass sich für diese

Tabelle 10.4: Ergebnisse des Fits einer Zyklotronkomponente für ein Modell mit konstanter Elektronentemperatur von $T_e = 20$ keV und einem Schockfrontmodell mit einem bezüglich der gesamten Abstrahlung auf eins normierten Anteil S_{cycl} und einer Zyklotronharmonischen $N_{\text{cycl}} = \omega/\omega_0$.

	$T_e = \text{const}$			Schock		
	N_{cycl}	S_{cycl}	χ^2_{red}	N_{cycl}	S_{cycl}	χ^2_{red}
OM	8.6(2)	0.15(1)	28.1	2.4(7)	0.02(3)	32.5
CAHA	–	0	283.8	7(3)	0.003(6)	280.9
MSSO (2)	–	0	264.7	8.2(6)	0.02(2)	251.6
HOBART	8.1(8)	0.04(16)	413.9	7.6(7)	0.006(2)	434
AIT	6(3)	0.02(3)	4.443	3(2)	0.005(19)	4.47

im allgemeinen zwei fast gleich gute Anpassungen ergeben können, da die Form der Abstrahlung annähernd symmetrisch bezüglich der Zyklotronharmonischen ist (vgl. den Konturplot in Abb. 10.8). Es wurde in diesen Fällen das Ergebnis mit der besseren Anpassung mit kleinerem χ^2 -Wert genommen. Die Fitergebnisse für das Modell mit konstanter Elektronentemperatur T_e und das Schockfrontmodell sind in Tab. 10.4 aufgeführt, wobei für den Tiefenparameter Λ bzw. die Schocktemperatur T_s die mit dem besten Fitergebnis gewählt wurden. Fasst man die optischen Beobachtungen zusammen, so ergeben sich für das Schockfrontmodell bessere χ^2_{red} -Werte. Da für alle Ergebnisse des Schockfrontmodells die Fehler deutlich größer als der Flussbeitrag sind, muss an einem signifikanten Beitrag der Zyklotronkomponente gezweifelt werden. Tatsächlich ergibt sich aus einem formalen Vergleich mit einem F-Test, dass außer für die OM- und MSSO(2)-Beobachtung die Signifikanz, keine Zyklotronkomponente mit Schockfrontmodell zu benötigen, bei 61% (CAHA) bis 81% (AIT) liegt. Für OM liegt die Signifikanz bei 4% und für MSSO(2) bei 3%.

Betrachtet man hingegen das Modell mit konstanter Elektronentemperatur, so gibt nur die XMM-OM-Beobachtung einen deutlichen Beitrag — sieht man von der Hobart-Beobachtung ab — und hat eine große Signifikanz sowohl bezüglich des Fehlerabstandes wie auch bei Vergleich mit einem F-Test, der eine Signifikanz von $5 \times 10^{-5}\%$ für eine nicht notwendige Zyklotronkomponente ergibt. Im Gegensatz zu den anderen optischen Beobachtungen, die entweder das V-Band oder das R-Band aufnahmen, wurde die OM-Beobachtung im nahen UV-Bereich bei ei-

ner Wellenlänge von $\lambda_{245-320}$ nm (UVW1-Filter von OM, vgl. [Mason et al., 2001](#)) durchgeführt. Dies schlägt sich in den Fitergebnissen sowohl bezüglich der gefundenen Kolatitude β von 82° wie auch einem deutlich besser angepassten Modell mit einem erheblich kleineren χ_{red}^2 -Wert nieder. Auch enthält die Lichtkurve der OM-Beobachtung viele Variationen auf kleinen Zeitskalen, die von dem Modell gut wiedergegeben werden können (Abb. 10.11). Daher wird eine Zyklotronkomponente mit einer konstanten Elektronentemperatur und einem Tiefenparameter von $\lambda = 10^5$ mit einer Zyklotronharmonischen von $N_{\text{cycl}} = 8.6 \pm 0.2$ als bestes Fitergebnis angenommen. Benutzt man nun eine mittlere Wellenlänge von $\lambda \approx 300$ nm, so ergibt sich mit Gl. (10.28) eine magnetische Feldstärke von $B = 41.4(8)$ MG.

Die in Abb. 10.11 dargestellte Modellierung des OM-Instruments zeigt im Residuum bei Phase $\phi \approx 0.13$ eine deutliche dipförmige Struktur (die nicht mit dem in dieser Arbeit behandelten Dip, der bei $\phi = 0.6$ liegt und vor der Modellierung ausgeschnitten wurde, verwechselt werden darf). Wenn die Datenpunkte dieser Struktur entfernt werden, ändert sich an den übrigen Parametern wenig, aber die Fitstatistik verbessert sich von $\chi_{\text{red}}^2 = 28.8$ zu $\chi_{\text{red}}^2 = 17.5$.

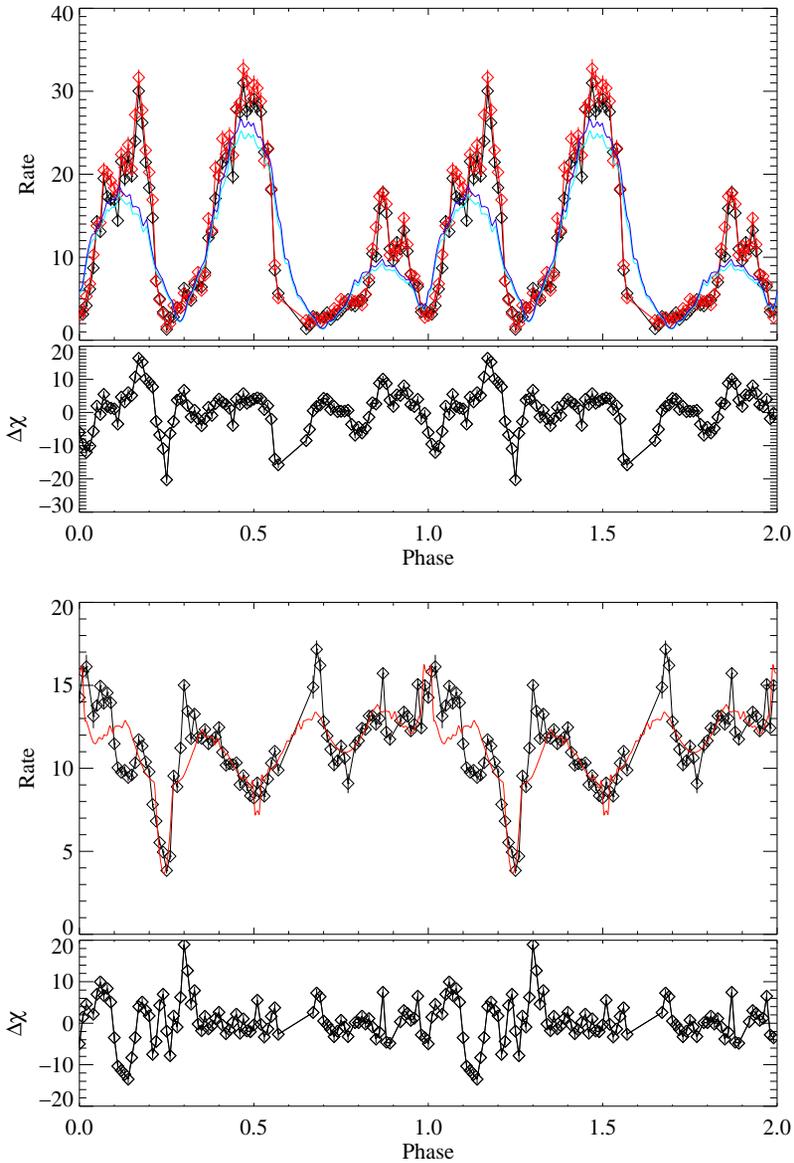


Abbildung 10.11: Fit der Simulation an die XMM-Beobachtung. Oben: Die gemeinsam gefitteten MOS1- und MOS2-Daten (siehe Text), Unten: OM.

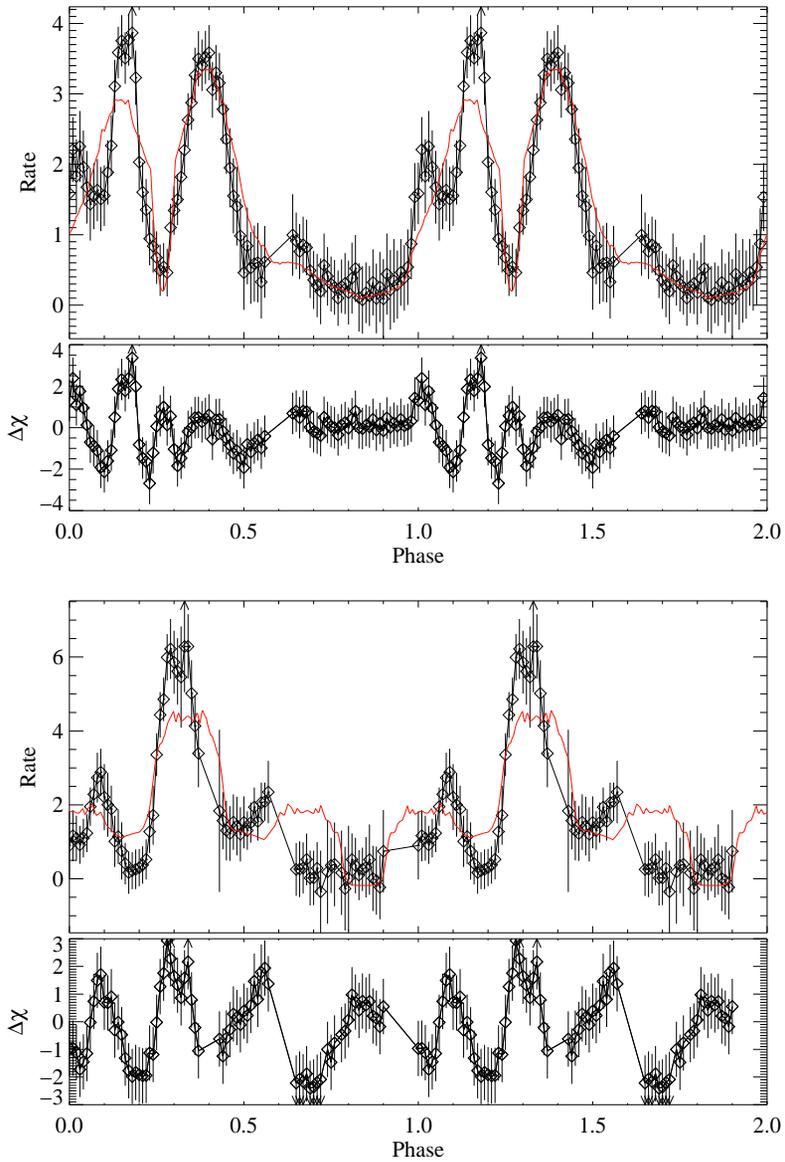


Abbildung 10.12: Fit der Simulation an die RXTE-Beobachtungen RXTE(1) (oben) und RXTE(2) (unten).

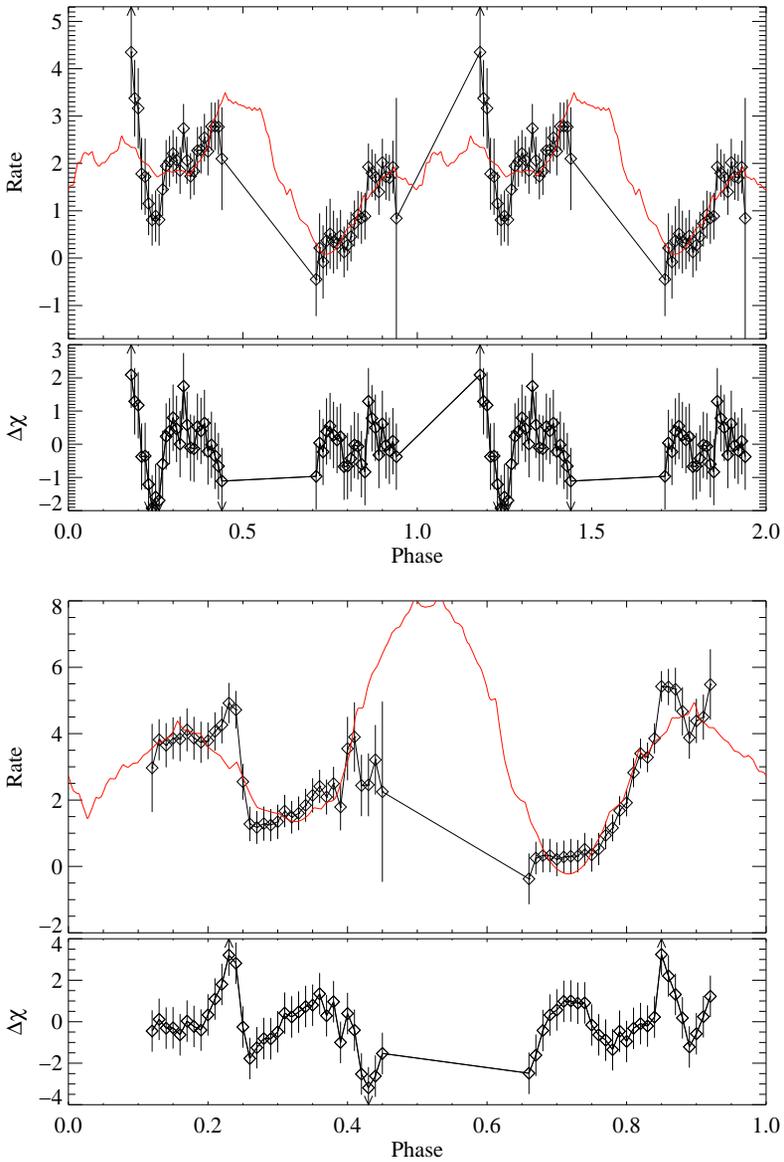


Abbildung 10.13: Fit der Simulation an die RXTE-Beobachtungen RXTE(3) (oben) und RXTE(5) (unten).

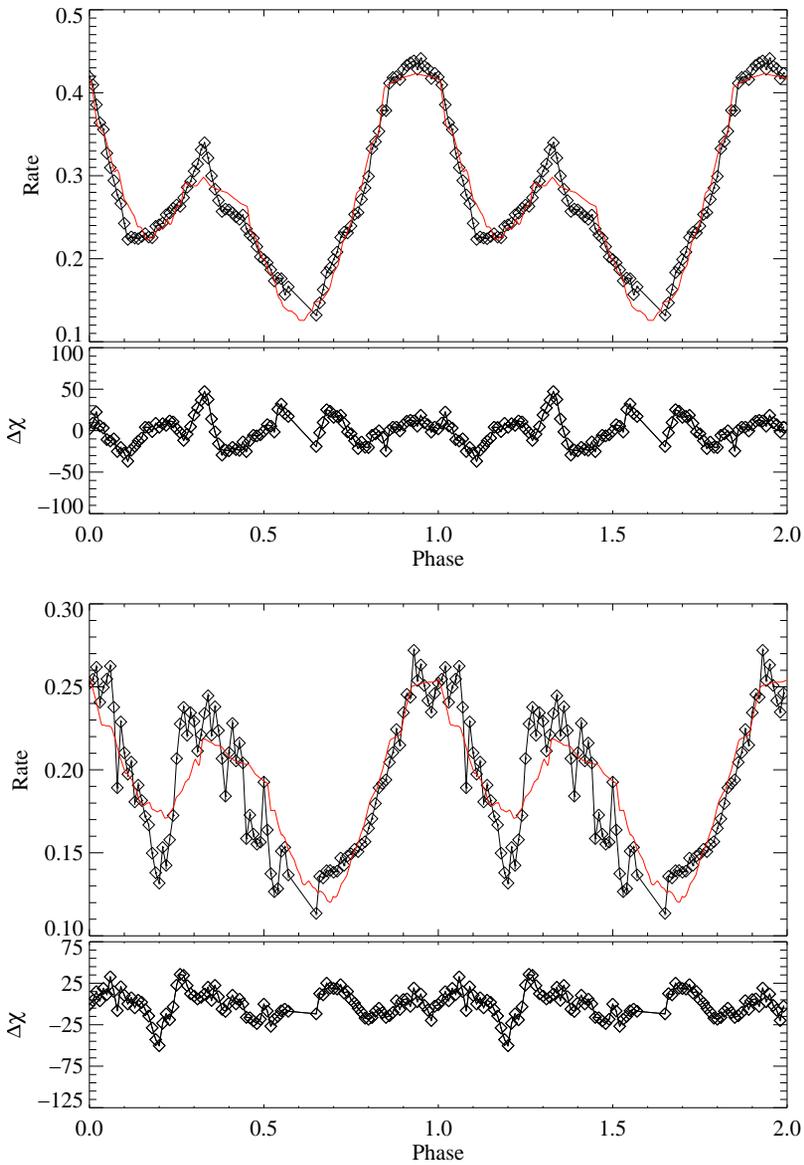


Abbildung 10.14: Fit der Simulation an die optischen Beobachtungen. Oben: CAHA, Unten: MSSO(2).

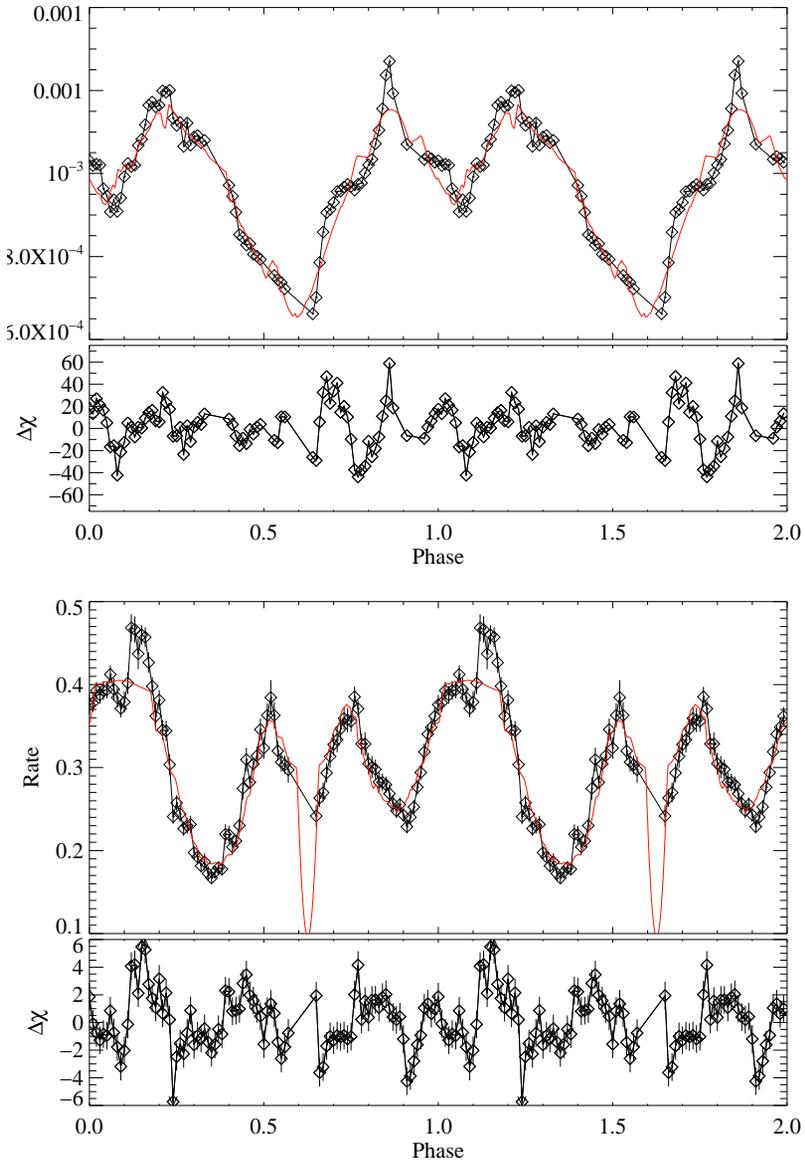


Abbildung 10.15: Fit der Simulation an die optischen Beobachtungen. Oben: HOBART, Unten: AIT.

Kapitel 11

Diskussion und Zusammenfassung

11.1 1E 1048.1–5937

Die Ergebnisse der Untersuchung von 1E 1048.1–5937 wurden bereits in Kapitel 4 behandelt. Wesentlich war dabei die Gewinnung von zeitlich aufgelösten Röntgenspektren, die allerdings keine neuen Erkenntnisse über die Natur von AXPs bieten (sieht man von der Feststellung ab, dass keine Zyklotronlinien im Röntgenbereich von 0.5–10 keV gefunden wurden). Dennoch konnten alle wesentlichen Schlüsselparameter (Periode, Position, Komponenten der Röntgenspektren) von 1E 1048.1–5937 aus früheren Arbeiten bestätigt bzw. verfeinert werden.

11.2 Spektrum von RX J1940.1–1025

Für RX J1940.1–1025 wurden durch die gemeinsame Beobachtung mit XMM und RXTE wesentliche neue spektrale Eigenschaften gefunden. Zunächst kann eine Eisen $K\alpha$ -Linie klar bestätigt werden. Ihre Zuordnung zu RX J1940.1–1025 war von [Staubert et al. \(1994\)](#) vermutet (vergleiche die Ginga-Ergebnisse von NGC 6814 durch [Kunieda et al., 1990](#)) und von [Mukai et al. \(2003\)](#) mit einiger Unsicherheit nachgewiesen worden.

Zudem war es möglich, durch Zusammenfassen der Spektren von XMM und RXTE die geringere Ortsauflösung auszugleichen und die

spektralen Parameter auch für höhere Energien zu bestätigen. Die phasengemittelten Parameter, die in Tab. 8.1 zusammengefasst sind, entsprechen und bestätigen die von Staubert et al. (1994) und Mukai et al. (2003) ermittelten Werte, die typisch für einen kataklysmischen Variablen sind.

In der phasenaufgelösten Spektroskopie lassen sich die Variationen der Schwarzkörperkomponente durch die Absorption eines Dips bzw. durch Selbstverdeckung gut deuten. Die Variation des Photonenindex hingegen scheint pro Periode zwei Minima zu zeigen (Abb. 8.4). Dies kann als Indiz dafür gelten, dass zwei phasenverschobene, unterschiedlich starke Abstrahlungskomponenten mit einer Potenzgesetz-Charakteristika für die beobachtete Variation verantwortlich sind.

Das bedeutet einerseits, dass der Dip tatsächlich als Eklipse durch den Sekundärstern betrachtet werden muss, andererseits, dass das Dipolmodell mit zwei Polen eine gute Erklärung einerseits für die doppelte Trogstruktur (vgl. die Probleme in Kap. 9), wie auch für die spektrale Variation bietet.

Die in Kapitel 8.3.1 untersuchte Variation der Eisenlinie ist gering und liefert eine Geschwindigkeitsamplitude von $\approx 8000 \text{ km s}^{-1}$, die damit deutlich größer als die der Bahnbewegung ist. Der Ursprung der Eisenlinie könnte daher im Akkretionsstrom liegen, muss aber im Rahmen der kurzen, nur ungenügend aufgelösten XMM-Beobachtung offen bleiben.

11.3 Zeitanalyse und Modellierung von RX J1940.1–1025

Die zeitliche Analyse der verschiedenen optischen Beobachtungen, die einen weiten Zeitraum umfassen, liefert im Zusammenhang mit den früher gemachten Beobachtungen sehr genaue und zuverlässige Werte für die Dip- und Trogperiode. Während die Dipperiode erheblich verfeinert werden konnte, musste die Bestimmung der Trogperiode zum einen mit der Schwierigkeit einer noch nicht gut bekannten Periodenänderung \dot{P}_{trough} , zum anderen mit der Mehrdeutigkeit der Tröge in der Lichtkurve umgehen. Dies ist über die Anwendung verschiedener Fittechniken gelungen, und auch ein Anschluss an frühere Ergebnisse wurde möglich. Damit können folgende, alle Werte zusammenfassende Ephemeriden der Dip- und Trogperioden angegeben werden:

P [d]	\dot{P} [s/s]	E_0 [BMJD]	Quelle
— Dip —			
0.1402345(1)		49199.1931(3)	Patterson et al. (1995)
0.140234740(26)		49604.05408(92)	Geckeler (1998)
0.1402347583(4)		49078.4521(4)	Diese Arbeit
— Trog —			
0.14062688(90)	$5.5(2.8) \times 10^{-9}$	49637.828469(98)	Staubert et al. (2003)
0.14062665(94)	$6.6(0.7) \times 10^{-9}$	49637.8281(26)	Diese Arbeit

Die sich aus der Trogperiodenänderung ergebende Synchronisationszeitskala von $\tau_{\text{sync}} = 166(17) a$ kann als Hinweis für die konkurrierenden Drehmomente von magnetischer Wechselwirkung und Drehimpulsübertrag durch die Akkretion gesehen werden.

Da die Trogzuordnung weitgehend empirisch durch Selektion eines optimalen Ergebnisses gewonnen wurde, lag eine Simulation der Abstrahlungsverhältnisse mit einem Polarmodell nahe. In Kap. 10 wurde gezeigt, dass sich tatsächlich die doppelte Trogstruktur sehr gut mit einem physikalisch weitgehend vernünftigen Parametersatz beschreiben lässt, sofern man eine Akkretion auf beide Pole des Primärsterns mit einem Polfaktor p annimmt. Durch die Abweichung der Akkretionsregion vom magnetischen Pol, die durch den Ankopplungspunkt bestimmt wird, können auch noch weitere wesentliche Parameter mit halbwegs annehmbarer Genauigkeit bestimmt werden. Die Ergebnisse aus Kap. 10 lassen sich im Rahmen der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse für RX J1940.1–1025 durch folgende Parameter zusammenfassen:

Inklination i	76.2(2)°
Kolatitute β (Röntgenbereich)	89.1(3)°
Kolatitute β (UV)	82.8(4)°
Kolatitute β (optisch)	47.3(6)°
ballistische Korrektur δ (Röntgenbereich)	76(24)°
ballistische Korrektur δ (optisch)	88.0(5)°
Ankopplungsradius r_t (in R_{wd})	3.5(2)
Polfaktor p (vgl. Kap. 10.1.8)	0.104(4)
Akkretionsgröße f_{opt} (in $4\pi R_{\text{wd}}^2$, optisch)	$\approx 1.5 \times 10^{-3}$
Akkretionsgröße f_x (in $4\pi R_{\text{wd}}^2$, Röntgenbereich)	$\approx 1.0 \times 10^{-3}$
Polare Magnetfeldstärke (MG)	41.4(8)

Die hier wiedergegebene Inklination ist in dieser Zusammenfassung etwas größer, als es für eine Eklipse gemäß den Ergebnissen von [Geckeler](#)

(1998) gefordert wird, was als weiterer Beleg für eine Eklipse durch den Sekundärstern gelten kann.

Die Kolatitude β hingegen (die im UV-Bereich durch die OM-Beobachtung vertreten wird), zeigt eine deutliche Abhängigkeit von dem spektralen Band; während sie im Röntgenbereich fast senkrecht zur Spinachse geneigt ist, erreicht sie im optischen Bereich etwa 45° . Dies widerspricht einem einfachen Dipolmodell; wie aber schon in Kapitel 10.3 ausgeführt wurde, kann diese Abhängigkeit auch dahingehend interpretiert werden, dass das benutzte Modell für die Position der Akkretionsregion im optischen Bereich nicht mehr streng gültig ist und die Kolatitude nur die tatsächliche Latitude der Akkretionsregion bzw. Abstrahlungsregion und nicht die der Polposition wiedergibt. Daher ist die Kolatitude im optischen Bereich möglicherweise nicht streng gültig, und es kann generell von einer großen Kolatitude von $\approx 80^\circ$ ausgegangen werden (aus diesem Grund werden etwa von Sirk & Howell, 1998 Beobachtungen im UV- und Röntgenbereich für die Parameterbestimmung bevorzugt).

Die ballistische Korrektur δ , die im allgemeinen von der Akkretionsrate abhängt (vgl. Sirk & Howell, 1998; Gänsicke et al., 2001), ist verhältnismäßig groß, aber für die meisten Beobachtungen konsistent. Im Prinzip kann dieser Wert benutzt werden, um Systemparameter wie die große Halbachse a des Binärsystems und damit genauere Massenbestimmung mit Hilfe eines Modells gemäß den Betrachtungen von Flannery (1975) einzugrenzen; wegen der großen Unsicherheit wurde allerdings darauf in dieser Arbeit verzichtet.

Noch unsicherer ist der Ankopplungsradius r_t , so dass der angegebene Wert (der ohne die problematischen Ergebnisse von RXTE gewonnen wurde) als untere Schranke zu verstehen ist. Dieser Wert könnte prinzipiell über den Staudruck für eine Magnetfeldbestimmung benutzt werden, sofern die Akkretionsgeschwindigkeit bekannt ist. Aus der Modellierung kann über die verschiedenen benutzten Abstrahlungscharakteristika auch grob die Größe der Akkretionsregion abgeschätzt werden, wobei für die angegebenen Werte für f_x und f_{opt} eine gaußförmige Verteilung angepasst wurde. Vergleicht man diesen Wert mit dem Ergebnis von $f_s = 0.13R_{\text{wd}} \times 0.19R_{\text{wd}} \approx 1.96 \times 10^{-3} 4\pi R_{\text{wd}}^2$ Mukai et al. (2003), so sind beide Ergebnisse im Rahmen der Genauigkeit konsistent. Wie zu erwarten, ist die Akkretionsregion im Optischen, die größtenteils Schwarzkörperstrahlung abgibt, etwas größer als die im Röntgenbereich. Diese Modellierung ist allerdings sehr grob und sollte durch eine stetig parametrisierbare Berechnung ersetzt werden. Nicht verständlich ist

hingegen, weshalb im Röntgenbereich keine Schwarzkörperkomponente für die Modellanpassung erforderlich bzw. möglich ist (negative Beiträge wurden im Fitprozess ausgeschlossen), da im Röntgenspektrum eine Schwarzkörperkomponente gut sichtbar ist. Dieses „inverse Rätsel weicher Röntgenabstrahlung“ (Beobachtungen anderer Polare können einen übermäßigen Anteil der weichen Schwarzkörperkomponente zeigen, vgl. [Ramsay et al., 1994](#)) scheint nahezu legen, dass die Modellierung der Schwarzkörper-Abstrahlungscharakteristika nur ungenügend und daher vermutlich eine akkuratere Darstellung der Akkretions- und Abstrahlungsgeometrie notwendig ist. Gute Ergebnisse finden sich hingegen bei der Benutzung der Zyklotron-Komponente, die für die UV-Beobachtung (mit dem XMM-OM-Instrument) relativ verlässlich, allerdings nicht notwendigerweise eindeutig die magnetische Feldstärke festlegt.

Insgesamt lässt sich zusammenfassen, dass zwar die beste Anpassung durch die XMM-Beobachtung erzielt wurde, aber die sich über einen weiten Zeitraum erstreckenden optischen und die mit dem RXTE PCA-Instrument durchgeführten Beobachtungen viel für gute Konfidenz und breite Abdeckung der Variation von RX J1940.1–1025 beigetragen haben.

Kapitel 12

Ausblick

Für eine genauere Analyse von 1E 1048.1–5937 wäre es wünschenswert, im Röntgenbereich längere und damit in den Ergebnissen eindeutiger Beobachtungen durchzuführen. Dies ist in einem weiten Rahmen mit XMM und Chandra geschehen (Mereghetti et al., 2004), wobei die Analyse eine strikte Korrelation der Flüsse von Schwarzkörper- und Potenzgesetzkomponente nahelegt, was für die Magnetartheorie spricht. Eine erweiterte phasenaufgelöste Spektroskopie steht für dieses Objekt allerdings noch aus. Für weitere Betrachtungen von Anormalen Röntgenpulssaren bietet es sich an, etwas hellere und damit besser zu betrachtende Exemplare auszuwählen. Eine klare Entscheidung für oder gegen das Akkretions- oder Magnetarmodell steht derzeit noch aus.

Im Rahmen der umfangreicheren Analyse des kataklysmischen Variablen RX J1940.1–1025 können die guten Erfahrungen mit der Kombination von XMM, RXTE und den optischen Beobachtungen ausgebaut werden. Ein Manko der Beobachtung mit XMM war die ausgeschaltene PN-Kamera, die für die spektrale Analyse, insbesondere der Eisenlinie, mehr Fluss und damit eine bessere Statistische Grundlage hätte liefern können.

Die Beobachtung mehrerer verschiedener Beatphasen ζ wäre sinnvoll, da dann im Rahmen der Modellierung eine umfassende und stringente Parameterbestimmung möglich ist. Die guten Ergebnisse der OM-Kamera im nahen UV-Bereich legen nahe, dass weitere Beobachtungen, möglicherweise mit einem dedizierten UV-Instrument wie dem HST durchgeführt werden sollten.

Die Modellierung weist ebenfalls viele Punkte auf, die erweiterbar

und zu verbessern sind. So wurden im Rahmen dieser Arbeit nur Profile von Lichtkurven benutzt, um den Parameterraum einzuschränken und um eine bessere Statistik zu erhalten. Mit einem angepassten Parametersatz wäre es möglich, die Beatphasenvariation für eine bzw. mehrere Lichtkurven zu bestimmen und damit die empirisch vorgenommene Trogvermessung in Kap. 9 sowohl in Eindeutigkeit wie auch Genauigkeit zu verbessern.

Das vorgestellte Modell ist verhältnismäßig einfach gestaltet. Es fehlen geometrische Faktoren, die die Form und Ausdehnung der Akkretionsregion bestimmen, und entsprechend problematisch sind die Ergebnisse im optischen Bereich. Eine besser angepasste und stetig parametrisierbare Abstrahlungscharakteristik würde die aus statistischer Sicht unakzeptabel großen χ^2 -Werte erheblich verbessern können, wie sich etwa bei der Betrachtung der OM-Beobachtung zeigte.

Das Modell ist zudem nicht in der Lage, Dips durch Eklipsen darzustellen, da hierfür ein anderes Vorgehen (Raytracing oder Verdeckungsbestimmungen wie etwa mit R. Wichmanns Programm *Nightfall*) nötig ist (vgl. Risse, 2003). Wenn eine solche Untersuchung vorgenommen wird, könnte die in den Dips vorhandene Information für weitere und bessere Systemparameter, insbesondere Inklination und Größe der Akkretionsregion, ausgewertet werden.

In der Analyse der Zyklotronstrahlung liegt ebenfalls noch ein großes Potential, um Form und Stärke des Magnetfeldes einzuschränken. Auch hier wäre es sinnvoll, ein stetig parametrisierbares Modell zu verwenden und an parallele Beobachtungen im blauen optischen bis UV-Bereich anzupassen, um die Systemparameter von RX J1940.1–1025 zu konsolidieren und zu verbessern.

Literaturverzeichnis

- Alfvén H., 1950, *Cosmical Electrodynamics*, Ch. 1,2, Geoffrey Cumberlege
- Bailey J., Cropper M., 1991, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 253, 27
- Barrett P.E., Chanmugam G., 1984, *Astrophys. J.* 278, 298
- Baykal A., Strohmayer T., Swank J., et al., 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 319, 205
- Berg R.A., Duthie J.G., 1977, *Astrophys. J.* 211, 859
- Bildsten L., Chakrabarty D., Chiu J., et al., 1997, *Astrophys. J.* 113, 367
- Briel U.G., Bräuninger H., Dennerl K., et al., 1998, In: *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy, IX. Proceedings of SPIE 3445*, p. 38
- Chanmugam G., Dulk G.A., 1981, *Astrophys. J.* 244, 569
- Charbonneau P., 1995, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* 101, 309
- Chatterjee P., Hernquist L., 2000, *Astrophys. J.* 543, 368
- Chatterjee P., Hernquist L., Narayan R., 2000, *Astrophys. J.* 534, 373
- Corbet R.H.D., Day C.S.R., 1990, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 243, 553
- Corbet R.H.D., Mihara T., 1997, *Astrophys. J.* 475, L127
- Corcoran M.F., Angelini L., George I., et al., 1995, In: Shaw R.A., Payne H.E., Hayes J.J.E. (eds.) *ASP Conf. Ser. 77: Astronomical Data Analysis Software and Systems IV, Vol. 77.*, Office of Guest

- Investigator Programs, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, 20771
- Cropper M., 1988, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 231, 597
- Cropper M., 1989, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 236, 935
- Cropper M., 1990, *Space Sci. Rev.* 54, 195
- Done C., Madejski G.M., Mushotzky R.F., et al., 1992, *Astrophys. J.* 400, 138
- Ehle M., Breitfellner M., Riesta R.G., et al., 2003, *XMM-Newton Users' Handbook*, ESA, 2.1 edition
- Ferrario L., Tuohy I.R., Wickramasinghe D.T., 1989, *Astrophys. J.* 341, 327
- Flannery B.P., 1975, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 170, 325
- Frank J., King A.R., Raine D.J., 1985, *Accretion power in astrophysics*, Cambridge and New York, Cambridge University Press
- Friedrich S., Staubert R., la Dous C., 1996a, *Astron. Astrophys.* 315, 411
- Friedrich S., Staubert R., Lamer G., et al., 1996b, *Astron. Astrophys.* 306, 860
- Gaensler B.M., Slane P.O., Gotthelf E.V., Vasisht G., 2001, *Astrophys. J.* 559, 963
- Gänsicke B.T., Fischer A., Silvotti R., de Martino D., 2001, *Astron. Astrophys.* 372, 557
- Gavriil F.P., Kaspi V.M., 2002, *Astrophys. J.* 567, 1067
- Gavriil F.P., Kaspi V.M., Woods P.M., 2002, *Nature* 419, 142
- Geckeler R.D., 1998, *Akkretionsgeometrie und Synchronisation beim Polar RX J1940.1-1025*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen
- Geckeler R.D., Staubert R., 1997, *Astron. Astrophys.* 325, 1070
- Ghosh P., Angelini L., White N.E., 1997, *Astrophys. J.* 478, 713
- Ghosh P., Lamb F.K., 1979, *Astrophys. J.* 232, 259

- Giacconi R., Kellogg E., Gorenstein P., et al., 1971, *Astrophys. J.* 165, 27
- Gondoin P., Aschenbach B., Brauninger H., et al., 1996, In: EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy, VII. Proceedings of SPIE 2808
- Gondoin P., Aschenbach B., Erd C., et al., 2000, In: X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy, XI. Proceedings of SPIE 4140, p. 1
- Hameury J.M., King A.R., Lasota J.P., 1986, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 218, 695
- Hellier C., 2001, *Cataclysmic Variable Stars. How and why they vary*, Springer Berlin
- Heyl J.S., Hernquist L., 1997, *Astrophys. J.* 489, L67
- Heyl J.S., Hernquist L., 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 298, L17
- Ho W.C.G., Lai D., 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 327, 1081
- Howell S.B., Nelson L.A., Rappaport S., 2001, *Astrophys. J.* 550, 897
- Ibrahim A.I., Markwardt C.B., Swank J.H., et al., 2004, *Astrophys. J.* 609, L21
- Imamura J.N., Durisen R.H., 1983, *Astrophys. J.* 268-308, 291
- Israel G., Mereghetti S., Stella L., 2002a, *Mem. Soc. Astron. Ital.* 73, 465
- Israel G.L., Covino S., Stella L., et al., 2002b, *Astrophys. J.* 580, L143
- Jahoda K., Swank J.H., Giles A.B., et al., 1996, In: EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy, VII. Proceedings of SPIE 2808, p. 59
- Jansen F., Lumb D., Altieri B., et al., 2001, *Astron. Astrophys.* 365, L1
- Kaspi V.M., Gavriil F.P., Chakrabarty D., et al., 2001, *Astrophys. J.* 558, 253
- Kaspi V.M., Gavriil F.P., Woods P.M., 2002, GRB Coordinates Network
1

- Kaspi V.M., Gavriil F.P., Woods P.M., et al., 2003, *Astrophys. J.* 588, L93
- Kern B., Martin C., 2002, *Nature* 417, 527
- Kirsch M., 2003, EPIC status of calibration and data analysis, Technical Report 2.1, XMM-Newton, Science Operation Centre XMM-SOC-CAL-TN-0018
- König M., 1994, Variabilität in Aktiven Galaxien und Kataklysmischen Veränderlichen am Beispiel der Seyfertgalaxie NGC 6814 und RX J1940.1-1025., Eberhard-Karls-Universität Tübingen
- Kreykenbohm I., 2004, X-ray spectra of highly magnetized neutron stars in binary systems, Eberhard-Karls-Universität Tübingen
- Kunieda H., Awaki H., Koyama K., et al., 1990, *Nature* 345, 786
- Lamb D.Q., Masters A.R., 1979, *Astrophys. J.* 234, L117
- Lamla E., 1965, Landolt-Börnstein, Vol. 1, Ch. 5.2.8, p. 394, K. H. Hellwege
- Lang K.R., 1974, *Astrophysical Formulae*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
- Larsson S., 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 117, 197
- Leahy D.A., 1987, *Astron. Astrophys.* 180, 275
- Leahy D.A., Darbro W., Elsner R.F., et al., 1983a, *Astrophys. J.* 266, 160
- Leahy D.A., Elsner R.F., Weisskopf M.C., 1983b, *Astrophys. J.* 272, 256
- Leonard P., Hills J., Dewey R., 1994, *Astrophys. J.* 423, L19
- Lewin W.H.G., van Paradijs J., van den Heuvel E.P.J., 1997, *X-ray Binaries*, Cambridge University Press
- Li X.D., 1999, *Astrophys. J.* 520, 271
- Lindgren L., Dravins D., 2003, *Astron. Astrophys.* 401, 1185
- Longair M.S., 1981, 1994a, *High energy astrophysics*, Vol. 1, Cambridge University Press

- Longair M.S., 1981, 1994b, High energy astrophysics, Vol. 2, Cambridge University Press
- Lumb D., Eggel H., Lainé R., Peacock A., 1996, In: EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy, VII. Proceedings of SPIE 2808, p. 326
- Madejski G.M., Done C., Turner T.J., et al., 1993, Nature 365, 626
- Markwardt C., 2001, How to read the JPL Ephemeris and Perform Barycentering, Technical report, NASA GSFC available at: <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/craigm/bary/index.html>
- Marsden D., 1999, X-ray Observations of Soft Gamma-Ray Repeaters, University of California, San Diego
- Marsden D., Lingenfelter R.E., Rothschild R.E., Higdon J.C., 2001, Astrophys. J. 550, 397
- Mason K.O., Breeveld A., Much R., et al., 2001, Astron. Astrophys. 365, L36
- Mason K.O., Cropper M.S., Hunt R., 1996, In: EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy, VII. Proceedings of SPIE 2808, p. 438
- Melatos A., 1999, Astrophys. J. 519, L77
- Mereghetti S., 1995, Astrophys. J. 455, 598
- Mereghetti S., 1998, Mem. Soc. Astron. Ital. 69, 819
- Mereghetti S., Caraveo P., Bignami G.F., 1992, Astron. Astrophys. 263, 172
- Mereghetti S., Chiarlone L., Israel G.L., Stella L., 2002, In: Becker W. (ed.) WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants. Proceedings of the MPE 270, MPE, Garching bei München, p. 29
- Mereghetti S., Israel G.L., Stella L., 1998, Mon. Not. R. Astron. Soc. 296, 689
- Mereghetti S., Stella L., 1995, Astrophys. J. 442, L17
- Mereghetti S., Tiengo A., Stella L., et al., 2004, Astrophys. J. 608, 427

- Middleditch J., Mason K., Nelson J., White N., 1981, *Astrophys. J.* 244, 1001
- Mittaz J.P.D., Branduardi-Raymont G., 1989, In: *IAU Symp. 134: Active Galactic Nuclei.*, p. 179
- Mukai K., 1988, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 232, 175
- Mukai K., 1998, *Astrophys. J.* 498, 394
- Mukai K., Hellier C., Madejski G., 2000, *American Astronomical Society Meeting 197*
- Mukai K., Hellier C., Madejski G., et al., 2003, *Astrophys. J.* 597, 479
- Naylor T., 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 296, 339
- NOST 100-2.0 1999, Definition of the Flexible Image Transport System (*FITS*), NASA/Science Office of Standards and Technology, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt MD 20771, USA
available at: ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/fits_info/fits_office/fits_standard.pdf
- Oosterbroek T., Parmar A.N., Mereghetti S., Israel G.L., 1998, *Astron. Astrophys.* 334, 925
- Osaki Y., 1974, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* 26, 429
- Özel F., 2001, *Astrophys. J.* 563, 276
- Özel F., Psaltis D., Kaspi V.M., 2001, *Astrophys. J.* 563, 255
- Patterson J., Skillman D.R., Thorstensen J., Hellier C., 1995, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 107, 307
- Paul B., Kawasaki M., Dotani T., Nagase F., 2000, *Astrophys. J.* 537, 319
- Pottschmidt K., 2002, *Accretion Disk Weather of Black Hole X-Ray Binaries*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen
- Ramsay G., Mason K.O., Cropper M., et al., 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 270, 692

- Risse M.P., 2003, Temporale und spektrale Untersuchungen des Röntgendoppelsternsystems Her X-1/HZ Herculis, Eberhard-Karls-Universität Tübingen
- Ritter H., Kolb U., 2003, *Astron. Astrophys.* 404, 301
- Rosen S., Done C., Watson M., Madejski G., 1993, *IAU Circ.* 5850
- Rothschild R.E., Blanco P.R., Gruber D.E., et al., 1998, *Astrophys. J.* 496, 538
- RXTE Guest Observer Facility 1999, The ABC of XTE, NASA OSS available at:
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/contents.html>
- SAS-USG 2003, User's Guide to the XMM-Newton Science Analysis System, ESA, 2.1 edition available at:
http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_user_support/documentation/sas_usg/USG/index.html
- Scargle J.D., 1982, *Astrophys. J.* 263, 835
- Schmidt G.D., Stockman H.S., 2001, *Astrophys. J.* 548, 410
- Schuh S.L., Dreizler S., Deetjen J.L., Göhler E., 2003, *Baltic Astronomy* 12, 167
- Seidelmann P.K., 1992, Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac, University Science Books
- Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, *Astron. Astrophys.* 24, 337
- Short A.D., Keay A., Turner M.J., 1998, In: EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy, IX. Proceedings of SPIE 3445, p. 13
- Singh K.P., Rana V.R., 2003, *Astron. Astrophys.* 410, 231
- Sirk M.M., Howell S.B., 1998, *Astrophys. J.* 506, 824
- Smale A.P., Charles P.A., Corbet R.H.D., Seward F.D., 1985, *IAU Circ.* 4083
- Staubert R., Friedrich S., Bässgen M., et al., 1993, *IAU Circ.* 5901

- Staubert R., Friedrich S., Pottschmidt K., et al., 2003, *Astron. Astrophys.* 407, 987
- Staubert R., König M., Friedrich S., et al., 1994, *Astron. Astrophys.* 288, 513
- Stella L., Mereghetti S., Israel G.L., 1996, *Mem. Soc. Astron. Ital.* 67, 1053
- Stetson P.B., 1996, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 108, 851
- Strüder L., Briel U., Dennerl K., et al., 2001, *Astron. Astrophys.* 365, L18
- Thompson A., Attwood D., Gullikson E., et al., 2001, *X-Ray Data Booklet*, Lawrence Berkley National Laboratory, University of California, Berkeley, Ca 94720
- Thompson C., Duncan R.C., 1995, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 275, 255
- Thompson C., Duncan R.C., 1996, *Astrophys. J.* 473, 322
- Thorne K., Żytkow A., 1977, *Astrophys. J.* 212, 832
- Tiengo A., Göhler E., Staubert R., Mereghetti S., 2002, *Astron. Astrophys.* 383, 182
- Turner M.J.L., Abbey A., Arnaud M., et al., 2001, *Astron. Astrophys.* 365, L27
- van Paradijs J., Taam R.E., van den Heuvel E.P.J., 1995, *Astron. Astrophys.* 299, L41
- Villa G.E., Abbey A.F., Arnaud M., et al., 1996, In: *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy, VII. Proceedings of SPIE 2808*, p. 402
- Wang Z., Chakrabarty D., 2002, *Astrophys. J.* 579, L33
- Warner B., 1995, *Cataclysmic variable stars*, Cambridge University Press
- Warner B., Wickramasinghe D.T., 1991, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 248, 370

- Watson M.G., Rosen S.R., O'Donoghue D., et al., 1995, Mon. Not. R. Astron. Soc. 273, 681
- Wells D.C., Greisen E.W., Harten R.H., 1981, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 44, 363
- Wickramasinghe D.T., Meggitt S.M.A., 1985, Mon. Not. R. Astron. Soc. 214, 605
- XMM-MOC-ICD-0006-OAD 1998, XMM Interface Control Document Attitude History File, ESOC, 2.1 edition available at:
<http://xmm.vilspa.esa.es/docs/documents/MOC-ICD-0006-2-1.pdf>
- XMM-MOC-ICD-0021-OAD 1998, XMM Interface Control Document XMCS Orbit Access Software, ESA, 1.1 edition available at:
<http://xmm.vilspa.esa.es/docs/documents/MOC-ICD-0021-1-1.pdf>
- Zane S., Turolla R., Stella L., Treves A., 2001, Astrophys. J. 560, 384
- Zhang W., Giles A.B., Jahoda K., et al., 1993, In: EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy, IV. Proceedings of SPIE 2006, p. 324
- Ziolkowski J., 2002, Mem. Soc. Astron. Ital. 73, 300

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit bin ich vielen Menschen zu Dank verpflichtet. Zu allererst möchte ich meinem Betreuer Prof. Dr. Rüdiger Staubert nennen, der diese Arbeit ermöglichte und mir neben fruchtbaren Diskussionen und hilfreichen Fragestellungen viel Vertrauen entgegenbrachte.

Sonja Schuh und Thorsten Nagel haben wesentlich zu dem reichhaltigen Datenmaterial im optischen Bereich für RX J1940.1–1025 beigetragen und mir eine gute Einführung in die Beobachtungstechniken am Calar Alto gegeben. Ebenfalls möchte ich all diejenigen erwähnen, die in langen Nächten am 40 cm–Teleskop Photometrie von RX J1940.1–1025 betrieben haben und eine Basis für diese Arbeit schufen.

Mein Zimmergenosse Martin Stuhlinger hat in vielen guten Diskussionen und wertvollen technischen Anmerkungen für die Auswertung von XMM– und RXTE–Daten die bereits im Rahmen der INTEGRAL–Diplomarbeit erfolgreiche Zusammenarbeit fortgeführt und gelegentliche persönliche Bemerkungen mit Geduld und Witz ertragen.

Katja Pottschmidt und Sara Benlloch haben mich mit der Periodenanalyse und der Auswertung von RXTE-Daten vertraut gemacht.

Jörn Wilms half bei der Durchsicht dieser Arbeit und gab für die kritischen Punkte gute und hilfreiche Kommentare. Außerdem führte er die optischen MSSO-Beobachtungen durch. Die knifflige Datenaufbereitung wurde von René Rexer vorgenommen.

Nikolai v. Krusenstern war besonders in algorithmischen Fragen ein guter Diskussionspartner, der bei der Korrektur und Durchsicht dieser Arbeit behilflich war.

Der Kaffeerunde des IAAT, soweit sie nicht schon namentlich genannt wurde, sei für ihren unkomplizierten und direkten Meinungs austausch

und für das gute Arbeitsklima an diesem Institut die besten Wünsche ausgesprochen.

Marcus Kirsch vermittelte bei der Aufbereitung der XMM-OM-Daten, die mit der Standardauswertung nicht behandelbar waren.

Sandro Mereghetti und Andrea Tiengo halfen im Rahmen der Auswertung von 1E 1048.1–5937 mit kritische und hilfreichen Bemerkungen und trugen viel zur Röntgen-Auswertens und zur Erstellung einer guten Publikation bei.

Zuletzt möchte ich meiner Frau Irene für ihre aufmunternde und gelegentlich kritische Anteilnahme an dieser Arbeit danken, die ohne ihre Unterstützung nicht hätte zustande kommen können.