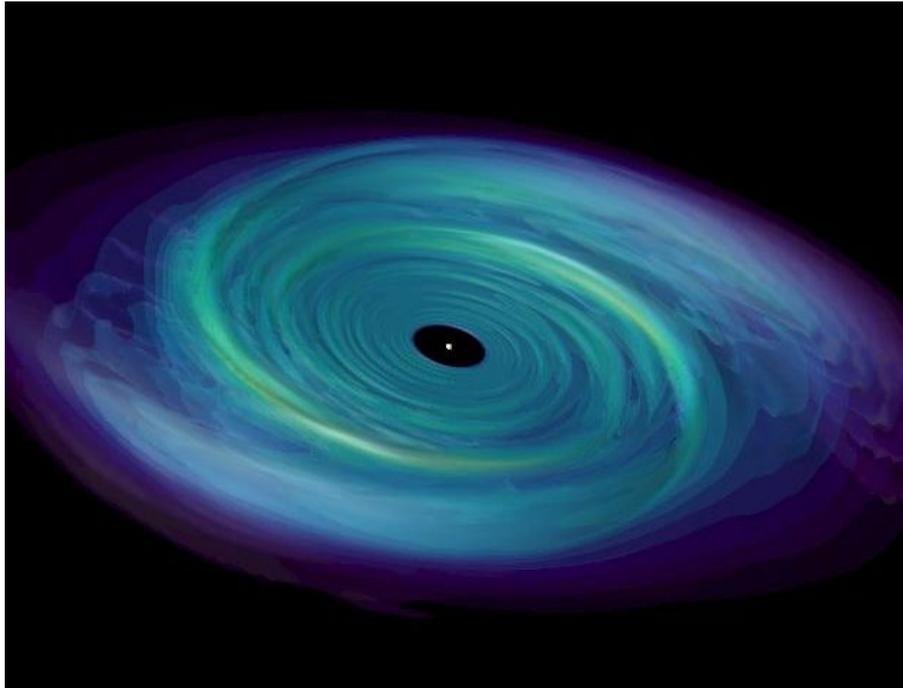


# Zyklotronlinien

– Eine RXTE-Sample –



ZULASSUNGSARBEIT  
IM FACH PHYSIK  
FÜR DAS ERSTE STAATSEXAMEN  
IM HERBST 2008  
FÜR DAS LEHRAMT AN GYMNASIEN

vorgelegt von

Christian Grämer

Dr. Remeis-Sternwarte  
Astronomisches Institut  
der Friedrich-Alexander Universität  
Erlangen-Nürnberg  
2008

Die Abbildung auf der Titelseite zeigt die Animation einer Akkretionsscheibe, wie sie um Neutronensterne, die sich in einem Röntgendoppelsternsystem befinden, entstehen könnte.

Quelle des Titelbildes: <http://apod.nasa.gov/apod/ap050312.html>

## Zusammenfassung

Die Welt der Neutronensterne ist in vielerlei Hinsicht interessant und einzigartig, denn mit einer Masse von  $1,4 M_{\odot}$  bei einem Radius von nur 10 km gehören sie, neben Schwarzen Löchern, zu den kompaktesten uns bekannten Objekten im Universum. Auch in Sachen wie Rotationsgeschwindigkeit und Magnetfeldstärke sind sie absolute Rekordhalter. Millisekundenpulsare schaffen es zum Beispiel sich in weniger als einer Sekunde um ihre eigene Achse zu drehen und die so genannten Magnetars besitzen Magnetfelder mit einer Stärke von bis zu  $10^{15}$  G, was milliardenfach stärker ist wie die auf der Erde künstlich erzeugten Magnetfelder. Doch mit am beeindruckendsten ist, wie diese kompakten Objekte die enorme Energie erzeugen, um Photonen im Röntgenbereich emittieren zu können. Befindet sich nämlich ein solcher Neutronenstern in einem Doppelsternsystem mit einem entwickelten Hauptreihenstern als Partner, ist er in der Lage von seinem Begleiter Material zu akkretieren. Dieser Prozess ist so effizient, dass er um ein zwanzigfaches mehr Energie freisetzen kann als die Kernfusion, wie sie zum Beispiel in unserer Sonne abläuft. Auf Grund der starken Magnetfelder wird das Sternmaterial nicht sphärisch symmetrisch akkretiert, sondern es fällt entlang der Magnetfeldlinien Richtung Neutronensternoberfläche. Es bildet sich also eine Art Säule über den Magnetpolen des Neutronensterns. In diesen Akkretionssäulen kommt es jetzt auf Grund quantenmechanischer Effekte zur Absorption von Photonen einer bestimmten Energie. Nimmt man ein Röntgenspektrum eines solchen Systems auf, dann sind in einigen diese Absorptionslinien, die Zyklotronlinien genannt werden, zu beobachten.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, Röntgenspektren zu analysieren, in denen solche Zyklotronlinien zu beobachten sind, um die Position dieser in den Spektren zu bestimmen. Da diese Linien in einem vom Magnetfeld dominierten Gebiet in der Akkretionssäule entstehen, gibt es einen direkten Zusammenhang zwischen der Linienposition und der Magnetfeldstärke. Durch bestimmen der Zyklotronenergie kann also ziemlich leicht das Magnetfeld vermessen werden, was wiederum Aufschluss über die physikalischen Prozesse des komplexen Mechanismus der Akkretion geben kann. Für die Durchführung diese spektralen Untersuchungen wurden Archivatdaten des Rossi X-Ray Timing Explorers von 14 Röntgendoppelsternsystemen herangezogen. Die dabei erhaltenen Ergebnisse werden in dieser Arbeit präsentiert und diskutiert.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>10</b>
1.1	Beginn der Röntgenastronomie . . . . .	10
1.2	Inhaltlicher Überblick . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Röntgendoppelsterne</b>	<b>14</b>
2.1	Geburt von Neutronensternen . . . . .	14
2.2	Entstehung eines Röntgendoppelsternsystems . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Neutronensterne</b>	<b>21</b>
3.1	Aufbau . . . . .	21
3.2	Klassen von Neutronensternen . . . . .	22
3.2.1	Radiopulsare . . . . .	22
3.2.2	Röntgendoppelsterne . . . . .	23
3.2.3	Magnetars . . . . .	23
3.3	Rotation . . . . .	24
3.4	Magnetfeld . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Akkretion</b>	<b>28</b>
4.1	Akkretionsmechanismen . . . . .	29
4.1.1	Roche-Lobe Overflow . . . . .	29
4.1.2	Be-Mechanismus . . . . .	31
4.1.3	Windakkretion . . . . .	33
4.2	Akkretionsgeometrien . . . . .	35
4.3	Pulsare und Pulsprofile . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Röntgenspektren und Zyklotronlinien</b>	<b>40</b>
5.1	Entstehung des Spektrums . . . . .	40
5.2	Entstehung von Zyklotronlinien . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Monte-Carlo Simulationen</b>	<b>48</b>
<b>7</b>	<b>Rossi X-Ray Timing Explorer</b>	<b>53</b>
7.1	Proportional Counter Array . . . . .	54

---

7.2	High Energy X-Ray Timing Experiment . . . . .	56
7.3	All Sky Monitor . . . . .	59
<b>8</b>	<b>Daten und Analyse</b>	<b>61</b>
8.1	Auswahl und Selektion der Beobachtungen . . . . .	61
8.2	Extraktion der Daten . . . . .	61
8.3	Analyse der Spektren . . . . .	64
<b>9</b>	<b>Röntgensterne mit Zyklotronlinien</b>	<b>67</b>
9.1	4U 0115+63 . . . . .	69
9.2	Her X-1 . . . . .	77
9.3	4U 1907+09 . . . . .	82
9.4	Cen X-3 . . . . .	87
9.5	XTE J1946+274 . . . . .	92
9.6	4U 1626-67 . . . . .	95
9.7	GX 301-2 . . . . .	97
9.8	X-Persei . . . . .	101
9.9	4U 1538-52 . . . . .	104
9.10	V0332+53 . . . . .	106
9.11	A 0535+26 . . . . .	111
9.12	Vela X-1 . . . . .	114
9.13	MXB 0656-072 . . . . .	118
9.14	GRO J1008-57 . . . . .	125
<b>10</b>	<b>Diskussion</b>	<b>130</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Hertzsprung-Russel-Diagramm . . . . .	15
2.2	Roche Potential . . . . .	18
2.3	Entwicklung von Röntgendoppelsternsystemen . . . . .	20
3.1	$P-\dot{P}$ -Diagramm . . . . .	26
4.1	Roche-Lobe Akkretion . . . . .	30
4.2	Be-Mechanismus . . . . .	31
4.3	Komplette ASM-Lichtkurve A 0535+26 . . . . .	32
4.4	Bondi-Holy Akkretion . . . . .	34
4.5	Akkretionsgeometrien . . . . .	36
4.6	Emissionsgeometrien . . . . .	38
5.1	Comptonisierung in der Akkretionssäule . . . . .	41
5.2	Theoretische Spektren aus dem Comptonisierungsmodell . . . . .	43
5.3	Streuquerschnitt von Zyklotronphotonen . . . . .	46
6.1	Monte-Carlo Simulation . . . . .	49
6.2	Geometrien für Monte-Carlo Simulationen . . . . .	50
6.3	Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation . . . . .	51
6.4	Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation . . . . .	51
6.5	Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation . . . . .	52
7.1	Darstellung des RXTE . . . . .	54
7.2	Darstellung eines PCUs . . . . .	55
7.3	Darstellung eines HEXTE-Detektors . . . . .	57
7.4	Gesichtsfeld und Rocking des HEXTE . . . . .	58
7.5	Darstellung des ASM . . . . .	59
7.6	Darstellung einer SSC . . . . .	60
9.1	Komplette ASM-Lichtkurve von 4U 0115+63 . . . . .	69
9.2	Ausschnitt der ASM-Lichtkurve von 4U 0115+63 . . . . .	70
9.3	$L-E_c$ -Diagramm von 4U 0115+63 . . . . .	71
9.4	Spektrum von 4U 0115+63 . . . . .	73

9.5	Ausschnitt der ASM-Lichtkurve von Her X-1 . . . . .	77
9.6	Entstehung des 35-Tage Zyklus . . . . .	78
9.7	Spektrum von Her X-1 . . . . .	79
9.8	$L$ - $E_c$ -Diagramm von Her X-1 . . . . .	81
9.9	Gefaltete ASM-Lichtkurve von 4U 1907+09 . . . . .	82
9.10	10 keV-Feature im Spektrum von 4U 1907+09 . . . . .	83
9.11	Spektrum von 4U 1907+09 . . . . .	86
9.12	Spektrum von 4U 1907+09 . . . . .	86
9.13	PCA-Lichtkurve von Cen X-3 . . . . .	87
9.14	Spektren von Cen X-3 des ersten Orbits . . . . .	90
9.15	Spektren von Cen X-3 des zweiten Orbits . . . . .	90
9.16	CYCLOMC-Spektren von Cen X-3 des ersten Orbits . . . . .	91
9.17	CYCLOMC-Spektren von Cen X-3 des zweiten Orbits . . . . .	91
9.18	Ausschnitt der ASM-Lichtkurve von XTE J1946+274 . . . . .	92
9.19	Spektrum von XTE J1946+274 . . . . .	94
9.20	Spektrum von 4U 1626-67 . . . . .	96
9.21	Akkretionsmechanismus von GX 301-2 . . . . .	97
9.22	Spektrum von GX 301-2 . . . . .	99
9.23	CYCLOMC-Spektrum von GX 301-2 . . . . .	100
9.24	Komplette ASM-Lichtkurve von X-Persei . . . . .	101
9.25	Spektrum von X-Persei . . . . .	103
9.26	Spektrum von 4U 1538-52 . . . . .	105
9.27	Ausschnitt der ASM-Lichtkurve von V0332+53 . . . . .	106
9.28	$L$ - $E_c$ -Diagramm von V0332+53 . . . . .	107
9.29	Spektrum von V0332+53 . . . . .	110
9.30	Ausschnitt der ASM-Lichtkurve von A 0535+26 . . . . .	111
9.31	Spektrum von A 0535+26 . . . . .	113
9.32	Spektrum von Vela X-1 . . . . .	116
9.33	Spektrum von Vela X-1 . . . . .	117
9.34	Ausschnitte der ASM-Lichtkurve von MXB 0656-072 . . . . .	118
9.35	Pulsprofile von MXB 0656-072 . . . . .	119
9.36	PCA-Lichtkurven von MXB 0656-072 . . . . .	122
9.37	Spektrum von MXB 0656-072 . . . . .	123
9.38	Spektrum von MXB 0656-072 . . . . .	124
9.39	Ausschnitt der ASM-Lichtkurve von GRO J1008-57 . . . . .	125
9.40	PCA-Lichtkurve von GRO J1008-57 . . . . .	127
9.41	Pulsprofile von GRO J1008-57 . . . . .	128
9.42	Spektrum von GRO J1008-57 . . . . .	129

# Tabellenverzeichnis

9.1	Übersicht der analysierten Objekte . . . . .	68
9.2	Analysierte Beobachtungen von 4U 0115+63 . . . . .	74
9.3	Linienparameter von 4U 0115+63 . . . . .	75
9.4	Linienparameter von 4U 0115+63 . . . . .	76
9.5	Analysierte Main-Ons von Her X-1 . . . . .	78
9.6	Linienparameter von Her X-1 . . . . .	80
9.7	CYCLOMC-Parameter von Her X-1 . . . . .	81
9.8	Linienparameter von 4U 1907+09 . . . . .	84
9.9	Analysierte Beobachtungen von Cen X-3 . . . . .	88
9.10	Fitparameter von Cen X-3 . . . . .	89
9.11	CYCLOMC-Parameter von Cen X-3 . . . . .	89
9.12	Analysierte Beobachtungen von XTE J1946+274 . . . . .	93
9.13	Fitparameter von XTE J1946+274 . . . . .	94
9.14	Analysierte Beobachtungen V0332+53 . . . . .	109
9.15	Fitparameter von A 0535+26 . . . . .	112
9.16	Fitparameter von Vela X-1 . . . . .	115
9.17	Fitparameter von MXB 0656–072 . . . . .	120



# 1 Einleitung

## 1.1 Beginn der Röntgenastronomie

In den fünfziger Jahren waren die einzigen bekannten Quellen für Röntgenstrahlung die „gewöhnlichen“ Hauptreihensterne. Somit war unsere Sonne in den Anfangsjahren der Röntgenastronomie das einzige Objekt, von dem man Röntgenstrahlung detektieren konnte. Denn die damaligen Detektoren hätten um ein 1000-faches empfindlicher sein müssen, um Röntgenstrahlen der uns am nächsten liegenden Sterne nachweisen zu können. Doch im Jahre 1962 hatte Giacconi durch Zufall eine Röntgenquelle außerhalb unseres Sonnensystems entdeckt, als er versuchte mit einer mit einem Geigerzähler bestückten Rakete Röntgenstrahlung vom Mond nachzuweisen (Giacconi et al., 1962). Man ging davon aus, dass diese Strahlung durch Wechselwirkung der Sonnenstrahlung mit Teilchen in der Mondoberfläche entsteht. Mit seiner Entdeckung stellte er die damaligen Astronomie vor eine Rätsel, denn es war kein Prozess bekannt, der es schaffen könnte, so energiereiche Photonen zu produzieren, dass sie noch auf der Erden nachgewiesen werden könnten. Da sich diese Quelle im Sternbild des Skorpions befand, wurde sie „Scorpius X-1“ getauft. Es dauerte auch nicht lange, bis weitere extrasolare Röntgenquellen entdeckt wurden. Dabei wurden neben Raketen auch Ballons eingesetzt um die Detektoren weit hoch in unsere Atmosphäre zu befördern. Dies war nötig, da diese für Röntgenstrahlung so gut wie undurchlässig ist und erdgebundene Beobachtungen somit unmöglich machte. Ein großer Nachteil von Beobachtungen mit Ballons und Raketen ist die kurze Beobachtungszeit, bedingt durch die kurze Zeitspanne in der sich der Detektor über der Atmosphäre befindet. Aber es gelang immerhin auf diese Art 59 Röntgenquellen aufzuspüren<sup>1</sup>.

Mit dem Start des Satelliten Uhuru im Jahre 1970 war zum ersten Mal eine systematische Suche nach Röntgenquellen am Himmel möglich und die Zahl der gefundenen Quellen stieg in den nächsten 10 Jahren auf über 700<sup>1</sup>. Durch Uhuru war es ebenfalls möglich, längere Beobachtungen durchzuführen, um so aussagekräftige Spektren und Lichtkurven von den neu entdeckten Quellen zu erstellen, die für die Erklärung der Entstehung der Röntgenstrahlen unerlässlich waren. Der eigentliche Durchbruch gelang mit einer längeren Beobachtung von Centaurus X-1 im Jahr 1971: Man beobachtete in der Lichtkurve eine periodische Zu- und Abnahme des Flusses etwa alle fünf Sekunden (Oda et al., 1971; Schreier et al., 1971), die über längere Zeit be-

---

<sup>1</sup>Überblick der bekannte Röntgenquellen:

[http://heasarc.nasa.gov/docs/heasarc/headates/how\\_many\\_xray.html](http://heasarc.nasa.gov/docs/heasarc/headates/how_many_xray.html)

trachtet leicht variierte. Die kurze Periodizität des Flusses konnte nur mit der Rotation eines Neutronensterns erklärt werden und die Variation ist die Ursache einer Doppler-Verschiebung, was darauf schließen ließ, dass sich der Neutronenstern in einem zirkularen Orbit um einen anderen Stern befindet (Schreier et al., 1972). Damit war das Rätsel um die mysteriösen Röntgenquellen gelöst. Es handelt sich also um Neutronensterne in einem Doppelsternsystem, die von ihrem Partner, einem Hauptreihenstern, Material akkretieren und dadurch genügend Energie freisetzen, um Röntgenstrahlung der beobachteten Intensität zu erzeugen. Neutronensterne in einem Röntgendoppelsternsystem, die eine derartige periodische Flussänderung auf Grund der Rotation des Neutronensterns zeigen, werden auch unter dem Begriff Röntgenpulsare zusammengefasst.

Ab diesem Zeitpunkt war der Vormarsch der Röntgenastronomie nicht mehr aufzuhalten. Mit Hilfe des „Einstein X-Ray Observatory“ gelang es zum ersten Mal, Bilder im Wellenlängenbereich der Röntgenstrahlung zu erstellen, was die Lokalisierung der Röntgenquellen am Himmel wesentlich erleichterte. Dadurch gelang es auch, viele neue extrasolare Röntgenquellen zu entdecken und deren Anzahl auf über 8000 zu erhöhen.

1990 wurde dann ein weiterer Satellit namens ROSAT gestartet. Mit dessen „All Sky Survey“ war es möglich den Himmel großflächig und systematisch abzusuchen und etwa 220000 weitere bis dahin unbekannte Röntgenquellen zu lokalisieren. Es folgten in der Mitte der 1990er die beiden Satelliten RXTE („Rossi X-Ray Timing Explorer“, siehe auch Kapitel 7) und BeppoSAX. Mit ihrem hervorragenden zeitlichen und spektralen Auflösungsvermögen im Energiebereich von 1 bis 100 keV war es möglich, den bis dahin nur grob verstandenen Mechanismen der Akkretion und der Entstehung der Röntgenstrahlung weitere physikalische Erkenntnisse zu entlocken.

Was den Röntgenastronomen jetzt noch fehlte, war ein Satellit mit einem besseren räumlichen Auflösungsvermögen als das des Einstein X-Ray Observatory, um die Lokalisierung der Röntgenquellen am Himmel noch zu verbessern. Zudem fehlte ein Satellit, der den niederenergetischen Röntgenbereich von etwa 200 eV bis 10 keV erfassen konnte. Diese beiden Lücken wurden Ende des zwanzigsten Jahrhunderts mit den Satelliten Chandra und XMM-Newton geschlossen. Mit diesen beiden Satelliten war es möglich, die Zahl der Röntgenquellen mehr als zu verdoppeln. Eine weiterer enorm leistungsstarker Röntgensatellit, namens Integral wurde im Oktober 2002 gestartet. Er ist in der Lage sowohl Röntgen- als auch Gammastrahlung im Energiebereich von 2 keV bis 10 MeV zu detektieren und das mit einer Auflösung besser als 3 keV bei einer Energie von 1.7 MeV. Zwei der neuesten Satelliten für die Detektierung von Röntgen- und Gammastrahlung sind Swift und Susaku. Der Satellit Swift wurde im November 2004 gestartet und ist speziell dafür entwickelt worden, um Gamma-Ray Burster zu lokalisieren. Er ist aber auch in der Lage Beobachtungen im Röntgenbereich durchzuführen. Der japanische Satellit Susaku hat seinen Dienst im Juli 2005 angetreten und ist in der Lage mit seinen beiden Instrumenten „X-Ray Imaging Spectrometer“ (XIS) und „Hard X-Ray Detector“ (HXR)

Beobachtungen im Energiebereich von 0,2 keV bis 700 keV durchzuführen und das mit einer Energieauflösung von 120 eV bei 6 keV und 3 keV im Bereich von 10-30 keV<sup>2</sup>. Dank all dieser Satelliten sind den heutigen Astronomen etwa 550000 Röntgenquellen bekannt und man geht davon aus, dass diese Zahl bis 2010 auf über eine Millionen ansteigen wird.

Dieser kurze Überblick über die geschichtlichen Hintergründe der Röntgenastronomie basiert hauptsächlich auf dem ersten Kapitel des Buches von Charles & Seward (1995)

## 1.2 Inhaltlicher Überblick

Nach diesem kurzen Überblick über die geschichtliche Entwicklung der Röntgenastronomie soll jetzt im folgendem Kapitel 2 die Entwicklung eines Hauptreihensterns erörtert werden, da die Neutronensterne, neben Weißen Zwergen und Schwarzen Löchern, eines der möglichen Endstadien eines Sternenlebens darstellen. Deshalb wird auch kurz beschrieben, wie ein solcher Neutronenstern entsteht. Ebenso wird im diesem Kapitel die Bildung von Doppelsternsystemen und speziell die von Röntgendoppelsternen besprochen, da nur in einem solchen System Neutronenstern im Bereich der Röntgenstrahlung beobachtet werden können. In Kapitel 3 soll der Aufbau eines Neutronensterns etwas genauer unter die Lupe genommen werden, wobei auch auf die extrem schnelle Rotation und die überaus starken Magnetfelder eingegangen wird. Des Weiteren soll auch kurz eine Einteilung für Neutronensterne in verschiedene Klassen beschrieben werden. In Kapitel 4 wird dann der Prozess besprochen, der die Neutronensterne mit Energie versorgt, die Akkretion. Dabei sollen die unterschiedlichen Akkretionsmechanismen und die physikalischen Hintergründe etwas genauer durchleuchtet werden. Ein weiterer wichtiger Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit den möglichen Geometrien der Akkretionssäule, die auf Grund der starken Magnetfelder an den Polen des Neutronensterns entstehen. In Kapitel 5 wird neben der Formierung des Röntgenspektrums durch Comptonisierung, auch die Entstehung der Zyklotronlinien als direkte Folge der Bildung so genannter Landau-Niveaus in starken Magnetfeldern genauer betrachtet. Diese Linien sind deshalb von so großer Bedeutung, da mit ihnen die Stärke des Magnetfeldes gemessen werden kann, was wiederum Aufschluss über die daran beteiligten physikalischen Prozesse geben kann. Um die Entstehung des Spektrums und der Zyklotronlinien theoretisch Erfassen zu können, benötigt man numerische Verfahren, die diese Prozesse simulieren können. In Kapitel 6 soll eines dieser Verfahren, die Monte-Carlo Simulation vorgestellt werden und eine daraus entstandenes Modell, mit dem Zyklotronlinie analysieren werden können, besprochen werden. Da die verwendeten Daten ausschließlich von Beobachtungen mit RXTE stammen, widmet sich Kapitel 7 diesem Röntgensatelliten und gibt einen Überblick über den Aufbau und die technischen Eigenschaften der wichtigsten an Bord befindlichen Instrumente. Im darauf folgendem Kapitel 8 soll das Vorgehen bei der Auswahl, Extraktion und Analyse der hier verwendeten Daten geschildert werden. Zum Schluss soll im

---

<sup>2</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/suzaku/about/overview.html>

Kapitel 9 das eigentliche Sampel der Neutronensternen, die eine oder mehrere Zyklotronlinien aufweisen, angeführt und die wichtigsten Ergebnisse und Resultate der Analyse der Spektren zusammengefasst werden.

# 2 Röntgendoppelsterne

## 2.1 Geburt von Neutronensternen

Da ein Neutronenstern ein mögliches Endstadium eines Sternenlebens ist, soll in diesem Abschnitt ein kurzer Einblick in die Sternentwicklung geben werden. Weitere Informationen zu diesem Thema lassen sich bei Iben (1991), Kreykenbohm (2004) und Karttunen et al. (2007) nachlesen, die als Quellen für dieses Kapitel gedient haben.

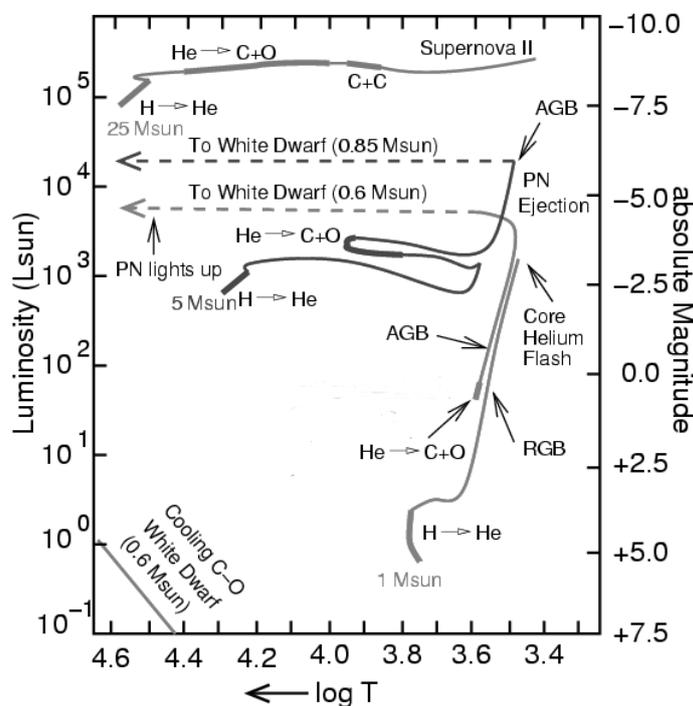
Ein Hilfsmittel, mit dem die Entwicklung der Sterne graphisch dargestellt werden kann, ist das **Hertzsprung-Russel Diagramm**. In diesem Diagramm wird die absolute Helligkeit der Sterne über ihre Temperatur aufgetragen. Dabei beobachtet man, dass sich die meisten Sterne auf einer doppel-S-förmigen Kurve von links oben nach rechts unten anordnen lassen, der so genannten Hauptreihe. Nach ihrer Geburt in einem Gasnebel verbringen die Sterne die längste Zeit ihres Lebens in dieser Hauptreihe. Wie lange es dauert, bis sich ein Stern von diesem Ort entfernt, hängt hauptsächlich von seiner Masse ab, ebenso wie die möglichen Endstadien, die während der Entwicklung erreicht werden können.

Die Phase, in der sich ein Stern in der Hauptreihe befindet, ist charakterisiert durch die Wasserstofffusion als einzigen Prozess der Energieerzeugung. Die Zeit, die ein Stern in der Hauptreihe verweilt, wird durch die **Nukleare Zeitskala**

$$t_n = \frac{0,007c^2 \cdot 0,1M}{L} \approx 10^{10} \frac{M/M_0}{L/L_0} a \quad (2.1)$$

gegeben. Diese beschreibt gerade die Dauer, in der ein Stern Energie durch die Fusion von Wasserstoff erzeugen kann. In der weiteren Evolution gibt es einige Unterscheide zwischen den Sternen im oberen und unteren Teil der Hauptreihe.

Abbildung 2.1 zeigt diese unterschiedlichen Entwicklungen der Hauptreihesterne. Wie bereits erwähnt, ist der einzige Prozess der Energieproduktion während der Phase in der Hauptreihe die Fusion von Wasserstoff zu Helium. Hierbei gibt es zwei mögliche Arten, wie diese Fusion ablaufen kann, die hauptsächlich von der Temperatur abhängen. Bei den Sternen im unteren Teil der Hauptreihe, bis etwa zu einer Masse von  $1,5 M_\odot$ , ist die **Proton-Proton-Kette** der vorherrschende Fusionsprozess. Bei einer Kerntemperatur von über 18 Millionen Grad, dies entspricht etwa der Kerntemperatur eines  $1,5 M_\odot$  Sterns, ist der **CNO-Zyklus** der effektivere



**Abb. 2.1:** Hertzsprung-Russel-Diagramm, in dem die Entwicklung eines Sternes mit niedriger Masse ( $1 M_{\odot}$ ), mit mittlerer Masse ( $5 M_{\odot}$ ) und großer Masse ( $25 M_{\odot}$ ) dargestellt ist (nach Iben, 1991, bearbeitet von J. Wilms).

Prozess der Energieerzeugung. Die unterschiedliche Art der Wasserstofffusion hat direkte Auswirkungen auf den Aufbau der Sterne. Da bei dem CNO-Zyklus die Energieerzeugung stark auf das Zentrum des Kern konzentriert ist, muss von diesem eine große Menge an Energie nach außen transportiert werden, was aber bei diesen Energiemengen nur durch Massentransport, also Konvektion, möglich ist. An den inneren konvektiven Bereich schließt eine radiative Hülle an, in der die Energie als Strahlung weiter transportiert wird. Bei den Sternen mit der pp-Kette als Energieerzeugung ist der Aufbau genau andersherum. Die Fusion über die Proton-Proton-Kette ist über einen ausgedehnteren Bereich möglich und die Energie kann in Form von Strahlung den Kern verlassen. In den äußeren Schichten allerdings wird die Energie durch Konvektion nach außen befördert, da auf Grund der niedrigeren Temperatur der äußeren Hülle die Strahlungsdurchlässigkeit sehr gering ist. Die Unterschiede im Aufbau führen folglich zu verschiedenen Arten der Entwicklung.

Sterne der Masse zwischen  $0,3 M_{\odot}$  und  $1,5 M_{\odot}$  entwickeln sich alle ziemlich ähnlich. Während der Wasserstoff im Kern verbraucht wird, gleichzeitig aber auch der Heliumanteil zunimmt, wird der Stern langsam heller und heißer wobei sich sein Radius aber kaum ändert. Im HRD heißt

dies, dass sich der Stern entlang der Hauptreihe nach oben bewegt. Wegen des nicht konvektiven Kerns kann sich die Wasserstoffbrennzone langsam in einer Schale nach außen brennen, wenn im Kern der Wasserstoff verbraucht ist und zum größten Teil aus Helium besteht. Dabei bewegt sich der Stern im HRD in einem Bogen langsam nach rechts. Durch das Wasserstoffschalenbrennen nimmt die Masse des Heliumkerns weiter zu und die Brennzone wandert immer weiter nach außen. Dies führt dazu, dass sich der Stern zuerst ausdehnt und dann in seiner Leuchtkraft immer weiter zunimmt; er wird zu einem **Roten Riesen**. Diese Phase der Entwicklung wird im Hertzsprung-Russel-Diagramm durch die Bewegung des Stern erst horizontal nach rechts und dann entlang des so genannten **Roten Riesen Astes** (RGB)<sup>1</sup> in die obere linke Ecke beschrieben. Die Dichte und Temperatur des Kerns nehmen dabei immer weiter zu, was schließlich zu einer Entartung des Heliums und damit zu einer gleichmäßigen Kerntemperatur führt. Ist die Temperatur hoch genug, kann die Fusion von Helium zu Kohlenstoff anlaufen. Wegen der uniformen Temperatur des entarteten Heliumplasmas startet die Reaktion gleichzeitig im ganzen Kern; es kommt zum **Heliumflash**. Die Explosion wird von den äußeren Schichten abgefangen, so dass der Stern nicht zerstört wird und sich danach zusammenzieht. Nun befindet sich der Stern wieder näher an der Hauptreihe mit Heliumbrennen im Kern und der Wasserstofffusion in einer Schale darum. Nun passiert ähnliches wie zuvor: Ist der Heliumvorrat im Kern aufgebraucht, wandert die Heliumbrennzone in einer Schale langsam nach außen. Dies führt, wie zuvor beim Wasserstoff, zur Ausdehnung des Sternes und der Erhöhung seiner Leuchtkraft. Wieder bewegt sich der Stern in Richtung der Roten Riesen. Diese Phase nennt man im HRD den **asymptotischen Riesen Ast** (AGB)<sup>2</sup>. Der Anstieg von Druck und Temperatur im Kern reichen aber nicht aus um die Kohlenstoff- oder Sauerstofffusion in Gang zu setzen. Der Stern endet als ein **Weißer Zwerg**.

Die Entwicklung massereicherer Sterne verläuft anfangs ziemlich ähnlich. Durch den konvektiven Kern wird das Plasma durchgemischt, so dass die Brennzone im Inneren immer mit neuem Wasserstoff versorgt wird. Erst wenn der größte Teil Wasserstoffes im konvektiven inneren Bereich verbraucht ist, startet ein neues Brennen in einer Schale um den Kern. Im Gegensatz zu den masseärmeren Sternen geschieht dieser Vorgang sprunghaft. Initialisiert wird er dadurch, dass sich der Stern auf Grund des Wasserstoffverbrauchs im Kern immer weiter zusammenzieht. Dies führt dazu, dass sich die äußere, nicht konvektive Hülle immer weiter aufheizt, bis die Temperatur groß genug ist, damit das Wasserstoffbrennen einsetzen kann. Danach dehnt sich der Stern wie zuvor immer weiter aus und bewegt sich im HRD horizontal nach rechts, bis schließlich auch die Leuchtkraft zunimmt und der Stern zu einem Roten Riesen wird. Im Gegensatz zu den Sternen geringerer Masse entzündet sich das Helium nicht explosionsartig, da der Kern, auf Grund der höheren Temperatur und der geringeren Dichte, nicht entartet ist. Nachdem auch das Helium im Kern verbraucht ist und zu Kohlenstoff und Sauerstoff fusioniert wurde, kommt es, wie zuvor beim Wasserstoff, zum Heliumbrennen in einer Schale um den Kern. Bei Sternen

---

<sup>1</sup>Abkürzung des englischen Fachbegriffes „Red Giant Branch“

<sup>2</sup>Abkürzung für „Asymptotic Giant Branch“

der Masse kleiner als  $8 M_{\odot}$  reicht die Kerntemperatur nicht aus, um die Fusion von Kohlenstoff oder Sauerstoff in Gang zu setzen und sie enden als Weiße Zwerge. Ab einer Masse von etwa 10 Sonnenmassen kann im Kern das Kohlenstoff- oder Sauerstoffbrennen explosionsartig gezündet werden. Dieser Kohlenstoff- oder Sauerstoffflash ist aber um ein vielfaches stärker als der Heliumflash, was dazu führt, dass der Stern als Supernova explodiert. Erst Sterne der Masse größer als  $15 M_{\odot}$  können soweit brennen, dass nur Eisen im Kern übrigbleibt. Ist auch diese Fusion im Kern erschöpft, lässt der Strahlungsdruck nach außenhin nach und der Stern fällt in sich zusammen. Dabei erreichen die inneren Schichten Überschallgeschwindigkeit, so dass die äußeren Regionen vom Kollaps nichts mitbekommen. Die dabei freiwerdende Energie reicht aus, die Eisenkerne erst in Helium, dann in Protonen und Neutronen aufzuspalten. Während des Kollaps nimmt der Druck im Kern immer weiter zu, bis er groß genug ist, die Protonen mittels Neutronisation in Neutronen umzuwandeln. Ist die steigende Dichte im Kern groß genug, kommt es zur Entartung der Neutronen und es baut sich spontan ein Gegendruck auf, der die Schockwelle in die äußeren Schichten zurückwirft und diese vom entarteten Neutronenkern absprengt (zum Entartungsdruck siehe auch Kapitel 3.1). Der Stern explodiert als Supernova vom Typ II und übrig bleibt ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch.

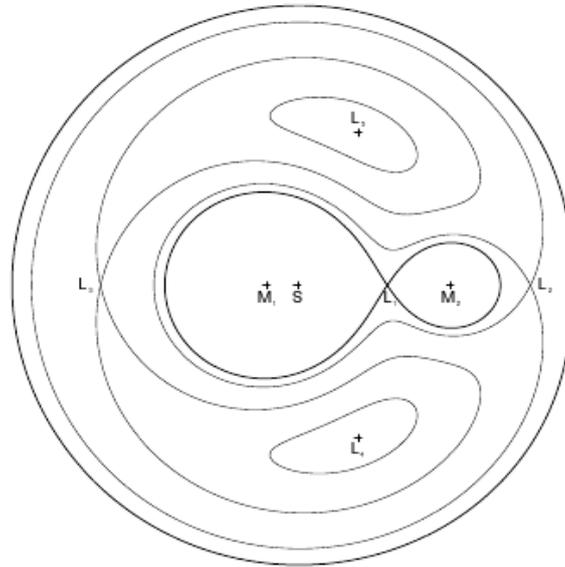
Was genau als Überrest zurückbleibt, hängt von der Masse des kompakten Objektes nach der Supernovaexplosion ab. Ist die Masse des kompakten Objektes größer als die **Chandrasekhar-Grenze** von  $1,44 M_{\odot}$  aber kleiner als die **Oppenheimer-Volkoff-Grenze** von  $3 M_{\odot}$  ist der entartete Kern stabil und bildet einen Neutronenstern. Ist die Masse des Objektes größer als die  $3 M_{\odot}$ , ist dieses instabil und kollabiert zu einem Schwarzen Loch.

## 2.2 Entstehung eines Röntgendoppelsternsystems

Wie bereits im Kapitel 2.1 erwähnt wurde, entstehen Sterne in einer Gaswolke, indem sich das Gas zusammenklumpt. In einer solchen Wolke entstehen dabei mehrere Sterne in etwa zur gleichen Zeit. Sind zwei dieser Sternentstehungsgebiete eng beieinander, so kann aus ihnen ein Doppelsternsystem entstehen. Zuerst entwickeln sich aus den eng benachbarten Gebieten zwei separate Sterne, die dann aneinander gebunden sind. Das Potential, das diese Konfiguration beschreibt heißt das **Roche Potential** und ist gegeben durch

$$\Phi(r) = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\omega} \times \vec{r})^2 \quad (2.2)$$

wo  $M_1$  und  $M_2$  die Massen und  $\vec{r}_1$  und  $\vec{r}_2$  die Positionen der beiden Massen sind;  $\omega$  gibt dabei die Winkelgeschwindigkeit an. In Abbildung 2.2 ist ein solches Roche Potential für zwei Massen im Verhältnis  $M_1/M_2 = 5$  gezeichnet. Darin sind auch die Lagrange-Punkte,  $L_1$  bis  $L_5$  und die **Roche-Grenze** (dicke Äquipotentiallinie durch  $L_1$ ) zu sehen. Die Lagrange-Punkte sind deshalb von großer Bedeutung, da sich in ihnen die Anziehungskräfte der beiden Körper aufheben.



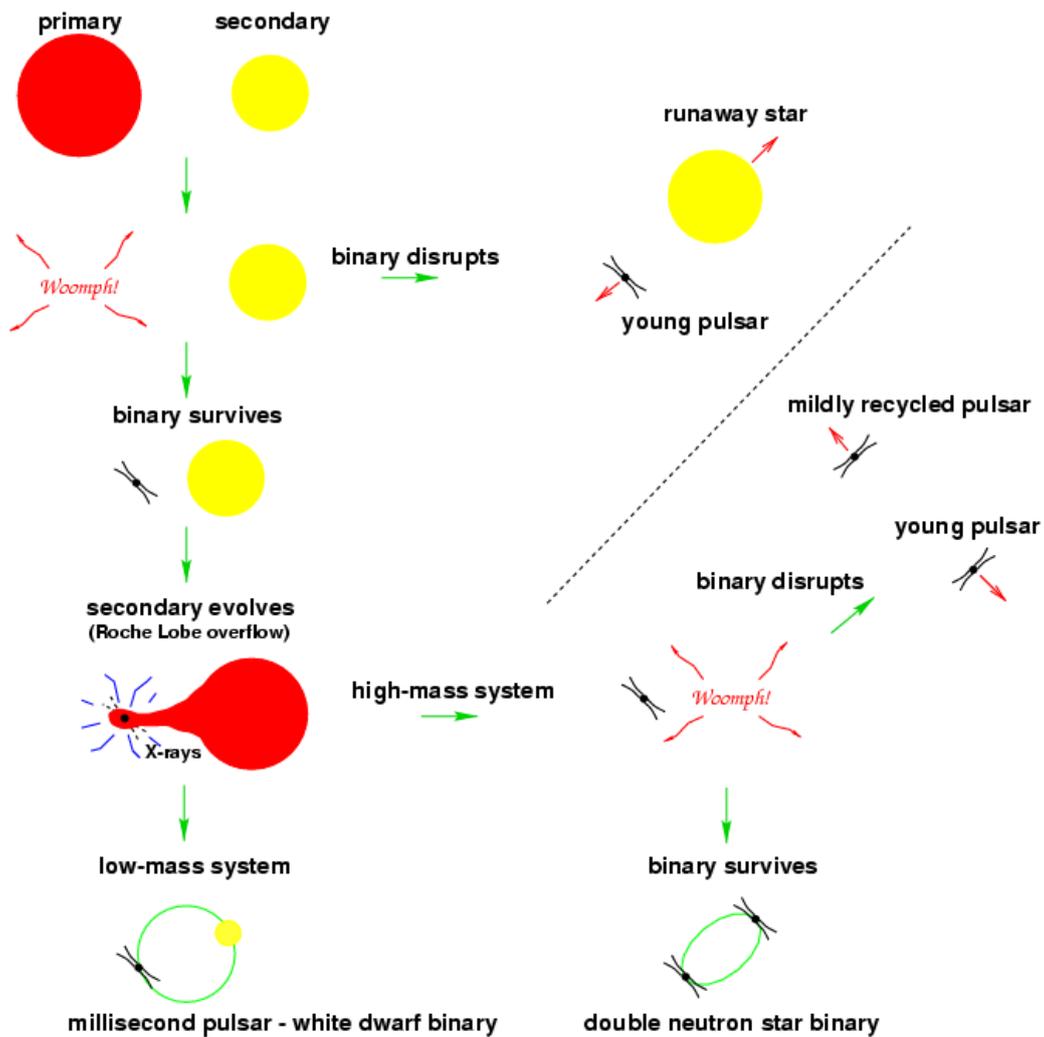
**Abb. 2.2:** Äquipotentiallinien eines Roche Potentials, bei dem sich die Massen in einem Verhältnis von  $M_1/M_2 = 5$  befinden. In den Lagrange-Punkten  $L_1$ - $L_5$  heben sich die Anziehungskräfte der beiden Objekte auf.  $L_1$  wird auch als innerer Lagrange-Punkt bezeichnet (erstellt von J. Wilms).

Die Roche-Grenze ist ebenso wichtig, weil dies die maximale Ausdehnung eines Sternes angibt und bei der Entstehung von Doppelsternsystemen eine wichtige Rolle spielt.

Die Entstehung eines Doppelsternsystems, in dem Neutronensterne beteiligt sind, ist vereinfacht in Abbildung 2.3 dargestellt. Eine ausführlichere und detailliertere Beschreibung von der Entwicklung von Doppelsternsystemen lässt sich zum Beispiel bei Iben (1991) nachlesen. Hier soll nur eine kurze Beschreibung der möglichen Entwicklungsvorgänge geben werden, wobei sich dabei an Abbildung 2.3 und der Arbeit von Lorimer (2005) orientieren wird. Sind zwei Sterne der Massen  $M_1$  und  $M_2$ , mit  $M_1 > M_2$ , nach ihrer Entstehung in einem Roche-Potential aneinander gebunden, dann wird der Stern mit Masse  $M_1$  auch als Primär-Stern bezeichnet und der Andere mit kleineren Masse als Sekundär-Stern.

Auf Grund der größeren Masse entwickelt sich der Primär-Stern schneller als sein Partner. In Kapitel 2.1 hat man gesehen, dass sich ein Stern während seiner Evolution ausdehnt. Dies geschieht in einem Doppelsternsystem solange, bis der Stern seine Roche-Grenze erreicht hat, da das Material jenseits dieser Grenze nicht mehr an den Stern gebunden ist und von seinem Begleiter akkretiert wird. Je nachdem, wie viel und wie schnell der Primär-Stern durch diesen Prozess an Masse verliert, ist sein Endstadium unterschiedlich. In den meisten Fällen ist der

Massenverlust des ersten Sternes so groß, dass nur ein weißer Zwerg übrig bleibt. Ist der Primär-Stern jedoch sehr massereich, ist es möglich, dass dieser trotz seines Massetransfers auf seinen Partner als Supernova explodiert und einen Neutronenstern oder sogar ein Schwarzes Loch zurücklässt. Durch die Explosion kann es passieren, dass das Doppelsternsystem zerstört wird, das heißt, dass die beiden Sterne nicht mehr aneinander gebunden sind und auseinander driften. Bleibt das System jedoch erhalten, dann hat der Neutronenstern einen Hauptreihenstern als Partner, der sich ebenfalls weiterentwickelt. Wie der Primär-Stern erreicht auch schließlich der Sekundär-Stern den Punkt, an dem er seine Roche-Grenze überschreitet. Der Neutronenstern ist jetzt in der Lage, das ungebundene Material seines Begleiters zu akkretieren wobei Energie in Form von Röntgenstrahlung freigesetzt wird (siehe Kapitel 4.1). Wie zuvor beim Primär-Stern hängt es von der Masse und vom Masseverlust des Sternes ab, wie die weitere Entwicklung abläuft. Bei geringer Masse entwickelt sich der Stern zu einem Weißen Zwerg, bei großer Masse besteht, wie zuvor bei der Evolution des Primärsterns, die Möglichkeit eines Sternkollaps. Bei einer Zerstörung des Systems, als Folge der Supernovaexplosion, bleiben zwei einzelne Neutronensterne übrig. Der Neutronenstern, der auf Grund der Akkretion wieder an Rotationsgeschwindigkeit zugenommen hat, wird auch als „recycled“ bezeichnet. Erklären lässt sich dieser Vorgang mit der Drehimpulserhaltung, da das akkretierte Material einen Drehimpuls besitzt, der an den Stern abgegeben werden muss, wenn es auf ihn fällt. Bleiben die beiden kompakten Objekte nach der Explosion jedoch aneinander gebunden, erhält man ein Doppelsystem aus zwei Neutronensternen. In Kapitel 3.2 werden wir sehen, dass Neutronensterne Energie in Form von Radiowellen, bedingt durch die Abnahme des Drehimpulses, von ihren Polen abstrahlen. Diese Klasse von Neutronensternen nennt man auch Radiopulsare und ein System aus zwei solchen Pulsaren auch Doppelpulsar. Bis heute kennt man nur in etwa acht solcher Systeme. Das beste Beispiel eines Doppelpulsares ist PSR J0737–3039, mit den beiden Pulsperioden von 22.7 ms und 2.77 s (Lorimer, 2005).



**Abb. 2.3:** Die Abbildung zeigt die möglichen Szenarien der Entwicklung eines Röntgendoppelsternsystems (nach Lorimer, 2005).

# 3 Neutronensterne

## 3.1 Aufbau

Ein Neutronenstern ist ein extrem kompaktes Objekt, das seine Stabilität der Entartung der Neutronen, Protonen und Elektronen im Inneren verdankt. Das Pauli-Prinzip besagt, dass es keine zwei Fermionen mit gleichen Quantenzahlen geben kann. Dies führt dazu, dass bei steigendem Druck, also steigender Energie der Fermionen, immer mehr Energieniveaus besetzt werden. Sind alle Niveaus bis zu einer Energiegrenze, der Fermi-Energie, besetzt, spricht man von Entartung. Damit ein Neutronenstern wegen des Gravitationsdruckes nicht in sich zusammen fällt, muss im Inneren ein Gegendruck vorhanden sein. Dieser Gegendruck entsteht gerade durch die Entartung der Elektronen, weswegen er auch Entartungsdruck genannt wird, und ist gegeben durch:

$$P = \frac{1}{20} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{h^2}{m} \left( \frac{N}{V} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (\text{nichtrelativistisch}), \quad (3.1)$$

wobei  $m$  die Masse eines entarteten Teilchens,  $N$  die Anzahl aller Teilchen und  $V$  das Volumen ist;  $N/V$  ist somit die Teilchendichte.

Die Radien von Neutronensternen liegen bei ungefähr 10 km und die Massen bei  $1,4 M_{\odot}$ . Dies entspricht einer mittleren Dichte von  $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$ . Doch die Dichte ist im Neutronenstern keineswegs konstant, sondern wird nach Innen stetig größer. Dies führt dazu, dass sich im Stern verschiedene Regionen unterschiedlicher Zusammensetzung und physikalischer Eigenschaften bilden. Reisenegger et al. (2005) gibt einen guten Überblick über den daraus resultierenden inneren Aufbau eines Neutronensterns und deshalb werden im folgendem Teil dieses Kapitels dessen Ausführungen erläutert und zusammengefasst.

Die Kruste ist nach Definition (siehe Reisenegger et al., 2005) der Teil, in dem noch Atomkerne vorhanden sind. Diese lässt sich in einem Neutronenstern in zwei Bereiche unterteilen. Der äußere Teil besteht demzufolge aus Atomkernen, die eine feste Kristallstruktur bilden. Man geht davon aus, dass dieser Kristall nicht nur aus einer Art von Kernen gebildet wird, also kein reiner Kristall ist, sondern, dass in ihm eine Vielzahl unterschiedlicher Atomkerne vorhanden ist. Die Elektronen sind auf Grund des hohen Drucks nicht mehr an einzelne Kerne gebunden. Geht man etwas tiefer in den Neutronenstern, können sich dann bei einer Dichte von ungefähr  $4 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$  auch einige Neutronen von den Atomkernen lösen und es wird vermutet, dass

diese durch Bilden von Cooper-Paaren suprafluid werden. Durch den Verlust der inneren Reibung ist diese Schicht nicht mehr an das dynamische System des Neutronensterns gekoppelt und rotiert viel schneller als ihre benachbarten Schichten.

Der Kern eines Neutronensterns beginnt etwa bei einer Dichte von  $2 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ , denn bei dieser Dichte zerfallen die Atomkerne in ihre Bestandteile und übrig bleibt eine Art Flüssigkeit aus Protonen, Neutronen und Elektronen (Reisenegger et al., 2005). Diese Teilchen sind aber immernoch in der Lage miteinander zu reagieren. So kann es zum einen zum **Inversen Betazerfall**  $p + e^- \rightarrow n + \nu$  kommen und zum anderen können die Neutronen durch  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$  in Protonen und Elektronen umgewandelt werden. Die bei diesen Reaktionen freiwerdenden Neutrinos  $\nu$  und Antineutrinos  $\bar{\nu}$  können den Stern ungehindert verlassen. Diese Teilchen sind auch dafür verantwortlich, dass sich Neutronensterne sehr schnell (weniger als  $10^3$  Jahre) nach ihrer Geburt von  $\sim 10^{11} \text{ K}$  auf etwa  $10^9 \text{ K}$  abkühlen. Auf Grund der Entartung sind die meisten Energieniveaus vollständig besetzt und wegen des Pauli-Verbots sind weitere Anregungen durch Stöße kaum möglich. Dies führt dazu, dass der Wechselwirkungsquerschnitt für Elektronen-Protonen-Stöße sehr gering ist. Elektronen können sich also ungehindert bewegen und der Kern des Neutronensterns ist somit supraleitend. Es gibt Theorien, die davon ausgehen, dass ähnlich wie die tiefere Schicht in der Kruste, die Neutronen und Protonen Cooper-Paare bilden und somit den Kern auch suprafluid machen (siehe in Reisenegger et al., 2005). Im Gegensatz zur Kruste lässt sich aber der suprafluid Kern nicht so leicht vom gesamten System entkoppeln.

## 3.2 Klassen von Neutronensternen

Neutronensterne lassen sich auf Grund ihrer verschiedenen Magnetfelder, ihrer unterschiedlichen Erzeugung von Strahlung und ihres eventuellen Auftretens in einem Doppelsternsystems in verschiedene Klassen unterteilen. Die folgende aufgeführte Unterteilung entspricht der, die von Reisenegger (2003) angegeben wird.

### 3.2.1 Radiopulsare

Die erste Klasse bilden die **Radiopulsare**. Bei diesen Objekten handelt es sich um schnell rotierende Neutronensterne, die von ihren Magnetpolen Strahlung, hauptsächlich im Bereich von Radiowellen, emittieren (Reisenegger, 2003). Die Pulsation kommt dadurch zustande, dass die Magnetpole nicht auf der Rotationsachse liegen, jedoch aber in unsere Blickrichtung zeigen. Man kann sich diese ähnlich wie bei einem Leuchtturm vorstellen, weshalb die Entstehung der Pulsation auch als **Leuchtturmeffekt** bezeichnet wird. Bei Radiopulsaren lässt sich eine langsame Zunahme der Rotationsperiode beobachten, mit deren Hilfe man das Magnetfeld eines solchen Sterns berechnen kann. Aus Modellen für diese Zunahme der Periode erhält man die

Formel

$$B \approx 3.2 \cdot 10^{19} \text{ G} \sqrt{P \cdot \dot{P}}, \quad (3.2)$$

wobei  $P$  die Periode in Sekunden ist. Diese Abnahme der Periode ist auch die Energiequelle für die emittierte Strahlung, da der Stern durch die Verlangsamung der Rotationsgeschwindigkeit Energie verliert, die er in Form von elektromagnetischer Strahlung von seinen Polen abstrahlt. Für einen Stern der Masse  $M$ , Radius  $R$  und Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  ist der Energieverlust gegeben durch

$$L = \frac{2}{5} MR^2 \omega \dot{\omega}. \quad (3.3)$$

Die Klasse der Radiopulsare lässt sich in zwei Untergruppen unterteilen: Zum einen die **klassischen Pulsare**, deren Magnetfelder etwa eine Stärke von  $10^{11}$  G bis  $10^{13}$  G haben und deren Rotationsperiode im Bereich von 16 ms liegt. Die zweite Untergruppe wird als **Millisekunden-Pulsare** bezeichnet. Diesen Namen verdanken sie ihrer schnellen Rotation mit Perioden um die 1,55 ms. Die Magnetfeldstärke ist bei dieser Art von Pulsaren in der Größenordnung von  $10^8$  bis  $10^9$  Gauß.

### 3.2.2 Röntgendoppelsterne

Die zweite Klasse sind die **Röntgendoppelsterne** (siehe Kapitel 2). Diese Neutronensterne befinden sich, wie ihr Name schon sagt, in einem Doppelsternsystem mit einem Hauptreihestern als Partner. Diese Klasse lässt sich ebenfalls in zwei Untergruppen unterteilen, in die **High Mass X-Ray Binaries** (HMXB) und die **Low Mass X-Ray Binaries** (LMXB). In HMXB ist der Begleiter ein junger Stern mit großer Masse, von dem der Neutronenstern Material akkretiert, welches durch das Magnetfeld auf die Pole geleitet wird. Die dabei freiwerdende Energie ist als Röntgenstrahlung detektierbar. Wie bei den Radiopulsaren liegen die Magnetpole nicht auf der Rotationsachse und es kommt zur Pulsation. Deshalb bezeichnet man diese Gruppe auch als **Röntgenpulsare**. Die Magnetfelder der HMXB erstrecken sich etwa von  $1 \cdot 10^{12}$  G bis  $4 \cdot 10^{12}$  G. Bei den LMXB ist das Magnetfeld in den meisten Fällen nicht stark genug ( $< 10^9$  G), um das akkretierte Material entlang der Feldlinien auf die Pole zu befördern. Deshalb ist in der Regel bei LMXB keine Pulsation zu beobachten. Der zweite Unterschied zu HMXB ist, dass der Begleiter ein älterer Stern mit geringerer Masse ist.

### 3.2.3 Magnetars

Die letzte Klasse sind die so genannten **Magnetars**. Sie zeichnen sich durch enorm starke Magnetfelder zwischen  $10^{14}$  G und  $10^{15}$  G aus (Reisenegger, 2003). Auch bei dieser Klasse lässt sich eine Einteilung in zwei Untergruppen vornehmen. Die **Soft Gamma-Ray Repeaters**

(SGRs) als erste Untergruppe zeigen schnell aufeinander folgende Ausbrüche im Wellenlängenbereich der Gamma- und Röntgenstrahlung. Die zweite Gruppe der Magnetars weisen eine ständige Emission von Röntgenstrahlung auf, obwohl es keine Anzeichen für eine Begleitstern gibt. Deshalb bezeichnet man diese Objekte als **Anomalous X-Ray Pulsars**, kurz AXPs.

### 3.3 Rotation

Bereits in der Einleitung (Kapitel 1.1) wurde erwähnt, dass sich Neutronensterne durch eine sehr hohe Rotationsgeschwindigkeit auszeichnen. Diese führen zu Perioden im Bereich von Millisekunden (siehe Kapitel 3.2). Erklärt werden diese kurzen Rotationsperioden durch die Drehimpulserhaltung<sup>1</sup>. Wir haben in Kapitel 2.1 gesehen, dass Neutronensterne bei Supernovaexplosionen massereicher Sterne entstehen. Diese Sterne besitzen jedoch einen Drehimpuls, der nach der Explosion erhalten bleiben muss. Man erhält somit für die Rotationsperiode  $P_N$  des Neutronensterns mit Radius  $R_N$  und Masse  $M_N$

$$P_N = \frac{M_N}{M_{KS}} \left( \frac{R_N}{R_{KS}} \right)^2 P_{KS} \quad (3.4)$$

wenn  $M_{KS}$  die Masse,  $R_{KS}$  der Radius und  $P_{KS}$  die Rotationsperiode des kollabierenden Sternes sind. Nimmt man zum Beispiel die Werte für unsere Sonne, würde man für den Neutronenstern bereits eine Periode im Millisekundenbereich erhalten.

### 3.4 Magnetfeld

In Kapitel 3.2 hat man gesehen, dass Neutronensterne enorm starke Magnetfelder im Bereich von  $10^8$  bis  $10^{15}$  Gauß besitzen. Diese sind somit um ein Vielfaches stärker als jedes auf der Erde künstlich erzeugtes Magnetfeld. Unter Laborbedingungen erreicht man heute nur etwa Magnetfelder bis  $10^6$  Gauß. Doch wie diese Magnetfelder im Neutronenstern entstehen, ist bis heute noch nicht vollständig geklärt. Es haben sich aber zwei Theorien durchgesetzt, mit deren Hilfe die Stärke der Magnetfelder erklärt werden können (siehe hierzu Reisenegger, 2003, 2007; Harding & Lai, 2006).

Die erste dieser beiden Theorien geht davon aus, dass jeder Stern in jedem Entwicklungszustand ein Magnetfeld besitzt und dass während der Entwicklung zum Neutronenstern, also während des Sternkollaps (siehe Kapitel 2.1) der **Magnetische Fluss**  $\Phi$  mit

$$\Phi = \pi R^2 B \quad (3.5)$$

---

<sup>1</sup>siehe auch: <http://pulsar.sternwarte.uni-erlangen.de/wilms/teach/intro2/intro20090.html>

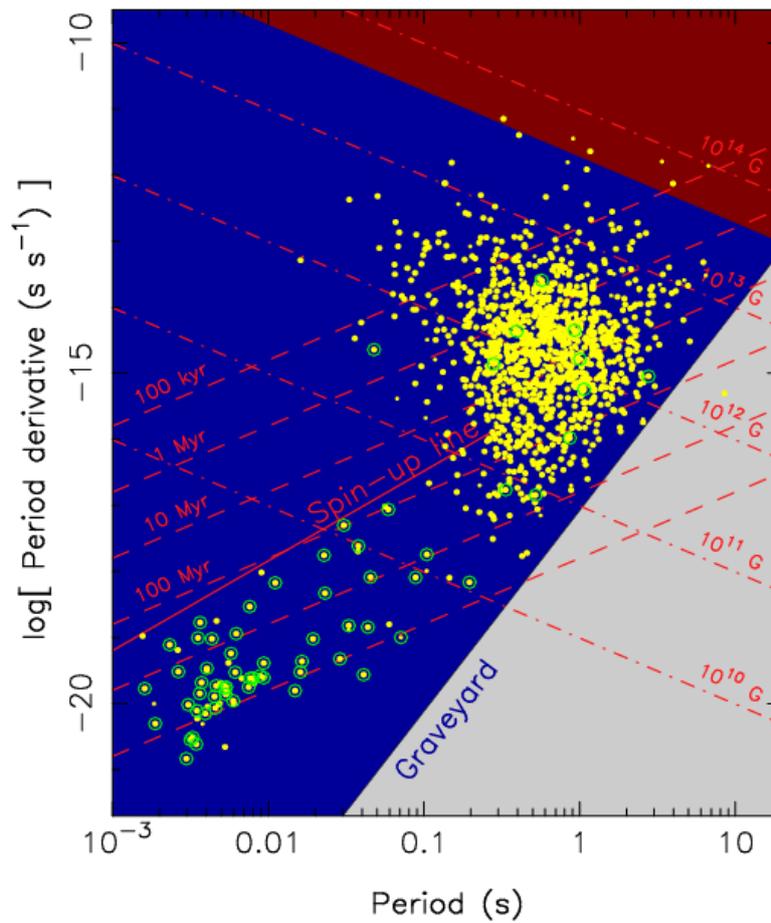
erhalten bleibt (Reisenegger, 2003; Reisenegger et al., 2005). Dies würde zu einer Magnetfeldstärke des Neutronensterns von

$$B_N = \frac{R_{KS}}{R_N} B_{KS} \quad (3.6)$$

führen. Damit lassen sich auch die großen Magnetfeldstärken bis  $10^{15}$  G erklären. Ein Indiz, auf das sich diese Theorie stützt, ist, dass man durch Messungen und Beobachtungen herausgefunden hat, dass der magnetische Fluss bei Neutronensternen, Weißen Zwergen und bei stark magnetisierten Hauptreihestern (Ap und Bp Sterne) sehr ähnlich ist, nämlich  $\Phi \sim 10^{5,5} R_{\odot}^2$  G (Reisenegger, 2003; Reisenegger et al., 2005; Harding & Lai, 2006).

In der zweiten Theorie geht man davon aus, dass das Magnetfeld durch eine Art Dynamoprozess im Inneren des Kerns entsteht (Reisenegger, 2003). Ein Protoneutronenstern kühlt, wie man in Kapitel 3.1 gesehen hat, sehr schnell ab. Dies führt zu einem großen Temperaturgradient im Inneren des Neutronensterns. Dies hat aber als direkte Konsequenz, dass es Regionen unterschiedlicher Entropie geben muss. Um diese Unterschiede auszugleichen, muss die Materie im Neutronenstern gemischt werden, was nur mittels Konvektion möglich ist. Aber gleichzeitig ist der Stern nicht in der Lage Drehmoment in den inneren Schichten hin und her zu transportieren, was zu unterschiedlich schnell rotierenden Regionen führt. Diese Kombination aus differentieller Rotation und konvexem Kern, fungiert, ähnlich wie bei unserer Erde, als ein Dynamo, der im Fall von Neutronensternen Magnetfelder bis zu Größenordnungen von  $10^{15}$  G erzeugen könnte.

Es gibt Anzeichen dafür, dass sich das Magnetfeld eines Neutronensterns im Laufe seines Lebens ändert (Reisenegger, 2003; Reisenegger et al., 2005; Reisenegger, 2007). Man vermutet, dass die Magnetfelder mit zunehmendem Alter eines Neutronensterns immer schwächer werden. Deshalb spricht man auch, wegen der unterschiedlichen Magnetfelder (siehe Kapitel 3.2) bei HMXB, klassischen Radiopulsaren und Magnetars von jungen Neutronensternen und bei Millisekunden-Pulsaren und LMXB von alten. Bei dieser Art der Klassifizierung muss man aber davon ausgehen, dass es einen Zusammenhang in der Evolution der Neutronensterne gibt, also dass sich die jungen Neutronensterne in die älteren entwickeln können. Eine Erklärung für das höhere Alter der Millisekunden-Pulsare gegenüber der klassischen Pulsare basiert auf der größeren Rotationsgeschwindigkeit. Man nimmt an, dass die kleinere Rotationsperiode eine Folge von Akkretion ist. Das heißt, dass Millisekunden-Pulsare schon mehr Material und damit auch länger akkretiert haben. Dass Low Mass X-Ray Binaries älter sind als High Mass X-Ray Binaries, wird mit dem höheren Alter der Begleiter begründet. Ein weiteres Indiz für die Entwicklung des magnetischen Feldes liefert die Betrachtung der Neutronensterne in einem  $P-\dot{P}$ -Diagramm (siehe Abbildung 3.1). Die Verteilung in diesem Diagramm ließ den Schluss zu, dass das magnetische Moment schwächer wird und dass auf Zeitskalen, die dem Leben eines klassischen Pulsars entsprechen. Auch die Eigenschaften von Magnetars lassen Behauptungen aufkommen, mit denen man die Entwicklung der Magnetfelder untermauern kann. Geht man zum Beispiel davon aus, dass die beobachtete Emission von Magnetars durch magnetische Ener-



**Abb. 3.1:** Dieses  $P$ - $\dot{P}$ -Diagramm zeigt die Anordnung der meisten bekannten Radiopulsare. Ebenfalls eingezeichnet sind Linien für gleiches Alter und gleiche Magnetfeldstärke. Die Doppelpulsare sind mit einem Kreis gekennzeichnet. In diesem Diagramm ist zu erkennen, dass ältere Neutronensterne auch ein schwächeres Magnetfeld besitzen. Außerhalb des dunkelblauen (dunkelschwarzen) Bereichs ist nach theoretischen Modellen keine Radioemission möglich (nach Lorimer, 2005).

---

gie verursacht wird, dann müsste die Magnetfeldstärke im quadratischen Mittel abnehmen. Ein Erklärungsansatz für die Entwicklung der Magnetfelder ist die Kombination der beiden Entstehungstheorien. Es wird vermutet, dass das Magnetfeld eines Neutronensterns zwar durch die Flusserhaltung entsteht, dass sich dieses aber, wegen des Dynamos im Inneren, abschwächt. Eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Vorgänge bei der Evolution der Magnetfelder kann bei Reisenegger (2003) nachgelesen werden.

## 4 Akkretion

Nach der Entdeckung der ersten extrasolaren Röntgenquellen war lange Zeit nicht klar, welcher Prozess für die Entstehung dieser Röntgenstrahlung verantwortlich war, denn die Fusion von Wasserstoff und Helium, wie sie in den optisch beobachtbaren Sternen statt findet, ist nicht in der Lage genügend Energie freizusetzen, um derartig energetische Röntgenstrahlung, wie sie in den 1960-er detektiert wurde, zu erklären. Erst die Akkretion von Materie durch ein kompaktes Objekt lieferte eine plausible Erklärung für die Entstehung der beobachteten Röntgenstrahlung. Vergleicht man die Energieerzeugung der beiden Prozesse, zeigt sich, dass die Akkretion in etwa um ein 20-faches mehr Energie freisetzt, als die Fusionsprozesse. Die Energie, die bei der Akkretion von Material durch einen Neutronenstern der Masse  $M_{\text{NS}}$  und Radius  $R_{\text{NS}}$  erzeugt wird lässt sich leicht mittels

$$\Delta E_{\text{akk}} = \frac{GM_{\text{NS}}m}{R_{\text{NS}}} \quad (4.1)$$

berechnen (Kreykenbohm, 2004). Für die Energiefreisetzung erhält man bei der Akkretion somit etwa  $\Delta E_{\text{akk}} \sim 10^{20} \text{erg g}^{-1}$ , im Vergleich zur Wasserstofffusion von nur  $\Delta E_{\text{fus}} \sim 6 \cdot 10^{18} \text{erg g}^{-1}$  (Frank et al., 2002).

Im Allgemeinen hängt die Menge der freiwerdenden Energie nur von der Massenakkretionsrate  $\dot{M}$  ab, das heißt mit steigendem  $\dot{M}$  nimmt neben der Energie auch die Leuchtkraft zu. Dies bedeutet aber auch, dass sich ein Strahlungsdruck, also eine Kraft entgegen der Gravitationskraft des Neutronensterns aufbaut und die Akkretion hemmt. Nimmt man jetzt eine sphärisch symmetrische Akkretion von ionisiertem Wasserstoffgas an, erhält man für die aus der Strahlung resultierende Kraft (Frank et al., 2002):

$$F_{\text{S}} = \frac{\sigma_{\text{T}}S}{c} , \quad (4.2)$$

wobei  $\sigma_{\text{T}}$  der Thomson-Streuquerschnitt und  $S$  der Energiefluss ist, der über die Leuchtkraft  $L$  gegeben ist durch

$$S = \frac{L}{4\pi r^2} . \quad (4.3)$$

Obwohl der zu  $\sigma_{\text{T}}$  für Protonen äquivalente Wirkungsquerschnitt um den Faktor  $(m_e/m_p)^2$  kleiner ist, hat die von der Neutronensternoberfläche kommende Strahlung auf Grund der starken Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Protonen dennoch einen Einfluss auf

diese (Frank et al., 2002). Weiterhin erhält man für die Gravitationskraft zwischen kompakten Objekt der Masse  $M$  und akkretiertem Material

$$F_G = \frac{GMm_p}{r^2} . \quad (4.4)$$

Die Masse der Elektronen im Gas ist dabei vernachlässigbar, da  $m_p \gg m_e$ . In diesem einfachen Szenario ist also nur dann Akkretion möglich, solange  $F_S < F_G$ . Das heißt aber auch, dass es eine Grenze gibt, an der die Leuchtkraft  $L$  auf Grund der steigenden Massenakkretionsrate  $\dot{M}$  so groß ist, dass keine Akkretion mehr möglich ist. Aus dem Ansatz  $F_S = F_G$  erhält man für diese Leuchtkraft, die **Eddington-Leuchtkraft** genannt wird, (Frank et al., 2002; Kreykenbohm, 2004)

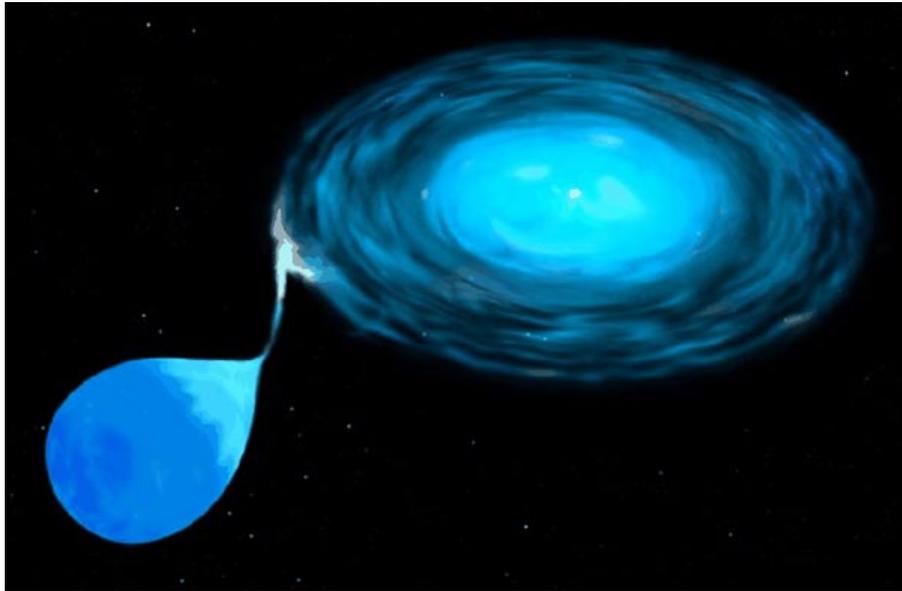
$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1,3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg s}^{-1} . \quad (4.5)$$

Es ist wichtig nicht zu vergessen, dass diese Leuchtkraft unter der Annahme eine sphärisch symmetrischen Akkretion von vollständig ionisierten Material berechnet wurde, was aber im Normalfall nicht zutrifft. Sondern das akkretierte Material trifft nur auf einem kleinen Teil der Oberfläche auf und so ist es möglich, dass ein Teil der Strahlung dieses Gebiet zur Seite verlassen kann. Durch diesen seitliche Strahlungsverlust können somit durchaus Leuchtkräfte größer als  $L_{\text{Edd}}$  auftreten (Kreykenbohm, 2004).

## 4.1 Akkretionsmechanismen

### 4.1.1 Roche-Lobe Overflow

Wir haben bereits in Kapitel 2 gesehen, dass ein Hauptreihenstern, wenn er sich in einem Doppelsternsystem befindet, sein Roche-Volumen (Roche-Lobe) ausfüllen kann. Dies führt dazu, dass das Sternmaterial außerhalb der Roche-Grenze nicht mehr gravitativ an den Stern gebunden ist und auf seinen Begleiter, zum Beispiel einen Neutronenstern, überfließen kann. Es bildet sich so ein Materiestrom vom entwickelten Hauptreihenstern über den inneren Lagrange-Punkt hin zum kompakten Objekt und formt um diesen eine Akkretionsscheibe (siehe Abbildung 4.1). Die Bildung dieser Scheibe ist eine direkte Konsequenz der Drehimpulserhaltung. Da der materialverlierende Stern rotiert, besitzt das akkretierte Plasma Drehimpuls. Weil dieser erhalten bleiben muss, bildet sich um das akkretierende Objekt eine Akkretionsscheibe, in der sich die Teilchen auf Keplerbahnen bewegen (Kreykenbohm, 2004). Doch auf Grund von Viskosität in der Scheibe verlieren die Teilchen an Drehimpuls und wandern langsam nach Innen in Richtung Neutronenstern. Da die Drehimpulserhaltung weiterhin gilt, muss der Verlust an Drehimpuls kompensiert werden. Dies geschieht dadurch, dass ein Teil des Materials von der Scheibe in den interstellaren Raum abgegeben wird und somit Drehimpuls wegtransportiert wird. Weil sich das Material in der Akkretionsscheibe immer weiter nach Innen bewegt, nimmt folglich die Dichte



**Abb. 4.1:** Zeigt ein mögliche Vorstellung für eine Roche-Lobe Akkretion. Man erkennt gut den Materiestrom vom optischen Begleiter Richtung Neutronenstern und die daraus resultierende Akkretionsscheibe (Quelle: <http://apod.nasa.gov/apod/ap991219.html>).

zum inneren Rand der Scheibe hin zu und damit auch die Temperatur, als Folge der größer werdenden Reibung zwischen den Teilchen. Nimmt man jetzt an, dass die Akkretionsscheibe optisch dicht ist, entspricht das emittierte Strahlungsspektrum dem eines Schwarzkörpers und es gilt (Frank et al., 2002):

$$\sigma T^4(R) = D(R) , \quad (4.6)$$

wobei  $D(R)$  die Strahlungsrate pro Flächeneinheit für eine der beiden Scheibenoberflächen ist und für die Annahme einer dünnen Akkretionsscheibe gegeben ist durch (Frank et al., 2002):

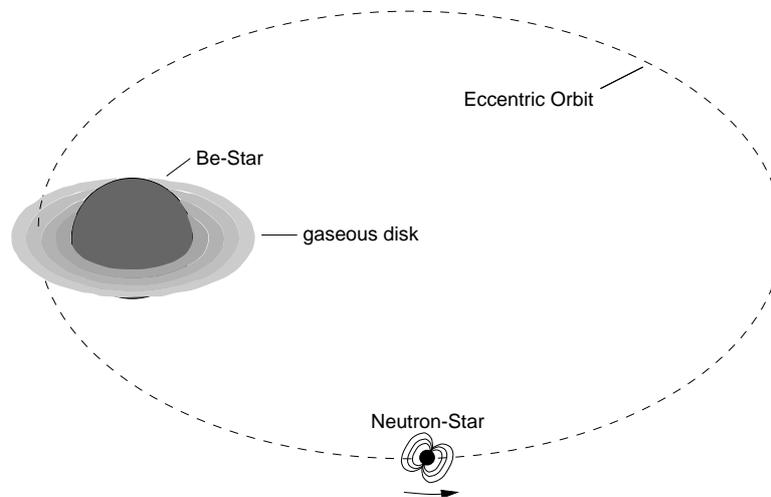
$$D(R) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3} \left[ 1 - \left( \frac{R_{\text{NS}}}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (4.7)$$

Aus Gleichung (4.6) und (4.7) sieht man, dass

$$T(R) \propto R^{-\frac{3}{4}} \quad (4.8)$$

ist. Da, wie gerade gezeigt, die Temperatur nicht konstant ist, muss für das eigentliche Spektrum  $F$  über die ganze Scheibe integriert werden und man erhält

$$F = \int_{R_{\text{Innen}}}^{R_{\text{Außen}}} B(T(R)) 2\pi R dR , \quad (4.9)$$

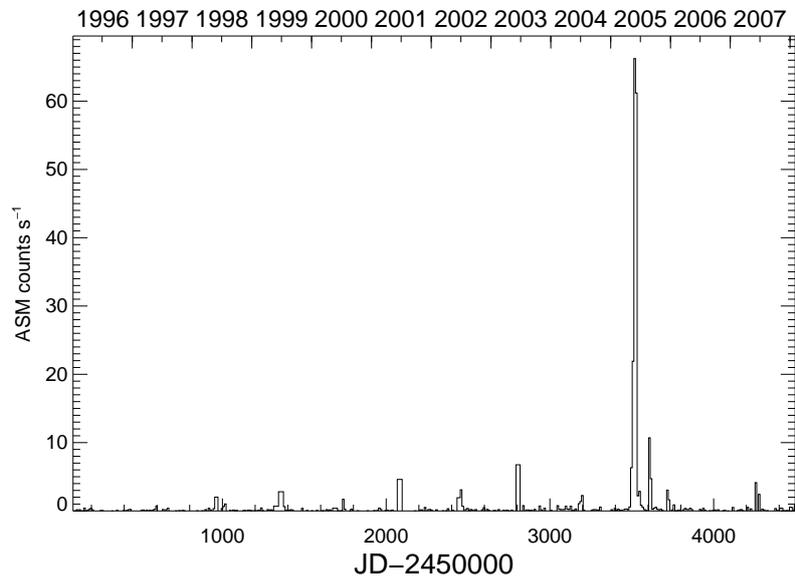


**Abb. 4.2:** Ein Röntgendoppelsternsystem, dessen kompaktes Objekt ein Neutronenstern ist, und der optische Begleiter ein Be-Stern. Auf Grund des exzentrischen Orbits taucht der Neutronenstern einmal pro Umlauf in die Scheibe des Be-Sterns ein und es kann in dieser Phase zu einem Röntgenausbruch kommen. Danach ist die Strahlung so schwach, dass er kaum noch zu beobachten ist oder sogar komplett erloschen ist (nach P. Kretschmar, 1996).

wenn  $B(T)$  das Spektrum eines Schwarzkörpers ist (Frank et al., 2002). Um ein Scheibenspektrum zu modellieren, kann deshalb ein Modell benutzt werden, das einer Überlagerung mehrerer Schwarzkörperspektren entspricht (Makishima et al., 1986; Wilms et al., 2006).

### 4.1.2 Be-Mechanismus

Ist der optische Begleiter eines Neutronensterns ein so genannter **Be-Stern**, ist noch eine weiterer Akkretionsmechanismus denkbar. Die Rotation eines Sternes führt zu einer Kraft, der Zentrifugalkraft  $F_Z$ , die der Gravitationskraft  $F_G$ , die den Stern zusammenhält, entgegenwirkt. Wäre somit die Rotation eines Sternes so schnell, dass  $F_Z > F_G$ , würde es den Stern zerstören. Be-Sterne sind Sterne, die während ihrer Evolution, zum Beispiel durch Massenakkretion, an Rotationsgeschwindigkeit zugenommen haben aber gerade nur so viel, dass der Stern noch nicht auseinander gerissen wird. Am Sternäquator, an dem die Zentrifugalkraft  $F_Z$  am größten ist, ist es möglich, dass die Gravitationskraft dennoch überwunden wird und sich Sternmaterial von der Oberfläche lösen kann. Dieses ungebundene Material formt eine Scheibe um den Sternäquator. Der Namenszusatz „e“ in der Sternklassifizierung steht für die Beobachtung zusätzlicher Emissionslinien im optischen Spektrum, deren Entstehung eben gerade auf die Scheibe um den Stern zurückgeführt werden kann (Be-Phänomen). Dieses Phänomen lässt sich nicht nur bei B-Sternen beobachten sondern bei fasten allen Sternen frühen Typs. Weiter Informationen zu Be-Sternen und dem Be-Phänomen lassen sich bei Porter & Rivinius (2003) nachlesen, der auch als Quelle für diesen ersten Abschnitt benutzt wurde.



**Abb. 4.3:** ASM-Lichtkurve von A 0535+26: Seit Beginn der ASM-Aufzeichnungen Anfang 1996, war das Röntgendoppelsternsystem A 0535, bis auf den einzigen Ausbruch im Jahr 2005, kaum zu sehen.

In einem Röntgendoppelsternsystem, in dem ein solcher Be-Stern beteiligt ist, ist die Bahn des Neutronensterns meist sehr exzentrisch. Eine mögliche Ursache für diese große Exzentrizität findet sich dem enormen Massentransfer, der während der Entwicklung des Be-Sterns stattgefunden hat (siehe Iben, 1991). Diese Orbitbahn führt jetzt dazu, dass sich der Neutronenstern die meiste Zeit nicht nah genug an seinem Begleiter befindet, um Material zu akkretieren. Aber in der Nähe des Periastron kommt der Neutronenstern seinem Doppelsternpartner so nahe, dass er in die gasähnliche Scheibe um den Be-Stern eintauchen kann (siehe Abbildung 4.2). Das Material in der Scheibe kann jetzt vom Neutronenstern akkretiert werden. Auf Grund der großen Akkretionsrate  $\dot{M}$ , die jetzt plötzlich in solchen Scheiben möglich ist, kommt es in der Regel zu extrem starken Röntgenausbrüchen. Verlässt der Neutronenstern anschließend den Bereich der Scheibe, stoppt die Akkretion und er ist auf Grund der geringer werdenden Strahlung kaum noch als Röntgenquelle beobachtbar, wenn er nicht sogar komplett erlischt. Erst beim nächsten Durchgang durch die Scheibe des Be-Sterns wird der Neutronenstern wieder aktiv und zeigt sich durch einen erneuten Ausbruch. Röntgenquelle, die ein solches Verhalten aufweisen, werden als **Transiente Quellen** bezeichnet. In Tabelle 9.1 sind unter anderem die Transienten Röntgenquelle aufgeführt, die in dieser Arbeit analysiert wurden. Betrachtet man die Lichtkurven dieser Quellen, fällt auf, dass nicht nach jedem Umlauf ein Ausbruch zu beobachten ist. Was genau die Ursache dafür ist, ist bis heute noch unklar, aber man vermutet, dass der Be-Stern seine

Scheibe verloren hat und diese erst wieder neu gebildet werden muss, was länger als eine Umlaufperiode dauern kann (Kreykenbohm, 2004). Ein Beispiel für ein solches transientes System, in dem Ausbrüche nur sehr selten in Erscheinung treten ist A 0535+26 (siehe Abbildung 4.3).

### 4.1.3 Windakkretion

Der letzte wichtige Weg, wie ein Hauptreihenstern Masse an seinen kompakten Begleiter abgeben kann, ist durch Sternwinde. Die Winde von normalen Sternen sind im Allgemeinen aber nicht stark genug, um Neutronenstern mit ausreichend Material zu versorgen und Energie in der Größenordnung der Röntgenstrahlung abzugeben. Doch der Wind von jüngeren O- und B-Sternen kann um ein Vielfaches stärker sein (Der Massenverlust durch Winde liegt bei diesen Sternen im Bereich zwischen  $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  und  $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , Kreykenbohm, 2004) und könnte somit eine Akkretion ermöglichen, die genügend Energie freisetzt, damit der Neutronenstern im Röntgenbereich strahlen kann. Ein Szenario, mit dem die Windakkretion theoretisch beschrieben werden kann, wurde von Bondi & Hoyle (1944) diskutiert: Bewegt sich der Neutronenstern im Wind seines Begleiters, wird ein Teil des Materials auf Grund der Anziehungskraft des kompakten Objekts zu diesem hin fokussiert. Es bildet sich also eine Art Materiestrom in Richtung des Neutronensterns. Je nachdem, ob das Material im Sternwind Drehmoment besitzt, bildet sich eine Akkretionsscheibe oder nicht.

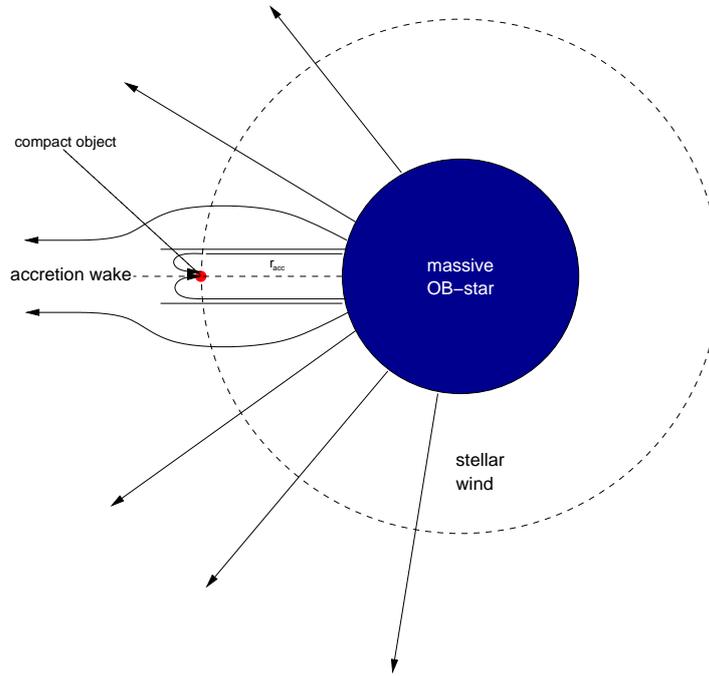
Eine andere denkbare Möglichkeit wäre eine sphärisch symmetrische Windakkretion. Doch man geht heute weitestgehend davon aus, dass sich auch bei der Windakkretion eine Art gebündelter Materiestrom Richtung Neutronenstern bildet, ähnlich wie es von Bondi & Hoyle (1944) dargelegt wurde. Im Folgendem soll nun dargelegt werden, dass die Massenverlustrate durch Winde der jungen OB-Sterne tatsächlich ausreichen, um Leuchtkräfte zu erzielen, wie sie bei Röntgendoppelsternsystemen beobachtet werden. Dabei folgen die einzelnen Rechenschritte denen von Kreykenbohm (2004). Die Endgeschwindigkeit eines Sternwindes,  $v_{\text{Wind}}$ , ist in guter Näherung die benötigte Geschwindigkeit, um die Gravitationskraft des Sterns zu überwinden (Kreykenbohm, 2004), ergibt sich also aus der Gleichung

$$\frac{1}{2} m_{\text{Wind}} v_{\text{Wind}}^2 = \frac{GM_S m_{\text{Wind}}}{R_S}, \quad (4.10)$$

wobei  $M_S$  und  $R_S$  die Masse und der Radius des Sterns sind. Für die Windgeschwindigkeit  $v_{\text{Wind}}$  erhält man also

$$v_{\text{Wind}} = \sqrt{\frac{2GM_S}{R_S}}. \quad (4.11)$$

Vom Neutronenstern wird nur das Material aus dem Sternwind akkretiert, dessen kinetische Energie kleiner ist als die potentielle Energie des Neutronensterns. Das für die Akkretion zur Verfügung stehende Material befindet sich also in einem zylinderförmigen Gebiet mit Radius



**Abb. 4.4:** Mechanismus der Windakkretion, wie er von Bondi und Holy diskutiert wurde.

$r_{\text{akk}}$  um den Neutronenstern. Der Radius  $r_{\text{akk}}$  lässt sich angenähert aus der Beziehung

$$\frac{1}{2}v_{\text{rel}}^2 = \frac{GM_{\text{NS}}}{r_{\text{akk}}} \quad (4.12)$$

berechnen, wobei  $M_{\text{NS}}$  die Masse des Neutronensterns und  $v_{\text{rel}} = \sqrt{v_{\text{Wind}}^2 + v_{\text{NS}}^2}$  die relative Geschwindigkeit zwischen Neutronenstern und Sternwind ist (Ostriker & Davidson, 1973; Frank et al., 2002; Charles & Seward, 1995). Auflösen der Gleichung 4.12 nach  $r_{\text{akk}}$  ergibt:

$$r_{\text{akk}} = \frac{2GM_{\text{NS}}}{v_{\text{Wind}}^2 + v_{\text{NS}}^2} \quad (4.13)$$

Die Menge des Materials innerhalb des zylinderförmigen Gebiets gibt gerade die Menge an Material an, die vom Neutronenstern akkretiert wird und ist somit

$$\dot{M} = \pi r_{\text{akk}}^2 v_{\text{rel}} \rho . \quad (4.14)$$

Unter der Annahme, dass der Sternwind isotrop abgestrahlt wird, lässt sich die Dichte  $\rho$  schreiben als (Ostriker & Davidson, 1973; Frank et al., 2002; Charles & Seward, 1995)

$$\rho = \frac{\dot{M}_{\text{Wind}}}{4\pi d^2 v_{\text{Wind}}} . \quad (4.15)$$

Dabei ist  $d$  der Abstand des Neutronensterns von seinem Begleiter. Vernachlässigt man  $v_{\text{NS}}$ , da normalerweise diese Geschwindigkeit viel kleiner ist als die Windgeschwindigkeit, erhält man aus Gleichung (4.14) mit Hilfe der Gleichungen (4.11), (4.12) und (4.15) für den Anteil  $a$  des vom Neutronenstern akkretierten Materials (Frank et al., 2002; Kreykenbohm, 2004)

$$a = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Wind}}} \approx \frac{1}{4} \frac{r_{\text{akk}}^2}{d^2} = \frac{1}{4} \left( \frac{M_{\text{NS}}}{M_{\text{S}}} \right)^2 \left( \frac{R_{\text{S}}}{d} \right)^2. \quad (4.16)$$

Für typische Röntgendoppelsternsysteme ist  $a$  ungefähr in der Größenordnung von  $10^{-4}$  (Kreykenbohm, 2004; Frank et al., 2002; Charles & Seward, 1995). Nimmt man an, dass die gesamte Energie in Strahlung umgewandelt wird, ergibt sich für die Leuchtkraft des Neutronensterns

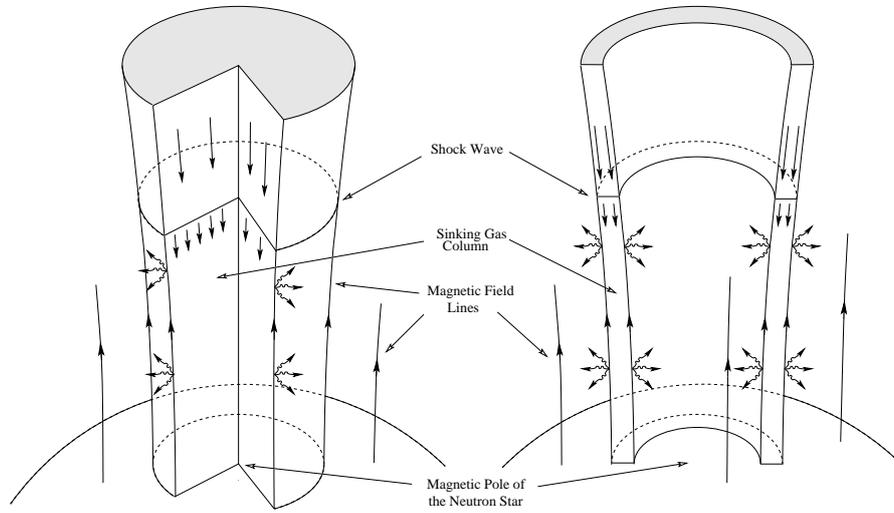
$$L = \frac{GM_{\text{NS}}a\dot{M}_{\text{Wind}}}{R_{\text{NS}}}. \quad (4.17)$$

Setzt man jetzt in diese Gleichung typische Werte, wie  $10^{-4}$  für  $a$ ,  $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  für  $\dot{M}_{\text{Wind}}$ ,  $1,4 M_{\odot}$  und  $10 \text{ km}$  für die Masse und den Radius des Neutronensterns ein, erhält man für die Leuchtkraft  $L \approx 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ . Also trotz des relativ geringen Anteils des vom Neutronenstern akkretierten Sternwinds, reicht die dabei freiwerdende Energie aus um Leuchtkräfte zu erzielen, die im Bereich von 10 % der Eddingtonleuchtkraft liegen (siehe Gleichung 4.5) und somit auch genügend Energie liefert um Photonen im Röntgenbereich zu emittieren.

## 4.2 Akkretionsgeometrien

In Kapitel 4.1 wurde beschrieben, wie Massentransfer von einem Hauptreihenstern zu einem kompakten Objekt stattfinden kann und wie sich eine Akkretionsscheibe bildet. Ist das kompakte Objekt ein Neutronenstern mit einem starken Magnetfeld, teilt sich die Scheibe jedoch in zwei Regionen ein, in der sich das Material unterschiedlich verhält. Weiter weg vom Neutronenstern, wo der Einfluss des Magnetfeldes noch kaum zu spüren ist, bewegen sich die Teilchen in der Akkretionsscheibe auf Keplerbahnen um den Neutronenstern. Je weiter man sich diesem jedoch nähert, desto stärker wird das Magnetfeld, bis es schließlich so stark ist, dass sich das Material entlang der Magnetfeldlinien Richtung Neutronensternoberfläche bewegt. In der Region, in der das Magnetfeld die Akkretion dominiert, spricht man auch von **Magnetospheric Accretion** und der Abstand vom Neutronenstern, ab dem diese Akkretion zustandekommt wird als **Alfvén Radius** bezeichnet (Schönherr, 2007). Nimmt man an, dass das Magnetfeld eines Neutronensterns mit Radius  $R$  das Feld eines Dipols ist, dann ist die Magnetfeldstärke  $B$  in einer Entfernung  $r$  von der Neutronensternoberfläche gegeben durch

$$B = \left( \frac{R}{r} \right)^3 B_0, \quad (4.18)$$



**Abb. 4.5:** Zwei mögliche Akkretionsgeometrien. Links: Das einfallende Material formt eine komplett ausgefüllten Zylinder. Rechts: Das akkretierte Plasma wird in einem Hohlzylinder entlang der Feldlinien zur Neutronensternoberfläche befördert (Abbildung nach Basko & Sunyaev, 1976, aus Kuster, 2004).

wenn  $B_0$  die Magnetfeldstärke an der Oberfläche des Neutronensterns ist (Frank et al., 2002; Ostriker & Davidson, 1973). Trotz des geringer werdenden Einflusses des Magnetfeldes mit größer werdender Entfernung  $r$  vom Neutronenstern, erzeugt das Magnetfeld einen spürbaren Druck, der die nach innen gerichtete Bewegung des Materials hemmt. Der Alfvén Radius  $r_A$  ist dann definiert als der Abstand vom Neutronenstern, an dem der magnetische Druck  $P_{\text{mag}}$  gleich dem Druck  $P = \rho v^2$  des einfallenden Materials mit Geschwindigkeit  $v$  ist. Die Dichte  $\rho$  lässt sich aus der Gleichung (Ostriker & Davidson, 1973; Frank et al., 2002)

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v \quad (4.19)$$

berechnen und die Geschwindigkeit  $v$  ergibt sich aus

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{r}}. \quad (4.20)$$

Der magnetische Druck  $P_{\text{mag}}$  ist dabei gegeben als (Ostriker & Davidson, 1973; Frank et al., 2002)

$$P_{\text{mag}} = \frac{B^2}{8\pi} = \left(\frac{R}{r}\right)^6 B_0^2. \quad (4.21)$$

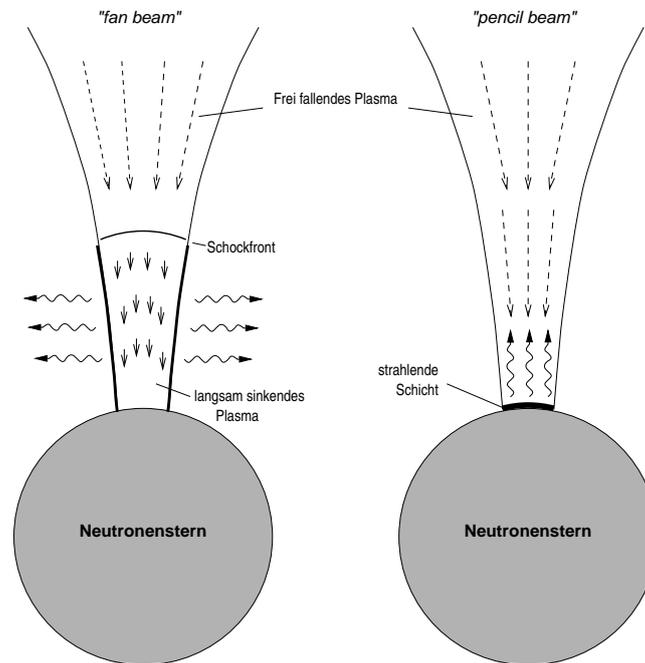
Aus dem Ansatz  $P_{\text{mag}} = P$  ergibt sich dann für den Alfvén Radius  $r_A$ , unter Einbezug von Gleichung (4.19) und (4.20) (Ostriker & Davidson, 1973; Frank et al., 2002):

$$r_A = \left( \frac{B_0^4 R^{12}}{8\dot{M}^2 MG} \right)^{\frac{1}{7}} \propto 3 \cdot 10^8 \text{ cm } B_{12}^{4/7} R_6^{10/7} M^{1/7} L_{37}^{-2/7} . \quad (4.22)$$

$B_{12}$  ist dabei die Magnetfeldstärke in Einheiten von  $10^{12}$  G,  $R_6 = R/10^6$  cm der Radius,  $L_{37} = L/10^{37}$  erg s $^{-1}$  die Leuchtkraft und  $M$  die Masse des kompakten Objektes in Einheiten der Sonnenmasse  $M_\odot$ . Für typische Werte von Neutronensternen erhält man für den Alfvén Radius  $r_A$  in etwa  $10^3$  km =  $100 R$  (Ostriker & Davidson, 1973; Frank et al., 2002; Schönherr, 2007).

Innerhalb des Alfvén Radius  $r_A$ , also in dem vom Magnetfeld dominierten Gebiet des Akkretionsflusses, ist das Material an die Magnetfeldlinien gebunden. Es bewegt sich also entlang dieser Linien in Richtung der Pole auf die Neutronensternoberfläche zu. Dies führt dazu, dass sich oberhalb der Magnetpole eine Akkretionsäule aufbaut (Basko & Sunyaev, 1976). Wie genau diese Säule beschaffen ist, ist bis heute noch unklar, denn je nachdem, wie man davon ausgeht, wie das einfallende Plasma an die Magnetfeldlinien gekoppelt ist, sind unterschiedliche Formen für die Akkretionssäule denkbar (Mészáros, 1984). Zwei mögliche Formen für die Akkretionssäule wurden bereits von Basko & Sunyaev (1976) erörtert: Zum einen, dass sich eine zylinderförmige, komplett mit Material gefüllte Säule aufbaut und zum anderen, dass die akkretierte Materie in einer Art Hohlzylinder zur Neutronensternoberfläche befördert wird (siehe Abbildung 4.5).

In dieser Akkretionssäule entsteht durch Comptonisierung weicher Photonen Strahlung, die im Bereich der Röntgenstrahlung liegt (siehe Kapitel 5.1). Doch wie diese Röntgenphotonen ihr Entstehungsgebiet verlassen können, hängt stark von der vorliegenden Massenakkretionsrate  $\dot{M}$  und damit von der Leuchtkraft  $L$  ab (Becker & Wolff, 2005, 2007; Harding & Lai, 2006). Ist die Leuchtkraft  $L$  größer als eine kritische Leuchtkraft  $L_c$ , bildet sich in der Säule oberhalb der Neutronensternoberfläche ein Schock aus. Dieser entsteht durch das Abbremsen der ankommenden Teilchen auf Unterschallgeschwindigkeit. Die gestreuten Photonen sind nicht in der Lage diesen Schock zu durchdringen, können somit die Akkretionssäule nur seitlich verlassen und es entsteht ein so genannter **Fan Beam** (siehe Abbildung 4.6). Für Akkretionsraten, bei denen  $L < L_c$ , bleibt die Bildung eines Schocks aus und die Strahlung wird zum größten Teil direkt von der Oberfläche des Neutronenstern parallel zu den Magnetfeldlinien emittiert. Auf Grund der niedrigeren Massenakkretionsrate ist diese Strahlung in der Lage, die Säule nach oben hin zu verlassen, was zur Bildung eines **Pencil Beams** führt. Die kritische Leuchtkraft  $L_c$ , die diese beiden Emissionmechanismen in die beiden oben erwähnten Szenarios unterteilt,



**Abb. 4.6:** Darstellung der zwei möglichen Strahlungsemissionen in einer Akkretionssäule. Links: Bei hohen Leuchtkräften entsteht ein Schock, was zur Entstehung eines Fan Beams führt. Rechts: Bei geringeren Leuchtkräften, also kleineren Akkretionsraten, verlässt die Strahlung die Säule senkrecht zur Neutronensternoberfläche, es bildet sich ein Pencil Beam (Abbildung aus Kreykenbohm, 2004).

wurde bereits von Basko & Sunyaev (1976) bestimmt:

$$L_c = 2 \cdot 10^{37} \left( \frac{\sigma_T}{\sqrt{\sigma_{\parallel}\sigma_{\perp}}} \right) \left( \frac{r_0}{R} \right) \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad (4.23)$$

wobei  $r_0$  der Radius der Akkretionssäule auf der Neutronensternoberfläche ist,  $\sigma_T$  der Thomsonstreuquerschnitt und  $\sigma_{\parallel}$  und  $\sigma_{\perp}$  die mittleren Streuquerschnitte der Photonen parallel und senkrecht zu den Magnetfeldlinien sind. Für weitere Einzelheiten zur Physik der Akkretion empfiehlt sich Frank et al. (2002).

### 4.3 Pulsare und Pulsprofile

Betrachtet man die Lichtkurve eines akkretierenden Neutronensterns, lassen sich periodisch wiederkehrende Pulse beobachten. Der Ursprung dieser Pulse liegt in der Geometrie des Neutronensterns. Die Achse durch die beiden Magnetpole ist in der Regel geneigt gegen die Rotationsachse. Dies führt dazu, dass durch die Rotation des Neutronensterns die Magnetfeldachse die

Sichtlinie kreuzen kann. Da die Strahlung entlang der Magnetfeldlinien emittiert wird, erscheint es uns, als würde der Neutronenstern blinken. Vergleichen lässt sich dieses Phänomen mit dem Blinken eines Leuchtturms, weshalb dieser Effekt auch als **Leuchtturmeffekt** bezeichnet wird. Aus der Periodizität der Pulse lässt sich somit die Rotationsperiode ableiten. Ermitteln lässt sich diese Periode unter anderem mit dem **Epoch-Folding Verfahren** (Leahy et al., 1983): Dabei wird eine Lichtkurve in  $n$  Pulsphasen für Perioden zwischen zwei vorgegebenen Grenzen  $P_{\min}$  und  $P_{\max}$  unterteilt. Das heißt, die Lichtkurve wird in  $n$  Phasenbins eingeteilt, wobei jeder Bin die Länge einer gewählten Periode hat. Für jede Einteilung lässt sich dann ein  $\chi^2$  bestimmen, mittels

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(R_i - R)^2}{\sigma_i^2}, \quad (4.24)$$

wobei  $R_i$  die Zählrate pro Phasenbin ist,  $R = N/T$  die mittlere Zählrate der Lichtkurve ( $N$  ist die gesamte Anzahl an Photonen und  $T$  ist die Summe aller  $T_i$ ) und  $\sigma_i^2 = R/T_i$ . Man vergleicht also das Ergebnis jeder Faltung mit einer Geraden, die der mittleren Zählrate  $R$  entspricht. Für die größte Abweichung von dieser Geraden, also für den größten Wert von  $\chi^2$  erhält man die gesuchte Pulsperiode des Neutronensterns.

Faltet man jetzt eine Lichtkurve mit der Pulsperiode, erhält man ein **Pulsprofil**. In der Regel werden diese Profile für verschieden Energiebänder erstellt und geben somit Aufschluss über die Struktur des Magnetfeldes, die Emissionsgeometrien und mögliche Abhängigkeiten dieser von der Leuchtkraft (Wang & Welter, 1981; Blum & Kraus, 2000).

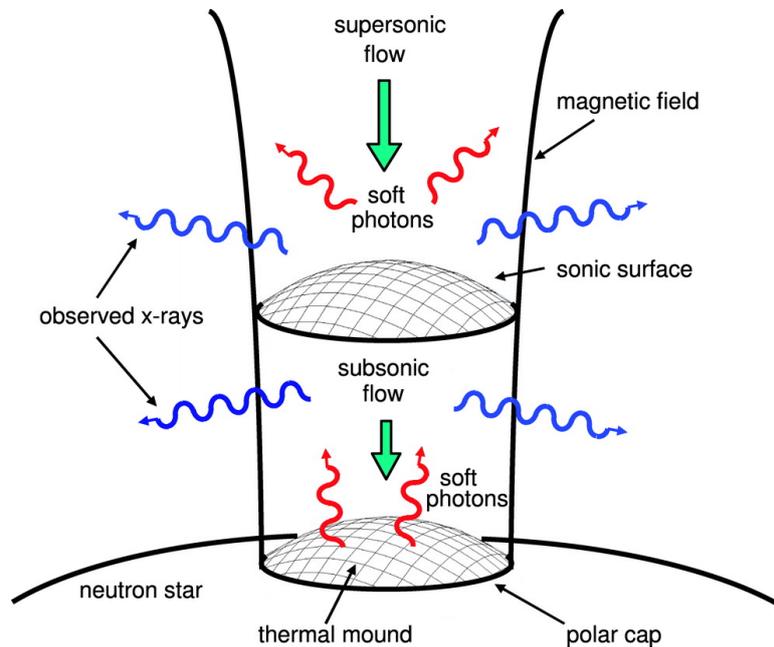
# 5 Röntgenspektren und Zyklotronlinien

## 5.1 Entstehung des Spektrums

Für die Beschreibung der Röntgenspektren von Neutronensternen gibt es bis heute noch kein einheitliches Modell. Die Spektren werden stattdessen mit einer Kombination unterschiedlichster Funktionen (zum Beispiel ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch) gefittet. Dabei ist es aber fast unmöglich, aus den Funktionsparametern Informationen über die physikalischen Vorgänge bei der Entstehung der Spektren zu erlangen. Ein erster Schritt in Richtung eines fundierten Modells ist das Verständnis über die Entstehung solcher Spektren. Eine Theorie, die sich genau damit befasst, wurde von Becker & Wolff entwickelt (Becker & Wolff, 2005, 2007). Die Idee dabei ist, dass weiche Photonen durch **Comptonisierung** (auch inverse Comptonstreuung genannt) zu höheren Energien, bis hin zur Röntgen- oder Gammastrahlung, gestreut werden.

Die Beschreibung dieser Theorie beruht auf der in Abbildung 5.1 gezeigten Akkretionsgeometrie. Das akkretierte Material wird entlang der Magnetfeldlinien zu den Polen geleitet, wodurch sich eine zylinderförmige Akkretionssäule bildet. Die ankommenden Teilchen haben jedoch zuerst Überschallgeschwindigkeit, werden aber durch entgegenkommende Strahlung von der Neutronensternoberfläche abgebremst. An der Stelle, an der die Geschwindigkeit der Teilchen unter die Schallgeschwindigkeit fällt, bildet sich eine Schockfront. Unterhalb dieses Schocks ist das Material sehr verdichtet und bietet dadurch ideale Bedingungen für eine Comptonisierung. Die sich weiter nach unten bewegenden Teilchen kollidieren mit den weichen Photonen in der Akkretionssäule und geben dabei einen Teil ihrer kinetischen Energie an die Photonen ab. Dieser Prozess wird auch **dynamische Comptonisierung** genannt. Die Akkretionssäule ist nach oben für die gestreuten Photonen kaum durchlässig, weshalb diese die Säule durch die Seite verlassen müssen; es bildet sich ein Fan-Beam. Das Ergebnis dieses Modells waren Spektren, die durch ein Potenzgesetz mit einem Photonen-Index  $\alpha$ , mit  $\alpha > 2$ , beschrieben werden konnten (Becker & Wolff, 2005). Es war allerdings kein exponentieller Abbruch vorhanden, wie er in vielen Spektren von Röntgenpulsaren beobachtet wird.

Um dieses Problem zu lösen, musste die bisherige Theorie um einen weiteren Comptonisierungsprozess erweitert werden. Zusätzlich zu der dynamischen Bewegung der Teilchen in Richtung der Neutronensternoberfläche, wird jetzt auch die thermische Eigenbewegung der Elektronen im einfallendem Plasma berücksichtigt. Die Energieübergabe der Elektronen auf



**Abb. 5.1:** Szenario der Comptonisierung in der Akkretionssäule. Die weichen Photonen werden durch das einfallende Material zu höheren Energien gestreut und verlassen die Akkretionssäule zu den Seiten. Dabei spielen sowohl die dynamische als auch die thermische Comptonisierung eine wichtige Rolle (Abbildung nach Becker & Wolff, 2007).

Grund der thermischen Bewegung bei Stößen mit den weichen Photonen wird als **thermische Comptonisierung** bezeichnet. Obwohl die dynamische Comptonisierung auf Grund der höheren Geschwindigkeit des Plasmas im Vergleich zur thermischen überwiegt, lassen sich, wenn beide Comptonisierungsarten berücksichtigt werden, Spektren berechnen, die sowohl einen Photoindex kleiner als zwei aufweisen als auch einen exponentiellen Abbruch des Potenzgesetzes (Becker & Wolff, 2007). Damit ist es also möglich, die beobachteten Spektren von Röntgendoppelsternen zu erklären.

Im bisherigen Teil wurde die ganze Zeit von weichen Photonen gesprochen, die durch inverse Comptonstreuung an Energie gewinnen. Doch woher stammen diese Photonen im Plasma? Becker und Wolff nennen drei mögliche Arten auf die die weichen Photonen in der Akkretionssäule erzeugt werden können. Zum einen entsteht in der Akkretionssäule Zyklotronstrahlung als Folge von Stößen von Protonen mit Elektronen. Dadurch können die Elektronen in das Landau-Niveau  $n = 1$  angeregt werden (für die Entstehung von Landau-Niveaus siehe auch Kapitel 5.2) und beim Rückgang in den Grundzustand wird dann ein Photon emittiert. Eine weitere Quelle für weiche Photonen ist der „thermische Hügel“ auf der Neutronensternoberfläche. Die Strahlung, die von diesem abgestrahlt wird, entspricht der eines Schwarzkörpers. Die letzte Strahlungsquelle für weiche Photonen im Plasma ist die Bremsstrahlung der Elektronen,

die sich entlang der Magnetfeldlinien in Richtung der Neutronensternoberfläche bewegen.

Mit Hilfe dieser theoretischen Grundüberlegungen ist es möglich, wie bereits erwähnt, Spektren zu berechnen, die dann mit den beobachteten verglichen werden können. Um dies zu bewerkstelligen, ist es nötig, die Vorgänge in der Akkretionssäule, also die Entstehung der Photonen und deren Energieerhöhung mittels Comptonisierung, mathematisch zu erfassen. Im Folgendem soll das prinzipielle Vorgehen bei der Berechnung solcher Spektren, wie es in der Arbeit von Becker & Wolff (2007) ausführlich beschrieben wird, dargelegt werden. Die so genannte Transportgleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{dv}{dz} \frac{\epsilon}{3} \frac{\partial f}{\partial \epsilon} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{c}{3n_e \sigma_{\parallel}} \frac{\partial f}{\partial z} \right) - \frac{f}{t_{\text{esc}}} + \frac{n_e \bar{\sigma} c}{m_e c^2} \frac{1}{\epsilon^2} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[ \epsilon^4 \left( f + kT_e \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) \right] + \frac{Q(z, \epsilon)}{\pi r_0^2} \quad (5.1)$$

beschreibt genau die Prozesse der Comptonisierung, wobei  $z$  der Abstand von der Neutronensternoberfläche ist,  $v < 0$  die Geschwindigkeit des einfallenden Materials,  $t_{\text{esc}}$  die mittlere Zeit, die die Photonen in der Akkretionssäule verbringen, bevor sie diese verlassen,  $\epsilon$  die Energie der Photonen und  $Q$  die Funktion, die den Entstehungsprozess der Photonen beschreibt. Die Funktion  $f(z, \epsilon)$  gibt die Verteilung der Photonen an, bezeichnet also das Spektrum. Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (5.1) beschreibt die dynamische Comptonisierung, der zweite die Diffusion der Photonen entlang der Achse der Akkretionssäule, der dritte die Verteilung der entkommenden Photonen, der vierte die thermische Comptonisierung und der letzte die Entstehung der Photonen in der Säule. Durch den Ansatz mit einer Green'schen Funktion  $f_G$  erhält man eine Lösung  $f$  der Differentialgleichung (5.1), die gegeben ist durch

$$f(z, \epsilon) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{f_G(z_0, z, \epsilon_0, \epsilon)}{\dot{N}_0} \epsilon_0^2 Q(z_0, \epsilon_0) d\epsilon_0 dz_0 . \quad (5.2)$$

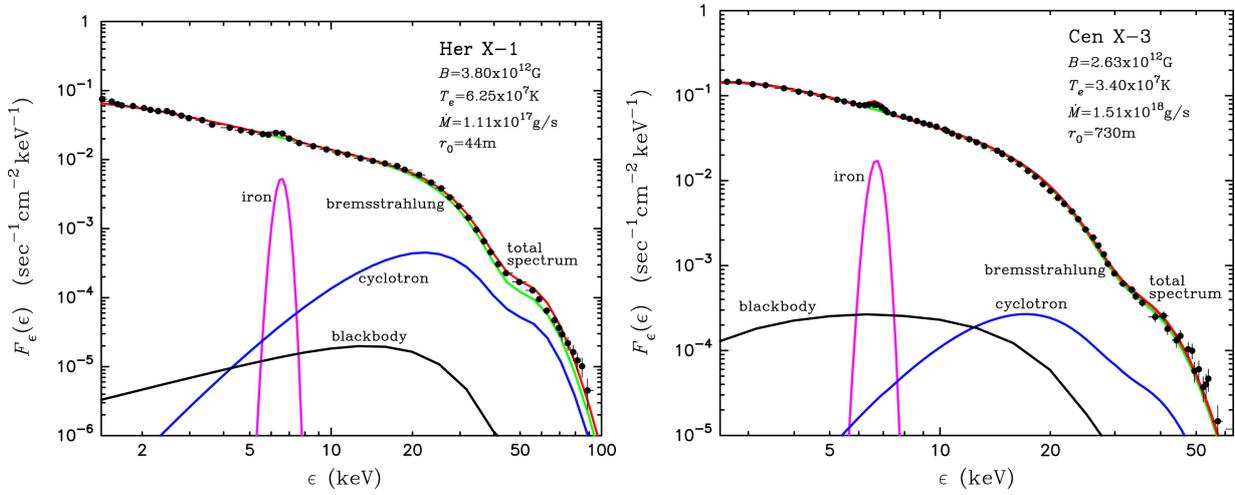
$\dot{N}$  gibt dabei die Anzahl der Photonen an, die pro Sekunde durch eine Quelle am Ort  $z_0$  erzeugt werden und die Energie  $\epsilon_0$  besitzen. Die Green'sche Funktion  $f_G$  gibt, im Gegensatz zu  $f$ , die Verteilung der Photonen für eine monochromatische Quelle an. Da man bei Beobachtungen nur die Photonen detektiert, die die Akkretionssäule verlassen, ist auch nur die Verteilung dieser Photonen von Interesse. Berechnen lässt sich diese Spektrum  $\Phi_{\epsilon}$  durch

$$\Phi_{\epsilon} = \int_0^{\infty} \frac{\pi r_0^2 \epsilon^2}{t_{\text{esc}}} f(z, \epsilon) dz , \quad (5.3)$$

also mittels Integration entlang der Säule über die Verteilung der Teilchen

$$\frac{\pi r_0^2 \epsilon^2}{t_{\text{esc}}} f(z, \epsilon) , \quad (5.4)$$

die die Säule verlassen. Mit Gleichung (5.3) lassen sich jetzt für die verschiedenen Entstehungsarten der Photonen, also Bremsstrahlung  $Q^{\text{br}}$ , Zyklotronstrahlung  $Q^{\text{zy}}$  und Schwarzkörper-



**Abb. 5.2:** Theoretisch berechnete Spektren, die mit Beobachtungen von Her X-1 und Cen X-3 verglichen werden. Neben dem Phasen-Durchschnitts-Spektren  $F_\epsilon$  sind auch die einzelnen Spektren abgebildet, die durch die Comptonisierung der Zyklotronstrahlung, der Schwarzkörperstrahlung und der Bremsstrahlung entstehen. Es fällt auf, dass die Bremsstrahlung überwiegt (Abbildungen nach Becker & Wolff, 2007).

strahlung  $Q^{\text{sk}}$ , drei verschiedene Spektren  $\Phi_\epsilon$  berechnen. Das endgültige Phasen-Durchschnitts-Spektrum  $F_\epsilon(\epsilon)$ , das man von der Erde aus beobachtet, erhält man durch

$$F_\epsilon(\epsilon) = \frac{\Phi_\epsilon^{\text{tot}}}{4\pi D^2}, \quad (5.5)$$

wobei  $\Phi_\epsilon^{\text{tot}}$  die Addition der drei verschiedenen Spektren der unterschiedlichen Photonenquellen ist, mit Berücksichtigung einer Zyklotronlinie, und  $D$  der Abstand des Neutronensterns von der Erde. Abbildung 5.2 zeigt den Vergleich zweier berechneter Spektren mit Beobachtungen.

## 5.2 Entstehung von Zyklotronlinien

Zyklotronlinien sind Absorptionslinien, die in einigen Spektren von akkretierenden Neutronensternen zu beobachten sind. Das erste Objekt, in dessen Spektrum eine solche Linie entdeckt wurde, war Hercules X-1 (Truemper et al., 1978). Bei der Entstehung der Zyklotronlinien spielt das starke Magnetfeld der Neutronensterne eine wichtige Rolle. Die Elektronen im akkretierenden Plasma sind an das Magnetfeld gebunden und bewegen sich in einer Schraubenbahn um die Magnetfeldlinien auf die Neutronensternoberfläche zu. Der Radius dieser Schraubenbahn, also der Abstand der Elektronen von der Magnetfeldlinie, wird als Gyrationradius bezeichnet und ist, im relativistischen Fall, gegeben durch (Mészáros, 1992):

$$r_G = \gamma \frac{mv_\perp}{eB} = \gamma r_L. \quad (5.6)$$

Dabei ist  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  und  $v_\perp$  die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld. Der Lamorradius  $r_L$  gibt dabei gerade den Radius der Schraubenbahn im nichtrelativistischen Fall an. Bei Magnetfeldstärken von etwa  $10^{12}$  G, wie sie typischerweise bei Neutronensternen vorkommen, wird der Gyrationradius so klein, dass er im Bereich der de Broglie Wellenlänge

$$\lambda_{\text{de Broglie}} = \frac{\hbar}{\gamma m v_\perp} \quad (5.7)$$

liegt und quantenmechanische Effekte können nicht mehr länger ignoriert werden (Mészáros, 1992). Dies führt dazu, dass die Energie der Elektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien, und damit auch der Gyrationradius, nur noch diskrete Werte annehmen können.

Im nichtrelativistischen Fall lassen sich die verschiedenen Energieniveaus, auch als **Landau-Niveaus** bezeichnet, durch das Lösen der Schrödingergleichung

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (5.8)$$

mit dem Ansatz

$$\psi = \exp\left(\frac{i}{\hbar}(p_x x + p_z z)\right) \chi(y) \quad (5.9)$$

berechnen. Der Hamiltonoperator für ein Elektron in einem elektromagnetischen Feld ist dabei

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{p} - \frac{e}{c} A\right)^2 + e\phi + \frac{eg_e}{2mc} \hat{S} B, \quad (5.10)$$

mit dem Vektorpotential  $A$ , dem skalaren Potential  $\phi$ , dem gyromagnetischen Verhältnis  $g_e$  für Elektronen und dem Spinoperator

$$\hat{S} = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}, \quad (5.11)$$

wobei  $\hat{\sigma}$  der Pauli-Spinoperator ist (Wachter & Henning, 2005; Mészáros, 1992). Für die weitere Berechnung der Landau-Niveaus kann man ein konstantes Magnetfeld in z-Richtung annehmen. Das Vektorpotential  $A$  kann dann vereinfacht als  $A = B(-y, 0, 0)$  (erfüllt die Bedingung  $B = \nabla \times A$ ) angenommen werden und für den Spinoperator  $\hat{S}$  erhält man:

$$\hat{S} = \hat{s}_z = \frac{\hbar}{2} \sigma_z. \quad (5.12)$$

Als Ergebnis für die Energieeigenwerte bekommt man im nichtrelativistischen Fall

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} + \sigma\right) \hbar\omega_L + \frac{p_z^2}{2m}, \quad (5.13)$$

dabei sind  $\sigma = \pm 1/2$  die Eigenwerte der Matrix  $\sigma_z/2$  und

$$\omega_L = \frac{eB}{mc} \quad (5.14)$$

die Lamorfrequenz für ein Teilchen mit Ladung  $e$  (Wachter & Henning, 2005; Mészáros, 1992). Die Landau-Niveaus sind zweifach entartet, da  $n, \sigma = 1/2$  und  $n, \sigma = -1/2$  die gleichen Energieeigenwerte liefern. Der Energieunterschied  $\Delta E = E_C$  zweier Landau-Niveaus  $n + 1$  und  $n$  ist somit

$$E_C = \frac{\hbar e B}{m_e c} \approx 11,6 \text{ keV } B_{12} , \quad (5.15)$$

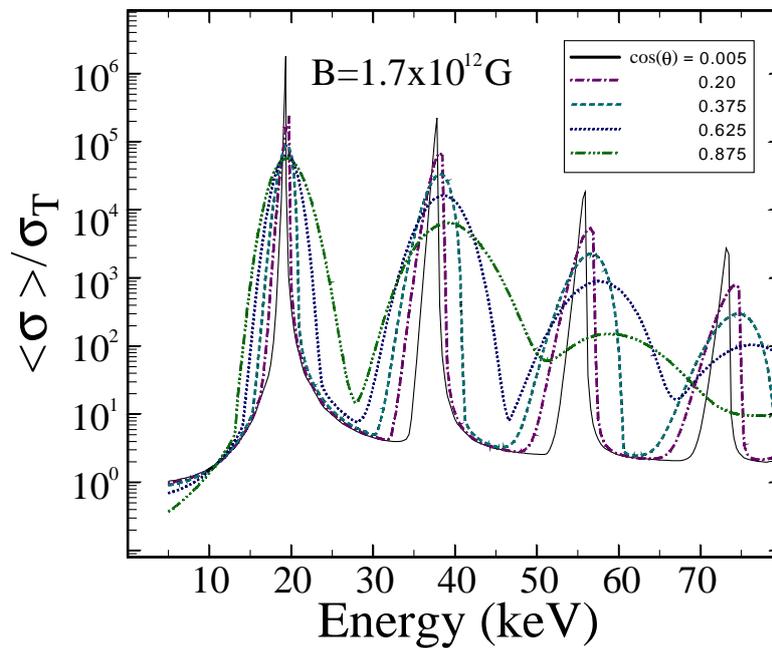
wobei  $B_{12}$  die Magnetfeldstärke  $B$  in Einheiten von  $10^{12}$  G ist (Schönherr, 2007; Staubert et al., 2007). Dieser Zusammenhang zwischen  $E_C$  und  $B$  ist auch als **12-B-12-Regel** bekannt. Kennt man also die Zyklotronenergie  $E_C$ , die durch die Zyklotronlinien im Spektrum ermittelt werden kann, kann die Magnetfeldstärke in der Akkretionssäule des Neutronensterns bestimmt werden. Die Kenntnis über die Stärke des Magnetfeldes hilft wiederum, die Prozesse bei der Akkretion besser verstehen zu können. Auf Grund der starken Gravitation in der Nähe der Neutronensternoberfläche kommt es zu einer Gravitationsrotverschiebung des Spektrums. Das heißt, das die beobachteten Zyklotronlinien zu niedrigeren Energien verschoben ist. Es gilt also

$$E_C^{\text{obs}} = E_C \frac{1}{1+z} . \quad (5.16)$$

Berücksichtigt man die Gravitationsrotverschiebung bei der Berechnung des Magnetfeldes ergibt sich somit für die 12-B-12-Regel

$$E_C^{\text{obs}} = \frac{\hbar e B}{m_e c} \approx 11,6 \text{ keV } B_{12} \frac{1}{1+z} . \quad (5.17)$$

Besitzt jetzt ein Photon in der Akkretionssäule die Energie  $E_{\text{Ph}} = n \cdot E_C$  ist es in der Lage, ein Elektron aus dem Grundzustand in ein höheres Landau-Niveau anzuheben, ähnlich wie es bei der Anregung von Atomen bekannt ist. Doch die Lebenszeit des angeregten Elektrons ist extrem kurz, so dass sofort nach der Absorption eines Photons, wieder eines emittiert wird und das Elektron in den Grundzustand zurückfällt (Kreykenbohm, 2004). Deshalb ist es auch angebracht eher von einem Streuprozess zu sprechen, als von einer Absorption. Eine direkte Konsequenz der kurzen Zeit, in der sich ein Elektron in einem höheren Landau-Niveau befindet, ist somit, dass sich die meisten Elektronen im Grundzustand befinden. Für die Art, wie sich ein Elektron wieder abregt, gibt es im Prinzip zwei Möglichkeiten (Kreykenbohm, 2004). Die erste Möglichkeit wäre, dass ein Elektron im  $n$ -ten Landau-Niveau ein Photon der Energie  $n \cdot E_C$  emittiert und direkt in den Grundzustand zurückfällt. Die Alternative wäre, dass das Elektron Niveau für Niveau herunterfällt und dabei jedes mal ein Photon der Energie  $E_C$  frei wird. Dieser Prozess, bei dem nur Photonen der Zyklotronenergie entstehen, wird auch als **Photon Spawning** bezeichnet (Araya & Harding, 1999; Kreykenbohm, 2004). Die bei der Abregung emittierten Photonen der Energien  $n \cdot E_C$ , sind jetzt aber wieder in der Lage ein Elektron anzuregen. Das heißt, dass für diese Photonen die mittlere freie Weglänge sehr gering



**Abb. 5.3:** Aufgetragen ist der Streuquerschnitt für Zyklotronphotonen in Einheiten des Thomson-Streuerquerschnitt gegen die Energie.  $\theta$  ist der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung der Photonen und der Magnetfeldachse. Zum einen erkennt man die Resonanz des Streuquerschnittes für die Zyklotronenergie und zum anderen, dass mit kleiner werdenden Winkel  $\theta$  die Linienbreite, auf Grund thermischer Verbreiterung, immer größer wird (aus Kreykenbohm, 2004, nach Araya & Harding, 1999).

ist, da sie Elektronen sofort wieder in ein höheres Landau-Niveau anheben und die Akkretionssäule so kaum verlassen können. Erst wenn ihrer Energie durch Streuprozesse etwas erhöht oder erniedrigt wurde, sind sie in der Lage die Säule zu verlassen. Im beobachteten Spektrum fehlen deshalb die Photonen der Energien  $n \cdot E_C$ , was demnach zu Absorptionslinien führt. Da die Zyklotronlinien durch den eben beschriebenen Streuprozess entstehen, werden sie oft auch als **Cyclotron Resonant Scattering Features** (CRSF) bezeichnet.

In der Regel sind die Zyklotronlinien aber nicht als scharfe Absorptionslinien, wie es in optischen Spektren der Fall ist, in den Röntgenspektren zu beobachten. Sondern die Zyklotronlinien, und vorallem die Fundamentallinie, sind im allgemeinen breite, meist nicht sehr tiefe Absorptionsfeature. Grund dafür sind zum einen thermische Verbreiterungen (siehe Abbildung 5.3) und zum anderen das bereits erwähnte Photon Spawing. Letzters ist dafür verantwortlich, dass vorallem die fundamentale Zyklotronlinie zu einem gewissen Teil aufgefüllt wird, was zur Folge hat, dass diese breiter und flacher wird (siehe Abbildung 6.3 und Araya & Harding, 1999). Ein weiteres interessantes Feature, das die Form der Fundamentallinie verändert und seinen Ursprung dem Photon Spawing verdankt, sind **Emissionsflügel** am Rand der Linie (Araya

---

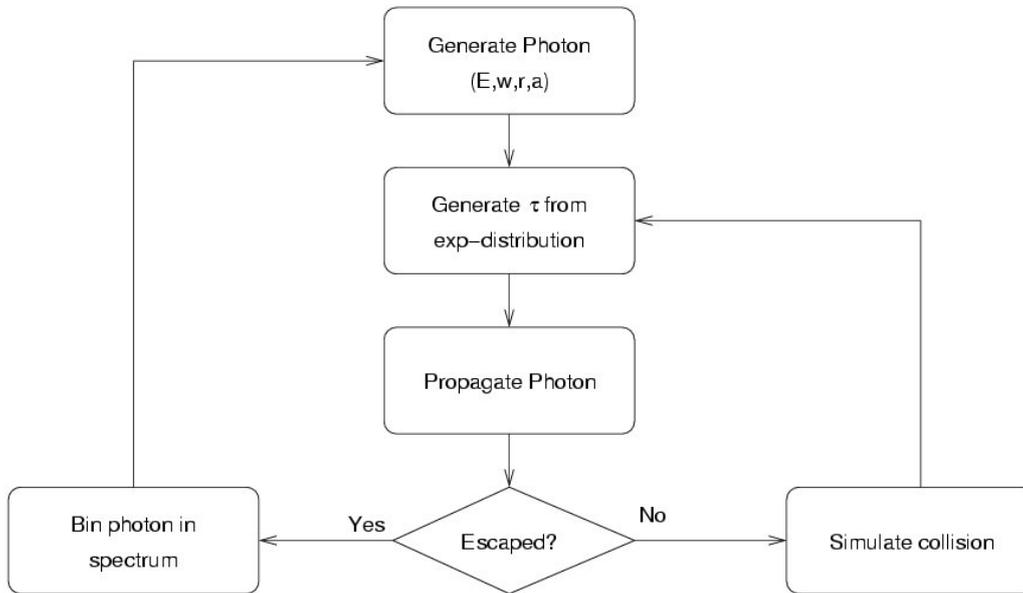
& Harding, 1999). Diese Flügel können unter Umständen sogar so groß werden, dass die fundamentale Zyklotronlinie nicht mehr zu erkennen ist oder im extremsten Fall an dieser Stelle sogar eine Emissionslinie beobachtet werden kann (siehe Abbildung 6.3).

## 6 Monte-Carlo Simulationen

Wie zu Beginn des Kapitel 5.1 erwähnt wurde, steht den Astronomen für die Analyse von Röntgenspektren kein einheitliches Modell zur Verfügung. Auch für die Beschreibung der Zyklotronlinien wird noch auf eine Vielzahl unterschiedlichster Funktionen zurückgegriffen, die die Form dieser Linien zwar wieder geben können, aber kaum in der Lage sind Aufschluss über die eigentlichen physikalischen Prozesse zu geben, die für die Entstehung dieser verantwortlich sind. Eine mögliche Lösung dieses Problems sind so genannte **Monte-Carlo Simulationen**, die bereits von Yahel (1979) eingesetzt wurden, um die Entstehung der Zyklotronlinien theoretisch zu erfassen. In Abbildung 6.1 ist das generelle Prinzip dargestellt, das hinter diesen Simulationen steckt: Man nimmt Photonen einer bestimmten Energie und schickt diese durch ein Plasma, in dem die Verteilung der Elektronen durch eine relativistische Maxwellverteilung gegeben ist. Dabei wird, mit Hilfe der optischen Tiefe, die durch die Elektronenverteilung bestimmt wird, berechnet, wie viele Photonen mit welcher Energie diese Plasma verlassen können oder nicht. Während die entkommenden Photonen in einem Spektrum gesammelt werden, werden die restlichen, deren Energie durch simulierte Streuprozesse verändert wurde, erneut durch das Plasma geschickt. Das eigentliche simulierte Spektrum erhält man, wenn man die einzelnen Spektren für die verschieden Anfangsenergien der Photonen aufaddiert.

Schönherr (2007) hat diese Simulationsverfahren benutzt, um ein Modell für Zyklotronlinien zu entwickeln, das im Gegensatz zu den üblichen Fit-Funktionen auf Parametern beruht, die einen direkten Einblick in die physikalischen Gegebenheiten erlauben. Dieses Modell wurde auch auf einige Daten, der in dieser Arbeit analysierten Objekten, angewandt und deshalb soll im Folgendem das prinzipielle Vorgehen für die Konstruktion dieses Modells, wie es im Detail in der Arbeit von Schönherr (2007) beschrieben wird, zusammengefasst und erläutert werden.

Das eigentliche Prinzip dieses Verfahrens ist der Ansatz von Greenfunktionen zur Berechnung der spektralen Verteilung der Photonen. Diese Funktionen geben die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Photon der Konfiguration  $(E, \theta)$  nach dem Durchgang durch die Akkretionssäule in den Zustand  $(E', \theta')$  übergegangen ist. Mit Monte-Carlo-Simulationen kann so das emittierte Spektrum  $F_{\text{em}}$  aus einer initialisierten Verteilung  $F_{\text{initial}}$  von Photonen berechnet werden. Das selbe Verfahren wird auch von Becker & Wolff (2007) benutzt, um die Röntgenspektren von akkretierenden Neutronensternen zu simulieren (siehe Kapitel 5.1). Das emittierte Spektrum



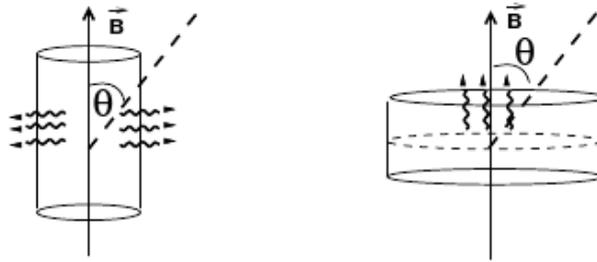
**Abb. 6.1:** Schematische Darstellung der Monte-Carlo Simulation, wie sie bei der theoretischen Berechnung von Röntgenspektren benutzt wird (nach J. Wilms; Quelle: <http://pulsar.sternwarte.uni-erlangen.de/wilms/teach/xrb/xrb0146.html>).

erhält man somit aus

$$F_{\text{em}}(E', \theta') = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\text{initial}}(E, \theta) \cdot G(E \rightarrow E', \theta \rightarrow \theta') dE d\theta . \quad (6.1)$$

Der Vorteil der Verwendung von Green'schen Funktionen ist unter anderem, dass die Simulation der Linienentstehung von dem kontinuierlichem Spektrum losgelöst werden kann. Für die Berechnung der Zyklotronlinien wurden einige vereinfachte Annahmen hinsichtlich des Magnetfeldes und des Plasmas in der Säule getroffen. Zu einen wurde ein konstantes Magnetfeld in der Region der Linienentstehung angenommen und zum anderen ein thermisches Plasma geringer Dichte, um Interaktionen der Teilchen durch Stöße vernachlässigen zu können.

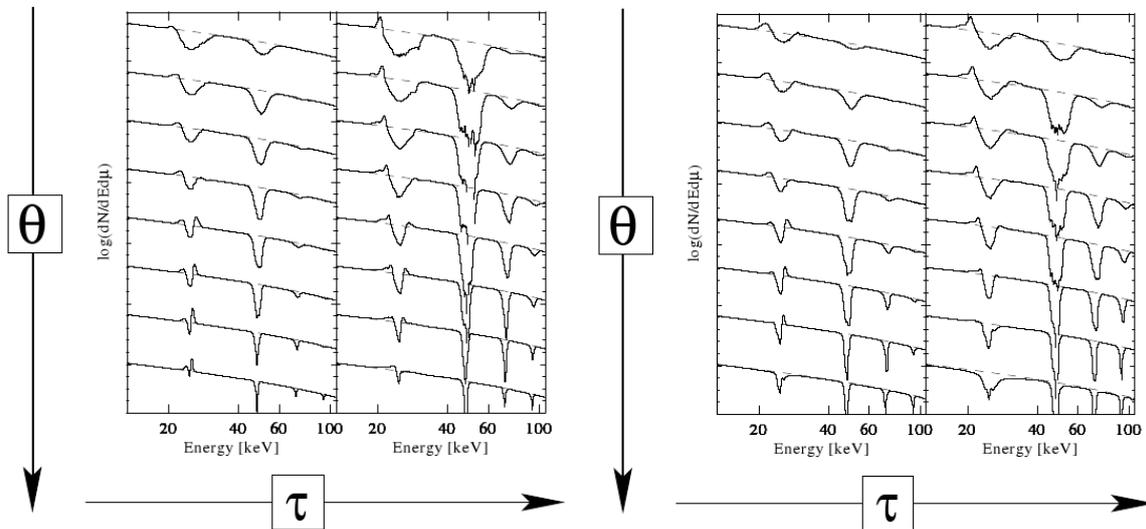
Das beobachtete Röntgenspektrum entsteht durch Comptonisierung weicher Photonen, die durch Bremsstrahlung, thermische Strahlung und Zyklotronstrahlung in der Akkretionssäule entstehen (siehe Becker & Wolff, 2005, 2007, und Kapitel 5.1). Für numerische Simulationen wird die Quelle dieser Photonen vereinfacht oft als Achse oder als flache Scheibe angenommen. Im Fall der Achse erhält man für die Linienentstehung eine zylindrische Geometrie und im Fall der Scheibe eine so genannte Slab-Geometrie. Die Slab-Geometrie lässt sich noch einmal unterteilen, je nachdem, wo man die Quelle der Photonen ansiedelt: In der Mitte des Slab, dann spricht man von der Slab 1-1 Geometrie; Am Boden, dann nennt man sie Slab 1-0 Geometrie. Durchgeführt wurden die Simulationen für unterschiedliche Winkel  $\theta$ , optische Tiefen  $\tau$ , Magnetfeldstärken  $B$  und Plasmatemperaturen  $kT_e$  und zwar für alle drei Geometrien. Das



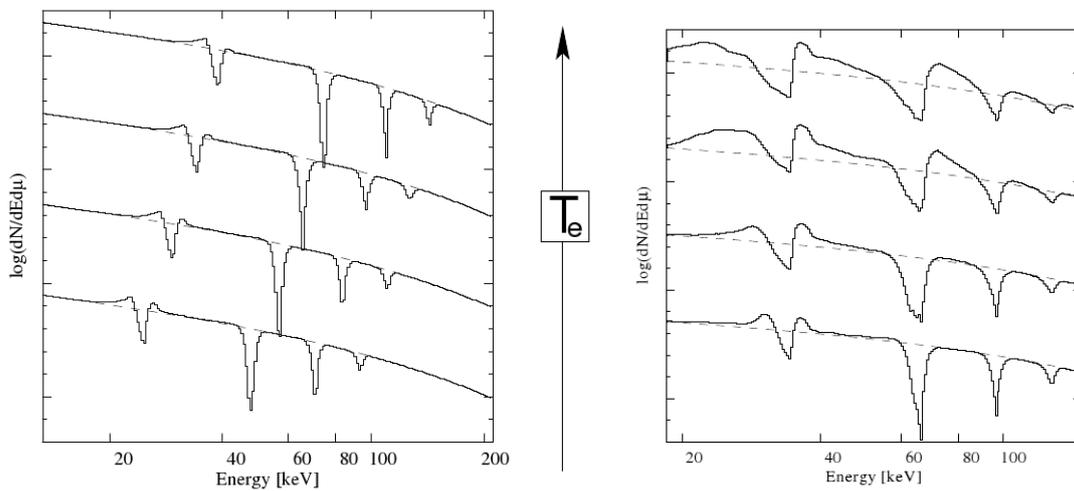
**Abb. 6.2:** Vereinfachte Darstellung der Geometrien im Linienentstehungsgebiet, wie sie für Simulationen angenommen werden können. Links: Eine zylindrische Geometrie, wobei die Achse die Quelle der weichen Photonen ist. Rechts: Ein Slab-Geometrie mit der Photonenquelle als Scheibe in der Mitte. Der Winkel  $\theta$  gibt an, in welche Richtung zur Magnetfeldachse die gestreuten Photonen die Säule verlassen (nach Schönherr, 2007).

Ergebnis dieser Rechnungen ist in den Abbildungen 6.3 bis 6.5 dargestellt.

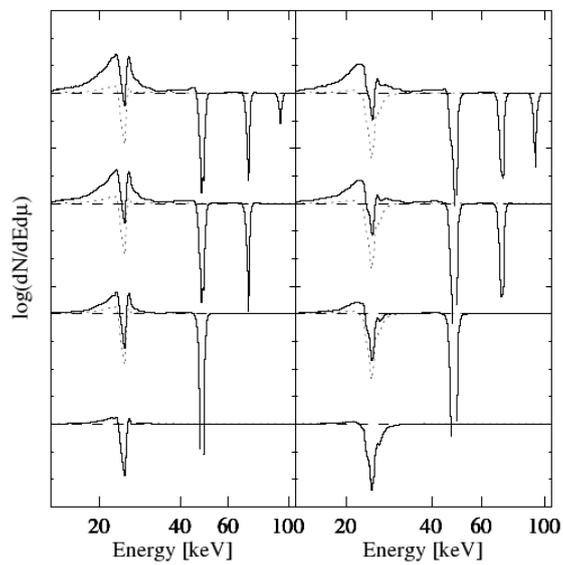
Aus den Ergebnissen dieser Monte-Carlo-Simulationen wurde das Modell CYCLOMC gefertigt, das für die Analyse von Spektren in XSPEC benutzt werden kann. Dieses Modell greift auf Tabellen zurück, in denen die Resultate gespeichert sind und vergleicht die theoretisch berechneten Linienprofile mit denen im gemessenen Spektrum und versucht so die Zyklotronlinie zu beschreiben. Dabei kann auch zwischen den unterschiedlichen Geometrien gewählt werden. Da die Tiefe der Linie bei den theoretischen Ergebnissen oft sehr viel größer ist, als beobachtet wird, muss man für die Modellierung mit CYCLOMC oft die Technik des **Partial Covering** zurückgreifen. Dabei geht man davon aus, dass einige Photonen die Akkretionssäule verlassen, ohne die Region, in der die Zyklotronlinien entstehen, durchquert zu haben, was zu einer geringeren Linientiefe führen würde. Realisiert wird das Partial Covering durch das Modell  $\text{CYCLOMC} * (A_1 * \text{KONTINUUM}) + A_2 * \text{KONTINUUM}$ , also durch die Addition des gleichen Kontinuum-Modells an das mit Zyklotronlinie, bei dem alle Parameter, bis auf die Norm, auf den gleichen Werten gehalten werden.



**Abb. 6.3:** Linienprofile für eine optische Tiefe von  $\tau = 3 \cdot 10^{-4}$  (jeweils der linke Teil) und von  $\tau = 3 \cdot 10^{-3}$  (jeweils rechts). Gezeigt sind die Spektren für verschieden Winkelbereiche  $\mu = \cos(\theta)$ . Für die linke Abbildung wurde eine Zylinder-Geometrie und für die Rechte eine Slab 1-1 Geometrie angenommen. Die Magnetfeldstärke und die Temperatur des Plasmas wurde konstant gehalten (nach Schönherr, 2007).



**Abb. 6.4:** Links: Zeigt die Änderung des Linienprofils für ein festes  $\theta$ , feste Temperatur  $kT_e$  und feste optische Tiefe  $\tau$ , aber für unterschiedliche Magnetfeldstärken. Die Stärke nimmt dabei von unten nach oben zu. Rechts: Zeigt den Einfluss der Plasmatemperatur  $kT_e$  auf die Form der Zyklotronlinien, wenn sich die anderen Parameter nicht ändern (nach Schönherr, 2007).



**Abb. 6.5:** Auch der Einfluss weiterer harmonischer Zyklotronlinien auf die Linienprofile wurden erfasst. Von unten nach oben wird immer eine weitere Linie hinzugefügt (nach Schönherr, 2007).

## 7 Rossi X-Ray Timing Explorer

Der **Rossi X-Ray Timing Explorer**, benannt nach dem Astrophysiker Bruno B. Rossi, ist ein Satellit zum Detektieren von Röntgenstrahlung im Energiebereich von 2 keV bis etwa 200 keV. Die Abdeckung dieses Energiebereiches wird durch zwei Instrumente ermöglicht. Zum einen durch den **Proportional Counter Array** (PCA), für den niedrigeren Röntgenbereich von 2 bis 60 keV (Jahoda et al., 2006) und zum anderen durch das **High Energy X-Ray Timing Experiment** (HEXTE), für den Bereich zwischen 15 und 250 keV (Rothschild et al., 1998). Komplettiert werden diese beiden Instrumente durch den **All Sky Monitor** (ASM), dessen Aufgabe es ist, den Himmel zu scannen, um zum einen Ausbrüche so genannter „transienter Neutronensterne“ frühzeitig zu erkennen, und zum anderen auch unerwartete Änderungen im Fluss oder der Periode von Pulsaren zu melden (Levine et al., 1996). Tritt einer dieser Fälle ein, kann somit frühzeitig entschieden werden, ob das auffällige Objekt beobachtet werden soll oder nicht. Dabei zeigt sich auch eine weitere Besonderheit des RXTE: Mit einer Schwenkgeschwindigkeit von ca.  $6^\circ/\text{min}$  ist er in der Lage, jede Position am Himmel in weniger als einer Stunde anzusteuern.

Der Rossi X-Ray Timing Explorer hat seinen Dienst am 30. Dezember 1995 unter der Leitung des Goddard Space Flight Centers angetreten. Er wurde vom Weltraumbahnhof in Florida, dem Kennedy Space Flight Center, mit einer Delta II Rakete in einen Low Earth Orbit gebracht<sup>1</sup>. In Zahlen ausgedrückt heißt das, dass der Satellit die Erde in einer Höhe von etwa 580 km und mit einer Inklination von  $23^\circ$  in 90 Minuten einmal umrundet<sup>2</sup>. Durch den Low Earth Orbit wird gewährleistet, dass sich der RXTE immer weit unterhalb des für Satelliten, und besonders für Röntgensatelliten, gefährlichen „van Allen Gürtel“ befindet. Der „van Allen Gürtel“ besteht aus zwei Regionen mit erhöhter Strahlungsintensität. Der innere Gürtel befindet sich in etwa 1000 km Höhe über der Erde und erstreckt sich bis in eine Höhe von 6000 km. Der „äußere van Allen Gürtel“ befindet sich etwa zwischen 15000 km und 25000 km über der Erde.

Eine weitere gefährliche Zone für Röntgensatelliten ist die **South Atlantic Anomaly** (SAA). An dieser Stelle ist das Erdmagnetfeld sehr schwach und die im van Allen Gürtel gefangenen Teilchen können tief in die Atmosphäre vordringen. Um den Satelliten vor Schäden zu schützen, wird der Betrieb während einer Durchquerung der SAA eingestellt, das heißt, die Betriebsspannung wird auf ein Minimum reduziert oder Teile des Satelliten, vorallem Detektoren, werden

---

<sup>1</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/xtegif.html>

<sup>2</sup>[http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/learning\\_center/what\\_is\\_RXTE.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/learning_center/what_is_RXTE.html)

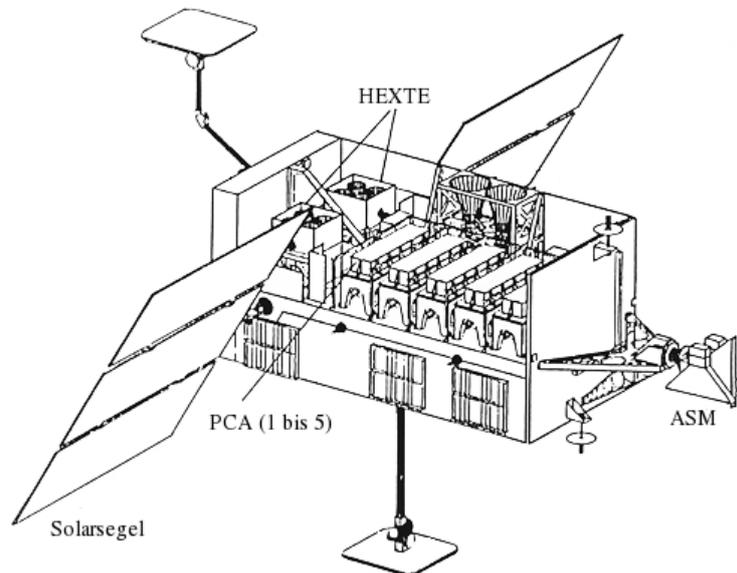


Abb. 7.1: Skizze des RXTE-Satelliten.

komplett abgeschalten.

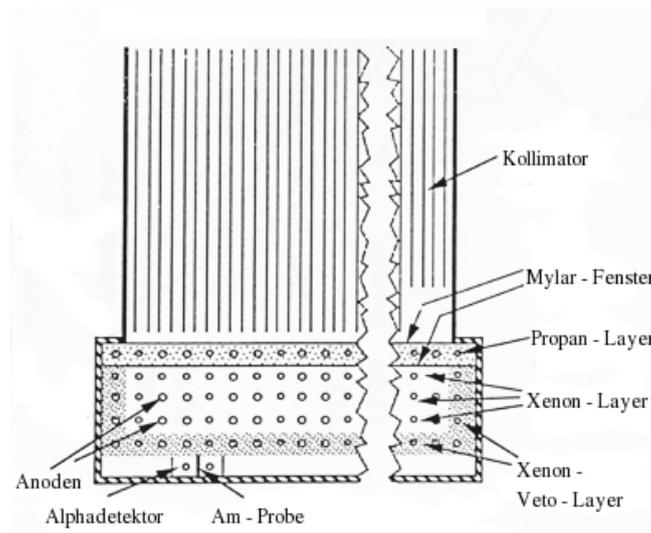
Die folgenden Kapitel sollen einen kurzen Überblick über die wichtigsten Instrumente des RXTE geben. Dabei wurde für die Beschreibung des PCA größten Teils auf Jahoda et al. (2006) zurückgegriffen. Für HEXTE wurde vor allem die Arbeit von Rothschild et al. (1998) benutzt und Levine et al. (1996) diente als Vorlage für das Kapitel über den ASM. Zusätzlich Informationen zu allen drei Instrumenten stammen zum einen von der Internetseite der HEASARC<sup>3</sup> und zum anderen aus dem Appendix F der technischen Anleitung des RXTE<sup>4</sup>. Einen guten Überblick über den RXTE-Satelliten und seinen Detektoren findet man zum Beispiel auch bei Kreykenbohm (2004) und Kuster (2004).

## 7.1 Proportional Counter Array

Das **PCA** besteht aus fünf Proportional Counter Units (PCUs), wobei jede dieser PCUs identisch aufgebaut ist (Abb. 7.2). Der Kollimator beschränkt das Gesichtsfeld der PCUs auf ein Grad und soll dafür sorgen, dass nur Photonen von der Quelle eingefangen und detektiert werden. Direkt unter dem Kollimator befinden sich zwei Mylar Fenster, deren Zwischenraum mit

<sup>3</sup>[http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/xhp\\_geninfo.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/xhp_geninfo.html)

<sup>4</sup>[http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/appendix\\_f.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/appendix_f.html)



**Abb. 7.2:** Skizze eines der fünf Proportional Counter Units.

Propangas gefüllt ist, gefolgt von vier Xenon-Layer. Statt nur einer Anode befinden sich sowohl in den Xenon- als auch im Propan-Layer eine ganze Reihe von Anoden. Der Propan-Layer, ebenso wie die untersten und die äußersten Anoden der Xenon-Layer fungieren als Veto-Layer. Mit Hilfe dieser Veto-Layer kann der Detektor unterscheiden, ob es sich um ein Photon von der Quelle handelt oder um kosmische Strahlung, die seitlich oder von unten eingefallen ist. Unter den Xenon-Layer sitzt eine  $\text{Am}^{241}$  Probe mit zwei Alphadetektoren an jeder Seite, welche zur Energiekalibrierung dient. Beim Zerfall des  $\text{Am}^{241}$  über Alphazerfall werden auch Photonen der Energie 59,6 keV frei, die in den Xenon-Layer detektiert werden und so zur Kalibrierung genutzt werden können. Wird also zur gleichen Zeit, in der ein Photon registriert wird, auch ein Alphateilchen detektiert, weiß der Detektor, dass es sich um eine Kalibrierungsphoton handeln muss und nicht um ein Photon von der Quelle.

Jeder der fünf PCUs hat eine effektive Oberfläche, um Photonen einzusammeln, von ca.  $1600 \text{ cm}^2$  und ist für einen Energiebereich von 2 keV bis 60 keV ausgelegt. Die Energieauflösung beträgt bei 6 keV weniger als 18 % und die zeitliche Auflösung liegt im Bereich von  $1 \mu\text{s}$ . Einige Zeit nach der Inbetriebnahme des RXTE kam es bei einer PCU nach der anderen zu gelegentlichen Ausfällen. Man vermutet, dass diese Ausfälle auf Anlagerungen von polymerisierten Verunreinigungen im Xenongas an den Anoden zurückzuführen sind. Grund für diese Polymerisation sind Funkenbildungen in den Xenon-Layern. Daraufhin wurden Maßnahmen ergriffen, um die Lebenserwartung des PCA zu erhöhen. Zum einen werden die PCUs jetzt periodisch an und abgeschaltet, was zur Folge hat, dass für die meisten Beobachtungen nicht mehr alle Proportional Counter Units zur Verfügung stehen. Des weiteren wird seit März 1996 der PCA während eines SAA Durchfluges komplett ausgeschaltet und nicht mehr nur einfach die Span-

nung reduziert. Als letzte Schutzmaßnahme wurde die Hochspannung an den Anoden während den Beobachtungen reduziert. Dies hatte den Nebeneffekt, dass sich zwar der Energiebereich, für den der PCA empfindlich ist, von 2 keV - 60 keV auf 3 keV - 100 keV erhöhte, die Energieauflösung aber verschlechterte.

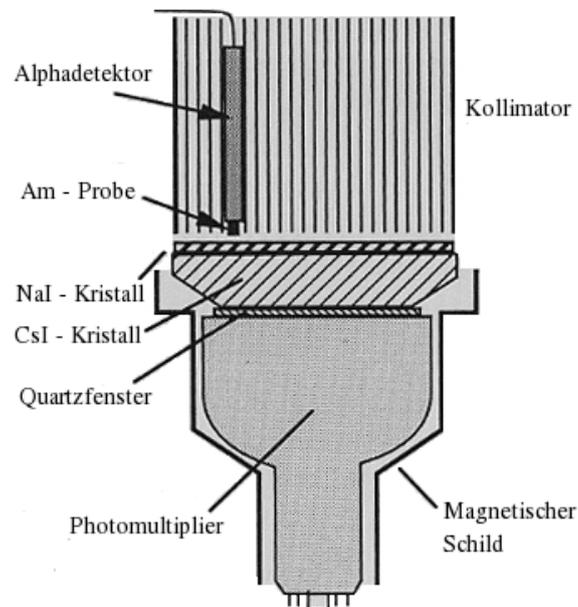
Im Mai 2000 gab es dann noch ein weiteres Problem mit dem PCA: Der Propan-Layer der PCU 1 bekam ein Leck und lief innerhalb weniger Stunden komplett aus. Dies hatte zur Folge, dass das Hintergrundsignal in dieser PCU stark anstieg und somit die Auswertung der Daten erschwerte.

Da der PCA, anders als HEXTE, während einer Beobachtung ständig auf das Objekt gerichtet ist, müssen für die Ermittlung des Hintergrunds theoretische Modelle herangezogen werden. Obwohl sich der Energiebereich, in dem der PCA Röntgenstrahlung detektieren kann, nach der Spannungsumstellung von 2 keV bis 100 keV erstreckt, befindet sich ein sinnvoller Bereich, in dem die Daten des PCA verwendet werden sollten, nur zwischen 2 keV und 30 keV. Zum einen, da sich bei 34,6 keV die Xenon K-Kante befindet, die die Ermittlung des Hintergrundes in diesem Energiebereich erschwert, was dazu führt, dass diese Kante in den Spektren als schwaches Absorptionsfeature zu erkennen ist und damit die Modellierung erschwert. Zum anderen, weil sich die effektive Fläche des PCA für Energien im Bereich der Xenon K-Kante auf weniger als  $1 \text{ cm}^2$  reduziert. Danach steigt sie zwar wieder an, aber in den höheren Energiebereichen wird die Responsmatrix kaum verstanden. Außerdem steht mit dem High Energy X-Ray Timing Experiment ein Detektor zur Verfügung, der für diesen Energiebereich viel besser geeignet ist.

## 7.2 High Energy X-Ray Timing Experiment

Das **High Energy X-Ray Timing Experiment** ist der zweite Röntgendetektor an Bord des RXTE. Er ergänzt den PCA und ermöglicht so Photonen mit Energien von 2 keV bis 250 keV zu detektieren. Das HEXTE wurde am „Center for Astrophysics and Space Sciences“ an der Universität von Kalifornien in San Diego (UCSD) gebaut. Er ist eine Weiterentwicklung des A-4 Hard X-Ray and Low Energy Gamma-Ray Experiment, ein Detektor des HEAO 1 Satelliten. Das High Energy X-Ray Timing Experiment besteht aus zwei voneinander unabhängigen Cluster von Detektoren. Jedes Cluster ist aus vier Phoswich Szintillationszählern zusammengesetzt. Abbildung 7.3 zeigt die schematische Darstellung eines solchen Szintillationsdetektors.

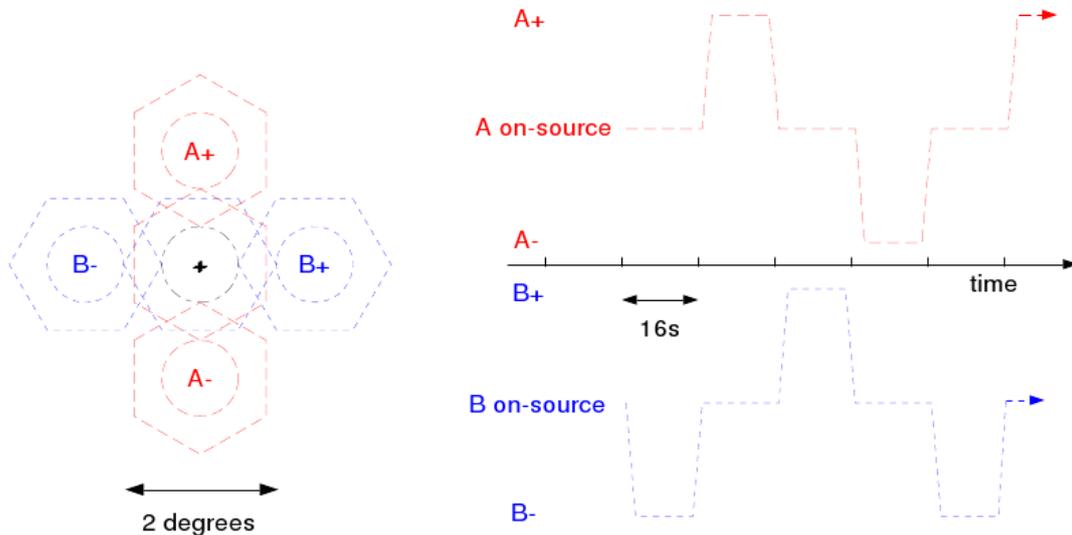
Genau wie beim PCA müssen die Photonen erst einen Kollimator durchqueren. Die vier Szintillationszähler eines Clusters haben zusammen ein Gesichtsfeld von  $1^\circ$ . Unter dem Kollimator befinden sich zwei Szintillationskristalle, gefolgt von einem Photomultiplier. Der erste dünnere Kristall ist ein Natriumiodid-Kristall und ist für die eigentlichen Detektierung der Röntgenphotonen verantwortlich. Der zweite, sehr viel dickere Kristall aus Cäsiumiodid ist



**Abb. 7.3:** Schematische Darstellung eines Phoswich Szintillationszählers wie er im High Energy X-Ray Timing Experiment verwendet wird.

ein Antikoinzidenz-Detektor, ähnlich den Veto-Layern des PCA. Auf Grund der unterschiedlichen Abklingzeiten der Szintillationsblitze,  $0,25 \mu\text{s}$  im NaI-Kristall und  $0,63 \mu\text{s}$  im CsI-Kristall, kann zwischen Photonen von der beobachteten Quelle und kosmischer Hintergrundstrahlung unterschieden werden. Der CsI-Kristall hat nicht nur die Funktion eines Antikoinzidenzschildes, sondern verbindet auch den NaI-Detektor mit dem Photomultiplier, da er eine uneingeschränkte Sicht des Multipliers auf die Szintillationsblitze im NaI-Kristall ermöglicht. Eine weitere Gemeinsamkeit des HEXTE und des PCA ist die Verwendung einer  $\text{Am}^{241}$  Probe zur Energiekalibrierung. Beim High Energy X-Ray Timing Experiment befindet sich diese jedoch, zusammen mit einem Detektor für die Alphateilchen, im Kollimator. Die Kalibrierung funktioniert im Prinzip genauso wie bei Proportional Counter Array. Wird im NaI-Kristall ein Photon gleichzeitig mit einem Alphateilchen detektiert, weiß man, dass es sich um ein Kalibrierungsphoton der Energie  $59,6 \text{ keV}$  handeln muss.

Die effektive Oberfläche des HEXTE beträgt ungefähr  $1600 \text{ cm}^2$ , die zu Beginn seiner Dienstzeit allerdings noch in etwa  $1800 \text{ cm}^2$  betrug. Aber im März 1996, nur wenig Tage nach dem Start des RXTE, fiel einer der Phoswich Szintillationsdetektoren im Cluster B auf Grund elektronischer Probleme aus, was zur Folge hatte, dass sich die effektive Fläche dieses Clusters um 25% reduzierte. Die bestmögliche zeitliche Auflösung der HEXTE-Detektoren beträgt  $7,6 \mu\text{s}$ ,

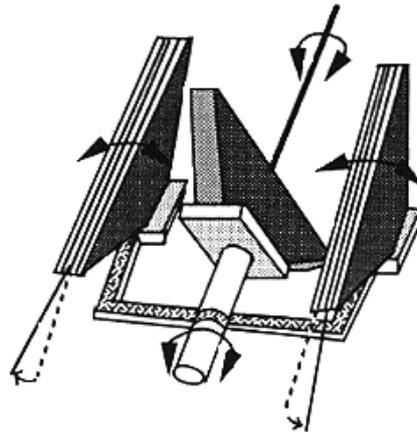


**Abb. 7.4:** Die linke Skizze zeigt die Gesichtsfelder der beiden Cluster in den On und Off Source Positionen. Die gestrichelten Kreise entsprechen dem Gesichtsfeld der Respons, die Sechsecke dem maximalen Gesichtsfeld des Detektors. Die rechte Skizze zeigt den zeitlichen Ablauf des Rockings. Man erkennt, dass sich immer einer der beiden Cluster in der On Source Position befindet (aus Appendix F der technischen Anleitung des RXTE).

die nur auf Grund der Elektronik beschränkt ist. Des Weiteren ist das High Energy X-Ray Timing Experiment in der Lage Photonen der Energien von 15 keV bis 250 keV zu detektieren und erreicht dabei eine Auflösung von 15,4% bei 60 keV.

Im Gegensatz zum Proportional Counter Array ist HEXTE in der Lage, den unmittelbaren Hintergrund einer Quelle zu messen, denn er kann die beiden Cluster, A und B, abwechselnd von der Quelle wegbewegen, um so die Hintergrundstrahlung zu detektieren (siehe Abbildung 7.4). Die Position, in der die Quelle beobachtet wird, wird auch „On Source“ Position genannt, die Position während der Hintergrundbeobachtung auch „Off Source“ und den Prozess des abwechselten Beobachtens von Quelle und Hintergrund nennt man „Rocking“. Es ist möglich für die verschiedenen Off Source Positionen, die Plus und Minus Positionen genannt werden, separate Hintergrund-Files zu extrahieren. Dies hat den Vorteil, dass man eine Kontamination des Hintergrundes durch eine andere Röntgequelle vermeiden kann, indem man die schlechte Hintergrunddaten ignoriert.

Seit Beginn der Mission kam es bei HEXTE, bis auf den Ausfall eines Szintillationsdetektors, bis Dezember 2004 zu keinen weiteren Zwischenfällen. Ab diesem Zeitpunkt kam es allerdings immer häufiger zu Ausfällen des Rockings bei Cluster A, bis schließlich im Oktober 2006 die



**Abb. 7.5:** Skizze des All Sky Monitor mit seinen drei Scanning Shadow Cameras

Entscheidung getroffen wurde, das Rocking ganz abzuschalten und in der On Source Position zu fixieren. Dies sollte verhindern, dass es zu einem kompletten Ausfall kommt, während sich der Detektor in einer Off Source Position befindet und damit nicht mehr für Beobachtungen eingesetzt werden könnte. Hintergrundfiles für Cluster A können mit Hilfe der Daten von Cluster B erzeugt werden.

### 7.3 All Sky Monitor

Der dritte und letzte Detektor des RXTE ist der **All Sky Monitor** (ASM). Er hat mit den beiden anderen Detektoren wenig gemeinsam, denn seine Aufgabe ist es, den kompletten Himmel zu überwachen und nicht pointierte Beobachtungen einzelner Quellen durchzuführen. Gebaut wurde der ASM am „Massachusetts Institute of Technology“ (MIT). Um seine Aufgabe zu erfüllen, stehen dem ASM drei identische **Scanning Shadow Cameras** (SSCs) zur Verfügung. Abbildung 7.6 zeigt den Aufbau einer dieser Kameras, deren Gesichtsfeld  $90^\circ \times 6^\circ$  beträgt.

Ein gewöhnlicher Kollimator, wie er beim PCA und HEXTE verwendet wird, ist nicht in der Lage, ein solches Gesichtsfeld zu ermöglichen und gleichzeitig eine möglichst genaue Lokalisierung der Röntgenquellen durchzuführen. Deshalb wird an Stelle des Kollimators eine Maske mit unterschiedlich breiten Schlitzen verwendet, die einen unverkennbaren Schatten auf den darunterliegenden Detektor wirft. Mit diesem Schatten lässt sich dann der beobachtete Him-

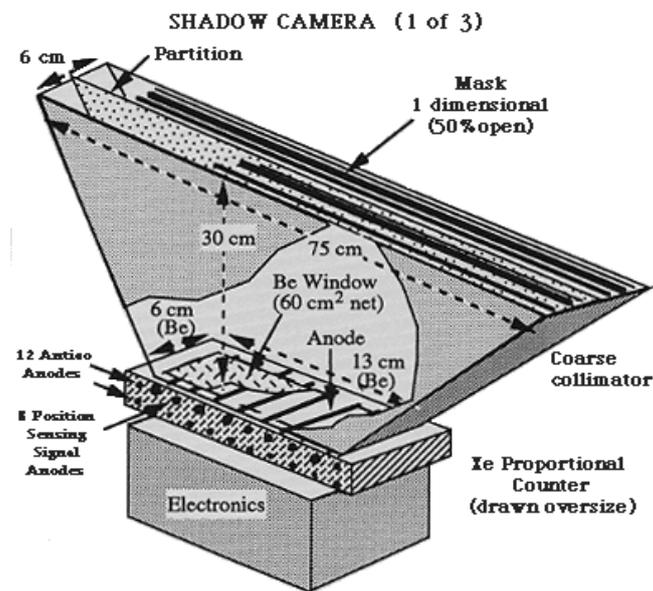


Abb. 7.6: Aufbau einer Scanning Shadow Camera

melschnitt rekonstruieren und die Position der Quellen bestimmen. Die Maske besteht aus Aluminium und ist in 6 Segmente unterteilt. Weiterhin ist der Raum zwischen Detektor und Maske zweigeteilt und somit auch jedes Segment. Jede Segmenthälfte besteht aus 15 offenen und 16 geschlossenen Elementen. Um das Schattenbild zu erfassen, reicht ein normaler Proportionalzähler, wie er zum Beispiel beim Proportional Counter Array benutzt wird, nicht aus. Man verwendet stattdessen einen so genannten **Position Sensitive Proportional Counter**, kurz PSPC. Bei diesem Detektor werden Widerstandsanoden aus mit Kohlenstoff beschichteten Glasfasern verwendet. Mit dieser Art von Anoden und der Charge-Division Technologie ist es möglich, die Position entlang der Anode eines einfallenden Photons zu bestimmen. Tritt ein Photon in den Detektor ein, erzeugt es im darin befindlichen Xenongas eine Ladungswolke, welche sich zu der nächstliegenden Anode bewegt. Wegen des gleichmäßigen Widerstandes entlang der ganzen Anode wird die Ladung, je nachdem wo sie an der Anode ankommt, gemäß des Widerstandsverhältnisses aufgeteilt. Die Teilladungen werden an beiden Enden der Anode gemessen und somit kann die Position des Photons bestimmt werden. Die Widerstandsanoden sind für den Energiebereich von 2 keV bis 12 keV ausgelegt. Zur Abschirmung gegen kosmische Strahlung befinden sich direkt unter den acht Glasfaseranoden zwölf Antikoinzidenz-Anoden aus Eisen.

# 8 Daten und Analyse

## 8.1 Auswahl und Selektion der Beobachtungen

Bei der Auswahl der Daten aus den einzelnen Beobachtungen wurde bei allen im Folgenden aufgeführten Objekte ähnlich verfahren. Der erste Schritt bestand darin, die öffentlich zugänglichen Daten mittels der Internetseite des HEASARC<sup>1</sup> (High Energy Astrophysics Science Archive Research Center) zu suchen und zu extrahieren. Ausgenommen von der Extraktion wurden unvollständige und beschädigte Datensätze, die durch G, C oder D, am Ende der ObsID (Observation-ID), gezeichnet waren<sup>2</sup>. Die Extraktion wurde mit den Skripten `pca_standard`, `eaextract` und `hexte_standard` durchgeführt. Für weitere Details bezüglich der Extraktion siehe Kapitel 8.2. Nach Erstellung der Spektren und Lichtkurven wurde mit Hilfe der ASM-Lichtkurve eine erste Selektion der Beobachtungen durchgeführt. Das Ziel dabei war es zum einen, Beobachtungen zu ermitteln, die wären eines Ausbruchs eines transienten Neutronensterns gemacht wurden und somit möglichst viel spektrale Informationen enthalten. Zum anderen konnte so leicht festgestellt werden, welche Beobachtungen zeitlich eng beieinander liegen. Diese Information war später bei der Addition der Spektren von Bedeutung, denn sonst hätten durch mögliche Langzeitvariabilitäten in Leuchtkraft und Linienposition mangelhafte Spektren produziert werden können. Aus den nach der ersten Selektion übrig gebliebenen Daten wurden, mit Hilfe der Lichtkurven, noch die Beobachtungen entfernt, die während einer Eklipse des Neutronensterns gemacht wurden. Die weitere Selektion war dann meist von Objekt zu Objekt unterschiedlich und wird deshalb in den einzelnen Kapiteln zu den Röntgenquellen genauer beschrieben. Doch das generelle Vorgehen bestand im Allgemeinen darin, möglichst viele zueinander passende Spektren aufzuaddieren, um das Signal zu Rauschverhältnis zu verbessern und mögliche Zyklotronlinien besser erkennen und beschreiben zu können.

## 8.2 Extraktion der Daten

Die Datenextraktion wurde mit Hilfe der Skripte, `pca_standard` und `eaextract` für die PCA-Beobachtungen und `hexte_standard` für HEXTE-Daten, durchgeführt. Diese durchlaufen die einzelnen Schritte der Extraktion von RXTE-Beobachtungen, wie sie auf der Internetseite der

---

<sup>1</sup><http://heasarc.nasa.gov/cgi-bin/W3Browse/w3browse.pl>

<sup>2</sup>Eine detaillierte Beschreibung der Ordnerstruktur und der Filebenennung findet sich auf: [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/start\\_guide.html#getting\\_data](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/start_guide.html#getting_data)

HEASARC<sup>3</sup> beschrieben werden.

Die beiden Extraktionsskripte für die Daten des Proportional Counter Array werden für die unterschiedlichen Datenmodi der PCA-Detektoren benötigt. Ein Modus gibt an, wie die Daten von der Satellitenelektronik aufgenommen und weiterverarbeitet werden. Während einer Beobachtung können mehrere unterschiedliche Datenmodi gewählt werden. Für die Erstellung der verschiedenen Spektren, die im Folgendem analysiert und modelliert werden (Kapitel 9), wurden nur die Daten aus dem so genannten **Standard-2** Modus verwendet. Dies ist ein Datenmodus, der bei jeder Beobachtung standardmäßig immer mit eingesetzt wird. Er ist speziell dafür ausgelegt, die spektrale Informationen der Röntgenquellen zu erfassen, denn in diesem Modus werden 16 s lang (2 s bei sehr hellen Quellen) die Events im Detektor in 129 Kanälen gesammelt und als Spektrum von der Elektronik weiterverarbeitet. Die Daten, die im Standard-2 Modus erstellt werden, werden deshalb im **Science Array Format** gespeichert. In diesem Format werden den verschiedenen Zeiten einer Beobachtung, ganze Spektren (Arrays) zugeordnet. Auf Grund der Zeitspanne, in der die Events für diese Spektren gesammelt werden, beträgt die Zeitauflösung lediglich 16 Sekunden. Die Energieauflösung ergibt sich durch die Art, in der die 255 verfügbaren Kanäle der PCA-Detektoren gebinnt werden: Kanäle 1-4 werden zu einem zusammengefasst, Kanäle 5-53 sind unverändert, bei den Kanäle 54-135 sind jeweils zwei, bei den Kanälen 136-237 jeweils drei und bei den Kanälen 238-249 werden vier zu einem Kanal zusammengebinnt, ebenfalls wie die gesamten Kanäle 250-255. Die Extraktion der Daten aus den Standard-2 Modus wird mit dem Skript `pca_standard` durchgeführt.

Für alle anderen Datenmodi muss das Skript `eaextract` verwendet werden. In dieser Arbeit wurden, neben dem Science-Array-Modus Standard-2, nur noch Daten aus dem Event-Modus **Good-Xenon** benutzt. Dieser wurde nur gewählt, um zeitlich hochaufgelöste Lichtkurven für Timing-Analysen zu erstellen, denn die Zeitauflösung, die von diesem Modus erreicht wird, liegt bei  $2^{-20}$  s. Erreicht wird diese Auflösung dadurch, dass die zeitliche und spektrale Information jedes einzelnen detektierten Events erfasst wird. Um dies zu ermöglichen, stehen für den Good-Xenon Modus zwei **Event Analyzer** zur Verfügung, im Gegensatz zu Standard-2 Modus, der nur von einem Event Analyzer benutzt wird (Insgesamt stehen dem Beobachter 6 Event Analyzer zur Verfügung, wobei zwei davon immer durch den Standard-1 und Standard-2 Modus belegt sind). Weitere Informationen zu den Datenmodi und den Event Analyzer befinden sich auf der HEASARC Internetseite<sup>4</sup> und im Appendix F der RXTE-Anleitung<sup>5</sup>.

Mit dem letzten Extraktions-Skript, `hexte_standard`, werden die Spektren und Lichtkurven aus den, von HEXTE aufgenommenen Daten, erstellt. Dieses Skript ist in der Lage zwei Arten von HEXTE-Datenmodi zu extrahieren, nämlich die **Event-List Modi** und die **Archive**

<sup>3</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/extracting.html>

<sup>4</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/contents.html>

<sup>5</sup>[http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/appendix\\_f.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/appendix_f.html)

**Modi** (und den Modus „B\_8s\_256S\_0\_255\_DF“, der für Beobachtungen von ScoX-1 eingesetzt wird). Standardmäßig wird für Beobachtungen normalerweise der Event-List Modus gewählt. Die Namen dieser Modi folgen dem Muster: E\_ttt\_ccc\_Dxxx, wobei E angibt, dass es sich um einen Event-List Modus handelt, ttt die ungefähre Zeitauflösung, ccc die Anzahl der verwendeten Kanäle (wobei bei Event-List Modi nur 256 oder 0 möglich ist) und xxx ist ein hexadezimaler Code, der beschreibt, welche Bytes von der Telemetrie verarbeitet werden (Beispiel für einen solchen Modus wäre: E\_8us\_256\_DX1F)<sup>6</sup>. Die Archive Modi, sind Modi im Science-Array Format und geben für jeden 16 sekundigen Zeitabschnitt neben vier Spektren, eines für jeden der vier Szintillationsdetektoren, auch vier zeitliche Histogramme, jedes mit einer Zeitauflösung von 1 s an<sup>7</sup>.

Im Folgenden sollen nun die einzelnen Schritte beschrieben werden, die für die Extraktion der Daten von den einzelnen Skripten durchlaufen werden. Zuerst soll die Extraktion der PCA-Daten kurz erläutert werden. Der erste Schritt besteht in der Erstellung so genannter GTI-Files (GTI steht für Good Time Intervall) mittels der Filter-Files. In den Filter-Files sind alle wichtigen Informationen zur Satellitenkonfiguration während einer Beobachtung angegeben. Zum Beispiel die Zeiten, in denen sich der Satellit in der SAA befand (siehe Kapitel 7), wie viele PCUs für die Beobachtung eingesetzt wurden, das Elektron-Ratio, ein Maß für den Elektronenfluss im Detektor, usw. Bei der Extraktion können für diese Parameter gewisse Werte angegeben werden und die Zeiten, in denen diese Werte erfüllt werden, bilden die GTI-Files. Die GTIs, die in dieser Arbeit erstellt wurden, enthalten nur Zeiten, die 15 min vor und nach der SAA-Passage liegen. Da schon vor dem eigentlichen Eintritt in die SAA der Hintergrund zunimmt, soll durch das Ignorieren der Daten, die am Rand der SAA aufgenommen wurden, gewährleistet werden, dass nur „gute“ Daten mit geringer Hintergrundstrahlung für die Erstellung der Spektren und Lichtkurven verwendet werden. Eine weitere Verbesserung der Extraktionsdaten erreicht man durch die Wahl einer oberen Schranke für das Elektron-Ratio. Das heißt alle Zeiten, in denen diese Grenze überschritten wird, werden ebenfalls von der Extraktion ausgenommen. Ein vergleichsweise hohes Elektron-Ratio im Laufe einer Beobachtung ist ein Indiz dafür, dass ein hochenergetische Teilchen detektiert wurden und die Informationen der Röntgenphotonen von der Quelle zu diesem Zeitpunkt verloren sind. Deshalb hängt die Wahl der Schranke für die Elektron-Ratio stark von der Helligkeit der Quelle ab und wird in den einzelnen Kapiteln zu den verschiedenen Objekten angegeben, bei denen auch PCA-Daten extrahiert wurden. Aus diesen Informationen bezüglich SAA und Elektron-Ratio sind die Skripte in der Lage, ein GTI-File zu erstellen. Die Daten, die in den Zeiträumen der GTIs liegen, werden dann mit den FTOOL Programmen der HEASARC extrahiert. Für Daten im Science-Array Format steht das Programm SAEXTRACT zur Verfügung und SEEXTRACT für Daten, die im Event-Modus aufgenommen wurden. Das Skript eaextract kann auf beide Programme zurückgreifen, je nach dem welcher Modus für den, für die Extraktion gewählten Event-Analyzer, verwendet wurde.

<sup>6</sup>Weiter Informationen finden sich auf: [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/hexte\\_configs\\_event.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/hexte_configs_event.html)

<sup>7</sup>Für weitere Erklärungen siehe: [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/hexte\\_configs\\_arch.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/hexte_configs_arch.html)

In Kapitel 7.1 wurde bereits erwähnt, dass während einer Beobachtung nicht alle PCU eingesetzt werden. Welche bei einer Beobachtung beteiligt waren, lässt sich aus den Filter-Files in Erfahrung bringen. Bei der Extraktion kann jetzt zusätzlich noch gewählt werden, welche PCUs verwendet werden sollen und welche nicht. Wird in den Skripten nichts weiteres bezüglich der Wahl der PCUs angegeben, werden automatisch die Daten aller verfügbaren PCUs extrahiert. Eine weitere Wahlmöglichkeit besteht bei den einzelnen Xenon-Layern eines PCU. Bei den hier durchgeführten Extraktionen wurden nur die Daten aus dem obersten Xenon-Layer benutzt, da hier das Signal zu Rauschverhältnis besser ist, als in den darunterliegenden Schichten. Für die Erstellung von Hintergrundspektren muss bei den PCA-Daten auf theoretische Modelle zurückgegriffen werden. Die beiden Skripte `pca_standard` und `eaextract` wählen automatische, je nach Helligkeit des beobachteten Objekts, zwischen den beiden Hintergrundsmodellen **Faint**, für Beobachtungen mit geringer Zählrate (kleiner als  $70 \text{ counts s}^{-1}$  in der Lichtkurve) und **SkyVLE** für alle anderen Beobachtungen. Neben den Hintergrund-Files erstellen die Skripte für jedes Spektrum auch eine Responsmatrix.

Das Skript `hexte_standard` ist für die Extraktion der Daten, die von HEXTE aufgenommen wurde, zuständig. Einer der erste Schritt, den dieses Programm bei der Extraktion durchführt, ist die Trennung der Hintergrunddaten von den eigentlichen Daten der Quelle, denn im Gegensatz zum PCA wird bei HEXTE der unmittelbare Hintergrund der Quelle mit aufgenommen (siehe 7.2). Die Erstellung der GTI-Files wird, wie zuvor bei den beiden anderen Skripten, ebenfalls automatisch durchgeführt. Die Angabe einer Elektron-Ratio ist aber bei einem Szintillationsdetektor nicht möglich, deshalb wurde als einziger Filterparameter der SAA-Bereich benutzt. Damit die HEXTE-Daten aus dem gleichen Beobachtungszeitraum wie die des PCA stammen, wurde ebenfalls der Bereich 15 Minuten vor und nach der SAA-Passage ignoriert. Die eigentliche Extraktion wird wieder von den Programmen `SAEXTRACT` und `SEEXTRACT` durchgeführt, je nach dem welcher der beiden Datenmodi vom Skript erkannt wird. Dabei wird für jeden der beiden Cluster des HEXTE-Detektors ein eigenes Spektrum der Quelle erstellt und ein Spektrum für jede Hintergrundposition, aus deren Kombination vom Skript der eigentliche Hintergrund ermittelt wird. Dadurch ist es möglich bei eventuellem Ausfall eines Clusters, die Daten des anderen trotzdem zu extrahieren (siehe Kapitel 7.2). Nach der Extraktion führt das Skript eine Korrektur der Zeiten bezüglich der Detektor Totzeiten und der Rocking-Zeiten, mit Hilfe des FTOOL Programms `HXTDEAD`, durch. Falls die Daten beider Cluster ordnungsgemäß extrahiert wurden, wurden die beiden Spektren von mir aufaddiert.

### 8.3 Analyse der Spektren

Für die Modellierung und Analyse der Spektren wurde das Programm `XSPEC` in der Version 11.3.2ag verwendet, das Teil des FTOOL Softwarepakets der HEASARC ist. Bei den meisten unten aufgeführten Objekten konnte die Analyse auf die HEXTE-Daten beschränkt werden,

da das grundlegende Ziel dieser Arbeit die Modellierung der Zyklotronlinien ist und diese zum größten Teil im Energiebereich des High Energie X-Ray Timing Explorers lokalisiert sind. Bei diesen Spektren wurde ein Energiebereich oberhalb 17 keV gewählt, da die Szintillationsdetektoren des HEXTE für Energien unterhalb dieser Grenze nicht ausgelegt sind (siehe Kapitel 7.2). Bei einigen Röntgenquellen war es jedoch nötig, auch die Spektren aus den PCA-Daten mit in die Analyse einzubeziehen, weil bei diesen die Zyklotronlinie unterhalb 20 keV liegt. Der verwendete Energiebereich der PCA-Spektren wurde zwischen 3 keV und 20 keV gewählt.

Für die Beschreibung des Kontinuums der Spektren habe ich mich hauptsächlich für ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch entschieden, das durch die Multiplikation eines Potenzgesetzes mit einem Fermi-Dirac-Cutoff realisiert wurde. Sind nur Daten des HEXTE-Detektors analysiert worden, wurde als Potenzgesetz das XSPEC Modell PEGPWRLW, der Form

$$\text{PEGPWRLW}(E) = N \cdot E^{-\alpha} \quad (8.1)$$

verwendet, wobei der Faktor für die Normalisierung  $N$  zwischen zwei festgelegten Grenzen  $E_{\min}$  und  $E_{\max}$  festgehalten wird. Wurden neben den HEXTE-Daten zusätzlich das Spektrum aus den Daten des PCA verwendet, habe ich auf das übliche Modell POWERLAW zurückgegriffen. Für den exponentielle Abbruch wurde ein Fermi-Dirac Cutoff an das Potenzgesetz multipliziert. Beschrieben wird dieser FDCUT durch die Funktion (Coburn et al., 2002)

$$\text{FDCUT}(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_{\text{cut}}}{E_{\text{F}}}\right) + 1} \quad (8.2)$$

Einige Spektren konnten jedoch nicht ausreichend gut durch diese Funktionen beschrieben werden. In solchen Fällen wurde noch mit einem anderen Kontinuum-Modell, dem NPEX-Modell, versucht die Daten besser zu beschreiben. Diese Modell setzt sich aus zwei Potenzfunktionen, eine mit negativen, die andere mit positiven Exponenten, und einer Exponentialfunktion, die den exponentiellen Abbruch der Spektren beschreiben soll, zusammen. Dieses Modell hat damit die Form (Coburn et al., 2002)

$$\text{NPEX}(E) = (A_1 E^{-\Gamma_1} + A_2 E^{\Gamma_2}) e^{-\frac{E}{kT}} \quad (8.3)$$

Für die Modellierung des Röntgenspektrums des HMXB Systems GRO J1008–57 musste auf das CUTOFFPL-Modell zurückgegriffen werden, da die beiden anderen nicht in der Lage waren die extrahierten Daten zu beschreiben. Dieses Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch lässt sich in analytischer Form darstellen als

$$\text{CUTOFFPL}(E) = N \cdot E^{-\alpha} \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{cut}}}\right) \quad (8.4)$$

mit Normalisierungsfaktor  $N$ , Photonenindex  $\alpha$  und Abbruchs-Energie  $E_{\text{cut}}$ . Die hier aufgeführten Kontinuums-Modelle wurden unter anderem auch deswegen für die Analyse verwendet, da

ihre Spektralform sehr ähnlich ist zu der, die von Becker & Wolff (2007) theoretisch berechnet wurde (siehe hierzu auch Kapitel 5.1).

Für die Modellierung der Zyklotronlinien wurden ebenfalls zwei unterschiedliche Funktionen benutzt, je nachdem, mit welcher das Spektrum besser beschrieben werden konnte. Das erste Modell basiert auf einer Gaussfunktion und wird in XSPEC als GAUABS bezeichnet. Die Form dieser absorbierenden Gaussfunktion ist gegeben durch (siehe Suchy et al., 2007):

$$\text{GAUABS}(E) = \exp\left(-\frac{\tau}{2\pi\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_c}{\sigma}\right)^2}\right) . \quad (8.5)$$

Dabei sind  $E_c$  die Linienposition,  $\sigma$  die Linienbreite und  $\tau$  die Tiefe der Zyklotronlinie. Das zweite Modell unterscheidet sich von GAUABS in der Hinsicht, dass es statt der Gaussfunktion ein Lorenzprofil verwendet. Dargestellt wird dieses Modell durch (siehe McBride et al., 2006)

$$\text{CYCLABS}(E) = T \frac{\left(\frac{WE}{E_c}\right)^2}{(E - E_c)^2 + W^2} , \quad (8.6)$$

wobei  $E_c$  wiederum die Linienposition angibt und  $T$  die Tiefe und  $W$  die Breite der Linie sind. Neben den beiden hier aufgeführten Linien-Modellen wurden die Zyklotronlinien in drei Röntgendoppelsternsystemen Her X-1, Cen X-3 und GX 301–2 zusätzlich mit dem, auf Monte-Carlo-Simulationen basierenden Modell, CYCLOMC analysiert (siehe auch Kapitel 6). Dabei wurde als Geometrie für das Linienentstehungsgebiet bei allen drei Objekten lediglich die Slab 1-0 Geometrie gewählt. Des weiteren wurde der Parameter für die Gravitationsrotverschiebung auf einen für Neutronensterne typischen Wert von 0,3 festgesetzt.

Die Funktion, mit der also das komplette Spektrum beschrieben wird, kann dargestellt werden als:

$$F(E) = \text{KONT}(E) \cdot \text{LINIE}(E) , \quad (8.7)$$

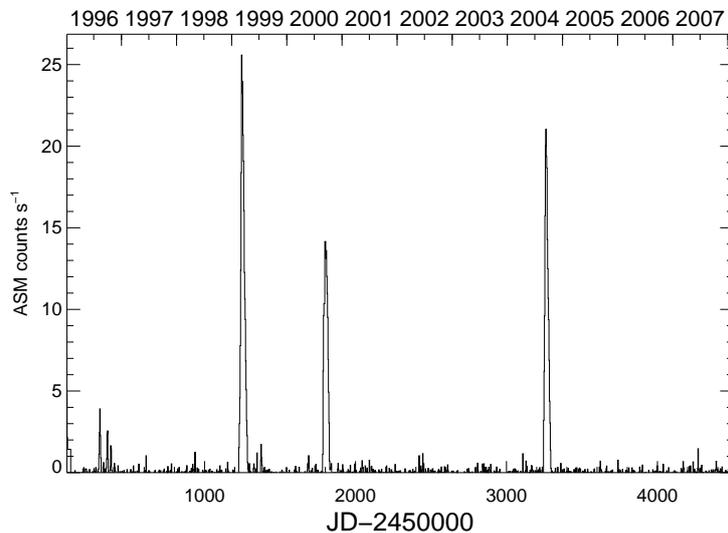
wobei  $\text{KONT}(E)$  eines der Kontinuum-Modelle von oben ist, mit eventuell noch zusätzlichen Modellen für eine Eisenlinie bei etwa 6, 5 keV für die Absorption weicher Röntgenphotonen oder für einen Schwarzkörper.  $\text{LINIE}(E)$  setzt sich aus einem der beiden Linienmodellen zusammen. Je nachdem wie viele Zyklotronlinien im Spektrum beschrieben werden sollen, müssen dementsprechend viele Linienmodelle miteinander multipliziert werden.

## 9 Röntgensterne mit Zyklotronlinien

Die folgenden Kapitel sollen einen Überblick über die einzelnen Röntgendoppelsternsysteme geben, die mit dem Rossi X-Ray Timing Explorer beobachtet wurden und in deren Spektrum mindestens eine Zyklotronlinie zu beobachten ist. Am Anfang jedes Abschnitts sollen die wichtigsten Eigenschaften und Daten dieser Systeme kurz erwähnt und beschrieben werden. Im darauf folgenden Teil werden die Ergebnisse aus den spektralen Analysen präsentiert und mit früheren Resultaten verglichen. Die angegebenen Fehler der einzelnen Werte entsprechen dabei einem Konfidenzintervall von 90%. Für die beiden Systeme MXB 0656–072 und GRO J1008–57 wurden zusätzlich auch zeitliche Untersuchungen durchgeführt. Tabelle 9.1 gibt einen Überblick über die betrachteten Objekte und listet die wichtigsten Daten wie Zyklotronlinienposition, Akkretionsmechanismus, Pulsperiode und Orbitperiode auf.

**Tabelle 9.1:** Überblick der analysierten Röntgendoppelsternsysteme. Die Positionen der Zyklotronlinien entsprechen denen, die in dieser Arbeit ermittelt wurden. Näheres zu den Akkretionsmechanismen findet sich in den einzelnen Kapiteln zu den Objekten. Auch die Quellen für die Puls- und Orbitperioden sind diesen zu entnehmen.

Name	Art des Systems	Akkretion	Zyklotronlinien [keV]	Orbitperiode [d]	Pulsperiode [s]
4U 0115+63	HMXB	Be transient	12, 23, 34, 46, 66	24,3	3,6
Her X-1	LMXB	Roche-Lobe	40	1,7	1,24
4U 1907+09	HMXB	Wind (+?)	20, 41	8,4	437,5
Cen X-3	HMXB	Wind (+Scheibe)	30	2,1	4,8
XTE J1946+274	HMXB	Be transient	36	168	15,8
4U 1626-67	LMXB	Roche-Lobe	40	0,03	7,7
GX 301-2	HMXB	Wind (+Gasstrom)	33	41,5	
X-Persei	HMXB	Wind	29	250	837,7
4U 1538	HMXB	Wind	22, 49	3,73	526,9
V 0332	HMXB	Be transient	26, 52, 72	34,3	4,4
A 0535+26	HMXB	Be transient	46, 103	111	103
Vela X-1	HMXB	Wind	23, 53	8,96	283
MXB 0656-072	HMXB	Be transient	31	?	160,4
GRO J1008-57	HMXB	Be transient	81?	248	93,5



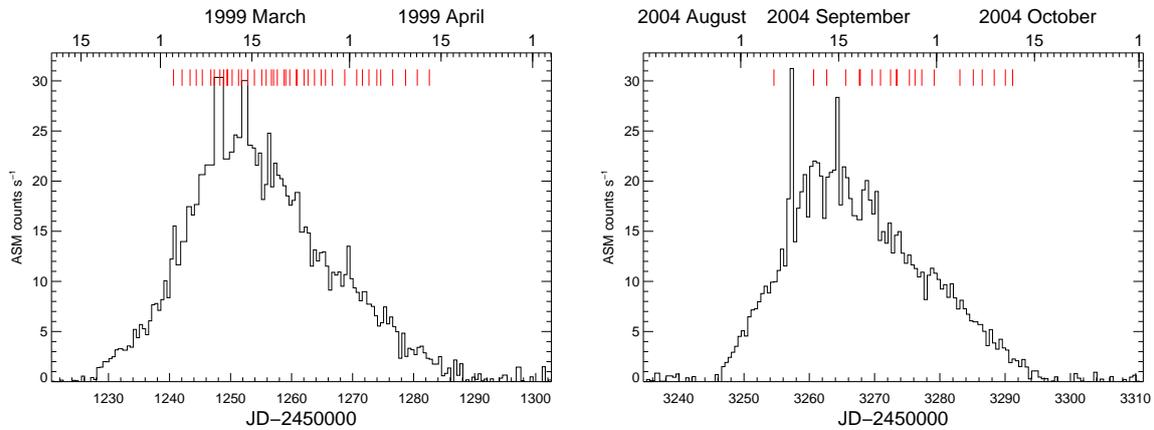
**Abb. 9.1:** ASM-Lichtkurve von 4U 0115+63 seit Beginn der Aufzeichnung des RXTE bis Ende 2007. Gut zu erkennen sind die drei Typ II Ausbrüche im Jahr 1999, 2000 und 2004. Für den jüngsten Ausbruch im Jahr 2008 standen noch keine Daten zur Verfügung.

## 9.1 4U 0115+63

Das System 4U 0115+63 gehört zur Klasse der transienten Röntgendoppelsternen. Der Neutronenstern befindet sich auf einem exzentrischen Orbit ( $e=0,34$ ) um V635 Cas (Hutchings & Crampton, 1981), der von Unger et al. (1998) als ein O9e Stern klassifiziert werden konnte. Für eine Umrundung seines optischen Begleiters benötigt der Neutronenstern in etwa 24,3 Tagen (Rappaport et al., 1978; Tamura et al., 1992; Lutovinov et al., 1994). Für die Entfernung des Systems wird eine Größe von 7 kpc angenommen (Negueruela & Okazaki, 2001) und für die Pulsperiode fanden sowohl Cominsky et al. (1978) als auch Rose et al. (1979) einen Wert von  $\sim 3,6$  s.

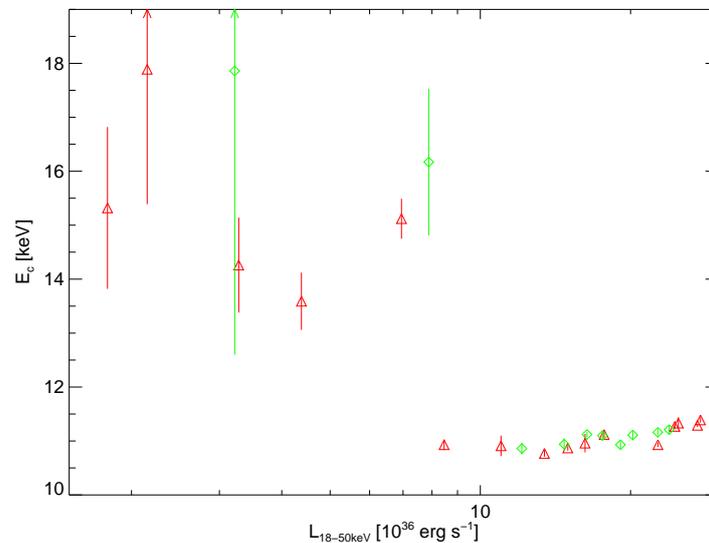
Seit der Inbetriebnahme des RXTE-Satelliten, wurde von diesem vier Ausbrüche vom Typ II des Röntgendoppelsternsystems 4U 0115+63 erfasst (siehe Abbildung 9.1). Die Spektren, die im Folgenden analysiert werden, stammen von Beobachtungen, die zum einen während des Ausbruchs von 1999 gemacht wurden und zum anderen vom Ausbruch aus dem Jahr 2004. Abbildung 9.2 zeigt, wie die einzelnen Beobachtungen über die beiden Ausbrüche verteilt sind.

Es ist bekannt, dass die fundamentale Zyklotronlinie ihre Position im Spektrum während eines Ausbruchs ändert (Tsygankov et al., 2007; Nakajima et al., 2006). Aus diesem Grund war es nicht möglich, die einzelnen Beobachtungen eines Ausbruchs einfach aufzuaddieren. Um einen Überblick über die Linienänderung zu bekommen, wurden die längeren Beobachtungen (siehe Tabelle 9.2) einzeln modelliert. Als Kontinuummodell wurde das NPEX-Modell verwendet, das



**Abb. 9.2:** Ausschnitt aus der ASM-Lichtkurve der Ausbrüche von 1999 (links) und 2004 (rechts) mit den jeweiligen durchgeführten RXTE-Beobachtungen, dargestellt durch Striche am oberen Rand der Plots.

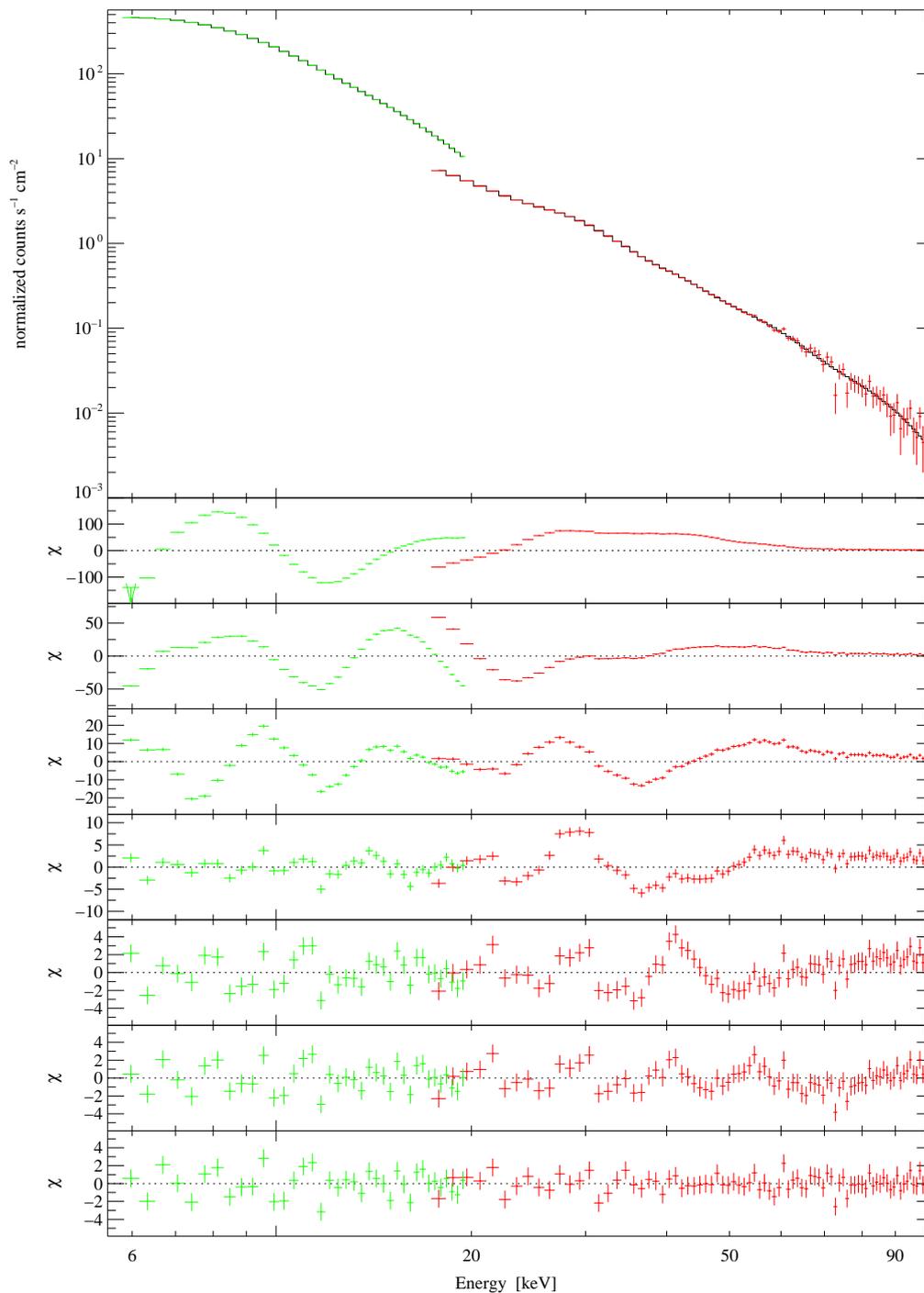
mit einer Eisenemissionslinie bei etwa 6,4 keV erweitert wurde. Dabei wurde, in Anlehnung an Nakajima et al. (2006), der den gleichen Satz an Beobachtungen analysiert hat, der Parameter  $\Gamma_2$  des NPEX-Modell auf einen Wert von 2 festgefroren, um so eine Wien-Peak ähnliches Profil mit dem positiven Anteil des Potenzgesetzes zu beschreiben. Doch dieses Vorgehen hat sich bei den hier extrahierten Daten nicht als vorteilhaft erwiesen, denn die Spektren aller in Tabelle 9.2 aufgeführten Beobachtungen, konnten nicht so beschreiben werden, dass eine gute  $\chi^2$ -Statistik erzielt werden konnte. Deshalb wurde auch der Index des positiven Potenzgesetzes offen gelassen. Dies führte zu einer signifikanten Verbesserung der Fits, was sich in den kleineren Werten für  $\chi^2_{\text{red}}$  widerspiegelte (im Durchschnitt um 0,2 bis 0,4 besser). Je nach Länge der Beobachtung mussten zwei, drei oder vier Zyklotronlinien ergänzt werden. Als Modell für die Linien wurde, ebenfalls wie bei Nakajima et al. (2006), CYCLABS verwendet. Das komplexe Profil der Fundamentallinie, das schon von Heindl et al. (2000) aufgezeigt wurde, konnte aber mit einem einfachen CYCLABS-Modell nicht wiedergegeben werden. Deshalb musste die Linie durch zwei Linienmodellen gleichzeitig beschrieben werden. Es zeigte sich auch, dass eine unterschiedliche Anzahl an harmonischen Zyklotronlinien die Position der Fundamentallinien nicht beeinflusste. Die Ergebnisse der Linienparameter sind in Tabelle 9.3 aufgelistet. In den Beobachtungen bis 2. April wurde die Linieposition im Bereich bei 11 keV als Position der Fundamentallinie herangezogen, da diese Energie fast genau der Hälfte der ersten Harmonischen bei etwa 22 keV entspricht. Das zweite Modell, mit der diese Linie zusätzlich gefittet wurde, führte aber zu einer Verbreiterung der Fundamentallinie im Bereich von 13 bis 15 keV. Bei den Beobachtungen nach dem 2. April wird die Form der Linie überwiegend durch die breitere und tiefer der beiden Lorentzfunktionen bestimmt, weshalb die Position dieser als Energie für die Fundamentallinie verwendet wurde.



**Abb. 9.3:** Linienposition aufgetragen gegen Leuchtkraft für die Daten von 1999 (Dreiecke) und 2004 (Rauten). Es zeigt sich eine eindeutige Verschiebung der Linie zu höheren Energien mit abnehmender Leuchtkraft.

Plottet man die Position der Fundamentallinie gegen die Leuchtkraft, zeigt sich bei den Beobachtungen der beiden Ausbrüche ein ähnliches Verhalten (siehe Abbildung 9.3). Nakajima et al. (2006) und Tsygankov et al. (2006) geben eine mögliche Erklärung für diese negative Korrelation zwischen Linienposition und Leuchtkraft: Es ist bekannt, dass durch die kritische Leuchtkraft  $L_c$ , gegeben durch die lokale Eddingtonleuchtkraft  $L_E \approx 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ , der Akkretionsvorgang in zwei unterschiedliche Prozedere eingeteilt werden kann (Tsygankov et al., 2006; Staubert et al., 2007). Oberhalb dieser Grenze, im Super-Eddington-Regime ist die Geometrie der Akkretionssäule durch Strahlungsprozess dominiert, was sich vor allem in der Bildung eines Schocks innerhalb der Säule zeigt (siehe hierzu auch Kapitel 5.1). Im Sub-Eddington-Regime nimmt die Bedeutung des Strahlungsdrucks ab und dynamische Prozesse werden wichtiger (siehe Kapitel 9.2). Auf Grund des hohen Strahlungsdrucks im Bereich oberhalb  $L_c$ , in dem auch 4U 0115+63 anzusiedeln ist, ( $L \approx 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$  und dies nur im Energieband von 18-50 keV) gibt es einen direkten Zusammenhang zwischen der Höhe des Linienentstehungsgebiets und der Leuchtkraft. Nimmt die Akkretionsrate  $\dot{M}$  des Neutronensterns und damit auch die Leuchtkraft ab, hat dies zur Folge, dass die Region, in der die Zyklotronlinien entstehen, auf Grund des geringer werdenden Strahlungsdrucks nach unten wandern. Damit wird aber auch die Magnetfeldstärke in diesem Gebiet stärker, was zu einer Verschiebung der Linien zu höheren Energien führt (siehe Abbildung 9.3).

Um auch die vierte harmonische Zyklotronlinie, die von Heindl et al. (2000) bereits aufgezeigt wurde, reproduzieren zu können, wurden alle verfügbaren Beobachtungen zwischen 11. und 31. März zu einem phasengemittelten Spektrum mit einer gesamten Beobachtungszeit von 68,3 ks aufaddiert. Für die Modellierung des Spektrums wurde wie zuvor das NPEX-Modell in Verbindung mit dem Linienmodell CYCLABS verwendet. Um ein gutes Ergebnis zu erzielen, mussten zum einen die Fundamentallinie mit zwei Funktionen simultan gefittet werden und zum anderen waren weitere vier Linienmodelle nötig um alle erkennbaren harmonischen Zyklotronlinien beschreiben zu können (siehe Abbildung 9.4). Die Ergebnisse für die Linienpositionen waren dabei:  $E_{c1} = 11,64_{+0.02}^{-0.02}$ ,  $E_{c2} = 22,70_{+0.18}^{-0.11}$ ,  $E_{c3} = 34,05_{+0.28}^{-0.30}$ ,  $E_{c4} = 45,76_{+0.65}^{-1.34}$  und  $E_{c5} = 66,48_{+2.33}^{-2.25}$ . Das Verhältnis der einzelnen Linien zur Fundamentallinie ist somit  $1 : 1,95 : 2,93 : 3,93 : 5,71$ . Es zeigt sich also, dass die Abstände der ersten vier Linien äquidistant sind und die Größe des Abstandes zwischen den Linien fast genau der gefundenen Zyklotronenergie von 11,64 keV entspricht. Aus der 12-B-12-Regel ergibt sich mit dieser Energie und einer Gravitationsrotverschiebung von  $z = 0,3$  eine Magnetfeldstärke von  $1,304_{+0.002}^{-0.002} \cdot 10^{12}$  G.



**Abb. 9.4:** Oben: Phasengemitteltetes Spektrum von 4U 0115+63 und das resultierende Modell aus dem besten Fit. Residuen von Oben nach Unten: Die ersten Residuen sind das Ergebnis des NPEX-Modells ohne zusätzliche Funktion für eine Linie. Dann wurde die deutlich erkennbare Fundamentallinie modelliert (2-te Residuen) und im Anschluss die erste Harmonische (3-te Residuen). Nachdem die Residuen bei etwa 10 keV immer noch ein Absorptionsfeature aufzeigten, wurde ein zweites Modell für die Fundamentallinie ergänzt (4-te Residuen). Nun wurden nacheinander noch die zweite, dritte und vierte harmonische Zyklotronlinie modelliert (Residuen 5-7). Dabei wurde ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1.43 erreicht.

**Tabelle 9.2:** Beobachtungen der beiden Ausbrüche von 1999 und 2004, die für die Analyse der leuchtkraftabhängigen Linienposition verwendet wurden.

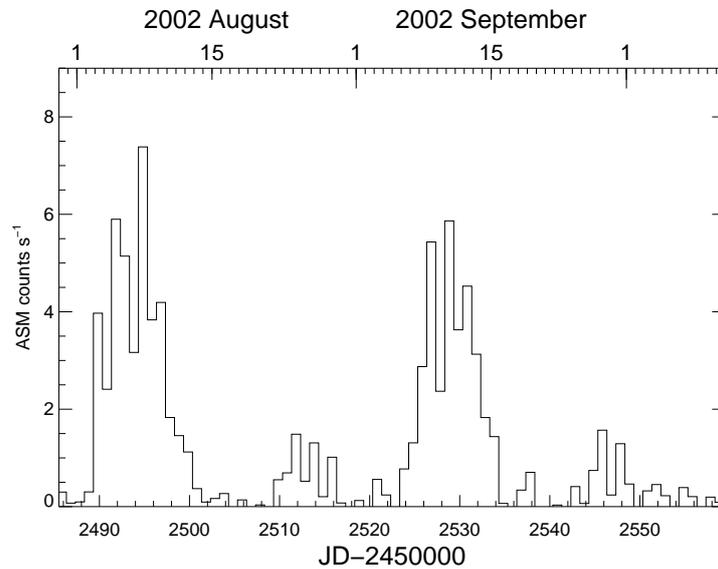
Datum	ObsID	Beobachtungszeit [s]		$L_{18-50\text{ keV}} [10^{36} \text{ erg s}^{-1}]$
		PCA	HEXTE	
11. März 99	40070-01-02-00	7552	5147	27,61
12. März 99	40070-01-03-00	25504	15401	27,23
19. März 99	40051-05-01-00	4256	2471	24,93
21. März 99	40051-05-02-00	4896	3236	24,53
23. März 99	40051-05-03-00	4704	3042	22,69
25. März 99	40051-05-04-00	5840	3878	17,70
27. März 99	40051-05-05-00	4944	3243	16,21
28. März 99	40070-01-04-00	14832	10030	14,97
29. März 99	40070-01-05-00	13600	8800	13,44
31. März 99	40051-05-07-00	5248	3420	11,00
02. April 99	40051-05-08-00	4832	2969	8,46
04. April 99	40051-05-09-00	4688	2927	6,95
06. April 99	40051-05-10-00	4960	3091	5,61
08. April 99	40051-05-11-00	5258	3346	4,38
10. April 99	40051-05-12-00	4832	3083	3,28
12. April 99	40051-05-13-00	5568	3507	2,15
14. April 99	40051-05-14-00	4688	2969	1,79
21. Sep. 04	90089-01-04-02	3216	2229	23,89
22. Sep. 04	90089-01-04-00	20192	13512	22,68
23. Sep. 04	90089-01-04-03	2960	2023	20,20
24. Sep. 04	90089-01-05-00	3488	2256	19,09
26. Sep. 04	90089-01-05-01	3056	2096	17,57
27. Sep. 04	90089-01-05-02	3712	2275	16,36
28. Sep. 04	90089-01-05-03	3392	2213	14,72
30. Sep. 04	90089-01-05-04	3520	2214	12,11
04. Okt. 04	90014-02-01-00	5792	3771	7,88
09. Okt. 04	90014-02-02-00	2736	1857	3,22

**Tabelle 9.3:** Ergebnisse für die Linienparameter der einzelnen Spektren aus den Beobachtungen des 1999-Ausbruchs. Als Modell wurde NPEX in Verbindung mit dem Linienmodell CYCLABS verwendet. Näheres zur Analyse siehe Text.

Datum	$E_{c1a}$ [keV]	$W_{1a}$ [keV]	$T_{1a}$	$E_{c2}$ [keV]	$W_2$ [keV]	$T_2$	$\chi^2_{\text{red}}$
	$E_{c1b}$ [keV]	$W_{1b}$ [keV]	$T_{1b}$	$E_{c3}$ [keV]	$W_3$ [keV]	$T_3$	
				$E_{c4}$ [keV]	$W_4$ [keV]	$T_4$	
11.März	11, 39 $^{+0.05}_{-0.03}$	2, 15 $^{+0.26}_{-0.26}$	0, 21 $^{+0.07}_{-0.06}$	21, 67 $^{+0.47}_{-0.41}$	5, 65 $^{+1.75}_{-1.45}$	0, 60 $^{+0.11}_{-0.10}$	1,26
	13, 45 $^{+0.81}_{-0.02}$	6, 15 $^{+0.72}_{-0.70}$	0, 54 $^{+0.05}_{-0.06}$	33, 03 $^{+2.00}_{-1.88}$	12, 56 (fest)	0, 61 $^{+0.07}_{-0.09}$	
12.März	11, 29 $^{+0.03}_{-0.03}$	2, 43 $^{+0.15}_{-0.15}$	0, 26 $^{+0.08}_{-0.02}$	21, 90 $^{+0.21}_{-0.20}$	6, 28 $^{+1.00}_{-0.62}$	0, 90 $^{+0.06}_{-0.07}$	1,59
	13, 87 $^{+0.46}_{-0.51}$	5, 56 $^{+0.32}_{-0.35}$	0, 53 $^{+0.06}_{-0.12}$	33, 38 $^{+0.53}_{-0.57}$	4, 84 $^{+2.56}_{-2.14}$	0, 51 $^{+0.13}_{-0.05}$	
19.März	11, 33 $^{+0.06}_{-0.11}$	2, 61 $^{+0.48}_{-0.72}$	0, 37 $^{+0.15}_{-0.17}$	21, 97 $^{+1.35}_{-0.88}$	4, 78 $^{+1.89}_{-3.78}$	0, 57 $^{+0.26}_{-0.34}$	0,99
	13, 74 $^{+4.07}_{-2.29}$	8, 47 $^{+4.48}_{-4.94}$	0, 48 $^{+0.34}_{-0.29}$	34, 20 $^{+1.62}_{-2.00}$	12, 59 (fest)	0, 73 $^{+0.12}_{-0.26}$	
21.März	11, 27 $^{+0.05}_{-0.05}$	2, 48 $^{+0.30}_{-0.26}$	0, 30 $^{+0.08}_{-0.11}$	21, 99 $^{+0.68}_{-0.70}$	5, 56 $^{+1.62}_{-1.18}$	0, 61 $^{+0.20}_{-0.03}$	1,37
	12, 99 $^{+2.16}_{-1.06}$	8, 01 $^{+1.68}_{-1.99}$	0, 52 $^{+0.15}_{-0.08}$	35, 31 $^{+1.44}_{-1.54}$	11, 8 (fest)	0, 72 $^{+0.10}_{-0.10}$	
23.März	10, 93 $^{+0.04}_{-0.04}$	2, 63 $^{+0.52}_{-0.31}$	0, 28 $^{+0.07}_{-0.13}$	22, 24 $^{+0.26}_{-0.36}$	4, 31 $^{+0.97}_{-1.23}$	0, 96 $^{+0.13}_{-0.17}$	1,49
	14, 18 $^{+1.20}_{-0.80}$	5, 63 $^{+0.32}_{-0.64}$	0, 57 $^{+0.07}_{-0.12}$	33, 67 $^{+0.76}_{-1.52}$	9, 77 $^{+3.38}_{-2.68}$	1, 43 $^{+0.08}_{-0.15}$	
25.März	11, 12 $^{+0.06}_{-0.07}$	2, 06 $^{+0.68}_{-0.29}$	0, 19 $^{+0.13}_{-0.11}$	22, 78 $^{+0.28}_{-0.18}$	4, 43 $^{+0.97}_{-0.98}$	0, 76 $^{+0.04}_{-0.06}$	1,06
	13, 75 $^{+0.74}_{-0.49}$	6, 07 $^{+0.57}_{-0.81}$	0, 49 $^{+0.05}_{-0.06}$	35, 07 $^{+0.37}_{-0.72}$	3, 39 $^{+1.82}_{-2.06}$	0, 83 $^{+0.83}_{-0.13}$	
27.März	10, 96 $^{+0.17}_{-0.09}$	2, 40 $^{+0.53}_{-0.57}$	0, 33 $^{+0.19}_{-0.13}$	21, 13 $^{+0.45}_{-0.51}$	5, 28 $^{+1.28}_{-1.35}$	0, 86 $^{+0.26}_{-0.20}$	1,32
	13, 67 $^{+1.26}_{-1.56}$	5, 60 $^{+2.05}_{-2.65}$	0, 55 $^{+0.23}_{-0.29}$	32, 27 $^{+2.57}_{-2.77}$	14, 91 (fest)	0, 90 $^{+0.15}_{-0.16}$	
28.März	10, 87 $^{+0.05}_{-0.05}$	2, 08 $^{+0.36}_{-0.35}$	0, 24 $^{+0.10}_{-0.07}$	21, 67 $^{+0.34}_{-0.42}$	5, 65 $^{+0.62}_{-0.30}$	0, 21 $^{+0.05}_{-0.06}$	1,01
	12, 95 $^{+0.91}_{-0.73}$	5, 46 $^{+0.61}_{-1.06}$	0, 54 $^{+0.07}_{-0.12}$	33, 40 $^{+0.70}_{-0.68}$	1, 00 (fest)	0, 96 $^{+0.28}_{-0.24}$	
29.März	10, 77 $^{+0.05}_{-0.06}$	1, 87 $^{+0.29}_{-0.39}$	0, 19 $^{+0.13}_{-0.05}$	20, 65 $^{+0.39}_{-0.74}$	8, 36 $^{+1.07}_{-0.68}$	1, 34 $^{+0.07}_{-0.03}$	1,18
	12, 78 $^{+0.48}_{-0.49}$	5, 05 $^{+0.36}_{-0.88}$	0, 56 $^{+0.09}_{-0.28}$	35, 45 $^{+0.67}_{-0.47}$	4, 47 $^{+3.55}_{-3.13}$	0, 77 $^{+0.22}_{-0.14}$	
31.März	10, 91 $^{+0.18}_{-0.19}$	2, 47 $^{+0.32}_{-0.93}$	0, 26 $^{+0.10}_{-0.14}$	20, 31 $^{+0.71}_{-1.57}$	7, 46 $^{+1.78}_{-1.41}$	1, 20 $^{+0.13}_{-0.14}$	0,81
	13, 93 $^{+0.99}_{-1.02}$	4, 20 $^{+0.60}_{-1.69}$	0, 52 $^{+0.18}_{-0.27}$	35, 90 $^{+1.91}_{-2.11}$	9, 91 (fest)	0, 71 $^{+0.18}_{-0.21}$	
02.April	10, 93 $^{+0.10}_{-0.05}$	1, 45 $^{+0.28}_{-0.23}$	0, 12 $^{+0.08}_{-0.04}$	18, 92 $^{+1.18}_{-0.93}$	8, 75 $^{+0.88}_{-1.21}$	1, 26 $^{+0.05}_{-0.07}$	0,81
	13, 60 $^{+0.46}_{-0.57}$	3, 95 $^{+0.48}_{-0.98}$	0, 51 $^{+0.15}_{-0.16}$	35, 82 $^{+1.15}_{-2.01}$	10, 26 (fest)	0, 84 $^{+0.15}_{-0.09}$	
04.April	15, 12 $^{+0.37}_{-0.33}$	14, 42 $^{+1.91}_{-1.31}$	1, 26 $^{+0.07}_{-0.09}$	35, 74 $^{+3.92}_{-2.79}$	13, 13 $^{+4.21}_{-7.17}$	0, 72 $^{+0.26}_{-0.37}$	1,37
	12, 60 $^{+0.13}_{-0.23}$	7, 31 $^{+0.19}_{-0.36}$	0, 68 $^{+0.03}_{-0.03}$				
08.April	13, 59 $^{+0.24}_{-0.53}$	11, 91 $^{+0.86}_{-0.71}$	1, 54 $^{+0.07}_{-0.07}$				1,60
	14, 98 $^{+0.27}_{-0.25}$	0, 41 $^{+0.74}_{-0.10}$	0, 10 $^{+0.05}_{-0.04}$				
10.April	14, 26 $^{+0.88}_{-0.60}$	11, 35 $^{+5.75}_{-1.34}$	1, 40 $^{+0.09}_{-0.39}$				
	14, 82 $^{+0.37}_{-0.19}$	2, 00 $^{+3.91}_{-1.52}$	0, 07 $^{+0.30}_{-0.03}$				
12.April	17, 89 $^{+3.76}_{-2.14}$	10, 58 $^{+1.96}_{-5.07}$	1, 07 $^{+0.68}_{-0.20}$				1,41
	13, 81 $^{+0.72}_{-0.35}$	5, 57 $^{+3.07}_{-1.55}$	0, 47 $^{+0.47}_{-0.02}$				
14.April	15, 32 $^{+2.04}_{-1.27}$	12, 51 $^{+1.16}_{-2.97}$	1, 58 $^{+0.17}_{-0.32}$				0,92
	14, 64 $^{+0.39}_{-0.34}$	0, 30 (fest)	0, 13 $^{+0.07}_{-0.08}$				

**Tabelle 9.4:** Wie Tabelle 9.3, jedoch für die Spektren der Beobachtungen des 2004-Ausbruchs.

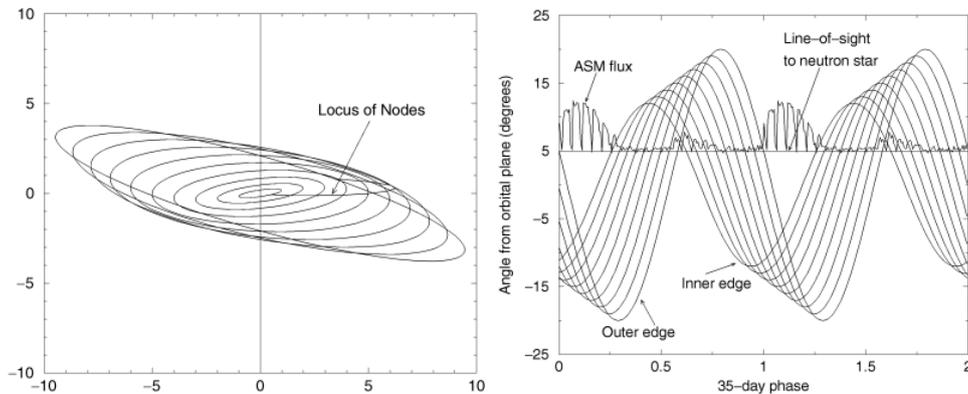
Datum	$E_{c1a}$ [keV]	$W_{1a}$ [keV]	$T_{1a}$	$E_{c2}$ [keV]	$W_2$ [keV]	$T_2$	$\chi^2_{\text{red}}$
	$E_{c1b}$ [keV]	$W_{1b}$ [keV]	$T_{1b}$	$E_{c3}$ [keV]	$W_3$ [keV]	$T_3$	
				$E_{c4}$ [keV]	$W_4$ [keV]	$T_4$	
21. Sep.	$11, 21^{+0.07}_{-0.02}$	$3, 42^{+0.25}_{-0.03}$	$0, 58^{+0.04}_{-0.03}$	$21, 78^{+0.06}_{-0.04}$	$5, 91^{+0.13}_{-0.07}$	$1, 13^{+0.01}_{-0.01}$	1,03
	$15, 89^{+0.25}_{-0.07}$	$3, 26^{+0.18}_{-0.07}$	$0, 24^{+0.06}_{-0.12}$	$33, 55^{+0.36}_{-0.37}$	$3, 93^{+0.62}_{-0.26}$	$0, 77^{+0.04}_{-0.03}$	
22. Sep.	$11, 16^{+0.06}_{-0.05}$	$3, 14^{+0.22}_{-0.23}$	$0, 52^{+0.06}_{-0.11}$	$22, 22^{+0.54}_{-0.62}$	$5, 46^{+1.58}_{-1.32}$	$0, 97^{+0.16}_{-0.26}$	1,18
	$15, 64^{+0.41}_{-0.72}$	$5, 34^{+5.77}_{-1.80}$	$0, 40^{+0.31}_{-0.17}$	$33, 70^{+0.51}_{-0.67}$	$5, 56^{+2.99}_{-2.80}$	$0, 71^{+0.24}_{-0.20}$	
23. Sep.	$11, 11^{+0.07}_{-0.07}$	$2, 64^{+0.27}_{-0.36}$	$0, 42^{+0.08}_{-0.10}$	$22, 31^{+0.89}_{-0.89}$	$5, 58^{+1.43}_{-0.85}$	$0, 87^{+0.18}_{-0.35}$	1,30
	$15, 08^{+1.02}_{-1.66}$	$5, 98^{+3.21}_{-2.13}$	$0, 43^{+0.23}_{-0.17}$	$33, 34^{+0.96}_{-1.06}$	$1, 00^{+3.67}_{-0.00}$	$0, 93^{+0.38}_{-0.49}$	
24. Sep.	$10, 93^{+0.06}_{-0.07}$	$2, 41^{+0.22}_{-0.24}$	$0, 34^{+0.10}_{-0.11}$	$21, 95^{+0.66}_{-0.77}$	$6, 48^{+1.01}_{-1.15}$	$0, 93^{+0.06}_{-0.14}$	1,15
	$13, 52^{+1.22}_{-1.35}$	$5, 94^{+1.66}_{-1.05}$	$0, 42^{+0.06}_{-0.13}$	$34, 09^{+0.60}_{-0.53}$	$1, 00^{+2.73}_{-0.00}$	$1, 30^{+0.37}_{-0.65}$	
26. Sep.	$11, 10^{+0.08}_{-0.09}$	$2, 51^{+0.26}_{-0.32}$	$0, 39^{+0.09}_{-0.04}$	$21, 87^{+0.47}_{-0.58}$	$4, 53^{+1.25}_{-1.19}$	$0, 80^{+0.15}_{-0.13}$	1,54
	$14, 87^{+0.80}_{-1.05}$	$5, 54^{+1.92}_{-1.70}$	$0, 49^{+0.12}_{-0.14}$	$33, 80^{+0.59}_{-0.60}$	$10, 00$ (fest)	$1, 09^{+0.20}_{-0.13}$	
27. Sep.	$11, 12^{+0.03}_{-0.05}$	$2, 85^{+0.30}_{-0.54}$	$0, 41^{+0.12}_{-0.21}$	$21, 99^{+0.23}_{-0.79}$	$6, 78^{+1.12}_{-2.16}$	$1, 06^{+0.09}_{-0.13}$	1,04
	$14, 72^{+0.52}_{-1.72}$	$5, 24^{+0.95}_{-2.43}$	$0, 42^{+0.24}_{-0.17}$	$33, 49^{+0.88}_{-0.62}$	$1, 01^{+4.21}_{-0.01}$	$1, 00^{+0.16}_{-0.49}$	
28. Sep.	$10, 94^{+0.10}_{-0.11}$	$2, 49^{+0.59}_{-0.64}$	$0, 30^{+0.18}_{-0.13}$	$21, 51^{+0.54}_{-0.64}$	$5, 23^{+1.49}_{-1.71}$	$0, 86^{+0.22}_{-0.26}$	1,01
	$13, 55^{+1.44}_{-1.48}$	$6, 27^{+2.47}_{-2.35}$	$0, 61^{+0.24}_{-0.13}$	$33, 95^{+2.02}_{-2.05}$	$10, 00$ (fest)	$0, 67^{+0.11}_{-0.06}$	
30. Sep.	$10, 86^{+0.11}_{-0.11}$	$1, 62^{+0.68}_{-0.62}$	$0, 15^{+0.08}_{-0.05}$	$21, 72^{+0.33}_{-0.23}$	$5, 15^{+1.11}_{-0.99}$	$1, 03^{+0.14}_{-0.10}$	1,04
	$13, 11^{+1.10}_{-0.82}$	$6, 08^{+0.58}_{-1.11}$	$0, 81^{+0.06}_{-0.11}$	$35, 45^{+1.26}_{-1.21}$	$10, 00$ (fest)	$1, 07^{+0.13}_{-0.13}$	
04. Okt.	$14, 55^{+0.21}_{-0.23}$	$1, 92^{+1.23}_{-0.72}$	$0, 11^{+0.11}_{-0.02}$				1,23
	$16, 17^{+1.99}_{-1.36}$	$11, 01^{+0.76}_{-1.13}$	$0, 88^{+0.08}_{-0.05}$				
09. Okt.	$12, 41^{+0.23}_{-0.16}$	$5, 80^{+0.92}_{-0.88}$	$0, 62^{+0.64}_{-0.27}$				0,97
	$17, 86^{+4.42}_{-5.26}$	$12, 35^{+1.28}_{-4.56}$	$1, 40^{+0.12}_{-0.25}$				



**Abb. 9.5:** Ausschnitt der ASM-Lichtkurve von Her X-1. Zu sehen sind zwei 35-Tage Zyklen. Die größeren Peaks werden als Main-Ons und die kleineren als Short-Ons bezeichnet.

## 9.2 Her X-1

Das Low Mass X-Ray Binary System Hercules X-1 war das erste, in dem eine Zyklotronlinie entdeckt wurde (Truemper et al., 1978). Der Neutronenstern akkretiert dabei vom etwa  $2 M_{\odot}$  schweren A7 Stern HZ Her (Middleditch & Nelson, 1976). Die Orbitperiode des Neutronensterns von 1,7 Tagen konnte schon 1972 von Tananbaum et al. (1972) ermittelt werden. Auffallend an dieser Periode ist jedoch eine Abnahme von  $\dot{P}/P = -1,32 \pm 0,18 \cdot 10^{-8} \text{ yr}^{-1}$ , die mit dem Massenverlust von HZ Her erklärt werden kann (Deeter et al., 1991). Neben der Pulsperiode von 1,24 s und der Eklipse alle 1,7 d lässt sich in der Lichtkurven noch eine weitere interessante Periodizität beobachten, nämlich eine charakteristische Intensitätsschwankung in der Lichtkurve, die sich etwa alle 35 Tage wiederholt (Leahy, 2002a; Reynolds et al., 1997). Abbildung 9.5 zeigt eine Ausschnitt der ASM-Lichtkurve, in der dieser Zyklus zu erkennen ist. Erklären lässt sich diese Intensitätsschwankung mit einer gewölbten Akkretionsscheibe, die gegen die Rotationsrichtung des Neutronensterns präzediert. Leahy (2002a) gibt eine gute Beschreibung dieser Art von Akkretionsscheibe (siehe Abbildung 9.6) und eine detaillierte Erklärung für die Entstehung des 35-Tage Zyklus: Da die Akkretionsscheibe gewölbt ist und präzediert, gibt der äußere Rand den Blick auf den Neutronenstern nur etwa alle 35 Tage frei. Die Zeit, in der der Stern nicht bedeckt ist entspricht der Dauer eines Main-On. Der zweite Peak (Short-On), der im 35-Tages Zyklus beobachtet werden kann, entsteht, wenn der innere Rand der Akkretionsscheibe den Blick auf Her X-1 freigibt (siehe Abbildung 9.6).



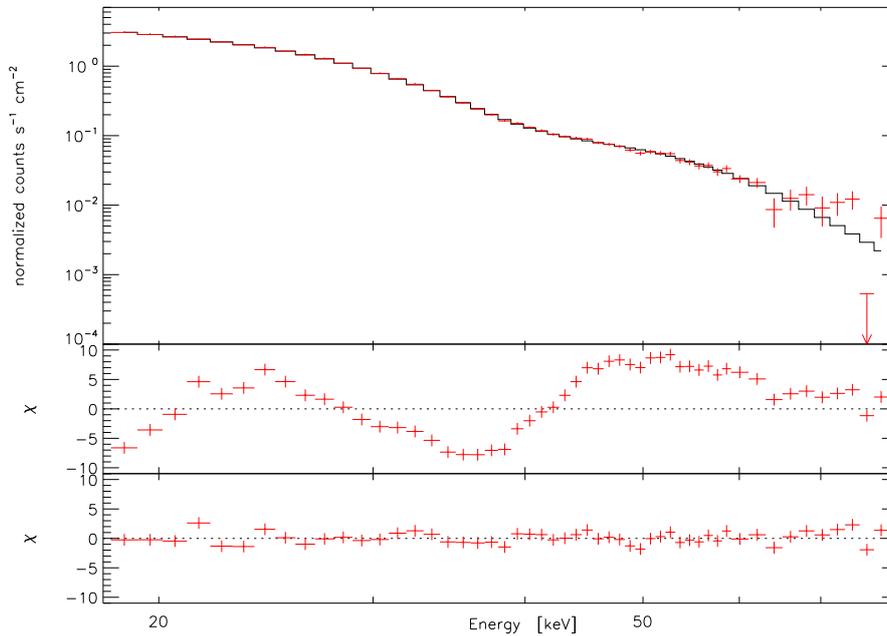
**Abb. 9.6:** Links: Gewölbte Akkretionsscheibe, wie man sie sich bei Her X-1 vorstellen könnte (nach Leahy, 2002a). Rechts: Zeigt die Entstehung des 35-Tage Zyklus bei Her X-1 (nach Leahy, 2002a).

Ziel der Untersuchung des Spektrums von Her X-1 war es, die Position der Zyklotronlinie zu bestimmen. Deshalb wurden, um eine mögliche Beeinflussung durch die Akkretionsscheibe zu vermeiden, nur Daten verwendet, die während eines Main-On aufgenommen wurden. Diese Selektion wurde mit Hilfe der ASM-Lichtkurve durchgeführt. Im Weiteren wurden dann die Spektren aller Beobachtungen eines Main-On aufaddiert (siehe Tabelle 9.5).

Für die Modellierung der Daten wurde eine Potenzgesetz mit exponentiellen Abbruch verwendet (FDCUT (PEGPWRLW)). Doch die Spektren konnten ohne die Hinzunahme einer Zyklotronlinie bei etwa 40 keV nicht gut beschrieben werden (siehe Abbildung 9.7). Der Photonenindex des Potenzgesetzes wurde bei der Datenmodellierung auf einen, für Spektren von Hercules X-1 typischen Wert von 0.9 festgehalten (Gruber et al., 2001; Coburn et al., 2002).

**Tabelle 9.5:** Datum und Beobachtungszeiten der für die Analyse gewählten Main-Ons.

Datum	Beobachtungszeit [ks]
Juli 96	14,3
Okt 96	11,6
Sep 97	38,4
Dez 00	58,2
Mai 01	36,0
Juni 01	34,4
Aug 02	14,0
Nov 02	111,8
Okt 04	1,7
Juli 05	27,0



**Abb. 9.7:** Bestfit der aufaddierten Spektren der Beobachtungen des Main-Ons vom Dezember 2000 (GAUABS \* FDCUT (PEGPWRLW) mit den Residuen ohne (Mitte) und mit Zyklotronlinie (Unten). Für das  $\chi^2_{\text{red}}$  ergaben sich Werte von 30,88 ohne und 1,12 mit Zyklotronlinie.

Tabelle 9.6 gibt einen Überblick über die Linienparameter der besten Fits. Die Zyklotronlinie liegt im Bereich von etwa 38 keV bis 40 keV, was einer Magnetfeldstärke an den Polen von etwa  $4,3 \cdot 10^{12}$  G bis  $4,4 \cdot 10^{12}$  G ( $z=0,3$ ) entspricht.

Ähnlich wie bei 4U 0115+63 (siehe Kapitel 9.1) und V 0332 (siehe Kapitel 9.10), lässt sich auch bei Her X-1 eine Änderung der Linienposition mit abnehmender Leuchtkraft feststellen. Allerdings korrelieren, im Gegensatz zu den beiden anderen Objekten, die beiden Parameter positiv miteinander, was von Staubert et al. (2007) zum ersten Mal erkannt wurde. Bei meinen Daten lässt sich eine ähnliche positive Korrelation zwischen Leuchtkraft und Position der Zyklotronlinie beobachten (siehe Abbildung 9.8). Als Maß für die Leuchtkraft des Neutronensterns wurde, wie bei Staubert et al. (2007), die maximale ASM-Zählrate der Main-Ons verwendet. Auf Grund der Entstehung des Main-On, gibt dieser Wert gerade die Leuchtkraft des Neutronensterns in diesem 35-Tage Zyklus wieder, da man zu diesem Zeitpunkt eine freie Sicht auf den Neutronenstern hat. Die maximale Zählrate wurde dadurch ermittelt, dass die Main-Ons in der ASM-Lichtkurve, nach Entfernen der Eklipsen und Dips, mit einer Gaussfunktion gefittet wurden<sup>1</sup>. In Abbildung 9.8 erkennt man, dass sich der Zusammenhang der Linienposition und der maximalen ASM-Zählrate mit einer Geraden der Steigung  $0,32 \pm 0,21$  keV/ASM – cps beschreiben lässt. Vergleicht man diesen Wert mit dem aus der Arbeit von Staubert ( $0,66 \pm 0,1$  keV/ASM – cps), stellt man fest, dass der Steigungswert aus

<sup>1</sup>Die Werte wurden mir freundlicherweise von D. Klochkov von der Universität Tübingen zur Verfügung gestellt

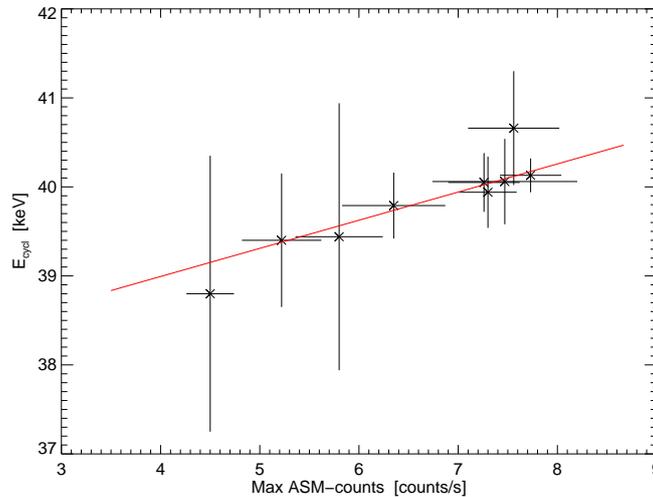
**Tabelle 9.6:** Tabelle zeigt die Linienparameter der verschiedenen Spektren der einzelnen Main-Ons. Bei der Fehlerberechnung wurde  $E_{\text{cut}}$  festgehalten.

Datum	$E_c$ [keV]	$\sigma$ [keV]	$\tau$	$\chi_{\text{red}}^2$	Max. ASM-Rate [counts/s]
Juli 96	$40.89_{+0.62}^{-0.56}$	$8.20_{+0.42}^{-0.38}$	$1.50_{+0.06}^{-0.05}$	1.15	$7.01 \pm 0.26$
Okt 96	$39.44_{+1.53}^{-1.41}$	$6.49_{+1.15}^{-1.14}$	$0.66_{+0.15}^{-0.14}$	0.83	$5.08 \pm 0.44$
Sep 97	$40.66_{+0.67}^{-0.61}$	$8.43_{+0.37}^{-0.34}$	$1.40_{+0.06}^{-0.06}$	0.76	$7.56 \pm 0.46$
Dez 00	$39.79_{+0.19}^{-0.37}$	$6.95_{+0.25}^{-0.24}$	$0.96_{+0.04}^{-0.04}$	1.14	$6.35 \pm 0.52$
Mai 01	$40.05_{+0.50}^{-0.47}$	$8.54_{+0.35}^{-0.32}$	$1.34_{+0.04}^{-0.04}$	0.69	$7.47 \pm 0.73$
Juni 01	$39.94_{+0.40}^{-0.39}$	$8.03_{+0.24}^{-0.23}$	$1.32_{+0.04}^{-0.04}$	0.77	$7.30 \pm 0.29$
Aug 02	$40.05_{+0.33}^{-0.32}$	$7.80_{+0.20}^{-0.20}$	$1.21_{+0.04}^{-0.04}$	1.13	$7.26 \pm 0.36$
Nov 02	$40.12_{+0.18}^{-0.19}$	$8.28_{+0.11}^{-0.12}$	$1.27_{+0.02}^{-0.02}$	1.54	$7.73 \pm 0.31$
Okt 04	$38.80_{+1.67}^{-1.41}$	$8.25_{+1.25}^{-1.02}$	$1.01_{+0.17}^{-0.14}$	0.73	$4.50 \pm 0.24$
Juli 05	$39.40_{+0.76}^{-0.73}$	$8.16_{+0.47}^{-0.44}$	$1.00_{+0.08}^{-0.07}$	0.85	$5.22 \pm 0.40$

den hier erhaltenen Ergebnissen etwas kleiner ist, aber noch im Bereich des Fehlers liegt. Eine Ursache dafür ist unter anderem, dass für die Ermittlung der Linienposition nur HEXTE-Daten benutzt wurden und deswegen der Index des Potenzgesetzes bei der Datenmodellierung festgehalten werden musste. Insgesamt zeigt sich jedoch, dass sich das Ergebnis von Staubert et al. (2007), selbst nur durch die Verwendung der HEXTE-Daten reproduzieren und bestätigen lässt.

Staubert et al. (2007) liefert auch eine mögliche Erklärung für den positiven Zusammenhang zwischen der Position der Zyklotronlinie und der Leuchtkraft. Im Folgendem soll nur eine grobe Zusammenfassung dieses Erklärungsversuchs geben werden. In Kapitel 9.1 hat man gesehen, dass mit steigender Massenakkretionsrate  $\dot{M}$ , also mit steigender Leuchtkraft, die Region, in der Zyklotronlinien entstehen, in der Akkretionsäule auf Grund des ansteigenden Strahlungsdruck nach oben wandern. Mit zunehmender Akkretionsrate  $\dot{M}$  nimmt aber auch der dynamische Druck des einfallenden Plasmas immer weiter zu. Da sich Her X–1 mit seiner Leuchtkraft im Sub-Eddigton Bereich befindet, im Gegensatz zu 4U 0115+63 und V 0332, deren Leuchtkraft größer als die Eddigtonleuchtkraft ist, ist der Strahlungsdruck nicht groß genug, um den Druck der einfallenden Teilchen zu kompensieren. Dies führt dazu, dass mit steigendem dynamischem Druck die Region, in der die Zyklotronlinien entstehen, nach unten gedrückt wird und somit die Magnetfeldstärke in diesem Gebiet zunimmt, was eine Verschiebung der Linienposition zu höheren Energien bedeutet.

Hercules X-1 war eines der beiden Systeme, auf das das Modell CYCLOMC angewandt wurde. Wie zuvor wurden nur die Spektren, die aus den HEXTE-Daten extrahiert wurden, für die Analyse verwendet. Deshalb wurde für die Beschreibung des Kontinuum ebenfalls das PEGP-WRLW verwendet. Tabelle 9.7 zeigt die Ergebnisse der Parameter des CYCLOMC-Modells für das Summenspektrum der Beobachtungen aus dem Zeitraum um Dezember 2000. Das Spek-

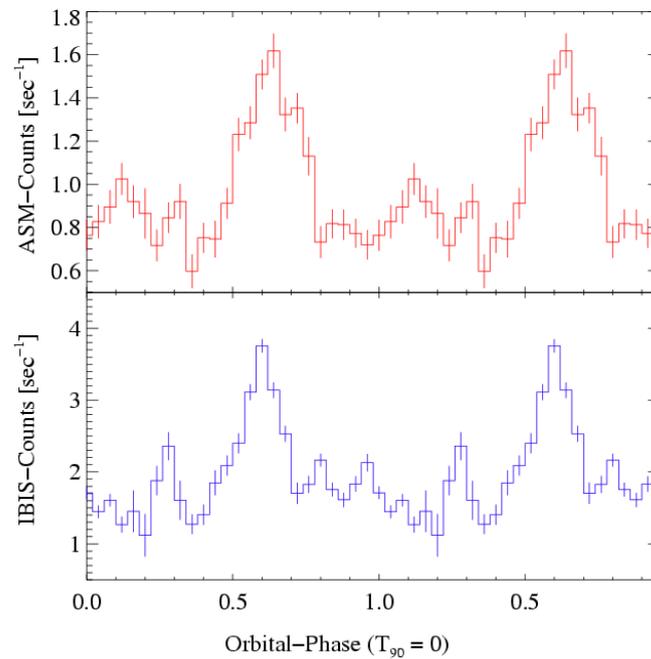


**Abb. 9.8:** Position der Zyklotronlinie aufgetragen gegen die maximale ASM-Zählrate des entsprechenden Main-Ons. Für die lineare Regression der Datenpunkte wurden sowohl die Fehler in der Linienposition als auch die der Zählrate mit einbezogen. Die Steigung der Geraden beträgt  $0,32 \pm 0,21$  keV/ASM – cps.

trum konnte jedoch ohne die Addition eines zweiten Kontinuum-Modells, das, bis auf die Norm, auf die selben Parameter gesetzt wurde, nicht gut genug beschrieben werden (Partial Covering). Für die Stärke des Magnetfeldes wurde mit diesem Modell ein Bereich von  $4,37 \cdot 10^{12}$  G bis  $4,46 \cdot 10^{12}$  G gefunden, der sehr gut mit den empirisch gefundenen Werten übereinstimmt. Jedoch zeigte sich nicht der selbe Zusammenhang zwischen Magnetfeldstärke und Leuchtkraft wie zuvor. Der Parameter  $\mu = \cos \theta$  stieß allerdings sehr häufig an seiner oberen Grenze von 0,9375 an (siehe Tabelle 9.7). Für die Temperatur der Elektronen im Plasma  $kT_e$  ergaben sich Werte zwischen 13 keV und 15 keV, wobei 15 keV wieder die Grenze des Parameters darstellt. Die ermittelte optische Tiefe lag bei allen Fits in etwa bei  $5 \cdot 10^{-4}$ .

**Tabelle 9.7:** Tabelle zeigt die Parameter des CYCLOMC-Modells, mit dem die Zyklotronlinie in den phasengemittelten Spektren der einzelnen Main-Ons modelliert wurde.

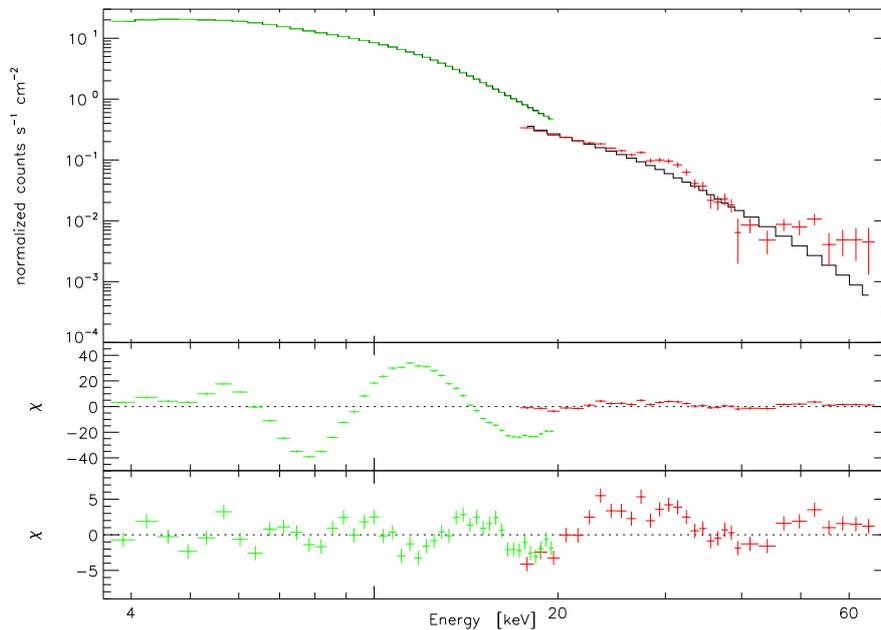
Datum	$B$ [ $10^{12}$ G]	$T_e$ [keV]	$\tau$ [ $10^{-4}$ ]	$\mu$	$\chi_{\text{red}}^2$
Sep 97	$4.46_{+0.13}^{-0.06}$	$15.00_{+0.00}^{-1.92}$	$5.11_{+2.08}^{-0.87}$	$0.94_{+0.00}^{-0.06}$	1.03
Dez 00	$4.46_{+0.08}^{-0.03}$	$13.30_{+0.77}^{-0.65}$	$4.25_{+1.47}^{-1.01}$	$0.93_{+0.01}^{-0.06}$	1.43
Mai 01	$4.37_{+0.13}^{-0.05}$	$14.71_{+0.29}^{-1.86}$	$5.23_{+1.59}^{-0.73}$	$0.94_{+0.00}^{-0.03}$	0.73
Juni 01	$4.38_{+0.08}^{-0.06}$	$14.40_{+0.60}^{-1.32}$	$4.87_{+1.27}^{-0.91}$	$0.94_{+0.00}^{-0.03}$	1.30
Juli 05	$4.37_{+0.15}^{-0.11}$	$13.19_{+1.81}^{-1.81}$	$6.98_{+3.26}^{-2.23}$	$0.93_{+0.01}^{-0.08}$	0.97



**Abb. 9.9:** Oben: ASM-Lichtkurve von 4U 1907+09, die mit der Orbitperiode von 8,3753 Tagen gefaltet wurde.  
Unten: Das Selbe für die IBIS-Lichtkurve (nach Fritz et al., 2006).

### 9.3 4U 1907+09

Der Orbit des Neutronensterns im Röntgendoppelsternsystem 4U 1907+09 ist charakterisiert durch eine Periode von 8,3753 Tagen und einer Exzentrizität von 0,28 (in 't Zand et al., 1998; Fritz et al., 2006). Durch hochaufgelöste optische Spektren konnte sein optischer Begleiter als ein O8-O9 Ia Überriese klassifiziert werden und für die Entfernung konnte eine untere Grenze von etwa 5 kpc angegeben werden (Cox et al., 2005). Makishima et al. (1984) entdeckte eine Pulsperiode des Neutronensterns von 437,5 s. Fritz et al. (2006) konnte jedoch durch Beobachtungen über einen längeren Zeitraum aufzeigen, dass die Pulsperiode langsam aber stetig zugenommen hat und ab 2005, bei einer Periode von etwa 441 ks, wieder begonnen hat, an Rotationsgeschwindigkeit zu zunehmen. Der vorherrschende Akkretionsmechanismus in diesem System ist die Windakkretion, mit einer Massenverlustrate des Überriesen von  $7 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (Fritz et al., 2006; Baykal et al., 2006a). Jedoch wurden, ähnlich wie bei GX 301–2, zwei Peaks pro Phase in der Röntgenlichtkurve entdeckt (siehe Abbildung 9.9) und man ist nicht in der Lage, diese durch Modelle, die nur auf Windakkretion beruhen, wiederzugeben (Roberts et al., 2001). Eine mögliche Erklärung wäre ein nicht isotroper Sternwind, der in der Äquatorialebene des optischen Partners die größte Dichte aufweist (Cox et al., 2005). Somit ist es denkbar, dass der Neutronenstern diese Ebene zwei Mal pro Umlauf durchquert, was zu den beiden beob-



**Abb. 9.10:** Oben: Spektrum mit gefaltetem Modell eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abbruch inklusive einer Eisenemissionslinie. Residuen des Modells ohne (Mitte) und mit Gausfunktion bei 10 keV (Unten).

achteten Anstiegen in der Leuchtkraft führen würde. Eine eindeutige Lösung dieses Problems konnte bis heute jedoch noch nicht gefunden werden, denn die von Fritz et al. (2006) gefundene Änderung in der Pulsperiode könnte auch mit dem Vorhandensein einer Akkretionsscheibe erklärt werden.

Die Extraktion und Analyse der RXTE-Daten von 4U 1907+09 erwies sich als schwierig. Ein erstes Problem trat bei den Hintergrunddaten des HEXTE auf, denn nach der Subtraktion dieser von den Spektren war danach in vielen kein Signal mehr vorhanden. Es stellte sich heraus, dass bei diesen Beobachtungen eines der Hintergrund-Files, oder teilweise sogar beide, die bei der Extraktion erstellt wurden, zu hohe Zählraten aufwiesen. Eine Erklärung dafür wäre, dass sich während der Beobachtungen eine weitere Röntgenquelle im Gesichtsfeld der Plus- oder Minus-Position eines, bzw. beider, HEXTE-Cluster befand. Bei einer ersten Selektion wurden die Spektren der HEXTE-Cluster A und B ausgefiltert, bei denen nach der Subtraktion der Hintergrunddaten kein ausreichendes Signal mehr vorhanden war. Die so verbliebenen Beobachtungen wurden aufaddiert, um das Signal zu Rauschverhältnis bei höheren Energien im Bereich von 50 keV, wo die erste harmonische Zyklotronlinie erwartet wird (Fritz et al., 2006), zu verbessern. Für eine erste Analyse, wurde neben den HEXTE-Daten auch die Spektren des PCA aufaddiert. Dies war nötig, da die Fundamentallinie bei etwa 19 keV liegt (Fritz et al.,

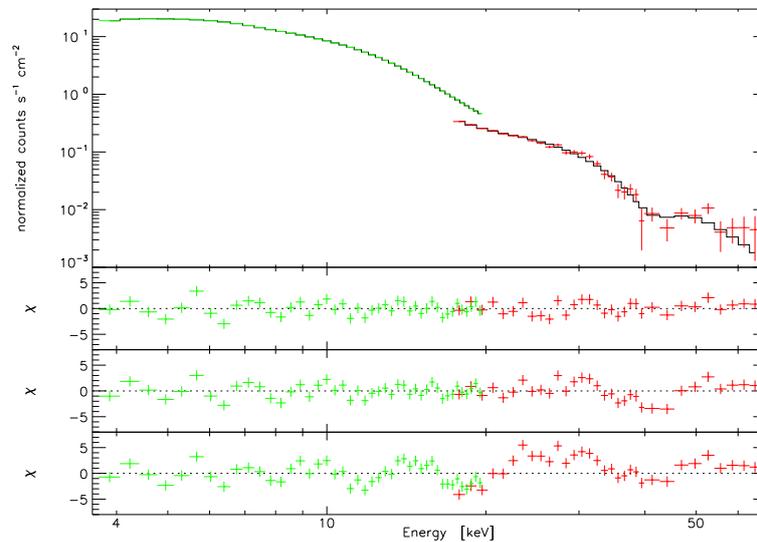
**Tabelle 9.8:** Linienparameter der zwei verwendeten Modelle. Der Parameter  $\tau_2$  wurde bei der Fehlerrechnung festgehalten, da es nicht möglich war einen vernünftigen Fehlerbereich anzugeben.

Parameter	FDCUT	NPEX
	Wert	Wert
$E_{c1}$ [keV]	$19,59_{+0,67}^{-0,60}$	$19,79_{+0,58}^{-0,71}$
$\sigma_1$ [keV]	$1,97_{+0,66}^{-0,60}$	$12,21_{+0,88}^{-1,05}$
$\tau_1$	$0,22_{+0,03}^{-0,03}$	$4,73_{+0,55}^{-0,32}$
$E_{c2}$ [keV]	$40,56_{+1,22}^{-1,10}$	$41,82_{+0,93}^{-0,73}$
$\sigma_2$ [keV]	$2,74_{+0,80}^{-0,68}$	$7,06_{+1,02}^{-1,15}$
$\tau_2$	2,00 (fest)	$3,29_{+0,29}^{-0,25}$
$\chi_{\text{red}}^2$	1,58	1,60

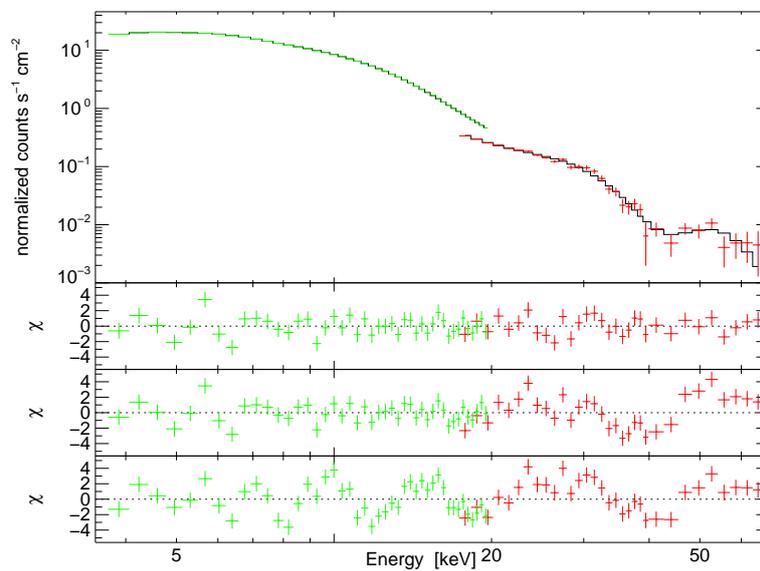
2006) und somit die spektralen Daten des PCA bei der Modellierung berücksichtigt werden mussten. Es stellte sich aber heraus, dass vor allem der Bereich unterhalb 10 keV auf Grund großer Schwankungen in den Residuen nicht gut von den Modellen beschrieben werden konnte. Eine Ursache dafür könnte die große Variabilität der Leuchtkraft in kurzen Zeitintervallen des Neutronensterns sein, die sich in der Lichtkurve als Dips und Flares zeigt. Um dieser Variabilität entgegen zu wirken, wurde durch eine neue Extraktion, mit neu erstellten GTI-Files, nur die Zeiten für die Erstellung der Spektren benutzt, in denen sich der Neutronenstern in einem mittleren Helligkeitsbereich befand. Die Zeitabschnitte der GTIs wurden mit Hilfe der Lichtkurven ermittelt, wobei für die PCA-Lichtkurven ein Bereich zwischen 150 cps und 350 cps, und für die Lichtkurve des HEXTE zwischen 20 cps und 50 cps gewählt wurde. Die, bei dieser Extraktion entstandenen Spektren, wurden wiederum aufaddiert und mit einem Potentgesetz mit exponentiellem Abbruch, einer Eisenemissionslinie bei etwa 6,4 keV und einem Term für die Absorption weicher Photonen modelliert (Modell: PHABS \* FDCUT (POWERLAW + GAUS)). Um die Residuen weiter zu glätten musste dem Modell noch eine zweite Gaussfunktion hinzugefügt werden. Dies war nötig um den auffälligen Peak in den Residuen bei etwa 10 keV beschreiben zu können. Dieses Feature, auch 10 keV-Feature genannt, lässt sich in Spektren vieler akkretierender Neutronensterne mit starken Magnetfeldern beobachten, doch im Spektrum von 4U 1907+09 ist es mit am auffälligsten. Die Ursache für die Entstehung dieses Features ist bis heute nicht geklärt. Da es jedoch nur in Röntgenspektren von magnetisierten Neutronensternen zu beobachten ist, geht man davon aus, dass die Entstehung dieses 10 keV-Features mit den Magnetfeldern in Verbindung steht. Die Position liegt aber bei allen Neutronensternen, bei denen dieses Phänomen beobachtet wurde, immer etwa im Bereich zwischen 8 keV und 13 keV, weshalb eine Beeinflussung durch die Stärke des Magnetfeldes als unwahrscheinlich erachtet wird. Doch selbst mit der Hinzunahme der zweiten Gaussfunktion konnte mit diesem Modell das Spektrum

nicht gut beschreiben werden (siehe Abbildung 9.11). Erst durch die Multiplikation mit zwei Zyklotronlinien erreicht man ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,58, im Vergleich zu keiner Linie von 5,5. Da es nicht möglich ist, ein besseres Ergebnis für den Fit zu erhalten, liegt vor allem immer noch an den Residuen unterhalb 10 keV. Vergleicht man diese  $\chi_{\text{red}}^2$  mit dem des besten Fits der ersten Datenextraktion, also ohne zusätzliche Wahl eines Helligkeitsbereichs von  $\chi_{\text{red}}^2 = 2,3$ , zeigt sich aber trotzdem eine eindeutige Verbesserung.

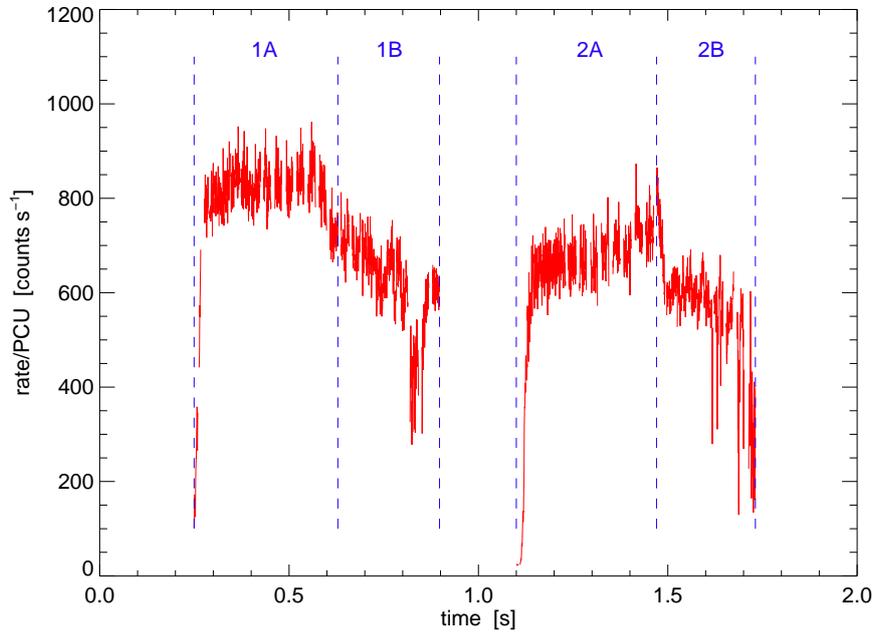
Da die Kontinuumsparameter des FDCUT-Modells teilweise physikalisch unbefriedigende Werte annahmen (zum Beispiel:  $E_{\text{cut}} = 0,0004 \text{ keV}$ ) und um eventuell doch noch bessere Fit-Resultate zu erzielen, wurde zusätzlich versucht, die Spektren mit dem NPEX-Modell zu analysieren. Dieses konnte die Daten jedoch auch nicht besser als das zuvor verwendete FDCUT-Modell beschreiben, denn es wurde nur ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,64 erreicht, was wiederum an dem Energiebereich unterhalb 10 keV gelegen hat (siehe Abbildung 9.12). Obwohl die dabei ermittelten NPEX-Parametern  $\alpha_1 = 0,1$ ,  $\alpha_2 = -4,5$ ,  $kT = 3,0 \text{ keV}$  und  $N_{\text{H}} = 5,7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  nicht ganz den erwarteten Werte entsprechen (Fritz et al., 2006), liegen diese doch in einem annehmbaren Bereich. Vergleicht man die erhaltenen Linienparameter der beiden Modelle zeigt sich bei den Linienpositionen kaum eine Veränderung, da die Linien bei beiden Modellen bei etwa 20 keV und 41 keV liegen. Der größte Unterschied zeigt sich bei den Linienbreiten und -tiefen. Hat die Fundamentallinie im FDCUT-Modell nur eine Breite von  $\sim 2 \text{ keV}$ , ist sie im NPEX-Modell 12 keV breit. Auch der Parameter für die Linientiefe ist im NPEX-Modell mit einem Wert von 4,7 keV um einiges größer als der im anderen verwendeten Modell von 0,2 keV.



**Abb. 9.11:** Phasengemitteltetes Spektrum, das mit dem Modell FDCUT analysiert wurde. Die Residuen unten sind das Ergebnis einer Modellierung ohne Linienmodell ( $\chi_{\text{red}}^2 = 5,47$ ). Darin sind die beiden Zyklotronlinien bei etwa 20 keV und 40 keV zu erkennen. Bei den Residuen in der Mitte, wurde eine Funktion für die Fundamentallinie ergänzt ( $\chi_{\text{red}}^2 = 2,61$ ). Die Residuen oben resultieren aus einem Modell mit zwei Linien ( $\chi_{\text{red}}^2 = 1,58$ ).



**Abb. 9.12:** Wie Abbildung 9.11, jedoch wurde das NPEX-Modell verwendet. Die  $\chi_{\text{red}}^2$ -Werte von unten nach oben sind 4,58, 3,05 und 1,60.



**Abb. 9.13:** Normierte PCA-Lichtkurve der Beobachtungen vom März 1997. Auf Grund der auffälligen Intensitätsänderung wurden die beiden kompletten Orbits für die spektralen Untersuchungen jeweils in zwei Bereiche A und B unterteilt.

## 9.4 Cen X-3

Centaurus X-3 zählt zur Klasse der High Mass X-Ray Binaries. Schreier et al. (1972) haben mit UHURU eine Pulsperiode von ungefähr 4,8 s und eine Orbitperiode von etwa 2,1 d gemessen. Ähnlich wie bei Her X-1 zeigt sich aber auch hier eine Abnahme dieser Periode mit  $\dot{P}/P = -1,738 \pm 0,004 \cdot 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$  (Nagase et al., 1992). Der optische Begleiter, V779 Cen, wurde als ein O6-7 II-III klassifiziert und besitzt in etwa eine Masse von  $20,5 M_{\odot}$ . Dabei konnte die Neutronensternmasse auf etwa  $1,2 \pm 0,21 M_{\odot}$  abgeschätzt werden (Ash et al., 1999). Die Exzentrizität des Orbits ist kleiner als 0,0016 (Bildsten et al., 1997) und der Abstand des Systems beträgt in etwa 8 kpc (Krzeminski, 1974). Als Akkretionsmechanismus des Systems Cen X-3 gilt die Windakkretion in Verbindung mit der Bildung einer Akkretionsscheibe (Suchy et al., 2007).

Für die Erstellung der Spektren wurde ein Satz von Beobachtungen aus dem Zeitraum vom 28. Februar 1997 bis 3. März 1997 gewählt, da mit diesen Beobachtungen zwei komplette Orbits erfasst werden, ausgenommen die Phase, in der sich der Neutronenstern in einer Eklipse befand. In Anlehnung an die Arbeit von Suchy et al. (2007) wurden die Beobachtung eines Orbits in zwei Gruppen A und B eingeteilt, entsprechend der auffallenden Intensitätsänderung in den

**Tabelle 9.9:** Zuordnung der ObsIDs den entsprechenden Bereichen der Orbits aus Abbildung 9.13.

Orbit	ObsID	Beobachtungszeit [ks]
1A	20104-01-01-000	36,0
	20104-01-01-001	
	20104-01-01-002	
1B	20104-01-01-003	25,6
	20104-01-01-004	
2A	20104-01-01-010	35,9
	20104-01-01-011	
	20104-01-01-012	
2B	20104-01-01-013	27,7
	20104-01-01-014	

Lichtkurven des PCA (siehe Abbildung 9.13 und Tabelle 9.9). Die HEXTE-Spektren aus den Beobachtungen einer Gruppe wurden zu einem phasengemittelten Spektrum aufaddiert. Für die Modellierung der vier so entstandenen Spektren wurde das Modell PEGPWRLW in Verbindung mit einem Fermi-Dirac-Cutoff verwendet. In den Residuen dieser Fits war die Zyklotronlinie klar zu erkennen, deshalb wurde das Modell um eine Zyklotronlinie erweitert (siehe Abbildungen 9.14 und 9.15). Hierfür wurde dieses mit dem Linienmodell GAUABS multipliziert. Der Index des Potenzgesetzes wurde dabei auf einen Wert von 0,9 festgesetzt (Suchy et al., 2007). Es war nötig, den Parameter  $E_{\text{cut}}$  offen zulassen, um bessere Ergebnisse für die einzelnen Fits erzielen zu können. Die so erhaltenen Linienparameter sind in Tabelle 9.10 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass die Linienparametern in allen vier Orbitabschnitten in etwa im gleichen Bereich liegen. Lediglich die Parameter für Breite und Tiefe der Linie im phasengemittelten Spektrum aus Teilorbit 1B ( $\sigma = 6,7 \text{ keV}$  und  $\tau = 0,7$ ) besitzen im Vergleich zu den Parametern der übrigen Spektren (im Mittel:  $\sigma = 8,0 \text{ keV}$  und  $\tau = 1,0$ ) etwas niedrigere Werte. Auch im Vergleich zu den Werten von Suchy et al. (2007) zeigt sich, vor Allem bei den Linienpositionen von  $E_c^{1A} = 30,0 \text{ keV}$ ,  $E_c^{1B} = 31,1 \text{ keV}$ ,  $E_c^{2A} = 31,0 \text{ keV}$  und  $E_c^{2B} = 29,8 \text{ keV}$ , eine sehr gute Übereinstimmung. Mit Hilfe der ermittelte Zyklotronenergie im Bereich von 30-31 keV ergibt sich somit für die Magnetfeldstärke ein Wert von ungefähr  $3,4 \cdot 10^{12}$  Gauss ( $z=0,3$ ).

Zusätzlich wurden auch Spektren aus einer Reihe kürzerer Beobachtungen vom Februar 2000 erstellt und aufaddiert. Das Summenspektrum wurde mit dem gleichen Modell wie zuvor analysiert. Auf Grund der geringeren Beobachtungszeit von nur 19,1 ks war die Linie im Spektrum nicht so deutlich zu erkennen wie bei den 97-er Datensatz. Für die Linienposition erhielt man einen etwas geringeren Wert von 27,5 keV, der auch nicht im Fehlerbereich der vorherigen Ergebnisse liegt. Auch die übrigen Parameter,  $\sigma = 10,6 \text{ keV}$  und  $\tau = 2,2$ , liegen nicht im Bereich der zuvor ermittelten Werte. Denn für die Linienbreite ergab sich ein Wert von 10,6 keV und die Tiefe konnte auf einen Wert von 2,2 festgelegt werden. Damit ist die Linie in dem Spektrum der 2000-er Daten fast doppelt so tief, wie in dem Datensatz vom März 1997.

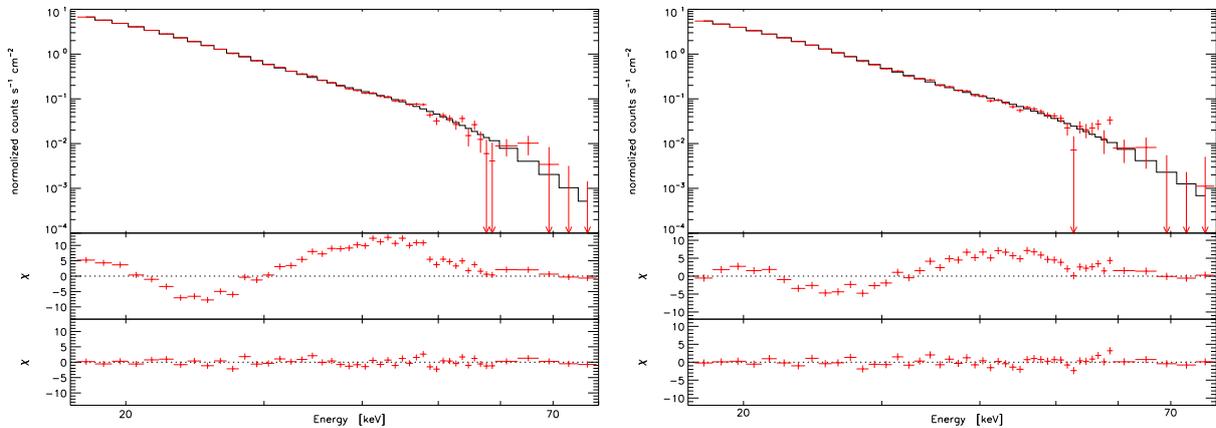
**Tabelle 9.10:** Linienparameter der besten Fits der phasengemittelten Spektren der Beobachtungen vom März 1997 und Februar 2000. Die Beobachtungen von 1997 wurden für die Analysen in vier Teilorbits 1A-2B eingeteilt (siehe Text). Bei den 2000-er Werten musste  $E_{\text{cut}}$  für die Fehlerrechnung festgehalten werden.

Parameter	März 1997				Feb. 2000
	1A Wert	1B Wert	2A Wert	2B Wert	Wert
$E_c$ [keV]	$30.01_{+0.15}^{-0.14}$	$31.11_{+0.69}^{-0.59}$	$30.96_{+0.26}^{-0.22}$	$29.76_{+0.33}^{-0.36}$	$27.45_{+0.52}^{-0.57}$
$\sigma$ [keV]	$8.04_{+0.26}^{-0.41}$	$6.66_{+0.72}^{-0.59}$	$8.48_{+0.69}^{-0.52}$	$7.31_{+0.57}^{-0.46}$	$10.64_{+0.47}^{-0.61}$
$\tau$	$1.04_{+0.07}^{-0.06}$	$0.66_{+0.07}^{-0.06}$	$1.08_{+0.11}^{-0.09}$	$0.97_{+0.08}^{-0.06}$	$2.24_{+0.30}^{-0.35}$
$E_{\text{cut}}$ [keV]	$18.45_{+0.83}^{-0.94}$	$7.65_{+5.72}^{-0.98}$	$19.54_{+1.05}^{-0.53}$	$17.77_{+1.39}^{-1.16}$	25.00 (fest)
$E_f$ [keV]	$6.27_{+0.15}^{-0.29}$	$7.29_{+0.14}^{-0.06}$	$6.28_{+0.25}^{-1.05}$	$6.50_{+0.12}^{-0.19}$	$4.29_{+0.15}^{-0.18}$
$\chi_{\text{red}}^2$	1.37	1.29	0.71	1.10	1.02

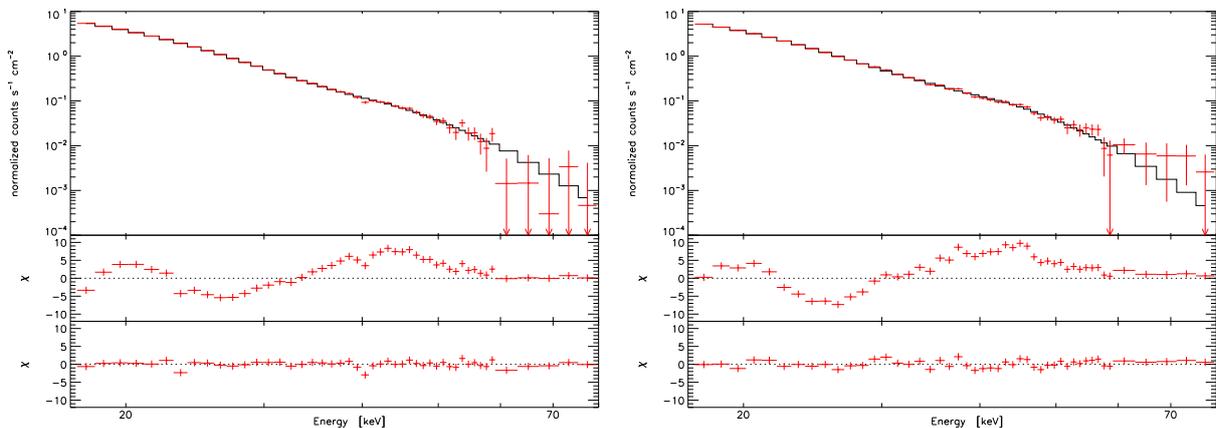
Cen X-3 war das zweite System, dessen Zyklotronlinie mit dem Modell CYCLOMC (siehe Kapitel 6) analysiert wurde. Wie bei Hercules X-1 und GX 301–2 wurde aber auch nur die Slab 1-0 Geometrie für das Linienentstehungsgebiet angenommen. Die Spektren, die modelliert wurden, entsprechen den gleichen wie oben, lediglich das der Beobachtungen vom Februar 2002 wurden auf Grund des geringeren Signals aus der Analyse heraus herausgenommen. Mit diesem Modell erhielt man für die Magnetfeldstärke, bei der Annahme einer Rotverschiebung  $z$  von 0,3, Werte im Bereich zwischen  $3,41 \cdot 10^{12}$  G und  $3,56 \cdot 10^{12}$  G, was sich sehr gut mit dem Ergebnis aus der Linienposition deckt. Die Temperatur des Plasmas in der Akkretionssäule ergab im ersten Orbit im Mittel einen Wert von  $kT_e = 6,8$  keV. Im ersten Abschnitt des zweiten Orbits war die Temperatur mit  $kT_e = 12,4$  keV fast doppelt so groß. Im zweiten Teil sank die Temperatur auf einen, mit zuvor vergleichbaren Wert, von  $kT_e = 7,3$  keV (siehe auch Tabelle 9.11). In den Abbildungen 9.16 und 9.17 sind die erhaltenen Spektren der einzelnen Fits dargestellt.

**Tabelle 9.11:** Tabelle zeigt die Parameter des CYCLOMC-Modells, die sich bei der Analyse der zwei Orbits ergeben haben.

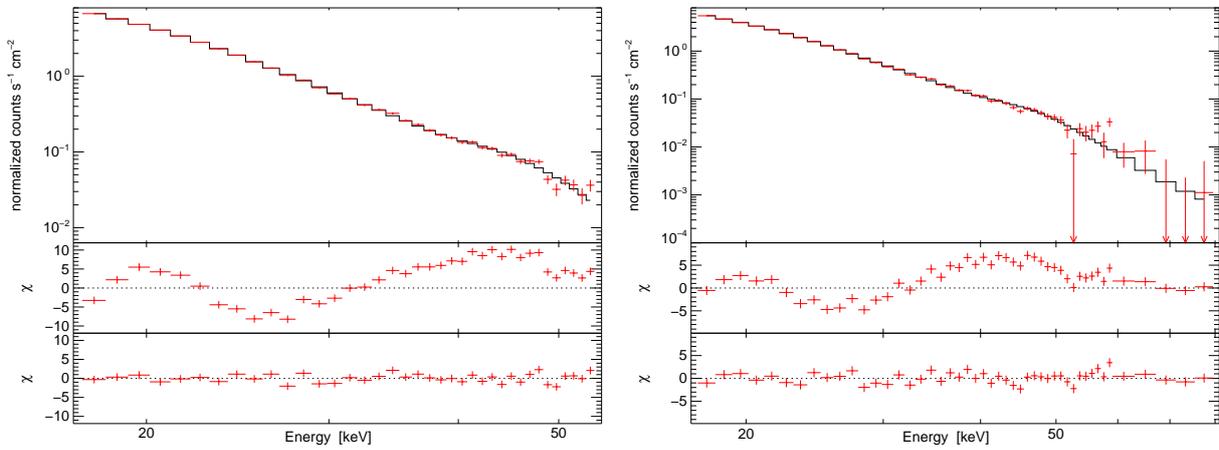
Orbit	$B$ [ $10^{12}$ G]	$T_e$ [keV]	$\tau$ [ $10^{-4}$ ]	$\mu$	$\chi_{\text{red}}^2$
1A	$3.47_{+0.07}^{-0.03}$	$6.92_{+0.91}^{-0.32}$	$27.87_{+2.07}^{-6.19}$	$0.94_{+0.00}^{-0.06}$	1.61
1B	$3.56_{+0.09}^{-0.03}$	$6.63_{+0.53}^{-0.26}$	$28.86_{+1.14}^{-9.60}$	$0.93_{+0.01}^{-0.06}$	1.70
2A	$3.53_{+0.08}^{-0.05}$	$12.45_{+2.55}^{-1.46}$	$7.17_{+20.22}^{-2.10}$	$0.93_{+0.01}^{-0.07}$	1.10
2B	$3.41_{+0.06}^{-0.04}$	$7.30_{+0.45}^{-0.49}$	$25.52_{+4.48}^{-5.19}$	$0.94_{+0.00}^{-0.06}$	1.26



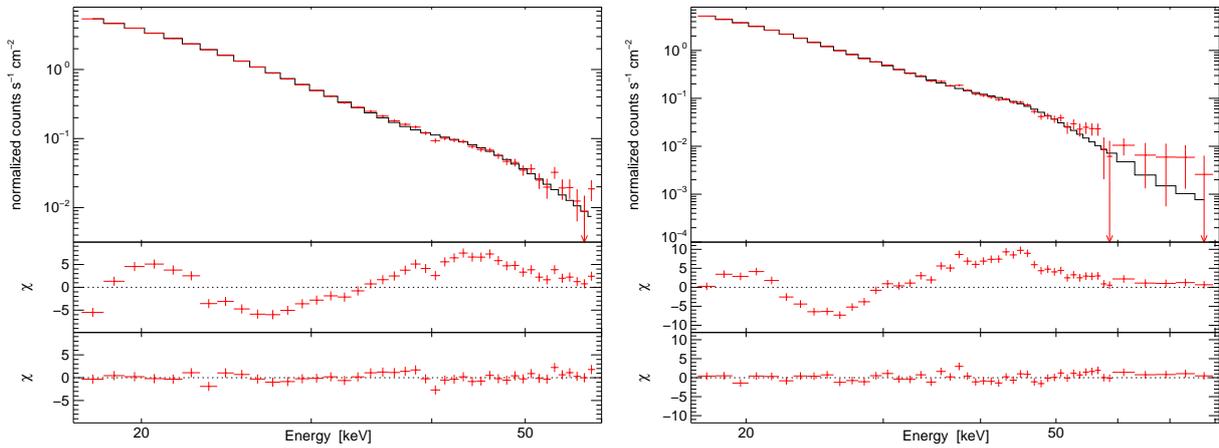
**Abb. 9.14:** Spektren aus den Beobachtung des ersten Orbits. Links: Summe der Spektren aus Bereich A. Rechts: Summe der Spektren aus Bereich B. In den oberen Residuen ist die Zyklotronlinie klar zu erkennen (1A:  $\chi_{\text{red}}^2 = 46,6$ , 1B:  $\chi_{\text{red}}^2 = 16,2$ ). Bei der Modellierung mit einer Linie bei etwa 30 keV konnte für den ersten Teilorbit ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,37 und für den zweiten von 1,29 erreicht werden.



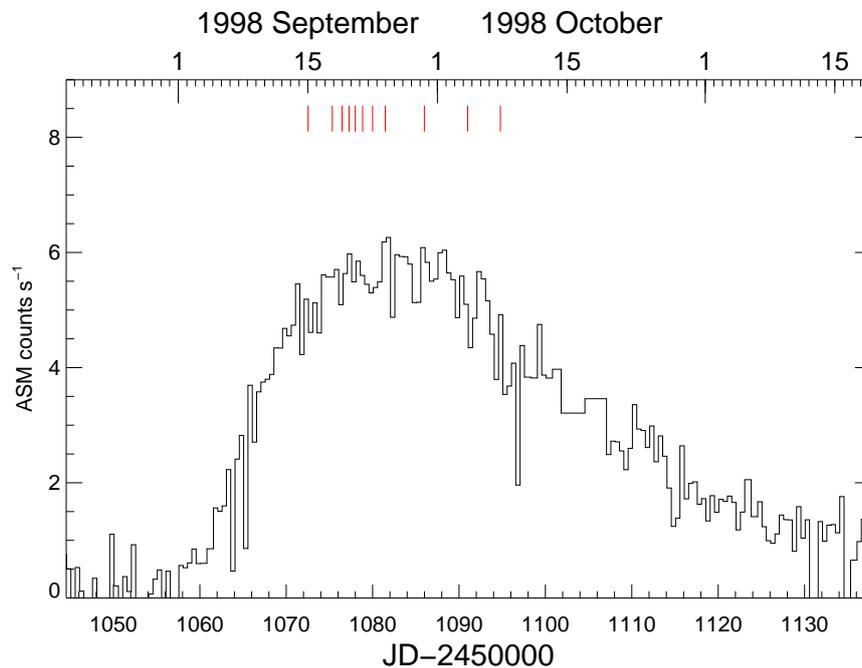
**Abb. 9.15:** Phasengemittelte Spektren aus den Teilorbits 2A (links) und 2B (rechts). Durch die Modellierung mit einer Linie konnte das  $\chi_{\text{red}}^2$  im ersten Teil des Orbits von 18,4 auf 1,10 (links) und im zweiten Teil von 25,4 auf 1,02 (rechts) verbessert werden.



**Abb. 9.16:** Wie Abbildung 9.14, jedoch wurde für die Modellierung der Zyklotronlinie das Modell CYCLOMC verwendet. Dabei konnte im Teilorbit 1A ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,61 erzielt werden und im Abschnitt 1B von nur 1,70.



**Abb. 9.17:** Wie Abbildung 9.15. Als Linienmodell wurde allerdings CYCLOMC verwendet. Für Abschnitt 2A ergab sich dabei ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1.10 und für Teilorbit 2B von 1,26.



**Abb. 9.18:** Ausschnitt der ASM-Lichtkurve von XTE J1946+274. Die durchgeführten RXTE-Beobachtungen sind durch Striche am oberen Rand gekennzeichnet.

## 9.5 XTE J1946+274

Das transiente Röntgendoppelsternsystem XTE J1946+274 wurde durch einen Ausbruch im Jahr 1998 durch den All Sky Monitor an Bord des RXTE entdeckt (Smith & Takeshima, 1998). Zur selben Zeit wurde aber auch mit dem Burst and Transient Source Experiment (BATSE) des CGRO-Satelliten (Compton Gamma Ray Observatory) in der gleichen Region ein Ausbruch eines Neutronensterns, der den Namen GRO J1944+26 erhielt, beobachtet (Wilson et al., 1998). Da aber die Position, die durch Beobachtungen beider Satelliten bestimmt wurde, im Fehlerbereich des jeweiligen anderen lagen (Wilson2003) und weil unabhängig von einander, sowohl aus den Daten des RXTE als auch aus den CGRO-Daten, eine Pulsperiode von  $\sim 15,8$  s ermittelt wurde (Smith & Takeshima, 1998; Wilson et al., 1998), konnte man mit ziemlicher Sicherheit sagen, dass es sich bei XTE J1946+274 und GRO J1944+26 um ein und das selbe Objekt handelt. Der optische Partner dieses Doppelsternsystems wurde von Verrecchia et al. (2002) als ein Be-Stern vom Typ B0-B1 IV-Ve identifiziert und die Entfernung auf 8-10 kpc abgeschätzt. Campana et al. (1999) fand in der ASM-Lichtkurve eine Periodizität zwischen den einzelnen Ausbrüchen von ungefähr 80 Tagen. Damals konnte allerdings nicht genau bestimmt werden, ob es sich dabei um die halbe oder die ganze Orbitperiode handelt. Inzwischen konnte aber für die Dauer eines Umlaufs eine Zeit von etwa 168 Tage ermittelt werden und für die Exzentrizität ergab sich ein Wert von 0,35 (Wilson et al., 2003).

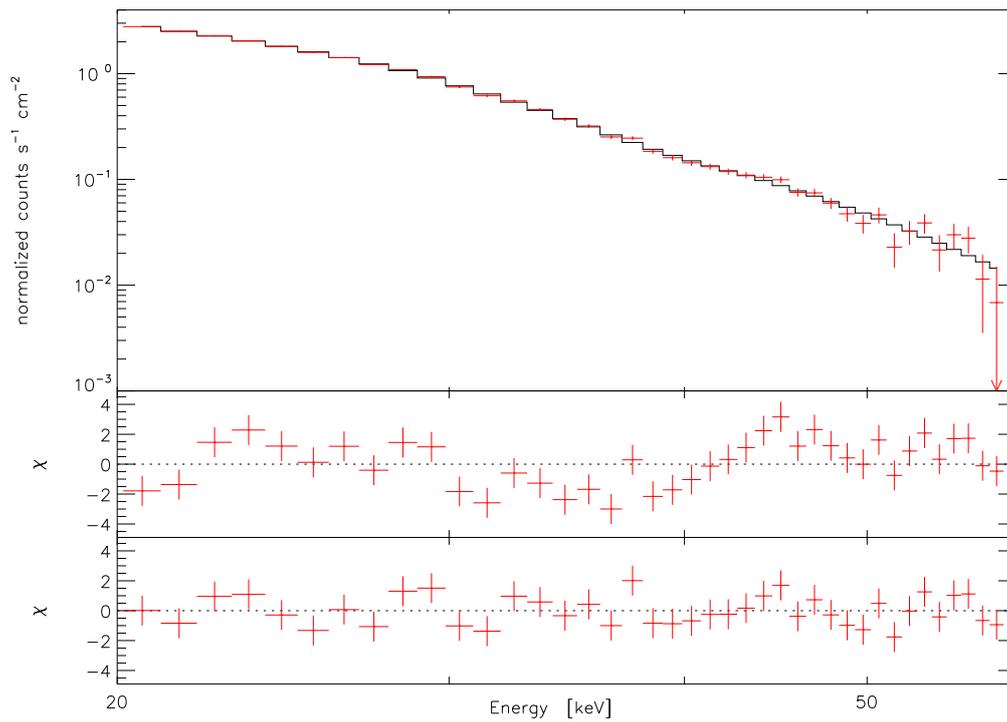
**Tabelle 9.12:** ObsIDs zu den Beobachtungen des Typ I Ausbruchs vom September 1998.

Datum	Beobachtungszeit [ks]	ObsIDs
16 Sep 98	0,84	30137-03-01-00
18 Sep 98	1,64	30137-03-02-00
19 Sep 98	1,85	30137-03-03-00
20 Sep 98	1,99	30137-03-04-00
21 Sep 98	2,11	30137-03-05-00
22 Sep 98	2,42	30137-03-06-00
23 Sep 98	2,07	30137-03-07-00
24 Sep 98	1,09	30137-03-08-00
29 Sep 98	3,72	30429-01-01-00
04 Okt 98	1,81	30429-01-02-00
08 Okt 98	1,79	30429-01-03-00
Summe	22,05	

Für die spektrale Analyse wurden die RXTE-Beobachtungen des Ausbruchs vom September 1998 gewählt (siehe Abbildung 9.18). Dabei wurden eine maximale Leuchtkraft von 110 mCrab im Energieband von 2-60 keV erreicht (Takeshima & Chakrabarty, 1998). Heindl et al. (2001) hat im gleichen Datensatz bereits eine Zyklotronlinie bei etwa 36 keV finden können. Deshalb wurde für die hier durchgeführten Analysen nur die Spektren aus den HEXTE-Daten extrahiert. Für die Modellierung der Spektren wurde wieder die Kombination aus FDCUT mit PEGPWRLW gewählt. Dabei zeigte sich, dass ohne eine Modell für eine Zyklotronlinie bei 36 keV die Daten nicht beschrieben werden konnten. Um die Linie zu modellieren, wurde eine absorbierende Gaussfunktion an das Kontinuum-Modell multipliziert. Für die Linienposition ergab sich, in guter Übereinstimmung mit Heindl et al. (2001), ein Wert von 36,5 keV. Dies würde einer Magnetfeldstärke von  $4,1 \cdot 10^{12}$  G ( $z=0,3$ ) entsprechen. Weiterhin ergab sich für die Linientiefe ein Wert von 0,27 und für die Breite 4,4 keV. Für die Ermittlung dieser Parameterwerte wurde der Index des Potenzgesetzes nicht festgefroren, denn in einem vorherigen Analysedurchgang, bei dem der Photonenindex auf den von Coburn et al. (2002) ermittelten Wert von 1,14 festgehalten wurde, zeigte sich, dass die Werte der Linienparameter fast identisch mit denen bei einem offenen Index waren. Der hier erhaltene Wert von 1,00 liegt auch immer noch im Bereich des Photonenindex von Coburn et al. (2002).

**Tabelle 9.13:** Linienparameter des besten Fits des phasengemittelten Spektrums des Ausbruchs vom September 1998 mit offenem und festgehaltenem Photonenindex (siehe Text).

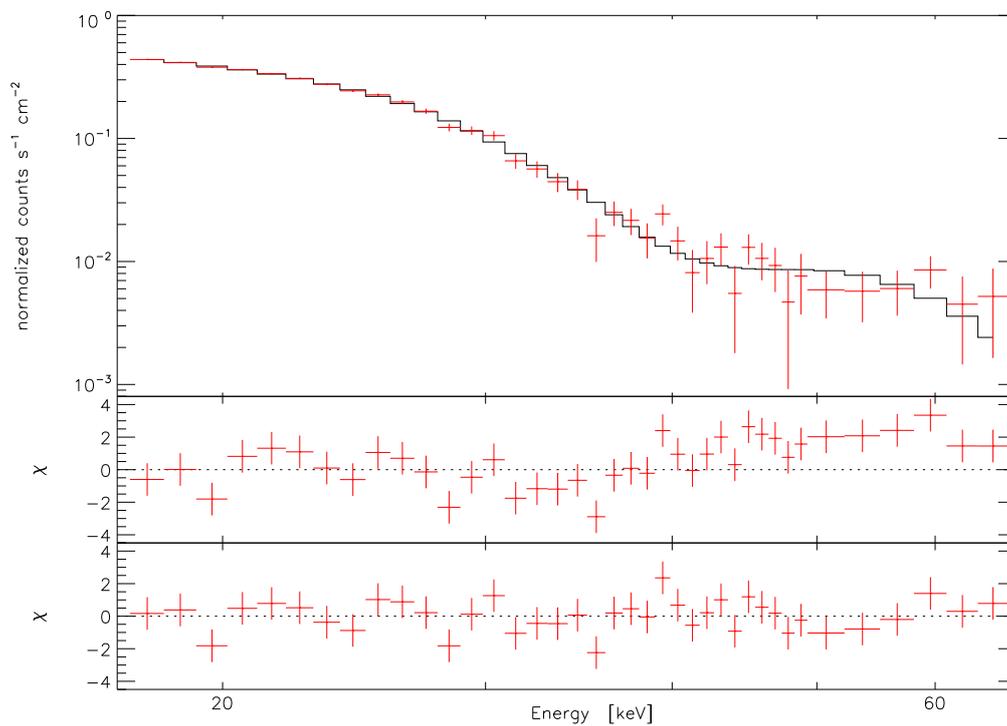
Parameter	Photoindex fest	Photoindex offen
	Wert	Wert
$E_{c1}$ [keV]	$36.41_{-1.24}^{+1.56}$	$36.48_{-1.11}^{+1.10}$
$\sigma_1$ [keV]	$4.26_{-1.43}^{+2.33}$	$4.39_{-1.39}^{+1.05}$
$\tau_1$	$0.28_{-0.06}^{+0.78}$	$0.27_{-0.05}^{+0.07}$
$E_{cut}$ [keV]	$21.19_{-1.61}^{+8.19}$	$20.09_{-3.75}^{+4.20}$
$E_f$ [keV]	$7.82_{-1.18}^{+0.31}$	$7.71_{-0.40}^{+0.32}$
$\Gamma$	1.14 (fest)	$1.00_{-0.38}^{+1.14}$
$\chi_{red}^2$	1.10	1.10


**Abb. 9.19:** Modelliertes Spektrum und Residuen ohne (Mitte) und mit Zyklotronlinie (Unten) bei etwa 36,5 keV. Für den Fit ohne Linie konnte nur ein  $\chi_{red}^2$  von 2,6 erreicht werden. Die Residuen aus dem Modell mit Fundamentallinie führten zu einem  $\chi_{red}^2$  von 1,10.

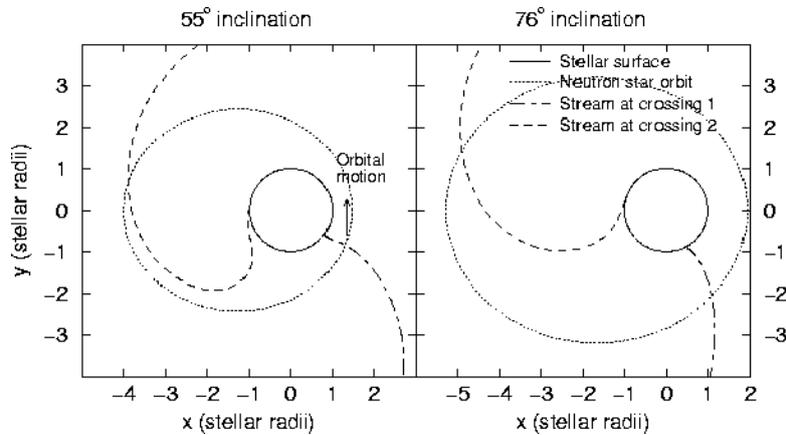
## 9.6 4U 1626–67

Das Röntgendoppelsternsystem 4U 1626–67, welches mit UHURU entdeckt wurde (Giacconi et al., 1972), ist in vielerlei Hinsicht besonders, denn es ist das einzige bekannte ultrakompakte Low Mass X-Ray Binary mit einem stark magnetisiertem Neutronenstern. Ein Grund für die Bildung dieses Systems könnte sein, dass der noch relativ junge Neutronenstern aus einem kollabierenden Weißen Zwerg entstanden ist, der durch Akkretion von Material die Chandrasekhar-Grenze überschritten hat (Krauss et al., 2007). Ein Röntgendoppelsternsystem wird als „ultrakompakt“ bezeichnet, wenn die Orbitperiode des kompakten Objektes kleiner als 80 Minuten ist (Krauss et al., 2007), was bei 4U 1626–67 mit einer Periode von 42 min der Fall ist (Middleitch et al., 1981; Chakrabarty, 1998). Eine weitere Einzigartigkeit dieses Systems ist das Vorhandensein von Ne- und O-Emissionslinien im Röntgenspektrum, die bis jetzt auch noch in keinem anderen LMXB beobachtet werden konnten (Angelini et al., 1995). Folglich geht man davon aus, dass der Begleiter des Neutronensterns reich an diesen Elementen und damit sehr alt ist, da diese Elemente hauptsächlich bei Fusionsprozessen in späteren Entwicklungsstadien entstehen. Deshalb wird vermutet, dass es sich bei diesem Stern um einen C-O-Ne oder O-Ne-Mg Weißen Zwerg handeln könnte (Krauss et al., 2007). Ein weiteres Indiz dafür ist auch die sehr kleine Massenfunktion von  $f \leq 1.3 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ , was bei einer Inklination von  $18^{\circ}$  zu einer Masse von  $0.04 M_{\odot}$  für den Begleiter des Neutronensterns führen würde (Levine et al., 1988). Ilovaisky et al. (1978) fand eine Pulsperiode von 7,7 s, die später von Chakrabarty (1998) bestätigt werden konnte.

Da die Leuchtkraft des Neutronensterns in diesem System sehr gering ist, mussten alle verfügbaren RXTE-Beobachtungen für die Analysen herangezogen werden. Zuerst wurden die HEXTE-Spektren extrahiert und dann zu einem Phasen-Durchschnitts-Spektrum aufaddiert, wodurch eine Beobachtungszeit von 72,8 ks erreicht wurde. Dieses Spektrum wurde mit einem Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch modelliert. In XSPEC wurde dieses Modell durch die Multiplikation der beiden Komponenten FDCUT und PEGPWRLW realisiert. Der Index des Potenzgesetzes wurde in Anlehnung an Coburn et al. (2002) auf einen Wert von 0,90 festgehalten. Der Wert  $E_{\text{cut}}$  wurde für die Modellierung offen gelassen und stellte sich auf einen Wert von etwa 37 keV ein, was durchaus im Bereich des Erwarteten liegt (Coburn et al., 2002). Für die Position des GAUABS-Modells, dass für die Beschreibung der Fundamentallinie eingesetzt wurde, ergab sich ein Wert von  $40,05_{+3,29}^{-2,53}$  keV. Der Parameter für die Breite der Linie ergab dabei  $7,73_{+1,71}^{-2,16}$  keV und für die Linientiefe konnte ein Wert von  $2,03_{+1,18}^{-0,69}$  ermittelt werden. Aus der 12-B-12-Regel ergibt sich damit eine Magnetfeldstärke im Linienentstehungsgebiet von  $B \approx 4,5_{+0,4}^{-0,3}$  G, unter der Annahme einer Gravitationsrotverschiebung von  $z = 0,3$ . Auf Grund des geringen Signals bei höheren Energien gab es kein Anzeichen für eine weitere Zyklotronlinie bei etwa 80 keV.



**Abb. 9.20:** Modelliertes Spektrum und Residuen ohne (Mitte) und mit Zyklotronlinie bei etwa 40 keV (Unten). Bei der Modellierung mit einem GAUABS-Modell für die Fundamentallinie konnte ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,05 erreicht werden. Die Residuen des Fits ohne Linie führten zu einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 2,5.



**Abb. 9.21:** Orbitkonfiguration des Röntgendoppelsternsystems GX 301–2 für zwei verschiedene Bahnklinen. Dargestellt ist die Geometrie des fokussierten Gasstroms, der zwei Mal vom Neutronenstern während eines Umlaufs durchquert wird. Mit diesem Szenario können die beiden charakteristischen Peaks pro Phase in der Lichtkurve erklärt werden (nach Leahy, 2002b).

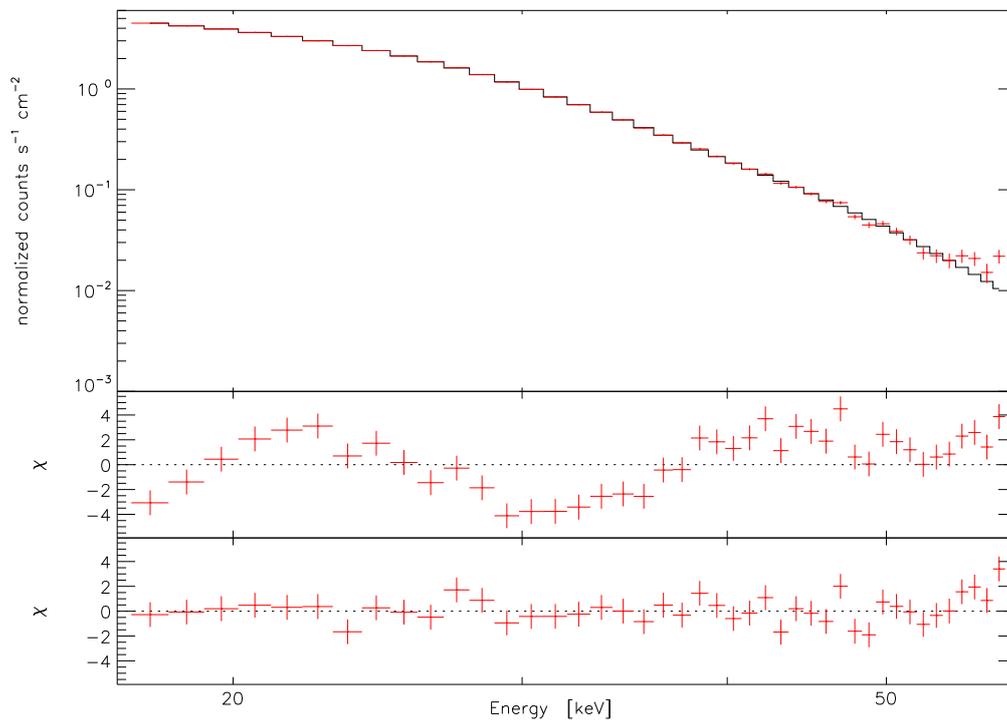
## 9.7 GX 301–2

Der Neutronenstern im High Mass X-Ray Binary System GX 301–2 gehört zur Klasse der Windakkretierer. Sein optische Begleiter, Wray 977, wurde als ein B1 Iae+ Überriesse klassifiziert (Kaper et al., 1995) und zählt mit einer Masse im Bereich von  $39 M_{\odot}$  bis  $68 M_{\odot}$  und einer Leuchtkraft von  $5 \cdot 10^5 \text{ erg s}^{-1}$  zu den massereichsten und leuchtkräftigsten Sternen unserer Galaxie (Kaper et al., 2006). Die Orbitperiode des Neutronensterns beträgt 41,5 Tage und die Exzentrizität seiner Umlaufbahn 0,46 (Sato et al., 1986; Koh et al., 1997; Kaper et al., 2006). Eine Besonderheit dieses Systems sind zwei, periodisch wiederkehrende Flares pro Umlaufphase (einer nahe Periastron, der andere nahe Apastron) in der Röntgenlichtkurve, die mit einer alleinigen Windakkretion nicht erklärt werden können (Leahy, 2002b; Leahy & Kostka, 2008). Eine Erklärung für diese Flares ist ein gebündelter Gasstrom, der, zusätzlich zum Sternwind, senkrecht zur Rotationsachse von der Oberfläche des Überriesen abgegeben wird (Leahy, 2002b; Leahy & Kostka, 2008; Kaper et al., 2006). Das heißt, wenn der Neutronenstern bei seinem Umlauf um seinen Begleiter diesen Gasstrom durchquert, steht ihm schlagartig mehr Material für die Akkretion zur Verfügung und die Leuchtkraft steigt an. Der Punkt auf der Sternoberfläche, von dem aus der Gasstrom startet, ist immer der, der dem Neutronenstern am nächsten liegt. Auf Grund der Bewegung des Neutronensterns und der Rotation des Überriesen führt dies dazu, dass die Winkelgeschwindigkeit des Gasstroms in der Nähe des Apastron größer ist als im Periastron. Für die Bahngeschwindigkeit des Neutronensterns zählt aber genau das Gegenteil. Dies führt dazu, dass dieser nahe Apastron vom Gasstrom überholt wird und im Gegenzug aber nahe Periastron dieser wieder vom Neutronenstern. Während eines Umlaufs durchquert

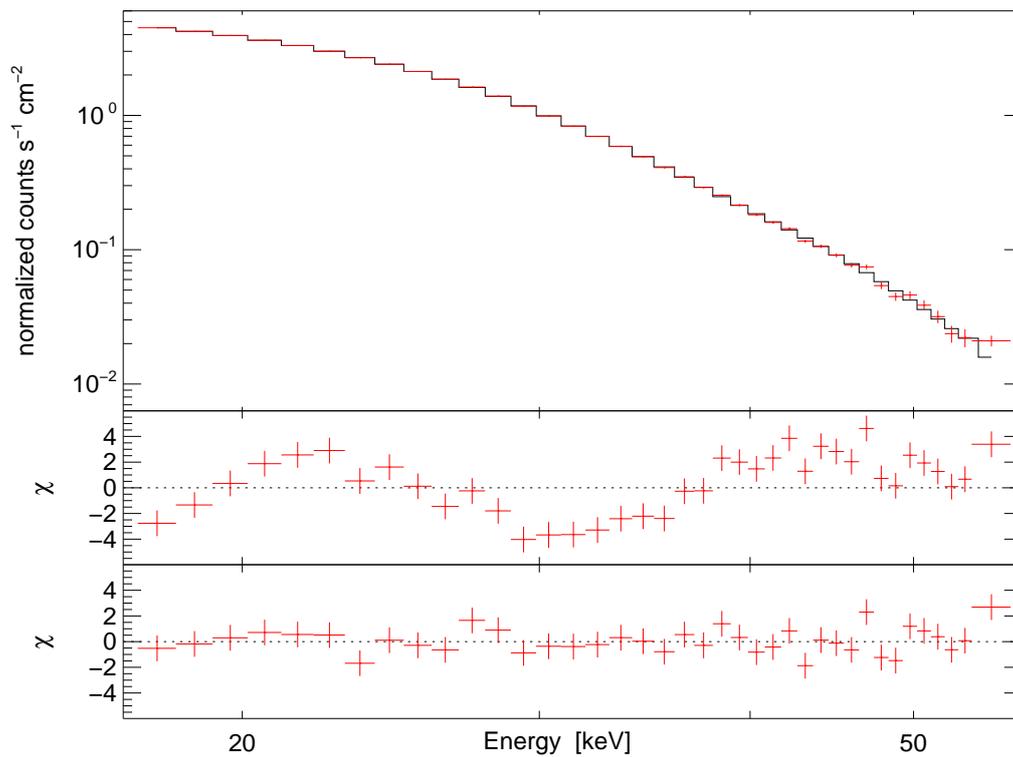
der Neutronenstern den Materiestrom also genau zwei Mal, was zu den beiden Peaks in der Lichtkurve führt (siehe Leahy, 2002b, und Abbildung 9.21). Eine Simulation, die dieses Akkretionsmechanismus veranschaulicht, findet sich auf [www.iras.ualgary.ca/~leahy/](http://www.iras.ualgary.ca/~leahy/).

Für die Addition zu einem phasengemittelten Spektrum wurde eine Reihe von Beobachtungen zwischen 12. Oktober 2000 und 19. November 2000 gewählt (PropID: P50066). Dabei wurden lediglich die Beobachtungen ignoriert, bei denen die Beobachtungszeit der beiden HEXTE-Cluster A und B zusammen kleiner als 400 s war. Das so erhaltenen Summenspektrum hatte eine gesamte Beobachtungszeit von 86,4 ks und wurde im Energiebereich zwischen 17 keV und 60 keV mit einem Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch modelliert (FDCUT \* PEGPWRLW). Dabei ergab sich ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 5,9 und in den Residuen (siehe Abbildung 9.22) war deutlich bei etwa 30 keV ein Absorptionsfeature zu erkennen. Da diese Position gut mit der bekannten Zyklotronlinienposition übereinstimmt (Coburn et al., 2002; Kreykenbohm et al., 2004) wurde versucht, dieses Feature mit dem GAUABS-Modell zu beschreiben. Dies führte zu einer signifikanten Verbesserung des Fits, was sich in einem kleineren  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,33 zeigte. Um dieses Ergebnis zu erzielen, musste aber der Index des Potenzgesetzes offen gelassen werden. Für die Position der Linie ergab sich, in guter Übereinstimmung mit der von Kreykenbohm et al. (2004) gefundene Linienposition, ein Wert von  $32,86_{+0,92}^{-0,81}$  keV. Für die Linienbreite konnte ein Wert von  $5,7_{+2,8}^{-1,2}$  keV bestimmt werden und die Tiefe ergab  $0,16_{+0,13}^{-0,03}$ . Der offen gelassene Photonenindex pendelte sich auf einen negativen Wert von -0,18 ein, der durchaus in dem, aus frühen Analysen zu erwarteten Bereich liegt (Kreykenbohm et al., 2004). Nimmt man eine Gravitationsrotverschiebung von  $z = 0,3$  an, dann würde das Magnetfeld im Linienentstehungsgebiet eine Stärke von  $B \approx 3,68_{+0,10}^{-0,09} \cdot 10^{12}$  G besitzen.

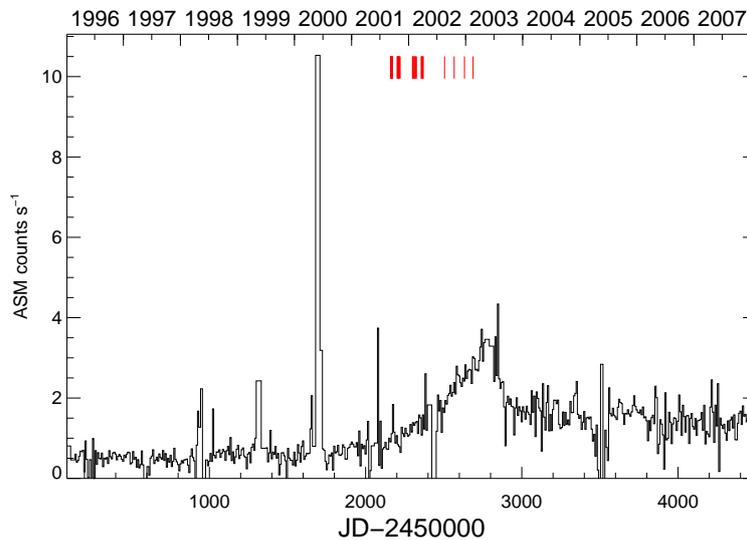
Die Zyklotronlinie im phasengemittelten Spektrum von GX 301–2 wurde ebenfalls wie bei Hercules X-1 und Centaurus X-3 mit dem Modell CYCLOMC analysiert. Auch der Parameter für die Gravitationsrotverschiebung wurde wie bei den beiden anderen Objekten auf einen Wert von 0,3 festgefroren. Als Modell für das kontinuierliche Spektrum, wurde das selbe wie zuvor gewählt; auch der betrachtete Energiebereich ist der gleiche. Für den besten Fit mit Partial Covering ( $\chi_{\text{red}}^2=1,23$ ) erhält man eine Magnetfeldstärke von  $B = 4,08_{+0,14}^{-0,33} \cdot 10^{12}$  G, die etwas größer ist, als die über die Position der Linie aus dem GAUABS-Modell ermittelte, wobei beide innerhalb des Fehlerbereiches dennoch übereinstimmen. Für die übrigen Parameter des Modells, also für die Plasmatemperatur  $kT_e$ , für die optische Tiefe  $\tau$  und für den Streuwinkel  $\mu = \cos \theta$  ergab sich  $kT_e = 12,23_{+2,77}^{-6,04}$  keV,  $\tau = 1,78_{+1,22}^{-1,89} \cdot 10^{-3}$  und  $\mu = 0,51_{+0,37}^{-0,13}$ .



**Abb. 9.22:** Oben: Phasengemitteltetes Spektrum von GX 301–2 mit gefalteter Funktion des besten Fits. Mitte: Residuen der Modellierung ohne Zyklotronlinie. Dabei erhielt man nur ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 5,9. Unten: Residuen des Fits mit Linienmodell bei etwa 33 keV. Dieser führte zu einer  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,33.



**Abb. 9.23:** Wie Abbildung 9.22, jedoch wurde das Modell CYCLOMC verwendet, um die Zyklotronlinie zu beschreiben. Mit Partial Covering ergab sich für den besten Fit ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,23.



**Abb. 9.24:** Komplette ASM-Lichtkurve von X-Persei. Die RXTE-Beobachtungen, die für die Analysen ausgewählt wurden, sind am oberen Rand durch Striche gekennzeichnet.

## 9.8 X-Persei

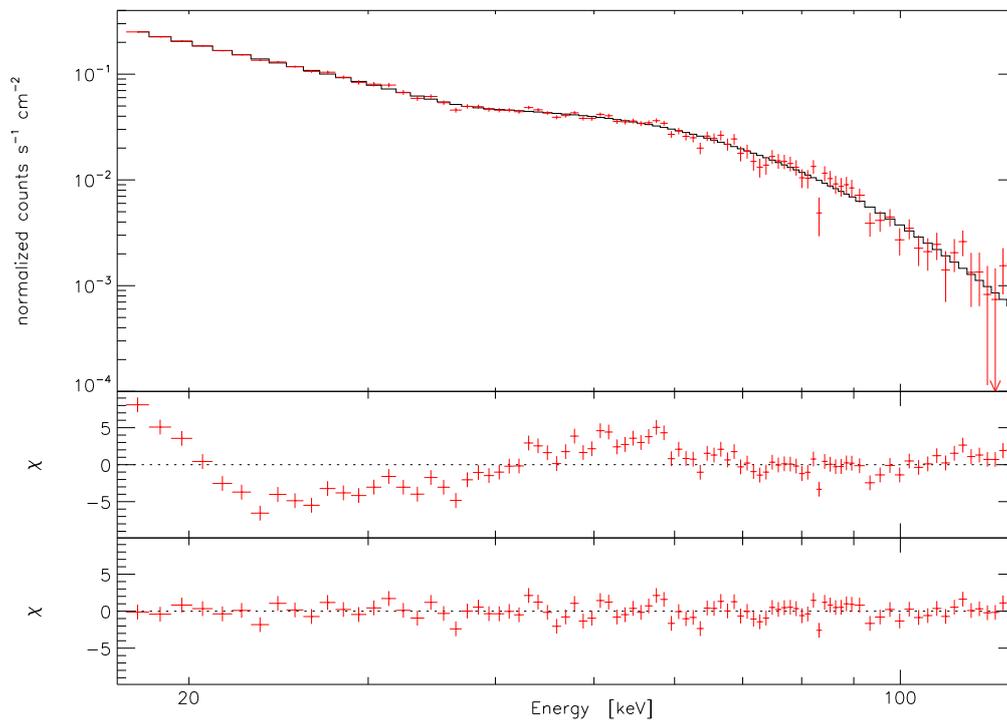
Das High Mass X-Ray Binary System 4U 0352+309 zählt trotz des Be-Sterns X-Persei nicht zur Klasse der transienten Röntgendoppelsterne, denn auf Grund des fast zirkularen Orbits, mit einer Exzentrizität von lediglich  $\sim 0,11$  (Delgado-Martí et al., 2001), kommt der Neutronenstern in diesem System seinem optischen Begleiter nicht nahe genug, um in dessen Scheibe einzutauchen. Das nötige Material für die Akkretion bezieht der Neutronenstern daher aus dem Sternwind von X-Persei (Roche et al., 1993; Delgado-Martí et al., 2001). Auffallend ungewöhnlich an diesem System, ist zum einen die geringe Leuchtkraft der Röntgenquelle im Bereich von  $2,5 \cdot 10^{34}$  bis  $1,5 \cdot 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  (La Palombara & Mereghetti, 2007) und zum anderen die großen Schwankungen in der Helligkeit von X-Persei (Roche et al., 1993). Grund für diese Helligkeitsschwankungen ist der abwechselnde Aufbau und Verlust der für Be-Sterne typischen Scheibe um den Äquator (Roche et al., 1997). Ein weiterer Beweis für diese Annahme zeigt sich in den optischen Spektren. Denn ist der Stern vergleichsweise hell, lassen sich die  $H_\alpha$  und andere Balmer-Emissionslinien, die ihren Ursprung in der umgebenden Scheibe von Be-Sternen haben, klar erkennen. Im leuchtschwachen Zustand dagegen fehlt jegliche Spur dieser Linien (Roche et al., 1997). Obwohl X-Persei zuerst als O9.5 IIIe Stern klassifiziert wurde (Slettebak, 1982), wurde er von Lyubimkov et al. (1997) durch spektrale und photometrische Untersuchungen während einer Phase ohne Scheibe als ein Stern des Typs B0 Ve mit einer Masse von  $\sim 13\text{-}20 M_\odot$  identifiziert. Durch Analysen im ultravioletten, optischen und infraroten Wellenlängenbereich fand Telting et al. (1998) einen Radius von  $9 R_\odot$  für X-Persei und eine Entfernung des HMXB

Systems von  $950 \pm 200$  pc. Die Orbitparameter und die Pulsperiode des Neutronensterns im Röntgendoppelsternsystem 4U 0352+309 konnten mit guter Genauigkeit von Delgado-Martí et al. (2001) mit Hilfe der ASM-Lichtkurve bestimmt werden. Für die Orbitperiode ergab sich bei diesen Untersuchungen ein Wert von etwa 250 Tagen und eine Pulsperiode von 837,7 s, die etwas größer als die von White et al. (1976) gefundene Periode von 837 s ist.

Die erwartete Position der Zyklotronlinie liegt in etwa bei 30 keV (Coburn et al., 2001), weshalb für die hier durchgeführten spektralen Untersuchungen nur HEXTE-Daten verwendet wurden. Diese stammen aus 53 Beobachtungen, die im Zeitraum zwischen September 2001 und Februar 2003 gemacht wurden. Während dieser Zeit kam es zu einem ungewöhnlich langsamen Anstieg in der Leuchtkraft von 4U 0352+309, wobei das Maximum etwa Mitte 2003 erreicht wurde (siehe Abbildung 9.24). Anschließend nahm die Leuchtkraft wieder ab und blieb danach aber bei einem durchschnittlichen Wert stehen, der fast doppelt so groß ist, wie vor dem Anstieg. Die aus den Daten der gewählten Beobachtungen extrahierten Spektren wurden aufaddiert, was zu einer gesamten Beobachtungszeit von 230,5 ks führte. Dieses phasengemittelte Spektrum wurde dann mit dem PEGPWRLW in Verbindung eines Fermi-Dirac Abbruchs modelliert. Für den Photoindex wurde der von Coburn et al. (2001) ermittelte Wert von etwa 1,80 gewählt. Die Cut-Off-Energie des FDCUT-Modells wurde offen gelassen, um die spektralen Daten besser beschreiben zu können. Um das Signal bei hohen Energien noch zu verbessern, wurden ab 90 keV jeweils zwei Energiekanäle zu einem zusammengefasst. Damit war es möglich, einen Energiebereich von 17-130 keV für die Analysen zu betrachten. Nach der Modellierung des Spektrums mit dem Potenzgesetz war in den Residuen bei etwa 30 keV deutlich die, an dieser Position zu erwartende, fundamentale Zyklotronlinie zu erkennen (siehe Abbildung 9.25). Um diese beschreiben zu können, wurde an das bisherige Modell die Funktion GAUABS multipliziert. Damit war es möglich, das Phasen-Durchschnitts-Spektrum wiederzugeben und es konnte ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,12 erreicht werden. Für die Parameter des Linienmodells ergaben sich für den besten Fit die Werte:  $E_c = 28,58_{-3,07}^{+1,52}$  keV,  $\sigma = 13,72_{-3,67}^{+2,74}$  keV,  $\tau = 0,77_{-0,45}^{+0,22}$ . Damit stimmt die hier gefundene Linienposition mit dem von Coburn et al. (2001) ermittelten Wert von 28,6 keV sehr gut überein. Auch die Tiefe und Breite der Fundamentallinie liegen noch in einem Bereich der sich mit den Ergebnissen von Coburn et al. (2001) deckt. Unter der Annahme einer Gravitationsrotverschiebung von  $z = 0,3$  ergibt sich somit eine Stärke des Magnetfeldes von etwa  $B \approx 3,2 \cdot 10^{12}$  G. Die erhaltenen Werte für  $E_{\text{cut}}$  von 69 keV und  $E_f$  von 23 keV sind zwar im Vergleich zu anderen Röntgendoppelsternsystemen ziemlich groß, doch ergaben Analysen von Coburn et al. (2002) bei der Verwendung eines PLCUT-Modell, das gegeben ist durch

$$\text{PLCUT}(E) = \begin{cases} 1 & (E \leq E_{\text{cut}}) \\ e^{-(E-E_{\text{cut}})/E_f} & (E > E_{\text{cut}}) \end{cases} \quad (9.1)$$

ähnlich große Werte, nämlich  $E_{\text{cut}} = 57$  keV und  $E_f = 50$  keV.

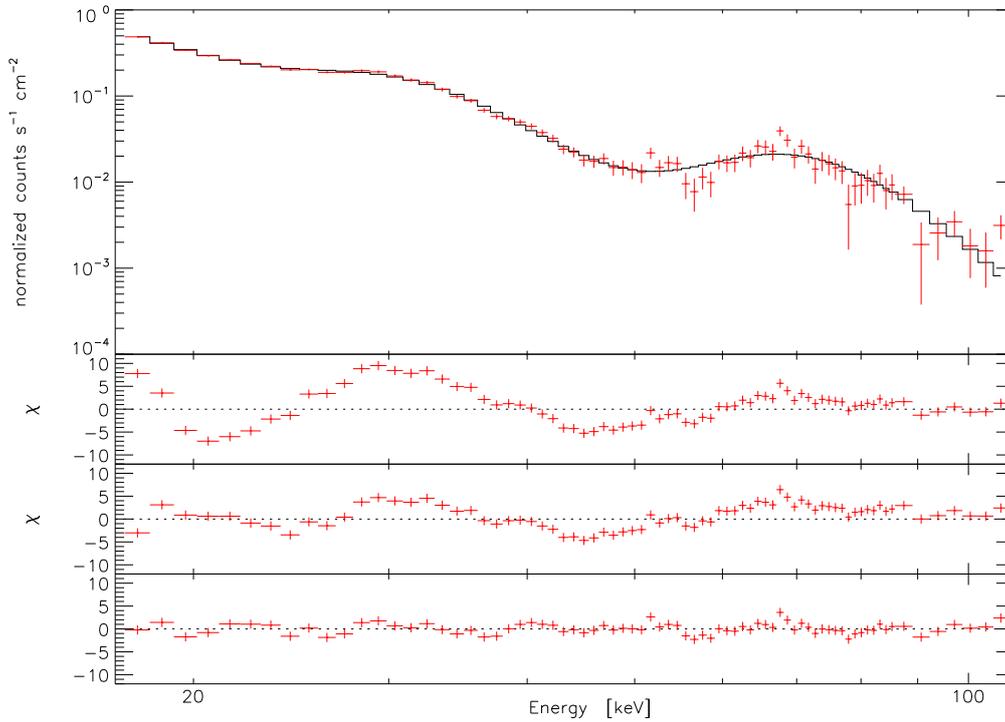


**Abb. 9.25:** Zu sehen ist das Phasen-Durchschnitts-Spektrum von X-Persei und das Modell, das diese Daten mit einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,11 beschreiben konnte (Residuen unten). Ein Potenzgesetz ohne Linienmodell war nicht in der Lage, die spektralen Daten wiederzugeben, was sich in einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 7,16 widerspiegelte.

## 9.9 4U 1538–52

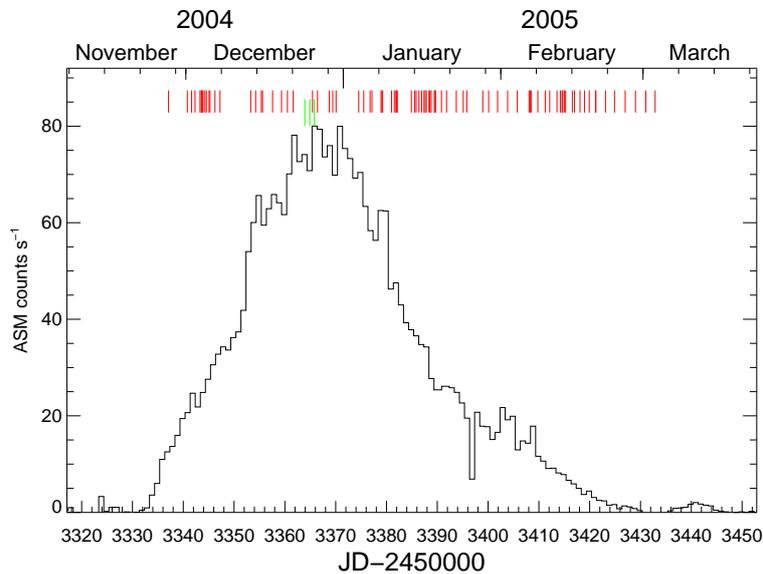
Das Röntgendoppelsternsystem 4U 1538–52 gehört zur Klasse der High Mass X-Ray Binaries und wurde durch den Satelliten UHURU entdeckt (Giacconi et al., 1974). Der optisch sichtbare Stern in diesem System ist QV Nor und wurde als ein B0 I Überriese klassifiziert (Parkes et al., 1978). Die Masse dieses Sterns konnte von Reynolds et al. (1992) durch optische Untersuchungen auf etwa  $20 M_{\odot}$  abgeschätzt werden. Davison et al. (1977) fand durch Ariel 5 und OSO-8 Beobachtungen sowohl eine Pulsperiode von 529 s als auch eine Umlaufdauer des Neutronensterns von 3,75 Tagen. Neuere Beobachtungen durch RXTE und BeppoSAX ergaben jedoch etwas geringere Werte von  $P_{\text{spin}} = 526,9 \text{ s}$  und  $P_{\text{orb}} = 3,73 \text{ d}$  (Mukherjee et al., 2007; Baykal et al., 2006b). Ebenso konnte die von Clark (2000) ermittelte Exzentrizität des Orbits des Neutronensterns von etwa 0,174 bestätigt werden. Ein interessantes Phänomen, das von Clark (2000) beobachtet wurde, nämlich eine Abnahme der Orbitperiode, wie sie auch bei Her X-1 und Cen X-3 gefunden wurde, konnte von Baykal et al. (2006b) widerlegt werden. Denn er konnten lediglich eine Änderung von  $\dot{P}/P = 0,4 \pm 1,8 \cdot 10^6 \text{ yr}^{-1}$ , die mit Null vereinbar ist, ermitteln. Die Entfernung des Systems beträgt ungefähr 5,5 kpc und das nötige Material für die Akkretion bezieht der Neutronenstern aus dem Sternwind seines optischen Begleiters, dessen Massenverlustsrate auf  $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  abgeschätzt werden konnte (Parkes et al., 1978). Eine Zyklotronlinie im Röntgenspektrum konnte von Clark et al. (1990) bei etwa 20 keV nachgewiesen werden, die von Robba et al. (2001) durch Analysen der Daten aus BeppoSAX-Beobachtungen bestätigt werden konnte. Obwohl es in diesen Spektren Anzeichen für eine zweite Zyklotronlinie gab, konnte kein signifikanter Beweis für deren Existenz erbracht werden.

Um die von Robba et al. (2001) angedeutete erste harmonische Zyklotronlinie erkennen zu können, falls sie denn vorhanden ist, wurden die Spektren, die aus allen verfügbaren RXTE-Daten extrahiert wurden, aufaddiert. Dies führte zu einem Phasen-Durchschnittspektrum von 95,6 ks, das bis zu einer Energie von 90 keV ein gutes Signal lieferte. Durch das Zusammenfassen zweier Energiekanäle ab 90 keV konnte das Spektrum bis zu 110 keV für die Analysen betrachtet werden. Nach der Modellierung mit einer Kombination aus FDCUT und PEGPWRLW waren die beiden Absorptionsfeature, die bereits im Spektrum zu erkennen waren, auch deutlich in den Residuen sichtbar (siehe Abbildung 9.26). Deshalb wurden nacheinander zwei absorbierende Gaussfunktionen dem Modell hinzugefügt, um diese beiden Feature, die als zwei Zyklotronlinien interpretiert wurden, zu beschreiben. Erst danach konnte das phasengemittelte Spektrum mit einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,51 durch das Modell wiedergegeben werden. Um dieses Ergebnis zu erzielen, musste sowohl der Photonenindex als auch die Cut-Off-Energie des Fermi-Dirac-Abbruchs offen gelassen werden. Für die Werte dieser beiden Parameter ergab sich beim besten Fit  $\Gamma = 1,68_{+0,50}^{-1,21}$  und  $E_{\text{cut}} = 63,2_{+14,6}^{-12,6} \text{ keV}$ . Diese Werte stimmen zwar in keinster Weise mit früheren Ergebnissen überein (Clark et al., 1990; Robba et al., 2001; Coburn et al., 2002), liegen aber dennoch in einem für Neutronensternspektren möglichen Bereich (siehe Kapitel 9.8). Der für die Folding-Energie erhaltene Wert von  $11,5_{+4,4}^{-3,5}$  bestätigt dagegen das von Coburn et al.



**Abb. 9.26:** Phasengemitteltetes Röntgenspektrum von 4U 1538–52 mit einem Modell, das sich aus einem Potenzgesetz mit Fermi-Dirac-Cutoff und zwei Linien-Modellen zusammensetzt. Die Residuen unten sind das Ergebnis dieses Fits und ergeben ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,51. Bei der Modellierung ohne Funktionen für die beiden Zyklotronlinien konnte nur ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 14,8 erzielt werden und in den Residuen (Oben) waren deutlich zwei Absorptionsfeature zu erkennen. Die Residuen in der Mitte sind das Ergebnis eines Fits mit einer Linie bei etwa 22 keV ( $\chi_{\text{red}}^2 = 7,4$ ).

(2002) und Robba et al. (2001) erhaltene Resultat sehr gut. Für die Parameter der beiden Zyklotronlinien wurden folgende Werte erzielt:  $E_{c1} = 22,44_{+0,39}^{-0,56}$  keV,  $\sigma_1 = 4,33_{+1,03}^{-0,88}$  keV,  $\tau_1 = 0,93_{+0,39}^{-0,23}$  für die Fundamentallinie und  $E_{c2} = 49,05_{+0,57}^{-1,00}$  keV,  $\sigma_2 = 10,38_{+1,88}^{-1,73}$  keV,  $\tau_2 = 2,23_{+0,53}^{-0,37}$  für die erste Harmonische. Eine weitere Bestätigung, dass es sich bei der zweiten Zyklotronlinie um die erste Harmonische handelt, liefert das Verhältnis von  $E_{c2}/E_{c1} = 2,19$ . Vergleicht man die Position, Breite und Tiefe der Fundamentallinie wieder mit früheren Werten, zeigt sich innerhalb der Fehler eine gute Übereinstimmung. Setzt man die hier gefundenen Zyklotronenergie in die 12-B-12-Regel ein, ergibt sich, bei einer Gravitationsrotverschiebung von  $z = 0,3$ , eine Magnetfeldstärke von  $B \approx 2,51_{+0,04}^{-0,06} \cdot 10^{12}$  G.

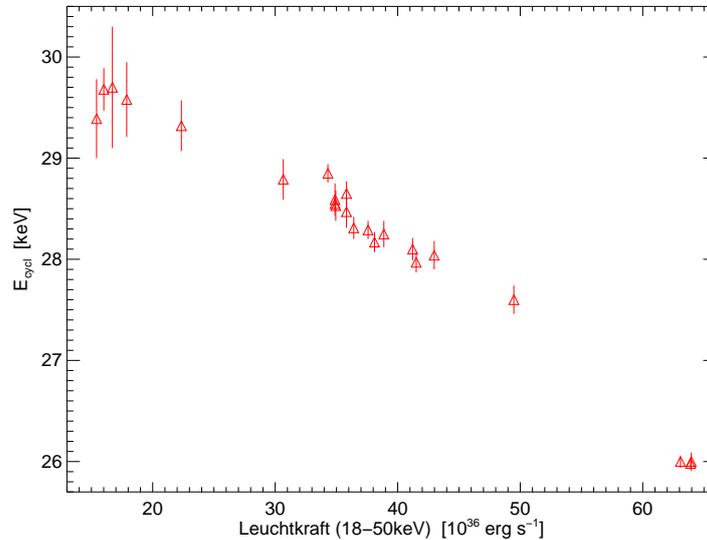


**Abb. 9.27:** ASM-Lichtkurve von V0332+53. Die RXTE-Beobachtungen, die während dieses Ausbruchs durchgeführt wurden, sind am oberen Rand gekennzeichnet. Die spektralen Daten der drei tiefgestellten Beobachtungen wurden verwendet, um die drei Zyklotronlinien darzulegen.

## 9.10 V0332+53

Entdeckt wurde das transiente Röntgendoppelsternsystem V0332+53 im Jahr 1973 durch das Vela 5B Observatory (Terrell & Priedhorsky, 1983). Stella et al. (1985) fanden mit EXOSAT-Beobachtungen eines erneuten Ausbruchs eine Pulsperiode von 4,4s, ebenso wie Anzeichen für eine Umlaufdauer von 34,25 Tage und eine Exzentrizität von 0,31. Der optische Partner BQ Cam des akkretierenden Neutronensterns konnte als ein O8-9 Stern identifiziert werden (Negueruela et al., 1999). Die erste Zyklotronlinie im Röntgenspektrum dieses Systems konnte durch spektrale Analysen von Daten, die während eines Ausbruchs im September 1989 von Ginga aufgenommen wurden, gefunden werden (Makishima et al., 1990). Das interessante an diesem System ist eine Abhängigkeit der Linienpositionen von der Leuchtkraft, ähnlich wie es bei 4U 0115+63 zu beobachten ist (Tsygankov et al., 2006).

Für die hier durchgeführten spektralen Untersuchungen wurden eine Reihe von RXTE-Beobachtungen gewählt, die während eines Ausbruchs im Dezember 2004 bis Februar 2005 gemacht wurden. Dies ist der selbe Datensatz, der auch von Tsygankov et al. (2006) verwendet wurde, um die leuchtkraftabhängige Zyklotronlinienposition aufzuzeigen. Ebenso konnte Pottschmidt et al. (2005) durch Addition dreier längerer Beobachtungen, die in der Nähe des Maximums des Ausbruchs aufgenommen wurden, die zweite harmonische Zyklotronlinie im Röntgen-



**Abb. 9.28:** Zyklotronenergie als Funktion der Leuchtkraft für V0332+53.

spektrum entdecken. Auf Grund der Position der Fundamentallinie wurden nur Spektren und Lichtkurven aus den HEXTE-Beobachtungen extrahiert. Um das von Tsygankov et al. (2006) gefundene Linienverhalten zu reproduzieren, wurden zuerst die spektralen Daten der längeren Beobachtungen einzeln modelliert (siehe Tabelle 9.14). Als Modell wurde das PEGPWRLW verwendet, das mit dem FDCUT multipliziert wurde, um einen exponentiellen Abbruch des Potenzgesetzes zu realisieren. Um das Linienprofile zu beschreiben wurde das GAUABS-Modell herangezogen. Die erhaltenen Positionen der Fundamentallinie ist in Tabelle 9.14 aufgeführt, ebenso wie die Leuchtkraft, die aus dem ermittelten Fluss im Energiebereich zwischen 18 keV und 50 keV berechnet wurde, wobei für die Entfernung ein Wert von 7 kpc angenommen wurde (Tsygankov et al., 2006). Trägt man nun die Linienposition gegen die Leuchtkraft auf, erkennt man eine ähnliche negative Korrelation der beiden Parameter wie bei 4U 0115+63 (siehe Abbildung 9.28). Eine physikalische Erklärung dieses Phänomens lässt sich in Kapitel 9.1 nachlesen.

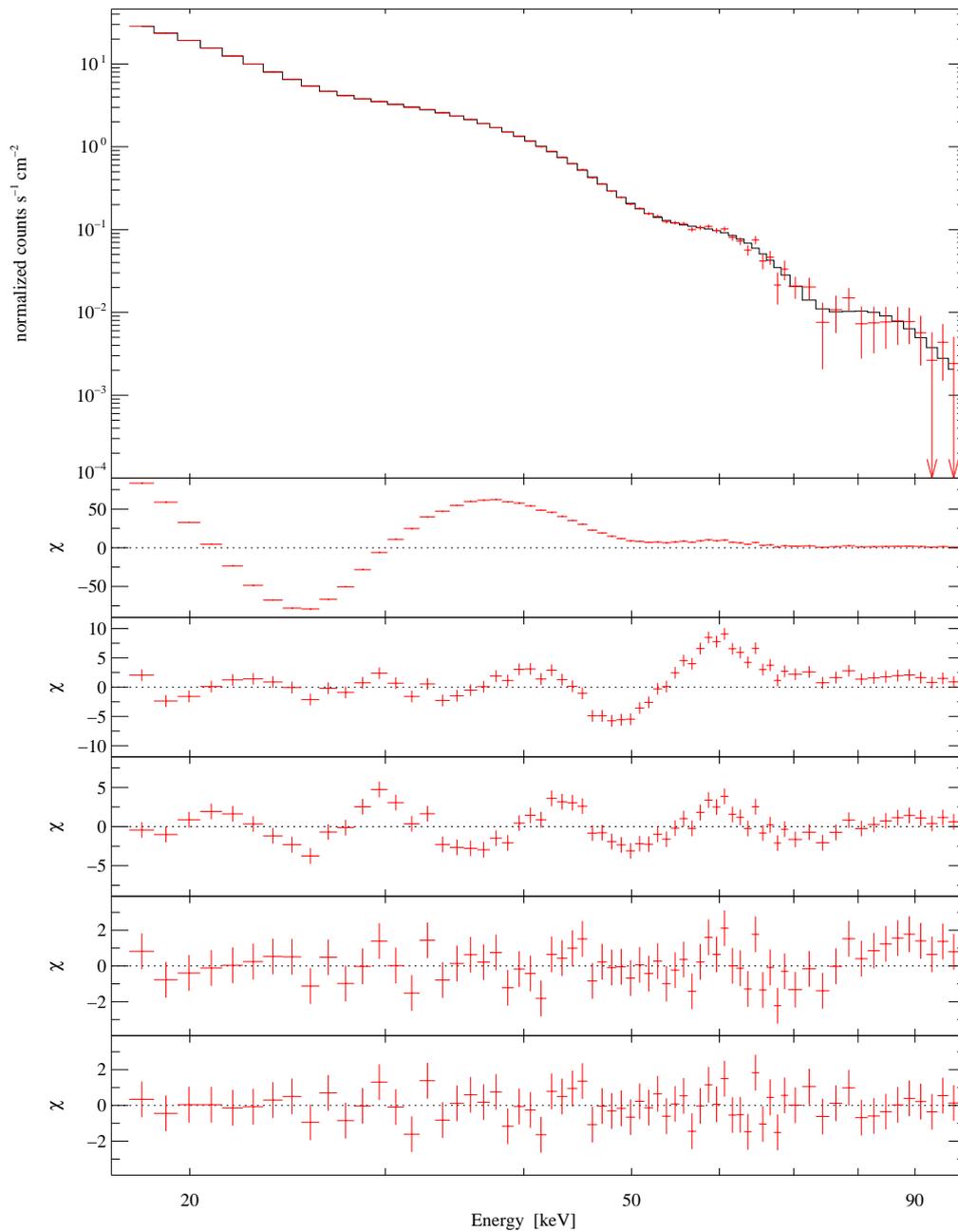
Um alle drei Zyklotronlinien aufzeigen zu können, wurden die drei Beobachtungen aufaddiert, die auch von Pottschmidt et al. (2005) gewählt wurden (ObsIDs: 90089-22-01-00, 90089-22-01-01 und 90089-11-05-08). Dies führte zu einem phasengemittelten Spektrum mit einer Beobachtungszeit von 14,4 ks. Für die Analyse des Spektrums wurde wiederum das PEGPWRLW in Kombination mit dem FDCUT verwendet. Auch für das Linienmodell wurde das gleiche wie zuvor gewählt. Für die Modellierung des Spektrums wurde der Photonenindex auf einen Wert von 0,45 festgefroren. Der Parameter für  $E_{\text{cut}}$  wurde auf 20 keV festgehalten. Diese Werte entsprechen denen, die von Pottschmidt et al. (2005) bei deren Analyse des Phasendurchschnitts-Spektrums gefunden wurden, wobei ebenfalls ein Potenzgesetz mit Fermi-Dirac-

Abbruch verwendet wurde. Mit dem gewählten Datensatz war es möglich, alle drei Zyklotronlinien zu erkennen. Ein Problem war jedoch die Modellierung der Fundamentallinie, deren Form nicht von einem Modell alleine wiedergegeben werden konnte. Deshalb wurde, in Anlehnung an Pottschmidt et al. (2005), die fundamentale Zyklotronlinie mit zwei Funktionen simultan beschrieben, was dann zu einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 0,75 führte. Für die Parameter dieser beiden Linienmodelle ergaben sich zum einen  $E_{c1a} = 28,08_{+1,00}^{-0,66}$  keV,  $\sigma_{1a} = 11,00_{+2,31}^{-1,18}$  keV,  $\tau_{1a} = 2,20_{+0,26}^{-0,26}$  und zum anderen  $E_{c1b} = 25,60_{+0,11}^{-0,11}$  keV,  $\sigma_{1b} = 2,76_{+0,57}^{-0,48}$  keV,  $\tau_{1b} = 0,49_{+0,13}^{-0,06}$ .

Die Werte der beiden harmonischen Zyklotronlinien ergaben sich zu  $E_{c2} = 51,77_{+0,48}^{-0,48}$  keV,  $\sigma_2 = 7,07_{+0,54}^{-0,66}$  keV,  $\tau_2 = 2,30_{+0,27}^{-0,33}$  und  $E_{c3} = 71,71_{+2,28}^{-2,35}$  keV,  $\sigma_3 = 5,03_{+2,82}^{-2,78}$  keV,  $\tau_3 = 2,48_{+4,66}^{-0,84}$ . Da der Wert von  $E_{c1b}$  etwa genau der Hälfte der Position der ersten harmonischen entspricht, wurde dieser für die Berechnung der Magnetfeldstärke des Neutronensterns verwendet und es ergab sich somit  $B \approx 2,87_{+0,01}^{-0,01} \cdot 10^{12}$  G. Die hier erhaltenen Ergebnisse stimmen mit denen überein, die von Pottschmidt et al. (2005) bei deren Analysen ermittelt wurden.

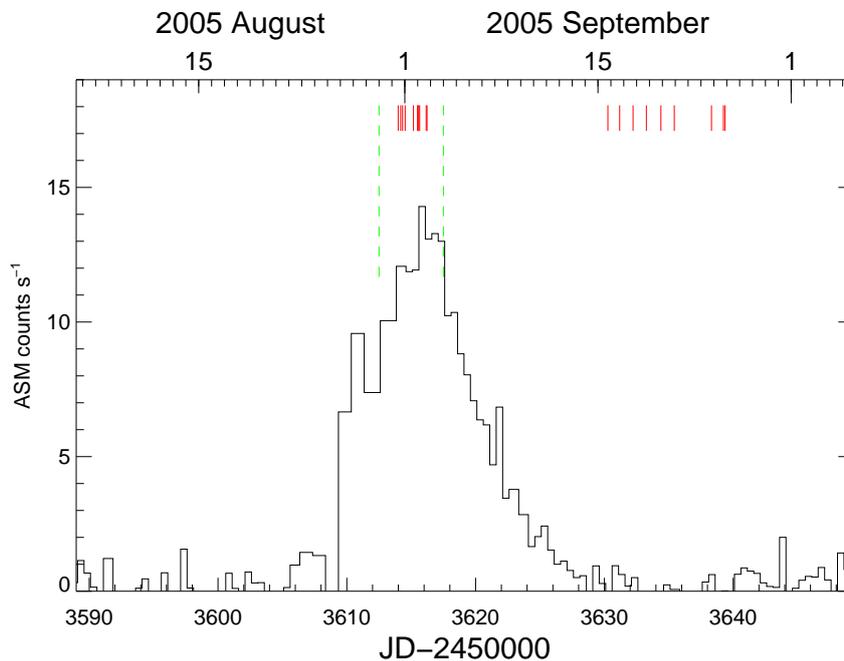
**Tabelle 9.14:** Verwendete Beobachtungen für die Analyse der leuchtkraftabhängigen Linienposition von V0332+53. Für die Modellierung der Fundamentallinie genügte ein einzelnes Linienmodell.

Datum	ObsID	Beobachtungszeit [s]	$E_c$ [keV]	$\chi_{\text{red}}^2$	$L_{18-50 \text{ keV}}$ [ $10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ ]
03. Dez 04	90089-11-02-00	8295.22	$28,85_{+0,09}^{-0,08}$	1,26	34,30
04. Dez 04	90089-11-02-03	8361.11	$28,65_{+0,12}^{-0,09}$	1,03	35,82
24. Dez 04	90089-22-01-00	4957,44	$25,98_{+0,04}^{-0,03}$	0,93	63,91
25. Dez 04	90089-22-01-01	5751,52	$26,00_{+0,06}^{-0,06}$	1,27	63,08
26. Dez 04	90089-11-05-08	3706,87	$26,00_{+0,09}^{-0,08}$	0,93	63,96
10. Jan 05	90014-01-01-03	3310.21	$27,60_{+0,10}^{-0,14}$	0,86	49,48
14. Jan 05	90427-01-03-00	4465.86	$28,04_{+0,14}^{-0,11}$	0,79	42,98
15. Jan 05	90427-01-03-01	6013.90	$27,97_{+0,10}^{-0,09}$	0,67	41,51
15. Jan 05	90427-01-03-02	9571.71	$28,10_{+0,11}^{-0,09}$	0,73	41,22
16. Jan 05	90014-01-02-00	6982.10	$28,25_{+0,13}^{-0,10}$	1,57	38,87
16. Jan 05	90427-01-03-05	8448.49	$28,17_{+0,10}^{-0,08}$	0,98	38,11
17. Jan 05	90427-01-03-06	8454.89	$28,29_{+0,05}^{-0,09}$	1,09	37,58
17. Jan 05	90427-01-03-07	6483.63	$28,31_{+0,11}^{-0,09}$	1,42	36,41
18. Jan 05	90427-01-03-09	9103.13	$28,47_{+0,11}^{-0,16}$	1,10	35,82
18. Jan 05	90427-01-03-11	5785.07	$28,53_{+0,15}^{-0,11}$	0,93	34,94
19. Jan 05	90427-01-03-12	6854.34	$28,55_{+0,07}^{-0,05}$	1,12	34,88
20. Jan 05	90014-01-02-13	5667.49	$28,59_{+0,16}^{-0,13}$	1,53	34,88
25. Jan 05	90014-01-03-03	4617.82	$28,79_{+0,20}^{-0,14}$	0,83	30,66
06. Feb 05	90014-01-05-01	4332.51	$29,32_{+0,21}^{-0,25}$	1,28	22,34
12. Feb 05	90427-01-04-00	4300.54	$29,58_{+0,37}^{-0,30}$	0,95	17,88
12. Feb 05	90427-01-04-04	4771.46	$29,70_{+0,65}^{-0,25}$	1,80	16,71
13. Feb 05	90427-01-04-02	7793.63	$29,68_{+0,20}^{-0,21}$	1,23	16,01
13. Feb 05	90427-01-04-03	4282.15	$29,39_{+0,39}^{-0,22}$	1,20	15,42



**Abb. 9.29:** Oben: Spektrum mit gefaltetem Modell.

Residuen von Oben nach Unten: Die ersten Residuen zeigen das Ergebnis der Modellierung ohne Linienmodell. Die nächsten resultieren aus dem Fit mit einem Modell für die Fundamentallinie bei etwa 25 keV. Danach wurde eine zweite Funktion bei etwa 50 keV ergänzt (3-te Residuen). Um den Fit weiter zu verbessern, musste ein zweites Linienmodell bei 25 keV verwendet werden was zu einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von etwa 1,5 führte (4-te Residuen). Nach der Modellierung der schwach sichtbaren zweiten harmonischen Zyklotronlinie, konnte ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 0,75 erreicht werden.



**Abb. 9.30:** ASM-Lichtkurve des Typ I Ausbruchs von A 0535+26 im August 2005. Ebenfalls abgebildet sind die einzelnen pointierten Beobachtungen, die von RXTE durchgeführt wurden (Striche am oberen Rand). Die Beobachtungen zwischen den gestrichelten Linien wurden für die spektralen Untersuchungen ausgewählt.

## 9.11 A 0535+26

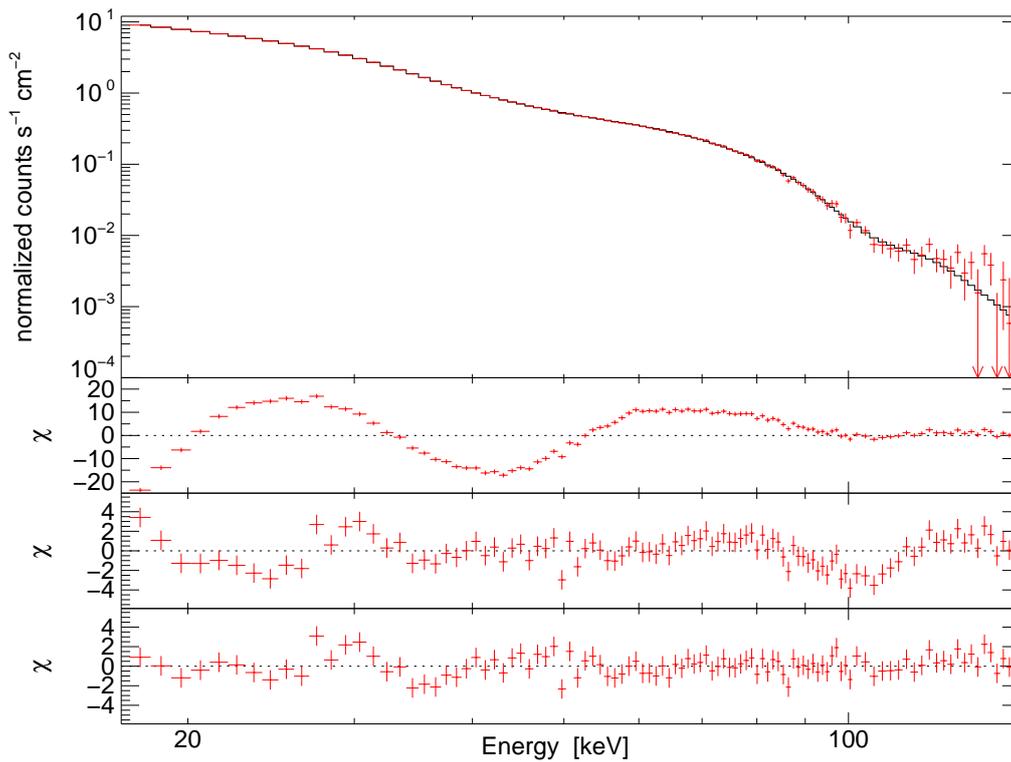
A 0535+26 gehört zur Klasse der transienten Röntgendoppelsternsysteme und wurde 1975 durch einen Ausbruch vom Typ II von Rosenberg et al. (1975) entdeckt. Der Neutronenstern in diesem System besitzt einen O9.7IIIe Stern mit der Bezeichnung HDE 245770 als Partner (Li et al., 1979) und umrundet diesen auf einem exzentrischen Orbit mit  $e \approx 0,47$  (Finger et al., 1994) einmal etwa alle 111 Tage (Motch et al., 1991). Die Pulsperiode des Neutronensterns beträgt etwa 103 s (Finger et al., 1994) und die Entfernung des Systems wurde von Steele et al. (1998) auf ungefähr 2 kpc abgeschätzt.

Die Daten für die Erstellung der Spektren wurden während eines kleineren Ausbruchs vom Typ I im August 2005 aufgenommen (siehe Abbildung 9.30). Kurz zuvor, im Mai des selben Jahres, ist die Quelle schon einmal viel gewaltiger in Erscheinung getreten und war dabei mehr als 3-mal so hell wie der Crab Nebel (siehe Tueller et al., 2005, und Abbildung 4.3). Während dieses Ausbruch war A 0535+26 der Sonne aber so nahe, dass er von den meisten Satelliten nicht beobachtet werden konnte. Nur RHESSI gelang es einige pointierte Beobachtungen durchzuführen (Caballero et al., 2007). Für die hier durchgeführten spektralen Untersuchungen wurden

**Tabelle 9.15:** Linienparameter des besten Fits der phasengemittelten Spektrums des Ausbruchs vom August 2005, einmal mit offenem und einmal mit festgefrorenem Photonenindex (siehe Text).

Parameter	Photoindex fest	Photoindex offen
	Wert	Wert
$E_{c1}$ [keV]	$45.70_{+0.30}^{-0.23}$	$45.78_{+0.25}^{-0.24}$
$\sigma_1$ [keV]	$11.88_{+0.29}^{-0.25}$	$11.00_{+0.50}^{-0.42}$
$\tau_1$	$0.60_{+0.02}^{-0.01}$	$0.56_{+0.03}^{-0.02}$
$E_{c2}$ [ $10^{22}$ ]	$102.7_{+1.43}^{-2.5}$	$103.0_{+2.5}^{-2.1}$
$\sigma_2$	$8.42_{+2.48}^{-0.99}$	$8.02_{+2.07}^{-1.89}$
$\tau_2$ [keV]	$0.76_{+0.20}^{-0.07}$	$0.81_{+0.22}^{-0.16}$
$\Gamma$	0.55 (fest)	$0.81_{+0.05}^{-0.05}$
$E_{\text{cut}}$ [keV]	$0.00_{+2.33}^{-0.00}$	$7.42_{+8.24}^{-7.42}$
$E_f$ [keV]	$16.35_{+0.12}^{-0.10}$	$17.49_{+0.41}^{-0.46}$
$\chi_{\text{red}}^2$	1.34	1.18

nur die RXTE-Beobachtungen verwendet, die während des Maximums des Ausbruchs vom Typ I gemacht wurden (siehe Abbildung 9.30). Aus den extrahierten HEXTE-Spektren wurde durch Addition dieser ein phasengemitteltes Spektrum erstellt, das mit einem FDCUT \* PEGPWRLW Modell analysiert wurde. Für das Summenspektrum konnte so eine gesamte Beobachtungszeit von 29,4 ks erreicht werden. Obwohl Caballero et al. (2007) für den gleichen Datensatz das CUTOFFPL Modell verwendete, wurde in Anlehnung an dessen Analysen der Photonenindex zuerst auf einen Wert von 0,55 festgesetzt. Für die Modellierung der beiden Zyklotronlinien, die deutlich in den Residuen bei etwa 45 keV und 100 keV zu sehen sind, wurde das auf einem Gausprofile basierende Modell GAUABS herangezogen. Für den Fit mit Linien konnte so ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,34 erreicht werden, wobei sich für die Position der Fundamentallinie ein Wert von 45,7 keV und für die erste Harmonische von 102,5 keV ergab (siehe Tabelle 9.15). Um die Beschreibung des Spektrums noch zu verbessern, wurde in einem weiteren Durchgang der Photonenindex des Potenzgesetzes bei der Modellierung offen gelassen. Dabei pendelte sich dieser auf einen, für Neutronensternspektren realistischen Wert von 0,81 ein. Das Überraschende war aber, dass es keine signifikante Änderung der Linienparameter im Vergleich zum festen Index gegeben hat, denn die Positionen der Zyklotronlinien war diesmal bei 45,8 keV und 103 keV. Auch die Breiten von 11,0 keV für die Fundamentallinie und von 8,0 keV für die erste Harmonische sind konsistent mit den vorherigen Ergebnissen. Gleiches gilt auch für die Linientiefen, für die Werte von 0,56 (fundamentale Linie) und 0,81 (erste harmonische Linie) ermittelt werden konnten. Aus der gefundenen Zyklotronenergie von etwa 45,8 keV ergibt sich mit einer Gravitationsrotverschiebung von  $z = 0,3$  eine Magnetfeldstärke im Linienentstehungsgebiet von  $B \approx 5,1 \cdot 10^{12}$  G.



**Abb. 9.31:** Die Modellierung des Spektrums von A 0535+26 ohne ein Linienmodell führte nur zu einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 79,8 (Residuen Oben). Nach der Ergänzung einer Funktion für eine Zyklotronlinie bei ungefähr 46 keV, führten die resultierenden Residuen zu einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 2,4 (Residuen Mitte). Erst nach der Modellierung mit zwei Zyklotronlinien bei 46 keV und 103 keV konnte ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,18 erzielt werden.

## 9.12 Vela X-1

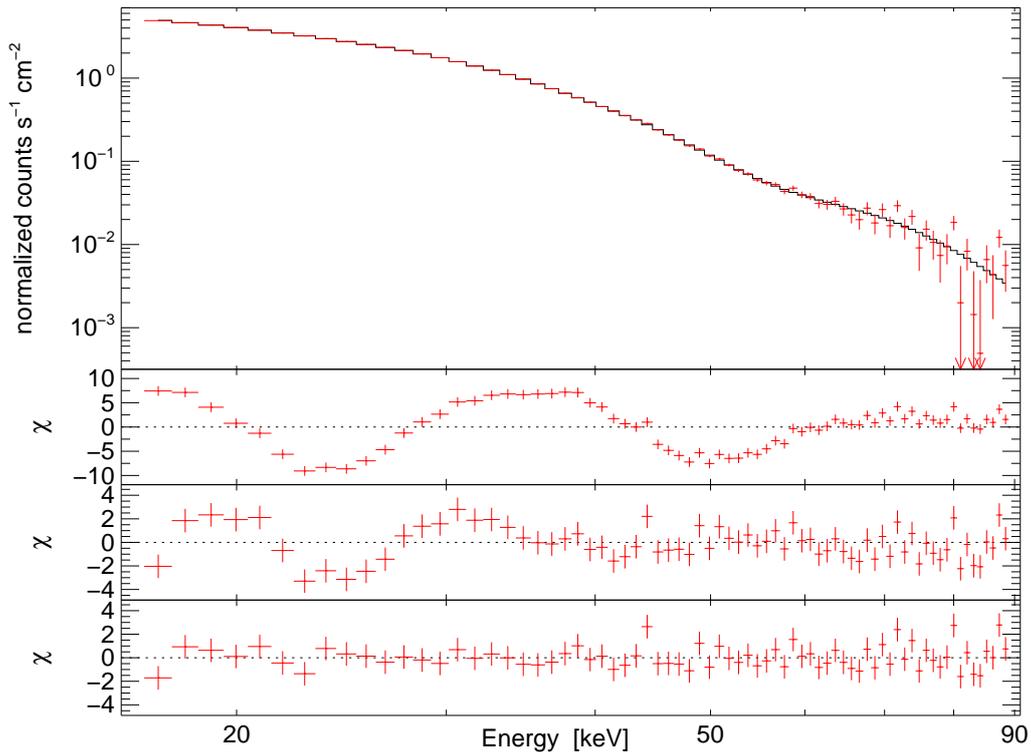
Der windakkretierende Neutronenstern im High Mass X-Ray Binary Vela X-1 umrundet seinen optischen Begleiter HD 77581 auf einem exzentrischen Orbit mit einer Periode von 8,964 Tagen (van Kerkwijk et al., 1995). Die Pulsperiode von zirka 283s konnte von Rappaport & McClintock (1975) bestimmt werden, wobei neuere Messungen jedoch eine leicht größere Periode von 283,5s ergaben (Staubert et al., 2004). Die Masse des Neutronensterns konnte von Barziv et al. (2001) auf einen Wert von  $1,8 M_{\odot}$  abgeschätzt werden. HD 77581 wurde als ein B0.5Ib Überriese klassifiziert mit einer Masse von  $\sim 23 M_{\odot}$  (van Kerkwijk et al., 1995). Durch seinen Sternwind verliert der Begleiter des Neutronensterns in etwa eine Masse von  $4 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$  pro Jahr (Nagase et al., 1986). Der Abstand des Röntgendoppelsternsystems Vela X-1 beträgt ungefähr 2.0 kpc (Nagase, 1989). Die erste Zyklotronlinie in diesem System wurde von Kendziorra et al. (1992) in den Spektren von Mir HEXE bei  $\sim 55$  keV entdeckt. Kurz darauf konnte aber mit den Daten von Ginga eine zweite Linie bei 25 keV gefunden werden. Obwohl diese Linie teilweise in Spektren anderer Satelliten nicht zu erkennen ist (Orlandini et al., 1998; La Barbera et al., 2003; Kretschmar et al., 2004), konnte sie von Kreykenbohm et al. (2002) durch phasenaufgelöste Spektren aus RXTE-Beobachtungen als fundamentale Zyklotronlinie bestätigt werden. Die Ursache dafür, dass diese Linie in Phasen-Durchschnitts-Spektren nicht zu erkennen ist, ist die große Variabilität der Linie zwischen 20 keV und 30 keV während einer Pulsphase und die eventuell nicht ausreichende Auflösung des Satelliten (Kreykenbohm et al., 2002; Kretschmar et al., 2004). Kreykenbohm et al. (1999) und Coburn et al. (2002) ist es aber auch gelungen, die Zyklotronlinie bei 25 keV in phasengemittelten RXTE-Spektren nachzuweisen.

Für die spektralen Analysen wurden die Daten aus einem Satz von Beobachtungen aus dem Jahr 2005 extrahiert und zu einem phasengemittelten Spektrum aufaddiert, was zu einer gesamten Beobachtungszeit von 151,0 ks für die PCA-Daten und 50,4 ks für die HEXTE-Daten führte. Da die vermutete fundamentale Zyklotronlinie bei etwa 25 keV zu erwarten ist (Makishima et al., 1999; Kreykenbohm et al., 2002) wurde für die Modellierung zuerst nur das HEXTE-Spektrum im Energiebereich von 17 keV bis 80 keV gewählt. Zum Beschreiben des Kontinuums wurde ein, mit einem Fermi-Dirac-Cutoff multipliziertes Potenzgesetz (FDCUT \* PEGPWRLW) verwendet. In einem ersten Durchlauf wurde der Index des Potenzgesetzes, in Anlehnung an Kretschmar et al. (2004), auf einem Wert von 0,5 festgehalten. Bei diesem Fit waren die beiden Linien klar in den Residuen zu erkennen. Deshalb wurde zuerst eine Linie bei ungefähr 50 keV und dann bei etwa 20 keV ergänzt. Dies führte zu einer Verbesserung des  $\chi^2_{\text{red}}$  von 20,3 auf 1,07 (siehe Abbildung 9.32). Für die Linienparameter ergaben sich dabei Werte von  $E_{c1} = 24,3$  keV,  $\sigma_1 = 0,28$  keV und  $\tau_1 = 0,26$  für die Fundamentallinie und  $E_{c2} = 55,2$  keV,  $\sigma_2 = 7,82$  keV und  $\tau_2 = 0,78$  für die erste harmonische Zyklotronlinie (siehe auch Tabelle 9.16). Bei weiteren Untersuchungen zeigte sich jedoch, dass mit größerem Photonenindex die spektralen HEXTE-Daten ebenfalls beschrieben werden konnten, aber dass die Fundamentallinie bei 25 keV kaum noch zu erkennen war. Deshalb wurde noch eine zweite Analyse durchgeführt, in der zusätzlich die spektralen Daten des PCA mit einbezogen wurden, um die Parameter des Kontinuum-Modells besser ermitteln zu können. Um das Spektrum aus PCA- und HEXTE-Daten beschreiben zu können, wurde, wie zuvor, ein Potenzgesetz mit einem exponentiellen Fermi-Dirac-Abbruch verwendet. Jedoch musste zum ersten ein Absorptions-Modell (PHABS), zum zweiten ein Modell

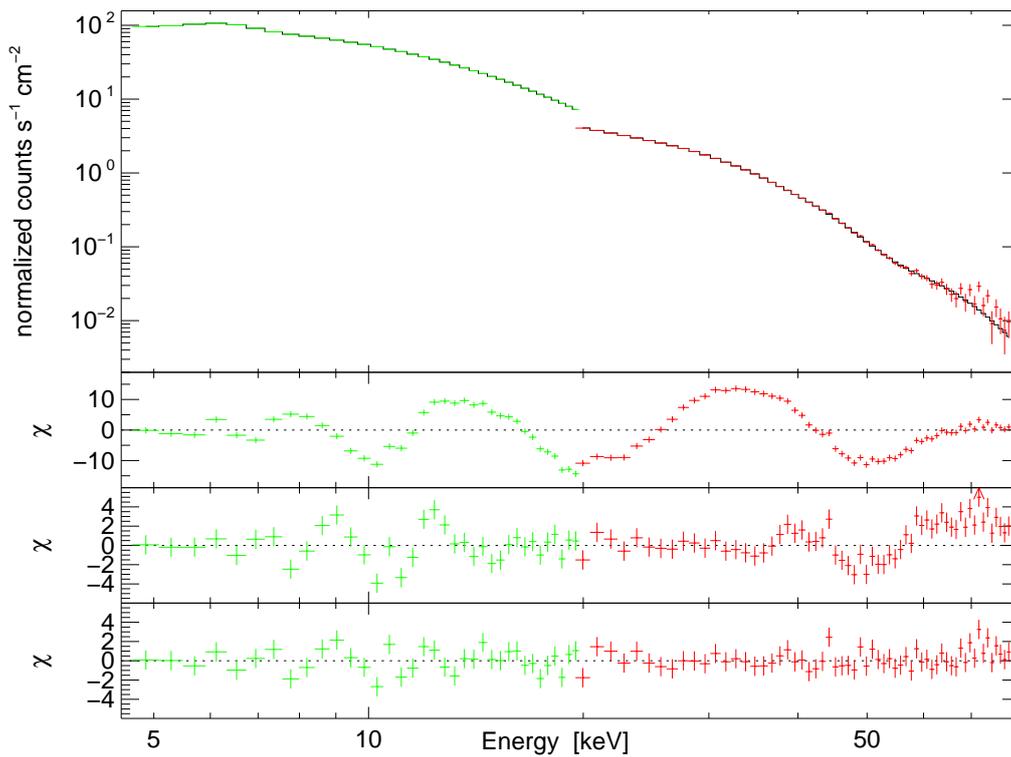
**Tabelle 9.16:** Linienparameter der besten Fits der phasengemittelten Spektren der Beobachtungen von 2005.

Parameter	HEXTE	PCA + HEXTE
	Wert	Wert
$E_{c1}$ [keV]	$24.31_{+0.27}^{-0.29}$	$22.73_{+0.22}^{-0.11}$
$\sigma_1$ [keV]	$0.35_{+0.98}^{-0.28}$	$4.07_{+0.22}^{-0.26}$
$\tau_1$	$0.20_{+2.36}^{-0.15}$	$0.11_{+0.01}^{-0.01}$
$E_{c2}$ [ $10^{22}$ ]	$55.24_{+0.59}^{-0.50}$	$53.45_{+0.81}^{-0.75}$
$\sigma_2$	$7.84_{+0.52}^{-0.67}$	$5.88_{+0.66}^{-0.57}$
$\tau_2$ [keV]	$0.79_{+0.04}^{-0.03}$	$0.56_{+0.04}^{-0.05}$
$N_H$ [ $10^{22}$ cm $^{-1}$ ]		$4.49_{+0.27}^{-0.27}$
$\Gamma$	0.50 (fest)	$0.06_{+0.04}^{-0.07}$
$E_{\text{cut}}$ [keV]	$16.95_{+0.45}^{-1.14}$	$13.05_{+0.45}^{-1.14}$
$E_f$ [keV]	$9.95_{+0.45}^{-1.14}$	$8.51_{+0.21}^{-0.20}$
$kT_{\text{bb}}$ [keV]		$1.21_{+0.02}^{-0.03}$
$\chi_{\text{red}}^2$	0.87	1.35

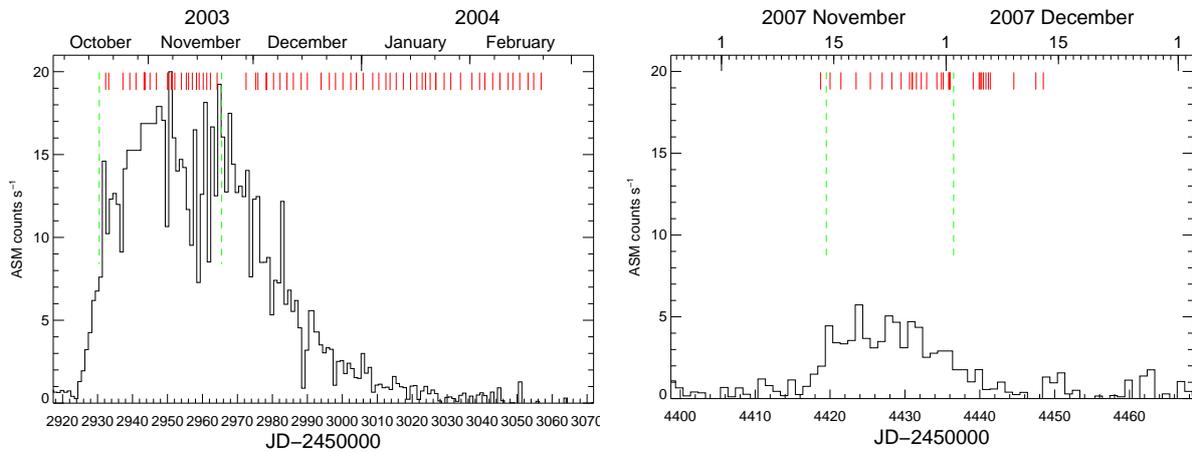
für Schwarzkörperstrahlung (BBODY) und zum dritten zwei Gaussfunktionen ergänzt werden, um die Daten wiedergeben zu können. Mit den beiden GAUSSIAN-Modellen wurden die Eisenemissionslinie bei  $\sim 6,3$  keV und ein weiteres schwaches Emissionsfeature bei etwa 12,5 keV, das als 10 keV-Feature angesehen wurde (siehe Kapitel 9.3), beschrieben. In den Residuen, die aus dem Fit ohne Linienmodell resultierten, waren wie zuvor zwei Zyklotronlinien zu erkennen. Es mussten daher auch zwei GAUABS-Modell an das bisherige Modell multipliziert werden, damit diese dem Phasen-Durchschnittsspektrum aus PCA- und HEXTE-Daten entspricht. Der beste Fit mit diesem Modell führte zu einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,35. Der dabei gefundene Photonenindex von 0,06 entspricht keineswegs dem zuvor gewählten Wert, liegt aber genau in dem Bereich, der von Coburn et al. (2002) bei seinen Analysen mit einem PLCUT-Modell (siehe Kapitel 9.8) ermittelt wurde. Die Linienpositionen von  $E_{c1} = 22,7$  keV für die Fundamentallinie und  $E_{c2} = 53,5$  keV für die erste Harmonische stimmen im Bereich ihrer Fehler mit den zuvor erhaltenen Werten überein. Der größte Unterschied zeigt sich jedoch in der Breite der fundamentalen Zyklotronlinie, die im kombinierten PCA-HEXTE-Spektrum mit einem Wert von  $\sigma_1 = 4,1$  keV deutlich größer ist, als im Analysedurchgang mit fest gewähltem Photonenindex. Obwohl die Linie um einiges breiter ist, ist sie mit einer Tiefe von  $\tau_1 = 0,11$  auch etwas flacher. Die Werte für die Breite und die Tiefe der zweiten Zyklotronlinie von  $\sigma_2 = 5,9$  keV und  $\tau_2 = 0,56$  sind konsistent mit den vorherigen Ergebnissen. Benutzt man die Zyklotronenergie von 22,7 keV für die Berechnung der Magnetfeldstärke, ergibt sich  $B \approx 2,5 \cdot 10^{12}$  G.



**Abb. 9.32:** Phasengemittelttes Spektrum aus den Daten des HEXTE-Detektors. Für die Modellierung wurde ein Potenzgesetz mit Fermi-Dirac-Abbruch verwendet, wobei der Index auf 0,5 festgehalten wurde (oben). Es mussten nacheinander zwei Linien-Modelle ergänzt werden, um die Daten mit einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 0,87 beschreiben zu können (Residuen unten). Ohne Modelle für die Zyklotronlinie konnte nur ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 20,3 erreicht werden und in den Residuen waren deutlich zwei Absorptionfeature zu sehen (Residuen oben). Die mittleren Residuen sind das Ergebnis des Fits mit nur einer Zyklotronlinie  $\sim 50$  keV.



**Abb. 9.33:** Kombiniertes PCA- und HEXTE-Phasen-Durchschnitts-Spektrum, das mit einem Potenzgesetz mit Fermi-Dirac-Abbruch analysiert wurde, was zu einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 41,9 führte. In den resultierenden Residuen waren zwei Zyklotronlinie zu erkennen (Residuen oben), die mit zwei absorbierenden Gaussfunktionen modelliert wurden. Dabei konnte ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,35 erreicht werden (Residuen unten). Die mittleren Residuen sind das Ergebnis des Fits mit nur einer Zyklotronlinie bei  $\sim 22$  keV.

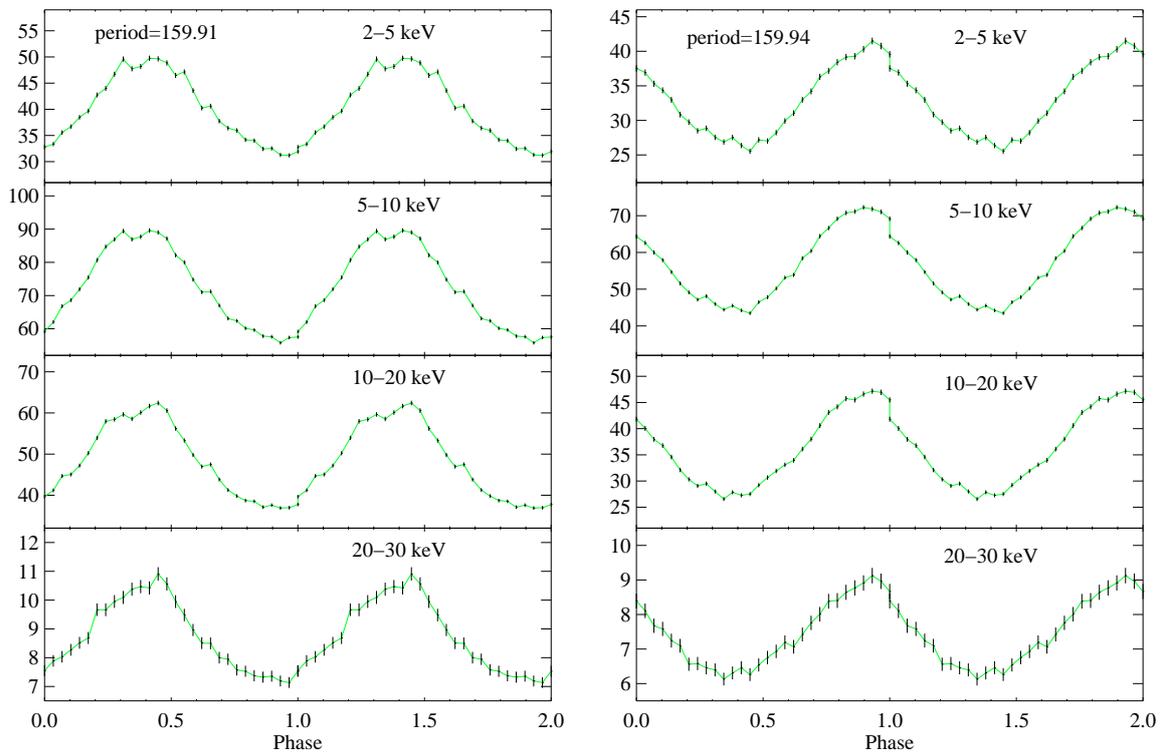


**Abb. 9.34:** Links: ASM-Lichtkurve des 2003-er Ausbruchs von MXB 0656–072. Rechts: Die des Ausbruchs von 2007. In beiden Lichtkurven sind ebenfalls die Beobachtungen des RXTE gekennzeichnet (Striche am oberen Rand). Die zwischen den beiden gestrichelten Linien wurden für die Erstellung der Spektren benutzt.

### 9.13 MXB 0656–072

Das Röntgendoppelsternsystem MXB 0656–072 wurde zuerst von Clark et al. (1975) als transiente Quelle eingestuft. Nachdem das System zwischenzeitlich zum Low Mass X-Ray Binary deklariert wurde (Liu et al., 2001), wurde MXB 0656-072 nach einem Ausbruch im Oktober 2003, von dem auch die meisten hier verwendeten Daten stammen, als transienter High Mass X-Ray Binary klassifiziert, mit einer Pulsperiode von 160,4 s (McBride et al., 2006) und einem O9.7Ve Stern als optischen Begleiter (Pakull et al., 2003). Die Orbitparameter konnten bis heute noch nicht ermittelt werden.

Wie bereits angemerkt, wurden zum einen die Beobachtungen des Ausbruchs von Dezember 2003 analysiert (siehe Abbildung 9.34). Dazu wurden die Spektren der Beobachtungen, die um das Maximum des Ausbruchs angesiedelt sind, extrahiert und aufaddiert. Durch diese Auswahl konnte eine mögliche Variabilität der Linie während der verschiedenen Phasen des Ausbruchs zum größten Teil ausgeschlossen werden. Für die weiteren Analysen wurden wieder nur die HEXTE-Daten verwendet, da die fundamentale Zyklotronlinie bei etwa 33 keV zu erwarten ist (McBride et al., 2006). Als erstes wurden die Spektren mit dem Kontinuums-Modell FDCUT\*PEGPWRLW modelliert, wobei der Photonenindex in Anlehnung an McBride et al. (2006) auf einen Wert von 0,9 festgehalten wurde. Die aus diesem Fit resultierenden Residuen sind in Abbildung 9.37 aufgeführt. Darin ist die Zyklotronlinie bei etwa 30 keV gut zu erkennen. Um die Linie zu beschreiben, wurde, wie bei McBride et al. (2006), das Modell CYCLABS verwendet. Für die Position der Zyklotronlinie wurde eine Energie von etwa 30,5 keV ermittelt, was somit ungefähr einer Magnetfeldstärke von  $B \approx 2,6 \cdot 10^{12}$  G entspricht. Tabelle 9.17 gibt



**Abb. 9.35:** Die Pulsprofile der zwei Beobachtungen vom 27. November (Links) und 30. November 2007 (Rechts) wurden durch Faltung der in Abbildung 9.36 aufgeführten Lichtkurven erstellt. Die dabei verwendete Periode steht jeweils im oberen Profil. Pro Rotationsphase ist nur ein Puls zu sehen und der fast sinusförmige Verlauf ändert sich in den einzelnen Energiebändern kaum.

einen Überblick über die Linienparameter des besten Fits.

Während der Entstehung dieser Arbeit kam es bei MXB 0656–072 zu einem erneuten Ausbruch (Kreykenbohm et al., 2007; Kennea et al., 2007), von dem auch mit RXTE einige Beobachtungen gemacht wurden. Im Folgenden werden die bisherigen Ergebnisse einer ersten Untersuchung der Daten dargestellt und erläutert. Der Ausbruch vom Dezember 2007 war um ein Vielfaches schwächer als der im Jahr 2003. Er erreichte nur eine maximale Leuchtkraft von etwa 80 mCrab (2–10 keV). Im Gegensatz zu der obigen Analyse wurden hier die PCA- und HEXTE-Spektren simultan gefittet, um die vorherrschenden physikalischen Gegebenheiten besser erfassen und beschreiben zu können. Für die Extraktion wurden ebenfalls nur Daten in der Nähe des Maximums des Ausbruchs herangezogen (siehe Abbildung 9.34). Dabei wurden die Daten 10 Minuten vor und nach der SAA-Passage ignoriert und für die Elektron-Ratio des Proportional Counter Arrays wurde ein Wert von 0,15 als obere Grenze angegeben. Bei der Modellierung der Spektren zeigte sich, dass ein einfaches Modell aus  $FDCUT * POWER$

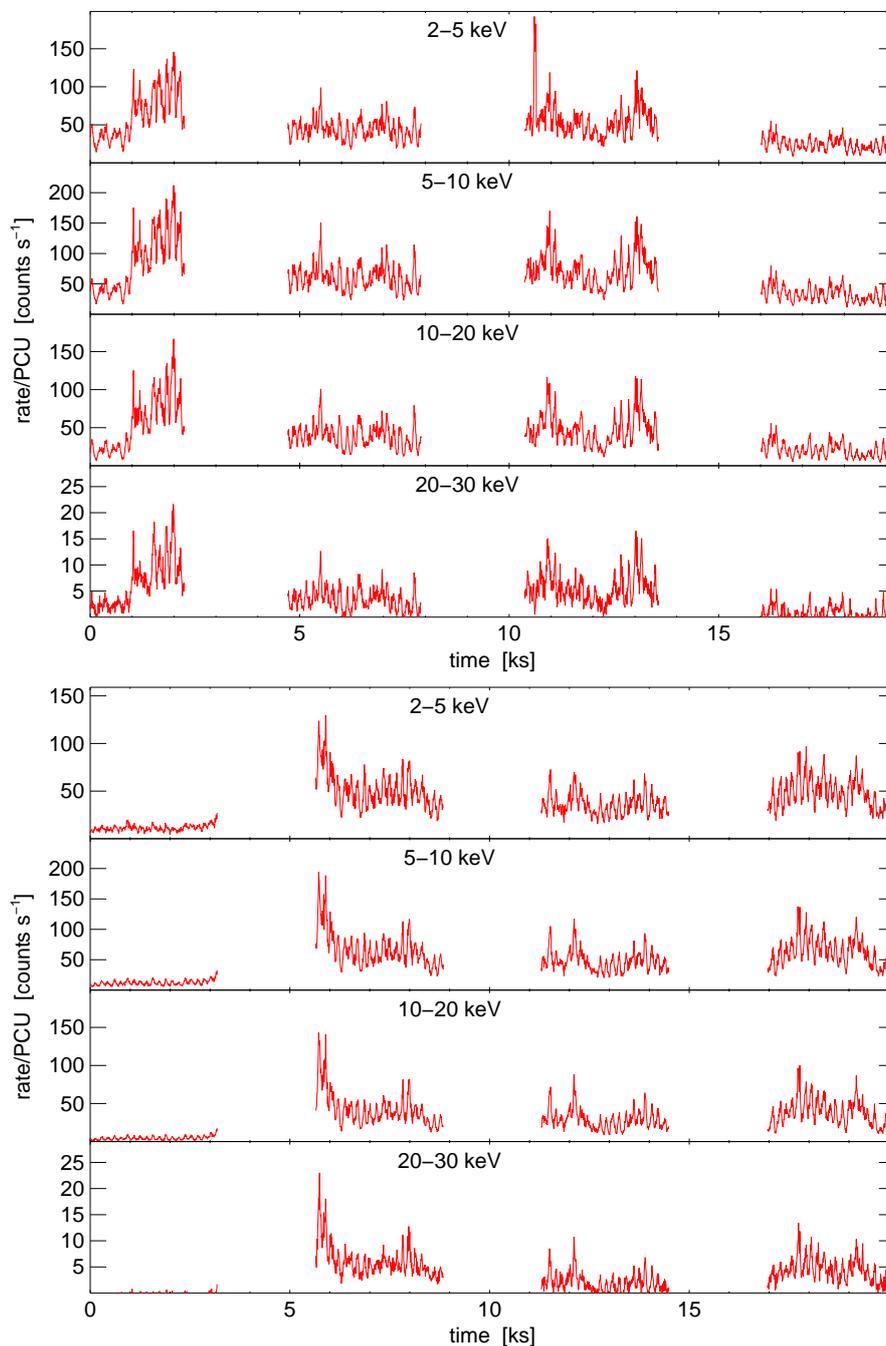
**Tabelle 9.17:** Linienparameter der besten Fits der phasengemittelten Spektren der beiden Ausbrüche von 2003 und 2007. Bei den 2003-er Werten sind, da ausschließlich HEXTE-Daten verwendet wurden, nur die Linienparameter und der festgehaltenen Photonenindex aufgeführt.

	2003	2007
Parameter	Wert	Wert
$E_c$ [keV]	$30.53_{+0.37}^{-0.24}$	$30.53_{+0.59}^{-0.57}$
$W$ [keV]	$15.34_{+0.37}^{-0.91}$	$11.03_{+1.52}^{-1.59}$
$T$	$0.58_{+0.02}^{-0.02}$	$0.72_{+0.10}^{-0.05}$
$N_H$ [ $10^{22}$ cm $^{-1}$ ]		$4.98_{+2.09}^{-1.28}$
$\Gamma$	0.9 (fest)	$1.18_{+0.17}^{-0.21}$
$E_{\text{cut}}$ [keV]	$9.95_{+1.25}^{-0.90}$	$20.23_{+1.68}^{-1.79}$
$E_f$ [keV]	$11.25_{+0.14}^{-0.23}$	$11.16_{+1.20}^{-0.76}$
$kT_{\text{bb}}$ [keV]		$0.82_{+0.18}^{-0.12}$
$\chi_{\text{red}}^2$	1.24	0.95

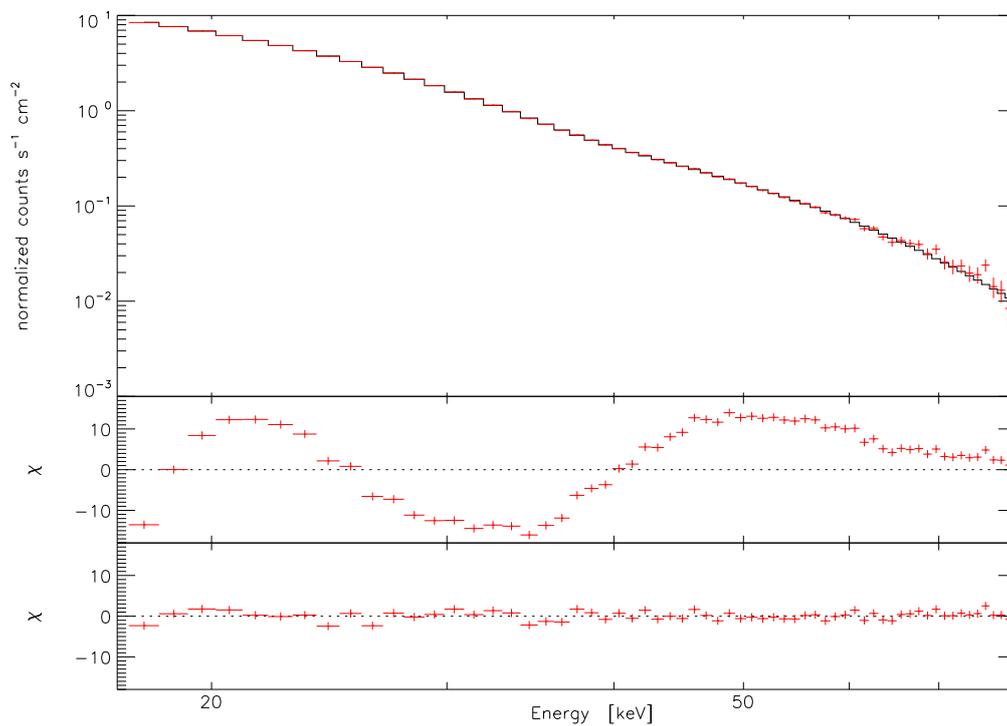
die spektralen Daten, vor allem den Energiebereich des Proportional Counter Arrays, nicht gut beschreiben konnte. Um ein besseres Ergebnis zu erzielen, wurde deshalb das bisherige Modell noch um einen Term für die Absorption weicher Photonen (PHABS), um ein Modell für Schwarzkörperstrahlung (BBODY), eine Eisenemissionslinie (GAUSSIAN) bei  $\sim 6,3$  keV und eine weitere Gaussfunktion bei 7,5 keV (10 keV-Feature; siehe dazu Kapitel 9.3) erweitert. Nachdem das kombinierte PCA- und HEXTE-Spektrum mit diesem Modell gefittet wurde, konnte man in den Residuen deutlich ein Absorptionsfeature bei etwa 30 keV erkennen, das als fundamentale Zyklotronlinie interpretiert wurde. Damit die Linienparameter besser mit den vorherigen verglichen werden können, wurde ebenfalls das Modell CYCLABS verwendet, um die Linie zu beschreiben. Bei der Modellierung mit dieser Funktion konnten die spektralen Daten mit einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 0,95 wiedergegeben werden. In Tabelle 9.17 sind die einzelnen Modellparameter des besten Fits aufgeführt. Vergleicht man die Parameter der Zyklotronlinie in den phasengemittelten Spektren der beiden Ausbrüche, zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Vor allem bei der Position der Zyklotronlinie zeigt sich, dass diese sowohl in den 2003-er Daten als auch im Spektrum von 2007 bei 30,5 keV lokalisiert ist. Auch die Werte für die Breite von 15,3 keV (2003) und 11,0 keV (2007) und die Tiefe mit 0,6 (2003) und 0,7 (2007) der beiden Linien liegen sehr eng beieinander und widersprechen sich in keinsten Weise. Die Form der Zyklotronlinie aus den Beobachtungen von 2007 stimmen also im Bereich der Fehler mit der der 2003-er Daten komplett überein.

Neben der spektralen Modellierung der Daten des Ausbruchs von 2007, wurden auch Timing-

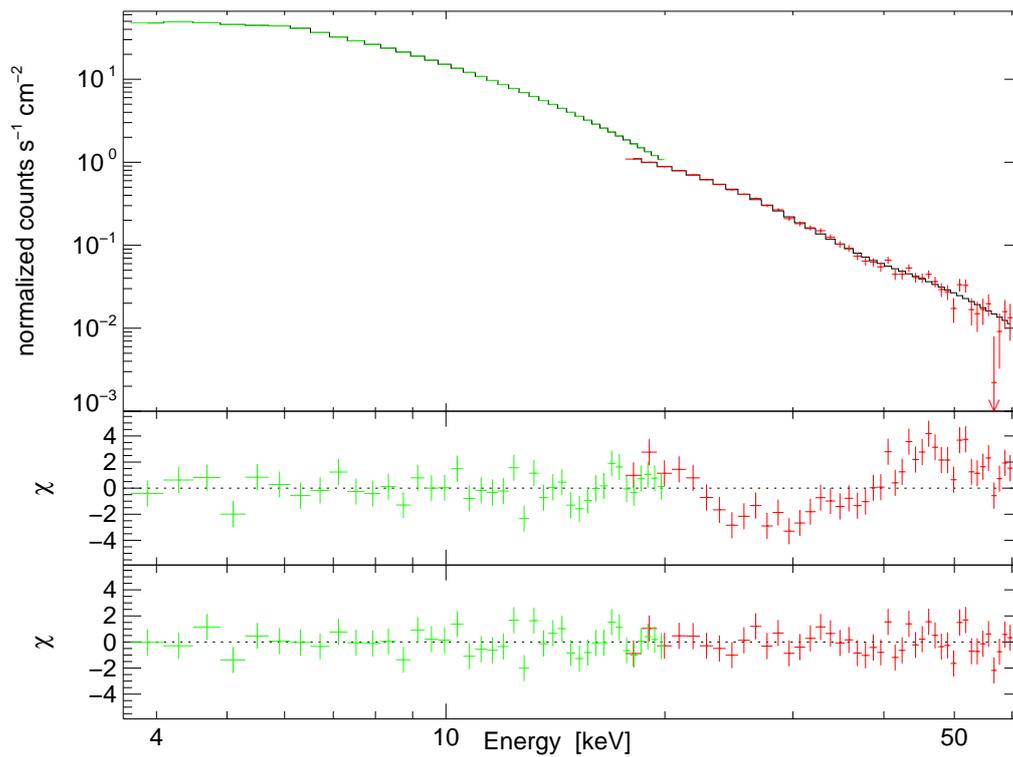
Analysen vorgenommen. Für diese wurden baryzentrisch korrigierte Lichtkurven für verschiedene Energiebänder aus den Daten des GoodXenon-Modus der zwei längsten Beobachtungen extrahiert (siehe Abbildung 9.36). Dieser Daten-Modus wurde gewählt, um eine bessere Zeitauflösung, im Vergleich zum Standard2-Modus, zu bekommen (Die Auflösung hier beträgt  $2^{-2}$  s). In den Lichtkurven ist zu erkennen, dass in beiden Beobachtungen der weiche Röntgenbereich deutlich überwiegt und die Quelle am aktivsten im Energiebereich zwischen 5 keV und 10 keV ist. Mit Hilfe des Epoch-Folding Verfahrens (siehe Leahy et al., 1983) wurde für beide Beobachtungen aus den Lichtkurven der einzelnen Energiebänder eine mittlere Pulsperiode von 159,9 s ermittelt, was sich mit den Ergebnissen von McBride et al. (2006) deckt. Mit Hilfe dieser Periode wurde für jedes Energieband Pulsprofile erstellt (siehe Abbildung 9.35). Es zeigt sich dabei genau ein Puls pro Phase und, dass sich das Profil in den einzelnen Bändern kaum ändert. Einen einzelne Puls pro Phase erwartet man, wenn man nur einen der beiden Pole des Neutronensterns beobachtet. Wegen des recht sinusförmigen Verlaufs des Profils lässt sich darüber hinaus vermuten, dass die Strahlung in Form eines Pencil-Beams emittiert wird, es also kaum Absorption entlang der Akkretionssäule gibt (Kreykenbohm, 2004; McBride et al., 2006). Ein sehr interessantes Phänomen zeigt sich in den Lichtkurven der beiden Beobachtungen. Denn sowohl in der Beobachtung vom 27. November als auch in der vom 30. November sind ungewöhnlich Sprünge zu erkennen, bei denen die mittlere Intensität schlagartig um mehr als das Doppelte zunimmt (am Anfang der beiden Lichtkurvenblöcke) und dann aber auch wieder genauso spontan abnimmt (am Ende des ersten Lichtkurvenblocks).



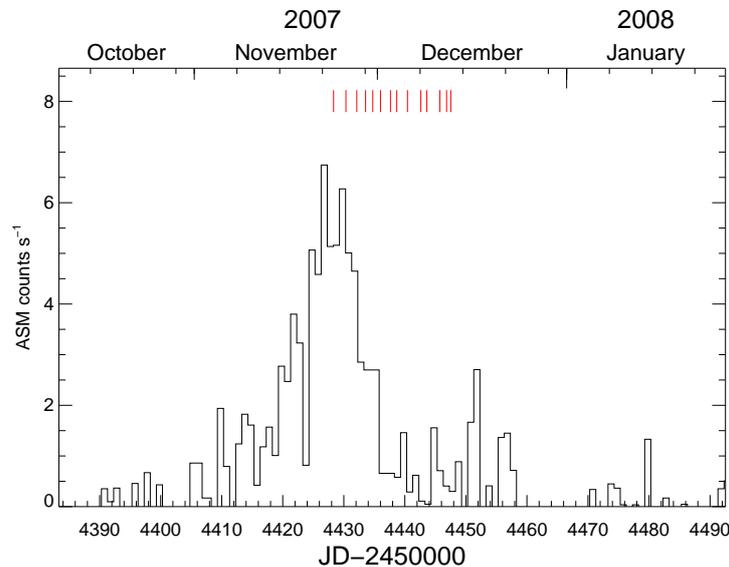
**Abb. 9.36:** PCA-Lichtkurven in verschiedenen Energiebändern für eine Beobachtung am 27. Nov. 2007 (Oben) und für eine am 30. Nov. 2007 (Unten); Erstellt aus dem GoodXenon-Modus mit einer Zeitauflösung von  $2^{-2}$  s. Für die Darstellung wurde jedoch eine Auflösung von 8 s gewählt.



**Abb. 9.37:** Phasengemitteltetes Spektrum aus den Daten des Ausbruches vom November 2003. Für die Modellierung ohne eine Zyklotronlinie ergab sich ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 47,8. Der Grund dafür war, dass deutlich in den Residuen sichtbare Absorptionsfeature bei etwa 30 keV (Mitte). Denn nach Einbezug eines Modells für Zyklotronlinien verkleinerte sich das  $\chi_{\text{red}}^2$  auf 1,25.



**Abb. 9.38:** Phasengemittelte Spektren sowohl aus den Daten des PCA- als auch des HEXTE-Detektors, die aus Beobachtungen während des Ausbruchs vom Dezember 2007 stammen. Die beiden Spektren wurden simultan gefittet und ohne Modellierung der Zyklotronlinie, die in den Residuen deutlich zu erkennen ist (Mitte), wurde nur ein  $\chi_{\text{red}}^2$  von 3,89 erreicht, im Gegensatz zu einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,00 mit Linie.



**Abb. 9.39:** ASM-Lichtkurve des Ausbruchs von GRO J1008–57 im November 2007. Die durchgeführten pointierten RXTE-Beobachtungen sind durch Striche am oberen Rand gekennzeichnet.

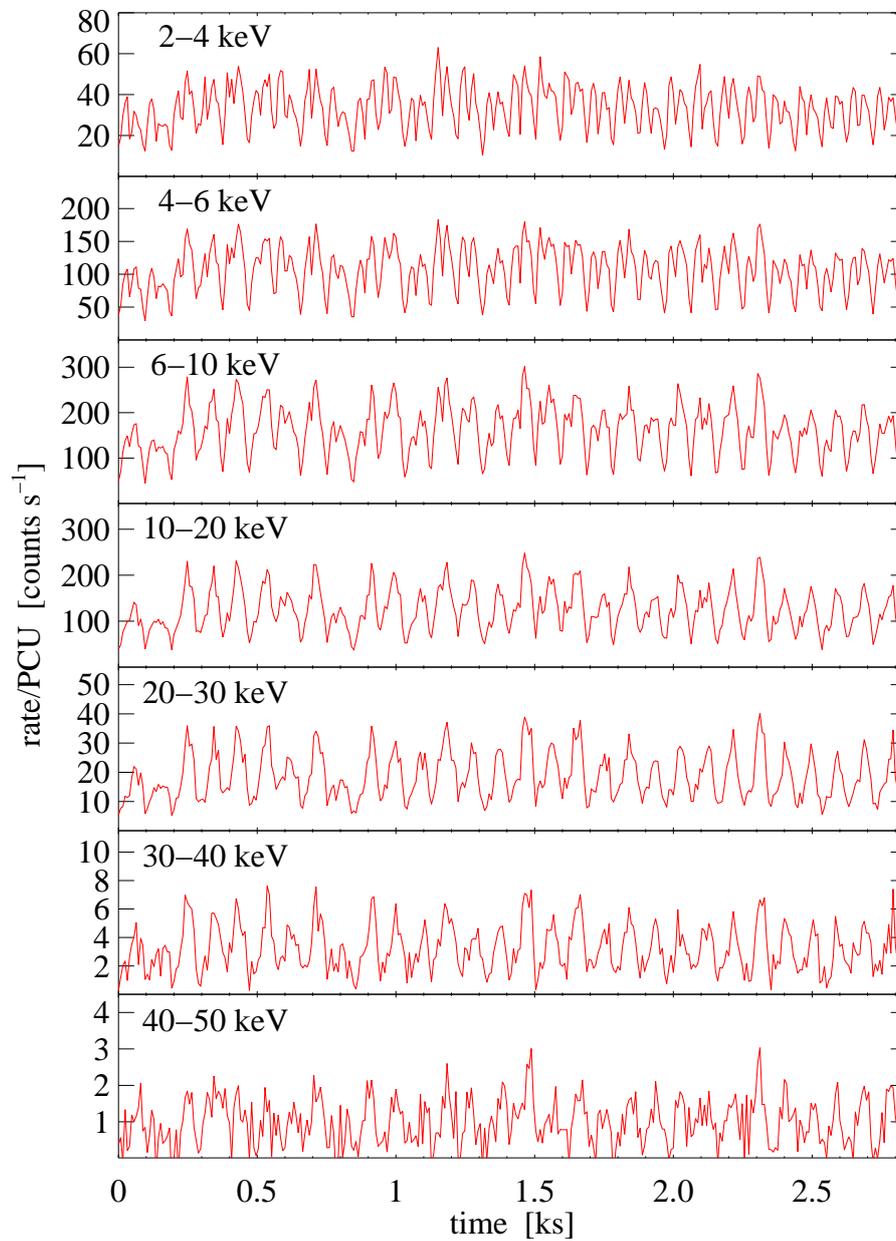
## 9.14 GRO J1008–57

Die transiente Quelle GRO J1008–57 wurde durch einen Ausbruch im Jahr 1993 sowohl vom Burst And Transient Source Experiment (BATSE) als auch vom Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) entdeckt (Wilson et al., 1994). Analysen der Lichtkurven ergaben dabei eine Pulsperiode von 93,5 s (Wilson et al., 1994; Bildsten et al., 1997). Coe et al. (1994) ist es gelungen, den optischen Begleiter des Neutronensterns im Doppelsternsystem GRO J1008–57 als einen Be-Stern der Klasse O9-B1 zu identifizieren. Die Orbitperiode von ungefähr 248 Tagen, wurde von Levine & Corbet (2006) mit Hilfe von periodischen Schwankungen in der ASM-Lichtkurve ermittelt und konnte durch die Analyse optischer Spektren von Coe et al. (2007) bestätigt werden, der auch die Exzentrizität der Orbitbahn auf einen Wert von etwa 0,68 festlegen konnte.

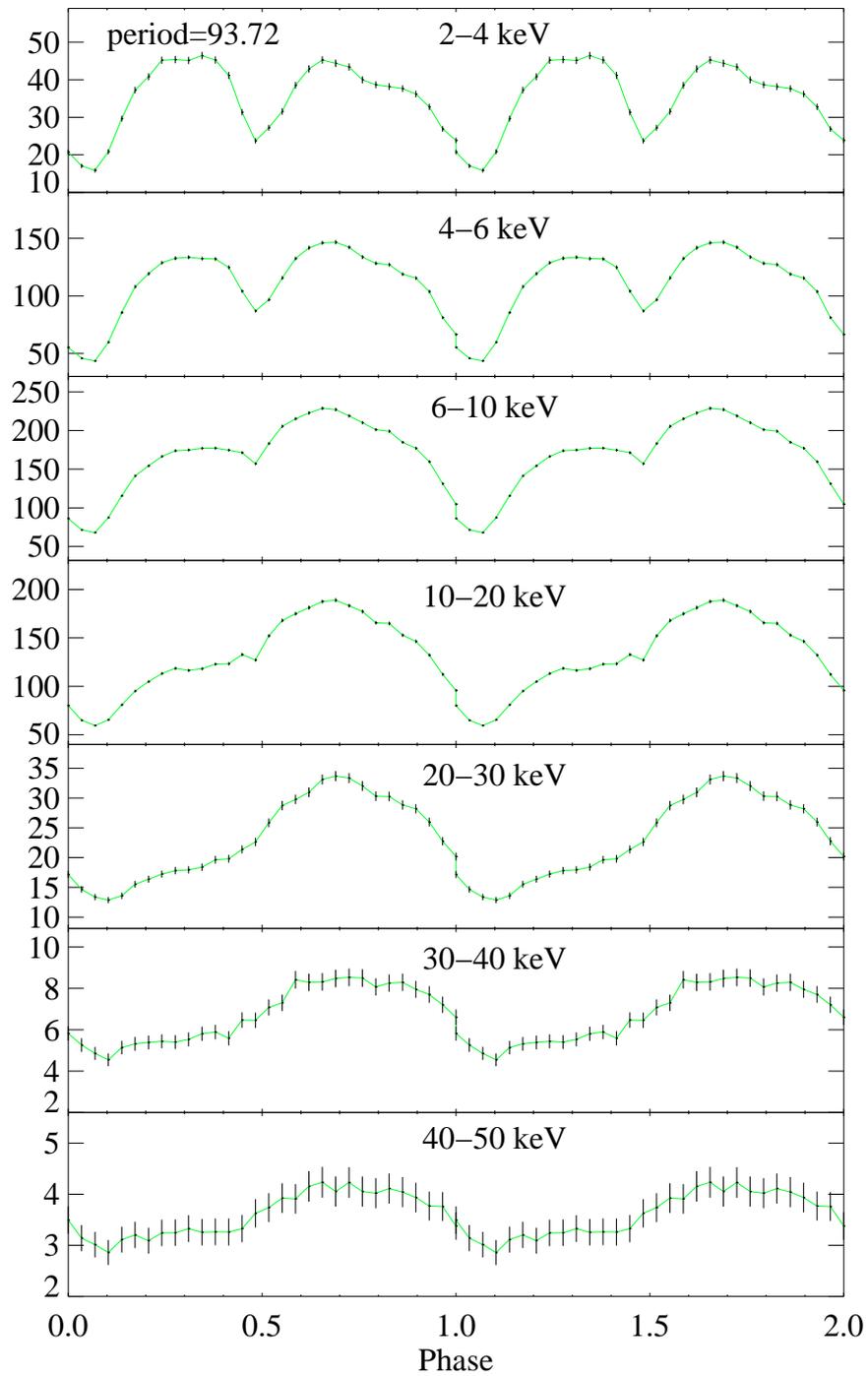
In etwa zur gleichen Zeit wie MXB 0656-072 war auch GRO J1008–57 im November 2007 im Röntgenbereich wieder sichtbar und auch von diesem Ausbruch wurden Beobachtungen von RXTE durchgeführt (siehe Abbildung 9.39). Der maximale Fluss, der dabei erreicht wurde, betrug in etwa 120 mCrab (2-10 keV). Bei einer ersten Untersuchung wurde die von RXTE aufgenommenen Daten sowohl einer spektralen wie auch zeitlichen Analyse unterzogen. Die Erstellung der Spektren erfolgte wieder mit den in Kapitel 8.2 beschriebenen Extraktionskripten. Der Parameter für die SAA wurde auf einen Wert von 1 gesetzt und die Elektron-Ratio bei der Extraktion der PCA-Daten auf 0,15. Da die meisten Beobachtungen nur einige Minuten lang waren, musste der SAA-Bereich so klein gewählt werden, um genügend Signal für die Spektren zu erhalten. Es wurde aber durch Betrachtung der Elektron-Ratio darauf geachtet, dass die Da-

ten in der Nähe der SAA nicht durch ein zu großes Hintergrundsignal unbrauchbar geworden wären. Die so entstanden PCA- und HEXTE-Spektren wurden simultan mit einem Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch gefittet. Als Funktion hierfür wurde das Modell CUTOFFPL verwendet, da die anderen Modelle wie FDCUT \* POWER oder NPEX nicht in der Lage waren, die spektralen Daten annähernd so gut zu beschreiben. Aber auch das CUTOFFPL-Modell war alleine nicht ausreichend um die beiden Spektren von PCA und HEXTE gut zu modellieren. Sondern es wurde das Modell PHABS ergänzt, sowie zwei Gaussfunktionen. Eine, um die Eisenlinie bei etwa 6,4 keV zu beschreiben, die andere, für ein weiteres auffällig breites Emissionsfeature bei etwa 7,5 keV, das als 10 keV-Feature interpretiert wurde. Dieses Modell konnte die Daten mit einem  $\chi_{\text{red}}^2$  von 1,65 beschreiben. Nach Shrader et al. (1999) wird im Spektrum von GRO J1008-57 eine Zyklotronlinie bei etwa 88 keV vermutet und etwa genau an dieser Stelle befindet sich in den Residuen des hier verwendeten Modells ein sehr schwaches Absorptionsfeature. Deshalb wurde ebenfalls probiert, diese mögliche Linie mit einem GAUABS-Modell zu fitten. Dabei erhielt man für die Linienposition einen Wert von 80,5 keV, dessen Fehler von -6,6 keV bis +14,7 keV auf Grund des schwachen Signals bei diesen hohen Energien sehr groß ausgefallen sind. Die erhaltene Breite von  $10,2_{-3,6}^{+5,5}$  keV und die Tiefe von  $1,1_{+1,0}^{-0,5}$  dieser Linie liegen aber durchaus in einem vernünftigen Bereich. Dieses Ergebnis liefert allerdings keinen eindeutigen Beweis für die Existenz dieser Zyklotronlinie, vor allem weil sich durch die Modellierung mit einer Linie das  $\chi_{\text{red}}^2$  nur um 0,3 verkleinerte. Die Annahme einer Zyklotronlinie im Bereich von 80 bis 90 keV lässt sich aber auch nicht widerlegen. Anzeichen dafür, dass es sich bei der Linie bei 80 keV vielleicht um die erste Harmonische handeln könnte, lassen sich ebenfalls nicht finden, da bei 40 keV kein Absorptionsfeature zu erkennen ist.

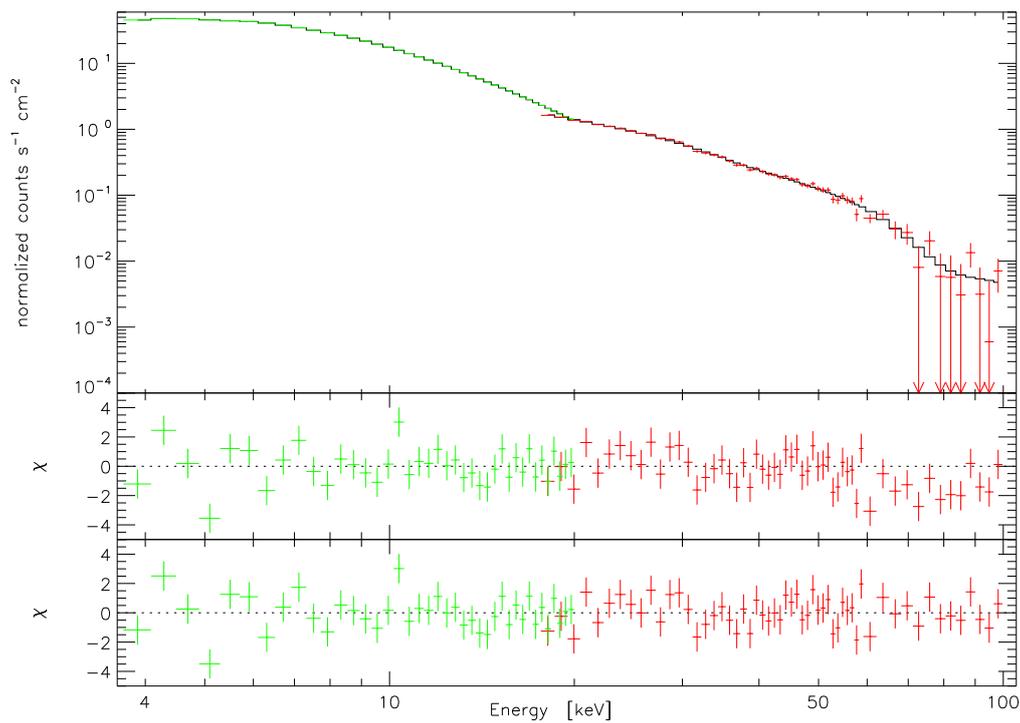
Für die Timing-Analysen wurden Lichtkurven mit einer zeitlichen Auflösung von  $2^{-2}$  s aus dem GoodXenon-Modus der längsten Beobachtung (Beobachtungszeit von  $\sim 3$  ks) extrahiert. Für den SAA-Bereich wurden die gleichen Grenzen wie für den Standard2-Modus, der für die Erstellung der Spektren herangezogen wurde, verwendet (siehe Oben). Die Energiebereiche, für die die Lichtkurven erstellt wurden, entsprechen denen von Shrader et al. (1999) (siehe Abbildung 9.40). Mit Epoch-Folding (siehe Leahy et al., 1983) wurde eine Pulsperiode von 93,7 s gefunden, die in guter Übereinstimmung mit den Werten von Wilson et al. (1994) und Shrader et al. (1999) steht. Mit dieser Periode wurden Pulsprofile für die ersten sieben Energiebänder erstellt (siehe Abbildung 9.41). In diesen Profilen lässt sich deutlich erkennen, dass einer der beiden Pulse pro Phase mit steigender Energie langsam immer schwächer wird. Diese Entwicklung der einzelnen Pulsphasen lässt sich auch in den Lichtkurven erkennen, denn mit steigender Energie sieht man, dass sich der Doppelpeak pro Plus in den oberen Lichtkurven langsam in einen einzelnen Peak umwandelt. Dies lässt vermuten, dass die Geometrie, in der vom Neutronenstern emittiert wird, stark von der Leuchtkraft abhängt. Eine eindeutige Aussage über den Emissionsmechanismus zu geben, ist dabei aber kaum möglich.



**Abb. 9.40:** Baryzentrischkorrigierte und hintergrundsubtrahierte Lichtkurven für verschiedene Energiebereiche. Auf Grund eines Binnings beträgt die Auflösung der dargestellten Lichtkurven 8 s.



**Abb. 9.41:** Pulsprofile der Lichtkurven aus Abbildung 9.40. Auffällig ist das langsame Verschwinden des ersten Pulses mit steigender Energie.



**Abb. 9.42:** Phasengemittelttes Spektrum der Beobachtungen von Dezember 2007. Die Residuen entstanden einmal bei der Modellierung mit Zyklotronlinie bei 88 keV (Unten) und zum anderen ohne (Mitte). Das  $\chi_{\text{red}}^2$  ohne Linie von 1,65 ist auch nur geringfügig größer als das mit Linie von 1,35. Das Modell im oberen Teil zeigt eine Funktion mit Zyklotronlinie.

# 10 Diskussion

Diese Arbeit ist eine kompakte Analyse der spektralen Daten aus über 10 Jahren RXTE-Beobachtungen. Neben der Bestimmung der Zyklotronenergie wurde auch versucht einige Phänomene bezüglich der Zyklotronlinien, wie die Abhängigkeit von der Leuchtkraft, aufzuzeigen. Ebenfalls wurden die Spektren dreier Röntgendoppelsternsysteme mit dem, auf Monte-Carlo Simulationen basierenden Modell CYCLOMC analysiert, wodurch die empirisch gefundenen Magnetfeldstärken jedesmal bestätigt werden konnten. Mit den Timing-Analysen von MXB 0656–072 und GRO J1008–57 konnten die früher gefundenen Ergebnisse bestätigt werden. Eine Besonderheit zeigte sich allerdings in der Lichtkurve von MXB 0656–072, nämlich auffällige spontane Intensitätsänderungen, die, bevor eine Erklärung gefunden werden kann, noch durch weitere Untersuchungen bestätigt werden muss. Auch um die vermutete Zyklotronlinie bei GRO J1008–57 signifikant nachweisen zu können sind weitere Beobachtungen nötig.

Die meisten aufgeführten Resultate wurden aber auch schon bei früheren Untersuchungen erarbeitet und haben den Röntgenastronomen viele neue Erkenntnisse über die physikalischen Vorgänge der Akkretion beschert. Doch allein die Kenntnis über die Position der Zyklotronlinie im Spektrum reicht nicht aus um die komplexen Mechanismen komplett zu erfassen. Immer mehr von Bedeutung wird die Veränderung der Linie während einer Pulsphase. Um diese Untersuchungen durchzuführen ist man somit auf phasen-aufgelöste Spektren angewiesen, deren Erstellung bis weilein noch Schwierigkeiten bereitet. Doch auch durch phasen-aufgelöste Spektroskopie konnten schon viele neue Kenntnisse errungen werden. Denn bei viele Pulsaren wie Her X-1 (Gruber et al., 2001), Vela X-1 (Kreykenbohm et al., 2002), X-Persei (Coburn et al., 2001), GX 301-2 (Kreykenbohm et al., 2004) und Cen X-3 (Suchy et al., 2007) hat sich gezeigt, dass die Positionen der Zyklotronlinien während eines Pulses stark variieren, was aber, im Gegensatz zu den Linienvariationen von 4u 0115+63, V0332+53 und Her X-1, die sich über einen längeren Zeitraum ereignen, nicht mit einer Änderung der Höhe des Linienentstehungsgebiets erklärt werden kann.

Eine weitere interessante Entdeckung wurde von Caballero et al. (2008), bei einer Analyse eines „Pre-Outburst Flare“, gemacht. Es zeigte sich, dass während dieses Flares die Zyklotronenergie ( $E_c \approx 52$  keV) um etwa 10% größer war, als im Maximum des Ausbruchs ( $E_c \approx 41$  keV). Dies lässt vermuten, dass sich während dieses „Pre-Outburst Flare“ die Struktur der Akkretionssäule stark ändert. Für weitere Erkenntnisse wäre es nötig, zusätzliche transiente Röntgendoppelsternsysteme zu untersuchen, die ebenfalls solche „Pre-Outburst Flare“ zeigen.

All diese Ergebnisse, angefangen mit der Beschreibung des Profils der Zyklotronlinien bis hin zur Entdeckung ihrer Variabilität während einer Pulsphase, haben dazu beigetragen die Welt der Neutronensterne besser verstehen zu können. Doch gibt es noch viele Phänomene und Geheimnisse, die noch erklärt und enträtselt werden müssen.

# Literaturverzeichnis

- Angelini L., White N.E., Nagase F., et al., 1995, *Astrophys. J., Lett.* 449, L41+
- Araya R.A., Harding A.K., 1999, *ApJ* 517, 334
- Ash T.D.C., Reynolds A.P., Roche P., et al., 1999, *MNRAS* 307, 357
- Barziv O., Kaper L., Van Kerkwijk M.H., et al., 2001, *A&A* 377, 925
- Basko M.M., Sunyaev R.A., 1976, *MNRAS* 175, 395
- Baykal A., İnam S.Ç., Beklen E., 2006a, *MNRAS* 369, 1760
- Baykal A., İnam S.Ç., Beklen E., 2006b, *A&A* 453, 1037
- Becker P.A., Wolff M.T., 2005, *ApJ* 630, 465
- Becker P.A., Wolff M.T., 2007, *ApJ* 654, 435
- Bildsten L., Chakrabarty D., Chiu J., et al., 1997, *ApJS* 113, 367
- Blum S., Kraus U., 2000, *ApJ* 529, 968
- Bondi H., Hoyle F., 1944, *MNRAS* 104, 273
- Caballero I., Kretschmar P., Santangelo A., et al., 2007, *A&A* 465, L21
- Caballero I., Santangelo A., Kretschmar P., et al., 2008, *A&A* 480, L17
- Campana S., Israel G., Stella L., 1999, *A&A* 352, L91
- Chakrabarty D., 1998, *ApJ* 492, 342
- Charles P.A., Seward F.D., 1995, *Exploring the X-ray Universe*, Cambridge University Press
- Clark G.W., 2000, *Astrophys. J., Lett.* 542, L131
- Clark G.W., Schmidt G.D., Angel J.R.P., 1975, *IAU Circ.* 2843, 1
- Clark G.W., Woo J.W., Nagase F., et al., 1990, *ApJ* 353, 274

- Coburn W., Heindl W.A., Gruber D.E., et al., 2001, ApJ 552, 738
- Coburn W., Heindl W.A., Rothschild R.E., et al., 2002, ApJ 580, 394
- Coe M.J., Bird A.J., Hill A.B., et al., 2007, MNRAS 378, 1427
- Coe M.J., Roche P., Everall C., et al., 1994, MNRAS 270, L57+L61
- Cominsky L., Clark G.W., Li F., et al., 1978, Nat 273, 367
- Cox N.L.J., Kaper L., Mokiem M.R., 2005, A&A 436, 661
- Davison P.J.N., Watson M.G., Pye J.P., 1977, MNRAS 181, 73P
- Deeter J.E., Boynton P.E., Miyamoto S., et al., 1991, ApJ 383, 324
- Delgado-Martí H., Levine A.M., Pfahl E., Rappaport S.A., 2001, ApJ 546, 455
- Finger M.H., Wilson R.B., Hagedon K.S., 1994, IAU Circ. 5931, 1
- Frank J., King A., Raine D., 2002, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press
- Fritz S., Kreykenbohm I., Wilms J., et al., 2006, A&A 458, 885
- Giacconi R., Gursky H., Paolini F.R., Rossi B.B., 1962, Phys. Rev. Lett. 9, 439
- Giacconi R., Murray S., Gursky H., et al., 1974, ApJS 27, 37
- Giacconi R., Murray S., Gursky H., et al., 1972, ApJ 178, 281
- Gruber D.E., Heindl W.A., Rothschild R.E., et al., 2001, ApJ 562, 499
- Harding A.K., Lai D., 2006, Reports of Progress in Physics 69, 2631
- Heindl W.A., Coburn W., Gruber D.E., et al., 2000, In: McConnell M.L., Ryan J.M. (eds.) *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 510. American Institute of Physics Conference Series, p.173
- Heindl W.A., Coburn W., Gruber D.E., et al., 2001, *Astrophys. J., Lett.* 563, L35
- Hutchings J.B., Crampton D., 1981, ApJ 247, 222
- Iben I.J., 1991, ApJS 76, 55
- Ilovaisky S.A., Motch C., Chevalier C., 1978, A&A 70, L19

- in 't Zand J.J.M., Baykal A., Strohmayer T.E., 1998, *ApJ* 496, 386
- Jahoda K., Markwardt C.B., Radeva Y., et al., 2006, *ApJS* 163, 401
- Kaper L., Lamers H.J.G.L.M., Ruymaekers E., et al., 1995, *A&A* 300, 446
- Kaper L., van der Meer A., Najarro F., 2006, *A&A* 457, 595
- Karttunen H., Kröger P., Oja H., 2007, *Fundamental Astronomy*, Springer, Berlin
- Kendziorra E., Mony B., Kretschmar P., et al., 1992, In: Shrader C.R., Gehrels N., Dennis B. (eds.) *The Compton Observatory Science Workshop*, p.217
- Kennea J.A., Romano P., Pottschmidt K., et al., 2007, *The Astronomer's Telegram* 1293, 1
- Koh D.T., Bildsten L., Chakrabarty D., et al., 1997, *ApJ* 479, 933
- Krauss M.I., Schulz N.S., Chakrabarty D., et al., 2007, *ApJ* 660, 605
- Kretschmar P., Staubert R., Kreykenbohm I., et al., 2004, In: Schoenfelder V., Lichti G., Winkler C. (eds.) *5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, Vol. 552. ESA Special Publication, p.267
- Kreykenbohm I., 2004, Ph.D. thesis, Universität Tübingen
- Kreykenbohm I., Coburn W., Wilms J., et al., 2002, *A&A* 395, 129
- Kreykenbohm I., Kretschmar P., Wilms J., et al., 1999, *A&A* 341, 141
- Kreykenbohm I., Shaw S.E., Bianchin V., et al., 2007, *The Astronomer's Telegram* 1281, 1
- Kreykenbohm I., Wilms J., Coburn W., et al., 2004, *A&A* 427, 975
- Krzeminski W., 1974, *Astrophys. J., Lett.* 192, L135
- Kuster M., 2004, Ph.D. thesis, Universität Tübingen
- La Barbera A., Santangelo A., Orlandini M., Segreto A., 2003, *A&A* 400, 993
- La Palombara N., Mereghetti S., 2007, *A&A* 474, 137
- Leahy D.A., 2002a, *MNRAS* 334, 847
- Leahy D.A., 2002b, *A&A* 391, 219
- Leahy D.A., Darbro W., Elsner R.F., et al., 1983, *ApJ* 266, 160

- Leahy D.A., Kostka M., 2008, MNRAS 384, 747
- Levine A., Ma C.P., McClintock J., et al., 1988, ApJ 327, 732
- Levine A.M., Bradt H., Cui W., et al., 1996, Astrophys. J., Lett. 469, L33+L36
- Levine A.M., Corbet R., 2006, The Astronomer's Telegram 940, 1
- Li F., Clark G.W., Jernigan J.G., Rappaport S., 1979, ApJ 228, 893
- Liu Q.Z., van Paradijs J., van den Heuvel E.P.J., 2001, A&A 368, 1021
- Lorimer D.R., 2005, Living Reviews in Relativity 8, 7
- Lutovinov A.A., Grebenev S.A., Syunyaev R.A., Pavlinskii M.N., 1994, Astronomy Letters 20, 538
- Lyubimkov L.S., Rostopchin S.I., Roche P., Tarasov A.E., 1997, MNRAS 286, 549
- Makishima K., Kawai N., Koyama K., et al., 1984, PASJ 36, 679
- Makishima K., Maejima Y., Mitsuda K., et al., 1986, ApJ 308, 635
- Makishima K., Mihara T., Ishida M., et al., 1990, Astrophys. J., Lett. 365, L59
- Makishima K., Mihara T., Nagase F., Tanaka Y., 1999, ApJ 525, 978
- McBride V.A., Wilms J., Coe M.J., et al., 2006, A&A 451, 267
- Mészáros P., 1984, Space Science Reviews 38, 325
- Mészáros P., 1992, High-Energy Radiation from Magnetized Neutron Stars, The University of Chicago Press, London
- Middleditch J., Mason K.O., Nelson J.E., White N.E., 1981, ApJ 244, 1001
- Middleditch J., Nelson J., 1976, ApJ 208, 567
- Motch C., Stella L., Janot-Pacheco E., Mouchet M., 1991, ApJ 369, 490
- Mukherjee U., Raichur H., Paul B., et al., 2007, ArXiv Astrophysics e-prints
- Nagase F., 1989, PASJ 41, 1
- Nagase F., Corbet R.H.D., Day C.S.R., et al., 1992, ApJ 396, 147
- Nagase F., Hayakawa S., Sato N., et al., 1986, PASJ 38, 547

- Nakajima M., Mihara T., Makishima K., Niko H., 2006, *ApJ* 646, 1125
- Negueruela I., Okazaki A.T., 2001, *A&A* 369, 108
- Negueruela I., Roche P., Fabregat J., Coe M.J., 1999, *MNRAS* 307, 695
- Oda M., Gorenstein P., Gursky H., et al., 1971, *Astrophys. J., Lett.* 166, L1
- Orlandini M., dal Fiume D., Frontera F., et al., 1998, *A&A* 332, 121
- Ostriker J.P., Davidson K., 1973, In: Bradt H., Giacconi R. (eds.) *X- and Gamma-Ray Astronomy*, Vol. 55. IAU Symposium, p.143
- Pakull M.W., Motch C., Negueruela I., 2003, *The Astronomer's Telegram* 202, 1
- Parkes G.E., Murdin P.G., Mason K.O., 1978, *MNRAS* 184, 73P
- Porter J.M., Rivinius T., 2003, *PASP* 115, 1153
- Pottschmidt K., Kreykenbohm I., Wilms J., et al., 2005, *Astrophys. J., Lett.* 634, L97
- Rappaport S., Clark G.W., Cominsky L., et al., 1978, *Astrophys. J., Lett.* 224, L1
- Rappaport S., McClintock J., 1975, *IAU Circ.* 2833, 2
- Reisenegger A., 2003, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Reisenegger A., 2007, *Astronomische Nachrichten* 328, 1173
- Reisenegger A., Prieto J.P., Benguria R., et al., 2005, In: de Gouveia dal Pino E.M., Lugones G., Lazarian A. (eds.) *Magnetic Fields in the Universe: From Laboratory and Stars to Primordial Structures.*, Vol. 784. American Institute of Physics Conference Series, p.263
- Reynolds A.P., Bell S.A., Hilditch R.W., 1992, *MNRAS* 256, 631
- Reynolds A.P., Quaintrell H., Still M.D., et al., 1997, *MNRAS* 288, 43
- Robba N.R., Burderi L., Di Salvo T., et al., 2001, *A&A* 562, 950
- Roberts M.S.E., Michelson P.F., Leahy D.A., et al., 2001, *ApJ* 555, 967
- Roche P., Coe M.J., Fabregat J., et al., 1993, *A&A* 270, 122
- Roche P., Larionov V., Tarasov A.E., et al., 1997, *A&A* 322, 139
- Rose L.A., Marshall F.E., Holt S.S., et al., 1979, *ApJ* 231, 919

- Rosenberg F.D., Eyles C.J., Skinner G.K., Willmore A.P., 1975, *Nat* 256, 628
- Rothschild R.E., Blanco P.R., Gruber D.E., et al., 1998, *ApJ* 496, 538
- Sato N., Nagase F., Kawai N., et al., 1986, *ApJ* 304, 241
- Schönherr G., 2007, Ph.D. thesis, Universität Tübingen
- Schreier E., Gursky H., Kellogg E., et al., 1971, *Astrophys. J., Lett.* 170, L21
- Schreier E., Levinson R., Gursky H., et al., 1972, *Astrophys. J., Lett.* 172, L79+L89
- Shrader C.R., Sutaria F.K., Singh K.P., Macomb D.J., 1999, *ApJ* 512, 920
- Slettebak A., 1982, *ApJS* 50, 55
- Smith D.A., Takeshima T., 1998, *The Astronomer's Telegram* 36, 1
- Staubert R., Kreykenbohm I., Kretschmar P., et al., 2004, In: Schoenfelder V., Lichti G., Winkler C. (eds.) 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, Vol. 552. ESA Special Publication, p.259
- Staubert R., Shakura N.I., Postnov K., et al., 2007, *A&A* 465, L25
- Steele I.A., Negueruela I., Coe M.J., Roche P., 1998, *MNRAS* 297, L5+
- Stella L., White N.E., Davelaar J., et al., 1985, *Astrophys. J., Lett.* 288, L45
- Suchy S., Pottschmidt K., Wilms J., et al., 2007, *ArXiv e-prints* 711
- Takeshima T., Chakrabarty D., 1998, *IAU Circ.* 7016, 2
- Tamura K., Tsunemi H., Kitamoto S., et al., 1992, *ApJ* 389, 676
- Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E.M., et al., 1972, *Astrophys. J., Lett.* 174, L143
- Telting J.H., Waters L.B.F.M., Roche P., et al., 1998, *MNRAS* 296, 785
- Terrell J., Priedhorsky W.C., 1983, In: *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 15. *Bulletin of the American Astronomical Society*, p.979
- Truemper J., Pietsch W., Reppin C., et al., 1978, *Astrophys. J., Lett.* 219, L105
- Tsygankov S.S., Lutovinov A.A., Churazov E.M., Sunyaev R.A., 2006, *MNRAS* 371, 19
- Tsygankov S.S., Lutovinov A.A., Churazov E.M., Sunyaev R.A., 2007, *Astronomy Letters* 33, 368

- Tueller J., Ajello M., Barthelmy S., et al., 2005, *The Astronomer's Telegram* 504, 1
- Unger S.J., Roche P., Negueruela I., et al., 1998, *A&A* 336, 960
- van Kerkwijk M.H., van Paradijs J., Zuiderwijk E.J., et al., 1995, *A&A* 303, 483
- Verrecchia F., Israel G.L., Negueruela I., et al., 2002, *A&A* 393, 983
- Wachter A., Henning H., 2005, *Repetitorium Theoretische Physik*, Springer, Berlin
- Wang Y.M., Welter G.L., 1981, *A&A* 102, 97
- White N.E., Mason K.O., Sanford P.W., Murdin P., 1976, *MNRAS* 176, 201
- Wilms J., Nowak M.A., Pottschmidt K., et al., 2006, *A&A* 447, 245
- Wilson C.A., Finger M.H., Coe M.J., Negueruela I., 2003, *ApJ* 584, 996
- Wilson C.A., Finger M.H., Wilson R.B., Scott D.M., 1998, *IAU Circ.* 7014, 2
- Wilson R.B., Harmon B.A., Fishman G.J., et al., 1994, In: Holt S., Day C.S. (eds.) *The Evolution of X-ray Binaries*, Vol. 308. American Institute of Physics Conference Series, p.451
- Yahel R.Z., 1979, *Astrophys. J., Lett.* 229, L73

## Danksagung

Während meines halbjährigen Aufenthalts in der Dr. Remeis-Sternwarte in Bamberg habe ich viel neues gelernt und viele nette Remeisen kennengelernt, die mir eine sehr angenehme Zeit in Bamberg bescherten. Doch möchte ich einigen von ihnen besonders Danken, die mir bei der Umsetzung dieser Arbeit mit viel Rat und Unterstützung zur Seite standen.

An erster Stelle steht natürlich Prof. Dr. Jörn Wilms. Schon in seiner Vorlesung konnte er mein Interesse für die Röntgenastronomie wecken und eröffnete mir dann die Möglichkeit unter seiner Betreuung diese Arbeit zu verfassen. Besonders bedanken möchte ich mich dafür, dass ich jeder Zeit mit meinen Fragen und Problemen zu ihm kommen konnte und er immer ein offenes Ohr für mich hatte. Ohne sein Engagement und seine Unterstützung hätte ich diese Arbeit nicht in dieser kurzen Zeit bewerkstelligen können.

Bevor ich weiteren Kollegen meinen Dank aussprechen, möchte ich an dieser Stelle meiner Freundin Lisa Schmitt für das viele Verständnis und die Geduld, die sie mir entgegengebracht hat bedanken, denn in diesem halben Jahr musste Sie oft zurück stecken und viel Zeit allein verbringen, aber dennoch hat sie immer zu mir gehalten und mich unterstützt. Auch dafür, dass Sie sich bereit erklärt hat, diese Arbeit korrektur zu lesen, obwohl Ihr das Wissen über die behandelte Physik fehlt, möchte ich mich bei Ihr bedanken.

Ebenfalls möchte ich mich bei meinen Büro-Kollegen Moritz Böck und Manfred Hanke, die mir vorallem mit Tipps und Ratschlägen für die Datenanalyse geholfen haben. Auch bei programmier- und computertechnischen Problemen, die bei mir als Unix-Neuling doch ziemlich zahlreich waren, konnte ich jeder Zeit mit der Hilfe von Manfred rechnen, wofür ich mich speziell noch einmal bedanken möchte.

Bei Dr. Ingo Kreykenbohm möchte ich mich zum einen für die Abbildungen bedanken, die er mir für meine Arbeit zur Verfügung gestellt hat und zum anderen für seine gut geschriebene Dissertation, die mir den Einstieg in die Röntgenastronomie sehr erleichterte.

Dank gebührt auch Dr. Gabriele Schönherr, die uns persönlich Ihr Modell CYCLOMC vorgestellt und erklärt hat.

Auch bei Prof. em. Dr. R. Staubert und Prof. K. Postnov möchte ich mich bedanken, die mir bei einem Besuch in Bamberg zu vielen neuen Erkenntnissen, vor allem bezüglich Her X-1, verholfen haben. In diesem Zusammenhang bedanke ich mich auch bei Dmitry Klochkov, der mir die Main-On Daten von Her X-1 zur Verfügung gestellt hat.

Bei Slawomir Suchy möchte ich mich für die Hilfe und Unterstützung bei der Analyse von Cen X-3 bedanken.

Natürlich möchte ich mich bei der gesamten Röntgengruppe der Dr. Remeis-Sternwarte bedanken, die mir bei unseren wöchentlichen Meetings mit Ihren guten Ideen und Ratschlägen sehr geholfen haben.