



**Analyse der Pulsprofile  
von Hercules X-1  
und anderer  
binärer Röntgenpulsare**

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

vorgelegt von  
Steffen Blum  
aus  
Stuttgart

2000

Selbstverlegt von: Steffen Blum  
Schillerstr. 15  
71111 Waldenbuch

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Dezember 2000

Dekan: Prof. Dr. G. J. Wagner

1. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Ruder

2. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Staubert

# Zusammenfassung

## Analyse der Pulsprofile von Hercules X-1 und anderer binärer Röntgenpulsare

Die Form der Pulse binärer Röntgenpulsare ist für jede Quelle charakteristisch. Die beobachteten Pulsprofile sind energieabhängig und i.a. deutlich asymmetrisch. Letzteres ist mit der einfachen Vorstellung eines idealen magnetischen Dipolfelds und axialsymmetrischer Emission an den magnetischen Polen der Neutronensterne nicht vereinbar. Das Zustandekommen der verschiedenen Pulsformen und die Ursachen für ihre Asymmetrie konnten bisher nicht eindeutig geklärt werden.

In dieser Arbeit wird ein Verfahren zur weitgehend modellunabhängigen Analyse der Pulsprofile akkretierender Röntgenpulsare vorgestellt und seine Anwendung auf Beobachtungsdaten von Her X-1, Cen X-3 und Vela X-1 beschrieben. Bei dieser Analysenmethode wird die Asymmetrie der Pulsprofile benutzt, um auf der Grundlage einiger sehr allgemeiner Symmetrieanahmen die Pulsargeometrie und die Strahlungscharakteristik unmittelbar aus den beobachteten Pulsprofilen zu erschließen.

Ausgehend von der Annahme, dass die Ursache für die Asymmetrie der beobachteten Pulsprofile ein etwas gestörtes magnetisches Dipolfeld ist, konnte mit der Analysenmethode die Geometrie der Röntgenpulsare Her X-1 und Cen X-3 bestimmt und die sichtbaren Bereiche ihrer Strahlungscharakteristiken rekonstruiert werden. Die resultierenden Strahlungscharakteristiken können als eine Kombination aus *fan-* und *pencil-beam* interpretiert werden.

Die systematischen Änderungen der Pulsformen während des 35-d-Zyklus von Her X-1 können mit einem Modell der sukzessiven Abschattung der Emissionsregionen durch den Innenrand der Akkretionsscheibe erklärt werden. Darüber hinaus ergibt sich, dass die Anwendbarkeit der Methode stark von der Größe des in den Pulsprofilen enthaltenen gepulsten Anteils der Strahlung abhängig ist.

Im Fall von Vela X-1 war es nicht möglich, mit den untersuchten Pulsprofilen auf eine eindeutige Geometrie und Strahlungscharakteristik zu schließen. Es lassen sich jedoch Lösungen finden, die auf eine Strahlungscharakteristik führen, die denen von Her X-1 und Cen X-3 sehr ähnlich ist.

Die Tatsache, dass sich für alle untersuchten Quellen ähnliche Strahlungscharakteristiken finden lassen, könnte ein Hinweis darauf sein, dass eine solche Strahlungscharakteristik für Röntgenpulsare generell typisch ist. Dann ergäben sich die charakteristischen Pulsformen im wesentlichen aus der Geometrie der jeweiligen Quellen.



# Abstract

## Analysis of Pulse Profiles of Hercules X-1 and other X-Ray Pulsars

The shape of the pulses of binary X-ray pulsars is characteristic for each source. The observed pulse profiles depend on energy and most of them show a significant asymmetry. The latter cannot be explained with the simple model of an ideal magnetic dipolar field and axially symmetric emission at the magnetic poles of the neutron stars. The cause for the appearance of the different pulse shapes and their asymmetry is not well understood so far.

In this work a procedure is presented to analyze the pulse profiles of accreting X-ray pulsars in a way that is independent of any specific emission model, and its application on satellite-data of Her X-1, Cen X-3 and Vela X-1 is described. In this method of analysis, the asymmetry of the pulse profiles is used to deduce the pulsar geometry and the beam pattern directly from the observed pulse profiles on the basis of only a few fundamental assumptions.

Starting from the assumption of a somewhat distorted magnetic dipole as sole cause of the asymmetry of the observed pulse profiles, it was possible to obtain the geometry of the X-ray pulsars Her X-1 and Cen X-3 and to reconstruct the visible part of their beam patterns. The resulting beam patterns can be interpreted as a combination of fan- and pencil-beams.

The systematic changes of the pulse shapes of Her X-1 during the 35-d cycle can be explained with a model of the emission regions being successively obscured by the inner edge of the accretion disc. It is also found that the applicability of the method depends on the pulsed fraction of the pulse profiles.

In the case of Vela X-1 it was not possible to deduce the geometry and the beam pattern from the observed pulse profiles in a unique way. Nevertheless one can find solutions that lead to a beam pattern which is very similar to those of Her X-1 and Cen X-3.

The fact that similar beam patterns can be found for all analyzed sources might be an indication that such a kind of beam pattern is typical for X-ray pulsars in general. In that case the appearance of the characteristic pulse shapes is due to the geometry of the different sources.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Röntgenpulsare</b>	<b>12</b>
2.1	Entwicklung enger Binärsysteme . . . . .	12
2.1.1	Entstehung von Binärsystemen . . . . .	12
2.1.2	Sternentwicklung in Binärsystemen . . . . .	14
2.1.3	Klassifizierung von XRB . . . . .	28
2.2	Das Akkretionsmodell . . . . .	30
2.2.1	Rotationsperioden von Pulsaren . . . . .	34
2.2.2	Die Akkretionssäule . . . . .	39
2.3	Beobachtungseigenschaften . . . . .	45
2.3.1	Räumliche Verteilung . . . . .	46
2.3.2	Zeitliche Variabilität der Lichtkurven . . . . .	47
2.3.3	Spektren . . . . .	50
2.3.4	Pulsprofile . . . . .	54
2.4	Ansätze zur Interpretation der Pulsprofile . . . . .	55
<b>3</b>	<b>Die Methode</b>	<b>64</b>
3.1	Entstehung asymmetrischer Pulsprofile . . . . .	65
3.2	Analyse von Pulsprofilen . . . . .	69



3.2.1	Beiträge der Polregionen . . . . .	70
3.2.2	Identische Bereiche der Einpol-Pulsprofile . . . . .	75
3.2.3	Einfluss der Lichtablenkung . . . . .	80
3.3	Spezielle Tests der Methode . . . . .	83
3.3.1	Reproduzierbarkeit gegebener Komponenten . . . . .	83
3.3.2	Eindeutigkeit der Lösungen . . . . .	84
3.3.3	Asymmetrische Strahlungscharakteristiken . . . . .	89
<b>4</b>	<b>Hercules X-1</b>	<b>95</b>
4.1	Beobachtungsdaten . . . . .	97
4.2	Ergebnisse . . . . .	100
4.2.1	Zerlegung in Einpol-Pulsprofile . . . . .	100
4.2.2	Suche nach einem Überlappungsbereich . . . . .	105
4.2.3	Die Geometrie von Her X-1 . . . . .	107
4.3	Interpretation der Ergebnisse . . . . .	108
4.3.1	Strahlungscharakteristik . . . . .	109
4.3.2	Die Untersuchung des Turn-On . . . . .	114
4.3.3	Der 35-Tage-Zyklus von Hercules X-1 . . . . .	120
4.3.4	Die Bestrahlung des Begleitsterns . . . . .	124
<b>5</b>	<b>Weitere Quellen</b>	<b>127</b>
5.1	Centaurus X-3 . . . . .	127
5.1.1	Beobachtungsdaten . . . . .	128
5.1.2	Zerlegung in Einpol-Pulsprofile . . . . .	129
5.1.3	Suche nach einem Überlappungsbereich . . . . .	129
5.1.4	Die Geometrie von Cen X-3 . . . . .	130
5.1.5	Die Strahlungscharakteristik . . . . .	132
5.1.6	Die Größe der Emissionsregion . . . . .	133
5.1.7	Weitere Untersuchungen . . . . .	134

5.2	Vela X-1 . . . . .	135
5.2.1	Beobachtungsdaten . . . . .	136
5.2.2	Zerlegungen in Einpol-Pulsprofile . . . . .	136
5.2.3	Suche nach einem Überlappungsbereich . . . . .	138
5.2.4	Die Geometrie von Vela X-1 . . . . .	146
5.2.5	Die Strahlungscharakteristik . . . . .	146
5.2.6	Bemerkungen . . . . .	148
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>151</b>
<b>A</b>	<b>Her X-1: Pulsprofile, Zerlegungen und Überlagerungen</b>	<b>159</b>
<b>B</b>	<b>Cen X-3: Pulsprofile, Zerlegungen und Überlagerungen</b>	<b>201</b>
<b>C</b>	<b>Vela X-1: Pulsprofile, Zerlegungen und Überlagerungen</b>	<b>209</b>
<b>D</b>	<b>Abkürzungen, Einheiten, und Konstanten</b>	<b>219</b>
	D.1 Abkürzungen . . . . .	219
	D.2 Einheiten . . . . .	220
	D.3 Konstanten . . . . .	220
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>220</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>227</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Nach heutigem Kenntnisstand gehören mehr als die Hälfte aller Sterne unserer Galaxie Doppelstern- oder Mehrfachsystemen an. Sie treten also nicht isoliert im Raum auf, sondern sind gravitativ an einen Begleitstern oder an mehrere Sterne gebunden. Einige Doppelsterne strahlen enorme Energiemengen in Form von Röntgenstrahlung ab. Bei diesen Röntgendoppelsternen (*X-Ray Binaries*, XRB) handelt es sich um enge Systeme, bestehend aus einem normalen Hauptreihenstern während der späten Phase seiner Entwicklung und einem kompakten Objekt, zu dessen Klasse Weiße Zwerge, Neutronensterne und Schwarze Löcher gehören. Sie sind die Überreste erloschener Sterne, deren ursprüngliche Masse zum Teil wesentlich größer als die der Sonne\* war.

Diese Arbeit befasst sich mit Röntgendoppelsternen, deren kompakte Komponente ein schnell rotierender und stark magnetisierter Neutronestern ist, von dem extrem intensive, streng periodische Röntgenpulse ausgehen. Neutronensterne mit dieser Eigenschaft werden auch als Röntgenpulsare (*X-Ray Pulsars*, XRP) bezeichnet.

Unmittelbar nach der Entdeckung des Neutrons durch Chadwick im Jahr 1932 schlug Landau die Existenz von Sternen vor, die praktisch ausschließlich aus dicht gepackten Neutronen bestehen (siehe z.B. Shapiro & Teukolsky 1983). Solch kompakte Objekte könnte man auch als gigantische Atomkerne ansehen, weshalb sie Landau als „unheimliche Sterne“ bezeichnete. 1934

---

\*Sonnenmasse =  $M_{\odot} = 1.9891 \cdot 10^{30}$  kg

äußerten Baade und Zwicky die Vermutung, dass es in Supernovaexplosionen zur Bildung von Neutronensternen kommen kann.

Sterne beziehen ihre Energie aus der Fusion von leichteren zu schwereren Elementen, bei sehr massereichen Sternen bis hin zu Eisen. So werden z.B. im Innern der Sonne Wasserstoff- zu Heliumkernen „verbrannt“. Die dabei entstehende Strahlung bewirkt eine nach aussen gerichtete Kraft, den Strahlungsdruck, die bei stabilen Sternen der nach innen gerichteten Kraft der Eigengravitation das Gleichgewicht hält. Ist sämtlicher Brennstoff verbraucht, so erlischt der Stern. Bevor die Fusion im Innern eines Sterns mit einer Masse von weniger als  $11 M_{\odot}$  zum Stillstand kommt, bläht dieser sich stark auf. Schließlich stößt er seine äußere Hülle ab, die dann als planetarischer Nebel in Erscheinung tritt. Zurück bleibt ein Weißer Zwerg, der entblößte Kern des ausgebrannten Sterns, mit einer Masse von bis zu  $1.4 M_{\odot}$ , der sogenannten Chandrasekhar-Grenze. Da der Eigengravitation kein Strahlungsdruck mehr entgegen wirkt, sind die Atome in einem Weißen Zwerg so stark „zusammengequetscht“, dass sich die Elektronen nicht mehr in normalen Atomzuständen befinden. Durch den Druck des entarteten Elektronengases befinden sich Weiße Zwerge in einem stabilen Gleichgewichtszustand. So ist ein Weißer Zwerg mit der Masse der Sonne kleiner als die Erde (der Radius der Sonne beträgt mehr als das 100-fache des Erdradius)! Aufgrund ihrer sehr hohen Oberflächentemperatur von bis zu 60 000 K erscheinen sie als „weiß“. Ihre verbliebene thermische Energie ist so hoch, dass sie erst nach  $10^{10}$  Jahren so stark abgekühlt sind, dass sie nicht mehr als Weiße Zwerge beobachtbar sind.

Beim Gravitationskollaps eines erloschenen Sterns mit einer Masse von mehr als  $11 M_{\odot}$  ist der Entartungsdruck der Elektronen nicht ausreichend, um den Kollaps aufzuhalten. Der Druck auf den Eisenkern wird so stark, dass der inverse Betazerfall einsetzt, bei dem die Elektronen und die Protonen „ineinandergedrückt“ werden, wobei sie unter Aussendung von jeweils einem Neutrino zu Neutronen „verschmelzen“. Im Zentrum des kollabierenden Sterns kann so unter Aussendung einer Lawine von Neutrinos ein Objekt entstehen, das vorwiegend aus Neutronen besteht. Beim Zusammenprall der Materie werden die äußeren Schichten des ursprünglichen Sterns in einer gewaltigen Supernovaexplosion ins All geschleudert. Sie sind noch lange nach der Explosion als leuchtender Supernovaüberrest beobachtbar. Beim Kollaps des Kerns zu einem Neutronenstern bleibt der ursprüngliche Drehimpuls des Kerns erhalten. Da der Neutronenstern jedoch wesentlich kompakter ist, d.h. ein wesentlich geringeres Volumen bei gleicher Masse hat, rotiert er wesent-

lich schneller als der ursprüngliche Stern (Pirouetteneffekt). Bleibt auch der magnetische Fluss des Kerns erhalten, kann der Neutronenstern ein Magnetfeld von bis zu  $10^{14} \text{ G}^\dagger$  besitzen. Dies entspricht 100 Billionen mal der Stärke des Erdmagnetfelds an den Polen, oder eine Millionen mal dem stärksten, von Menschen mit supraleitenden Spulen erzeugten Magnetfelds.

Hat der ursprüngliche Stern eine Masse von mehr als  $50 M_\odot$ , so entsteht ein noch exotischeres Objekt: ein Schwarzes Loch. Die Materie wird in einer Singularität, also einem unendlich kleinen Punkt, konzentriert. Es ist daher fraglich, ob man bei ihrer Konsistenz überhaupt noch von Materie im ursprünglichen Sinne sprechen kann. Die Anziehungskraft ist so stark, dass nicht einmal Licht aus einem Schwarzen Loch entweichen kann. Es erscheint daher „schwarz“.

Die ersten physikalischen Modelle, nach denen Neutronensterne stabile Konfigurationen darstellen, wurden 1939 von J. R. Oppenheimer und G. M. Volkoff abgeleitet (siehe z.B. Shapiro & Teukolsky 1983). Demnach besitzen Neutronensterne eine Dichte von 100 Millionen  $\text{t/cm}^3$ , entsprechend der Dichte der Kernmaterie selbst, wobei man sich den Neutronenstern als eine Packung sich berührender Kugeln (die Neutronen) vorstellen kann. Ein Neutronenstern mit  $1.4M_\odot$  hat demnach einen Radius von nur 10 km! Das Verhältnis des Radius eines Sterns wie der Sonne zu dem eines Neutronensterns von 100 000 : 1 ist dementsprechend ungefähr dasselbe wie das des Radius eines Atoms zu seinem Atomkern. Die im Vergleich zu normalen Sternen winzige Oberfläche ließ jedoch vermuten, dass die thermische Strahlung der Neutronensterne zu schwach sei, um jemals beobachtet zu werden.

So blieben Neutronensterne theoretische Gebilde, bis 1967 Anthony Hewish zusammen mit seiner Doktorandin Jocelyn Bell von der Cambridge University mit einem Array von Radioantennen zeitlich hochaufgelöste Messungen der durch das interplanetare Medium hervorgerufenen Fluktuationen kompakter Radioquellen durchführte. Dabei entdeckten sie zufällig eine Quelle, die Radiopulse mit einer Periode von 1.337 s aussendete (Hewish et al. 1968). Da die Periode dieser Pulse äußerst konstant war wurde zunächst sogar darüber spekuliert, ob dies Signale von außerirdischer Intelligenz waren. Kurze Zeit darauf wurden weitere dieser Pulsare mit ähnlichen Perioden entdeckt, darunter auch der Crabpulsar im Zentrum des Krebsnebels, des Überrestes einer im Jahre 1054 von chinesischen Astronomen aufgezeichneten Supernovaexplosion in unserer Galaxie. Pacini (1967, 1968) und Gold

---

<sup>†</sup>  $1 \text{ G} = 1 \text{ Gauß} = 10^{-4} \text{ Tesla}$

(1968, 1969) deuteten diese Pulsare als schnell rotierende magnetische Neutronensterne. Die Tatsache, dass man einige Pulsare im Zentrum von Supernovaüberresten findet, ließ einen Zusammenhang zwischen Supernovae und Neutronensternen vermuten. Bei der Supernova 1987A in unserer Nachbargalaxie, der Kleinen Magellanschen Wolke, konnten sogar einige der beim inversen Betazerfall entstandenen Neutrinos mit Detektoren auf der Erde nachgewiesen werden. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass bei Supernovaexplosionen tatsächlich Neutronensterne entstehen können.

Radiopulsare sind schwache Radioquellen mit einer mittleren Energieflussdichte von  $\sim 1 - 100 \text{ mJy}^\ddagger$  (400 MHz). Die Entstehung der elektromagnetischen Strahlung von Radiopulsaren ist bis heute noch nicht genau verstanden. Aufgrund der schnellen Rotation sind die Magnetfeldlinien außerhalb des sog. Korotationsradius nicht mehr geschlossen, da dort sonst die Geschwindigkeit der mitrotierenden Magnetosphäre größer als die Lichtgeschwindigkeit wäre. Der Korotationsradius liegt abhängig von der Rotationsfrequenz der Pulsare zwischen 50 und 50000 km. Während geladene Teilchen, insbesondere Elektronen und Protonen, auf den geschlossenen Magnetfeldlinien gefangen sind, können sie in der Nähe der magnetischen Pole entlang den offenen Feldlinien auf annähernd Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden und von dem Pulsar entweichen. Dabei kommt es bei der Bewegung entlang der gekrümmten Feldlinien zu Emissionsprozessen, bei denen letztendlich auch Radiostrahlung erzeugt wird, deren Richtung innerhalb eines Kegels um die magnetische Dipolachse liegt. Ist die Dipolachse gegenüber der Rotationsachse geneigt, so vollführt der Strahlungskegel eine Kreisbewegung, ähnlich der des Lichtstrahls eines Leuchtturms. Man spricht daher auch vom „Leuchtturmeffekt“. Der Pulsar ist dann beobachtbar, wenn während seiner Rotation der Strahlungskegel die Erde überstreicht.

Einen Höhepunkt erfuhr die Erforschung der Pulsare mit der Entdeckung des Radiopulsars PSR 1913+16. Es stellte sich heraus, dass sich dieser Pulsar in einem engen elliptischen Orbit um einen zweiten Neutronenstern befindet (Hulse & Taylor 1975). Nach einer Vorhersage der Einsteinschen Allgemeinen Relativitätstheorie erleiden solche Systeme einen Energieverlust durch die Abstrahlung von Gravitationswellen. Dies hat zur Folge, dass sich der Abstand der beiden Sterne mit der Zeit verringert. Aufgrund der Bahnbewegung variiert die Frequenz der Radiopulse während eines Umlaufs des Pulsars um den Begleitstern (Dopplereffekt). Bei der Bewegung des Pulsars auf den Beobachter zu erscheinen die Pulse verkürzt, bei der Bewegung vom

---

$\ddagger 1 \text{ mJy} = 1 \text{ milliJansky} = 10^{-26} \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{Hz}}$

Beobachtet man die Pulse, so erscheinen sie verlängert. Mittels dieses Effekts lässt sich die Orbitalperiode des Pulsars sehr genau messen. Die mit der Gravitationswellenabstrahlung verbundene Verkürzung der Orbitalperiode kann somit bestimmt werden. Ihr Wert steht in hervorragender Übereinstimmung mit der Theorie. Für diesen bis heute besten indirekten Beweis für die Existenz von Gravitationswellen wurden R. A. Hulse und J. H. Taylor 1993 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet.

Neben den Entdeckungen der Radioastronomie wurde Ende der sechziger Jahre auch ein Zusammenhang kompakter Objekte mit Beobachtungen aus der Röntgenastronomie vermutet. Da Röntgenstrahlen in der Atmosphäre absorbiert werden, können Beobachtungen in diesem Wellenlängenbereich nicht von der Erdoberfläche aus gemacht werden. Bereits 1948 gelang es mit einer V2-Rakete, an der eine Lochkamera mit einem hinter einem für Röntgenstrahlen durchsichtigen Berylliumfenster angebrachten Film montiert war, Röntgenstrahlung von der Sonne nachzuweisen. Wie sich herausstellte entfällt nur etwa ein Millionstel der gesamten Strahlungsleistung der Sonne auf den Röntgenbereich. Da man ähnliches für alle Sterne annahm, hatte man ursprünglich keine Hoffnung Röntgenstrahlung von entfernten Sternen nachweisen zu können. So geschah 1962 die Entdeckung des ersten „Röntgensterns“ Scorpius X-1 (Sco X-1) durch Giacconi et al. (1962) eher zufällig bei dem Versuch, mit drei Geigerzählern an Bord einer Aerobee-Rakete die vom Mond reflektierte Röntgenstrahlung der Sonne zu messen. Dies markierte den Beginn der (extrasolaren) Röntgenastronomie. Bei darauf folgenden Raketen- und Ballonflügen wurden bis Anfang der siebziger Jahre etwa 20 weitere kosmische Röntgenquellen entdeckt. Darunter befindet sich auch die hellste Röntgenquelle im Sternbild Schwan, Cygnus X-1, deren Röntgenhelligkeit zwischen den einzelnen Beobachtungen variierte. Einige der Röntgenquellen strahlen bis zu 100 000 mal mehr Energie ab als die Sonne. Sie gehören somit zu den leuchtkräftigsten Objekten im Universum überhaupt. Um Leuchtkräfte in dieser Größenordnung zu produzieren ist die Energieerzeugung durch Fusion, wie sie in normalen Sternen abläuft, jedoch nicht ausreichend.

Nach der Entdeckung eines im optischen Wellenlängenbereich sichtbaren Sterns an der vermeintlichen Position von Sco X-1 durch Sandage et al. (1966) wurde die Möglichkeit erörtert, dass es sich bei diesen Quellen um enge Doppelsternsysteme handelt. In solchen Systemen kann Gas aus der Atmosphäre des optischen Begleiters von dem Neutronenstern gravitativ angezogen bzw. akkretiert werden. Durch die Bewegung des Gases in dem



Gravitationsfeld des Neutronensterns oder beim Auftreffen des Gases auf die Neutronensternoberfläche entsteht Röntgenstrahlung (Zeldovich & Guseynov 1966, Shklovsky 1967). Da das Gas beim Verlassen des optischen Begleiters einen großen Drehimpuls besitzt, kann es jedoch nicht direkt auf das kompakte Objekt fallen, sondern es sammelt sich zunächst in einer Akkretionsscheibe um den Neutronenstern. In der Scheibe spiralen die Gasteilchen nach innen, wobei sie durch Stöße Drehimpuls abgeben. Durch Reibung heizt sich die Scheibe so stark auf, dass deren innere Bereiche ebenfalls Röntgenstrahlung emittieren können (Prendergast und Burbidge 1968). Heute weiß man, dass es sich bei der Röntgenstrahlung von Cygnus X-1 um das letzte Aufleuchten von Materie handelt, bevor sie so weit in das extrem starke Gravitationspotential eines Schwarzen Lochs gerät, dass nicht einmal mehr Licht nach außen gelangen kann.

Bei der Akkretion eines Protons auf die Oberfläche eines Neutronensterns mit 10 km Radius und  $1.4 M_{\odot}$  wird Gravitationsenergie von 200 MeV frei. Dies ist mehr als 20% der Ruheenergie des Protons selbst und entspricht dem 30-fachen der Energie, die bei der Fusion von Wasserstoff zu Helium gewonnen wird. Die Akkretion von Materie in den extrem „tiefen“ Potentialtopf eines kompakten Objekts, eines Neutronensterns oder eines Schwarzen Lochs, ist die weitaus effizienteste Art der Energierzeugung im Universum. So wird z.B. bei der Akkretion von 1 g Materie pro s eine Leistung (Energie/s) von 20 Terawatt (2000 Gigawatt) frei. Dies entspricht der Leistung von 2000 großen Atomkraftwerken. Dem jährlichen Energieverbrauch der gesamten Weltbevölkerung entsprechen 10 t akkretierte Materie. Die Energie, die von den leuchtkräftigsten Röntgenquellen innerhalb einer Sekunde freigesetzt wird, entspricht jeweils dem heutigen Energiebedarf der gesamten Weltbevölkerung für 10 Milliarden Jahre, was in etwa  $2/3$  des Alters des Universums entspricht. Wird die freiwerdende Energie hauptsächlich in Röntgenstrahlung umgewandelt, so sind, um die beobachteten Leuchtkräfte der Röntgenquellen zu erklären, Massenakkretionsraten in der Größenordnung von  $10^{-9} M_{\odot}/a$  erforderlich. Solche Massenverluste sind in Sternwinden von weit entwickelten massereichen Sternen durchaus keine Seltenheit. So verlieren Sterne vom Spektraltyp B0  $10^{-8} M_{\odot}/a$ , Rote Riesen und Überriesen sogar bis zu  $10^{-6} M_{\odot}/a$ .

Mit dem Start des ersten Röntgensatelliten *Uhuru* begann 1970 eine neue Ära in der Röntgenastronomie, da von nun an Röntgenquellen über einen langen Zeitraum hinweg beobachtet werden konnten. Dies führte 1971 zur Entdeckung der ersten Röntgenpulsare Cen X-3 durch Giacconi et al. (1971)

und Her X-1 durch Schreier et al. (1972) und Tananbaum et al. (1972). Wie bei den Radiopulsaren findet man periodische Intensitätsschwankungen, 4.80 s bei Cen X-3 und 1.24 s bei Her X-1, während derer die Röntgenhelligkeit um mehr als 70% ihrer maximalen Intensität variiert. Jedoch besitzen diese Pulsare wie die bisher bekannten Röntgenquellen eine (über eine Periode gemittelte) sehr hohe Leuchtkraft. Solch hohe Leuchtkräfte im Röntgenbereich können nicht durch den für die Radioemission der Radiopulsare verantwortlichen „Dynamoeffekt“ erzeugt werden. Die Energieerzeugung bei Radio- und Röntgenpulsaren ist demnach von unterschiedlicher Natur. Das regelmäßige Verschwinden der Röntgenpulse von Cen X-3 und Her X-1 lässt auf Bedeckungen durch einen Begleitstern schließen. Demnach handelt es sich, wie bei den bisher bekannten Röntgenquellen, um enge Binärsysteme mit Orbitalperioden von 2.09 d (Cen X-3) und 1.70 d (Her X-1).

Diese Erkenntnisse führten alsbald zu dem bis heute allgemein akzeptierten Standardmodell der Röntgenpulsare (z.B. Pringle und Rees 1972, Davidson und Ostriker 1973, Lamb, Pethick und Pines 1973). Demzufolge akkretieren Röntgenpulsare, wie die nicht pulsierenden Röntgenquellen, Materie von einem Begleitstern über eine Akkretionsscheibe. Durch Stöße der Teilchen in der Akkretionsscheibe heizt sich diese so stark auf, dass die Materie am heißen inneren Rand der Scheibe fast vollständig ionisiert ist. Man spricht dann von einem Plasma, das im wesentlichen aus Protonen und Elektronen besteht. Im Gegensatz zu den nicht pulsierenden Röntgenquellen besitzen die Röntgenpulsare wie auch die Radiopulsare ein extrem starkes Magnetfeld. Geladene Teilchen erfahren bei ihrer Bewegung in einem Magnetfeld eine Kraft, die Lorentzkraft, welche sowohl senkrecht zum Magnetfeld als auch senkrecht zur Bewegungsrichtung der Teilchen wirkt. Mit abnehmendem Abstand von dem Neutronenstern nimmt der Einfluss des Magnetfelds auf die Bewegung des Plasmas zu. Am Alfvén-Radius, in ca. 1000 km Entfernung zu dem Neutronenstern, überwiegt die Lorentzkraft sogar die Gravitationskraft. Die Teilchen werden dann auf enge Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien gezwungen und entlang dieser auf die unmittelbare Umgebung um die Magnetpole des Neutronensterns akkretiert. Dort herrschen extreme Bedingungen: Auf eine Fläche von ca. 1 km Radius stürzen pro Sekunde ca. 100 Milliarden Tonnen Materie mit etwa der halben Lichtgeschwindigkeit. Die Temperatur beträgt ca. 100 Millionen Grad, weshalb man die Polregionen auch als *hot spots* (heiße Flecken) bezeichnet. Sie sind der Ausgangspunkt der intensiven Röntgenstrahlung. Die an den *hot spots* entstehenden Röntgenphotonen (Strahlungsteilchen) werden in bestimmte Richtungen bevorzugt emittiert.

Welcher Anteil an Strahlung welche Richtung besitzt, wird durch die Emissionscharakteristik beschrieben. Diese kann jedoch nach der Emission der Strahlung zusätzlich durch Lichtablenkung der Photonen im starken Gravitationsfeld des Neutronensterns, ein Effekt der Allgemeinen Relativitätstheorie, oder durch Streuung und Absorption an Materie im Umfeld des Neutronensterns oder am interstellaren Medium, beeinflusst werden. Ist die Magnetfeldachse gegenüber der Rotationachse gekippt, so variiert der Blickwinkel, unter dem die *hot spots* während einer Umdrehung des Neutronensterns von einem entfernten Beobachter gesehen werden. Mit der Variation der Blickwinkel auf die *hot spots* ändert sich auch, wie bei den Radiopulsaren, die Intensität der in die Beobachtungsrichtung emittierten Röntgenstrahlung. Abhängig von der Lage der Pole auf der Neutronensternoberfläche und deren Abstrahlungscharakteristik beobachtet man für jeden Pulsar ein charakteristisches Pulsprofil.

Diese Modellvorstellung wurde bis heute durch eine Vielzahl von Beobachtungen bestätigt. Ein halbes Jahr nach der Entdeckung von Her X-1 wurde HZ Herculis (HZ Her), ein Stern 13. Größenklasse (magnitudo), als optischer Begleitstern identifiziert (Davidsen et al. 1972, Forman, Jones & Liller 1972, Bahcall & Bahcall 1972). Die dem Neutronenstern zugewandte Seite von HZ Her ist durch die intensive Röntgenbestrahlung stark aufgeheizt. Dadurch beobachtet man periodische Helligkeitsschwankungen, welche mit der Orbitalperiode des Systems korrelieren. Mit der Periode der Röntgenpulse von 1.24 s lassen sich auch schwache Pulse im optischen Wellenlängenbereich beobachten, die durch Reprozessierung der Röntgenstrahlung an der Oberfläche von HZ Her zustande kommen. Aus der Bahnperiode lassen sich die Massen der beiden Komponenten erschließen. Untersuchungen der optischen Lichtkurve des Systems Her X-1/HZ Her durch Middleditch und Nelson (1976) ergaben für die Masse des optischen Begleiters  $M_C = 2.18 \pm 0.11 M_\odot$ , sowie  $M_X = 1.30 \pm 0.14 M_\odot$  für die Masse des Neutronensterns.

Bei einer Beobachtung mit einem bei etwas höherer Energie empfindlichen Röntgendetektor während eines Ballonflugs 1976 entdeckten Trümper et al. (1978) eine Zyklotronlinie im Energiespektrum von Her X-1. Gefangen in dem extrem starken Magnetfeld des Neutronensterns befinden sich die Elektronen in wohldefinierten Energiezuständen (Landau-Niveaus). Bei Stößen mit Photonen oder Teilchen des akkretierten Plasmas können sie ihre Energie nur in bestimmten Mengen (Quanten) abgeben, die der Differenz ihrer diskreten Energiezustände entspricht. Dies führt zu charakteristischen Spektrallinien, deren Energie von der Stärke des Magnetfelds abhängt. Aus

einer Zyklotronabsorptionslinie bei etwa 40 keV folgt demnach eine Magnetfeldstärke von  $(3 - 5) \cdot 10^{12}$  G. Der Nachweis dieser Spektrallinie ist der direkte Beweis für die Existenz des starken Magnetfelds eines Neutronensterns.

Neben den durch die Spin- und Orbitalbewegung hervorgerufenen, periodischen Schwankungen der Röntgenhelligkeit, beobachtet man bei dem Pulsar Her X-1 zusätzlich einen 35-d-Zyklus. Während dieses Zyklus findet man die Quelle in einem etwa 11 d andauernden Zustand hoher Röntgenleuchtkraft (*main-on*) und einem etwa 8 d dauernden Zustand etwas niedrigerer Leuchtkraft (*short-on*). Diese „hellen“ Zustände sind jeweils getrennt durch etwa 8 d andauernde Phasen, während derer praktisch keine gepulste Röntgenstrahlung der Quelle beobachtbar ist. Erklären lässt sich dieser 35-d-Zyklus mit der Präzession einer gekippten und verbogenen Akkretionsscheibe, die den Neutronenstern periodisch verdeckt (Peterson, Rothschild & Gruber 1991, Schandl & Meyer 1994). Einen vergleichbaren Zyklus findet man ausser bei Her X-1 nur noch bei dem Röntgenpulsar LMC X-4 in der Großen Magellanschen Wolke.

Bis heute sind ca. 50 Röntgenpulsare mit Pulsperioden von 0.069 – 1413 s bekannt. Ihre Leuchtkräfte liegen zwischen  $10^{33} - 10^{39}$  erg/s<sup>§</sup>. Sechs dieser Quellen sind bedeckende Systeme, wodurch sich deren Orbitalparameter und Massenverhältnisse bestimmen lassen.

Die Prozesse, die zur Emission von Röntgenstrahlung an den Polen führen, laufen unter Bedingungen ab, wie sie in keinem irdischen Labor hergestellt werden können. Man denke dabei nur an das extreme Gravitations- und Magnetfeld oder die enorme Menge an umgesetzter Energie. Daher bietet die Beobachtung von Röntgenpulsaren die einzige Möglichkeit, die Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie unter diesen Bedingungen zu studieren.

Schließlich ist auch die Zustandsgleichung der Materie, mit welcher sich der innere Aufbau von Neutronensternen beschreiben lässt, nicht genau bekannt. Da die Dichte von Neutronensternen im Zentrum (abhängig von der Masse des Neutronensterns) bei  $10^{15} - 10^{16}$  g/cm<sup>3</sup> liegt und damit größer als die von Kernmaterie unter normalen Bedingungen ( $\sim 10^{14}$  g/cm<sup>3</sup>) ist, müssen in der Zustandsgleichung die bei den Wechselwirkungen der Neutronen untereinander auftretenden kurzreichweitigen Kräfte der starken Wechselwirkung (die Kernkräfte) berücksichtigt werden. Die dabei auftretenden Potentiale sind bisher nicht hinreichend genau bekannt. Erschwert wird eine

---

<sup>§</sup>1 erg =  $10^{-7}$  J

solche Beschreibung zusätzlich durch das mögliche Auftreten neuer exotischer Teilchen wie z.B. Hyperonen. Schließlich tritt auch das Problem der Behandlung eines Neutronensterns als Vielteilchensystem auf. Mit der Zustandsgleichung ist der Zusammenhang zwischen Druck und Dichte gegeben, aus dem das Verhältnis der Masse eines Neutronensterns zu seinem Radius abgeleitet werden kann.

Das Ziel eines umfassenden Modells der Strahlungsemission von Röntgenpulsaren ist es, sowohl die beobachteten Spektren zu reproduzieren, als auch das Zustandekommen der Pulsformen zu erklären. Ein solches Modell muß verschiedene Aspekte beinhalten. Dazu gehören die Wechselwirkungsprozesse bei der Abbremsung der akkretierten Materie an den magnetischen Polen, der Strahlungstransport innerhalb der Emissionsregionen, die Geometrie der Emissionsregionen, sowie die Effekte der Allgemeinen Relativitätstheorie, insbesondere die Lichtablenkung im starken Gravitationsfeld eines Neutronensterns. Neben einem besseren Verständnis der verschiedenen physikalischen Prozesse lassen sich mit einem solchen Modell auch Grenzen für die Radien von Neutronensternen angeben. Zusammen mit den aus den beobachteten Bahnparametern bestimmten Massen von Neutronensternen sind dies Kriterien, welche eine realistische Zustandsgleichung erfüllen muss. Es ist dies einer der wenigen Fälle, in denen astrophysikalische Beobachtungen einen Beitrag zur Theorie über den inneren Aufbau der Materie leisten können.

Diese Arbeit behandelt ein Modell, mit dem sich aus der beobachteten Form der Pulse von Röntgenpulsaren sowohl die relative Lage der Magnetpole, als auch das Emissionsmuster an den Polen unter Berücksichtigung der Lichtablenkung erschließen lässt. Über die Emissionsprozesse selbst werden hierbei keinerlei Annahmen zugrundegelegt. Die erzielten Ergebnisse sind somit, abgesehen von einigen grundlegenden geometrischen Annahmen, modellunabhängig, und können daher mit verschiedenen Emissionsmodellen verglichen und interpretiert werden.

Im Abschnitt 2.1 des folgenden Kapitels 2 wird zunächst auf die Entwicklung von kompakten Objekten in Binärsystemen eingegangen, und die allgemein übliche Klassifizierung von Röntgendoppelsternen dargelegt. In Abschnitt 2.2 werden die verschiedenen Akkretionsmechanismen vorgestellt und speziell auf die Akkretion auf Neutronensterne mit starken Magnetfeldern eingegangen. Die wichtigsten Beobachtungseigenschaften von Röntgenpulsaren sind in Abschnitt 2.3 zusammengefasst. Ein Überblick über die Ansätze zur Interpretation der Pulsprofile von Röntgenpulsaren wird in Abschnitt 2.4

gegeben. In Kapitel 3 wird die Analysenmethode, mit der in dieser Arbeit beobachtete Pulsprofile von Röntgenpulsaren untersucht werden, detailliert dargelegt. Die speziellen Eigenschaften des Röntgendoppelsternsystems Hercules X-1/HZ Herculis sind in Kapitel 4 zusammengefasst. Im anschließenden Abschnitt 4.1 werden die analysierten Pulsprofile vorgestellt. In Kapitel 4.2 werden die Ergebnisse der Anwendung der Methode auf Pulsprofile von Her X-1 gezeigt und im anschließenden Kapitel 4.3 diskutiert. In Abschnitt 4.3.3 wird dabei speziell auf die systematische Abhängigkeit der Pulsform von der Phase des 35-Tage-Zyklus eingegangen. Es wird gezeigt, dass ausgehend von den gefundenen Ergebnissen für die Geometrie und Emissionscharakteristik, sich die beobachteten Pulsformen im Rahmen eines Modells der sukzessiven Abschattung der beiden Emissionsregionen durch den inneren Rand der Akkretionsscheibe verstehen lassen. Ergebnisse für die Röntgenpulsare Centaurus X-3 und Vela X-1 werden in Kapitel 5 vorgestellt und mit denen von Hercules X-1 verglichen. Im abschließenden Kapitel 6 werden die gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst und einen Ausblick auf zukünftige Anwendungen gegeben.

# Kapitel 2

## Röntgenpulsare

### 2.1 Entwicklung enger Binärsysteme

In diesem Kapitel sind einige Entwicklungsszenarien von Binärsystemen skizziert, in deren Verlauf es zu Massenaustausch zwischen den beiden Sternen und zu Akkretion von Materie auf ein kompaktes Objekt kommt. Die skizzierten Szenarien stellen keinesfalls alle möglichen Entwicklungswege von Binärsystemen dar, sondern es wird an einigen Beispielen gezeigt, wie es aufgrund der unterschiedlichen Anfangskonfigurationen von Binärsystemen zu den verschiedenen Erscheinungsformen daraus resultierender Systeme kommen kann.

#### 2.1.1 Entstehung von Binärsystemen

Sterne oder Sternsysteme entstehen innerhalb gigantischer interstellarer Molekülwolken, wenn deren dichtere Regionen aufgrund ihrer Eigengravitation kollabieren. Dabei zerfällt die Wolke in Fragmente, aus deren Kernen sich im Verlauf der Verdichtung sogenannte Protosterne bilden. Ob ein isolierter Stern, ein Binärsystem oder ein System mit mehreren Sternen gebildet wird, hängt von dem Anfangszustand der Wolke ab. Leider lässt sich dieser Vorgang nicht direkt beobachten. Die bei der Kontraktion des Gases freiwerdende Gravitationsenergie führt zu einer Erhöhung der Temperatur. Die von dem Gas ausgehende Wärmestrahlung wird von den Gasmolekülen in

der umgebenden Wolke absorbiert und diffus in alle Richtungen reemittiert. Die Geburt der Sterne vollzieht sich somit hinter einem im infraroten Wellenlängenbereich strahlenden Vorhang.

Man kann sich heute jedoch mit Hilfe von Computersimulationen ein Bild der Vorgänge machen, die zur Entstehung von Sternen, Sternsystemen oder sogar Planetensystemen führen (siehe z.B. Bate 2000, Boss 1995a). Abhängig von den Anfangsparametern der Wolke, insbesondere deren Masse, geometrischer Form, Rotation und Temperatur, und eventuell auch magnetischer Felder, liefern die Simulationen Systeme protostellarer Kerne mit Massenverhältnissen und Abständen der Partner, wie man sie auch aus Beobachtungen junger Doppelsterne in unserer Milchstrasse findet. Dazu gehören schwach gebundene Doppelsterne mit Abständen größer als etwa  $10^3$  bis  $10^4$  AU\* ebenso wie enge Doppelsterne, deren Abstände kleiner als 1 AU sein können. Darüber hinaus findet man aus den Simulationen eine kritische Rotationsfrequenz, unterhalb derer ausschließlich isolierte Protosterne gebildet werden (Boss 1999). Beobachtungen von Molekülwolken zeigen, dass ungefähr die Hälfte dieser Wolken schneller rotieren als diese kritische Rotationsfrequenz, was die Häufigkeit für das Auftreten von Doppel- und Mehrfachsystemen erklären würde. Ebenso wird ein weiteres Ergebnis der Simulationen, dass sich binäre Protosterne am Anfang ihrer weiteren Entwicklung in exzentrischen Orbits befinden, von den Beobachtungen bestätigt. Aufgrund dieser Tatsachen glaubt man zumindest die wesentlichen Prozesse der Entstehung von Doppelsternsystemen richtig verstanden zu haben.

Während der Fragmentation einer Wolke entstehen zunächst Kerne mit einem Radius in der Größenordnung von 10 AU (Boss 1995b). Aus ihnen können durch Fragmentation nur Doppelsterne mit einem Abstand  $> 10$  AU entstehen. Entscheidend für die Entstehung von sehr engen Doppelsternen ist das Auftreten einer zweiten Kollapsphase, wenn die Temperatur im Kern der Wolke, nach weiterer Akkretion von Materie und Kontraktion, hoch genug ist um Wasserstoffmoleküle zu dissoziieren. Im Anschluss an diese Phase kann es zur weiteren Fragmentation eines bereits vorhandenen Kerns kommen (Bonnell & Bate 1994). Auf diese Weise lässt sich die Entstehung von sehr engen Doppelsternen erklären, deren Abstand  $< 5 R_{\odot}^{\dagger}$  ist.

---

\*AU = astronomische Einheit = mittlerer Abstand Erde-Sonne = 149 597 870 km

$\dagger R_{\odot}$  = Sonnenradius  $\approx 695\,000$  km



### 2.1.2 Sternentwicklung in Binärsystemen

In engen Binärsystemen können sich die Sterne aufgrund ihrer gravitativen Wechselwirkung in ihrer Entwicklung sehr stark gegenseitig beeinflussen. Die Entwicklung der beiden Sterne verläuft dann sehr unterschiedlich im Vergleich zu der isolierter Sterne. Während der relativ stabilen Phase des Wasserstoff-Brennens am Beginn ihrer Evolution auf der Hauptreihe, entwickeln sich die Sterne zunächst unabhängig voneinander. Dies geschieht auf der nuklearen Zeitskala  $\tau_{\text{nuc}}$ , welche durch

$$\tau_{\text{nuc}} = \frac{E_n}{L} \approx \frac{M/M_\odot}{L/L_\odot} \cdot 10^{10} \text{ a} \quad (2.1)$$

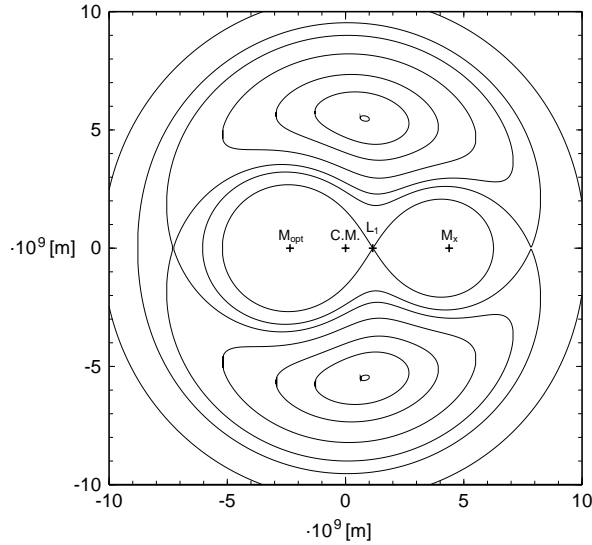
gegeben ist, wobei  $E_n$  das Energiereservoir oder die Energie, die bei der Fusion des gesamten Wasserstoffs umgesetzt werden kann, und  $L$  die Leuchtkraft des Sterns ist. Wegen der (empirischen) Masse-Leuchtkraft Beziehung

$$\frac{L}{L_\odot} = \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{3.5} \quad \text{für } (M > M_\odot) \quad (2.2)$$

bedeutet dies, dass der massereichere Stern (der Primärstern), da seine Fusionsrate wesentlich größer ist und er daher mehr Energie erzeugt und somit auch heller ist, sich schneller entwickelt als der masseärmere Sekundärstern. Ist der größte Teil des Wasserstoffs verbrannt, bildet sich ein Heliumkern. Da dieser zunächst zu kühl ist um die nächste Stufe der Fusionsreaktionen, den  $3\alpha$ -Prozess, bei dem jeweils drei Heliumkerne in einen Kohlenstoffkern umgewandelt werden, zu zünden, kontrahiert der Heliumkern. Der restliche Wasserstoff brennt in einer Schale um den Heliumkern mit einer höheren Rate als zuvor. Dies führt zu einer Expansion der Hülle. Bei isolierten Sternen kann der Radius des Sterns auf 100 bis 1000  $R_\odot$  anwachsen. Da ihre Oberflächentemperatur relativ kühl ist, sie also rötlich erscheinen, werden solche Sterne rote Riesen genannt. Besitzt der Stern mehr als  $11 M_\odot$ , steigt die Temperatur des Heliumkerns schließlich so weit an, bis auch das Heliumbrennen zünden kann.

#### Massentransfer in Binärsystemen: *Roche Lobe Overflow*

In einem engen Doppelsternsystem kann eine Komponente nicht beliebig weit expandieren. Die Bewegung von Materie in einem System aus zwei sich umkreisenden Sternen leitet sich von ihrem Roche-Potential ab. Es ist die



**Abb. 2.1:** Maßstäbliche Darstellung der Äquipotentialflächen des Roche-Potentials in der Orbitalebene des Systems Her X-1/HZ Her ( $M_X/M_{\text{opt}} = 0.59$ ). Der Roche lobe ist die innerste dargestellte Äquipotentialfläche mit der Form einer Acht. Der innere Lagrangepunkt ( $L_1$ ) ist der Berührungspunkt der Äquipotentialflächen der beiden Komponenten.

Summe der Gravitationspotentiale der beiden Sterne plus dem durch die Orbitalbewegung um ihren gemeinsamen Schwerpunkt hervorgerufenen Zentrifugalpotential. In einem mit dem Binärsystem mitrotierenden Koordinatensystem lässt sich das Roche-Potential schreiben als:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{-GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{-GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2} (\vec{\omega} \times \vec{r})^2. \quad (2.3)$$

Dabei sind  $G^\ddagger$  die Gravitationskonstante,  $M_{1,2}$  und  $\vec{r}_{1,2}$  die Massen bzw. die Ortsvektoren der Schwerpunkte der beiden Sterne,  $\vec{\omega}$  der Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Orbitalbewegung der Sterne und  $\vec{r}$  der Ortsvektor einer Testmasse. In diesem Potential gibt es eine Äquipotentialfläche, den *Roche lobe*, außerhalb derer Materie nicht mehr gravitativ an einen der beiden Sterne gebunden ist (siehe Abb. 2.1). Füllt ein Stern seinen *Roche lobe* vollständig

$^\ddagger G = 6.67259 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$

aus, beginnt Gas über den inneren Lagrangepunkt, den Sattelpunkt zwischen den Potentialsenken der beiden Sterne, auf die andere Komponente überzufließen. Auf diese Weise kann es in Doppelsternsystemen zu Massenüberstrom von der ursprünglich massereicheren zur masseärmeren Komponente kommen.

Diese Art von Massentransfer vollzieht sich auf der thermischen Zeitskala  $\tau_{\text{th}}$ , welche verglichen mit der nuklearen Zeitskala  $\tau_{\text{nuc}}$  auf der sich der Stern entwickelt, extrem kurz ist. Sie ist gegeben durch

$$\tau_{\text{th}} = \frac{GM^2}{RL} \approx 3 \cdot 10^7 \frac{(M/M_{\odot})^2}{(R/R_{\odot})(L/L_{\odot})} \text{ a.} \quad (2.4)$$

Mit der Masse-Leuchtkraft Beziehung sowie der Beziehung zwischen der Masse und dem Radius

$$\frac{R}{R_{\odot}} \approx \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{0.5} \quad \text{für } (M > M_{\odot}) \quad (2.5)$$

lässt sich dies schreiben als

$$\tau_{\text{th}} \approx 3 \cdot 10^7 \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \text{ a.} \quad (2.6)$$

Abhängig von der Masse des Primärsterns wird so viel Materie auf den Sekundärstern übertragen, dass dessen äußere Hülle stark anwächst. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn die Massen der beiden Komponenten sich um mehr als einen Faktor 2 bis 3 unterscheiden, oder wenn die massenabgebende Komponente eine konvektive Hülle besitzt. Als Folge davon wird auch der Sekundärstern in relativ kurzer Zeit seinen *Roche lobe* ausfüllen. Daraufhin kommt es zur Ausbildung eines *common envelope*, einer elliptischen Gaswolke, die beide Komponenten umhüllt. Durch die Reibung der in der Gaswolke sich umkreisenden Sterne werden diese abgebremst. Daher schrumpft ihr Abstand und die umhüllende Wolke wird so stark aufgeheizt, bis sie schließlich abgestossen wird. Übrig bleibt ein kompakter Heliumstern, der Kern des Primärsterns, und ein Hauptreihenstern, der Sekundärstern, der nach wie vor Wasserstoff verbrennt.

Die weitere Entwicklung des engen Doppelsternsystems hängt hauptsächlich von der anfänglichen Masse der Primärkomponente ab. Ist diese größer als  $11 M_{\odot}$ , so kann ein Neutronenstern entstehen, ist sie größer als  $40 M_{\odot}$ , so entsteht möglicherweise sogar ein Schwarzes Loch.

### Binärsysteme mit einem Weißen Zwerg: Kataklysmische Variable

Ist die ursprüngliche Masse des Primärsterns weniger als  $11 M_{\odot}$ , wird der ausgebrannte Heliumstern in den meisten Fällen zu einem Weißen Zwerg schrumpfen. Ist gleichzeitig die Masse des Sekundärsterns kleiner als  $1 M_{\odot}$  und der Abstand der Komponenten kleiner als ungefähr  $10 R_{\odot}$ , so kann ein „halbgetrenntes“ Doppelsternsystem entstehen, bei dem der Sekundärstern seinen *Roche lobe* vollständig ausfüllt. In dem engen Binärsystem ist die Bewegung des Sekundärsterns gebunden, d.h. die Rotationsperiode des Sekundärsterns ist gleich seiner Orbitalperiode. Der Begleitstern weist dann dem Weißen Zwerg, wie der Mond der Erde, immer dieselbe Seite zu. Wie die Sonne verliert auch der Sekundärstern entlang seines Magnetfelds ionisierte Materie. Auswirkungen dieses Sonnenwindes der Sonne sind z.B. die Erscheinungen des Polarlichtes oder die Funkstörungen im Luftverkehr, die besonders bei erhöhter Sonnenaktivität auftreten. Mit der Materie verliert der Stern auch an Drehimpuls. Diese „Abbremsung“ des Sterns wird auch als *magnetic braking* bezeichnet. Wegen der gebundenen Rotation des Sekundärsterns kann dies jedoch nicht zu einer Verlängerung seiner Orbitalperiode führen, sondern es verringert sich der Abstand zu dem Weißen Zwerg. Infolgedessen schrumpft auch der *Roche lobe* der Sterne. Füllt der Sekundärstern seinen *Roche lobe* aus, so setzt Massentransfer auf den Weißen Zwerg ein. Solche Doppelsterne sind als Kataklysmische Variable (CV) bekannt.

Kataklysmische Variable besitzen Orbitalperioden zwischen 2 h und einigen Tagen. Im sichtbaren Bereich sind kataklysmische Variable meist schwache Objekte mit einer absoluten Helligkeit  $M_v \approx 4$  mag. Der *hot spot* der Akkretionsscheibe, jener Punkt, an dem der Akkretionsstrom des Begleitsterns auf die Akkretionsscheibe des Weißen Zwergs trifft, strahlt jedoch im ultravioletten (UV) Wellenlängenbereich sehr hell. Insbesondere bei Systemen mit einem Riesenstern trägt hauptsächlich der *hot spot* zur Leuchtkraft bei.

Besitzt der Weiße Zwerg ein starkes Magnetfeld, kann sich keine Akkretionsscheibe ausbilden. Die (ionisierte) Materie wird entlang der Magnetfeldlinien auf die Magnetpole akkretiert wo eine Temperatur von einigen  $10^6$  K herrscht. Diese *hot spots* an den Magnetpolen des Weißen Zwergs sind der Ausgangspunkt weicher Röntgenstrahlung. Nach ihrem Prototyp werden solche Sterne AM-Her Sterne genannt.

Kataklysmische Variable sind durch ihre Helligkeitsschwankungen charakterisiert. Besonders starke Schwankungen, die nicht durch die Bedeckung des

Begleitstern hervorgerufen werden bezeichnet man aufgrund ihrer raschen Zunahme der Helligkeit als Ausbrüche. So wird die Erscheinung der Zwergnovae, Helligkeitsausbrüche von 2 bis 6 mag in unregelmässigen Perioden zwischen 10 und 1000 d, auf Instabilitäten innerhalb der Akkretionsscheibe zurückgeführt.

Die auf den Weißen Zwerg akkretierte, wasserstoffreiche Materie reichert sich in einer Schicht an der Oberfläche an. Mit zunehmender Dicke kann der Druck in dieser Schicht so groß werden, dass schließlich sogar die Wasserstoff-fusionsreaktion zündet (*thermonuclear runaway*). Die Reaktion breitet sich dann innerhalb von Stunden über die gesamte Oberfläche des Weißen Zwergs aus und die zuvor akkretierte Schicht wird in den Weltraum geschleudert. Mit dieser Modellvorstellung lässt sich das Auftreten von klassischen Novae in kataklysmischen Variablen erklären, bei denen die Helligkeit für einige Tage um bis zu 20 Größenklassen ansteigen kann. Klassische Novae können periodisch auftreten, wann immer sich genügend akkretiertes Material auf der Oberfläche des Weißen Zwergs angesammelt hat um die Fusionsreaktion zu zünden. Diese werden als rekurrierende Novae bezeichnet. Die typischen Perioden für das wiederholte Auftreten von Novae sind in der Größenordnung von Jahren.

Bei hohen Akkretionsraten von mehr als  $10^{-9}$  bis  $10^{-8} M_{\odot}/a$  sind die Ausbrüche eher schwach, so dass der Weiße Zwerg langfristig durch Akkretion an Masse zunimmt. Wird auf diese Weise die Chandrasekhar-Masse von  $1.4 M_{\odot}$  übertroffen, so wird der Weiße Zwerg in einer Supernova Ia zerstört. Ist die Akkretionsrate dagegen relativ gering ( $\lesssim 10^{-9} M_{\odot}/a$ ), sind die Ausbrüche so heftig, dass dabei praktisch die gesamte zuvor akkretierte Materie wieder abgestossen wird. Dann kann in einer kataklysmischen Variablen normalerweise keine Supernova stattfinden.

Umstritten ist das Szenario, wonach ein Weißer Zwerg, wenn er durch Akkretion von Materie seines Begleitsterns die Chandrasekhar-Grenzmasse von  $1.4 M_{\odot}$  überschreitet, durch einen sogenannten *Accretion-Induced-Collapse* nicht in einer Supernova Ia zerstört wird, sondern zu einem Neutronenstern kollabieren kann (siehe z.B. Fryer et al. 1999).

Besitzt der Sekundärstern eine Masse von mehr als  $1 M_{\odot}$ , so expandiert er, nachdem sich ein Heliumkern gebildet hat. Sobald er seinen *Roche lobe* ausfüllt, setzt Massentransfer ein. Akkretiert der Weiße Zwerg nicht genügend Materie, so kommt es erneut zur Bildung eines *common envelope*. Wird dieser wiederum abgestoßen, bleibt möglicherweise ein enges Weißes Zwerggen-

paar zurück. Ist der Abstand der beiden Weißen Zwerge kleiner als  $3 R_{\odot}$ , so verliert das System durch die Abstrahlung von Gravitationswellen so viel Energie, dass die beiden Komponenten schließlich zu einem einzigen Weißen Zwerg verschmelzen. Übersteigt dessen Gesamtmasse die Chandrasekhar-Masse von  $1.4 M_{\odot}$  kommt es ebenfalls zu einer Supernova Ia, bei der der Weiße Zwerg zerstört wird.

### Binärsysteme mit einem Neutronenstern oder Schwarzen Loch

Ist die ursprüngliche Masse des Primärsterns größer als  $11 M_{\odot}$ , so wird im Innern des nach der ersten *common envelope* Phase übriggebliebenen kompakten Heliumsterns über den  $3\alpha$ -Prozess Helium zu Kohlenstoff verbrannt. Besitzt der Stern mehr als  $30 M_{\odot}$ , expandiert seine Atmosphäre so stark, dass er zu einem Wolf-Rayet Stern wird. Wolf-Rayet Sterne sind durch ihre hohe Leuchtkraft und ihre aufgrund der Expansion ihrer äußeren Hülle extrem verbreiterten Emissionslinien charakterisiert. Kommt schließlich der  $3\alpha$ -Prozess zum Stillstand, explodiert der Primärstern in einer Supernova Typ II. Ist die ursprüngliche Masse des Primärsterns größer als  $40 M_{\odot}$ , kann ein Schwarzes Loch entstehen, ansonsten bleibt ein Neutronenstern zurück. Während der Supernova-Explosion verliert das Doppelsternsystem einen beträchtlichen Teil seiner Masse. Aus dem Virial-Satz

$$\overline{E}_{\text{kin}} = -\frac{\overline{E}_{\text{pot}}}{2} \quad (2.7)$$

lässt sich folgern, dass das Binärsystem auseinandergerissen wird, falls mehr als die Hälfte der Gesamtmasse des Systems während der Supernovaexplosion fortgeschleudert wird. In diesem Fall entsteht ein isolierter Neutronenstern bzw. ein isoliertes Schwarzes Loch mit einer hohen *kick*-Geschwindigkeit (*kick-velocity*) relativ zur Galaxie und ein *OB runaway star* (flüchtender Stern). Ein Neutronenstern ist dann für  $\sim 10^7$  a möglicherweise als normaler Radiopulsar beobachtbar. Die Geschwindigkeiten beobachteter isolierter Radiopulsare betragen  $\sim 450$  km/s und sind somit mindestens eine Größenordnung schneller als die ihrer Vorläufersterne, die die Geschwindigkeit von Sternen in der galaktischen Ebene von typischerweise 10 bis 50 km/s besitzen. Ist die verbleibende Masse des Doppelsternsystems größer als die bei der Supernovaexplosion verlorene Masse, bleibt das System gebunden. Ist der Massenverlust während der Supernovaexplosion nicht exakt symmetrisch, so erhalten die beiden Komponenten durch den Impuls der Materie exzentrische Orbits und das System als ganzes wird beschleunigt. Es erhält dadurch

eine *kick*-Geschwindigkeit relativ zur Galaxie (Shklovskii 1970), die jedoch aufgrund der höheren Masse des Binärsystems relativ niedrig ist im Vergleich zu der *kick*-Geschwindigkeit isolierter Pulsare. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Binärsystem während der Supernovaexplosion auseinandergerissen wird, ist sehr hoch und erklärt, warum man so wenig ( $\sim 1\%$ ) Pulsare in Binärsystemen findet.

### Entwicklung von HMXB

In den bei der Supernovaexplosion des Primärsterns nicht zerstörten Systemen besitzt die Sekundärkomponente in den meisten Fällen eine Masse zwischen 10 und 40  $M_{\odot}$ , und bildet somit im Laufe ihrer Entwicklung ebenfalls einen Heliumkern. Danach expandiert der Begleitstern bis er seinen *Roche lobe* fast ganz ausfüllt. Solche Sterne der Spektralklassen O oder B (Riesen, Of oder blaue Überriesen) besitzen Radien zwischen 10 und 30  $R_{\odot}$  und Leuchtkräfte  $L \sim 10^5 L_{\odot}$ <sup>§</sup>. Von solchen leuchtkräftigen Sternen geht ein intensiver Sternwind mit Massenverluststraten  $\gtrsim 10^{-9} M_{\odot}/a$ , bei Sternen mit Massen  $\gtrsim (20 - 25) M_{\odot}$  sogar bis zu einigen  $10^{-8} M_{\odot}/a$  aus. Der Sternwind selbst kann eine Geschwindigkeit von 1000 bis 2000 km/s besitzen. Ein kleiner Teil ( $< 1\%$ ) dieser vom Sekundärstern abgestossenen Materie kann durch den als Windakkretion oder auch als Bondi-Hoyle Akkretion bezeichneten Mechanismus von dem kompakten Objekt akkretiert werden. Die Materie des Sternwinds, die das kompakte Objekt innerhalb eines bestimmten Abstands passiert, wird dabei in dessen Gravitationsfeld so abgelenkt, dass sie hinter dem kompakten Objekt mit Materie des Sternwinds zusammentrifft, die das kompakte Objekt auf der gegenüberliegenden Seite passiert hat (Davidson & Ostriker 1973). Bei der Kollision verliert die Materie soviel Impuls, dass sie von dem kompakten Objekt akkretiert werden kann. Ob es dabei auch zur Bildung einer Akkretionsscheibe kommen kann, ist umstritten und möglicherweise von Fall zu Fall unterschiedlich (siehe z.B. Iben, Tutukov & Yungelson 1995, sowie Literaturverweise darin). Diese Phase in der Entwicklung von engen Doppelsternen, in der das kompakte Objekt bei der Akkretion von Materie aus dem Sternwind seines massiven Begleitsterns Röntgenstrahlung emittiert, kann ca. 3 000 bis 300 000 Jahre andauern. Aufgrund der großen Masse des Sekundärsterns werden solche Systeme *High Mass X-Ray Binaries* (HMXB) genannt. Typische Vertreter dieser Klasse, von denen bis heute ca. 100 Quellen bekannt sind, sind die Röntgenpulsare Cen X-3 und Vela X-1,

---

<sup>§</sup>  $L_{\odot} = \text{Sonnenleuchtkraft} = 3.826 \cdot 10^{33} \text{ erg/s} = 3.826 \cdot 10^{28} \text{ W}$

oder die Quelle Cyg X-1, bei der es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um ein Schwarzes Loch handelt.

Füllt der Sekundärstern aufgrund seiner weiteren Entwicklung schließlich seinen *Roche lobe* aus, bildet sich erneut ein *common envelope*, in dem die Röntgenstrahlung stark abgeschwächt oder absorbiert wird. Das System ist dann nicht mehr als XRB beobachtbar. In Systemen mit Perioden kürzer als ca. 3 d werden während dieser zweiten *common envelope*-Phase die beiden Komponenten miteinander verschmelzen. Handelt es sich bei der Primärkomponente um einen Neutronenstern, so kann dieser womöglich bis in das Zentrum des massereichen Begleitsterns eintauchen, ohne dass dessen Hülle dabei abgestoßen wird. Das daraus resultierende Objekt, ein massereicher Stern mit einem Neutronenstern in seinem Zentrum, wird als Thorne-Żytkow Objekt (TŻO) bezeichnet. Es besitzt die Struktur eines roten Riesen mit einem Radius von einigen AU, einer niedrigen effektiven Temperatur und einer Leuchtkraft in der Größenordnung von  $10^5 L_{\odot}$ . Jedoch geht von diesen Objekten ein starker Sternwind mit Massenverlusten in der Größenordnung von  $10^{-6}$  bis  $10^{-5} M_{\odot}/a$  aus. So verlieren diese Objekte nach einigen  $10^6$  a ihre gesamte Hülle, so dass schließlich nur noch der isolierte Neutronenstern zurückbleibt. Dieser Radiopulsar besitzt dann eine moderate Geschwindigkeit bzgl. der Galaxie.

Bei Systemen mit längeren Orbitalperioden ist nach einigen 10000a der *common envelope* abgeblasen, und es bleiben der Neutronenstern und der nackte Heliumkern des Begleitsterns übrig, dessen ursprünglich weiter und exzentrischer Orbit während der *common envelope*-Phase eng und kreisförmig geworden ist. Abhängig von der Masse wird sich der Heliumkern entweder zu einem massereichen Weißen Zwerg entwickeln oder in einer Supernova Typ II explodieren, bei der ein weiterer Neutronenstern entsteht. Im ersten Fall entsteht so ein System aus einem Weißen Zwerg in einem engen kreisförmigen Orbit um einen Neutronenstern, wie es bei dem 195.6 ms Radiopulsar PSR 0655+64 mit einer Orbitalperiode von 1.03 d beobachtet wird. Im zweiten Fall wird das System während der Supernovaexplosion normalerweise auseinandergerissen, woraufhin sich die beiden Komponenten mit hoher Geschwindigkeit voneinander entfernen und möglicherweise als isolierte Pulsare mit einer hohen *kick*-Geschwindigkeit beobachtbar sind. In seltenen Fällen kann ein solches System gebunden bleiben und in einem System bestehend aus zwei Neutronensternen in engen exzentrischen Orbits resultieren. Ein zu einem solchen System gehörender Neutronenstern ist der von Hulse und Taylor 1974 entdeckte 59 ms Pulsar PSR 1913+16, dessen 7.75 h Orbit



durch die Abstrahlung von Gravitationswellen langsam schrumpft. Schließlich wird der Energieverlust durch die Abstrahlung von Gravitationswellen so stark, dass sich die beiden Neutronensterne in einer Spiralbewegung so lange annähern, dass sie schließlich in einem enormen Ausbruch von  $\gamma$ - und Röntgenstrahlung zu einem Schwarzen Loch verschmelzen. Solche Ereignisse könnten die Erklärung für die mysteriösen  $\gamma$ -*Ray Bursts* (GRB) sein, von denen im Durchschnitt einer pro Monat von einem globalen Netzwerk von Satelliten beobachtet wird und deren Energieausstoß noch größer ist als der von Supernovaexplosionen.

Aus Systemen mit einer ursprünglichen Masse der Primärkomponente von mehr als  $40 M_{\odot}$  und einer Masse des Heliumkerns der Sekundärkomponente von mehr als  $17.5 M_{\odot}$  entstehen entweder zwei isolierte Schwarze Löcher mit hohen *kick*-Geschwindigkeiten, oder gar ein Binärsystem bestehend aus zwei Schwarzen Löchern, die letztendlich ebenfalls miteinander verschmelzen werden. Schwarze Löcher können nur indirekt beobachtet werden, wenn sie Materie aus ihrer Umgebung akkretieren. Da in Binärsystemen mit zwei Schwarzen Löchern aber keine Materie mehr zur Verfügung steht, sind sie mit herkömmlichen Methoden nicht beobachtbar. Daher lässt sich die Existenz solche Systeme nur mit Hilfe von Gravitationswellendetektoren nachweisen, von denen sich einige zur Zeit im Aufbau oder in der Planung befinden.

Ein anderer Mechanismus von Massentransfer in HMXB liegt vor, wenn es sich bei dem Sekundärstern um einen Be-Stern handelt. Be-Sterne sind Sterne der Spektralklasse O bis A mit ausgedehnten Hüllen, die durch breite Emissionslinien charakterisiert sind und die sehr schnell rotieren. Die Massen von Be-Sternen in HMXB liegen zwischen 8 und  $20 M_{\odot}$ . Ihre Radien sind mit  $R \lesssim 5 - 10 R_{\odot}$  im Vergleich zu den Begleitsternen in „standard“ HMXB relativ klein. Sie sind somit wesentlich kleiner als ihr *Roche lobe*. Bedingt durch ihre schnelle Rotation sind Be-Sterne jedoch stark abgeplattet und können in ihrer Äquatorebene Materie verlieren. Der Massenverlust kann so hoch sein, dass der Stern zeitweise von einer zirkumstellaren Scheibe umgeben ist. In einem HMXB mit einem Be-Stern befindet sich das kompakte Objekt in der Regel in einem stark exzentrischen Orbit mit Perioden zwischen 15 d und 1 a. Je nachdem, ob sich das kompakte Objekt auf seinem Orbit gerade in der äquatorialen Scheibe des Be-Sterns befindet und wieviel Materie in der Scheibe enthalten ist, kann Akkretion stattfinden. Diese äußert sich dann in regelmäßigen Ausbrüchen der Quelle, deren Periode mit der Orbitalperiode des kompakten Objekts korreliert. Ausbrüche in Be-Systemen können aber auch dann auftreten, wenn der Be-Stern eine ganze Schale seiner äußeren

Hülle abstößt (Stella, White & Rosner 1986). Daher ist die Leuchtkraft von Be-Systemen äußerst variabel und oft auch von längeren Perioden geringer Aktivität gekennzeichnet. Teilweise findet praktisch keine Akkretion von Materie mehr statt, woraufhin die Systeme im Röntgenbereich nicht mehr beobachtbar sind. Wegen des wiederholten kurzzeitigen Aufflackerns in Ausbruchphasen des Begleitsterns werden solche Quellen auch als *transients* bezeichnet. Ein solches System ist z.B. die Quelle A 0535+26, die eine Orbitalperiode von 110 d besitzt. Bei einigen großen Ausbrüchen erreichte dieses System eine Röntgenleuchtkraft  $L_X = (3 - 5) \cdot 10^{38}$  erg/s, womit es kurzzeitig das hellste Objekt am Röntgenhimmel war.

Am Ende der Entwicklung von Be-Systemen steht wiederum eine *common envelope*-Phase, die mit einem starken Massenverlust des Systems verbunden ist. Zuletzt sind schließlich, wiederum abhängig von den Massen der Partner, drei Endstadien denkbar: der Be-Stern entwickelt sich zu einem Weißen Zwerg in einem Orbit um den Neutronenstern, oder der Kern des Be-Sterns kollabiert in einer Supernova ebenfalls zu einem Neutronenstern, wobei das System aus zwei Neutronensternen entweder gebunden bleibt oder auseinandergerissen wird.

### Entwicklung von LMXB

Neben der Klasse der HMXB, deren Sekundärkomponenten typischerweise Massen  $\gtrsim 15 M_\odot$  besitzen ( $\sim (8 - 20) M_\odot$  in Be-Systemen), beobachtet man jedoch auch Binärsysteme mit einem kompakten Objekt als Primärkomponente und einem relativ massearmen Sekundärstern als Begleiter mit einer Masse  $\sim (0.3 - 2.0) M_\odot$ . Diese Röntgendoppelsterne werden *Low Mass X-Ray Binaries* (LMXB) genannt. Sie besitzen Orbitalperioden zwischen 11 min und 17 d und haben typische Röntgenleuchtkräfte im Bereich von  $10^{36} - 10^{38}$  erg/s, welche Massenakkretionsraten von  $10^{-10} - 10^{-8} M_\odot/a$  erfordern. Die Begleitsterne von kompakten Objekten in LMXB sind meistens entwickelte Hauptreihensterne der Spektralklassen A oder später, und sind im Vergleich zu den optischen Begleitsternen in HMXB leuchtschwach. Der Sternwind dieser Begleitsterne ist viel zu gering, um die erforderlichen Massenakkretionsraten erklären zu können ist. Daher muss es sich bei dem Akkretionsmechanismus in LMXB um *Roche lobe overflow* handeln. Während bei HMXB das Verhältnis zwischen der Leuchtkraft im optischen Bereich zur Röntgenleuchtkraft  $L_{\text{opt}}/L_X > 1$  ist, ist in LMXB  $L_{\text{opt}}/L_X < 0.1$ . Die Erscheinung von LMXB ist also von deren Röntgenleuchtkraft dominiert.

Da die Sekundärkomponente eines LMXB nur eine relativ kleine Masse besitzt, müssen die beiden Sterne einen sehr geringen Abstand zueinander besitzen, damit während der Entwicklung der Sekundärkomponente Massentransfer auf den Neutronenstern einsetzen kann. Dies erfordert nach den Modellvorstellungen sehr spezielle Anfangsbedingungen, die die Entstehung eines LMXB im Vergleich zu der eines HMXB zu einem seltenen Ereignis machen (van den Heuvel 1994). Sieht man von der Möglichkeit der Entstehung eines Neutronensterns in einem LMXB durch AIC eines Weißen Zwergs in einem CV-ähnlichen System mit einem relativ massearmen Sekundärstern ab, werden insbesondere zwei mögliche Szenarien zur Entstehung von LMXB diskutiert.

Beim *Triple Star Model* (Eggleton & Verbunt 1986) geht man zunächst von einem System von drei Komponenten aus: ein kompaktes Objekt (ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch) im Orbit um einen massereichen Sekundärstern von ca.  $20 M_{\odot}$  wie in einem HMXB, und einem Zwergstern der Spektralklasse K in einem größeren Orbit. Aus der *common envelope*-Phase der beiden Zentralsterne bildet sich ein Thorne-Zytkow Objekt, dessen Hülle den K-Zwergstern einschließt. Bevor der K-Zwergstern auf das zentrale kompakte Objekt spiralt, verliert das TZO seine Hülle vollständig und es bleibt der K-Zwergstern in einem engen Orbit ( $\lesssim 1$  d) um das kompakte Objekt übrig. Aufgrund der Tatsache, dass bei diesem Modell das TZO seine Hülle genau in dem Moment vollständig verlieren muss, in dem der K-Zwergstern die für die Entstehung eines LMXB notwendige richtige Entfernung zu dem kompakten Objekt hat, lässt sich die Häufigkeit der LMXB in unserer Galaxie nicht allein mit diesem Modell erklären.

Nach einer anderen Modellvorstellung zur Entstehung von LMXB besitzen die beiden Komponenten bereits zu Beginn ihrer Entwicklung ein extremes Massenverhältnis (Sutantyo 1975, van den Heuvel 1994, sowie Literaturverweise jeweils darin). Daher wird es nach Einsetzen des Massentransfers während der Entwicklung der massereichen Primärkomponente sehr bald zu einer *common envelope*-Phase kommen. Nur bei ursprünglich weiten Systemen und dementsprechend ausgedehnter einhüllender Wolke wird der massearme Begleitstern in der Lage sein den *common envelope* während des Schrumpfens des Orbits so weit aufzuheizen, dass dieser abgestoßen werden kann. Aufgrund der im Vergleich zu einem HMXB relativ kleinen Masse wird ein solches System jedoch während der Supernova der Primärkomponente in den meisten Fällen auseinandergerissen werden. In den wenigen Fällen, in denen ein solches System möglicherweise gebunden bleibt, wird der Orbit

während der Supernova äußerst exzentrisch und das System als ganzes wird eine *kick*-Geschwindigkeit erhalten, wenn der Massenverlust während der Supernovaexplosion nicht symmetrisch ist.

Da die Sekundärkomponente nicht genügend Masse besitzt um einen intensiven Sternwind zu erzeugen, kann Massentransfer in LMXB erst dann stattfinden, wenn der Begleitstern seinen *Roche lobe* ausfüllt. Im Gegensatz zur Windakkretion bei HMXB wird bei Massentransfer durch *Roche lobe overflow* praktisch die gesamte vom Sekundärstern abgegebene Materie von dem kompakten Objekt akkretiert. Da dabei auch der Gesamtdrehimpuls des Systems erhalten bleibt spricht man auch von konservativem Massentransfer. Dabei ändert sich der Abstand der beiden Sterne gemäß der Beziehung (siehe z.B. van den Heuvel 1994):

$$\frac{da}{a} = -2 \left( \frac{1}{M_X} - \frac{1}{M_C} \right) dM_X , \quad (2.8)$$

wobei  $M_X$  die Masse der Primärkomponente,  $M_C$  die Masse der Sekundärkomponente und  $a$  der Abstand der beiden Komponenten zueinander ist.

Mit Ausnahme weniger Quellen besitzt die Sekundärkomponente in LMXB weniger Masse als die Primärkomponente. In diesem Fall führt der Massentransfer von der Sekundärkomponente auf das kompakte Objekt zu einer Vergrößerung des Abstands. Der Massentransfer wird dadurch gebremst und setzt erst mit der weiteren Entwicklung bzw. Expansion des Sekundärsterns wieder ein. Der Massentransfer findet dann auf der nuklearen Zeitskala  $\tau_n$  statt und ist äußerst stabil. Auf diese Weise kann die röntgenstrahlenemittierende Phase eines solchen Binärsystems, in der es als LMXB in Erscheinung tritt, etwa  $10^8$  bis  $10^{10}$  a lang andauern. Damit handelt es sich bei LMXB um wesentlich ältere Systeme als bei HMXB, die nur für etwa  $10^4$  bis  $10^5$  a als Röntgenquellen existieren. Dies erklärt auch die unterschiedliche räumliche Verteilung der beiden Klassen von XRB innerhalb der Galaxie. Während man LMXB hauptsächlich in Kugelsternhaufen, im Halo um die galaktische Scheibe und in der Verdickung zum galaktischen Zentrum (*galactic bulge*) hin konzentriert findet, also in alten Sternpopulationen (Pop. II) mit einem typischen Alter von  $10^{10}$  a, beobachtet man HMXB fast ausschließlich in den Spiralarmen in der galaktischen Scheibe wie es für junge Sternpopulationen (Pop. I) mit einem Alter von weniger als  $10^7$  a üblich ist. Da die beobachtete Anzahl der Objekte der beiden Klassen von Röntgendoppelsternen vergleichbar ist, folgt aus ihrem Alter, dass die Entstehungsrate von LMXB gegenüber der von HMXB um etwa 4 bis 5 Größenklassen niedriger ist. Für

eine Häufigkeit von Supernovae Typ II in unserer Galaxie von etwa einer in 100 Jahren ergibt sich daraus, dass sich aus 10 000 Supernovae II nur etwa ein LMXB entwickelt. Dagegen entwickeln sich bei einer Entstehungsrate von  $10^{-3}$  HMXB/a und weiteren  $(1 - 2) \cdot 10^{-3}$  Be – Systemen/a aus 10 Supernovae Typ II 1 bis 3 HMXB. Mit der relativ hohen *kick*-Geschwindigkeit und dem hohen Alter von LMXB lässt sich deren, im Vergleich zu HMXB breitere Verteilung um die galaktische Scheibe verstehen. Ebenso lässt sich mit dem hohen Alter auch die geringe Exzentrizität der Orbits in LMXB erklären, da während der langen Lebensdauer die anfänglich exzentrischen Orbits durch gravitative Wechselwirkung (Gezeitenreibung) hochgradig kreisförmig werden.

In sehr engen LMXB mit Orbitalperioden  $P_{\text{orb}} \lesssim 10$  h führt Gravitationswellenabstrahlung (zusätzlich verstärkt durch *magnetic braking*) zu einem Schrumpfen des Orbits innerhalb von  $10^7$  a und somit auch zu einer Verkleinerung des *Roche lobe*. Dann kann Massentransfer bereits beginnen, bevor sich der Begleitstern entwickelt hat.

Während der langen ( $\sim 10^9$  a) Phase des Massentransfers können die Begleitsterne in LMXB fast ihre gesamte Hülle an das kompakte Objekt verlieren. Der Massentransfer endet abrupt, wenn die Masse der Hülle des Begleitsterns kleiner als etwa  $0.1 M_{\odot}$  wird und daraufhin kollabiert. Von dem Begleitstern ist dann nur noch der entartete Kern übrig, der sich schließlich zu einem Weißen Zwerg abkühlt. Ist die Primärkomponente ein Neutronenstern, so kann dessen Rotation durch den ständigen Drehimpulsübertrag durch die akkretierte Materie während der Massentransferphase auf Perioden im Bereich von Millisekunden beschleunigt sein. Nachdem keine Akkretion mehr stattfindet, wird der Neutronenstern als (ms-) Radiopulsar beobachtbar sein. Zu einem solchen System gehört z.B. der 6.1 ms Radiopulsar PSR 1953+29, der von einem Weißen Zwerg mit einer Masse von  $0.22 M_{\odot}$  <sup>¶</sup> alle 117.35 d umkreist wird.

### Eddington Limit

Besitzt der Sekundärstern mehr Masse als das kompakte Objekt, führt der Massentransfer auf die (masseärmere) Primärkomponente nach der Beziehung (2.8) dazu, dass der Abstand der beiden Komponenten schrumpft. Dies führt, da dadurch gleichzeitig auch der *Roche lobe* schrumpft, zu ei-

<sup>¶</sup>Die Masse wurde für eine angenommene Inklination von  $60^{\circ}$  berechnet (aus Verbunt & van den Heuvel 1995)

ner erhöhten Massentransferrate. Die Massentransferrate wächst dann auf der verhältnismäßig kurzen thermische Zeitskala  $\tau_{\text{th}}$  schnell an und führt dazu, dass der Sekundärstern praktisch „ausgequetscht“ wird. Das kompakte Objekt kann jedoch Materie nicht mit beliebig hoher Rate akkretieren. Die durch die akkretierte Materie erzeugten, nach außen emittierten Photonen übertragen beim Streuen Impuls an die einfallenden Elektronen, die wiederum über die Coulombkraft mit den einfallenden Protonen wechselwirken. Materie kann nur dann akkretiert werden, wenn die auf die akkretierte Materie wirkende Gravitationskraft  $F_{\text{acc}}$  die durch den Strahlungsdruck der Photonen auf die Elektronen bzw. Protonen übertragene Kraft  $F_X$  überwiegt, also wenn

$$F_{\text{acc}} = \frac{GM_X m_p}{r^2} > \frac{L_X \sigma_T}{4\pi r^2 c} = F_X, \quad (2.9)$$

wobei  $M_p$ <sup>||</sup> die Masse eines Protons,  $\sigma_T$ <sup>\*\*</sup> der Thomsonsche Wirkungsquerschnitt und  $L_X$  die Leuchtkraft des kompakten Objekts ist. Da beide Kräfte mit  $1/r^2$  skalieren, gibt es eine kritische Leuchtkraft, die Eddington-Leuchtkraft  $L_{\text{Edd}}$ , bei der ein Gleichgewicht zwischen Strahlungsdruck und Gravitation herrscht. Diese ist gegeben durch

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GM_X m_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \cdot 10^{38} \left( \frac{M_X}{M_\odot} \right) \frac{\text{erg}}{\text{s}} \approx 10^{4.5} \left( \frac{M_X}{M_\odot} \right) L_\odot, \quad (2.10)$$

und gilt für sphärische Akkretion eines Plasmas, oder z.B. für die ionisierten Hüllen von Sternen. Mit Ausnahme von vorübergehenden Ausbrüchen wird die Eddington-Leuchtkraft von keiner der bisher bekannten kompakten Röntgenquellen deutlich übertroffen. Wird bei der Akkretion die gesamte Gravitationsenergie in Leuchtkraft umgesetzt, ist also

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_X \dot{M}}{R}, \quad (2.11)$$

so ergibt sich daraus eine maximale Akkretionsrate von

$$\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 1.5 \cdot 10^{-8} \frac{R}{10 \text{ km}} \frac{M_\odot}{\text{a}}. \quad (2.12)$$

---

<sup>||</sup>  $m_p \approx 1.673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

<sup>\*\*</sup>  $\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \approx 0.665 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ , wobei

$r_e = \text{klassischer Elektronenradius} = \frac{e^2}{4\pi m_e} \epsilon_0 c^2 = \frac{\mu_0 e^2}{4\pi m_e} \approx 2.818 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

Wie schnell diese kritische Akkretionsrate in LMXB mit  $M_{\text{opt}} > M_{\text{X}}$  erreicht wird, hängt stark von der Masse des Begleitsterns bzw. von der Bahnperiode ab. Grundsätzlich wird dieses Limit von Systemen mit massereichem Begleitstern bzw. langer Bahnperiode (großer Orbit) früher erreicht, da in diesen Fällen *Roche lobe overflow* erst dann einsetzt, wenn der Begleitstern bereits relativ weit entwickelt ist und deshalb höhere Massentransferraten möglich sind. Typische Quellen mit einem Begleitstern mit  $M_{\text{opt}} \gtrsim 2 M_{\odot}$  und Orbitalperioden  $P_{\text{orb}} \gtrsim 1$  d erreichen dieses kritische Limit nach bereits nach etwa  $10^4$  bis  $10^5$  a (Savonije 1978). Das Material bildet dann eine Wolke um das kompakte Objekt, welches daraufhin nicht mehr als Röntgenquelle beobachtbar ist. Ist das kompakte Objekt ein Neutronenstern, so kann sich schließlich ein TZÖ bilden bis letztendlich, wenn dieses seine Hülle verliert, wiederum nur ein isolierter Neutronenstern bzw. ein Radiopulsar zurückbleibt.

### 2.1.3 Klassifizierung von XRB

Während die Klasse der HMXB neben einigen Schwarzlochkandidaten (*Black Hole Candidates*, BHC) hauptsächlich Neutronensterne mit starken Magnetfeldern, also Röntgenpulsare (transitorische und persistente) beinhaltet, beobachtet man bei LMXB mit Ausnahme der vier Röntgenpulsare Her X-1, 4U 1626-67, 4U 1728-247 (GX 1+4) und GRO J1744-28 keine streng periodisch gepulste Röntgenstrahlung. Vielmehr beinhaltet diese Klasse neben BHC vor allem *Burster*, *Super Soft Sources* (SSS) und *Quasi-Periodic Oscillations-* (QPO) Quellen.

*Burster* zeichnen sich durch abrupte Röntgenausbrüche aus, die sich in meist unregelmäßigen Abständen von Minuten bis Tagen wiederholen. Die Ausbrüche, während deren die Leuchtkraft der Quellen  $\sim 10^{38}$  erg/s erreichen kann, dauern von einigen Sekunden bis mehrere Minuten. Die Lichtkurven eines Ausbruchs zeigen einen steilen Anstieg der Röntgenhelligkeit, die nach Erreichen des Maximums nach typischerweise weniger als 1 s innerhalb von etwa 10 bis 100 s exponentiell abfällt. Die Ausbruchsaktivität kann bei einigen Quellen für Tage bis Monate ausbleiben. Bei diesen Typ I *bursts* handelt es sich um thermonukleare Explosionen von langsam akkretierter Materie auf der Oberfläche von Neutronensternen deren Magnetfeldstärke  $B \lesssim 10^{11}$  G ist. Bei einigen Quellen wiederholen sich Ausbrüche bereits nach wenigen Sekunden. Solche Typ II *bursts*, oder auch *rapid bursts* genannt, werden vermutlich durch Instabilitäten bei der Akkretion verursacht (Lewin, van

Paradijs & Taam 1995).

Die Klasse der *Super Soft Sources* beinhaltet sehr helle Quellen ( $L_X \sim (10^{36} - 10^{38}) \text{ erg/s}$ ), die sehr weiche Spektren mit äquivalenten Effektivtemperaturen (*blackbody temperatures*)  $T_{\text{eff}} \sim (15 - 80) \text{ eV}$  besitzen. Ihre Temperaturen liegen somit um zwei Größenordnungen unterhalb der von typischen Röntgenquellen, die eine Temperatur von einigen  $10^7 \text{ K}$  besitzen. Nach dem heute allgemein akzeptierten Modell handelt es sich bei den SSS um Weiße Zwerge, die akkretierten Wasserstoff auf ihrer Oberfläche verbrennen (van den Heuvel 1997, und Literaturhinweise darin). Bei der Fusion von Wasserstoff wird mehr Energie freigesetzt als bei deren Akkretion auf einen Weißen Zwerg. Die thermonukleare Verbrennung findet konstant oder mit Unterbrechungen statt. Die Begleitsterne der SSS besitzen Massen von typischerweise  $(1.3 - 2.5)M_{\odot}$ , und sind somit massereicher als die Primärkomponenten. Um so die beobachteten Leuchtkräfte erklären zu können sind Akkretionsraten  $M_{\text{accr}} \sim 10^7 M_{\odot}/\text{a}$  erforderlich, welche auf der thermischen Zeitskala  $\tau_{\text{th}}$  möglich sind.

Die starke Variabilität der Röntgenhelligkeit auf einer kurzen Zeitskala ist eine Eigenschaft aller kompakten Objekte, die Materie akkretieren. Bei XRP variiert die Röntgenhelligkeit mit der Rotationsperiode. Bei den QPO-Quellen beobachtet man quasiperiodische Oszillationen der Röntgenhelligkeit. Das Fourierspektrum dieser Quellen besitzt keine scharfen Spitzen (*peaks*) wie die XRP, sondern weist breite Maxima mit Frequenzen im Bereich von  $0.1 - 10 \text{ Hz}$  auf. Aufgrund ihrer Variabilität und ihres Musters im Farb-Farbdiagramm lassen sich die bei Neutronensternen auftretenden QPO in Atoll- und Z-Quellen klassifizieren (Hasinger & van der Klis 1989). Der Ursprung des aperiodischen Verhaltens wird im Akkretionsfluss in der Nähe des kompakten Objekts vermutet. Das *shot noise*- (Schrotrauschen) Modell geht davon aus, dass die quasiperiodische Variabilität in BHC durch die Überlagerung einzelner Ereignisse hervorgerufen wird, bei denen heiße Klumpen im inneren Bereich der Akkretionsscheibe für eine kurze Zeit Strahlung emittieren. Im Fall von Binärsystemen mit einem Neutronenstern als kompaktem Objekt lassen sich einige der QPO mit dem *beat frequency*- (Schwebungsfrequenz) Modell (Alpar & Shaham 1985) beschreiben. Nach diesem Modell ergeben sich die auftretenden Frequenzen aus den Differenzen zwischen den verschiedenen Orbitalperioden einzelner Klumpen der akkretierten Materie und der Rotationsperiode der Neutronensternmagnetosphäre.

Mit dem im Dezember 1995 gestarteten Röntgensatelliten *Rossi X-Ray Timing Explorer* (RXTE), dessen Detektoren speziell für zeitlich hochaufgelöste



Beobachtungen konzipiert wurden, konnten einige QPO mit Frequenzen  $\sim 1000$  Hz entdeckt werden. Von diesen fast ausschließlich bei Neutronensternen mit schwachem Magnetfeld auftretenden kHz-QPO wird angenommen, dass sie die Orbitalfrequenz von akkretiertem Gas sind. Die dynamische Zeitskala  $\tau_{\text{dyn}}$  für die Bewegung von Materie in der Nähe eines kompakten Objekts ist gegeben durch

$$\tau_{\text{dyn}} = \sqrt{\frac{r^3}{GM}}. \quad (2.13)$$

Für Materie in einem Orbit mit  $r = 100$  km um ein Schwarzes Loch mit  $M = 10 M_{\odot}$  beträgt  $\tau_{\text{dyn}} \approx 1$  ms, in einem Orbit mit  $r = 10$  km um einen Neutronenstern mit  $M = 1.4 M_{\odot}$  ist  $\tau_{\text{dyn}} \approx 0.1$  ms. Daher sind Millisekunden die natürliche Zeitskala der Akkretionsprozesse in den röntgenstrahlenemittierenden Regionen kompakter Objekte. Die Variabilität auf dieser Zeitskala wird also von Materie auf den innersten Orbits des Akkretionsflusses verursacht. Aus ihrer Beobachtung lassen sich somit Rückschlüsse auf die Radien bzw. die Massen der kompakten Objekte ziehen, woraus sich Bedingungen für die Zustandsgleichung der Materie ableiten lassen.

Grundsätzlich sind die Grenzen der hier erläuterten Klassifizierungen nicht eindeutig. So werden z.B. QPO bzw. kHz-QPO auch bei BHC, akkretierenden Röntgenpulsaren (Cen X-3), akkretierenden Millisekundenpulsaren (SAX J1808.4-3658) (s.u.), und auch bei *Burst*-Quellen beobachtet.

## 2.2 Das Akkretionsmodell

In Abschnitt 2.1.2 wurden bereits die verschiedenen Akkretionsmechanismen in XRB erläutert. In HMXB geschieht Massenakkretion entweder über Wind- bzw. Bondi-Hoyle Akkretion, oder aufgrund des äquatorialen Massenabstroms in Be-Systemen. In manchen Fällen können die massereichen Begleitsterne in HMXB zumindest annähernd ihren kritischen *Roche lobe* ausfüllen. Dann geschieht der Massentransfer wie bei LMXB über *Roche lobe overflow*. Die am inneren Lagrangeunkt  $L_1$ , dem Sattelpunkt zwischen den Potentialsenken der beiden Sterne, überfließende Materie besitzt in engen Binärsystemen einen großen Drehimpuls  $\omega$ . Da die mit diesem Drehimpuls verbundene radiale Geschwindigkeit wesentlich größer ist als die Schallgeschwindigkeit in der Hülle des Sekundärsterns (siehe z.B. Frank, King & Raine 1992), ist die durch den Druck gegebene Geschwindigkeit der Mate-

rie in Richtung der Primärkomponente vernachlässigbar. Das bedeutet, dass sich die Teilchen von  $L_1$  aus entlang einer ballistischen Trajektorie auf die Primärkomponente hin bewegen. Ist der Radius der Primärkomponente kleiner als der Zirkulationsradius (*circularization radius*)

$$r_{\text{circ}} = \frac{r_{L_1}^4 \omega^2}{GM_X}, \quad (2.14)$$

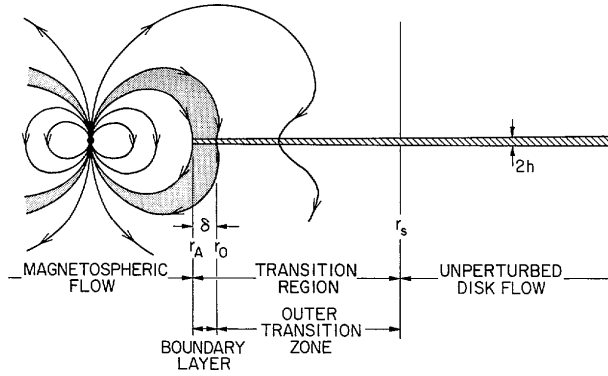
so besitzt die Materie zu viel Drehimpuls um direkt von dem kompakten Objekt akkretiert zu werden. Der Radius  $R$  eines kompakten Objekts ist in einem engen Binärsystem immer kleiner als  $r_{\text{circ}}$ , so dass es zur Ausbildung einer Akkretionsscheibe kommt.

Innerhalb der Akkretionsscheibe besitzt jedes Materieteilchen die lokale Kepler-geschwindigkeit

$$v_K = \sqrt{\frac{GM_X}{r}}, \quad (2.15)$$

wobei  $M_X$  die Masse des Neutronensterns und  $r$  der jeweilige Abstand des Materieteilchens von dem Neutronenstern ist. Da zu jedem  $r$  eine unterschiedliche Geschwindigkeit gehört, kann man die Akkretionsscheibe als eine Scheibe aus vielen differentiell rotierenden Gasringen ansehen. Durch den Geschwindigkeitsunterschied kommt es zu viskosen Scherkräften benachbarter Ringe, die bewirken, dass die Gasringe Drehmomente aufeinander ausüben, durch die die jeweils inneren Ringe abgebremst werden. So wird Drehimpuls nach außen transportiert, und die Teilchen bewegen sich langsam auf spiralförmigen Bahnen nach innen. Dabei heizt sich die Akkretionsscheibe auf typischerweise  $10^4$  bis  $10^5$  K auf und emittiert Photonen im UV-Bereich. Besitzt das zentrale Objekt kein oder nur ein schwaches Magnetfeld (wie z.B. Weiße Zwerge mit  $B \lesssim 10^5$  G), kann die Akkretionsscheibe praktisch bis an die Oberfläche des Sterns reichen, wobei es in der Grenzschicht zur Emission von Röntgenstrahlung kommt.

Im Falle eines Neutronensterns mit einem starken Magnetfeld ( $B \gtrsim 10^{11}$  G) werden an der Oberfläche der Akkretionsscheibe Ströme in dem Plasma induziert, die die Akkretionsscheibe außerhalb des *screening radius*  $r_s$  gegenüber dem Magnetfeld abschirmen (siehe Abb. 2.2). Innerhalb  $r_s$  können die Magnetfeldlinien die Akkretionsscheibe durchdringen und ab einem Radius  $r_0$  werden durch die starken magnetischen Kräfte Plasmateilchen aus der Akkretionsscheibe gerissen. Bei einem Radius  $r_M$  wird die Akkretionsscheibe schließlich vollständig auseinandergerissen. Von da ab ist die Bewegung



**Abb. 2.2:** Schematisches Bild der bei der Akkretion wichtigen Regionen aus Ghosh & Lamb (1978). In einer Übergangszone (transition region) wird die Akkretionsscheibe von den Magnetfeldlinien durchdrungen. In einer Grenzschicht (boundary layer) zwischen  $r_0$  und  $r_A$  wird Plasma senkrecht aus der Akkretionsscheibe gerissen. Es koppelt dort an die Bewegung der Magnetosphäre an und wird auf die Regionen an den magnetischen Polen akkretiert.

des Plasmas vollständig an die Magnetfeldlinien gekoppelt. Der Radius dieser Grenzschicht zwischen Materiefluss innerhalb der Akkretionsscheibe und magnetosphärischem Materiefluss ist näherungsweise durch den Akkretions- oder Alfvénradius  $r_A$  bestimmt, an dem die magnetische Energiedichte des Dipolfelds des Neutronensterns der kinetischen Energiedichte der akkretierten Materie vergleichbar wird, also wenn gilt (siehe z.B. Shapiro & Teukolsky 1983):

$$\frac{B^2(r_A)}{2\mu_0} = \frac{1}{2}\rho(r_A)v^2(r_A). \quad (2.16)$$

Dabei ist

$$B(r) = \frac{\mu}{r^3} \quad (2.17)$$

die Stärke des Dipolfelds mit dem magnetischen Moment  $\mu$ ,

$$v(r) \approx v_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{2GM_X}{r}} \quad (2.18)$$

die Freifallgeschwindigkeit der Materie im Gravitationsfeld der Primärkomponente und

$$\rho(r) \approx \rho_{\text{ff}} = \frac{\dot{M}}{4\pi v_{\text{ff}} r^2} \quad (2.19)$$

die Massendichte der akkretierten Materie. Der Alfvénradius lässt sich dann schreiben als:

$$r_{\text{A}} = \left( \frac{8\pi^2}{\mu_0^2} \frac{\mu^4}{GM_{\text{X}} \dot{M}^2} \right)^{1/7}. \quad (2.20)$$

Mit der Beziehung 2.11 zwischen der Leuchtkraft und der Akkretionsrate des Neutronensterns sowie dem magnetischen Moment aus der Magnetfeldstärke an der Oberfläche,  $\mu = B(R) \cdot R^3$ , lässt sich der Alfvénradius auch schreiben als:

$$\begin{aligned} r_{\text{A}} &= \left( \frac{8\pi^2}{\mu_0^2} \frac{\mu^4 GM_{\text{X}}}{L_{\text{accr}}^2 R^2} \right)^{1/7} = \left( \frac{8\pi^2}{\mu_0^2} \frac{B^4 R^{10} GM_{\text{X}}}{2L_{\text{accr}}^2} \right)^{1/7} \\ &\approx 3.7 \cdot 10^6 \left( \frac{M_{\text{X}}}{1.4 M_{\odot}} \right)^{1/7} \left( \frac{L_{\text{X}}}{10^{37} \text{ erg/s}} \right)^{-2/7} \left( \frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{10/7} \left( \frac{B(R)}{10^{12} \text{ G}} \right)^{4/7} \text{ m}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

In einem Modell, das die Wechselwirkung des Magnetfelds mit dem Plasma in der Übergangsregion zwischen der Scheibe und der Magnetosphäre des Neutronensterns berücksichtigt, fanden Ghosh & Lamb (1978, 1979a, 1979b)  $r_{\text{M}} \approx 0.5 r_{\text{A}}$ . Für den Innenrand der Akkretionsscheibe eines typischen Röntgenpulsars mit einer Masse von  $1.4 M_{\odot}$ , einem Radius von 10 km und einer (Oberflächen-) Magnetfeldstärke von  $10^{12}$  G ergibt sich somit  $r_{\text{M}} \approx 2000$  km.

Normalerweise besitzen der Neutronenstern und die Akkretionsscheibe dieselbe Drehrichtung. Innerhalb von  $r_{\text{M}}$  ist die Bewegung des Plasmas an die Magnetfeldlinien gekoppelt, und rotiert somit mit der Magnetosphäre mit. Damit die Materie weiter akkretiert werden kann, muss die Winkelgeschwindigkeit  $\omega_{\text{X}}$  der Magnetosphäre kleiner sein als die Keplerwinkelgeschwindigkeit  $\omega_{\text{K}}(r_{\text{M}})$  am Innenrand der Akkretionsscheibe, da ansonsten die Teilchen durch die „Zentrifugalbarriere“ bei  $r = r_{\text{M}}$  wieder auf größere Radien spiralen würden. Es muss also

$$\omega_{\text{X}} < \omega_{\text{K}}(r_{\text{M}}) = \sqrt{\frac{GM_{\text{X}}}{r_{\text{M}}^3}}, \quad (2.22)$$

oder

$$\omega_s = \frac{\omega_X}{\omega_K(r_M)} = \left( \frac{r_M}{r_{co}} \right)^{2/3} < 1 \quad (2.23)$$

gelten, wobei  $\omega_s$  als *fastness*-Parameter bezeichnet wird. Aus dem 3. Keplerschen Gesetz

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{GM_X} r^3 \quad (2.24)$$

folgt für den Korotationsradius  $r_{co}$ , an dem die Keplerwinkelgeschwindigkeit gleich der Winkelgeschwindigkeit der Magnetosphäre, also  $r = r_{co}$  ist:

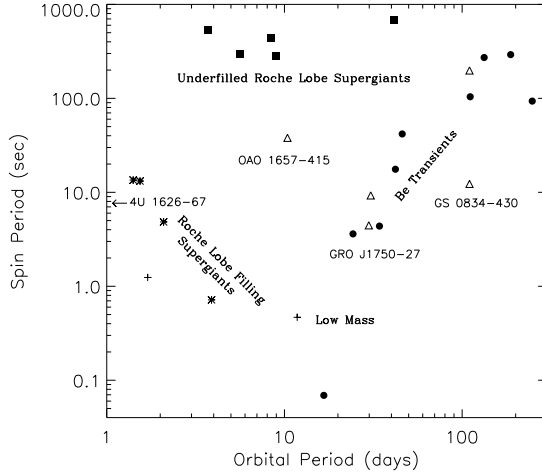
$$r_{co} = \left( \frac{GM_X P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \approx 1.7 \cdot 10^6 \left( \frac{M_X}{1.4 M_\odot} \right)^{1/3} \left( \frac{P}{s} \right)^{2/3} \text{ m} . \quad (2.25)$$

Für den Röntgenpulsar Her X-1 mit einer Periode von 1.24 s und einer Masse von  $1.4 M_\odot$  ergibt sich für den Korotationsradius  $r_{co} \approx 2 \cdot 10^6$  m. Da dies auch ungefähr der Magnetosphärenradius  $r_M$  ist bedeutet dies, dass Her X-1 bei konstanter Leuchtkraft nicht viel schneller rotieren kann, ohne dass die Akkretion zusammenbricht.

### 2.2.1 Rotationsperioden von Pulsaren

Die Puls- bzw. Rotationsperioden der bisher bekannten Röntgenpulsare liegen zwischen 0.069 s (A 0538-66) und 1413 s (RX J0146.9+6121). In Abb. 2.3 sind in dem sog. Corbet-Diagramm (Corbet 1986) die beobachteten Pulsperioden von XRP über ihren Orbitalperioden aufgetragen. Viele XRP besitzen Rotationsperioden, welche länger als 100 s sind. Nur in Systemen, die eine Akkretionsscheibe besitzen, rotieren die Neutronensterne deutlich schneller. Dies sind in erster Linie alle bisher bekannten XRP in LMXB, sowie die HMXB mit engen Orbits wie z.B. Cen X-3, LMC X-4 und SMC X-1.

Neben den scheinbaren Variationen der Puls- bzw. Rotationsperioden durch Dopplerverschiebung aufgrund der Bahnbewegungen innerhalb der Binärsysteme beobachtet man Variationen der Pulsperioden auf Zeitskalen von Tagen bis Jahren. Während diese Variationen bei einigen Systemen unregelmäßig auftreten, können sie insbesondere bei *transients* zeitlich mit Ausbrüchen korreliert sein. So beobachtet man, dass sich in diesen Systemen



**Abb. 2.3:** Rotationsperiode akkretierender Neutronensterne über deren Bahnperiode (Corbet-Diagramm) aus Bildsten et al. (1997). Die verschiedenen Symbole beziehen sich auf den Typ des Begleitsterns. Für bestimmte Typen von Binärsystemen korrelieren Bahn- und Rotationsperiode deutlich.

die Pulsperioden in Phasen niedriger Leuchtraft verlängern (*spin-down*), während sie sich in Ausbruchphasen verkürzen können (*spin-up*). Fast alle scheibenakkretierenden Systeme (einzige Ausnahme GX 1+4) zeigen abgesehen von unregelmäßig auftretenden kurzzeitigen *spin-down*-Phasen, ein langfristiges *spin-up*-Verhalten in der Größenordnung von  $\sim (10^{-6} - 10^{-3})$  s/a. Bei XRP mit längeren Rotationsperioden kann der *spin-up* auch bis zu wenigen s/a betragen. In diesen Systemen wird die Rotation des Neutronensterns durch den Drehimpulsübertrag der akkretierten Materie beschleunigt.

Aus der Akkretionsrate und dem Drehimpuls der Materie am Innenrand der Akkretionsscheibe lässt sich das Drehmoment abschätzen, das die akkretierte Materie auf die Magnetosphäre bei  $r_M$  und damit auf den Neutronenstern ausübt. Aus diesem Drehimpulsübertrag folgt für die Änderung der Pulsperiode (siehe z.B. Shapiro & Teukolsky 1983):

$$-\dot{P} \sim \mu^{2/7} R^{6/7} M_X^{-3/7} I^{-1} P^2 L^{6/7} . \quad (2.26)$$

Abgesehen von den Unsicherheiten in dem Radius  $r_M$ , an dem die Geschwindigkeit der Materie an die der Magnetosphäre ankoppelt, dem Ma-

gnetfeld bzw. dem magnetischen Moment  $\mu$  des Neutronensterns und dessen Trägheitsmoment  $I$ , welches neben der Masse auch von der Zustandsgleichung abhängt, sowie möglichen magnetischen und viskosen Drehmomenten, die außerhalb von  $r_M$  wirken, stimmt diese Beziehung mit den beobachteten langfristigen Änderungen der Pulsperioden von XRP zumindest in der Größenordnung gut überein. Aus der Beziehung (2.24) folgt für die schnellste durch Drehimpulsübertrag erreichbare Rotationsfrequenz (*equilibrium spin period*)  $P_{\text{eq}}$  eines Pulsars mit  $r = r_{\text{co}} = r_M$ :

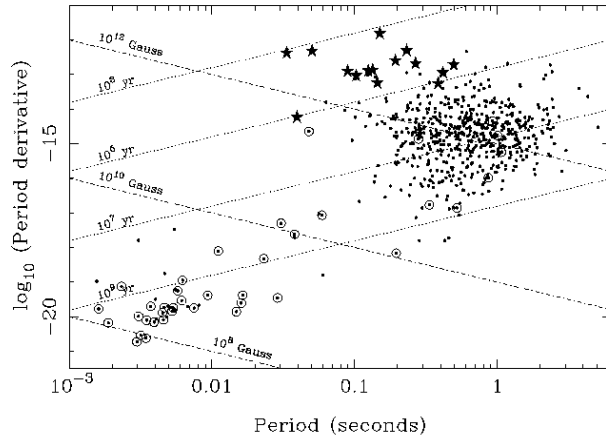
$$\begin{aligned}
 P_{\text{eq}} &\approx (0.4 \text{ s}) \left( \frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right)^{6/7} \left( \frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{15/7} \left( \frac{M}{1.4 M_{\odot}} \right)^{-5/7} \left( \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{-3/7} \\
 &\approx (1.1 \text{ ms}) \left( \frac{B}{10^9 \text{ G}} \right)^{6/7} \left( \frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{15/7} \left( \frac{M}{1.4 M_{\odot}} \right)^{-5/7} \left( \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{-3/7}, \tag{2.27}
 \end{aligned}$$

wobei  $\dot{M}_{\text{Edd}}$  die durch die Beziehung (2.12) in Abhängigkeit vom Radius des Neutronensterns gegebene maximale Akkretionsrate (Eddington-Akkretionsrate) ist. Danach kann ein typischer XRP mit einer Magnetfeldstärke (an seiner Oberfläche) von  $10^{12}$  G durch den mit der Akkretion von Materie verbundenen Drehimpulsgewinn höchstens auf eine Pulsperiode von  $\approx 0.4$  s beschleunigt werden.

Im Gegensatz zu dem unterschiedlichen zeitlichen Verhalten der Pulsperioden von XRP zeigen Radiopulsare, da sie keine Materie akkretieren sondern die Energie für die Emission der Radiostrahlung aus ihrer Rotation beziehen, ausschließlich ein *spin-down*-Verhalten in ihren Pulsperioden. In Abb. 2.4 sind die Änderungen der Pulsperioden beobachteter Radiopulsare gegen deren Pulsperiode aufgetragen. Aus dem Energieverlust bei der elektromagnetischen Abstrahlung eines rotierenden magnetischen Dipols ergibt sich für die Magnetfeldstärke an der Oberfläche eines Radiopulsars (siehe z.B. van den Heuvel 1984)

$$B = \left( \frac{3Ic^3}{8\pi^2 R^6} \right)^{1/2} (P\dot{P})^{1/2}, \tag{2.28}$$

also  $B \sim \sqrt{P\dot{P}}$ . Das charakteristische Alter  $\tau$  eines Radiopulsars lässt sich nach  $\tau = P/2\dot{P}$  abschätzen (Taylor & Manchester 1977). Damit ist die *spin-down*-Rate eines Radiopulsars ein direktes Maß sowohl für die (Oberflächen-)



**Abb. 2.4:** Pulsperioden von Radiopulsaren in Abhängigkeit von ihrem Alter bzw. der Stärke ihres Magnetfelds aus Lorimer (1998). Punkte bezeichnen „normale“ isolierte Pulsare, Sterne bezeichnen Pulsare, die mit Supernovaüberresten in Verbindung stehen, und Punkte mit Kreisen bezeichnen Pulsare in Binärsystemen.

Magnetfeldstärke  $B$ , als auch für das charakteristische Alter  $\tau$  des Neutronensterns. Diese Zusammenhänge sind in Abb 2.4 durch Linien gleichen Alters und Linien gleicher Magnetfeldstärke dargestellt. Demzufolge haben die typischen isolierten Radiopulsare mit Pulsperioden zwischen 0.1 s und 3 s ein charakteristisches Alter von  $10^7$  a und besitzen eine Magnetfeldstärke von  $\sim (10^{11} - 10^{13})$  G. Dagegen sind die ms-Radiopulsare mit  $\tau \gtrsim 10^9$  a wesentlich älter und besitzen entsprechend nur noch ein relativ schwaches magnetisches Feld von  $\sim 10^9$  G. Dass es sich bei ms-Pulsaren tatsächlich um relativ alte Objekte handelt, konnte anhand der gemessenen Oberflächentemperatur des Weißen Zwerg-Begleitsterns des 5.4 ms-Radiopulsars PSR 1855+09 nachgewiesen werden (Kulkarni, Djorgovski & Klemola 1991).

Aus dem Alter und der *spin-down*-Rate der jüngsten bekannten Radiopulsare lässt sich abschätzen, dass Neutronensterne mit einer Rotationsperiode von  $\sim 0.01$  s geboren werden (Manchester & Taylor 1977). Das bedeutet, dass ms-Radiopulsare eine *spin-up*-Phase durchgemacht haben müssen, in der sie auf ms-Rotationsperioden beschleunigt worden sind. Aus der Beziehung (2.27) ist ersichtlich, dass XRP mit einem schwachen Magnetfeld von  $\sim 10^9$  G durch Akkretion auf ms-Pulsperioden beschleunigt werden können.



Es liegt daher die Vermutung nahe, dass ms-Radiopulsare aus XRP entstanden sind. Ein weiteres Indiz dafür ist die Tatsache, dass etwa 80% der ms-Radiopulsare in Binärsystemen zu finden sind, dagegen der Anteil von „normalen“ Radiopulsaren mit einem Begleitstern geringer als 1% ist.

Um einen Neutronenstern in einem XRB auf eine Rotationsperiode  $\sim 1$  ms zu beschleunigen, muß eine Masse  $\gtrsim 0.1 M_{\odot}$  akkretiert werden (Bhattacharya & van den Heuvel 1991). Geschieht dies bei der maximal möglichen Akkretionsrate, der Eddington-Akkretionsrate  $\dot{M}_{\text{Edd}}$ , so dauert dies mindestens  $\sim 10^7$  a. Ms-Radiopulsare können somit nur in LMXB entstehen, da nur in diesen Systemen Akkretion über einen so langen Zeitraum stattfinden kann (siehe Abschnitt 2.1.2). Tatsächlich haben die Begleitsterne von ms-Radiopulsaren eine typische Masse  $\lesssim 0.3 M_{\odot}$ .

Aufgrund seiner Rotationsenergie ist ein Radiopulsar in der Lage, seinen Begleitstern durch intensive elektromagnetische Strahlung oder mit energiereichen Teilchen aus seinem Wind zu verdampfen (Ruderman, Shaham & Tavani 1989, Bhattacharya & van den Heuvel 1991). Beobachtungen deuten darauf hin, dass dies bei dem sogenannten *black widow*- (Schwarze Witwe) Pulsar PSR 1957+20, einem bedeckenden 1.6 ms-Radiopulsar, der Fall ist (Fruchter, Stinebring & Taylor 1988, Krolik & Sincell 1990). Dies würde somit auch das Auftreten isolierter ms-Radiopulsare erklären.

Das Bindeglied zwischen Röntgen- und ms-Radiopulsaren wurde 1998 mit der Entdeckung des ersten ms-Röntgenpulsars SAX J1808.4-3658 (Wijnands & van der Klis 1998) gefunden. Mit dessen beobachteten Rotationsperiode von 2.5 ms erhält man aus der Beziehung (2.25) für den Korotationsradius als obere Grenze für den Magnetosphärenradius  $r_M \lesssim 31$  km. Zusammen mit der Beziehung (2.21) und der aus dem Röntgenspektrum von SAX J1808.4-3658 abgeschätzten Leuchtkraft  $L_X \approx 6 \cdot 10^{36}$  erg/s ergibt sich eine obere Grenze für die Magnetfeldstärke von  $B \lesssim 6 \cdot 10^8$  G. Dies liegt im Bereich der Magnetfeldstärke, wie sie auch für die ms-Radiopulsare angenommenen wird. SAX J1808.4-3658 könnte also tatsächlich der Vorgänger eines ms-Radiopulsars sein.

Unterhalb der sogenannten „Todeslinie“ der Radiopulsare bei etwa

$$\left( \frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right) \left( \frac{P}{\text{s}} \right)^{-2} \approx 0.2 \quad (2.29)$$

bricht der Mechanismus zur Erzeugung der Radiostrahlung zusammen (rechter unterer Bereich der Abb. 2.4). Die Neutronensterne sind dann auch nicht

mehr als Radiopulsare beobachtbar. Die etwa 200 persistenten akkretierenden Neutronensterne in XRB und die etwa 700 bekannten Radiopulsare stellen vermutlich nur die Spitze eines Eisbergs von insgesamt vermuteten  $10^9$  „alten“ Neutronensternen in unserer Galaxie dar. Ähnlich verhält es sich mit den insgesamt in der Galaxie vermuteten  $10^8$  „alten“ Schwarzen Löchern, von denen nur etwa 10 durch ihre Röntgenemission aufgrund der Akkretion von Materie in Binärsystemen beobachtbar sind (van den Heuvel 1994).

### 2.2.2 Die Akkretionssäule

Innerhalb der Magnetosphäre stürzen die in der Grenzschicht aus der Akkretionsscheibe gerissenen Plasmateilchen entlang der Magnetfeldlinien durch zwei „Akkretionstrichter“ (*accretion funnel*) auf die Regionen an den beiden magnetischen Polen des Neutronensterns (schattierter Bereich in Abb. 2.2). An den Polkappen am Fuß der Akkretionstrichter werden die Plasmateilchen abrupt abgebremst und ihre kinetische Energie wird hauptsächlich in Form von Röntgenstrahlung frei.

Die Polkappen bzw. die Akkretionstrichter sind durch die Schar von Magnetfeldlinien begrenzt, die die Akkretionsscheibe am Magnetosphärenradius schneiden. Die Feldlinien eines (nichtrelativistischen) Dipolfeldes sind durch  $\sin^2 \theta / r = \text{const.}$  gegeben. Mit  $\theta = \theta_{\text{MD}}$  als Winkel zwischen der Dipolachse des Neutronensterns und der Akkretionsscheibe ergibt sich für den halben Öffnungswinkel  $\alpha$  einer Polkappe

$$\frac{\sin^2 \theta_{\text{MD}}}{r_{\text{M}}} = \frac{\sin^2 \alpha}{R} \Rightarrow \sin^2 \alpha = \frac{R}{r_{\text{M}}} \sin^2 \theta_{\text{MD}}, \quad (2.30)$$

wobei  $R$  der Radius des Neutronensterns ist. Für  $\theta_{\text{MD}} \sim 70^\circ - 90^\circ$  ergibt sich der halbe Öffnungswinkel der Polkappe für einen „Standard“-Röntgenpulsar mit  $R = 10 \text{ km}$  und  $r_{\text{M}} = 2000 \text{ km}$  zu  $\alpha \approx 4^\circ$ . Dies entspricht einer Fläche der Polkappe von etwa  $1.5 \text{ km}^2$ .

Die Flächen der Polkappen sind um einen Faktor  $f = 1 - \cos \alpha$  kleiner als die gesamte Oberfläche des Neutronensterns. Um diesen Faktor  $f$  verringert sich auch die für sphärische Akkretion abgeleitete Eddington-Leuchtkraft  $L_{\text{Edd}}$  (Beziehung (2.10)), wenn die von der Polkappe emittierte Strahlung ausschließlich durch die Akkretionstrichter entweicht. Für einen „Standard“-Röntgenpulsar ergibt sich dann eine kritische Leuchtkraft  $L_{\text{krit}} = f L_{\text{Edd}} \approx 3 \cdot 10^{35} \text{ erg/s}$ . Da es jedoch auch möglich ist, dass ein großer Teil der Strahlung

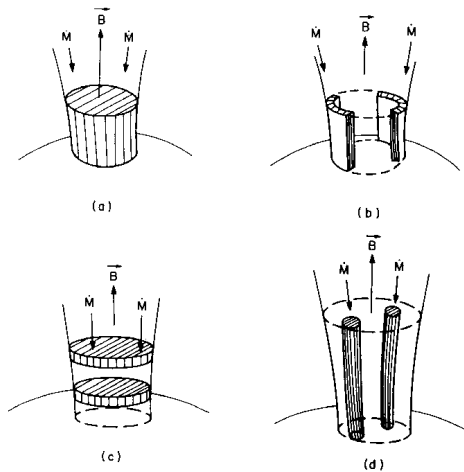
außerhalb der Akkretionstrichters entweicht, sind im Prinzip sogar Leuchtkräfte  $L_X > L_{\text{Edd}}$  denkbar.

In einem hydrodynamischen Modell des Akkretionsstroms, das auch dessen Wechselwirkungen mit der Strahlung berücksichtigt, fanden Basko & Sunyaev (1976a) und Wang & Frank (1981), dass bei niedrigen Akkretionsraten, wenn  $L_X < L_{\text{krit}} \approx 5 \cdot 10^{36}$  erg/s, die akkretierte Materie ungehindert im freien Fall bis auf die Oberfläche des Neutronensterns stürzt. Dabei können die Plasmateilchen eine Geschwindigkeit von über  $0.5 c$ , erreichen, bis sie durch Wechselwirkungen in der Atmosphäre des Neutronensterns abgebremst werden. Dies geschieht entweder durch Vielfach-Coulombstöße zwischen den Protonen des akkretierten Plasmas und den Elektronen der Atmosphäre, oder durch inelastische Streuung bzw. Stöße der einfallenden Protonen an Protonen in der Atmosphäre. Die Dicke der Polkappen bzw. der Atmosphäre, in der die Abbremsung stattfindet, hängt vor allem von der Coulomb-Abbremslänge (*Coulomb stopping length*) der Protonen ab, die in starken Magnetfeldern nicht genau bekannt ist. Modellrechnungen von Harding et al. (1984) ergaben eine Skalenhöhe der Polkappen von  $\sim (0.5 - 2)$  m.

Bei höheren Akkretionsraten ( $L_X \sim L_{\text{krit}}$ ) bildet sich aufgrund des hohen Strahlungsdrucks über den Polkappen eine strahlungsdominierte Stoßfront aus, in der die kinetische Energie der einfallenden Plasmateilchen an entweichende Photonen abgegeben wird (inverser Comptoneffekt). Mit zunehmenden Akkretionsraten, wenn  $L_X \gg L_{\text{krit}}$ , entsteht diese Schockfront weiter oberhalb der Polkappen. Unterhalb der Schockfront bildet sich eine sogenannte Akkretionssäule, in der das thermalisierte Plasma relativ langsam (subsonisch) auf die Polkappen sinkt (Basko & Sunyaev 1976a). Gestreute Photonen, die seitlich aus der Akkretionssäule entweichen können, tragen dann erheblich zur Leuchtkraft der Emissionsregionen bei.

Umstritten ist, ob in dem starken Magnetfeld kollektive Plasmaoszillationen auftreten können, die eine stoßfreie Schockverzögerung des Akkretionsstroms oberhalb der Polkappen induzieren, und damit auch bei niedrigen Akkretionsraten mit  $L_X < L_{\text{krit}}$  zur Ausbildung einer Akkretionssäule führen (Zel'dovich & Shakura 1969, Langer & Rappaport 1982, sowie z.B. Mészáros 1984, und Referenzen darin).

Da die Bewegung des akkretierten Plasmas innerhalb der Magnetosphäre mehr oder weniger strikt an die Magnetfeldlinien gebunden ist, wird die Strahlung bei der Abbremsung der Plasmateilchen in der Nähe der Polregionen am Ort derjenigen Magnetfeldlinien entstehen, auf die die Teilchen



**Abb. 2.5:** Mögliche Geometrien der Emissionsregionen innerhalb des Akkretionstrichters aus Mészáros (1984): (a) gleichmäßig gefüllter Trichter (filled funnel), (b) Bereiche eines hohlen Trichters (hollow sectional funnel), (c) pfannkuchenförmig (pancaked), (d) schlauch- oder spaghetti-förmig (spaghetti).

in der Grenzschicht der Magnetosphäre „aufgefädelt“ wurden. Die geometrische Form der Emissionsgebiete hängt daher von dem Vorgang der Ankoppelung der Plasmateilchen an die Magnetfeldlinien ab, welcher bis heute nicht im Detail verstanden ist. So ist auch die Größe der Grenzschicht nicht genau bekannt, in der die Bewegung des Plasmas an die Magnetfeldlinien ankoppelt. Die Größe der Grenzschicht beeinflusst, ob in dem gesamten Volumen der Polkappe bzw. des Akkretionstrichters Strahlung emittiert wird (gefüllter Kegel (a) in Abb. 2.5), oder ob Emission nur am Rand des Akkretionstrichters (hohler Trichter (b)) stattfindet. Mögliche Instabilitäten in der Grenzschicht können auch zu „pfannkuchen-“ (c) oder „spaghettiförmigen“ (d) Emissionsgeometrien führen (Mészáros 1984).

Röntgenphotonen, die seitlich aus der Akkretionssäule austreten, können rings um die Säule auf die Neutronensternoberfläche auftreffen, und von dort durch Comptonstreuung wieder reemittiert werden. Treffen die Röntgenphotonen in größeren Entfernungen von der Akkretionssäule bzw. unter kleineren Winkeln (flacher) auf der Neutronensternoberfläche auf, so können sie

sogar (kohärent) reflektiert werden. Aufgrund der höheren Elektronendichte an der Oberfläche von Neutronensternen von  $\sim 10^{28} / \text{cm}^3$  sind die Glanzwinkel bzw. die Energien, bei denen Reflexion von Röntgenstrahlen auftritt wesentlich größer als für Material unter irdischen Bedingungen (Lenzen & Trümper 1978). Auf diese Weise kann zusätzlich ein erheblicher Anteil an Röntgenstrahlung von einem ringförmigen Emissionsgebiet auf der Neutronensternoberfläche um die Akkretionssäule stammen.

Das Spektrum der emittierten Strahlung von XRP ist ursächlich bestimmt von den bei der Abbremsung des akkretierten Plasmastroms in der Nähe der Polkappen auftretenden Strahlungsprozessen. Dabei handelt es sich vor allem um Bremsstrahlung, den inversen Compton-Effekt (Compton-Kühlung von Elektronen), und Zyklotronanregung durch Stöße zwischen akkretierten Protonen und Elektronen in der Atmosphäre (in geringerem Maße auch zwischen Elektronen), und anschließender Zyklotronabregung durch Emission von Photonen der Zyklotronresonanzenergie.

In starken Magnetfeldern muss berücksichtigt werden, dass die Elektronenzustände in transversaler Richtung zu den Feldlinien quantisiert sind. Die Energie dieser diskreten Energiezustände, der Landau-Niveaus, ist gegeben durch (siehe z.B. Canuto & Chiu 1968):

$$E_{js} = m_e c^2 \left[ 1 + \left( \frac{p_z}{m_e c} \right)^2 + 2 \left( j + s + \frac{1}{2} \right) \frac{B}{B_{\text{krit}}} \right]^{1/2}. \quad (2.31)$$

Dabei bezeichnen  $j = (0, 1, 2, \dots)$  die Hauptquantenzahl und  $s = \pm \frac{1}{2}$  die Spinquantenzahl der Elektronen.

$$B_{\text{krit}} = \frac{m_e^2 c^3}{e \hbar} \approx 4.4 \cdot 10^{13} \text{ G} \quad (2.32)$$

ist die kritische Magnetfeldstärke, bei der die Zyklotronenergie eines Elektrons im Magnetfeld gleich dessen Ruheenergie ist. Im nichtrelativistischen Grenzfall, wenn  $p_z \ll m_e c$  und  $B \ll B_{\text{krit}}$  gilt, lässt sich die Wurzel in Gl. (2.31) entwickeln, und man erhält unter Vernachlässigung quadratischer und höherer Terme:

$$\begin{aligned} E_{js} &= \left( n + s + \frac{1}{2} \right) m_e c^2 \frac{B}{B_{\text{krit}}} + \frac{p_z^2}{2m_e} + m_e c^2 \\ &= \left( n + s + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_B + \frac{p_z^2}{2m_e} + m_e c^2. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Dabei ist

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c} \quad (2.34)$$

die Zyklotronfrequenz der Elektronen. Die Landau-Niveaus sind dann äquidistant und die Energiedifferenzen zweier benachbarter Energiezustände bei den Übergängen  $(n+1) \rightarrow n$  oder  $(s = +\frac{1}{2}) \rightarrow (s = -\frac{1}{2})$  entsprechen der Zyklotronenergie  $\Delta E = \hbar\omega_B$ . Dabei gilt

$$\frac{\Delta E}{\text{keV}} \approx 11.6 \frac{B}{10^{12} \text{ G}}. \quad (2.35)$$

Aufgrund relativistischer Effekte ändern sich mit zunehmender Feldstärke die Energiedifferenzen zwischen den Landau-Niveaus (Daugherty & Ventura 1977). Zusätzlich tritt eine Dopplerverbreiterung der Emissionslinien auf. Bei der Berechnung der Emissionsspektren bzw. der Übergangswahrscheinlichkeiten für die Abregung von Elektronen muss die zweifache Entartung der angeregten Landau-Niveaus berücksichtigt werden (Herold, Ruder & Wunner 1982).

Unter der Annahme, dass das Spektrum eines XRP näherungsweise dem eines Schwarzen Körpers entspricht, lässt sich mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes die Temperatur des Elektronengases über

$$E = kT = k \left( \frac{L_X}{\sigma A} \right)^{1/4} \quad (2.36)$$

auf  $\lesssim 10$  keV ( $\approx 10^8$  K) abschätzen. Dabei bezeichnet  $L_X$  die Leuchtkraft des Pulsars,  $A$  die Oberfläche der Emissionsregion,  $k^{\dagger\dagger}$  die Boltzmann-Konstante, und  $\sigma^{\ddagger\dagger}$  die Stefan-Boltzmann-Konstante. Bei diesen Elektronentemperaturen sind nur die niedrigsten Energiezustände besetzt. Da die mittlere Zeit, in der ein angeregtes Landau-Niveau durch spontane Emission abgeregt wird, wesentlich kürzer ist als die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen, die zu einer Anregung führen, ist die Besetzung der Landau-Niveaus nicht thermisch verteilt, sondern im Wesentlichen durch die Elektronendichte und die Magnetfeldstärke bestimmt (Harding et al. 1984, Wang, Wassermann & Salpeter 1989).

---

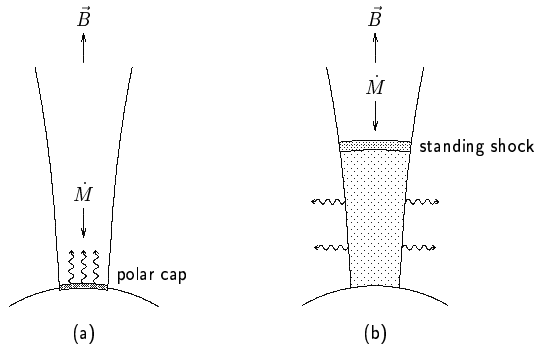
$\dagger\dagger k = 1.380658 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$

$\ddagger\dagger \sigma = 5.67051 \cdot 10^{-8} \text{ W/K}^4\text{m}^2$

Nur die am Rand der Emissionsregionen entstandenen Photonen werden direkt emittiert. Bevor die weiter innen entstandenen Photonen am Rand der Akkretionssäule bzw. der Polkappe austreten können, werden sie normalerweise, insbesondere bei XRP mit hoher Leuchtkraft, durch ein- oder mehrfache Streuung (meistens einfache Comptonstreuung, seltener auch Zweiphotonen-Comptonstreuung), oder durch Zyklotronabsorption und anschließende Stoßabregung mit den einfallenden Elektronen wechselwirken. Als Konsequenz der Beschränkung der transversalen Bewegung der Elektronen durch das Magnetfeld besitzt eine elektromagnetische Welle, die durch ein solches Plasma propagiert, wohldefinierte Polarisationsnormalmoden. Dies bedingt eine Energie- und Richtungsabhängigkeit der Opazitäten in den Emissionsregionen. Die Polarisationsnormalmoden werden in einem Magnetfeld  $B \sim B_{\text{krit}}$  durch Vakuumpolarisation (bei der Entstehung virtueller Elektron-Positron-Paare) zusätzlich modifiziert (Mészáros & Ventura 1979).

Neben der Richtungsabhängigkeit der Opazität hat die Geometrie der Emissionsregionen entscheidenden Einfluss auf die Emissionscharakteristik bzw. die Richtungsverteilung der emittierten Photonen. Zusammen mit der Lage der magnetischen Pole relativ zur Rotationsachse ist die Emissionscharakteristik maßgeblich bestimmend für die Erscheinungsform der Pulsprofile, die für jeden Röntgenpulsar charakteristisch sind. Allgemein unterscheidet man zwischen *pencil-beam* und *fan-beam* Emissionscharakteristiken. Bei niedrigen Akkretionsraten sind die Emissionsregionen flache Polkappen (*slabs*), von denen ein großer Anteil an Photonen parallel zum Magnetfeld emittiert wird (siehe Abb 2.6 (a)). Im Falle hoher Akkretionsraten erwartet man, dass Photonen hauptsächlich seitlich aus der Akkretionssäule unterhalb der Schockfront senkrecht zum Magnetfeld austreten (b). Bezeichnet man  $\theta$  als den Winkel zwischen der Magnetfeldachse und der Emissionsrichtung, so lässt sich die Winkelverteilung der Emission eines *pencil-beam* als  $I \sim \cos^n \theta$ , die eines *fan-beam* als  $I \sim \sin^n \theta$  schreiben. Solche phänomenologischen Abstrahlungscharakteristiken werden benutzt, um beobachtete Pulsprofile zu reproduzieren (siehe Abschnitt 2.4).

Zur Emission an den Polregionen tragen eine Vielzahl physikalischer Prozesse und Strahlungsmechanismen bei. Mit theoretischen und numerischen Modellen der Emissionsregionen wird vor allem die Entstehung der Spektren und insbesondere auch der darin enthaltenen Zyklotronlinien untersucht (z.B. Nagel 1981, Harding et al. 1984, Mészáros & Nagel 1985a,b, Kii 1987, Burnard, Arons & Klein 1991, Araya & Harding 1999). Ein selbstkonsistentes Modell, das alle Wechselwirkungsprozesse in der Akkretionssäule berück-



**Abb. 2.6:** Stark vereinfachtes Anschauungsmodell zur Erklärung der Emissionscharakteristik von XRP: ein pencil-beam (a) entsteht bei niedrigen Akkretionsraten, wenn die Materie in einer Polkappe, einer dünnen planparallelen Atmosphärenschicht (slab), durch Coulombstreuung und inelastische Stöße abgebremst wird, ein fan-beam (b) entsteht, wenn sich oberhalb der Neutronensternoberfläche eine stehende Schockfront ausbildet. Diese kann bei hohen Akkretionsraten durch den hohen Strahlungsdruck oder möglicherweise auch bei niedrigen Akkretionsraten durch kollektive Plasmaeffekte verursacht werden.

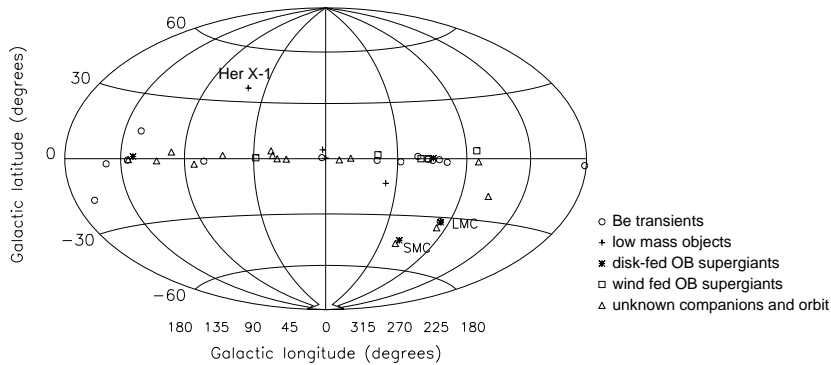
sichtigt, existiert bislang nicht. Bei der Modellierung bereitet insbesondere die Kopplung von Hydrodynamik und Strahlungstransport im starken Gravitations- und Magnetfeld Schwierigkeiten. Daher lassen sich die Spektren und Pulsprofile von XRP mit Modellen der Emissionsregionen bisher nur qualitativ verstehen.

## 2.3 Beobachtungseigenschaften

Ein Überblick über die Beobachtungseigenschaften von Röntgenpulsaren ist u.a. in den Artikeln von White, Swank & Holt (1983), Nagase (1989), sowie Bildsten et al. (1997) gegeben. Dabei gehen White et al. insbesondere auf die spektralen Eigenschaften ein und diskutieren verschiedene Emissionsmodelle. Bildsten et al. analysieren dagegen hauptsächlich die zeitlichen Eigenschaften wie z.B. die Pulsperioden und deren langfristige Entwicklungen.



### 2.3.1 Räumliche Verteilung



**Abb. 2.7:** Galaktische Verteilung akkretierender Pulsare (nach Bildsten et al. 1997). Die verschiedenen Klassen von Röntgenpulsaren sind mit verschiedenen Symbolen dargestellt: offene Quadrate bezeichnen windakkretierende XRP mit massereichen Begleitsternen, Sterne bezeichnen scheibenakkretierende XRP mit massereichen Begleitsternen, offene Kreise bezeichnen transitorische Be-Systeme, Kreuze bezeichnen XRP mit massearmen Begleitsternen und offene Dreiecke stellen XRP mit unbekanntem Orbitalperioden und Begleitsternen dar. Eine Auflistung aller hier dargestellten XRP findet sich in Bildsten et al. (1997). Ungewöhnlich ist die hohe galaktische Breite von Her X-1 von  $+37,5^\circ$ .

Im Gegensatz zu isolierten Neutronensternen (Radiopulsaren), die bei ihrer Entstehung während einer Supernovaexplosion eine relativ hohe *kick*-Geschwindigkeit erhalten und daher eine breite Verteilung um die galaktische Ebene haben, besitzen XRP aufgrund ihrer größeren Gesamtmasse niedrigere Geschwindigkeiten und sind daher im wesentlichen auf ein schmales Band um die galaktische Ebene beschränkt. Die räumliche Verteilung der verschiedenen Klassen von XRP ist in Abb. 2.7 in galaktischen Koordinaten dargestellt. Sie entspricht der räumlichen Verteilung von HMXB und LMXB (siehe Abschnitt 2.1.1). Abgesehen von Quellen in der Großen und Kleinen Magellanschen Wolke findet man daher fast alle XRP mit massereichen Begleitsternen (die Symbole offene Quadrate, Sterne und offene Kreise in Abb. 2.7) nahe ihrem Geburtsort in der galaktischen Ebene. Entsprechend ihrer relativ kurzen Lebenszeit haben sich diese XRP nur sehr wenig von der galaktischen Ebene entfernen können.

Aufgrund ihres im Vergleich zu HMXB relativ hohen Alters besitzen LMXB neben ihrem Vorkommen in Kugelsternhaufen eine breitere Verteilung um die galaktische Ebene. Dennoch ist die Position des LMXB Her X-1 bei einer galaktischen Höhe  $b = +37.5^\circ$  ( $l = 58.2^\circ$ ) ungewöhnlich (siehe Abb. 2.7). Mit einer Entfernung von Her X-1 vom Sonnensystem von  $5 \text{ kpc}^*$  (Thomas, Schmidt & Schömbbs 1986) ergibt sich ein Abstand von Her X-1 zur galaktischen Ebene von etwa  $3 \text{ kpc}$ . Entfernt sich das System mit einer für LMXB typischen *kick*-Geschwindigkeit von  $70 - 100 \text{ km/s}$  von seinem Geburtsort in der galaktischen Ebene, so besitzt Her X-1 ein Alter von  $\sim 10^7 \text{ a}$ . Aus der Theorie der Radiopulsare weiß man jedoch, dass das Magnetfeld eines Neutronensterns auf einer typischen Zeitskala von  $10^7 \text{ a}$  zerfällt (siehe Abschnitt 2.2.1). Daher besteht ein Widerspruch zwischen dem Alter von Her X-1 und dessen Magnetfeld von  $\sim 10^{12} \text{ G}$ . Sutantyo, van der Linden & van den Heuvel (1986) schlugen daher vor, dass Her X-1 durch einen möglichen *accretion-induced collapse* eines Weißen Zwergs entstanden ist, bei dem das System eine deutlich höhere *kick*-Geschwindigkeit erhalten hat. Es ist jedoch auch möglich, dass Neutronensterne ihr Magnetfeld über einen Zeitraum von  $\sim 10^7 \text{ a}$  erhalten können (Verbunt, Wijers & Burm 1990). Weitere mögliche Szenarien, bei denen XRB hohe *kick*-Geschwindigkeiten erhalten können, sind in Iben & Tutukov (1997) diskutiert.

### 2.3.2 Zeitliche Variabilität der Lichtkurven

Eine herausragende Eigenschaft der Lichtkurven von XRP ist ihre periodische Variabilität auf verschiedenen Zeitskalen. Dazu gehören neben den Rotations- und Bahnperioden der Röntgenquellen auch weitere Erscheinungen wie z.B. das regelmäßige Auftreten von Absorptionsdips oder Langzeitzyklen, hervorgerufen durch die Bedeckung einer langsam präzedierenden Akkretionsscheibe. Die Analyse dieser Perioden bietet die Möglichkeit, eine Vielzahl von Eigenschaften dieser Systeme zu untersuchen.

Die Röntgenlichtkurven der ersten beiden entdeckten XRP Cen X-3 und Her X-1 fielen besonders durch Bedeckungen der Röntgenquelle durch ihre Begleitsterne auf, während derer die Röntgenhelligkeit praktisch auf null abfällt. Daher folgte direkt aus der Lichtkurve, dass es sich um Doppelsternsysteme handelt. Die Bahnperioden ergaben sich direkt aus dem zeitlichen Abstand der Bedeckungen. Aus der Bahnperiode, der Dopplervariationen der Pulsankunftszeiten und der Spektrallinien des Begleitsterns, der Dauer

---

\*  $1 \text{ pc} = 3.261 \text{ Lichtjahre}$

der Bedeckung, der optischen Lichtkurve des Begleitsterns sowie einem Modell des Begleitsterns, lassen sich sämtliche Systemparameter, insbesondere die Massen der Doppelsterne und die Inklination des bedeckenden Systems bestimmen (siehe z.B. Middleditch & Nelson 1976). So sind die Systemparameter der sechs bis heute bekannten bedeckenden Röntgenpulsare Cen X-3, Her X-1, SMC X-1, LMC X-4, Vela X-1 (4U 0900-40) und 4U 1538-52 bekannt.

Abgesehen von Bedeckungen wird die Variabilität der Lichtkurven von XRP von deren Pulsperioden dominiert. Die Zählraten bei der Messung der Strahlung eines hellen XRP liegen mit den zur Zeit zur Verfügung stehenden Röntgendetektoren in der Größenordnung von 100 counts/s. Damit muss bei zeitlich hochaufgelösten Messungen die statistische Verteilung der Photonen berücksichtigt werden. Da auch die einzelnen Pulse von XRP variabel sind, ist die Periodizität in den Lichtkurven insbesondere bei langen Pulsperioden zwar deutlich sichtbar, jedoch nicht direkt aus den Lichtkurven exakt ableitbar. Daher wird ein Periodogramm erstellt, indem eine Lichtkurve mit verschiedenen Testperioden gefaltet wird (*epoch folding*). Trägt man dann die quadratische Abweichung der in einzelnen Phasenbins aufsummierten Zählraten von der mittleren Zählrate über die Periode auf, so sind die Pulsperiode und ihre Harmonischen durch mehr oder weniger scharfe Spitzen erkennbar. Die Orbitalbewegung des Doppelsternsystems führt zu einer sinusförmigen Variation der Pulsankunftszeiten. Überlagert man also bei der Faltung der Lichtkurve den Testperioden eine sinusförmige Störung der richtigen Amplitude und Phase (Doppelsternkorrektur), so erhöht sich im Periodogramm die Spitze bei der Pulsperiode (und ihrer Harmonischen). Schließlich muß dabei auch noch die Eigenbewegung des Satellits innerhalb des Sonnensystems berücksichtigt werden (Baryzentrumskorrektur). So lässt sich aus den Pulsankunftszeiten auch bei nichtbedeckenden Systemen die Bahnperiode und die projizierte Bahngeschwindigkeit des Neutronensterns bestimmen. Zusammen mit der Messung der Dopplerverschiebung der optischen Spektrallinien des Begleitsterns lässt sich daraus das Massenverhältnis  $M_X/M_{\text{opt}}$  der Sterne bzw. die Massenfunktion

$$f_x = \frac{M_{\text{opt}} \sin^3 i}{(M_X + M_{\text{opt}})^2} = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(r_X \sin i)^3}{P^2} \quad (2.37)$$

angeben, wobei  $P$  die Bahnperiode und  $i$  die Inklination des Systems bezeichnen. Die bei den verschiedenen Klassen von XRP beobachteten Pulsperioden und deren Zusammenhang mit den Bahnperioden wurde bereits

in Abschnitt 2.2.1 dargelegt (siehe auch Abb. 2.3). Dort wurde ebenfalls auf die langfristigen Änderungen der Pulsperioden, *spin-up* und *spin-down*, eingegangen.

In den Lichtkurven einiger Quellen beobachtet man Intensitätseinbrüche (*dips*), während derer die Röntgenstrahlung stark absorbiert wird. Die *dips* werden verursacht, wenn durch das Auftreffen des Akkretionsstroms von dem Begleitstern Material aus der Akkretionsscheibe „hochspritzt“ und dabei in die Sichtlinie zwischen Neutronenstern und Beobachter gerät. Das Auftreten der *dips* ist daher von der Orbitalphase abhängig. Bei Her X-1 beobachtet man neben diesen unmittelbar vor der Bedeckung auftretenden, etwa 3 h andauernden *preeclipse dips*, zusätzlich noch eine zweite Art von *dips*, die *anomalous dips* mit einer Dauer von etwa 1 h (Reynolds & Parmar 1995). Sie kommen durch eine Verdickung der Akkretionsscheibe am Ort des Auftreffens des Akkretionsstroms von dem Begleitstern zustande, wenn dadurch die knapp an der Oberfläche der Akkretionsscheibe vorbei verlaufende Sichtlinie unterbrochen wird (Schandl 1996). Da die *anomalous dips* ursächlich an eine Struktur der gekippten Akkretionsscheibe gebunden sind, verschiebt sich ihr Auftreten mit der Präzession der Akkretionsscheibe zu früheren Orbitalphasen hin.

Die beiden XRP Her X-1 und LMC X-4 besitzen Langzeitzyklen von jeweils etwa 35 d und 30 d. Während dieser nicht streng periodischen Zyklen durchlaufen die Quellen jeweils zwei *on*-Zustände hoher Röntgenhelligkeit und zwei *off*-Zustände, in denen keine oder nur eine geringe Intensität gepulster Röntgenstrahlung der Quelle messbar ist. Ursache dieser Zyklen ist die periodische Bedeckung der Quellen durch eine verkippte und verbogene, präzedierende Akkretionsscheibe (Peterson et al. 1991, Schandl & Meyer 1994). Eine Krümmung der Akkretionsscheibe kann durch den von ihrer heißen Korona ausgehenden Wind oder den Strahlungsdruck der Röntgenquelle verursacht werden (Schandl & Meyer 1994, Maloney & Begelman 1997). Genauere Untersuchungen des 35-d-Zyklus von Her X-1 durch Staubert, Bezler & Kendziorra (1983) haben gezeigt, dass die 35-d-Zyklen genau entweder 20.0, 20.5 oder 21.0 Orbitalperioden (von jeweils 1.70 d) lang sind. Die Ursache für dieses Verhalten ist in dem Zusammenhang zwischen dem Akkretionsstrom auf die Akkretionsscheibe und deren geometrischer Form begründet, und ist Gegenstand aktueller Untersuchungen (Shakura et al. 1998, Scott & Leahy 1999).

Auf eine dramatische Veränderung der geometrischen Form der Akkretionsscheibe ist vermutlich der außergewöhnliche *low*-Zustand von Her X-1 zurück-

zuführen, in dem sich die Quelle seit April 1999 befindet, und in der der größte Teil der Röntgenstrahlung des Pulsars während des gesamten 35-d-Zyklus absorbiert wird (Coburn et al. 2000).

### 2.3.3 Spektren

Da bis heute noch kein selbstkonsistentes und alle beteiligten Wechselwirkungen umfassendes Modell der Emissionsregionen und deren Geometrie vorliegt, existiert auch kein vollständiges Modell zur Erklärung der beobachteten Spektren von XRP. Daher ist die Beobachtung der Spektren, insbesondere auch deren zeitlicher Veränderungen während einer Pulsphase (Pulsphasenspektroskopie) von großer Bedeutung für das Verständnis der geometrischen Verhältnisse der Emissionsregionen und der darin ablaufenden physikalischen Prozesse.

Die Extraktion von Röntgenspektren aus den beobachteten Lichtkurven stellt ein nichttriviales Problem dar. Zum einen ist in jeder Messung des Photonенflusses einer Röntgenquelle grundsätzlich auch die Hintergrund- und Streustrahlung anderer Quellen enthalten, zum anderen ist die Strahlung durch interstellare Materie teilweise absorbiert. Erschwerend hinzu kommen die Detektoreigenschaften die, z.B. aufgrund von Absorptionskanten, hochgradig nichtlinear sein können. Da deshalb die Responsematrix eines Detektors nicht invertierbar ist, lässt sich das Quellspektrum nicht einfach „vorwärts“ durch den bei verschiedenen Energien gemessenen Photonенfluss bestimmen. Vielmehr muss umgekehrt, „rückwärts“, ausgehend von einem mit der Responsematrix gefalteten Modellspektrum das gemessene Spektrum gefittet werden. Die dabei verwendeten Modellspektren setzen sich aus verschiedenen Komponenten zusammen, die jeweils einzelne Aspekte der Quellspektren berücksichtigen.

Das Kontinuum der Spektren lässt sich durch ein Potenzgesetz ( $I \sim E^{-\alpha}$ ) mit einem Photonенindex  $\alpha \sim (1 - 2)$  beschreiben. Oberhalb einer *cutoff*-Energie  $E_C \sim (10 - 30)$  keV fallen die Spektren deutlich stärker ab. In den Modellspektren wird dies meist durch einen exponentiell abfallenden Term anstelle des Potenzgesetzes berücksichtigt. Viele XRP zeigen im niederenergetischen Teil der Spektren  $\lesssim 1$  keV einen „Überschuss“ der Intensität (*soft excess*) gegenüber dem Kontinuum, dessen Ursprung in der thermischen Emission heißen Materials innerhalb der Magnetosphäre oder am Innenrand der Akkretionsscheibe vermutet wird. Zusätzlich enthalten die Modellspektren Komponenten für eine Eisen-Floureszenzlinie  $\text{Fe}_{K\alpha}$  bei etwa 6.4 keV,

in manchen Fällen eine Eisenlinie bei 6.7 keV, sowie mögliche Zyklotron-Resonanzlinien. Während die 6.4 keV Eisen-Floureszenzlinie von schwach ionisiertem Eisen in relativ kalter Materie verursacht wird, wird die 6.7 keV Eisenlinie der Rekombination von wasserstoffähnlichem Eisen, gefolgt von einem Kaskadeprozess, in einer relativ heißen Korona zugeschrieben (Nagase 1989). Die Linienprofile werden durch Gauß- oder Lorentzkurven dargestellt. Schließlich ist den Modellspektren noch eine zusätzliche Komponente hinzuzufügen, die die Absorption der Strahlung durch das interstellare Medium berücksichtigt. Sie enthält die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse und die Wasserstoffsäulendichte  $N_{\text{H}}$ , die die Anzahl der Atome entlang der Sichtlinie angibt, und die typische Werte  $\sim 10^{22} \text{ cm}^2$  annimmt. Insbesondere unterhalb 10 keV wird die Strahlung durch Photoabsorption exponentiell abgeschwächt. Zusammen mit einem Modell für die Verteilung der interstellaren Materie gibt der Parameter  $N_{\text{H}}$  Hinweise auf die Entfernung des XRP. Die grundsätzliche Ähnlichkeit der Spektren deutet darauf hin, dass die Bedingungen in den Emissionsregionen bei allen XRP vergleichbar sind.

Tendenziell besitzen die leuchtkräftigen XRP härtere Spektren als die leuchtschwächeren. Insgesamt sind die Spektren der XRP deutlich härter als die der nichtpulsierenden Röntgenquellen. Von diesen unterscheiden sich Binärsysteme, die ein Schwarzes Loch enthalten, insbesondere in ihrem Fourierspektrum und lassen sich dadurch identifizieren (siehe z.B. Sunyaev & Revnivtsev 2000).

### Zyklotronlinien

Seit der ersten Entdeckung einer Zyklotronresonanzlinie im Spektrum von Her X-1 durch Trümper et al. (1978) konnten vor allem durch eine verbesserte Energieauflösung der Detektoren entsprechende Linien in den Spektren einer Vielzahl der bekannten XRP gefunden werden. Da die Energie dieser Linien proportional zur Feldstärke ist (Beziehungen (2.31) - (2.35)), stellt ihre Messung eine direkte Bestimmung der Magnetfelder am Ort ihrer Entstehung in den Atmosphären von Neutronensternen dar.

Bei der Berechnung der Magnetfeldstärke aus der Energie  $E = h\nu_{\text{cyc}}$  einer Zyklotronlinie nach Gl. (2.35) muss jedoch noch die Gravitationsrotverschie-

bung  $z = \Delta\nu/\nu$  der beobachteten Frequenz  $\nu_{\text{obs}}$  der Zyklotronlinie von

$$\nu_{\text{obs}} = \frac{\nu_{\text{cyc}}}{1+z} = \nu_{\text{cyc}} \sqrt{1 - \frac{2GM}{Rc^2}} \quad (2.38)$$

berücksichtigt werden. Für einen „Standard“-Neutronenstern mit einer Masse von  $1.4 M_{\odot}$  und einem Radius von 10 km bedeutet dies, dass die gemessene Zyklotronenergie durch die Gravitationsrotverschiebung um einen Faktor 0.77 ( $z = 0.3$ ) reduziert erscheint. Die Messungen der Zyklotronlinien einiger XRP mit RXTE sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

In den starken Magnetfeldern von Neutronensternen ist der Thomsonsche Streuquerschnitt für die Streuung von Photonen an Elektronen im Vergleich zum feldfreien Fall stark verändert. Dies führt bei der relativistischen Behandlung zu einer Verschiebung der Zyklotronresonanzfrequenzen mit zunehmendem Winkel zwischen dem Magnetfeld und den gestreuten Photonen hin zu kleineren Energien (Herold 1979). Bei einer typischen Magnetfeldstärke  $B/B_{\text{krit}} = 0.1$  ( $B \sim 4 \cdot 10^{12}$  G) wird so die Linienenergie unter Winkeln zwischen  $30^\circ$  und  $60^\circ$  um einen Faktor zwischen 0.965 und 0.955 reduziert. Bei einer beobachteten Linienenergie von 40 keV entspricht dies einer Verschiebung um etwa 0.5 keV ( $30^\circ$ ) bzw. 1.4 keV ( $60^\circ$ ). Da sich der Winkel, unter dem eine Emissionsregion sichtbar ist, während einer Umdrehung des Neutronensterns ändert, variiert die Energie der beobachteten Zyklotronlinie mit der Pulsphase. Dies führt zu einer Mischung verschiedener Zyklotronenergien über eine Pulsperiode, was schließlich in einer Verbreiterung der beobachteten Linie resultiert. Messungen der Linienverschiebung in den Pulsphasenspektren geben somit Hinweise auf die Lage der Emissionsregionen in Bezug auf die Rotationsachse.

Ebenfalls aus der relativistischen Behandlung der Thomsonstreuung folgt, dass die Landau-Niveaus nicht mehr äquidistant sind (siehe Abschnitt 2.2.2). Daher sind auch Messungen von höheren Harmonischen und deren Abweichungen von der Energieäquidistanz der Zyklotronresonanzlinien wie z.B. im Fall von Vela X-1 und 4U 0115+63 (siehe Tab. 2.1) von großem Interesse.

Schließlich muss bei der Interpretation der Zyklotronlinien deren mögliche Entstehung in einer gewissen Höhe über der Neutronensternoberfläche in Betracht gezogen werden. Da die Magnetfeldstärke mit dem Abstand von der Oberfläche abnimmt, ändert sich die Zyklotronenergie entsprechend. So verringert sich die Energie einer Linie um mehr als 1% (0.5 keV bei einer Zyklotronenergie von 40 keV), wenn die Photonen in einer Höhe von 60 m über der Oberfläche ( $R = 10\text{km}$ ) absorbiert werden. Findet Zyklotronab-

**Tabelle 2.1:**  
**Tabelle 2.2:** ZYKLOTRONLINIEN IN XRP<sup>a</sup>

SOURCE	ENERGY (KEV) <sup>b</sup>	$\sigma^c$ (KEV)	PULSE PHASE	$B^d$ ( $10^{12}$ G)
4U 0115+63	$12.40_{-0.35}^{+0.65}$	$3.3_{-0.4}^{+0.2}$	2 <sup>nd</sup> Fall	1.4
	$21.45_{-0.38}^{+0.25}$	$4.5_{-0.9}^{+0.7}$	2 <sup>nd</sup> Fall	
	$33.56_{-0.90}^{+0.70}$	$3.8_{-0.9}^{+1.5}$	2 <sup>nd</sup> Fall	
4U 1907+09	$19.7 \pm 0.1$	$2.6 \pm 0.1$	Average	2.2
4U 1538-52	$21.3 \pm 0.3$	$3.05 \pm 0.20$	Average	2.3
Vela X-1	$23.7_{-0.3}^{+0.4}$	5 (fixed)	Main Pulse	2.3
	$59.7 \pm 3.7$	$12.6 \pm 0.8$	Main Pulse	
Cen X-3	$31.8 \pm 0.3$	$7.5 \pm 0.9$	Peak	3.5
GX 301-2	$42.9_{-2.6}^{+0.9}$	$0.8_{-0.3}^{+0.7}$	Average	4.8
4U 1626-67	$39.3_{-1.1}^{+1.9}$	$6.4 \pm 0.8$	Peak	4.4
Her X-1	$41.0 \pm 1.0$	$9.8 \pm 0.5$	Average	4.6

<sup>a</sup>aus Heindl et al. 1999

<sup>b</sup>Energie gefitteter Absorptionslinien

<sup>c</sup> $\sigma$  der Gaußprofile der Zyklotronlinien

<sup>d</sup>Magnetfeldstärke an der Oberfläche des Neutronensterns bei einer angenommenen Gravitationsrotverschiebung von 0.3

sorption bzw. Streuung von Photonen in unterschiedlichen Höhen über der Neutronensternoberfläche statt, so besitzen die in verschiedenen Höhen entstandenen Zyklotronlinien jeweils unterschiedliche Energien. Die dadurch gegeneinander leicht verschobenen Absorptionslinien erscheinen im Spektrum ebenfalls als eine verbreiterte Linie mittlerer Zyklotronenergie.

Gegenüber den o.g. Effekten ist die Verbreiterung der Linien aufgrund der Gravitationsrotverschiebung vernachlässigbar, solange Zyklotronstreuung nur in relativ geringen Höhen  $\lesssim 100$  m über der Neutronensternoberfläche stattfindet.

Einen weiteren, wertvollen Hinweis auf die Geometrie der Emissionsregionen bedeutet die Tatsache, dass aufgrund der Richtungsabhängigkeit der Opa- zitäten für die beiden Polarisationsmoden der Photonen, auch die Stärke der Zyklotronabsorptionslinien von der Pulsphase abhängig ist. Aus dem theoretischen Verständnis, dass Photonen der Zyklotronresonanzenergie mit geringerer Wahrscheinlichkeit in Richtung des Magnetfelds emittiert werden folgt, dass die Sichtlinie bei der Phase, bei der die Zyklotronabsorptionslinie



am stärksten ausgeprägt ist, der Richtung der Magnetfeldachse am nächsten ist.

### 2.3.4 Pulsprofile

Wird die Lichtkurve eines XRP mit dessen Pulsperiode, die wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben bestimmt werden kann, gefaltet, so erhält man dessen mittleres Pulsprofil. Einzelne Pulse der Lichtkurve können durchaus starke Abweichungen von diesem mittleren Pulsprofil aufweisen. Das liegt zum einen, wie bereits erwähnt, an der aufgrund der meist geringen Zählrate schlechten Statistik. Zum anderen kann dies auch im Akkretionsprozess selbst begründet sein. Mögliche Fluktuationen in der Übergangsregion am Magnetosphärenrand können sowohl zu einer variierenden Akkretionsgeometrie, als auch zu einer ungleichmässigen Akkretionsrate führen. Während eine andere Akkretionsgeometrie zwangsläufig zu einer unterschiedlichen Emissionscharakteristik und somit zu einem veränderten Pulsprofil führt, ist dies bei einer nicht allzu stark unterschiedlichen Akkretionsrate nicht unbedingt der Fall. Ändert sich die Akkretionsrate jedoch so stark, dass sich die Bedingungen innerhalb der Emissionsregionen (z.B. der Akkretionsdruck oder die Temperatur des Plasmas) deutlich verändern, so führt auch dies zu einer verschiedenen Emissionscharakteristik. Unabhängig von diesen Puls- zu Puls-Schwankungen zeigt sich jedoch, dass die über viele Pulsperioden gemittelten Pulsprofile aller XRP äußerst stabil, und deren Formen daher für jeden XRP charakteristisch sind. Dies gilt im übrigen auch uneingeschränkt für die Pulsprofile von Radiopulsaren. In Abb. 2.8 sind die Pulsprofile einiger XRP dargestellt, wie sie von dem *Burst And Transient Source Experiment* (BATSE) beobachtet wurden (siehe Bildsten et al. 1997). Zur Verdeutlichung der Periodizität sind die Pulsprofile jeweils über zwei volle Pulsperioden dargestellt. Die Formen der Pulsprofile unterscheiden sich deutlich.

Charakteristisch für die Pulsprofile eines XRP ist auch ihre Energieabhängigkeit. Im allgemeinen besitzen die Pulsprofile bei niedrigen Energien ( $\lesssim 10 - 20$  keV) mehr Struktur, dagegen haben sie bei höheren Energien ( $\gtrsim 20$  keV) meist eine einfachere Form. So besitzt z.B. das Pulsprofil des XRP Vela X-1 im Energiebereich  $2 - 6$  keV bis zu fünf ausgeprägte Maxima, oberhalb von  $15$  keV jedoch nur zwei. Einige XRP, insbesondere *transients*, zeigen große Schwankungen in ihrer Leuchtkraft. Die Formen der Pulsprofile einiger dieser Quellen variieren nicht nur mit der Energie, sondern sind wie z.B. bei EXO 2030+375 auch besonders stark von deren Leuchtkraft abhängig. Die

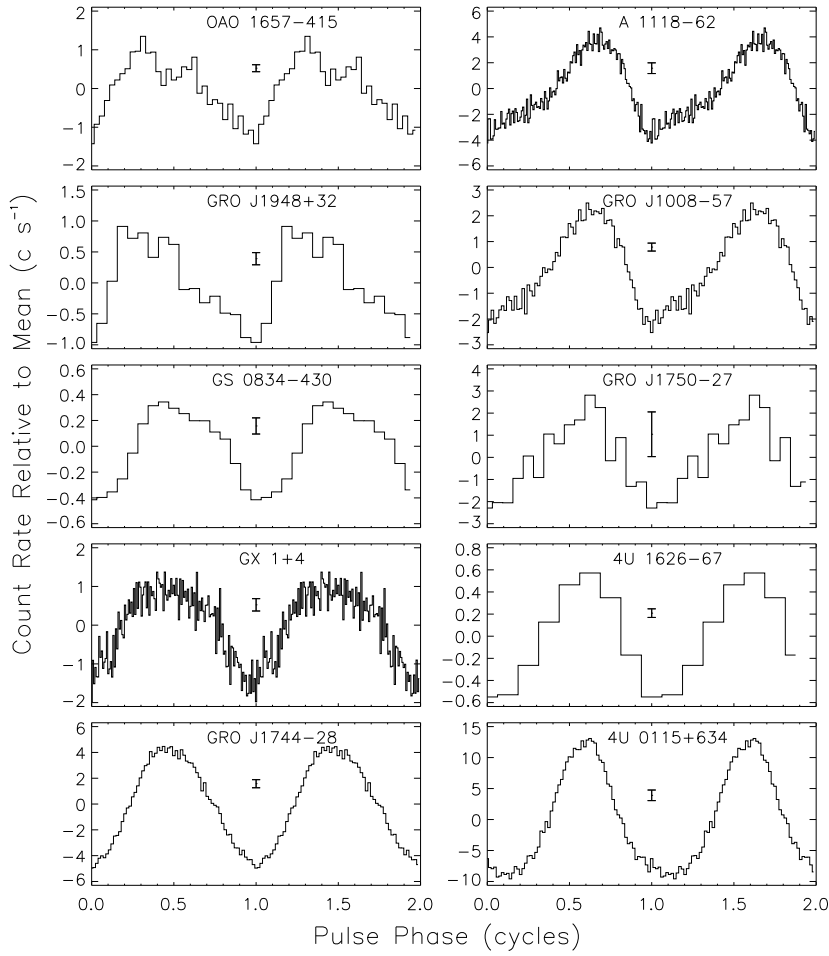
Erscheinungsformen der Pulsprofile reichen von annähernd symmetrischen, sinusförmigen Pulsprofilen wie z.B. bei 4U 0115+634 oder GRO J1744-28, bis hin zu stark asymmetrischen Pulsprofilen wie z.B. bei Her X-1 oder 4U 1538-52.

Vorstellungen darüber, wie die charakteristischen Formen der Pulsprofile zustande kommen, sind im folgenden Abschnitt behandelt.

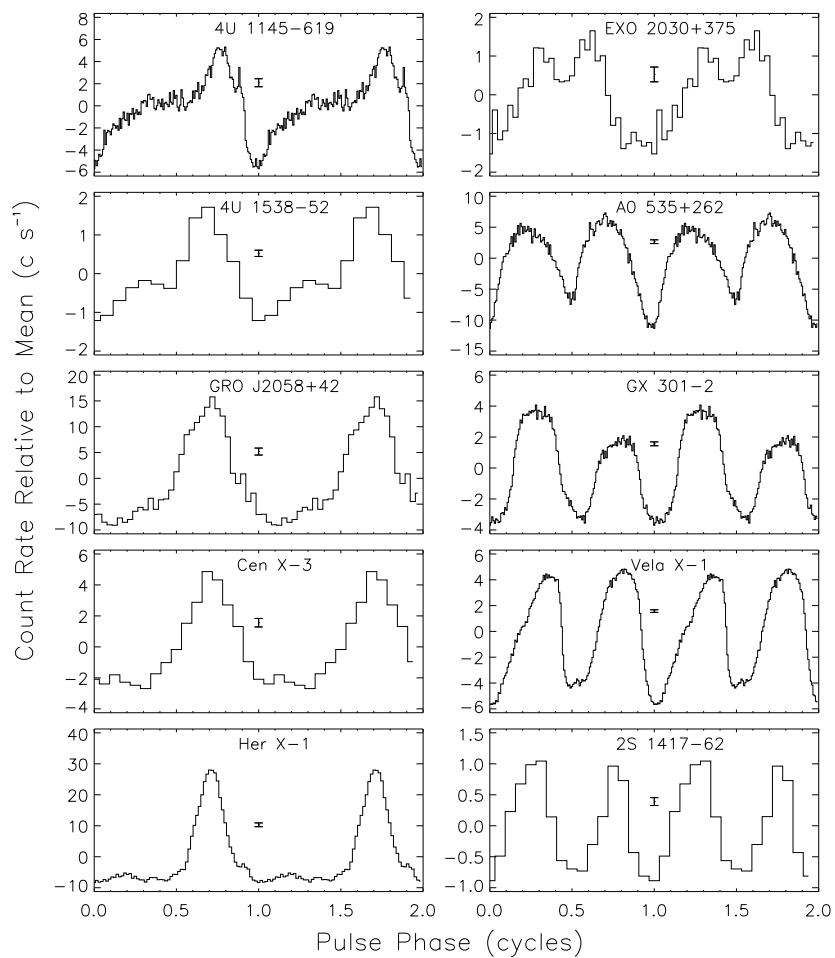
## 2.4 Ansätze zur Interpretation der Pulsprofile

Ausgangspunkt für die Erklärung der periodischen Intensitätsschwankungen während der Rotation eines Neutronensterns ist die anisotrope Röntgenemission an den Polregionen, wie sie durch die Strahlungswechselwirkungen innerhalb der Emissionsregionen und deren Geometrie verursacht wird (siehe Abschnitt 2.2.2, sowie die Abb. 2.5 und 2.6). Ein weit entfernter Beobachter registriert die Photonen, die an den beiden Polregionen entstanden, und in seine Beobachtungsrichtung emittiert worden sind. Da der Beobachter die Emissionsgebiete nicht auflösen kann, sieht er den Ursprung der Emission als eine Punktquelle. Dabei misst der Beobachter abhängig von der Lage der Emissionsregionen zu einer bestimmten Rotationsphase die Röntgenemission entweder von einer oder gleichzeitig als Überlagerung von beiden Emissionsregionen. Da die Emissionsverteilung anisotrop ist, hängt die in Richtung der Sichtlinie abgestrahlte Intensität von der Richtung dieser Sichtlinie bzgl. der Emissionsregionen ab. Diese Richtung kann durch die Polar- und Azimutwinkel bzgl. einer beliebigen Achse angegeben werden. Da die Emission möglicherweise rotationssymmetrisch zur Magnetfeldachse ist, wählt man diese Achse sinnvollerweise als Bezugsrichtung, da die Emissionsverteilung in diesem Fall nur von dem Polarwinkel abhängig ist. Geht man davon aus, dass die magnetische Dipolachse nicht mit der Rotationsachse des Neutronensterns identisch ist, so variiert der Winkel zwischen der Sichtlinie und der Magnetfeldachse während einer Umdrehung des Neutronensterns. Wegen der anisotropen Emissionsverteilung variiert damit auch die in Richtung der Sichtlinie abgestrahlte Intensität. Damit ergibt sich ein plausibler Mechanismus für das Entstehen der gepulsten Röntgenemission.

Die Pulsprofile der XRP stellen ein verzerrtes und i.a. unvollständiges Abbild der Emissionscharakteristik der Emissionsregionen dar. Bei der Modellierung von Pulsprofilen aus einer angenommenen oder sogar einer aus einem Modell der Emissionsregionen folgenden Emissionscharakteristik, müssen zusätzlich



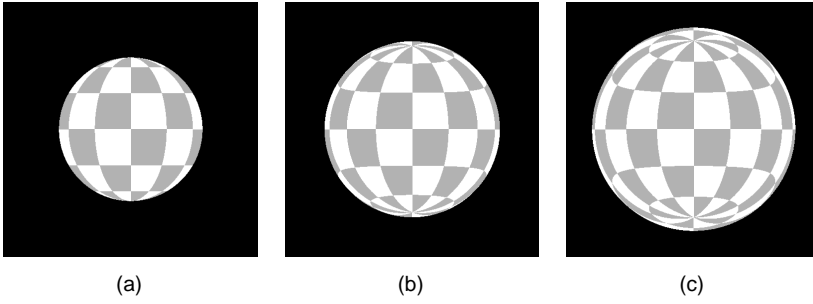
**Abb. 2.8:** Beispiele für die verschiedenen Formen der Pulsprofile von XRP, beobachtet mit BATSE im Energiebereich von 20 – 35 keV, bzw. GRO J1750-27: 20 – 70 keV, 4U 0115+634: 20 – 40 keV (aus Bildsten et al. 1997). Zu jedem Pulsprofil ist auch der typische  $1\sigma$ -Fehlerbalken dargestellt.



**Abb. 2.8:** Fortsetzung: *4U 1538-52*: 20 – 50 keV, *GRO J2058+42*: 20 – 40 keV, *Her X-1*: 20 – 40keV.

einige geometrische Aspekte berücksichtigt werden. Bevor in diesem Abschnitt verschiedene Modelle zur Erklärung der Pulsprofile dargestellt werden, sollen zunächst die geometrischen Aspekte betrachtet werden. Dabei muß berücksichtigt werden, dass die in der Nähe der Neutronensternoberfläche entstandenen Photonen eine nicht zu vernachlässigende Ablenkung im Gravitationsfeld des Sterns erfahren (siehe z.B. Nollert et al. 1989). In Teil (a) der Abb. 2.9 ist eine Sphäre dargestellt, wie sie ohne gravitative Lichtablenkung erscheint. Durch das Muster auf der Oberfläche der Sphäre ist die Lage der Pole zu erkennen. Die Sphären in (b) und (c) besitzen dasselbe Muster und denselben Radius bzgl. der Schwarzschildkoordinate  $r_n$  wie in (a). Jedoch beträgt das Verhältnis  $r_n/r_s$  zwischen dem Radius der Sphären und deren Schwarzschild-Radius in (b) 3 und in (c) 2, in (a) beträgt es  $\infty$ . Einem weit entfernten Beobachter erscheinen die Sphären mit kleinerem Verhältnis von  $r_n/r_s$  (bzw. mit zunehmender Masse) größer, und es ist deutlich zu erkennen, dass Licht von einem größeren Gebiet der Rückseite der Sphäre in die Beobachtungsrichtung abgelenkt wird. Der Radius eines Neutronensterns ist bei bekannter Masse abhängig von der Zustandsgleichung der Materie. Allgemein nimmt man für einen Neutronenstern mit einer typischen Masse von  $1.4 M_\odot$  einen Radius von 10 km an. Für diesen ist dann  $r_n/r_s \approx 2.4$ .

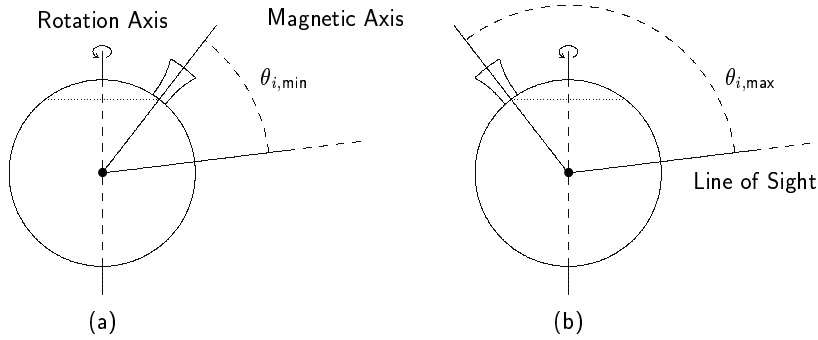
Unter Vernachlässigung der gravitativen Lichtablenkung ist im Falle zweier gegenüberliegender punktförmiger Emissionsregionen während einer Umdrehung des Neutronensterns immer genau eines dieser Gebiete eine halbe Rotationsperiode lang zu sehen. Dies trifft unter Berücksichtigung der Lichtablenkung nicht mehr zu. Hinzu kommt, dass die Emissionsgebiete eine bestimmte Ausdehnung besitzen. Die Polkappen eines Neutronensterns besitzen einen Durchmesser  $\sim 1.5$  km (siehe Abschnitt 2.2.2). Rund um die Polkappen kann zusätzlich ein relativ großes Reprozessierungsgebiet existieren. Im Fall von Polkappen können die Emissionsgebiete auf einige Meter Höhe über der Neutronensternoberfläche ausgedehnt sein (Harding et al. 1984), bei Akkretionssäulen sogar deutlich darüber hinaus. Dies hat zur Folge, dass z.B. bei einem Neutronenstern, dessen Rotationsachse näherungsweise senkrecht zur Beobachtungsrichtung steht, und dessen Magnetfeldachse nicht allzu weit gegenüber der Rotationsachse verkippt ist, während einer Umdrehung immer beide Emissionsregionen (zumindest teilweise) sichtbar sind. Zum Pulsprofil tragen also, abhängig von der Beobachtungsrichtung und der Lage der magnetischen Pole in Bezug auf die Rotationsachse, meist über weite Bereiche der Pulsphase die Beiträge der Emissionsregionen beider Magnetpole bei. Diese Beiträge sind die in den Emissionsregionen nahe der Pole entstandenen und



**Abb. 2.9:** Auswirkungen der gravitativen Lichtablenkung auf das Erscheinungsbild von Neutronensternen mit  $r_n/r_s$  von  $\infty$  (a), 3.0 (b), und 2.0 (c) aus Zahn 1991).

(nach relativistischer Ablenkung im Gravitationsfeld des Neutronensterns) in Richtung des Beobachters emittierten Photonen, und werden im folgenden auch als Einpol-Pulsprofile bezeichnet. Das beobachtete Pulsprofil ergibt sich dann als eine Überlagerung der beiden Einpol-Pulsprofile.

Findet die „Materiefütterung“ der Magnetfeldlinien, die die Akkretionsscheibe innerhalb der Übergangsregion bei einem bestimmten Radius schneiden, mit gleicher Rate statt, so wird die Akkretion auf die beiden Polkappen jeweils axialsymmetrisch zur Magnetfeldachse sein. Dies gilt jedoch nur dann exakt, wenn es sich bei dem Magnetfeld um ein ideales Dipolfeld handelt. Im Falle eines nur leicht gestörten magnetischen Dipolfeldes wird die Akkretion zumindest in erster Näherung zu den jeweils lokalen Magnetfeldachsen axialsymmetrisch sein (s.u.), die jedoch für die beiden Pole unterschiedlich sind. Ist die Akkretion axialsymmetrisch, so ist zu erwarten, dass auch die an den Polkappen entstehende Röntgenemission zur (jeweils lokalen) Magnetfeldachse symmetrisch ist. Das bedeutet, dass die Emissionsverteilungen an den beiden Magnetpolen ( $i = 1, 2$ ) nur von den Polar- bzw. Sichtwinkeln  $\theta_i$  zwischen der (lokalen) Magnetfeldachse und der Emissions- bzw. Beobachtungsrichtung abhängen. Wie in Abb. 2.10 veranschaulicht, variiert  $\theta_i$  während einer Umdrehung des Neutronensterns jeweils zwischen einem Maximum, wenn die Magnetfeldachse vom Beobachter weg zeigt, und einem Minimum, wenn die Magnetfeldachse auf den Beobachter hin zeigt. Die Einpolpulsprofile besitzen daher jeweils zwei Symmetriepunkte, die zu den Phasen gehören, zu denen  $\theta_i$  minimal bzw. maximal ist.



**Abb. 2.10:** *Symmetriepunkte der Einpol-Pulsprofile treten auf, wenn der Sichtwinkel  $\theta_i$  auf die Emissionsregion des  $i$ -ten Magnetpols minimal ist (a), und eine halbe Periode später, wenn der Blickwinkel maximal ist (b).*

Ist das Magnetfeld ein ideales Dipolfeld, so dass sich die beiden Pole genau gegenüber liegen, dann ist, wenn der Sichtwinkel  $\theta_1$  auf Pol 1 minimal (maximal) ist, der Sichtwinkel  $\theta_2$  auf Pol 2 maximal (minimal). Das bedeutet, dass die Symmetriepunkte der Einpolpulsprofile gleichzeitig, d.h. zur selben Phase, beobachtet werden. Das Pulsprofil, das sich aus der Überlagerung bzw. der Summe der Einpolpulsprofile ergibt, besitzt dann ebenfalls zwei Symmetriepunkte zu diesen Phasen. Das aus den vereinfachenden geometrischen Annahmen dass 1., die Emission an den Polregionen jeweils symmetrisch ist und 2., das Magnetfeld ein ideales Dipolfeld ist, folgende symmetrische Pulsprofil steht somit im Widerspruch zu der Mehrzahl der beobachteten Pulsprofile von XRP (siehe Abb. 2.8).

Mögliche Ursachen für das Auftreten von asymmetrischen Pulsprofilen sind eine nicht axialsymmetrische Emission an den Polen oder ein gestörtes magnetisches Dipolfeld. Denkbar wäre auch eine teilweise Abschattung der Emissionsregionen durch den Materiestrom in der Magnetosphäre (Basko & Sunyaev 1976b). Dies würde jedoch zu deutlichen Veränderungen der Spektren führen, ähnlich wie sie bei *dips* in Lichtkurven beobachtet werden. Durch die gravitative Lichtablenkung in der Schwarzschildmetrik, die das Gravitationsfeld eines XRP hinreichend gut beschreibt, wird eine vorhandene Symmetrie der Emissionsverteilung nicht zerstört.

Ausgangspunkt bei der Modellierung von Pulsprofilen sind entweder Modelle der Emissionsregionen oder phänomenologische Emissionscharakteristiken

(siehe Abschnitt 2.2.2). Aus den verschiedenen Modellen der Emissionsregionen lassen sich neben den vom Beobachtungswinkel abhängigen Spektren auch Pulsprofile erhalten (z.B. Nagel 1981, Harding et al. 1984, Mészáros & Nagel 1985b, Kii 1987, Burnard et al. 1991, Araya & Harding 1999). Die Emissionsgebiete in diesen Modellen besitzen eine axialsymmetrische Scheiben- (*slab*) oder Säulengeometrie (*column*), weswegen die erhaltenen Pulsprofile ebenfalls symmetrisch sind. So geben diese Arbeiten zwar keinen Aufschluss über die Ursache der Asymmetrie der beobachteten Pulsprofile, jedoch lassen sich einige Eigenschaften der Pulsprofile wie z.B. deren Energieabhängigkeit und das Auftreten von steilen Flanken qualitativ reproduzieren. Der Einfluss des aus der Allgemeinen Relativitätstheorie folgenden Effekts der Lichtablenkung der emittierten Photonen im starken Gravitationsfeld des Neutronensterns und deren Auswirkungen auf die Pulsprofile wurde von Riffert & Mészáros (1988) und Mészáros & Riffert (1988) untersucht. Demnach hat bei gegebener Intensitätsverteilung lokal an den Emissionsregionen die Lichtablenkung einen großen Einfluss auf die Intensitätsverteilung, wie sie ein weit entfernter Beobachter registriert (siehe Abschnitt 4.3.1). Daher werden diese voneinander verschiedenen Intensitätsverteilungen im folgenden als lokale Emissionscharakteristik oder einfach Emissionscharakteristik und als asymptotische Strahlungscharakteristik oder einfach Strahlungscharakteristik bezeichnet.

Eine asymmetrische Emissionsverteilung an den Polregionen kann prinzipiell durch einen nicht axialsymmetrischen Akkretionsstrom verursacht werden, wie es z.B. in Abb. 2.5 (b) und (d) (S. 41) dargestellt ist, und welcher auf Instabilitäten oder Fluktuationen in der Übergangsregion (siehe Abschnitt 2.2.2) zurückgeführt werden kann. Um auf diese Weise die asymmetrischen Pulsprofile von XRP zu erklären, fitteten Wang & Welter (1981) die Parameter asymmetrischer phänomenologischer Emissionsverteilungen. In diesem Modell wird die Asymmetrie des Akkretionsstroms dadurch begründet, dass die Materie in der Übergangsregion eine zur Magnetosphäre unterschiedliche Winkelgeschwindigkeit besitzt. Je nachdem, ob diese Winkelgeschwindigkeit kleiner oder größer als die der Magnetosphäre ist, koppelt die Materie am Innenrand der Scheibe bevorzugt an die bei der Rotation jeweils führenden oder hinteren Magnetfeldlinien an.

Ob eine deutlich asymmetrische Emissionsverteilung an den Polregionen tatsächlich durch einen nicht axialsymmetrischen Akkretionsstrom verursacht werden kann, ist umstritten. Die Streuung des einfallenden Gases führt dazu, dass die Emission von Röntgenstrahlung an den *hot spots* eher isotrop



ist (Basko & Sunyaev 1975). Auch andere Modellrechnungen deuten darauf hin, dass dieser Effekt zu gering ist, um die in vielen Pulsprofilen beobachtete Asymmetrie erklären zu können (Kraus 1992, Kraus et al. 1995).

Eine andere Erklärung für die Asymmetrie der beobachteten Pulsprofile ist, dass Neutronensterne ein gestörtes magnetisches Dipolfeld besitzen, bei dem die beiden Magnetpole nicht auf einer gemeinsamen Geraden durch den Mittelpunkt des Sterns liegen. Wird durch die globale Störung des Magnetfelds, die durch höhere Momente beschrieben werden kann, auch das lokale Feld in der Nähe der Pole beeinflusst, so kann dadurch die Axialsymmetrie der einzelnen Emissionsregionen zerstört werden (Parmar, White & Stella 1989). Ist die Abweichung von einem idealen Dipolfeld nur gering, so wird das lokale Magnetfeld an den Polen jeweils in erster Näherung mit dem eines idealen Dipols vergleichbar sein. Die Lage des einen Magnetpols ist dann nur wenig von dem Punkt auf der Oberfläche des Neutronensterns verrückt, der auf einer Geraden durch den anderen Pol und den Mittelpunkt des Sterns liegt. In diesem Fall sind die Emissionsverteilungen an den beiden Polen näherungsweise axialsymmetrisch, weshalb auch die Einpolpulsprofile als symmetrisch betrachtet werden können. Im Gegensatz zum Fall eines idealen Dipolfelds sind nun aber die Symmetriepunkte der Einpolpulsprofile nicht mehr phasengleich, sondern gegeneinander verschoben. Daher resultiert aus ihrer Überlagerung ein asymmetrisches Pulsprofil.

So fittet Leahy (1991) die asymmetrischen Pulsprofile verschiedener XRP mit phänomenologischen Emissionscharakteristiken von Ringflächen um zwei gegeneinander versetzte (*offset*) Magnetpole. Die Effekte der Lichtablenkung bei diesem Verfahren werden von Riffert et al. (1993) und Leahy & Li (1995) berücksichtigt. Aus einem Emissionsmodell zweier gegeneinander versetzter Polkappen bestimmen Bulik et al. (1992, 1995) aus Pulsprofilen von 4U 1538-52 und Vela X-1 neben dem *offset* und der Größe der Emissionsregionen auch einige Systemparameter. Mit phänomenologischen Emissionsverteilungen von drei Emissionsregionen, zwei gegenüberliegenden Polkappen und einem ringförmigen Gebiet um einen der Pole, deren Geometrie in einem nicht koaxialen Quadrupolfeld begründet ist, fitten Panchenko & Postnov (1994) Pulsprofile von Her X-1.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden eine Vielzahl beobachteter Pulsprofile, insbesondere der Quellen Her X-1, Cen X-3 und Vela X-1, mit der Methode von Kraus et al. (1995) analysiert. Im Gegensatz zu bisherigen Modellen zur Erklärung des Zustandekommens der asymmetrischen Pulsprofile liegen bei dieser Methode keine modellierten oder phänomenologische Emis-

sionsverteilungen zu Grunde. Es werden vielmehr beobachtete Pulsprofile daraufhin untersucht, ob sie mit der Annahme verträglich sind, dass die Ursache der Asymmetrie ausschließlich ein leicht gestörtes magnetisches Dipolfeld ist. Ist dies der Fall, und sind darüber hinaus aus unabhängigen Beobachtungen die Systemparameter des zu untersuchenden Röntgenpulsars bekannt, so lassen sich unter bestimmten Voraussetzungen sowohl die asymptotische Strahlungscharakteristik der Emissionsregionen, als auch die Lage der Magnetpole des Neutronensterns relativ zur Rotationsachse bestimmen. Schließlich kann man mit einem Wert für das Verhältnis zwischen dem Radius des Neutronensterns und seinem Schwarzschildradius die lokale Emissionsverteilung einer Punktquelle an den Magnetpolen berechnen, und daraus Bedingungen über die geometrische Ausdehnung der Emissionsgebiete ableiten. Im folgenden Kapitel ist diese Methode im Detail dargestellt.

# Kapitel 3

## Die Methode

Der Ausgangspunkt bei der Analyse der asymmetrischen Pulsprofile von XRP mit der Methode von Kraus et al. (1995) sind zwei Emissionsregionen, die nicht auf einer gemeinsamen Achse durch den Mittelpunkt des Neutronensterns liegen. Bevor im folgenden die Vorgehensweise bei der Analyse der Methode im Detail dargelegt ist, sind in Abschnitt 3.1 zunächst das Zustandekommen asymmetrischer Pulsprofile, ausgehend von der Strahlungsverteilung zweier gegeneinander verrückter Emissionsregionen, und die dabei vorliegenden geometrischen Verhältnisse erläutert.

Die Methode beinhaltet im wesentlichen zwei Schritte. Im ersten Schritt (Abschnitt 3.2.1) werden die beobachteten Pulsprofile dahingehend untersucht, ob sie als Summe der symmetrischen Beiträge der Polregionen dargestellt werden können. Dieser Schritt liefert für ein einzelnes Pulsprofil i.a. eine Vielzahl von möglichen Zerlegungen in symmetrische Einpol-Pulsprofile. An diese können jedoch physikalische Bedingungen gestellt werden, die deren Anzahl drastisch reduzieren können. Durch die Untersuchung mehrerer Pulsprofile einer Quelle, die sich z.B. aufgrund ihrer Energieabhängigkeit voneinander unterscheiden, kann die Anzahl der möglichen Lösungen weiter reduziert werden. Im zweiten Schritt der Methode (Abschnitt 3.2.2) werden die im ersten Schritt gewonnenen Einpol-Pulsprofile auf Signaturen untersucht, die darauf hindeuten, dass die Emissionscharakteristiken der beiden Emissionsregionen identisch sind und sich die Wertebereiche der Blickwinkel auf die Emissionsregionen überlappen. Ist dies der Fall, so lässt sich der während einer Umdrehung des Neutronensterns sichtbare Bereich der

Strahlungscharakteristik rekonstruieren. Bei Kenntnis des Blickwinkels auf die Rotationsachse des Neutronensterns, was unter der Annahme, dass die Rotationsachse senkrecht auf der Bahnebene steht, mit der Kenntnis der Inklination des Systems gegeben ist, können die Lage der Magnetpole und die Blickwinkel auf die lokalen magnetischen Achsen bestimmt werden.

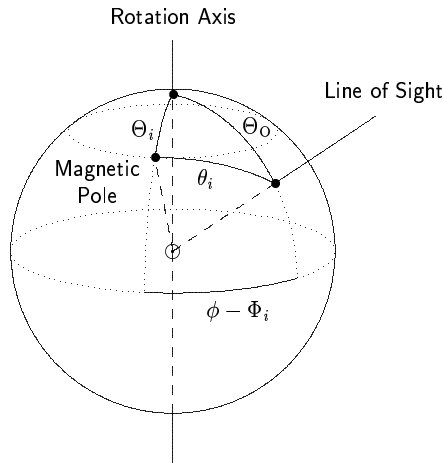
Die Bedingung, dass die Emissionscharakteristik an den beiden Polen symmetrisch sein soll, kann nur dann näherungsweise erfüllt sein, wenn die Abweichung des Magnetfelds von einem idealen Dipolfeld moderat ist. Ist die globale Störung des Magnetfelds groß, so ist auch der *offset* der Magnetpole groß. Die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit der Methode sind dann nicht mehr erfüllt. Daher kann nur ein relativ kleiner *offset* ein mit den Annahmen konsistentes Ergebnis der Methode sein.

Da die Rekonstruktion der Strahlungscharakteristik lediglich auf wenigen fundamentalen geometrischen Annahmen beruht, ist die Methode weitgehend modellunabhängig und die Ergebnisse können daher mit vorhandenen Emissionsmodellen verglichen werden. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die im zweiten Schritt der Methode rekonstruierte Strahlungscharakteristik die Lichtablenkung, die die Photonen in dem starken Gravitationsfeld in der Nähe der Neutronensternoberfläche erfahren haben, beinhaltet. Der Einfluss der Lichtablenkung auf die Strahlungscharakteristik ist in Abschnitt 3.2.3 untersucht. Darüber hinaus lassen sich aus den Blickwinkeln auf die Emissionsregionen und dem Verhältnis des Radius des Neutronensterns und dessen Schwarzschildradius Bedingungen an die laterale Ausdehnung der Emissionsregionen und deren Höhe über der Neutronensternoberfläche ableiten.

Schließlich sind in Abschnitt 3.3 die Ergebnisse verschiedener Tests vorgestellt, mit denen die Robustheit und die Eindeutigkeit der Methode untersucht wurden. Darüber hinaus wurde untersucht, inwieweit eine eventuell vorhandene Asymmetrie der Emissionsverteilung Auswirkungen auf die mit der Methode gewonnenen Ergebnisse haben kann.

### 3.1 Entstehung asymmetrischer Pulsprofile

In Abbildung 3.1 ist die Lage der Emissionsregion eines Poles des rotierenden Neutronensterns dargestellt. Da die Strahlungscharakteristik axialsymmetrisch sein soll, ist sie nur vom Sichtwinkel  $\theta_i$  zwischen der Normalen durch



**Abb. 3.1:** Veranschaulichung der Lage einer Emissionsregion an einem Magnetpol: In einem sphärischen Koordinatensystem mit der Rotationsachse als Polarachse besitzt der  $i$ -te Magnetpol den Polarwinkel  $\Theta_i$ , und der Durchstoßpunkt der Beobachtungsrichtung den Polarwinkel  $\Theta_0$ . Der Sichtwinkel  $\theta_i$  zwischen der Beobachtungsrichtung und der  $i$ -ten magnetischen Achse variiert mit dem Rotations- bzw. Phasenwinkel  $\phi$ .

den Magnetpol (i.e. der  $i$ -ten Magnetpolachse) und der Beobachtungsrichtung  $\Theta_0$  abhängig. Der Sichtwinkel  $\theta_i$ , unter dem ein weit entfernter Beobachter die Emissionsregion sieht, ändert sich mit dem Rotations- bzw. Phasenwinkel  $\phi$  des Neutronensterns, wobei der Phasenwinkel  $\phi = 0$  willkürlich gewählt werden kann. Man führt nun ein sphärisches Koordinatensystem mit der Rotationsachse als Polarachse und dem Ursprung im Mittelpunkt des Neutronensterns ein. In diesem Koordinatensystem ist der  $i$ -te Magnetpol auf der Oberfläche des Sterns durch den Polarwinkel  $\Theta_i$  und den Azimut  $\Phi_i$  gegeben. Die Sichtlinie eines Beobachters auf den Mittelpunkt des Sterns (i.e. Beobachtungsrichtung) schneidet dessen Oberfläche an dem Punkt mit dem Polarwinkel  $\Theta_0$  und dem Azimut  $\phi$ .

Man betrachtet nun das sich mit der Rotation ändernde Kugeldreieck auf der Oberfläche des Neutronensterns, das von den Durchstoßpunkten der Rotationsachse, der  $i$ -ten Magnetpolachse und der Beobachtungsrichtung auf der Sternoberfläche aufgespannt wird (ausgefüllte Punkte in Abb. 3.1). Anwendung des Seiten- und Winkelkosinussatzes auf dieses Kugeldreieck ergibt

die Änderung des Sichtwinkels  $\theta_i$  als Funktion des Phasenwinkels  $\phi$  :

$$\cos \theta_i = \cos \Theta_O \cos \Theta_i + \sin \Theta_O \sin \Theta_i \cos(\phi - \Phi_i) . \quad (3.1)$$

Der Sichtwinkel  $\theta_i$  eines Beobachters auf die  $i$ -te Magnetachse variiert während einer Umdrehung des Neutronensterns zwischen den Werten

$$\theta_{i,\min} \leq \theta_i \leq \theta_{i,\max} . \quad (3.2)$$

Bei der Phase  $\phi = \Phi_i$  kommt die  $i$ -te Magnetpolachse der Beobachtungsrichtung am nächsten. Der Sichtwinkel  $\theta_i$  ist dann minimal und es ist

$$\theta_{i,\min} = |\Theta_O - \Theta_i| . \quad (3.3)$$

Eine halbe Umdrehung weiter, also bei  $\phi = \Phi_i + \pi$  wird  $\theta_i$  maximal und es ist

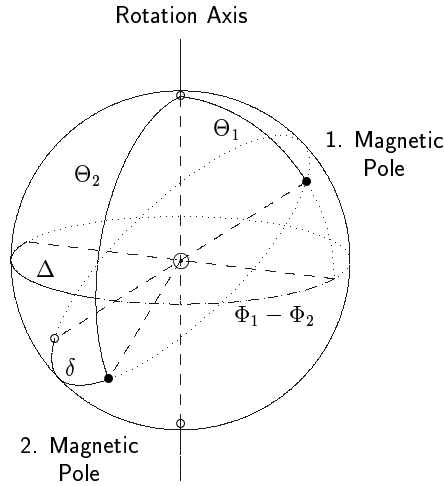
$$\theta_{i,\max} = \Theta_O + \Theta_i \quad \text{für } \Theta_O + \Theta_i \leq \pi , \quad (3.4)$$

$$\text{bzw. } \theta_{i,\max} = 2\pi - (\Theta_O + \Theta_i) \quad \text{für } \Theta_O + \Theta_i > \pi . \quad (3.5)$$

Während die Strahlungscharakteristik nur vom Sichtwinkel  $\theta_i$  abhängt, ist das Einpol-Pulsprofil eine Funktion von  $\theta_i(\phi)$ . Da die Funktion  $\theta_i(\phi)$  symmetrisch bezüglich der minimalen und maximalen Werte von  $\theta_i$  ist, besitzen auch die Einpol-Pulsprofile  $f_i(\theta_i(\phi))$  Symmetriepunkte bei  $\phi = \Phi_i$  und  $\phi = \Phi_i + \pi$ .

Durch Gleichung (3.1) ist der Zusammenhang zwischen dem sichtbaren Ausschnitt der Strahlungscharakteristik an einem Pol und dessen Einpol-Pulsprofil gegeben, wie es durch die Geometrie bestimmt ist. Die Strahlungscharakteristik, in Abhängigkeit von  $\cos \theta_i$  geschrieben, ist demnach im sichtbaren Bereich (Gleichung (3.2)) bis auf eine lineare Beziehung ihrer unabhängigen Variablen äquivalent zu dem Einpol-Pulsprofil in Abhängigkeit von  $\cos(\phi - \Phi_i)$ .

Ein gestörtes magnetisches Dipolfeld kann näherungsweise als ein Feld betrachtet werden, bei dem die Magnetpole nicht auf einer gemeinsamen Geraden durch den Mittelpunkt des Sterns liegen. An den Polen besitzt das Magnetfeld nach wie vor lokal die Eigenschaften eines idealen Dipols und ist insbesondere symmetrisch zu den lokalen Magnetfeldachsen, welche durch die Oberflächennormalen an den beiden Polen gegeben sind. Eine vollständige Beschreibung der intrinsischen Geometrie des Pulsars, also die relative Lage der Pole zueinander und zur Rotationsachse, kann durch die Polarwinkel



**Abb. 3.2:** *Intrinsic Pulsargeometrie: Eine vollständige Beschreibung kann durch Angabe der Polarwinkel  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  der beiden Magnetpole und der Differenz ihrer Azimutwinkel  $\Phi_1 - \Phi_2 = \pi - \Delta$  gegeben werden. Die Winkelentfernung  $\delta$  zwischen der Lage des zweiten Pols und dem Punkt auf der Oberfläche, der auf einer Geraden durch den ersten Pol und den Mittelpunkt des Sterns liegt, ist ein Maß für die Abweichung von einem idealen Dipolfeld.*

$\Theta_1$  und  $\Theta_2$  der beiden Magnetpole und die Differenz ihrer Azimutwinkel  $\Phi_1 - \Phi_2$  gegeben werden. Wie aus Abb. 3.2 ersichtlich ist, unterscheidet sich die Differenz ihrer Azimutwinkel  $\Phi_1 - \Phi_2$  von  $\pi$  um

$$\Delta = \pi - (\Phi_1 - \Phi_2) . \quad (3.6)$$

Dann ist der Symmetriepunkt  $\Phi_1$  des ersten Einpol-Pulsprofils um  $\Delta$  gegenüber dem Symmetriepunkt  $\Phi_2 + \pi$  des zweiten Einpol-Pulsprofils verschoben. Dasselbe gilt für das andere Symmetriepunktepaar  $\Phi_1 + \pi$  und  $\Phi_2$ .

Die Abweichung von einem idealen Dipolfeld ist durch die Winkelentfernung  $\delta$  zwischen der Lage des einen Magnetpols und dem Punkt auf der Oberfläche, der auf einer Geraden durch den anderen Pol und den Mittelpunkt des Sterns liegt, gegeben, wobei

$$\cos \delta = -\cos \Theta_2 \cos \Theta_1 + \sin \Theta_2 \sin \Theta_1 \cos \Delta . \quad (3.7)$$

Die Winkelentfernung zwischen den beiden Magnetpolen ist dann  $\pi - \delta$ . Im Falle eines idealen Dipolfeldes mit zwei auf einer Achse durch den Mittelpunkt des Neutronensterns liegenden Magnetpolen ist  $\Theta_1 + \Theta_2 = \pi$ ,  $\Delta = 0$  und  $\delta = 0$ . Die Symmetriepunkte der beiden Einpol-Pulsprofile fallen dann zusammen und ihre Summe ergibt ein symmetrisches Pulsprofil. Ansonsten wird das Pulsprofil i.a. asymmetrisch sein.

Im weiteren werden die Winkel  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$  und  $\Delta$  benutzt, um die intrinsische Pulsgeometrie zu beschreiben. Nimmt man noch die Beobachtungsrichtung  $\Theta_O$  hinzu, so gibt es insgesamt vier unabhängige geometrische Parameter. Legt man nun willkürlich z.B.  $\Phi_1 = 0$  fest, so ergibt sich mit den vier Parametern  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$ ,  $\Delta$  und  $\Theta_O$  durch die Beziehungen (3.6) und (3.1) das Einpol-Pulsprofil aus der Strahlungscharakteristik. Durch eine phasengleiche Überlagerung der Einpol-Pulsprofile erhält man dann das beobachtbare Pulsprofil, dessen Phasenlage aufgrund der Festsetzung von  $\Phi_1$  ebenfalls willkürlich ist.

## 3.2 Analyse von Pulsprofilen

Ausgehend von einem Pulsprofil soll nun umgekehrt versucht werden, auf die Strahlungscharakteristik und die Lage der Magnetpole zu schließen. Dies soll in zwei Schritten erfolgen. Im ersten Schritt wird versucht, das Pulsprofil durch eine Fourierzerlegung als Überlagerung zweier symmetrischer Funktionen, der Einpol-Pulsprofile, darzustellen. Es zeigt sich, dass es für eine solche Zerlegung beliebig viele Lösungen gibt. Es können aber an die Lösungen physikalische Bedingungen gestellt werden, die die Einpol-Pulsprofile erfüllen müssen. Im zweiten Schritt wird erläutert, wie man aus den physikalisch sinnvollen Einpol-Pulsprofilen auf den sichtbaren Bereich der Strahlungscharakteristik schließen kann. Denn bei geeigneter Darstellung stellen die beiden Einpol-Pulsprofile verschiedene Abschnitte derselben Strahlungscharakteristik dar, wenn diese für beide Emissionsregionen identisch ist. Überlappen sich diese Abschnitte, so ist es möglich, den gesamten sichtbaren Bereich der Strahlungscharakteristik zu rekonstruieren. Ist zusätzlich noch die Beobachtungsrichtung bzw. die Inklination des Systems aus Neutronenstern und Begleiter bekannt, so lassen sich die Lage der Magnetpole und der Wertebereich der Sichtwinkel bestimmen.



### 3.2.1 Beiträge der Polregionen

Die Phase der Pulsprofile aus Beobachtungen von Röntgenpulsaren ist in  $n$  Phasenbins unterteilt, in denen der innerhalb dieser Phasenabschnitte gemessene Fluss jeweils aufsummiert ist. Wählt man nun zum Beispiel die Mitte eines jeden Phasenbins als Datenpunkt, so hat man es also mit einer asymmetrischen, periodischen Funktion  $F$  zu tun, die an  $n$  äquidistanten Stützstellen definiert ist.

Um diese asymmetrische, periodische Funktion  $F$  (das Pulsprofil) in zwei symmetrische, periodische Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  (die beiden Einpol-Pulsprofile) zu zerlegen, werden diese drei Funktionen als Fourierreihen geschrieben. Aus den  $n$  Datenpunkten von  $F$  können  $n$  Fourierkoeffizienten bestimmt werden, so dass  $F$  durch

$$F(\phi) = \frac{1}{2} u_0 + \sum_{k=1}^{\frac{n}{2}-1} (u_k \cos(k\phi) + v_k \sin(k\phi)) + u_{\frac{n}{2}} \cos\left(\frac{n}{2}\phi\right) \quad (3.8)$$

bestimmt ist. Im weiteren wird angenommen, dass  $F$  vollständig durch seine  $n$  Stützpunkte bestimmt ist. Das bedeutet, dass höchstens die Fourierkoeffizienten der ersten  $n/2$  Frequenzen ungleich null sind. Alle Fourierkoeffizienten, die nicht in Gl. (3.8) enthalten sind, werden als null angenommen, insbesondere soll  $v_{\frac{n}{2}} = 0$  gelten. Das Pulsprofil  $F$  (Gleichung (3.8)) ist dann nicht mehr nur an den  $n$  Stützstellen definiert, sondern ist, ebenso wie die symmetrischen Funktionen  $f_1$  und  $f_2$ , eine Funktion aller Werte von  $\phi$ .

Die symmetrischen Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  lassen sich als Fourierreihen um ihre Symmetriepunkte  $\Phi_1$  beziehungsweise  $\Phi_2 + \pi$  schreiben. Durch diese Symmetrie verschwinden die Koeffizienten der Sinusterme:

$$f_1(\phi) = \frac{1}{2} c_0 + \sum_{k=1}^{n/2} c_k \cos(k(\phi - \Phi_1)), \quad (3.9)$$

$$f_2(\phi) = \frac{1}{2} d_0 + \sum_{k=1}^{n/2} d_k \cos(k(\phi - (\Phi_2 + \pi))). \quad (3.10)$$

Substitution der Reihen in  $F = f_1 + f_2$  und Koeffizientenvergleich der

$\sin(k\phi)$ - und  $\cos(k\phi)$ -Terme auf beiden Seiten ergibt:

$$u_0 = c_0 + d_0 , \quad (3.11)$$

$$u_k = c_k \cos(k\Phi_1) + d_k \cos(k(\Phi_2 + \pi)) , \quad (3.12)$$

$$\text{und } v_k = c_k \sin(k\Phi_1) + d_k \sin(k(\Phi_2 + \pi)) , \quad (3.13)$$

für alle  $1 \leq k \leq n/2$ .

Um die Bedingungen für die Existenz und Eindeutigkeit der Lösung zu verdeutlichen, schreibt man die Gleichungen (3.12) und (3.13) in der Form:

$$\bar{u}_k = c_k + d_k \cos(k\Delta) , \quad (3.14)$$

$$\text{und } \bar{v}_k = d_k \sin(k\Delta) , \quad (3.15)$$

$$\text{wobei } \Delta = \pi - (\Phi_1 - \Phi_2) , \quad (3.16)$$

$$\bar{u}_k = u_k \cos(k\Phi_1) + v_k \sin(k\Phi_1) , \quad (3.17)$$

$$\text{und } \bar{v}_k = -u_k \sin(k\Phi_1) + v_k \cos(k\Phi_1) . \quad (3.18)$$

Gibt man sich Werte von  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  so vor, dass

$$\sin(k\Delta) \neq 0 \quad \forall k , \quad (3.19)$$

so erhält man aus den Gleichungen (3.14) und (3.15) eine eindeutige Lösung für  $c_k$  und  $d_k$  mit  $1 \leq k \leq n/2$ . Aus Gleichung (3.11) lässt sich nur die Summe aus  $c_0$  und  $d_0$  bestimmen. Das bedeutet, dass sich  $f_1(\phi)$  und  $f_2(\phi)$  nur bis auf eine Konstante  $C$  bestimmen lassen. Denn hat man eine Lösung  $f_1(\phi)$  und  $f_2(\phi)$  gefunden, so ist mit  $f_1(\phi) + C$  und  $f_2(\phi) - C$  ebenfalls eine Lösung gegeben.

Es gibt also für jede Wahl der Symmetriepunkte eine bis auf eine Konstante  $C$  eindeutige Zerlegung des Pulsprofils in zwei symmetrische Funktionen. Eine Ausnahme bilden die Werte von  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$ , für die

$$\sin(k\Delta) = 0 \quad (3.20)$$

für ein oder mehrere  $k$  mit  $(1 \leq k \leq n/2)$  gilt. Die Lösung ist dann entweder nicht eindeutig oder sogar nicht existent. Diese kritischen Werte von  $\Delta$  sind mit  $j = 1, 2, 3, \dots$  gegeben durch

$$k |\Delta_{\text{krit}}| = j \pi . \quad (3.21)$$

Falls

$$\sin(k\Delta) = 0 \quad \text{und} \quad \bar{v}_k = 0 \quad (3.22)$$

gilt, ist Gleichung (3.15) für alle Werte von  $d_k$  erfüllt, und Gleichung (3.14) wird dann zu

$$\bar{u}_k = c_k \pm d_k, \quad (3.23)$$

so dass eine Lösung existiert,  $c_k$  und  $d_k$  jedoch nicht einzeln bestimmt werden können. Das liegt daran, dass für einen kritischen Wert von  $\Delta$  gilt:

$$\begin{aligned} \cos(k(\phi - (\Phi_2 + \pi))) &= \cos(k(\phi - \Delta - \Phi_1)) = \cos(k(\phi - \Phi_1) \pm j\pi) \\ &= \pm \cos(k(\phi - \Phi_1)). \end{aligned} \quad (3.24)$$

Ist dagegen

$$\sin(k\Delta) = 0 \quad \text{und} \quad \bar{v}_k \neq 0, \quad (3.25)$$

so besitzt Gleichung (3.15) keine Lösung. Dann kann  $F$  nicht als Überlagerung zweier symmetrischer Funktionen mit den betrachteten Symmetriepunkten dargestellt werden, da diese Wahl der Symmetriepunkte immer  $\bar{v}_k = 0$  ergibt.

Wählt man also auf der Suche nach möglichen Zerlegungen die Symmetriepunkte derart, dass  $\Delta$  für ein bestimmtes  $k$  mit  $1 \leq k \leq n/2$  einen kritischen Wert annimmt, so ist eine Zerlegung nicht möglich.

Aus Gleichung (3.21) folgt, dass die kritischen Werte als das Produkt aus einer rationalen Zahl und  $\pi$  immer irrationale Größen sind. Bei der (numerischen) Analyse von Pulsprofilen mit Hilfe von Computern kann aber  $\pi$  entweder nur als rationale Zahl, oder sogar durch  $180^\circ$  als ganze Zahl angegeben werden. Es ist daher durchaus möglich, dass die Symmetriepunkte so gewählt werden, dass  $\Delta$  einen kritischen Wert annimmt.

Obige Überlegungen können jedoch auch auf Werte von  $\Delta$  in der Nähe eines kritischen Wertes ausgedehnt werden. Ist

$$\Delta = \frac{j\pi}{k} + \varepsilon, \quad \text{wobei} \quad \varepsilon \ll 1, \quad (3.26)$$

so lauten die Gleichungen (3.14) und (3.15):

$$\bar{u}_k \approx c_k \pm d_k, \quad (3.27)$$

$$\text{bzw.} \quad \bar{v}_k \approx d_k k \varepsilon. \quad (3.28)$$

Eine Überlagerung zweier symmetrischer (nicht auffällig modulierter) Funktionen mit  $\Delta$  nahe  $\Delta_{krit} = j\pi/k$  wird daher einen kleinen Wert für  $\bar{v}_k$

ergeben. Umgekehrt wird eine Zerlegung mit  $\Delta$  nahe  $\Delta_{krit}$ , falls  $\bar{v}_k$  nicht klein ist, große Werte für  $c_k$  und  $d_k$  ergeben. Das bedeutet, dass dann beide symmetrischen Funktionen bei Frequenzen von  $k$  stark moduliert sind, und sich diese Modulationen bei der Überlagerung gegenseitig aufheben. Ein solches Verhalten der symmetrischen Funktionen ist dann ein Hinweis auf eine „schlechte Wahl“ der Symmetriepunkte.

Ein asymmetrisches Pulsprofil lässt sich also, abgesehen von den kritischen Werten von  $\Delta$ , für jede Wahl eines Symmetriepunktpaars  $(\Phi_1, \Phi_2)$  als die Summe zweier symmetrischer Funktionen schreiben. Alle möglichen Zerlegungen sind durch die Angabe eines Wertepaares  $(\Phi_1, \Delta)$  mit den Wertebereichen

$$0^\circ \leq \Phi_1 \leq 180^\circ \quad (3.29)$$

$$\text{und } 0^\circ \leq \Delta \leq 90^\circ \quad (3.30)$$

gegeben, wobei jede Zerlegung in diesem Bereich genau einmal vertreten ist.

Um zu entscheiden, ob die Zerlegung eines Pulsprofils an einem Symmetriepunktpaar  $(\Phi_1, \Phi_2)$  eine akzeptable Lösung darstellt, sind im folgenden drei Kriterien formuliert, welche als physikalische Bedingungen an die symmetrischen Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  gestellt werden, so dass diese als Einpol-Pulsprofile interpretiert werden können:

1. Die symmetrischen Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  dürfen keine negativen Werte annehmen, da sie Einpolpulse repräsentieren, die einen mit der Pulsphase variierenden Photonenfluss darstellen. Gelingt es nicht,  $c_0$  und  $d_0$  so zu wählen, dass die Minima der beiden Funktionen positiv sind, so gilt die Zerlegung als physikalisch nicht sinnvoll.
2.  $f_1$  und  $f_2$  müssen hinreichend einfach und glatt sein. Es ist nicht zu erwarten, dass die Einpol-Pulsprofile eine wesentlich kompliziertere Form besitzen als das beobachtete Pulsprofil selbst. Insbesondere Wellen bzw. Modulationen oder andere Eigenschaften der einzelnen Funktionen, die sich in der Summe gegenseitig aufheben, sind mit der Vorstellung zweier voneinander unabhängiger, und damit in ihrer Emission unkorrelierter Emissionsregionen nicht vereinbar. Damit werden insbesondere auch die Zerlegungen aussortiert, für die  $\Delta$  in der Nähe eines kritischen Wertes liegt.
3. Sie müssen zur Energieabhängigkeit der Pulsprofile konform sein. Die Zerlegung von Pulsprofilen eines XRP kann voneinander unabhängig

in verschiedenen Energiebereichen gemacht werden. Da die Symmetriepunkte der Einpol-Pulsprofile durch die Geometrie des Pulsars gegeben sind, und sich diese nicht mit der Energie ändert, müssen dieselben Symmetriepunkte akzeptable Zerlegungen entsprechend der Kriterien 1 und 2 in allen Energiebereichen besitzen. Schließlich müssen die Einpol-Pulsprofile im selben Maße die energieabhängigen Veränderungen aufweisen wie die Pulsprofile.

Bei der praktischen Anwendung der Methode werden die Zerlegungen eines Pulsprofils an vorgegebenen Symmetriepunkten  $(\Phi_1, \Delta)$  berechnet und auf die o.a. Kriterien hin überprüft. Während das erste Kriterium in eindeutiger Weise auf die Zerlegungen eines Pulsprofils oder mehrerer Pulsprofile einer Quelle simultan (Kriterium 3) angewendet werden kann, benötigt man für das zweite Kriterium eine Beschreibung, wie die Art und die Anzahl der Wellen und Modulationen in den Zerlegungen zu bewerten sind. Dazu gibt es verschiedene Ansätze, die in Abschnitt 3.3.2 erläutert sind. Auf der Suche nach physikalisch sinnvollen Zerlegungen wird der 2-dimensionale Parameterraum  $(\Phi_1, \Delta)$  innerhalb des Wertebereichs (3.29) und (3.30) in Intervalle unterteilt, an deren Schnittpunkte jeweils die symmetrischen Funktionen berechnet werden. Da ein Pulsprofil immer nur mit einer begrenzten zeitlichen Auflösung, den  $n$  Phasenbins, beobachtet werden kann, muß die Größe dieser Intervalle nicht beliebig klein sein. Eine sinnvolle Intervalllänge wird von der Anzahl der  $n$  Phasenbins des Pulsprofils und auch von dessen Form selbst abhängig sein, und muß daher von Fall zu Fall untersucht werden.

Die Analyse eines einzelnen Pulsprofils wird i.a. eine relativ große Anzahl an akzeptablen Zerlegungen ergeben. Diese Anzahl kann durch die Analyse weiterer, aufgrund ihrer Energieabhängigkeit morphologisch unterschiedlicher Pulsprofile, z.T. drastisch reduziert werden (drittes Kriterium 3). Grundsätzlich ist jedoch die Existenz von Symmetriepunktpaaren mit akzeptablen Zerlegungen in allen Energiebereichen keinesfalls garantiert. Können solche Symmetriepunkte gefunden werden, so kann man daraus schließen, dass die analysierten Daten mit der Annahme vereinbar sind, dass die Asymmetrie der beobachteten Pulsprofile durch die gegeneinander versetzte Lage der magnetischen Pole verursacht ist. Die symmetrischen Funktionen können dann als die Einpol-Pulsprofile der Emissionsregionen interpretiert werden.

Eine erfolgreiche Zerlegung liefert Informationen sowohl über die Geometrie, als auch über die Strahlungscharakteristik. Die Geometrie betreffend erhält man den Parameter  $\Delta$ , der über die relative Lage der Magnetpole auf

dem Neutronenstern Auskunft gibt (siehe Abb. 3.2). Der Zusammenhang zwischen den Einpol-Pulsprofilen und der Strahlungscharakteristik wird im nächsten Abschnitt erläutert.

### 3.2.2 Identische Bereiche der Einpol-Pulsprofile

In Abschnitt 3.2.1 wurde dargelegt, wie ein beobachtetes Pulsprofil in seine Einpol-Pulsprofile zerlegt werden kann. Es soll nun versucht werden, aus den erhaltenen Einpol-Pulsprofilen den sichtbaren Bereich der Strahlungscharakteristik zu rekonstruieren.

Der Zusammenhang zwischen der Strahlungscharakteristik und den Einpol-Pulsprofilen wird am deutlichsten, wenn die Strahlungscharakteristik als Funktion von  $\cos \theta$  und die Einpol-Pulsprofile als Funktionen von  $\cos(\phi - \Phi_i)$  geschrieben werden. Wie bereits in Abschnitt 3.1 dargelegt, ist dann das Einpol-Pulsprofil bis auf eine lineare Abbildung zwischen den unabhängigen Variablen  $\cos \theta$  und  $\cos(\phi - \Phi_i)$  gleich der Strahlungscharakteristik in dem sichtbaren Bereich (Gleichung (3.1)). Ist die Strahlungscharakteristik beider Polregionen identisch, dann stellen die beiden Einpol-Pulsprofile verschiedene Abschnitte dieser gemeinsamen Strahlungscharakteristik dar.

Abhängig von der Lage der Magnetpole und der Beobachtungsrichtung überlappen sich die durch die Einpol-Pulsprofile gegebenen sichtbaren Abschnitte der Strahlungscharakteristik. Es gibt dann einen Teilabschnitt der Strahlungscharakteristik, der in beiden Einpol-Pulsprofilen (durch die Geometrie verzerrt) wiedergegeben ist. Bis zu diesem Punkt weiß man jedoch nicht, welche Bereiche der Strahlungscharakteristik sichtbar sind und wie weit sie sich möglicherweise überlappen.

Für ein ideales Dipolfeld überlappen sich die beiden sichtbaren Abschnitte der Strahlungscharakteristik, wenn  $\Theta_1 + \Theta_0 > \pi/2$  ist. Die Größe des Überlappungsbereichs ist dann  $2(\Theta_1 + \Theta_0) - \pi$ . Dies folgt aus den Gleichungen (3.3) - (3.5), wobei die Polachse und die Nummerierung der Pole so gewählt wurden, dass  $(\Theta_0, \Theta_1) \leq \pi/2$ . Ist die Abweichung von einem idealen Dipolfeld nicht zu groß, so ist diese Überlegung auch für ein gestörtes Feld ein guter Anhaltspunkt. Es müssen also die Winkel  $\Theta_1$  und  $\Theta_0$  nur hinreichend groß sein, damit es einen Überlappungsbereich in  $\theta$  gibt.

Sei zu einem Zeitpunkt bei dem Rotationswinkel  $\phi$  der erste Magnetpol unter dem Sichtwinkel  $\theta$  sichtbar. Befindet sich  $\theta$  im Überlappungsbereich, dann gibt es einen anderen Zeitpunkt bei dem Rotationswinkel  $\phi$ , bei dem der

zweite Magnetpol unter demselben Winkel  $\theta$  sichtbar ist. Existiert also ein Überlappungsbereich, dann korrespondiert dieses Teilstück der Strahlungscharakteristik zu jeweils verschiedenen Abschnitten der Einpol-Pulsprofile.

Werden die beiden Einpol-Pulsprofile als Funktionen von  $\cos(\phi - \Phi_i)$  dargestellt, so lassen sich mögliche gemeinsame Abschnitte der Strahlungscharakteristik (i.e. ein Überlappungsbereich) daran erkennen, dass der Verlauf eines Einpol-Pulsprofils in einem Teilstück dem Verlauf des anderen Einpol-Pulsprofils in einem anderen Bereich der Rotationsphase ähnlich ist. Ähnlich bedeutet in diesem Fall, dass sich die beiden äquivalenten Bereiche der Einpol-Pulsprofile nur durch eine lineare Abbildung zwischen  $\cos \theta$  und  $\cos(\phi - \Phi_i)$  voneinander unterscheiden. Bei der Suche nach diesen Bereichen ist daher besonders auf Extrema der Einpol-Pulsprofile zu achten, da diese bei einer linearen Abbildung zwischen den Variablen erhalten bleiben. Lässt sich so ein möglicher Überlappungsbereich erkennen, dann kann man versuchen, die beiden Einpol-Pulsprofile in den Bereichen zu überlagern, die den gemeinsamen Abschnitt der Strahlungscharakteristik darstellen, und so den gesamten sichtbaren Bereich der Strahlungscharakteristik rekonstruieren.

Man sucht also nach einer Beziehung zwischen den Phasen  $\phi$  und  $\tilde{\phi}$ , zu denen die jeweilige lokale Magnetpolachse unter dem gleichen Sichtwinkel  $\theta$  zu sehen ist. In einem Überlappungsbereich lässt sich die Gleichung (3.1) für die Phasen  $\phi$  und  $\tilde{\phi}$  schreiben:

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \cos \Theta_0 \cos \Theta_1 + \sin \Theta_0 \sin \Theta_1 \cos(\phi - \Phi_1) \\ &= \cos \Theta_0 \cos \Theta_2 + \sin \Theta_0 \sin \Theta_2 \cos(\tilde{\phi} - \Phi_2). \end{aligned} \quad (3.31)$$

Daraus folgt

$$\cos(\phi - \Phi_1) = \frac{\cot \Theta_0 (\cos \Theta_2 - \cos \Theta_1)}{\sin \Theta_1} + \frac{\sin \Theta_2}{\sin \Theta_1} \cos(\tilde{\phi} - \Phi_2). \quad (3.32)$$

Macht man den Ansatz

$$\cos(\phi - \Phi_1) = a + b \cos(\tilde{\phi} - \Phi_2), \quad \text{wobei } b > 0, \quad (3.33)$$

dann sind  $a$  und  $b$  die Faktoren der linearen Abbildung, die die zu gemeinsamen Sichtwinkeln  $\theta$  gehörenden Abschnitte der beiden Einpol-Pulsprofile ineinander überführt.

Man kann nun versuchen, die Werte der Parameter  $a$  und  $b$  in einer Fitprozedur so anzupassen, dass sich die Einpol-Pulsprofile in dem durch  $a$  und

$b$  gegebenen Überlappungsbereich möglichst wenig voneinander unterscheiden. Gelingt dies hinreichend gut, so ist das ein Hinweis darauf, dass die Strahlungscharakteristiken beider Emissionsregionen näherungsweise identisch sind, und dass es einen Überlappungsbereich der Sichtwinkel  $\theta_i$  auf die beiden Pole gibt.

Bei der Fitprozedur zur Bestimmung der optimalen Parameter  $a$  und  $b$  wird die quadratische Abweichung der beiden symmetrischen Funktionen im Überlappungsbereich berechnet. Da die symmetrischen Funktionen im 1. Schritt der Methode jedoch nur bis auf eine Konstante  $C$  bestimmt werden konnten (siehe Gl. (3.11)), werden sie nun als eine Funktion einer zusätzlichen Variablen geschrieben, die angibt, wie der unmodulierte Fluss der Pulsprofile auf die symmetrischen Funktionen zu verteilen ist. Die quadratische Abweichung ist dann für gegebene  $a$  und  $b$  eine Funktion dieser Variablen, deren Wert durch Minimierung der quadratischen Abweichung bestimmt werden kann.

Sind so die vermeintlich gemeinsamen Teilstücke der beiden Einpol-Pulsprofile bestimmt, dann ist es möglich, diese Bereiche als Funktionen der gleichen Variablen auszudrücken. Man definiert diese Variable  $q$  durch

$$q := \frac{\cos \theta - \cos \Theta_0 \cos \Theta_1}{\sin \Theta_0 \sin \Theta_1}, \quad (3.34)$$

und benutzt (3.1) und (3.33) um  $\cos(\phi - \Phi_1)$  und  $\cos(\tilde{\phi} - \Phi_2)$  durch  $q$  zu substituieren:

$$\cos(\phi - \Phi_1) = q \quad (3.35)$$

$$\cos(\tilde{\phi} - \Phi_2) = (q - a)/b. \quad (3.36)$$

Werden nun die beiden Einpol-Pulsprofile als Funktionen der gemeinsamen Variablen  $q$  dargestellt, so erhält man mit den angepassten Werten für  $a$  und  $b$  die gesamte sichtbare Strahlungscharakteristik.

Obige Überlegungen enthalten jedoch folgende Zweideutigkeit: Der Symmetriepunkt  $\phi = \Phi_i$  wurde in Gleichung (3.1) so festgelegt, dass der Sichtwinkel  $\theta$  zu dieser Phase am kleinsten wird. Nun weiß man aber nicht, welcher der beiden Symmetriepunkte eines Einpol-Pulsprofils diese Bedingung erfüllt.

Man wählt daher einen beliebigen Symmetriepunkt einer der beiden symmetrischen Funktionen, bezeichnet ihn mit  $\Phi'_1$  von  $f_1$ , und betrachtet dieses Einpol-Pulsprofil dann als Funktion von  $\cos(\phi - \Phi'_1)$ . Da von einem nur wenig



gestörten magnetischen Dipolfeld ausgegangen wurde, wählt man den Symmetriepunkt  $\Phi'_2$  von  $f_2$  als den dem zweiten Symmetriepunkt  $\Phi'_1 + \pi$  von  $f_1$  am nächsten liegenden. Schließlich betrachtet man dann  $f_2$  als Funktion von  $\cos(\phi - \Phi'_2)$ . Da nun entweder  $\Phi_i = \Phi'_i$  oder  $\Phi_i = \Phi'_i + \pi$  ist, gilt

$$\cos(\phi - \Phi_i) = \pm \cos(\phi - \Phi'_i) . \quad (3.37)$$

Die Unbestimmtheit der beiden möglichen Werte für eines der  $\Phi_i$  bedeutet, dass man nicht entscheiden kann, welches Ende des sichtbaren Bereiches der Strahlungscharakteristik aus einem Einpol-Pulsprofil zu kleineren Werten von  $\theta$  gehört. Äquivalent dazu ist auch die nicht eindeutige Nummerierung der Pole bzw. der Einpol-Pulsprofile. Man schreibt also die beiden Einpol-Pulsprofile als  $f_i(\cos(\phi - \Phi'_i))$  und in Analogie zu Gleichung (3.33):

$$\cos(\phi - \Phi'_1) = a' + b' \cos(\tilde{\phi} - \Phi'_2) , \quad \text{wobei } b' > 0 , \quad (3.38)$$

für  $\phi$  und  $\tilde{\phi}$  in den Überlappungsbereichen.

Für gegebene Werte von  $a'$  und  $b'$  stellen die beiden symmetrischen Funktionen in den Bereichen gleiche Abschnitte der Strahlungscharakteristik dar, in denen Gleichung (3.38) nach  $\phi$  und  $\tilde{\phi}$  aufgelöst werden kann, also in

$$\begin{aligned} \max(-1, a' - b') \leq \cos(\phi - \Phi'_1) \leq \min(1, a' + b') , \quad \text{bzw.} \\ \max(-1, -(1 + a')/b') \leq \cos(\tilde{\phi} - \Phi'_2) \leq \min(1, (1 - a')/b') . \end{aligned} \quad (3.39)$$

Aus Gleichungen (3.37) und (3.33) folgen dann die Beziehungen

$$a' = \pm a \quad \text{und} \quad b' = b . \quad (3.40)$$

Um die beiden Einpol-Pulsprofile wieder als Funktionen der gleichen Variablen auszudrücken, substituiert man analog den Gleichungen (3.35) und (3.36)

$$\cos(\phi - \Phi'_1) = q' \quad (3.41)$$

$$\cos(\tilde{\phi} - \Phi'_2) = (q' - a')/b' . \quad (3.42)$$

Dann ist

$$q' = q \quad \text{falls} \quad \Phi'_i = \Phi_i \quad (3.43)$$

$$\text{und} \quad q' = -q \quad \text{falls} \quad \Phi'_i = \Phi_i + \pi . \quad (3.44)$$

Man erhält also den sichtbaren Bereich der Strahlungscharakteristik einmal als eine Funktion von  $+q$  und einmal als eine Funktion von  $-q$ .

Nachdem im ersten Schritt (Abschnitt 3.2.1) bereits die Differenz der Azimutwinkel  $\pi - \Delta$  der magnetischen Pole aus den Symmetriepunkten der Einpol-Pulsprofile bestimmt werden konnte, lassen sich nun mit den Fitparametern  $a$  und  $b$  auch deren Polarwinkel  $\Theta_i$  in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel  $\Theta_O$  angeben. Mit den Werten von  $a$  und  $b$  erhält man aus dem Vergleich der beiden Gleichungen (3.32) und (3.33) zwei Beziehungen zwischen den drei geometrischen Parametern  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$  und  $\Theta_O$ . Diese können nach  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  als Funktion von  $\Theta_O$  aufgelöst werden:

$$\tan \Theta_1 = \frac{-2a \tan \Theta_O}{(a \tan \Theta_O)^2 + b^2 - 1}, \quad (3.45)$$

$$\tan \Theta_2 = \frac{b \tan \Theta_1}{a \tan \Theta_O \tan \Theta_1 + 1}. \quad (3.46)$$

Für jeden Wert von  $\Theta_O$  gibt es wiederum zwei Lösungen für  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  entsprechend den beiden möglichen  $\Phi'_i$ . Da jedoch

$$\Theta_i(\Phi_i = \Phi'_i) = \pi - \Theta_i(\Phi_i = \Phi'_i + \pi), \quad (3.47)$$

ist die relative Lage der Magnetpole zur Rotationsachse eindeutig. Die Zweideutigkeit bezieht sich auf die relative Lage der Pole zur Beobachtungsrichtung. Es ergibt sich dann für  $\Theta_O$  und  $\Phi_i = \Phi'_i$  das gleiche Ergebnis wie für  $\pi - \Theta_O$  und  $\Phi_i = \Phi'_i + \pi$ .

Um nun also aus den Gleichungen (3.45) und (3.46) die Lage der Pole angeben zu können, ist eine unabhängige Bestimmung von  $\Theta_O$  erforderlich. Nimmt man an, dass die Rotationsachse des Neutronensterns senkrecht zur Bahnebene ist, dann entspricht der Beobachtungswinkel  $\Theta_O$  der Inklination des Systems, die bei bedeckenden Systemen aus Beobachtungen bestimmt werden kann. Dass die Rotationsachse senkrecht zur Bahnebene steht, ist zumindest für relativ alte XRP zu erwarten, da sich durch den Drehimpulsübertrag bei der Akkretion die Rotationsachsen des Neutronensterns und seines optischen Begleiters langfristig parallel zueinander ausrichten.

Mit  $\Theta_O$  ergeben sich aus den Gleichungen (3.45) und (3.46) die Polarwinkel  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  der Magnetpole. Da der Parameter  $\Delta$  aus der Zerlegung des Pulsprofils erhalten wurde, ist somit die Geometrie des Pulsars vollständig bestimmt. Die Annahme, dass die Störung des magnetischen Dipolfeldes klein sein soll, kann nun anhand der Gleichung (3.7) nachgeprüft werden,

indem man die Winkelentfernung  $\delta$ , den *offset* der beiden magnetischen Pole, berechnet (siehe Abb. 3.2).

Schließlich kann der sichtbare Bereich der Strahlungscharakteristik als Funktion von  $\cos \theta$  über

$$\cos \theta = \pm (\cos \Theta_0 \cos \Theta_1 + q' \sin \Theta_0 \sin \Theta_1), \quad (3.48)$$

oder daraus auch als Funktion von  $\theta$  selbst ausgedrückt werden. Dabei ist die Zweideutigkeit nur durch das Vorzeichen der unabhängigen Variablen  $q'$  gegeben. Die beiden Lösungen gehen durch eine Spiegelung bezüglich  $\theta = 90^\circ$  ineinander über. Der sichtbare Bereich der Strahlungscharakteristik ist somit vollständig rekonstruiert.

### 3.2.3 Einfluss der Lichtablenkung

Die im vorangegangenen Abschnitt 3.2.2 aus dem beobachteten Pulsprofil und den daraus gewonnenen Einpol-Pulsprofilen rekonstruierte Strahlungscharakteristik stellt die Eigenschaften der Emissionsregionen dar, wie sie von einem weit entfernten Beobachter registriert werden können. Man nennt sie daher die asymptotische Strahlungscharakteristik. Sie ist verschieden von der Winkelverteilung der lokal an den Polen emittierten Photonen (lokale Emissionscharakteristik), da diese in der Nähe des Neutronensterns eine Ablenkung durch sein starkes Gravitationsfeld erfahren. Diese Lichtablenkung ist für einen Neutronenstern mit einer durchschnittlichen Masse von  $1.4 M_\odot$  und einem Radius von 10 km nicht zu vernachlässigen (siehe Abb. 2.9). Da die Geometrie der Emissionsregionen und deren lokale Emissionseigenschaften nicht bekannt sind, kann die lokale Emissionscharakteristik nicht aus der asymptotischen Strahlungscharakteristik berechnet werden. Unter der vereinfachenden Vorstellung, dass die gesamte Strahlung von einer Punktquelle auf der Sternoberfläche emittiert wird, lässt sich jedoch zumindest ein Eindruck der Auswirkungen der Lichtablenkung auf die Strahlungscharakteristik bekommen. Mit einer Annahme über das Verhältnis des Radius des Neutronensterns  $r_n$  zu dessen Schwarzschildradius  $r_s$  ist es somit möglich, die lokale Emissionscharakteristik einer hypothetischen Punktquelle aus der Strahlungscharakteristik zu berechnen.

Betrachtet man ein Photon, das von einer Punktquelle unter einem Winkel  $\vartheta$  zur Oberflächennormalen emittiert wird und einer Nullgeodäte in der Schwarzschildmetrik folgt, so wird es sich weit entfernt von dem Neutronenstern unter dem Winkel  $\theta$  zu dieser Normalen fortbewegen. Die Stärke der

Ablenkung hängt neben  $\vartheta$  von  $r_n/r_s$  ab. Der asymptotische Winkel  $\theta$  lässt sich aus dem lokalen Winkel  $\vartheta$  berechnen mit

$$\theta(\vartheta) = \frac{\sin \vartheta}{\sqrt{1 - \frac{r_s}{r_n}}} \int_1^\infty \frac{dx}{x^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin^2 \vartheta}{1 - \frac{r_s}{r_n}}\right) \left(\frac{1 - \frac{r_s}{r_n x}}{x^2}\right)}} . \quad (3.49)$$

Mit der Inversen dieser Funktion lässt sich die intrinsische Strahlungscharakteristik  $g(\vartheta)$  einer Punktquelle aus der asymptotischen Strahlungscharakteristik  $G(\theta)$  bestimmen, indem man den Fluss in entsprechenden Raumwinkelelementen

$$g(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = G(\theta) \sin \theta d\theta \quad (3.50)$$

berechnet.

Mit der rekonstruierten Strahlungscharakteristik ist es auch möglich, Bedingungen für die Größe der Emissionsregionen anzugeben. Wurde die Strahlungscharakteristik in dem Bereich  $\theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max}$  rekonstruiert, dann ist eine der Emissionsregionen mindestens bis zu einem Sichtwinkel  $\theta_{\max}$  sichtbar. Ist nun  $\theta_{\max}$  relativ groß (durch die Lichtablenkung sind Werte von  $\theta \geq 120^\circ$  durchaus denkbar), so ist dies möglicherweise nicht mit der Annahme einer Punktquelle an einem Pol als Ursprung der Emission vereinbar. Denn diese Punktquelle ist u.U. bei großen Winkeln  $\theta$  auf der Rückseite des Sterns trotz Lichtablenkung nicht mehr sichtbar. So lässt sich daraus dann schließen, dass die Emissionsregion eine laterale Ausdehnung besitzt oder sich über eine gewisse Höhe über der Neutronensternoberfläche ausdehnt, oder beides.

Gibt man sich ein Verhältnis  $r_n/r_s$  des Neutronensterns vor, so kann man die minimale Ausdehnung der Emissionsregion berechnen, die erforderlich ist, damit mit der berücksichtigten Lichtablenkung die Emissionsregion bei dem maximalen Winkel von  $\theta$  gerade noch sichtbar ist.

Alle bisher gemachten Annahmen über die Emission von XRP und ihre Folgerungen aus der Methode sind zur besseren Übersicht nochmals in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

**Tabelle 3.1:** ANNAHMEN UND DIE FOLGERUNGEN AUS DER METHODE

ANNAHMEN	FOLGERUNGEN
Asymmetrie der Pulsprofile wird allein durch ein leicht gestörtes magnetisches Dipolfeld verursacht	Aufspaltung des Pulsprofils in die symmetrischen Beiträge der Polregionen
Emissionscharakteristiken an beiden Polen sind näherungsweise identisch und die Wertebereiche der Blickwinkel auf die beiden Pole überlappen sich	Identifikation des Überlappungsbereichs und Rekonstruktion des sichtbaren Bereichs der Strahlungscharakteristik als Funktion des Beobachtungswinkels
Rotationsachse des Neutronensterns steht senkrecht auf der Bahnebene, Inklination $i$	Bestimmung der Lage der magnetischen Pole auf der Neutronensternoberfläche sowie der Blickwinkel auf die lokalen magnetischen Achsen und Bestimmung der Strahlungscharakteristik als Funktion des Polarwinkels $\theta$ bzgl. der Magnetfeldachse
Verhältnis $r_n/r_s$	Bedingung für die Größe der Emissionsregion $h_{\min}/\alpha$ aus maximalem Blickwinkel $\theta_{\max}$
Ursprung der Emission ist eine Punktquelle an den magnetischen Polen	intrinsische Emissionscharakteristik

### 3.3 Spezielle Tests der Methode

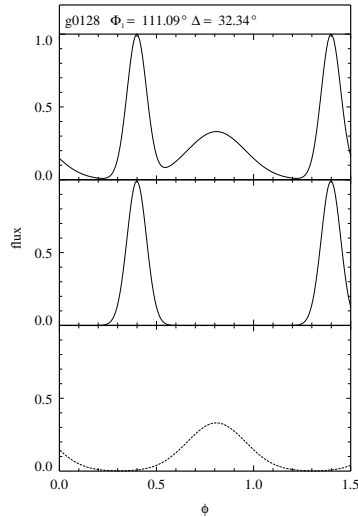
Bei der Beschreibung der Methode in Kraus et al. (1995) sind auch einige Tests der Methode behandelt. So wurde z.B. untersucht, ob mittels eines anderen Verfahrens, durch multidimensionale Fits an das beobachtete Pulsprofil, dieselben Komponenten gefunden werden wie mit der hier beschriebenen Methode. Im folgenden sind einige weitere spezielle Tests der Methode dokumentiert. Während in den Abschnitten 3.3.1 und 3.3.2 spezielle Probleme der Zerlegungen von Pulsprofilen in symmetrische Komponenten behandelt werden, ist in Abschnitt 3.3.3 eine der zentralen Annahmen der Methode, dass die Emission an den Polen symmetrisch sein soll, näher untersucht.

#### 3.3.1 Reproduzierbarkeit gegebener Komponenten

Bevor die Methode auf eine große Anzahl an Pulsprofilen der Quelle Her X-1 angewandt wurde, wurde insbesondere der erste Schritt der Methode, d.h. das Zerlegen der asymmetrischen Pulsprofile in zwei symmetrische Komponenten, anhand synthetischer „Test-Pulsprofile“ getestet. Dabei wurden asymmetrische Pulsprofile durch Addition zweier symmetrischer Einpol-Pulsprofile, deren Symmetriepunkte bekannt sind, erzeugt. Diese wurden dann mit der Methode analysiert bzw. zerlegt, um zu sehen, ob und wie gut die ursprüngliche Lösung reproduziert wird. Als symmetrische Einpol-Pulsprofile wurden dabei folgende Funktionen gewählt: Dreiecke mit verschiedenen Höhen und Steigungen der Flanken, verschiedene Gauß-Kurven, und Delta-ähnliche Funktionen bzw. sehr spitze Dreiecke. Insbesondere wurde der Fall getestet, bei dem während des größten Teils jeder Phase nur ein Pol sichtbar, der Fluss vom anderen Pol also über einen großen Bereich der Phase null ist. In allen untersuchten Fällen wurden die ursprünglichen Komponenten durch die Methode einwandfrei aufgelöst.

Als Beispiel der o.a. Funktionen ist in Abb. 3.3 ein Pulsprofil dargestellt, das als Summe zweier (abgeschnittener) Gauß-Profile modelliert ist. Wie im mittleren Schaubild zu sehen ist, ist der Fluss der ersten Komponente nur bei Phasen zwischen etwa 0.2 und 0.6 ungleich null. Solche Komponenten konnten in allen Tests reproduziert werden.

Probleme bereiten allenfalls sehr scharfe Merkmale wie z.B. ausgeprägte Spitzen oder Senken, bei denen die Differenz der Funktionswerte zu den Funktionswerten benachbarten Phasenbins sehr groß ist. Solche Merkmale



**Abb. 3.3:** Aus zwei Gauß-Profilen zusammengesetztes Pulsprofil mit den Symmetriepunkten  $\Phi_1 = 111.09^\circ$  und  $\Phi_1 + \Delta$  mit  $\Delta = 32.34^\circ$ .

benötigen eine hohe Anzahl an Fourierkoeffizienten um aufgelöst zu werden. Oft erscheinen dann auch die Einpol-Pulsprofile mit diesen hohen Frequenzen moduliert. Die ursprüngliche Lösung wird dann nur gefunden, wenn diese Merkmale durch eine hohe Anzahl an Stützpunkten aufgelöst werden kann. Bei beobachteten Pulsprofilen von XRP sind solche Merkmale in der Regel kleiner als die statistischen Fehler der Messungen. Da man solche Fluktuationen nicht berücksichtigen möchte, spielen sie in der praktischen Anwendung keine Rolle.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass alle denkbaren Formen von Pulsprofilkomponenten durch die Analyse reproduziert werden konnten. Die Frage der Eindeutigkeit dieser Zerlegungen ist im folgenden Abschnitt erörtert.

### 3.3.2 Eindeutigkeit der Lösungen

Grundsätzlich muß festgestellt werden, dass es zu einem gegebenen Pulsprofil normalerweise eine Vielzahl möglicher Zerlegungen gibt, die den physi-

kalischen Kriterien der Einpol-Pulsprofile (siehe Abschnitt 3.2.1) genügen. Darüber hinaus muß die ursprüngliche Lösung nicht zwangsläufig auch die durch die Kriterien als „beste“ Lösung erkannte sein. Erst durch die Analyse mehrerer morphologisch unterschiedlicher Pulsprofile einer Quelle ist eine Reduzierung auf wenige oder eine einzige Lösung gegebenenfalls möglich. Darüber hinaus hängt die Anzahl der verschiedenen möglichen Zerlegungen eines einzelnen Pulsprofils von mehreren Faktoren ab, z.B:

1. von der Pulsform,
2. von der zeitlichen Auflösung des Pulsprofils bzw. der Anzahl der Phasenbins und der berücksichtigten Fourierkoeffizienten,
3. von dem Anteil des ungeladenen (konstanten) Flusses des Pulsprofils.

Einen entscheidenden Einfluss auf die Anzahl der möglichen Zerlegungen eines Pulsprofils hat dessen Form. Während es bei einfachen und fast symmetrischen Pulsprofilen zu praktisch allen Symmetriepunktpaaren Zerlegungen in einfache, glatte Komponenten gibt, ist dieser Bereich für stark strukturierte asymmetrische Pulsprofile mit ausgeprägten Spitzen und steilen Flanken i.a. wesentlich kleiner. Dies hängt wiederum damit zusammen, dass auch die Beträge der hohen Fourierkoeffizienten bei der Darstellung komplizierter Pulsprofile relativ groß sind. Daraus ergibt sich, dass die Zerlegungen an vielen Symmetriepunkten stärker moduliert sind, und somit nicht den Kriterien genügen.

Die zeitliche Auflösung eines Pulsprofils ist durch die Breite der Phasenbins gegeben. Um den Einfluss der begrenzten zeitlichen Auflösung zu untersuchen, wurden obige Test-Pulsprofile jeweils mit einer unterschiedlichen Anzahl an Stützstellen und Fourierkoeffizienten (8 - 1024) analysiert. Wiederum war bei allen Tests die ursprüngliche Lösung immer unter den durch das Verfahren gefundenen Zerlegungen. Grundsätzlich nimmt die Anzahl akzeptabler Lösungen mit zunehmender Anzahl berücksichtigter Fourierkoeffizienten ab. Dies kann zwei Gründe haben. Zum einen werden durch eine höhere Anzahl an Fourierkoeffizienten evtl. vorhandene kleine Strukturen eines Pulsprofils besser aufgelöst und zum anderen nimmt mit zunehmender Anzahl an Fourierkoeffizienten auch die Anzahl der kritischen Werte von  $\Delta$  zu.

Dadurch, dass auch die kleinen Strukturen eines Pulsprofils aufgelöst werden, wird dieses insgesamt komplizierter. Dies führt wiederum dazu, dass viele



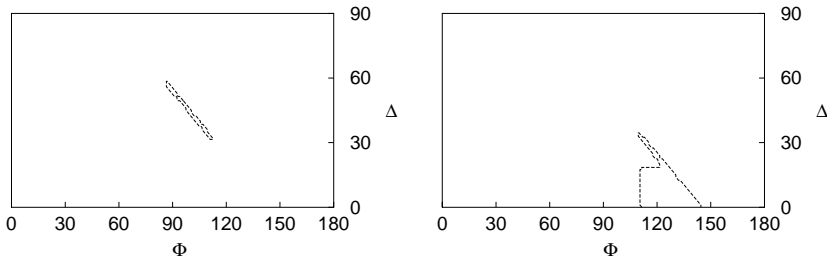
Zerlegungen moduliert sind. Somit entsprechen bei einer höheren Auflösung eines Pulsprofils immer weniger Zerlegungen den Kriterien. Die Berücksichtigung einer größeren Anzahl an Fourierkoeffizienten ist jedoch nur dann gegeben und sinnvoll, wenn durch die höhere zeitliche Auflösung auch ein Zugewinn an Information bzw. Struktur des Pulsprofils erzielt wird. Da eine sinnvolle zeitliche Auflösung beobachteter Pulsprofile vor allem durch die Zählraten bzw. die Statistik begrenzt ist, die wiederum vor allem von der Größe der Detektoren bedingt ist, ist eine Auflösung von Pulsprofilen der bekannten Quellen in mehr als etwa 100 Phasenbins, abhängig von der Integrationszeit, mit den heute zur Verfügung stehenden Detektoren nicht sinnvoll. Durch die Anzahl der Phasenbins bzw. der Stützstellen eines Pulsprofils ist somit auch die maximale Anzahl der Fourierkoeffizienten beschränkt. Sind Strukturen eines beobachteten Pulsprofils kleiner als der statistische Fehler, so macht es wiederum keinen Sinn diese Strukturen in der Analyse aufzulösen. Daher wird in der Praxis die Anzahl der betrachteten Fourierkoeffizienten in der Regel deutlich kleiner sein als die Anzahl der Phasenbins des betrachteten Pulsprofils.

Mit zunehmender Anzahl an Fourierkoeffizienten wächst auch die Anzahl der kritischen Werte von  $\Delta$  (Gleichung (3.21)), in deren unmittelbarer Umgebung die Zerlegungen stark moduliert sind, solange das entsprechende  $\bar{v}_k$  (Gleichung (3.15)) nicht sehr klein ist. Dies kann auch umgekehrt dazu benutzt werden um die Bereiche der Symmetriepunkte von der Analyse auszuschließen, deren Abstand von den kritischen Werten von  $\Delta$  nicht ausreichend groß ist. Dies sind alle Symmetriepunkte innerhalb eines Streifens mit  $\Delta = \Delta_{\text{krit}} \pm \epsilon$ , in dem für die entsprechenden Fourierkoeffizienten

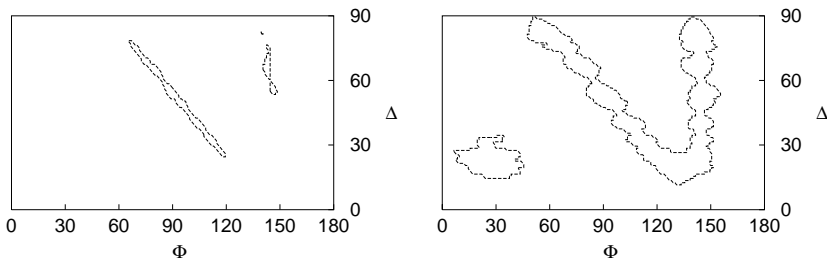
$$\max \left( \frac{|d_k|}{\sqrt{u_k^2 + v_k^2}}, \frac{|c_k|}{\sqrt{u_k^2 + v_k^2}} \right) > l_{\text{krit}}, \quad (3.51)$$

wobei ein sinnvoller Wert für das kritische Verhältnis  $l_{\text{krit}}$  zwischen den Fourierkoeffizienten der Einpol-Pulsprofile  $c_k$  und  $d_k$  und des Pulsprofils  $u_k$  und  $v_k$  wiederum von der Form des Pulsprofils und der Anzahl der betrachteten Fourierkoeffizienten abhängt.

Einen ebenso großen Einfluss wie die Form des modulierten Anteils der Pulse auf die Anzahl der möglichen Zerlegungen hat der in einem Pulsprofil enthaltene konstante (unmodulierte) Fluss, der durch das Minimum des Pulsprofils gegeben ist. Besitzt ein Pulsprofil nur wenig konstanten Fluss, oder ist sein Minimum praktisch null, so kann unabhängig von der Pulsform die mit der Methode gefundene Lösung eindeutig sein.

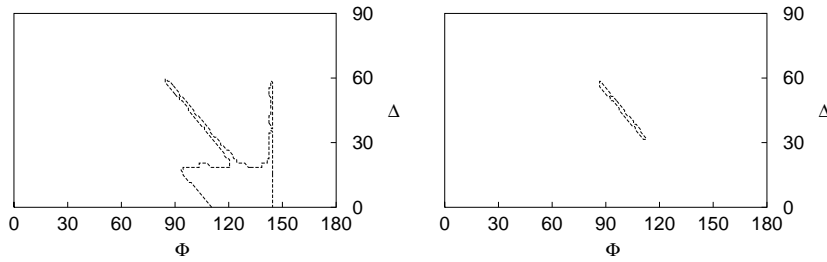


**Abb. 3.4:** Bereich der Symmetriepunkte der Zerlegungen in Einpol-Pulsprofile des Pulsprofils in Abb. 3.3 mit nicht negativem Fluss (links) und höchstens zwei ausgeprägten Maxima (rechts).



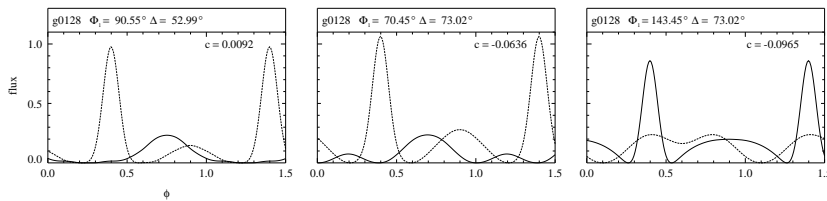
**Abb. 3.5:** Bereich der Symmetriepunkte der Zerlegungen in Einpol-Pulsprofile mit Minima  $f_{\min} > -0.1$  (links)  $\delta$  und  $f_{\min} > -0.5$  (rechts). Vgl. Abb. 3.4.

Als Beispiel der durchgeführten Tests sind im folgenden einige Ergebnisse der Untersuchung des in Abb. 3.3 gezeigten synthetischen Pulsprofils illustriert. Im linken Schaubild von Abb. 3.4 ist der Bereich der Symmetriepunkte  $\Phi_1$  und  $\Phi_1 + \Delta$  dargestellt, in dem die Zerlegungen einen nicht negativen Fluss besitzen. Auch wenn das ursprüngliche Pulsprofil nur einen geringen Anteil an konstantem Fluss besitzt, existieren mehrere unterschiedliche Lösungen. Erst die Bedingung, dass die Einpol-Pulsprofile einer Zerlegung zusammen nicht mehr als zwei ausgeprägte Maxima besitzen dürfen (rechtes Schaubild), ergibt eindeutig die ursprünglichen Symmetriepunkte. In Abbildung 3.5 sind die Bereiche der Symmetriepunkte der Zerlegungen dargestellt, deren Einpol-Pulsprofile einen Fluss größer als  $-0.1$  (links) bzw. größer als  $-0.5$  (rechts) besitzen. Es ist deutlich zu erkennen, wie der Bereich möglicher Symmetriepunkte stetig größer wird. In Abb. 3.6 sind im linken Schaubild die Bereiche

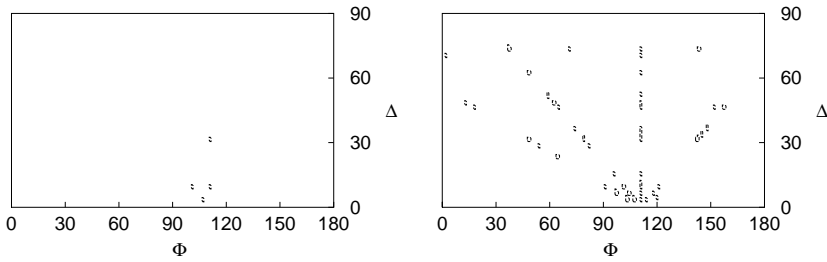


**Abb. 3.6:** Bereich der Symmetriepunkte der Zerlegungen in Einpol-Pulsprofile mit höchstens drei ausgeprägten Maxima (links) und die Schnittmenge dieses Bereichs mit dem positiven Flusses (rechts).

ingezeichnet, in denen die Zerlegungen bis zu drei ausgeprägte Maxima besitzen. Durch die zusätzliche Bedingung, dass die Zerlegungen positiv sein müssen, ergibt sich der rechts dargestellte Bereich. In diesem Bereich liegt z.B. die Zerlegung, die links in Abb. 3.7 zu sehen ist. Die Einpol-Pulsprofile sind so dargestellt, dass ihr Minimum jeweils null ist. Die Konstante  $c$  in dem Schaubild gibt den konstanten Fluss an, der zu der Summe der Einpol-Pulsprofile noch zu addieren ist. In diesem Falle ist er positiv. Die mittlere und die rechte Zerlegung besitzen jeweils vier ausgeprägte Maxima und einen etwas negativen Fluss. Schließlich sind in Abbildung 3.8 die Bereiche der Symmetriepunkte dargestellt, die von allen kritischen Werten von  $\Delta$  einen so großen Abstand  $\epsilon$  besitzen, dass für die kritischen  $k$   $l_{\text{krit}} \leq 1.5$  (links) und  $l_{\text{krit}} \leq 2.5$  (rechts). Neben den Symmetriepunkten der ursprünglichen Zerlegung erfüllen bei passend gewähltem  $l_{\text{krit}}$  nur wenige andere Bereiche dieses Kriterium.



**Abb. 3.7:** Beispiele verschiedener Zerlegungen in symmetrische Einpol-Pulsprofile des Pulsprofils in Abb. 3.3. Die Symmetriepunkte sind jeweils in der Kopfzeile angegeben, ebenso der konstante (negative) Fluss  $c$ , der zu den Einpol-Pulsprofilen addiert werden muss.



**Abb. 3.8:** Bereiche der Zerlegungen mit  $l_{\text{krit}} \leq 1.5$  (links) und  $l_{\text{krit}} \leq 2.5$  (rechts).

Diese Beispiele zeigen auch, wie wichtig eine sorgfältige Hintergrundkorrektur der Rohdaten für die Analyse ist. Ist diese Korrektur nicht korrekt durchgeführt, so kann dies dazu führen, dass in der Analyse entweder zusätzliche verschiedene Lösungen betrachtet werden müssen, oder die richtige Lösung negativen Fluss enthält und daher verworfen wird. Daher sollten im Zweifelsfall immer auch Zerlegungen mit etwas negativem Fluss zugelassen werden.

### 3.3.3 Asymmetrische Strahlungscharakteristiken

Die Annahme, dass die Emission an den Polen rotationssymmetrisch ist, wurde in zahlreichen Modellrechnungen gemacht (z.B. Wang & Welter 1981, Mészáros & Nagel 1985b, Leahy 1991, Panchenko & Postnov 1994, siehe auch Kap. 2.4). Es ist jedoch nicht geklärt, inwieweit diese Annahme, evtl. nur näherungsweise, zutreffend ist. Die Zerlegungsmethode wurde daher zum Test auf synthetische Pulsprofile angewandt, deren Einpol-Pulsprofile in mehr oder weniger hohem Grad asymmetrisch sind. Als Ausgangspunkt hierfür dienten symmetrische Strahlungscharakteristiken mit vorgegebenen Parametern. Diese Strahlungscharakteristiken wurden mit einer sinusförmigen Störung über die Phase moduliert. Die Intensität ist dann nicht mehr nur eine Funktion von  $\theta(\phi)$ , sondern auch vom Phasenwinkel  $\phi$  selbst abhängig.

Im folgenden sind als Beispiel Störungen auf die Pulsprofile von Her X-1 einer *Ginga*-Beobachtung (Scott 1993) bzw. auf die aus deren Analyse erhaltenen Strahlungscharakteristiken angeführt. Dieses Pulsprofil, seine Einpol-Pulsprofile und die dazu rekonstruierte Strahlungscharakteristik sind in Abb. 3.9 dargestellt.

Im einfachsten Fall lässt sich eine asymmetrische Störung dadurch realisieren, indem ein Pulsprofil so moduliert wird, dass

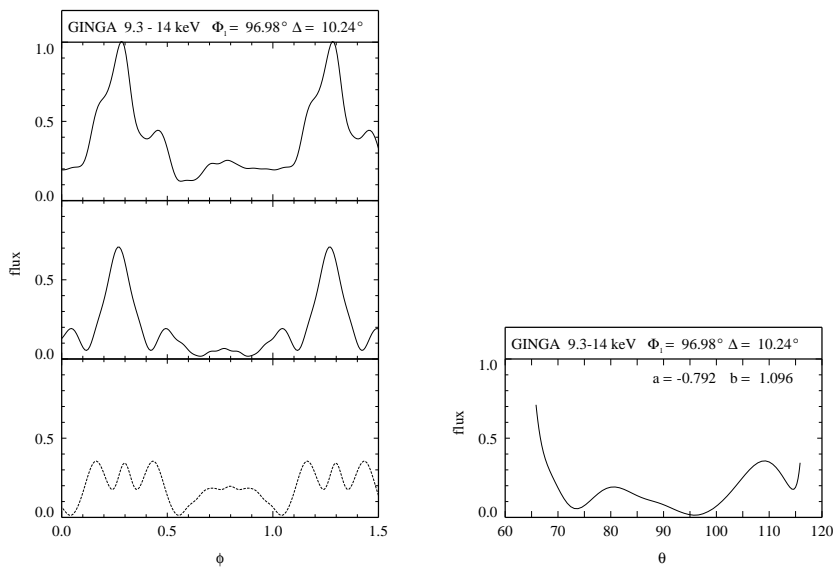
$$f(\phi) = f_{\text{sym}}(\theta(\phi)) \cdot \left[ 1 + \frac{d}{2} (\cos(\phi - \Phi_i - \varphi_d) + 1) \right]. \quad (3.52)$$

Dabei ist  $\varphi_d$  der Symmetriepunkt der Störung, so dass man für  $\varphi_d \neq 0^\circ$  asymmetrische Einpol-Pulsprofile erhält. Eine Störungsamplitude  $d = 1$  bedeutet, dass sich die Intensität einer Emissionsregion am Symmetriepunkt  $\varphi_d$  der Störung verdoppelt und bei  $\varphi_d + \pi/2$  unverändert bleibt. Entsprechend bewirkt eine Störungsamplitude  $d = 3$ , dass sich die Intensität um das dreifache erhöht. Eine solche Situation wäre denkbar, wenn bei der Akkretion Plasma bevorzugt an die während der Rotation „führenden“ Magnetfeldlinien koppelt (siehe z.B. Wang & Welter 1981). In Abb. 3.10 sind Beispiele solcher Störungen in Abhängigkeit von der Phase (linkes Schaubild) und vom Sichtwinkel (rechtes Schaubild) der beiden Beiträge der Pole für eine gegebene Geometrie dargestellt. Dabei wurde die in der Analyse gefundene Geometrie von Her X-1 verwendet. Die Auswirkungen dieser Störung nach Gleichung (3.52) mit den Parametern  $d = 1.0$  und  $\varphi = 90^\circ$  auf das Pulsprofil in Abb. 3.9 ist in Abb. 3.11 gezeigt. Darin sind die asymmetrischen Einpol-Pulsprofile und das aus deren Summe erhaltene synthetische Pulsprofil dargestellt. Dieses gestörte Pulsprofil wurde mit der Methode analysiert. Die daraus erhaltene Zerlegung und die rekonstruierte Strahlungscharakteristik sind in Abb. 3.12 dargestellt.

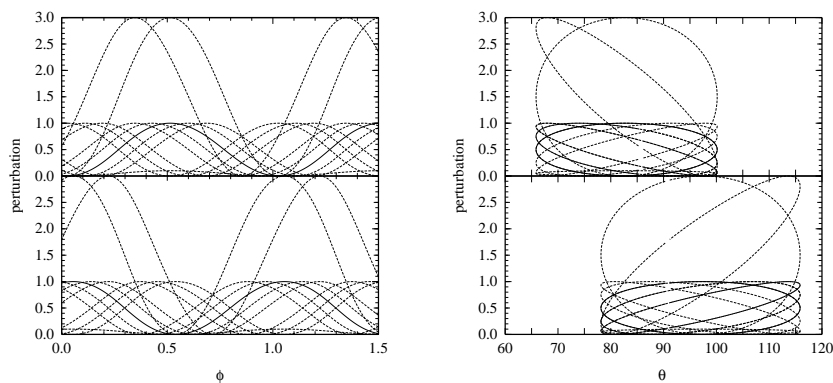
Alternativ wurde die Situation realisiert, dass ein resonant streuender sichelförmiger Bereich der Akkretionssäule die emittierende Region um den Magnetpol teilweise abschattet (Kraus 1992). Eine solche Situation ist vorstellbar, wenn die Akkretion von Materie auf einen sichelförmigen Bereich der Akkretionssäule beschränkt ist. Dies kann durch die Störung eines Pulsprofils gemäß

$$f(\phi) = f_{\text{sym}}(\theta(\phi)) \cdot \left\{ 1 + \frac{d}{4} \left[ \cos(\phi - \Phi_i - \varphi_d) + 1 \right] \cdot \left[ \cos\left(-4 \cdot \left(\theta - \theta_S - \frac{\pi}{4}\right)\right) - 1 \right] \right\} \quad (3.53)$$

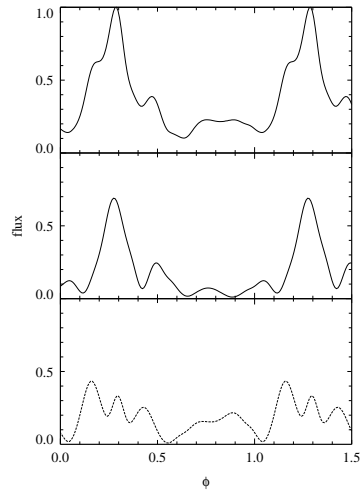
modelliert werden. Hierbei beschreiben die Parameter  $\theta_S$  die Größe des abschwächenden Bereichs,  $\varphi_d$  dessen Lage und  $d$  die Stärke der Abschwächung. In Abb. 3.13 sind Beispiele solcher Störungen auf die Strahlungscharakteristik und die Einpol-Pulsprofile dargestellt. Die Kurven wurden alle für



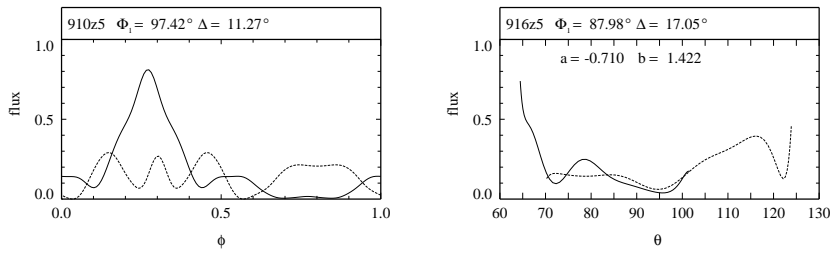
**Abb. 3.9:** Pulsprofil einer Ginga-Beobachtung im Energiebereich 9.3–14 keV (Scott 1993) und die aus der Analyse gefundenen Einpol-Pulsprofile sowie die Strahlungscharakteristik.



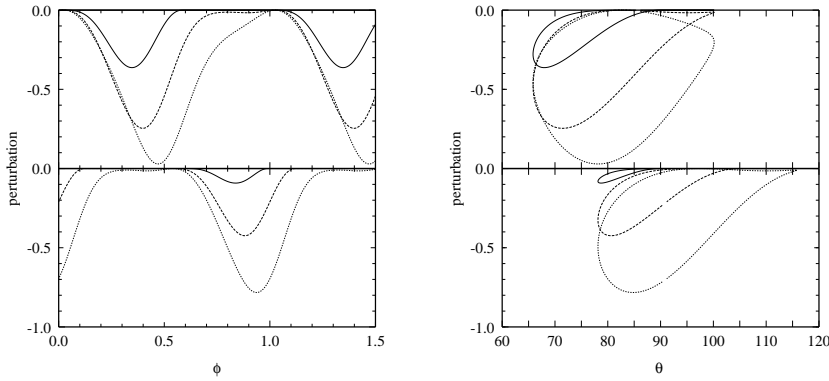
**Abb. 3.10:** Störungen durch asymmetrische Akkretion in Abhängigkeit von der Phase (links) und dem Sichtwinkel (rechts).



**Abb. 3.11:** Auswirkungen der mit durchgezogenen Kurven dargestellten Störung in Abb. 3.10 mit  $d = 1.0$  und  $\varphi_d = 90^\circ$  auf das Pulsprofil in Abb. 3.9. Die Einpol-Pulsprofile besitzen eine deutliche Asymmetrie.



**Abb. 3.12:** Zerlegung in Einpol-Pulsprofile und Strahlungscharakteristik für das gestörte Pulsprofil in Abb. 3.11.

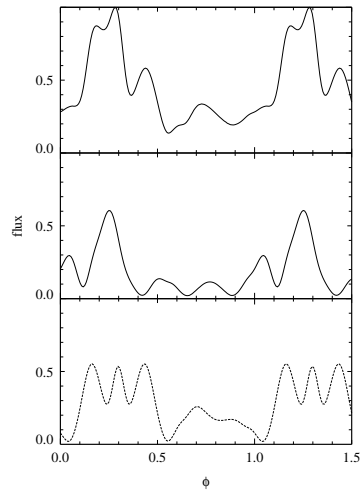


**Abb. 3.13:** Störungen durch einen sichelförmigen abschwächenden Bereich oberhalb der Emissionsregion in Abhängigkeit von der Phase (links) und dem Sichtwinkel (rechts).

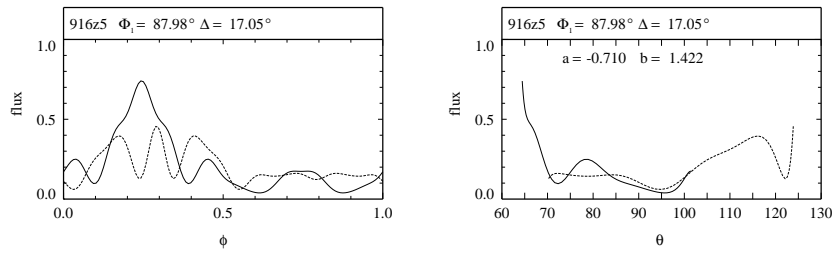
$\varphi_d = 90^\circ$  und  $d = 1.0$  berechnet.  $\theta_S$  wurde variiert und besitzt die Werte  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  und  $75^\circ$ . In Abbildung 3.14 ist die Auswirkung der Störung der mittleren Kurve für  $\theta_S = 60^\circ$  auf die das Pulsprofil aus Abb. 3.9 dargestellt. Die Ergebnisse der Analyse dieses Pulsprofils sind in Abb. 3.15 dargestellt.

Es zeigt sich, dass eine geringe Asymmetrie der Einzelpulse bei der Analyse nicht erkannt wird. Es lassen sich nach wie vor Zerlegungen finden, und die Fits des Überlappungsbereichs führen zu „falschen“ symmetrischen Strahlungscharakteristiken. Ein Vergleich dieser Charakteristiken mit den ursprünglichen (Abb. 3.12 bzw. 3.15 und 3.9) zeigt jedoch, dass die Ergebnisse näherungsweise die azimuthal gemittelten Strahlungscharakteristiken wiedergeben. In diesem Fall ist also eine sinnvolle Aussage über die Emission der Polregion durchaus noch möglich. Bei Störungen mit einer großen Amplitude  $d > 1$  konnten keine zufriedenstellenden Zerlegungen und Überlagerungen gefunden werden. Eine starke Asymmetrie der Einzelpulse kann somit bei der Analyse erkannt werden. Die Methode scheint also dazu geeignet, zwischen symmetrischer und asymmetrischer Emission zu unterscheiden.





**Abb. 3.14:** Auswirkungen der mit durchgezogenen Kurven dargestellten Störung in Abb. 3.13 (durchgezogene Kurven) mit  $d = 1.0$ ,  $\varphi_d = 90^\circ$  und  $\theta_S = 60^\circ$  auf das Pulsprofil in Abb. 3.9.



**Abb. 3.15:** Zerlegung in Einpol-Pulsprofile und Strahlungscharakteristik für das gestörte Pulsprofil in Abb. 3.14.

# Kapitel 4

## Hercules X-1

Das System Hercules X-1/HZ Herculis ist eines von vier LMXB, deren Röntgenfluss regelmäßige Pulsationen aufweist. Während die Masse des kompakten Objekts mit  $1.47_{-0.37}^{+0.23} M_{\odot}$  (van Kerkwijk, van Paradijs & Zuiderwijk 1995) dem entspricht was man für einen Neutronenstern erwartet, ist jedoch die Klassifizierung von Her X-1/HZ Her als LMXB aufgrund der relativ großen Masse des optischen Begleitsterns von  $2.32_{-0.29}^{+0.16} M_{\odot}$  (van Kerkwijk et al. 1995) nicht eindeutig. Außergewöhnlich ist auch die Position des Doppeltsternsystems bei einer galaktischen Breite von  $+37,5^{\circ}$  (siehe Abb. 2.7). Der Abstand zu dem System beträgt etwa 5 kpc (Thomas et al. 1986) und es besitzt eine Geschwindigkeit senkrecht zur galaktischen Scheibe von  $> 70$  km/s (siehe Abschnitt 2.3.1). Aufgrund der Gesamtmasse des Systems und seiner Position wird es der alten Sternpopulation vom Typ I zugeordnet. Sein Alter wird auf  $\sim 10^7$  a geschätzt. Her X-1 besitzt eine Röntgenleuchtkraft von  $2.5 \cdot 10^{37}$  erg/s (McCray et al. 1982), was auf eine Akkretionsrate von  $\sim 10^{-9} M_{\odot}/a$  schließen lässt.

Bei seinem optischen Begleiter HZ Her handelt es sich um einen blauen veränderlichen Stern der Größenklasse  $m_v \approx 13 - 15$  mag, dessen Spektrum vom Typ B0 - A8 ist (Crampton 1974). Das Minimum der optischen Lichtkurve korreliert mit der Bedeckung der Röntgenquelle. Zu diesem Zeitpunkt ist dem Beobachter die kalte, von der Röntgenquelle nicht beheizte Seite des Begleitsterns zugewandt. Während diese Seite eine Temperatur  $T_{\text{eff}} \lesssim 7000$  K besitzt, beträgt die Temperatur der ständig von der Röntgenquelle bestrahlten Seite  $T_{\text{eff}} \gtrsim 10000$  K. Der Begleitstern hat einen Radius

$R_{\text{opt}} \approx 4 R_{\odot}$  ( $2.8 \cdot 10^9$  m) und rotiert mit der Orbitalperiode gebunden um den gemeinsamen Massenschwerpunkt des Systems, der sich innerhalb seines *Roche lobe* befindet (siehe Abb. 4.18). Aufgrund der Rotation und der niedrigen Schwerkraft an der Oberfläche besitzt die heiße Seite von HZ Her die Eigenschaften eines Überriesen (Forman et al. 1972).

Im UV dominiert die Strahlung der Akkretionsscheibe. Ihre Temperatur reicht von etwa  $1 \cdot 10^4$  K an der Außenkante bis zu  $9.5 \cdot 10^6$  K an der Innenkante (Cheng, Vrtilik & Raymond 1995). In diesem Modell besitzt die Akkretionsscheibe einen Außenradius  $r_a \sim 2 \cdot 10^9$  m, einen Innenradius  $r_i \sim 1 \cdot 10^6$  m und der halbe Öffnungswinkel der Scheibe ist  $\lesssim 5^\circ$ .

Der Orbit von Her X-1 ist praktisch kreisrund, er besitzt eine Exzentrizität  $\epsilon < 1.3 \cdot 10^{-4}$  ( $3\sigma$ ) und einen projizierten Bahnradius  $a_X \sin i = 13.18$  ls. Die Orbitalgeschwindigkeit des Neutronensterns beträgt  $v_X \sin i \approx 169$  km/s (Deeter, Boynton & Pravdo 1981). Der Abstand  $a$  der beiden Sterne ist etwa  $6.4 \times 10^9$  m, die Inklination des Systems beträgt  $i > 79^\circ$  (van Kerkwijk et al. 1995).

Aufgrund seiner Periodizitäten auf verschiedenen Zeitskalen ist das System Her X-1/HZ Her eines der am häufigsten untersuchten Röntgendoppelsterne. Her X-1 wird daher oft auch als ein „Lieblingsobjekt“ der Röntgenastronomen bezeichnet. Die Entdeckung einer Zyklotronlinie im Spektrum von Her X-1 (Trümper et al. 1978) war der erste direkte Beweis für die Existenz der starken Magnetfelder von Röntgenpulsaren. Neben der Rotationsperiode  $P_{\text{spin}} = 1.24$  s, der Orbitalperiode  $P_{\text{orb}} = 1.70$  d und der bereits in Abschnitt 2.3.2 erwähnten verschiedenen *dip*-Perioden gilt das besondere Interesse dem 35-d-Zyklus, der als die Präzessionsperiode einer etwas aus der Bahnebene geneigten verbogenen Akkretionsscheibe interpretiert wird. Während des nicht streng periodischen 35-d-Zyklus wird der Neutronenstern zweimal für etwa 8 d von der Akkretionsscheibe bedeckt. Während dieser *low*-Zustände ist der Röntgenfluss auf wenige Prozent des Flusses reduziert, der in dem etwa 11 d dauernden *main-on*-Zustand beobachtet wird. In einem zweiten, etwa 8 d dauernden *short-on* beträgt der Röntgenfluss etwa 30% des maximalen Flusses im *main-on*.

Die Pulsprofile von Her X-1 sind stark asymmetrisch und variieren sowohl mit der Energie als auch mit der Phase des 35-d-Zyklus. In diesem Kapitel wird gezeigt, dass die Asymmetrie der Pulsprofile von Her X-1 dadurch erklärt werden kann, dass das magnetische Feld ein leicht gestörtes Dipolfeld ist, weshalb die Emissionsregionen bzw. die magnetischen Pole nicht auf

einer Achse durch den Mittelpunkt des Neutronensterns liegen. Die Emissionsverteilung an den Polen ist dabei axialsymmetrisch. Darauf basierend ergeben sich Hinweise darauf, dass die Strahlungscharakteristik beider Emissionsregionen näherungsweise gleich ist. Es wird die relative Lage der Magnetpole bestimmt, und der sichtbare Bereich der Strahlungscharakteristik rekonstruiert. Die Ergebnisse werden interpretiert und mit phänomenologischen Emissionsmodellen und anderen Untersuchungen verglichen. Darüber hinaus erlaubt die Analyse Rückschlüsse auf den Mechanismus des 35-d-Zyklus.

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse beobachteter Pulsprofile von Her X-1 vorgestellt und diskutiert, wie sie z.T. auch in Blum & Kraus 2000 behandelt werden.

## 4.1 Beobachtungsdaten

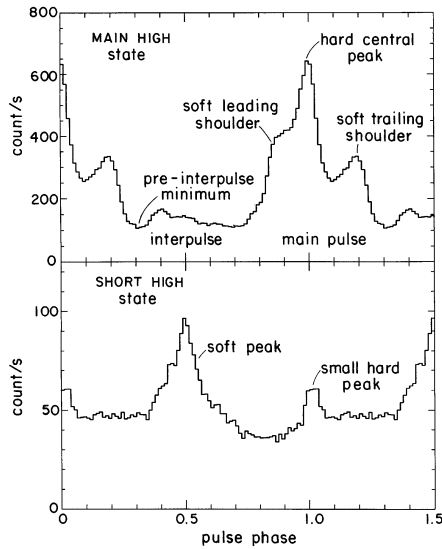
Die im Rahmen dieser Arbeit angefertigte Analyse von Pulsprofilen des Röntgenpulsars Her X-1 basiert auf Daten aus 20 verschiedenen Beobachtungen während des *main-on* und *short-on* Zustands, sowie einer Beobachtung des *turn-on*. Insgesamt wurden 153 Pulsprofile in verschiedenen Energiebereichen zwischen 1 und 55 keV untersucht. Im Anhang A in Tabelle A.1 sind für alle Beobachtungen die jeweils in dieser Arbeit verwendete Bezeichnung, die Plattform der Detektoren, Tag bzw. Jahr der Beobachtung, gesamter Energiebereich, Phase des 35-d-Zyklus, Anzahl der energieaufgelösten Pulsprofile und der Literaturverweis zusammengestellt. Die Energiebereiche der Pulsprofile der einzelnen Beobachtungen und ihre Bezeichnungen sind in Tabelle A.2 gesondert aufgelistet. Die Reduzierung der Daten und insbesondere die Hintergrundkorrektur wurden von den jeweiligen Autoren vorgenommen. Um die Pulsprofile verschiedener Detektoren bzw. Beobachtungen untereinander vergleichen zu können, wurden die Phasenlagen der Pulsprofile so angepasst, dass sich ihre Hauptmerkmale wie z.B. das Maximum des Hauptpulses am besten decken. Da sich die Pulsprofile des *short-on* deutlich von denen des *main-on* unterscheiden, wurden die Phasenlagen ihrer Hauptmerkmale in Bezug auf die entsprechenden Merkmale des *main-on* so verschoben, wie es von Deeter et al. (1998) vorgeschlagen wurde, die die Phasenephemeride vom *main-on* bis zum *short-on* extrapolierten.

Unterhalb von etwa 1 keV sind die Pulse von Her X-1 annähernd sinusförmig. Bei dieser Energie entsteht die Strahlung hauptsächlich durch Reprozessie-

zung der harten Röntgenstrahlung am inneren Rand der Akkretionsscheibe (McCray et al. 1982). Da der Ursprung dieser weichen Röntgenstrahlung nicht die Emissionsregionen in der Nähe der magnetischen Pole sind, wird die Analyse der Pulsprofile auf höhere Energien beschränkt. Über 1 keV sind die Pulsprofile von Her X-1 stark asymmetrisch. Die typische Form der Pulsprofile und ihre Änderung mit der Energie ist in einer Vielzahl verschiedener Arbeiten untersucht worden (siehe z.B. Deeter et al. 1998 und Literaturverweise darin).

In Abbildung 4.1 sind zwei typische Pulsprofile von Her X-1 im Energiebereich 9.4 – 14.0 keV abgebildet, wie sie im *main-on* (oberes Pulsprofil) und im *short-on* (unteres Pulsprofil) zu beobachten sind. Die Nomenklatur der Merkmale entspricht der von Scott (1993) bzw. Deeter et al. (1998) und wird auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Demnach besteht das Pulsprofil im *main-on* Zustand aus einem Hauptpuls (*main pulse*) und einem weitaus weniger ausgeprägten Zwischenpuls (*interpulse*). Der Hauptpuls ist deutlich strukturiert und besteht neben der zentralen Spitze (*hard central peak*) aus einer Schulter in der ansteigenden Flanke (*soft leading shoulder*) und einem sekundären Maximum in der abfallenden Flanke (*soft trailing shoulder*). Das Pulsprofil im *main-on* Zustand unterscheidet sich deutlich von dem im *short-on*. Es besteht im wesentlichen aus einem großen Maximum (*soft peak*) an der Stelle des Zwischenpulses im *main-on* und einem kleinen Maximum (*small hard peak*) an der Stelle des Hauptpulses im *main-on*. Die relativen Intensitäten der beiden Maxima können von Beobachtung zu Beobachtung verschieden sein. Je nach Beobachtung sind in den beiden Pulsen im *short-on* auch Strukturen ähnlich der des Hauptpulses der *main-on*-Pulsprofile zu erkennen (siehe auch Abb. 4.4). Die systematischen Änderungen des Pulsprofils mit der 35-d-Phase sind in Abschnitt 4.3.3 diskutiert.

Außer von der 35-d-Phase sind die Pulsprofile auf charakteristische Weise von der Energie abhängig. Die oberen Schaubilder von Abb. 4.2 zeigen die Pulsprofile einer EXOSAT-Beobachtung (Kahabka 1987) von Her X-1 während des *main-on*-Zustands in drei verschiedenen Energiebereichen. Jedes Pulsprofil ist in 60 Phasenbins unterteilt. Die Zählraten in den Phasenbins sind jeweils als Kreuze dargestellt. Die typischen Änderungen der Pulsform mit der Energie sind deutlich zu erkennen. Unterhalb etwa 8 keV ist die Schulter in der ansteigenden Flanke im Hauptpuls dominant und stellt das Maximum des Pulses dar. Auch das sekundäre Maximum in der abfallenden Flanke ist stark ausgeprägt. Der Hauptpuls ist dadurch insgesamt sehr breit. Mit zunehmender Energie nimmt die Intensität dieser beiden Komponenten stetig



**Abb. 4.1:** Nomenklatur der Merkmale typischer Pulsprofile von Her X-1 im main-on und im short-on-Zustand (aus Deeter et al. 1998).

ab. Bei etwa 8 keV besitzt der Hauptpuls eine Doppelspitze. Bei höherer Energie ist die zentrale Spitze des Hauptpulses dominant. Dies führt zu einer Phasenverschiebung der Maxima der Pulsprofile in den Energiebereichen 6.0 – 8.3 keV und 10.0 – 13.0 keV von Abb. 4.2 um etwa 0.01. Über etwa 20 keV ist die Schulter in der ansteigenden Flanke nur noch schwach ausgeprägt und auch das sekundäre Maximum ist nur noch als eine Schulter in der abfallenden Flanke des zentralen Pulses zu erkennen. Mit weiter zunehmender Energie wird der Hauptpuls zunehmend schmaler und der Fluss im Minimum des Pulsprofils zwischen dem Hauptpuls und dem Zwischenpuls nimmt stetig ab. Insgesamt verringert sich der ungepulste konstante Fluss des Pulsprofils. Der Zwischenpuls (*interpulse*) erscheint von Beobachtung zu Beobachtung etwas verschieden. Manchmal besteht er aus einem flachen Maximum mit langsam abfallenden Flanken (siehe z.B. Soong 1990a, Kahabka 1987, Scott 1993), in anderen Fällen aus einem doppelten Maximum bei jeweils unterschiedlichen Phasen und mit unterschiedlichen relativen Höhen (siehe z.B. Scott 1993), oder sogar mit drei ausgeprägten Maxima (Stelzer 1997). Die relative Höhe des Hauptpulses und des Interpulses können mit der

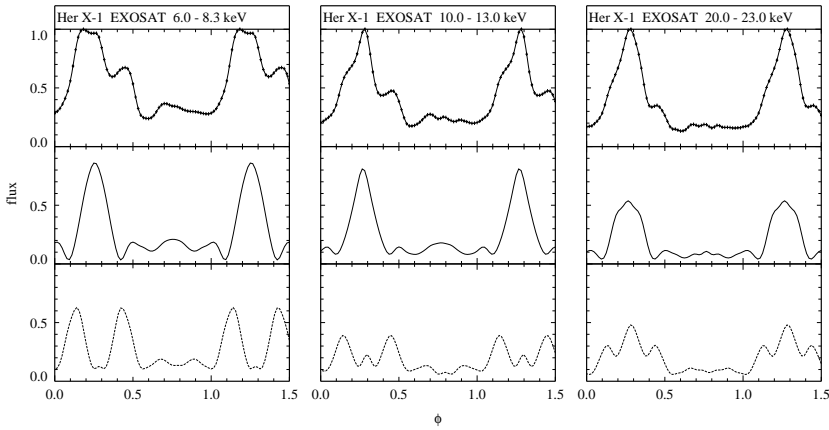
Energie variieren. In allen Beobachtungen verringert sich mit zunehmender Energie der Fluss des Interpulses im Vergleich zu dem Fluss des Hauptpulses. Ebenso verringert sich mit zunehmender Energie der ungepulste Anteil des Pulsprofils.

In der Analyse werden die Pulsprofile als Fourierreihen geschrieben. Die Anzahl  $n$  der Fourierkoeffizienten, die aus einem Pulsprofil bestimmt werden können, ist gleich der Anzahl der Stützpunkte bzw. der Phasenbins des Pulsprofils. Enthält das Pulsprofil weitere Frequenzen, dann sind die  $n$  Fourierkoeffizienten durch *aliasing* beeinflusst. Dies trifft insbesondere auf die höheren Fourierkoeffizienten zu. Da diese auch einen relativ großen statistischen Fehler besitzen, werden die höchsten Fourierkoeffizienten null gesetzt. Dies hat einen glättenden Einfluss auf das Pulsprofil, der von der Anzahl der betrachteten Koeffizienten abhängt. In den Schaubildern der oberen Reihe in Abb. 4.2 ist gezeigt, wie die Pulsprofile durch Fourierreihen in der Analyse repräsentiert werden (siehe auch Pulsprofile im Anhang A). Dabei stellen die durchgezogenen Kurven jeweils die aus den Fourierreihen zurücktransformierten Pulsprofile dar, wobei nur die ersten 32 der ursprünglich 60 Fourierkoeffizienten berücksichtigt sind. Wie zu erkennen ist, sind die Abweichungen des fouriertransformierten Pulsprofils von den beobachteten unter Berücksichtigung der statistischen Fehler zu vernachlässigen. Für alle Pulsprofile ist die Anzahl der betrachteten Fourierkoeffizienten so gewählt, dass dies immer der Fall ist. Dabei werden aber immer nur so wenig Fourierkoeffizienten wie nötig berücksichtigt. Die Anzahl der berücksichtigten Fourierkoeffizienten aller analysierten Pulsprofile ist in den entsprechenden Schaubildern im Anhang jeweils in der Kopfzeile angegeben.

## 4.2 Ergebnisse

### 4.2.1 Zerlegung in Einpol-Pulsprofile

Der Parameterraum der Symmetriepunkte  $\Phi_1, \Phi_1 + \Delta$ , der aller möglichen Zerlegungen der Pulsprofile in die symmetrischen Beiträge der Emissionsregionen an den Polen genau einmal enthält, wird bei der Analyse zunächst in Kästchen unterteilt. Die Kästchenlänge in  $\Phi_1$ -Richtung ist dabei äquidistant und beträgt typischerweise  $1^\circ$ . Die Einteilung des Parameterraumes in  $\Delta$ -Richtung ist variabel und richtet sich nach der Anzahl der kritischen Werte von  $\Delta$  (Gleichung (3.21)), die wiederum von der Anzahl der be-



**Abb. 4.2:** Beispiele analysierter Pulsprofile und ihrer Zerlegungen in die symmetrischen Beiträge der einzelnen Pole. In den Schaubildern in der oberen Reihe sind die gemessenen Zählraten in jeweils 60 Phasenbins als Kreuze mit der Breite eines Phasenbins und der Höhe des geschätzten statistischen Fehlers ( $\pm \sigma$ ) dargestellt. Die durchgezogenen Kurven repräsentieren die aus den in der Analyse verwendeten Fourierreihen mit jeweils 32 Fourierkoeffizienten zurücktransformierten Pulsprofile. Der maximale Fluss der Pulsprofile ist auf eins normiert. Der Energiebereich der Pulsprofile ist jeweils ganz oben angegeben. Die Energieabhängigkeit ist typisch für Pulsprofile des main-on-Zustands. In den mittleren und unteren Schaubildern sind die Zerlegungen der Pulsprofile in Einpol-Pulsprofile mit Symmetriepunkten bei  $\Phi_1 \approx 95^\circ$  ( $\phi \approx 0.26$ ) und  $\Phi_1 + \Delta$  mit  $\Delta \approx 9^\circ$  ( $\phi \approx 0.29$ ) dargestellt. Die Summe der Einpol-Pulsprofile ergibt exakt das Pulsprofil im jeweiligen oberen Schaubild.

trachteten Fourierkoeffizienten abhängt. So wird auf jeden kritischen Wert von  $\Delta$  eine Kästchengrenze gelegt, der größte Abstand zweier benachbarter Kästchen ist jedoch ebenfalls typischerweise  $1^\circ$ . Innerhalb jedes dieser höchstens  $1^\circ \times 1^\circ$  großen Kästchen werden dann an äquidistanten Punkten die symmetrischen Einpolpulse berechnet. Die Anzahl dieser Punkte ist dabei so gewählt, dass sich die Einpol-Pulsprofile benachbarter Punkte nur geringfügig voneinander unterscheiden. So ist sichergestellt, dass die Veränderungen der Einpol-Pulsprofile an den betrachteten Punkten innerhalb eines Kästchens von Punkt zu Punkt stetig sind. Erfahrungsgemäß ist hierfür eine Unterteilung der einzelnen Kästchen in  $30 \times 30$  Punkte ausreichend. Diese Einpol-Pulsprofile werden dann nach der Anzahl ihrer ausgeprägten Maxima

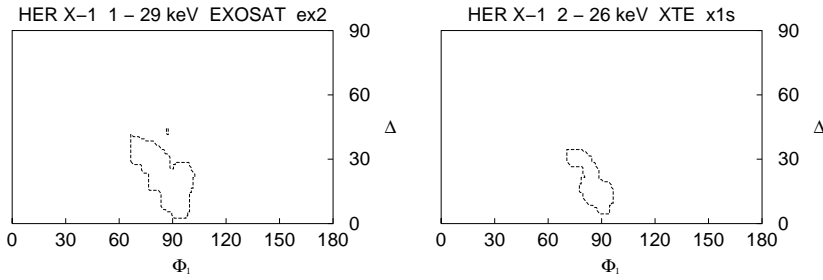


bewertet. Dabei gilt als ein ausgeprägtes Maximum, wenn die Höhendifferenzen zwischen dem Maximum und den benachbarten Minima größer als ein bestimmter Wert sind. So wird in jedem Kästchen diejenige Zerlegung bestimmt, welche die geringste Anzahl an Maxima aufweist, und deren Maxima am wenigsten ausgeprägt sind. Man erhält so für jedes Kästchen eine Zerlegung, deren Einpol-Pulsprofile unter allen anderen in diesem Kästchen diejenigen sind, welchen am wenigsten moduliert sind und die einfachste Form besitzen. Diese Bewertung der Einpol-Pulsprofile entspricht dem Kriterium 2 von Abschnitt 3.2.1. Im folgenden werden dann nur noch diese Vertreter der Kästchen betrachtet. Es werden dann alle diejenigen Kästchen aussortiert, deren Einpol-Pulsprofile der Vertreter ein negatives absolutes Minimum besitzen (Kriterium 1). Die anderen Kästchen werden als positiv gekennzeichnet. Es wird dann für jedes Kästchen überprüft, ob die Kästchen entsprechender Bereiche von Symmetriepunkten von Pulsprofilen in einem anderen Energiebereich ebenfalls alle positiv sind (Kriterium 3). Ist dies nicht der Fall, so werden auch diese Kästchen aussortiert. Bei der simultanen Analyse mehrerer Pulsprofile muss jedoch berücksichtigt werden, dass aufgrund der beschränkten zeitlichen Auflösung und den statistischen Fehlern für Pulsprofile verschiedener Beobachtungen bzw. Energiebereiche u.U. etwas verschiedene Symmetriepunkte bestimmt wurden. Die Vertreter der dann noch verbliebenen Kästchen müssen dann untereinander verglichen werden. Dazu gibt es verschiedene Verfahrensweisen, die jedoch alle mehr oder weniger von Hand bzw. per Auge überprüft werden müssen.

Abhängig von der Anzahl morphologisch unterschiedlicher Pulsprofile, deren Komplexität und deren Anteil an konstantem ungepulstem Fluss gibt es eine gewisse Anzahl Symmetriepunktepaare, deren entsprechende Einpol-Pulsprofile allesamt den in Abschnitt 3.2.1 geforderten Kriterien entsprechen.

Zunächst wurde die Methode simultan auf die insgesamt 103 Pulsprofile der 15 Beobachtungen des *main-on* angewandt. Die Pulsprofile der *turn-on*-Beobachtung werden in Abschnitt 4.3.2 getrennt behandelt.

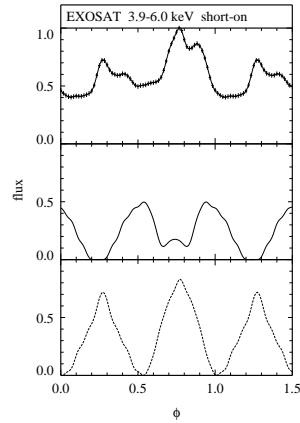
Aufgrund der großen Anzahl morphologisch unterschiedlicher Pulsformen und der Tatsache, dass alle Pulsprofile einen relativ geringen Anteil an ungepulstem (konstantem) Fluss besitzen, führen die Kriterien, dass die Einpol-Pulsprofile überall positiven Fluss besitzen und zu der Energieabhängigkeit der Pulsprofile konform sein müssen (Kriterium 1 und 3 in Abschnitt 3.2.1) zum Ausschluss von etwa 90% des gesamten Parameterraumes der möglichen Symmetriepunkte  $\Phi_1$  und  $\Phi_1 + \Delta$ . In Abbildung 4.3 sind als Beispiele die Bereiche des Parameterraums dargestellt, an denen für alle Pulsprofile einer



**Abb. 4.3:** Bereiche der Symmetriepunktepaare, an denen Einpol-Pulsprofile mit nicht negativem Fluss für die Pulsprofile einer Beobachtung existieren.

Beobachtung von EXOSAT (linkes Schaubild) und RXTE (rechtes Schaubild) Zerlegungen in Einpolpulse mit nicht negativem Fluss existieren.

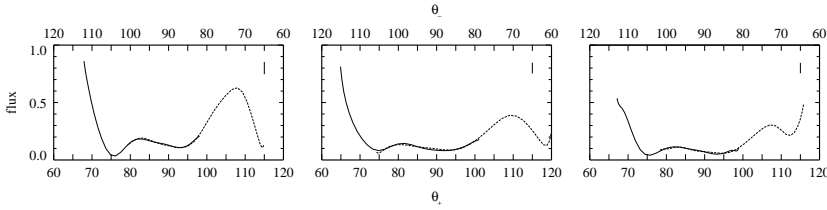
Nach weiterem Aussortieren von Zerlegungen bzw. Einpol-Pulsprofilen, die eine qualitativ zu komplizierte Form besitzen, als dass sie mit der Annahme zweier voneinander unabhängiger Emissionsregionen vereinbar sind (Kriterium 2), bleiben lediglich Zerlegungen eines Typs übrig, deren Symmetriepunkte im Rahmen der zeitlichen Auflösung der Pulsprofile in etwa gleich sind. Darüber hinaus unterscheiden sich deren Formen nicht mehr voneinander als die der Pulsprofile selbst. Schließlich besitzen die Einpol-Pulsprofile dieselbe graduelle Energieabhängigkeit wie die Pulsprofile. Es sind somit akzeptable Zerlegungen in einem kleinen Bereich von  $\Phi_1$  und  $\Phi_1 + \Delta$  gefunden, die alle vom gleichen Typ sind. Variiert man die Werte der Symmetriepunkte einer Zerlegung, so sind bei kleinen Abweichungen von den gefundenen besten Werten die Zerlegungen immer noch ähnlich, werden aber mit zunehmender Abweichung komplizierter bis sie schließlich die physikalischen Kriterien nicht mehr erfüllen. Eine systematische Variation der gefundenen besten Werte der Symmetriepunkte mit der 35-d-Phase, wie sie durch eine freie Präzession des Neutronensterns verursacht werden würde, wird nicht beobachtet. Ebenso ist auch keine Korrelation mit der Energie erkennbar. In den unteren Schaubildern von Abb. 4.2 sind die Zerlegungen der typischen Pulsprofile der jeweils oberen Schaubilder dargestellt. Der unmodulierte Fluss ist auf die Einpol-Pulsprofile verteilt, wie es im zweiten Schritt der Analyse bestimmt wurde. Aus den Einpol-Pulsprofilen ist zu sehen, dass die Veränderung der Pulsformen mit der Energie in erster Linie durch die Variation des Beitrags der zweiten Emissionsregion in den untersten Schau-



**Abb. 4.4:** Pulsprofil einer EXOSAT Beobachtung während des *short-on*-Zustands (Kahabka 1987) und die Zerlegung in symmetrische Beiträge der Emissionsregionen. Die Anordnung der Schaubilder und die Bedeutung der Symbole sowie die Normierung sind dieselben wie in Abb. 4.2.

bildern (gestrichelte Kurve) verursacht wird, bei der mit zunehmender Energie über 10 keV eine zusätzliche Spitze in Erscheinung tritt. Dagegen ändert sich die Form der anderen Komponente nur wenig. Interessanterweise sind die mit dieser Methode gewonnenen Beiträge der Emissionsregionen ihrer Form nach sehr ähnlich zu denen, die Panchenko & Postnov (1994) aus den in Abschnitt 2.4 erwähnten Modellrechnungen erhalten. Ähnlich aussehende Komponenten wurden ebenso von Kahabka (1987) bei dem Versuch erhalten, die beobachteten Pulsprofile mit drei bis fünf Gaußkurven, einer sinusförmigen Komponente und einem konstanten Fluss zu modellieren.

Eine Erweiterung der Analyse auf die Pulsprofile des *short-on* und des *turn-on* liefert ebenfalls akzeptable Zerlegungen in dem selben Bereich der Werte der Symmetriepunkte wie im *main-on*. Da sich die Pulsprofile des *short-on* jedoch deutlich von denen des *main-on* unterscheiden, sehen ihre Zerlegungen entsprechend anders aus. Ein Beispiel eines typischen Pulsprofils des *short-on* und seiner Zerlegung ist in Abb. 4.4 gegeben.



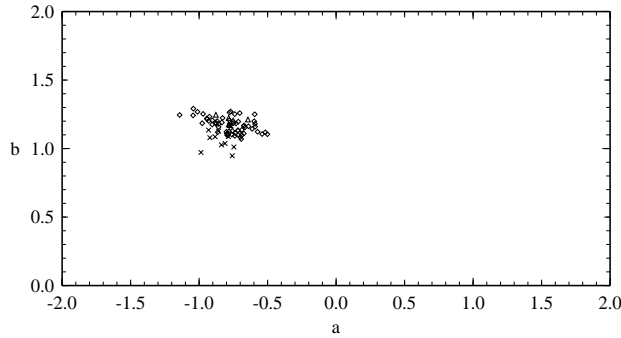
**Abb. 4.5:** Rekonstruierte Strahlungscharakteristik der Pulsprofile und deren Zerlegungen aus Abb. 4.2 in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel  $\theta$  zwischen den lokalen Magnetfeldachsen und der Beobachtungsrichtung. Der typische Fehler ( $2\sigma$ ) ist jeweils durch einen Balken in der rechten oberen Ecke dargestellt. Die Zweideutigkeit der Lösungen ist jeweils durch die untere ( $\theta_+$ ) und obere ( $\theta_-$ ) x-Achse angezeigt. Die Skalen der x-Achse ergeben sich für einen Beobachtungswinkel von  $\Theta_0 = 83^\circ$ .

### 4.2.2 Suche nach einem Überlappungsbereich

Um zu untersuchen, ob die Strahlungscharakteristiken der beiden Emissionsregionen näherungsweise identisch sind und ob es einen Überlappungsbereich der Sichtwinkel auf die beiden Pole gibt, wurde im zweiten Schritt der Analyse eine Fitprozedur auf die im ersten Schritt gefundenen Zerlegungen angewandt. Dabei wurden für die 62 Pulsprofile von 8 *main-on*-Beobachtungen Fitparameter  $a$ ,  $b$  gefunden, zu denen sich die beiden Kurven der jeweiligen Zerlegung in dem entsprechenden Überlappungsbereich unter Berücksichtigung des statistischen Fehler der Beobachtungsdaten erstaunlich gut decken.

Als Beispiel hierfür sind in Abb. 4.5 die entsprechend den Gleichungen (3.41) und (3.42) transformierten Einpol-Pulsprofile aus Abb. 4.2 dargestellt. In den Schaubildern jeweils rechts oben ist der typische Fehler  $2\sigma$  durch einen Balken angedeutet, wie er ausgehend von den statistischen Fehlern der Daten durch Fehlerfortpflanzung berechnet wurde. Der Bereich, in dem sich die Kurven jeweils überlappen, entspricht den Werten der Sichtwinkel  $\theta$ , unter denen beide Emissionsregionen (zu verschiedenen Phasen  $\phi$ ) während einer Umdrehung des Neutronensterns gesehen werden.

Die Werte aller 62 Fitparameterpaare ( $a$ ,  $b$ ) sind in Abb. 4.6 als Rauten dargestellt. Ihre Werte fallen alle in den relativ kleinen Bereich  $-1.14 < a < -0.5$  und  $1.07 < b < 1.29$ . Für  $\Delta$  ergibt sich  $6.11 < \Delta < 16.39$ . Die entsprechen-



**Abb. 4.6:** Die besten Werte der Fitparameter  $a$  und  $b$  von 62 Pulsprofilen des *main-on* (Rauten), und der Fitparameter von 15 Pulsprofilen zu späten Phasen des *main-on*, bei denen eine Skalierung der relativen Intensitäten der beiden Einpol-Pulsprofile zugelassen wurde (Kreuze), sowie weiterer 5 Pulsprofile der *turn-on* Beobachtung (Dreiecke).

den Mittelwerte sind

$$\begin{aligned}
 a &= -0.7753 \pm 0.1336 , \\
 b &= 1.1725 \pm 0.0558 , \\
 \text{und } \Delta &= 9.7473^\circ \pm 1.6972^\circ .
 \end{aligned}$$

Nach Einführung eines Skalierungsfaktors als eines zusätzlichen Fitparameters, der einen möglichen Helligkeitsunterschied der Emissionsregionen berücksichtigt, konnten akzeptable Fits für die 15 Pulsprofile von drei weiteren *main-on*-Beobachtungen erzielt werden. Diese Pulsprofile sind in Abschnitt 4.3.3 ausführlich behandelt. Die Werte ihrer Fitparameter sind in Abb. 4.6 als Kreuze dargestellt. Dagegen konnten für die Pulsprofile von lediglich vier Beobachtungen im *main-on* keine zufriedenstellenden Fits erzielt werden. Diese Beobachtungen fanden alle zu späten Phasen des *main-on* statt, in denen die Helligkeit der Quelle bereits auf weniger als 60% der maximalen Helligkeit des entsprechenden 35-d-Zyklus gesunken war.

Für die Zerlegungen der Pulsprofile des *short-on* konnten in keinem Fall überzeugende Fits erzielt werden. Hinzu kommt, dass die besten Werte der Fitparameter sogar für die Zerlegungen der Pulsprofile einer Beobachtung voneinander verschieden sind und dass sie unterschiedlich zu den Fitparametern sind, die für die *main-on*-Beobachtungen gefunden wurden.

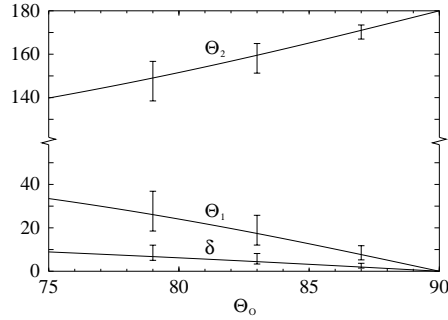
### 4.2.3 Die Geometrie von Her X-1

#### Relative Lage der Magnetpole

Mit den für den Überlappungsbereich bestimmten Fitparametern  $a$  und  $b$  ist durch die Gleichungen (3.45), (3.46) und (3.7) die relative Lage der magnetischen Pole zur Rotationsachse in Abhängigkeit von der Beobachtungsrichtung  $\Theta_O$  gegeben. Dieser Zusammenhang ist für die Mittelwerte der Fitparameter  $a$  und  $b$ , sowie den Mittelwert von  $\Delta$  in Abb. 4.7 dargestellt. Unter der Annahme, dass der Beobachtungswinkel  $\Theta_O$  der Inklination  $i$  des Systems entspricht, und unter der Annahme von  $i = 83^\circ (\pm 4^\circ)$  (Kunz 1996a), ergibt sich für die Polarwinkel der magnetischen Pole  $\Theta_1 \approx 18^\circ$  und  $\Theta_2 \approx 159^\circ$ . Zusammen mit  $\Delta \approx 10^\circ$  ergibt sich ein *offset* der Pole von  $\delta \lesssim 5^\circ$  (siehe Abb. 3.2). Dieser kleine Wert von  $\delta$  bestätigt die Annahme, dass eine recht kleine Störung des magnetischen Dipolfelds ausreichend dafür ist, die deutliche Asymmetrie der Pulsprofile von Her X-1 zu erklären. Die Fehlerbalken bei  $\Theta_O = 83^\circ \pm 4^\circ$  in Abb. 4.7 deuten an, wie wenig die besten Werte der Fitparameter für die verschiedenen Pulsprofile variieren. Die Annahme, dass der Beobachtungswinkel  $\Theta_O$  der Inklination  $i$  des Systems entspricht, sollte bei dem relativ alten System Her X-1/HZ Her zumindest näherungsweise erfüllt sein, da sich, wie bereits in Abschnitt 3.2.2 erwähnt, durch den Drehimpulsübertrag bei der Akkretion die Rotationsachsen des Neutronensterns und seines optischen Begleiters langfristig parallel zueinander ausrichten.

#### Sichtwinkel auf die Magnetpole

Die bisher nur durch die Hilfsvariable  $q'$  ausgedrückte Strahlungscharakteristik kann nun mit Hilfe der Gleichung (3.48) in Abhängigkeit vom Sichtwinkel  $\theta$  auf die magnetischen Pole geschrieben werden. Die Zweideutigkeit bei der Bestimmung der Strahlungscharakteristik ist durch die verschiedenen Skalen der unteren ( $\theta_+$ ) und oberen ( $\theta_-$ ) x-Achse in Abb. 4.5 angedeutet. Die Strahlungscharakteristik der Emissionsregionen ist in dem Bereich  $66^\circ < \theta_+ < 116^\circ$  bzw.  $64^\circ < \theta_- < 114^\circ$  (für  $\Theta_O = 83^\circ$ ) rekonstruiert worden. Außerhalb dieser Winkelbereiche von  $\theta_+$  bzw.  $\theta_-$  sind die Emissionsregionen für einen Beobachter unter  $\Theta_O = 83^\circ$  nicht sichtbar. Durch die in Abschnitt 4.3.3 beschriebene Analyse der Entwicklung der Pulsprofile während des 35-d-Zyklus ergibt sich die Möglichkeit, zwischen den beiden Lösungen zu unterscheiden. Die Ergebnisse dieser Analyse deuten darauf hin, dass die  $\theta_+$ -Lösung die korrekte Lösung ist.



**Abb. 4.7:** Relative Lage der magnetischen Pole zur Rotationsachse, gegeben durch ihre Polarwinkel  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$  und den offset  $\delta$  wie in Abb. 3.2 dargestellt, in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel  $\Theta_O$ . Die dargestellten Kurven für  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  ergeben sich aus den Mittelwerten der Fitparameter  $a$  und  $b$ , die für jedes Pulsprofil unabhängig voneinander bestimmt sind. Die Kurve für  $\delta$  ist aus den Mittelwerten von  $a$ ,  $b$  und  $\Delta$  bestimmt. Unter der Annahme von  $\Theta_O = i = 83^\circ$  ergibt sich  $\Theta_1 \approx 18^\circ$ ,  $\Theta_2 \approx 159^\circ$ , und  $\delta \lesssim 5^\circ$ . Alle Kurven von  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$  und  $\delta$  für die jeweils unabhängig voneinander bestimmten Fitparameter  $a$ ,  $b$  und  $\Delta$  liegen innerhalb der Balken bei  $\Theta_O = i = 83^\circ \pm 4^\circ$ .

### 4.3 Interpretation der Ergebnisse

Die Ergebnisse der Analyse zeigen, dass die Pulsprofile von Her X-1 mit der Annahme erklärt werden können, dass die Strahlungscharakteristiken der Emissionsregionen jeweils symmetrisch und näherungsweise gleich sind. Der Grund für die Asymmetrie der beobachteten Pulsprofile ist ein leicht gestörtes magnetisches Dipolfeld. Wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben ist, erlaubt es die Analyse nicht, zwischen exakter Symmetrie und geringer Asymmetrie der Strahlungscharakteristiken zu unterscheiden. In diesem Fall kann die rekonstruierte Strahlungscharakteristik jedoch als eine über die Azimutalwinkel der Emissionsregionen gemittelte Strahlungscharakteristik angesehen werden. Eine starke Asymmetrie der Strahlungscharakteristik scheint aufgrund der Ergebnisse aus dem ersten Schritt der Analyse unwahrscheinlich zu sein. Denn eine hauptsächlich durch asymmetrische Emission an den Polen verursachte deutliche Asymmetrie der Pulsprofile kann i.a. nicht durch gegeneinander verrückte Emissionsregionen mit symmetrischer Strahlungsverteilung simuliert werden, da es äußerst unwahrscheinlich ist, dass eine bestimmte Wahl der geometrischen Verrückung der Emissionsregionen ein-

fache und glatte, (falsche) symmetrische Beiträge in vielen verschiedenen Energiebereichen und für verschiedene Leuchtkräfte der Quelle mit den jeweils verschiedenen asymmetrischen Pulsprofilen liefert.

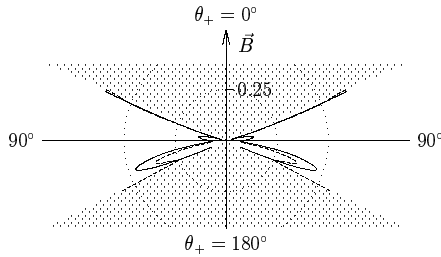
Im folgenden werden die mit der Methode erzielten und in Abschnitt 4.2 vorgestellten Ergebnisse interpretiert. In Abschnitt 4.3.1 wird die Strahlungscharakteristik und die daraus berechnete lokale Emissionscharakteristik einer Punktquelle an den Polen diskutiert. Darüber hinaus wird untersucht, welche Bedingungen an die Geometrie der Emissionsregionen aus den Beobachtungswinkeln gestellt werden können. Zur Untersuchung der Energieabhängigkeit werden die Strahlungscharakteristiken als winkelabhängige Spektren dargestellt. Ergebnisse der Analyse von Pulsprofilen zu verschiedenen Phasen des *main-on*, aus denen sich Hinweise auf ein mögliches konsistentes Modell zur Erklärung der typischen Veränderungen der Pulsprofile und der verschiedenen spektralen Eigenschaften der Quelle während der 35-d-Phase ergeben, werden in Abschnitt 4.3.3 vorgestellt. Schließlich werden in Abschnitt 4.3.4 Pulsprofile aus der Strahlungscharakteristik berechnet, wie sie unter verschiedenen Beobachtungswinkeln registriert werden können. Diese Pulsprofile können Aufschluss über die Bestrahlung der Akkretionsscheibe und des Begleitsterns durch die Röntgenquelle geben und zusammen mit optischen Beobachtungen des Systems Hinweise auf die Geometrie der Akkretionsscheibe liefern.

### 4.3.1 Strahlungscharakteristik

Um die Strahlungscharakteristik besser mit phänomenologischen Modellen vergleichen zu können, sind in Abb. 4.8 die  $\theta_+$ -Lösungen der Strahlungscharakteristiken in den Energiebereichen 6.0 – 8.3 keV (durchgezogene Kurve) und 20.0 – 23.0 keV (gestrichelte Kurve) aus Abb. 4.5 als Polardiagramm mit der magnetischen Achse ( $\theta = 0^\circ$ ) als Symmetrieachse dargestellt. Im Überlappungsbereich sind nur die Mittelwerte der Beiträge der beiden Emissionsregionen dargestellt. Die Strahlungscharakteristiken wurden jeweils so normiert, dass die in den gesamten sichtbaren Bereich emittierte Leistung den Wert eins besitzt. Durch Umdrehen der Richtung der magnetischen Achse ergeben sich die  $\theta_-$ -Lösungen. In den schattierten Bereichen des Sichtwinkels  $\theta$  ist keine Information über die Strahlungscharakteristik vorhanden.

Die Tatsache, dass die Emissionsregionen unter Winkeln von über  $116^\circ$  sichtbar sind, kann auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden. Zum einen kann davon ausgegangen werden, dass die Polkappen eine laterale Ausdehnung



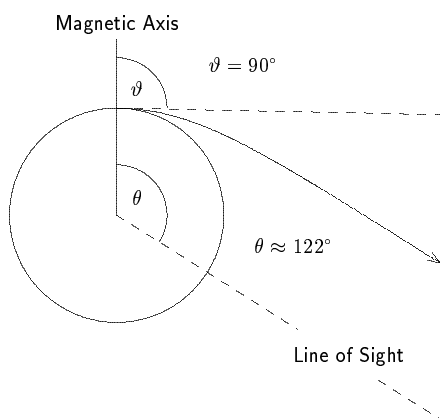


**Abb. 4.8:** Polardiagramm der Strahlungscharakteristiken in den Energiebereichen 6.0–8.3 keV (durchgezogene Kurve) und 20.0–23.0 keV (gestrichelte Kurve) aus Abb. 4.5.  $\theta_+ = 0^\circ$  ist die Richtung der magnetischen Achse.

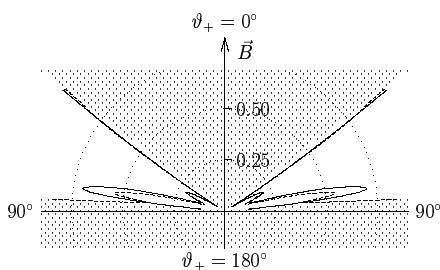
entlang der Oberfläche besitzen. So wird in vielen Emissionsmodellen davon ausgegangen, dass die Polkappe einen halben Öffnungswinkel von  $\alpha \approx 5^\circ$  besitzt (siehe Abschnitt 2.4). Zum anderen kann Strahlung in einer bestimmten Höhe über der Oberfläche aus der Akkretionssäule emittiert werden. In jedem Fall wird die Sichtbarkeit der Emissionsregionen durch relativistische Lichtablenkung in der Nähe der Neutronensternoberfläche zusätzlich beeinflusst. Um eine Vorstellung von dem Effekt der Lichtablenkung zu erhalten, kann man sich die Emission von einer hypothetischen Punktquelle am Pol ausgehend vorstellen. Mit einer Annahme über das Verhältnis des Radius des Neutronensterns  $r_n$  zu seinem Schwarzschildradius  $r_s$  kann dann der Beobachtungswinkel  $\theta$ , (unter dem ein weit entfernter Beobachter die Strahlung sieht,) in den intrinsischen Winkel  $\vartheta$ , unter dem die Strahlung von der Punktquelle emittiert wird, transformiert werden. In Abb. 4.9 ist der Effekt der Lichtablenkung auf ein Photon illustriert, das von einem Punkt auf der Oberfläche eines Neutronensterns mit  $r_n/r_s = 2.8$  unter einem Winkel von  $\vartheta = 90^\circ$  tangential zur Oberfläche emittiert wird. Dieses Photon wird von einem entfernten Beobachter unter dem Winkel  $\theta \approx 122^\circ$  registriert.

In Abb. 4.10 ist gezeigt, wie diese Transformation die asymptotischen Strahlungscharakteristiken in Abb. 4.8 für  $r_n/r_s = 2.8$  verändert. Es zeigt auch, dass es bei der Modellierung der Emissionsregionen notwendig ist, den Effekt der Lichtablenkung zu berücksichtigen.

Wie in Abschnitt 3.2.3 erläutert, können aus dem rekonstruierten, maximalen Sichtwinkel auf eine Emissionsregion Bedingungen für deren geometrische Ausdehnung abgeleitet werden. Im Gegensatz zu der bei dem XRP Cen X-3



**Abb. 4.9:** Effekt der gravitativen Lichtablenkung auf ein Photon, das von einem Punkt auf der Oberfläche eines Neutronensterns unter einem Winkel von  $\vartheta = 90^\circ$  zur Oberflächennormalen emittiert wird. Ein weit entfernter Beobachter registriert das Photon unter einem größeren Winkel  $\theta$ . Die dargestellte Photonenbahn ist für einen Neutronenstern mit  $r_n/r_s = 2.8$  berechnet worden.



**Abb. 4.10:** Polardiagramm der intrinsischen Emissionscharakteristiken einer hypothetischen Punktquelle an einem magnetischen Pol für  $r_n/r_s = 2.8$ , aus den asymptotischen Strahlungscharakteristiken in Abb. 4.8.

gefundenen Geometrie (siehe Abschnitt 5.1.6) lassen sich jedoch aus dieser Untersuchung von Her X-1 für realistische Werte von  $r_n/r_s$  keine Bedingungen für die Ausdehnung seiner Emissionsregionen ableiten.

Alle aus der Analyse erzielten Strahlungscharakteristiken der verschiedenen Beobachtungen sind grundsätzlich sehr ähnlich und besitzen die gleiche Energieabhängigkeit. Lediglich die relativen Größen einzelner Merkmale der Strahlungscharakteristik können von Beobachtung zu Beobachtung variieren. Die in Abb. 4.8 gezeigten Strahlungscharakteristiken können als repräsentativ für alle aus den verschiedenen Beobachtungen erzielten Strahlungscharakteristiken angesehen werden. Die Strahlungscharakteristik besitzt demnach eine in Richtung der Magnetfeldachse zunehmende Komponente. Im Bereich der größten Winkel des sichtbaren Bereichs besitzt der Fluss ein Maximum bei  $\theta_+ \approx 108^\circ$ . Diese beiden dominierenden Komponenten können jeweils als *pencil-* und *fan-beam* interpretiert werden. Mit zunehmender Energie verringert sich die relative Größe der *fan-beam* Komponente. Bei  $\theta_+ \approx 80^\circ$  tritt eine weitere, relativ kleine Komponente in Erscheinung. Über 15 keV besitzt die Strahlungscharakteristik eine zusätzliche Komponente bei  $\theta_+ > 114^\circ$ . Diese entspricht der mit zunehmender Energie immer größer in Erscheinung tretenden zusätzlichen Komponente der 2. Einpol-Pulsprofile (gestrichelte Kurve in den unteren Schaubildern von Abb. 4.2). Diese Komponente scheint oberhalb von etwa 28 keV gegenüber den anderen Komponenten zu dominieren, und könnte daher für die Verbreiterung des Hauptpulses im Pulsprofil verantwortlich sein, die von verschiedenen Autoren in diesem Energiebereich beobachtet wurde (Soong 1990a, Kuster 1998). Das Auftreten einer solchen Komponente in diesem Energiebereich deutet auf einen möglichen Zusammenhang mit Zyklotronresonanzeffekten hin. Unglücklicherweise waren die Energieauflösung und die Statistik der Daten, die bei der Analyse zur Verfügung standen und die den Energiebereich oberhalb von 30 keV abdecken, nicht gut genug, um einen Einblick in diese Eigenschaften der Strahlungscharakteristik zu ermöglichen.

Die Strahlungscharakteristik beschreibt den Photonfluss als Funktion des Sichtwinkels  $\theta$  in jeweils verschiedenen Energiebereichen. Die Ergebnisse der Analyse können jedoch auch als Spektren dargestellt werden, die den Fluss in Abhängigkeit von der Energie für jeweils verschiedene Sichtwinkel beschreiben. Das linke obere Schaubild der Abb. 4.11 zeigt 12 Strahlungscharakteristiken in Energiebereichen zwischen 0.92 und 26.0 keV, wie sie aus der Analyse von Pulsprofilen einer EXOSAT Beobachtung (Kahabka 1987) erzielt wurden. Da bei der Extraktion der Pulsprofile aus den Roh-

daten die Response der Detektoren nicht berücksichtigt ist, ist der Fluss aller Strahlungscharakteristiken bei einem beliebig gewählten Sichtwinkel  $\theta_+ \approx 90^\circ$  normiert worden. Daher besitzen alle Kurven in Abb. 4.11 bei dem durch einen Pfeil gekennzeichneten Normierungswinkel den gleichen Wert. Der sichtbare Winkelbereich ist in vier Sektionen unterteilt, in denen sich jeweils die Hauptmerkmale der Strahlungscharakteristiken befinden. So lässt sich z.B. die Sektion I (kleines  $\theta$ ) dem *pencil-beam* zuordnen, Sektion III (großes  $\theta$ ) ist der *fan-beam*. Die anderen Schaubilder in Abb. 4.11 zeigen die Spektren bei verschiedenen Sichtwinkeln  $\theta_+$  in den einzelnen Sektionen. Aufgrund der Normierung ist das Spektrum an dem Normierungswinkel eine horizontale Linie, und alle anderen Spektren sind in Bezug auf dieses spezielle Spektrum zu betrachten. Jedes Spektrum enthält zwei Kurven, die jeweils den ME-Argon und ME-Xenon Proportionalzählern von EXOSAT zugeordnet sind. Vergleicht man die Spektren in Abb. 4.11 so fällt sofort auf, dass die Spektren der *fan-beam* Komponente (Sektion III) sehr weich sind im Vergleich zu den Spektren der *pencil-beam* Komponente (Sektion I).

An dieser Stelle sollte bemerkt werden, dass es einen fundamentalen Unterschied zwischen dieser Art von Spektren und jenen gibt, die durch Pulsphasenspektroskopie gewonnen werden. Denn abhängig von der Geometrie und der Ausdehnung der Emissionsregionen wird während eines großen Teils einer Rotationsphase die Strahlung von beiden Emissionsregionen registriert werden (siehe Abschnitt 2.4). Zu einer bestimmten Pulsphase sind die beiden Emissionsregionen i.a. unter verschiedenen Winkeln sichtbar, und die Spektren der beiden Pole sind dann in den Pulsphasenspektren immer überlagert. Pulsphasenspektren von Her X-1 finden sich z.B. bei Soong et al. (1990b). Dagegen handelt es sich bei den sichtwinkelabhängigen Spektren um die Spektren einer Emissionsregion. Dennoch lassen sich Abschnitte der Strahlungscharakteristiken identifizieren, die für bestimmte Merkmale in den Pulsprofilen verantwortlich sind. Dann kann man die winkelabhängigen Spektren dieser Abschnitte mit Pulsphasenspektren zu den Phasen vergleichen, zu denen die entsprechenden Merkmale in den Pulsprofilen auftreten. Als Anhaltspunkt für das Verhalten von Pulsphasenspektren kann dabei auch die *hardness ratio* betrachtet werden, die das Verhältnis des Röntgenflusses bei hoher Energie zu dem bei niedriger Energie in den einzelnen Phasenbins angibt und daher direkt aus den energieabhängigen Pulsprofilen abgeleitet werden kann. So entspricht z.B. die *fan-beam* Komponente (Sektion III) der Strahlungscharakteristik den beiden Maxima des in Abb. 4.2 gestrichelt dargestellten Einpol-Pulsprofils um die Phasen 0.15 und 0.45, welche für die Schulter in

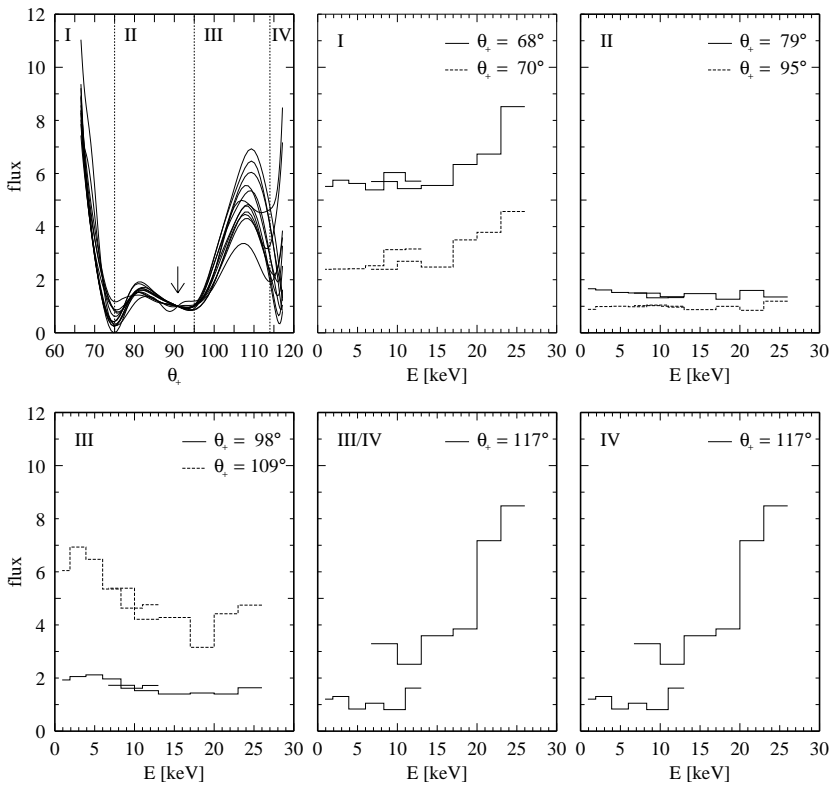
der steigenden Flanke und das zweite Maximum in der fallenden Flanke des Hauptpulses des Pulsprofils verantwortlich sind. Die *hardness ratio* in diesen Phasenbereichen des Pulsprofils ist relativ klein (siehe z.B. Deeter et al. 1998), was mit den weichen Spektren der Sektion III konsistent ist. Dagegen ist die *hardness ratio* am Maximum des Pulsprofils sehr hoch. Entsprechend sind die Spektren in den Sektionen I und IV ebenfalls relativ hart. Zu diesen Sektionen gehören jeweils das Maximum des durchgezogen dargestellten Einpol-Pulsprofils und das bei hoher Energie dominierende Maximum des gestrichelt dargestellten Einpol-Pulsprofils in Abb. 4.2.

In dem Bild der Strahlungscharakteristik als *fan-* plus *pencil-beam*-Konfiguration bedeutet dies, dass der *fan-beam* ein weiches Spektrum besitzt im Verhältnis zu dem *pencil-beam*, dessen Spektrum relativ hart ist. Besonders interessant ist das Auftreten des sehr harten Spektrums in Sektion IV. Berücksichtigt man die Lichtablenkung, so ist dies ungefähr die Richtung senkrecht zur Magnetfeldachse. Es liegt daher die Vermutung nahe, dass es sich bei dieser Komponente um Photonen handelt, die ursprünglich in Richtung des Magnetfelds emittiert und durch Zyklotronresonanzstreuung in die dazu senkrechte Richtung abgelenkt worden sind. Demnach wäre zu erwarten, dass die in der Strahlungscharakteristik zu kleinen Sichtwinkeln hin zunehmende Intensität bei noch kleineren Winkeln hin zur Magnetfeldachse wieder abnimmt. Der Ursprung der weichen *fan-beam* Komponente könnte möglicherweise das Reprozessierungsgebiet um den Fuß der Akkretionssäule auf der Neutronensternoberfläche sein. Das kleine Maximum bei etwas kleineren Sichtwinkeln könnte dann als Reflexion der Röntgenstrahlung an der Neutronensternoberfläche interpretiert werden.

Die eben beschriebenen Interpretationen der Eigenschaften der winkelabhängigen Spektren sind jedoch spekulativ und es sind auch andere Erklärungen denkbar.

### 4.3.2 Die Untersuchung des Turn-On

Im September 1997 wurde der Röntgenfluss während des *turn-on* von Her X-1 in einer zwei Tage langen kontinuierlichen Beobachtung mit RXTE gemessen. Die Lichtkurve dieser Beobachtung ist in Abb. 4.12 dargestellt. Geht man davon aus, dass der *turn-on* nur bei Orbitalphasen  $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.2$  oder  $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.7$  stattfindet, so beginnt dieser 35-d-Zyklus mit dem *main-on* bei  $\Phi_{\text{orb}} \approx 0.2$  (cf. Scott & Leahy 1999) bei MJD  $\approx 2450704.14$ , also am 13. September um etwa 3:30 UT. Die Lichtkurvenabschnitte gehören jeweils zu Satellitenorbits,



**Abb. 4.11:** Normierte Strahlungscharakteristiken in 12 verschiedenen Energiebereichen zwischen 0.92 und 26.0 keV (linkes oberes Schaubild) und Spektren zu verschiedenen Sichtwinkeln  $\theta_+$  (übrige Schaubilder) aus der Analyse der energieabhängigen Pulsprofile einer EXOSAT Beobachtung. Der Normierungswinkel  $\theta_+ \approx 90^\circ$  der Strahlungscharakteristiken ist durch einen Pfeil im linken oberen Schaubild angedeutet. Der Bereich der Sichtwinkel ist in Sektionen I-IV unterteilt, in denen sich jeweils die Hauptmerkmale der Strahlungscharakteristiken befinden. Zu jedem Spektrum gehören zwei Kurven entsprechend der ME-Argon und ME-Xenon Proportionalzähler von EXOSAT. Die Sektion und die Sichtwinkel der Spektren sind jeweils oben in den Schaubildern angegeben.

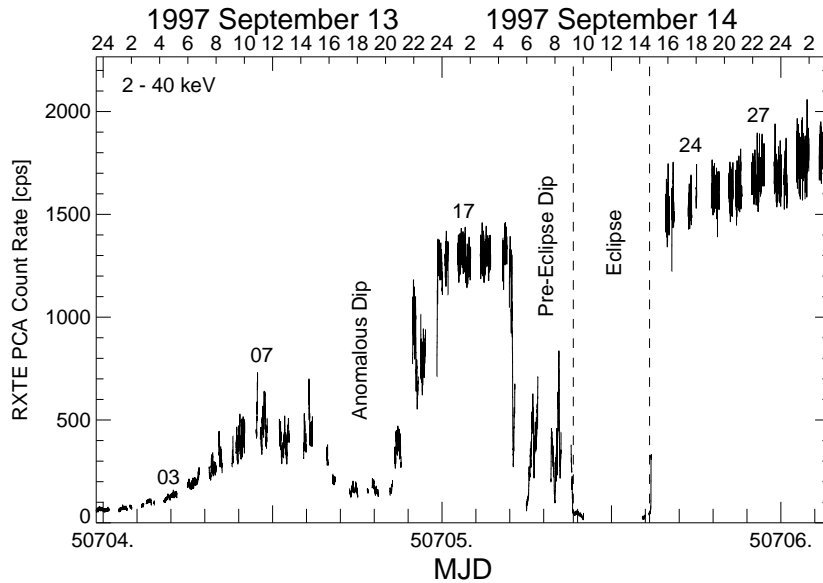
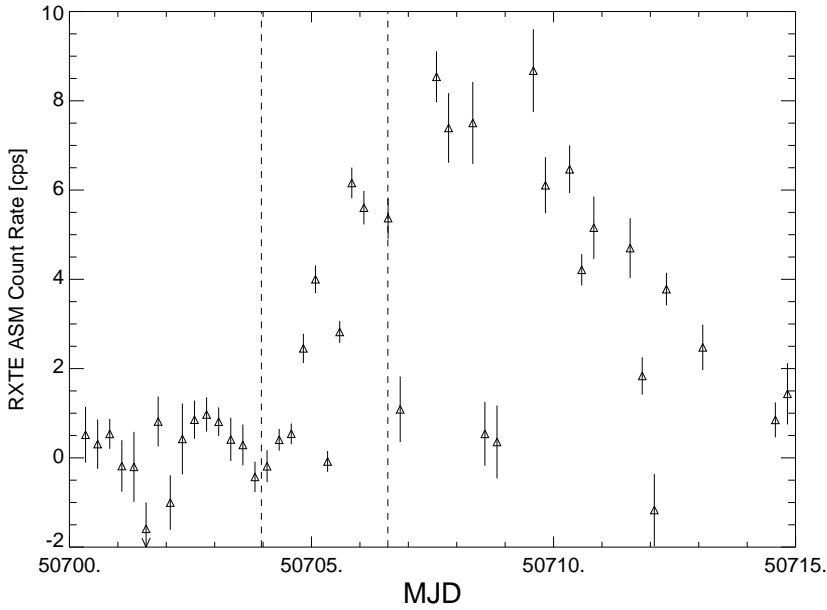


Abb. 4.12: *RXTE-PCA-Lichtkurve des turn-on im September 1997.*

deren Daten analysiert wurden (Kuster et al. 1998). Die Spektren weisen besonders zu Beginn des *turn-on* auf eine starke photoelektrische Absorption hin. Dagegen ändert sich das Pulsprofil nicht signifikant.

Die Analyse der Pulsprofile der in Abb. 4.12 nummerierten Lichtkurvenabschnitte ergab zwar mögliche Zerlegungen in Einpol-Pulsprofile, die verträglich mit den in Abschnitt 4.2.1 gefundenen Zerlegungen sind, jedoch konnte in keinem Fall ein akzeptabler Fit der Einpol-Pulsprofile in einem Überlappungsbereich gefunden werden. Dies ist analog zu den Beobachtungen des *short-on* und der lechtschwachen bzw. abklingenden Phase am Ende des *main-on*. Es liegt daher die Vermutung nahe, dass die Anwendbarkeit der Methode von dem Einfluss streuenden oder absorbierenden Materials in der Sichtlinie auf den Neutronenstern abhängig ist.

Tatsächlich endet die *turn-on* Lichtkurve in Abb. 4.12 bereits zu einem Zeitpunkt, zu dem die Helligkeit der Quelle erst etwa 2/3 der Maximalhelligkeit dieses 35-d-Zyklus erreicht hat. Dies ist aus der Lichtkurve in Abb. 4.13 des All-Sky-Monitors (ASM) auf RXTE ersichtlich (Wilms 1999). Bei der



**Abb. 4.13:** *RXTE-ASM-Lichtkurve des turn-on im September 1997. Der Ausschnitt zwischen den vertikalen gestrichelten Linien entspricht der PCA-Lichtkurve aus Abb. 4.12.*

Analyse einer weiteren Beobachtung bei etwa MJD 50707.3, über drei Tage nach dem *turn-on*, konnten auch für die Fits (Dreiecke in Abb. 4.6) gute Ergebnisse erzielt werden (siehe Anhang A). Vergleicht man die Pulsprofile dieser Beobachtung mit denen des 27. Orbits, so zeigt sich, dass insbesondere das Minimum zwischen dem Hauptpuls und dem Interpuls wesentlich niedriger und die Schulter in der ansteigenden Flanke weniger ausgeprägt sind. Während des *turn-on* trägt also in diese Phasenbereiche des Pulsprofils gestreute Strahlung wesentlich zum Fluss bei.

Ursache für das Auftreten von Streuung sind in erster Linie Teile der Akkretionsscheibe, die sich im Laufe der Präzession der Scheibe in die Sichtlinie zwischen Beobachter und Neutronenstern drehen. In dem Maß, in dem die Säulendichte entlang der Sichtlinie zunimmt, findet nicht nur verstärkt Abschwächung, also Streuung von Strahlung aus der Sichtlinie statt, sondern nimmt auch die Streuung von Röntgenstrahlung aus anderen Richtungen in

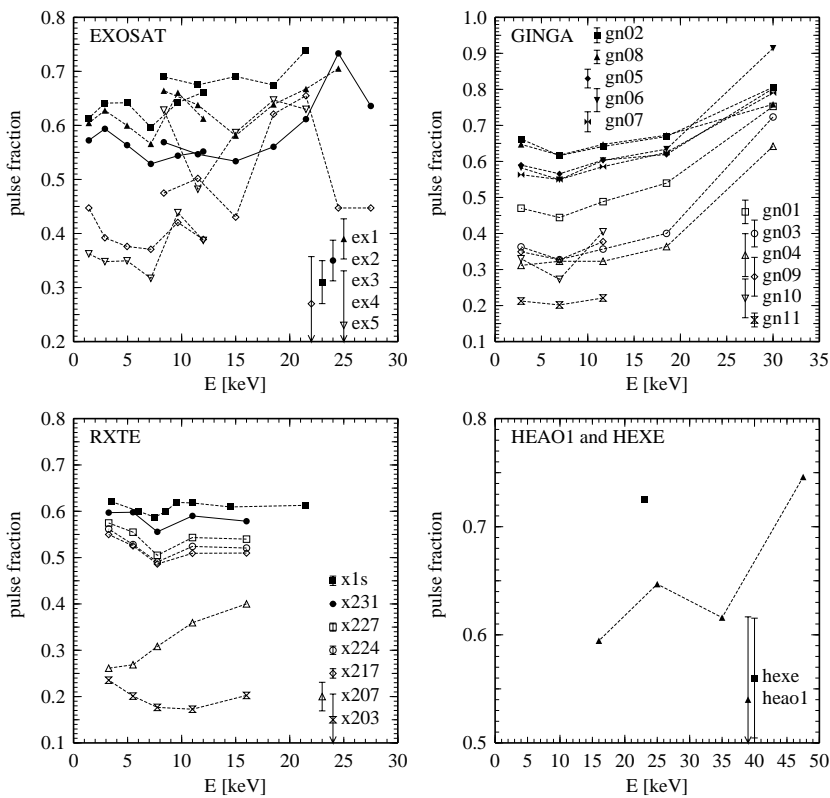


die Sichtlinie zu. Dies führt zu einem erhöhten Anteil an gestreutem Fluss in den Pulsprofilen und der gepulste Anteil\* (*pulsed fraction*) der Strahlung nimmt ab. Andere Prozesse, die zur Erhöhung des ungepulsten Flusses führen sind Reprozessierung der direkten Strahlung durch Materie in der Sichtlinie oder Reflexion von Strahlung an der Akkretionsscheibe (McCray et al. 1982). Das heißt, dass der gepulste Anteil ein Maß für den Anteil an Strahlung ist, der direkt von den Emissionsregionen kommt. Da die von den verschiedenen Streuprozessen bedingte Strahlung daher entweder überhaupt nicht gepulst ist, oder untereinander unkorreliert, und somit im Mittel wieder ungepulst ist, wird ein Pulsprofil mit einem großen Anteil an gestreutem Fluss einen kleinen gepulsten Anteil besitzen. Daher wird nicht zu erwarten sein, dass es aus einem Pulsprofil mit einem relativ geringen gepulsten Anteil möglich ist, die Strahlungscharakteristik der Emissionsregionen zu rekonstruieren. In Abb. 4.14 sind die gepulsten Anteile der Pulsprofile der verschiedenen Beobachtungen dargestellt. Die Pulsprofile, für die ein akzeptabler Fit gefunden werden konnte, sind darin als gefüllte Punkte gekennzeichnet. Dies sind gerade die mit einem relativ hohen gepulsten Anteil. Die Tatsache, dass bei der Analyse der Pulsprofile des *short-on*-Zustands und des *turn-on* der Quelle keine befriedigenden Fits gefunden werden konnten, kann aufgrund ihres relativ geringen gepulsten Anteils verstanden werden. Dies ist insbesondere bei den gepulsten Anteilen der *turn-on*-Pulsprofile im linken unteren Schaubild in Abb. 4.14 gut erkennbar, wo mit zunehmender Helligkeit der Quelle der gepulste Anteil der Pulsprofile x203 bis x231 stetig zunimmt.

Der gepulste Anteil, ab dem ein akzeptabler Fit der Einpol-Pulsprofile in einem Überlappungsbereich erzielt werden kann, ist für alle Beobachtungen vergleichbar und liegt, abhängig von der Energie, etwa bei einem Wert von 0.6. In den Kurven in Abb. 4.14 fällt auf, dass der gepulste Anteil der Beobachtungen ein Minimum bei etwa 7 keV besitzt. Dieses Minimum ist auf die ungepulste Emission von Eisen in der Akkretionsscheibe zurückzuführen, die daher zu einer Reduzierung des gepulsten Anteils des Pulsprofils bei dieser Energie führt.

---

\* gepulster Anteil =  $1 - \frac{\text{minimaler Fluss des Pulsprofils}}{\text{mittlerer Fluss des Pulsprofils}}$



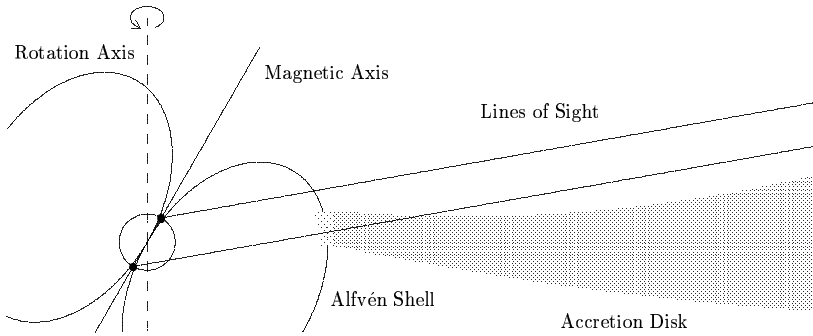
**Abb. 4.14:** Gepulster Anteil der Pulsprofile der verschiedenen Beobachtungen. Die gefüllten Symbole repräsentieren jeweils Pulsprofile des main-on-Zustands, für die die Strahlungscharakteristik mit der Methode rekonstruiert werden konnte. Die offenen Symbole repräsentieren Beobachtungen während des turn-on, der Abschwächungsphase des main-on und des short-on-Zustands, für die kein akzeptabler Fit in einem Überlappungsbereich erzielt werden konnte. Die typischen Fehler des gepulsten Anteils der Beobachtungen, die jeweils in der Legende angegeben sind, sind durch Fehlerfortpflanzung aus den statistischen Fehlern der Pulsprofile berechnet. Die gepulsten Anteile der Pulsprofile einer Beobachtung sind jeweils durch gestrichelte Linien miteinander verbunden. Die Minima der gepulsten Anteile bei etwa 7 keV sind auf die ungepulste Emission der Eisenlinie zurückzuführen.

### 4.3.3 Der 35-Tage-Zyklus von Hercules X-1

Die Entwicklung der Pulsprofile mit dem 35-d-Zyklus ist in einer Vielzahl von Arbeiten studiert worden (z.B. Kahabka 1987, Ögelman & Trümper 1988, Soong et al. 1990a, Scott 1993). In einer Zusammenfassung intensiver Beobachtungen mit dem Satelliten *Ginga* konnten Deeter et al. (1998) feststellen, dass die Änderungen des Pulsprofils über den gesamten 35-d-Zyklus systematisch sind. Zur Erklärung der Änderungen des Pulsprofils wurden verschiedenen Ansätze vorgeschlagen (z.B. Bai 1981, Trümper et al. 1986, Petterson et al. 1991). In diesem Abschnitt ist ein Szenario diskutiert, bei dem die Säulendichten entlang der Sichtlinien auf die beiden Emissionsregionen aufgrund einer teilweisen Bedeckung des Neutronensterns durch den inneren Rand der Akkretionsscheibe unterschiedlich sind. Dies resultiert in einer unterschiedlichen Abschwächung der Beiträge der beiden Emissionsregionen.

Wie im vorherigen Abschnitt 4.3.2 dargelegt ist, ändert sich das Pulsprofil von Her X-1 während des *turn-on* nicht signifikant (Kuster et al. 1998). Dagegen weisen die Spektren auf eine starke photoelektrische Absorption hin. Dies steht im Gegensatz zu dem temporalen und spektralen Verhalten der Quelle während des Abfallens der Röntgenhelligkeit gegen Ende des *main-on*, bei der sich die Pulsprofile systematisch verändern, die Spektren dagegen unverändert bleiben (siehe z.B. Deeter et al. 1998, und Literaturverweise darin). Das unterschiedliche spektrale Verhalten während des *turn-on* und dem Abflauen der Helligkeit am Ende des *main-on* lässt sich mittels einer verbogenen und gegen die Bahnebene verkippten, präzedierenden Akkretionsscheibe erklären (Schandl & Meyer 1994). Der *turn-on* tritt ein, wenn durch die Präzession der Akkretionsscheibe deren äußere Kante die Sichtlinie auf den Neutronenstern frei gibt. Der *main-on* endet, wenn sich die innere Kante der Akkretionsscheibe in die Sichtlinie dreht. Da das bedeckende Material an der Außenkante der Scheibe relativ kalt ist im Vergleich zu dem dichten Plasma am Innenrand, findet photoelektrische Absorption nur während des *turn-on* statt.

Mit dem Modell einer verbogenen Scheibe lassen sich auch die Eigenschaften der Pulsprofile bzgl. des 35-d-Zyklus erklären, wenn man die geometrischen Skalenhöhen der jeweils beteiligten Teile der Scheibe in Betracht zieht. Durch die relativ große vertikale Ausdehnung (senkrecht zur Scheibenebene) der Akkretionsscheibe am äußeren Rand ist dort der Dichtegradient relativ klein. Daher wird die Strahlung von den beiden Emissionsregionen jeweils



**Abb. 4.15:** Schematisches Bild der Situation während der Abschwächungsphase des *main-on*. Der innerste Teil der verbogenen Akkretionsscheibe kreuzt die Sichtlinie auf die Emissionsregion, die auf der zum Beobachter gegenüberliegenden Seite der Akkretionsscheibe liegt. Daher wird die Strahlung von dieser Emissionsregion signifikant mehr abgeschwächt als die Strahlung der anderen Emissionsregion. Die Skalenhöhe des inneren Scheibenrands ist vergleichbar zur Größe des Neutronensterns.

praktisch die gleiche Abschwächung erfahren, und das Pulsprofil wird sich während der frühen Phase des *main-on* nicht wesentlich ändern. Wenn auf der anderen Seite die Skalenhöhe der Innenkante der Scheibe mit der Größe des Neutronensterns vergleichbar ist, werden die Polregionen am Ende des *main-on* sukzessive bedeckt. Dann wird die Strahlung der einen Emissionsregion stärker abgeschwächt als die der anderen Emissionsregion, was zu einer Veränderung des Pulsprofils führt. Diese Situation ist in Abb. 4.15 schematisch dargestellt. Die unterschiedliche Abschwächung der Emission von den beiden Polregionen manifestiert sich somit auch in den Einpol-Pulsprofilen.

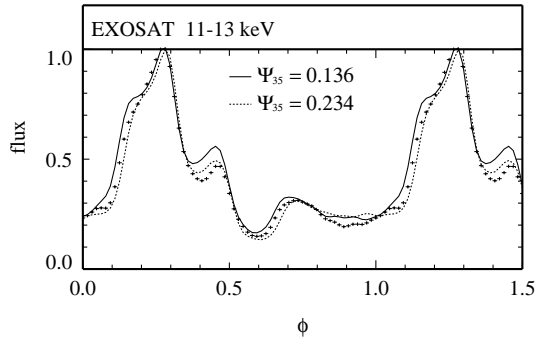
Für die Pulsprofile am Ende des *main-on* bedeutet dies, dass man bei der Fitprozedur die unterschiedliche Abschwächung der Einpol-Pulsprofile zu berücksichtigen hat. Daher wurde bei den Pulsprofilen des *main-on*, bei denen kein bzw. nur ein bedingt akzeptabler Fit erzielt wurde, ein weiterer Fitparameter eingeführt, der eine Skalierung der einzelnen Einpol-Pulsprofile erlaubt. Dies führt bei den 15 Pulsprofilen von 3 *main-on*-Beobachtungen, deren Fluss etwa 70% des typischen maximalen Flusses des *main-on* beträgt, zu einer deutlichen Verbesserung der quadratischen Abweichung  $\lambda_{\text{red}}^2$ <sup>†</sup> zwi-

<sup>†</sup>  $\lambda_{\text{red}}^2 = \frac{1}{N-\nu} \sum_{i=1}^N (f_1(i) - f_2(i))^2$ , wobei  $\nu$  die Anzahl der Fitparameter ist

schen den beiden Einpol-Pulsprofilen im Überlappungsbereich. Die Werte der Skalierungsparameter liegen zwischen 1.18 und 2.02 und sind jeweils in den Abbildungen der Überlagerungen der Einpol-Pulsprofile in Anhang A angegeben. Die Fitparameter  $a$ ,  $b$  dieser Pulsprofile sind in Abb. 4.6 durch Kreuze dargestellt. Der gepulste Anteil dieser Pulsprofile ist geringer als der vergleichbarer Beobachtungen, für die akzeptable Fits ohne Skalierung erzielt werden konnten (vgl. Beobachtungen gn05, gn06, gn07 in Abb. 4.14).

In Abb. 4.16 sind zwei Pulsprofile einer EXOSAT Beobachtung (Kahabka 1987) während eines 35-d-Zyklus bei maximaler Röntgenhelligkeit bei  $\Psi_{35} = 0.136$  (durchgezogen) und zu einer späten Phase des *main-on* bei  $\Psi_{35} = 0.234$  (gestrichelt) dargestellt. Diese beiden Pulsprofile zeigen die typischen Veränderungen während des *main-on*. Die Schulter in der ansteigenden Flanke des Hauptpulses und das Maximum in der abfallenden Flanke des Hauptpulses sind in der Abschwächungsphase des *main-on* schwächer ausgeprägt. Man kann nun versuchen, aus den Einpol-Pulsprofilen des nicht abgeschwächten Pulsprofils durch Skalierung des einen Einpol-Pulsprofils relativ zu dem anderen und anschließender Addition beider Einpol-Pulsprofile das Pulsprofil zu der späteren Phase des *main-on* zu modellieren. Das Ergebnis dieses Versuchs ist das in Abb. 4.16 durch Kreuze dargestellte Pulsprofil. Es ist aus den Einpol-Pulsprofilen des (durchgezogenen) Pulsprofils bei maximaler Intensität entstanden, wobei eines der Einpol-Pulsprofile mit einem Faktor 0.7 relativ zu dem anderen skaliert wurde. Es zeigt deutlich die Merkmale des (gestrichelten) Pulsprofils zur späten Phase des *main-on*. Untersuchungen mit anderen Pulsprofilen haben ergeben, dass dieses Ergebnis immer dann am besten reproduzierbar ist, wenn die beiden Pulsprofile aus ein und dem selben 35-d-Zyklus stammen. Dies ist verständlich, da sich die Pulsprofile verschiedener Beobachtungen immer mehr oder weniger stark voneinander unterscheiden (siehe Anhang A). Dementsprechend variieren auch die Einpol-Pulsprofile und die Strahlungscharakteristiken. Der Grund der nicht systematischen Variationen der Pulsprofile liegt möglicherweise in geringfügigen Variationen der Akkretionsrate.

Die Ergebnisse aus der Modellierung der Pulsprofile am Ende des *main-on* sind vor allem qualitativer Art, da sie Hinweise auf den Mechanismus der systematischen Veränderungen der Pulsprofile während des 35-d-Zyklus liefern. Demzufolge wird der Neutronenstern zu späten Phasen des *main-on* durch den inneren Rand der Akkretionsscheibe teilweise bedeckt. Aus dem Skalierungsfaktor bzw. dessen Änderung während des *main-on* auf die Struktur des inneren Scheibenrands zu schließen ist sicherlich nicht möglich,



**Abb. 4.16:** Zwei Pulsprofile einer EXOSAT Beobachtung (Kahabka 1987) innerhalb des selben 35-d-Zyklus während der maximalen Intensität des main-on bei  $\Psi_{35} = 0.136$  (durchgezogene Kurve) und während des Abklingens des main-on bei  $\Psi_{35} = 0.234$  (gepunktete Kurve). Die Kreuze stellen ein Pulsprofil dar, das aus den Einpol-Pulsprofilen des Pulsprofils während der maximalen Intensität gewonnen wurde, indem das zweiten Einpol-Pulsprofil relativ zu dem ersten mit einem Faktor 0.7 skaliert wurde. Es besitzt insbesondere im Hauptpuls die Merkmale des Pulsprofils der späten Phase des main-on.

da hierfür der Prozess der Zerlegungen in Einpol-Pulsprofile nicht exakt genug ist.

Die Tatsache, dass die zweite Komponente gegenüber der ersten im Fall des Fits der Pulsprofile der späten Phase des *main-on* verstärkt, im Fall der Modellierung des Pulsprofils der späten Phase aus den Einpol-Pulsprofilen während der maximalen Intensität des *main-on* abgeschwächt werden musste, bedeutet, dass die Strahlung von dieser Emissionsregion in der abklingenden Phase des *main-on* stärker abgeschwächt wird als die Strahlung der ersten Emissionsregion. Daraus lässt sich schließen, dass der Beobachter durch die Scheibenebene hindurch auf die zweite Emissionsregion blickt. Das ermöglicht es, zwischen den  $\theta_+$ - und  $\theta_-$ -Lösungen zu unterscheiden, die in Abschnitt 4.3.1 diskutiert werden. Aus der Modellierung folgt, dass die zweite Komponente diejenige mit den höheren Werten des Sichtwinkels  $\theta$  sein muss und deshalb die  $\theta_+$ -Lösung die richtige ist.

In einigen Beobachtungen wurde eine Verschmälerung des Hauptpulses während des 35-d-Zyklus beobachtet (siehe Kunz 1996b). Auch diese Veränderungen der Pulsprofile lassen sich durch die unterschiedliche Abschwächung

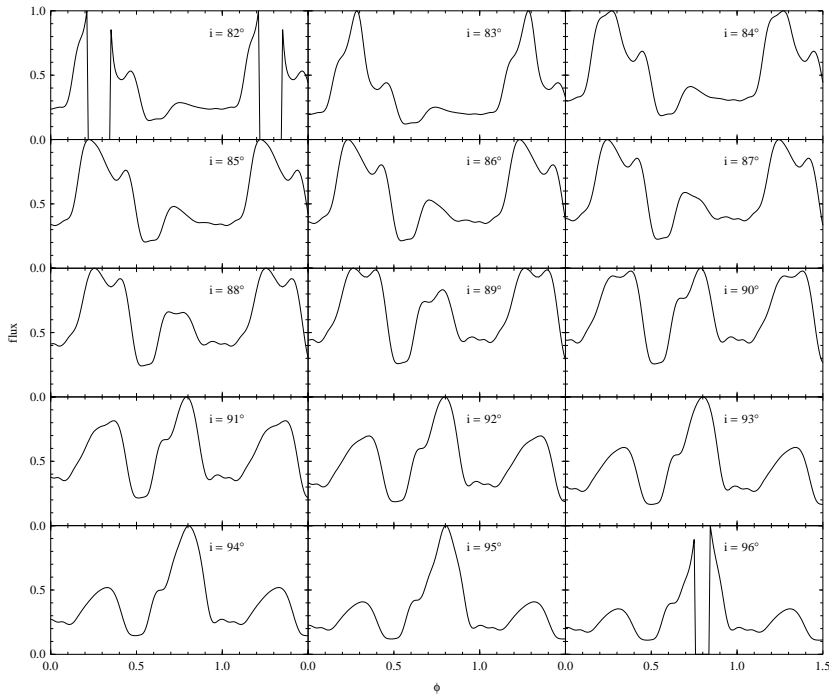
der beiden Beiträge der Emissionsregionen auf natürliche Weise erklären.

Beobachtungen zeigen, dass das spektrale Verhalten der Röntgenstrahlung am Beginn des *short-on* und des *main-on* ähnlich ist, und dass sich das Pulsprofil während des *short-on* ebenfalls verändert (Deeter et al. 1998). Dies führt zu der Vermutung, dass die Konfiguration der Akkretionsscheibe, die für das spektrale Verhalten und die Entwicklung des Pulsprofils während des *main-on* verantwortlich ist, im Fall des *short-on* ähnlich ist. Dann ist der äußere Teil der Scheibe für den *turn-on* des *short-on*-Zustands verantwortlich, der dann endet, wenn der innere Rand der Scheibe in die Sichtlinie schwenkt.

#### 4.3.4 Die Bestrahlung des Begleitsterns

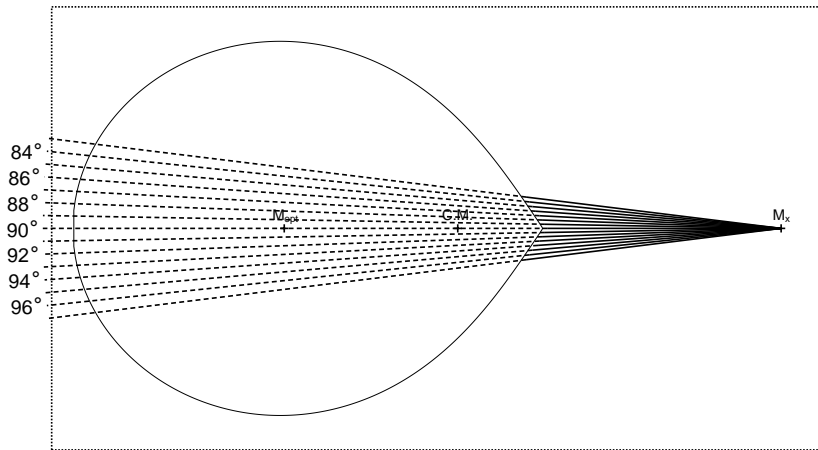
Mit der aus der Analyse der Pulsprofile gewonnenen Strahlungscharakteristik der Emissionsregionen lässt sich umgekehrt bestimmen, wie die Pulsprofile von Her X-1 unter anderen Beobachtungswinkeln erscheinen. Diese sind ausgehend von der rekonstruierten Strahlungscharakteristik des Pulsprofils gn023 einer *Ginga*-Beobachtung (siehe Tabelle A.1) im Energiebereich 9.3 – 14 keV und einem Beobachtungswinkel  $\Theta_O = 83^\circ$  in Abb. 4.17 dargestellt. Aufgrund des beschränkten Bereichs des Sichtwinkels können die Pulsprofile nur für Beobachtungsrichtungen  $83^\circ < \Theta_O < 95^\circ$  für die ganze Periode vollständig berechnet werden. Das Pulsprofil ist sehr stark von dem jeweiligen Beobachtungswinkel abhängig. Bei  $\Theta_O = 90^\circ$  besitzt das Pulsprofil zwei Maxima vergleichbarer Intensität.

In Abbildung 4.18 ist das System Her X-1/HZ Her in einer Ebene senkrecht zur Orbitalebene ohne Akkretionsscheibe maßstäblich dargestellt. Die Oberfläche des Begleitsterns ist durch dessen *Roche lobe* definiert. Die Beobachtungsrichtungen, für die Pulsprofile wie oben beschrieben berechnet wurden und die in Abb. 4.17 dargestellt sind, sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. Sieht man von einer möglichen, von der 35-d-Phase abhängigen Beschattung des Begleitsterns durch die Akkretionsscheibe ab, so werden mit jeder Rotation des Neutronensterns die zu den verschiedenen Beobachtungswinkeln gehörenden Streifen mit einer variablen Intensität bestrahlt, die durch die entsprechenden Pulsprofile gegeben ist. Dies führt dazu, dass z.B. der Streifen auf der Oberfläche von HZ Her unter dem Winkel von  $90^\circ$  (in der Orbitalebene) mit jeweils zwei Pulsen pro Rotationsperiode des Neutronensterns bestrahlt wird. Die Röntgenstrahlung von Her X-1 wird von der Oberfläche von HZ Her reprozessiert. Auf diese Weise konnte man



**Abb. 4.17:** Pulsprofile unter verschiedenen Beobachtungswinkel  $\Theta_{\text{O}}$ , modelliert aus der rekonstruierten Strahlungscharakteristik des Pulsprofils gn023 (siehe Tabelle A.1) im Energiebereich 9.3 – 14 keV. Dieses Pulsprofil ist im mittleren oberen Schaubild ( $\Theta_{\text{O}} = 83^\circ$ ) dargestellt. Die Pulsprofile können nur unter Beobachtungswinkeln  $83^\circ < \Theta_{\text{O}} < 95^\circ$  für die ganze Periode vollständig berechnet werden. Insbesondere bei  $i = 96^\circ$  und  $i = 82^\circ$  ist im nicht rekonstruierbaren Phasenbereich der Fluss auf null gesetzt.





**Abb. 4.18:** Maßstäblicher Schnitt senkrecht zur Orbitalebene des Systems Her X-1/Hz Her. Die Oberfläche des Begleitsterns ist durch seinen Roche lobe dargestellt. Es sind die verschiedenen Beobachtungsrichtungen dargestellt, zu denen Pulsprofile berechnet wurden. Die Akkretionsscheibe ist nicht dargestellt.

z.B. feststellen, dass die Quelle während des gesamten 35-d-Zyklus mit unveränderter Leistung Röntgenstrahlung emittiert. Tatsächlich findet man in optischen Beobachtungen einen Anteil von  $\sim 10^{-3}$  an gepulster reprozesierter Strahlung mit der einfachen und teilweise auch mit der doppelten Frequenz von Her X-1 (Groth 1974).

Berücksichtigt man die Abschattung bzw. die Bestrahlung der Akkretionsscheibe, so könnte man versuchen, aus den Intensitätsschwankungen der reprozesierten Strahlung Informationen über die Geometrie der Akkretionsscheibe zu erhalten. Dies ist besonders im Hinblick auf den bereits seit April 1999 andauernden *low*-Zustand von Her X-1 interessant, dessen Ursache möglicherweise eine zumindest teilweise Verdickung der Akkretionsscheibe ist.

# Kapitel 5

## Weitere Quellen

### 5.1 Centaurus X-3

Mit der in Kapitel 3 beschriebenen Methode wurden auch Pulsprofile des Röntgenpulsars Cen X-3 untersucht (Blum 1995, Kraus et al. 1996). Die Röntgenquelle Cen X-3 wurde bereits 1967 mit Röntgendetektoren, die auf einer ballistischen Rakete montiert waren, entdeckt (Chodil et al. 1967) und ist die erste Röntgenquelle überhaupt, deren regelmäßige Pulsationen mit *Uhuru* nachgewiesen werden konnten (Giacconi et al. 1971). Die Dopplerverschiebung der Pulsankunftszeiten war der erste Hinweis auf ein Röntgendoppelsternsystem (Schreier et al. 1972).

Cen X-3 ist ein Neutronenstern mit einer Puls- bzw. Rotationsperiode von 4,8 s in einem 2,1 d-Orbit um seinen Begleitstern. Im Gegensatz zu dem System Her X-1/HZ Her handelt es sich um ein HMXB. Der Begleitstern V779 Cen ist ein Überriese (*supergiant*) der Spektralklasse O. Das System Cen X-3/V779 Cen ist eines der sechs bekannten bedeckenden XRB. Die Masse des Neutronensterns ist  $1.09^{+0.57}_{-0.52} M_{\odot}$ . Der Begleitstern V779 Cen besitzt eine Masse von  $18.9^{+4.0}_{-1.8} M_{\odot}$  und einen Radius von  $11.1^{+1.8}_{-1.1} R_{\odot}$  (van Kerkwijk et al. 1995). Die Inklination des Systems ist  $> 66^{\circ}$ . Der Begleitstern füllt seinen *Roche lobe* nahezu vollständig aus (siehe z.B. Savonije 1978), so dass Cen X-3 möglicherweise auch eine Akkretionsscheibe besitzt. Die Helligkeit der Quelle variiert auf einer typischen Zeitskala von einigen Monaten um fast eine Größenordnung zwischen Zuständen hoher und niedriger Leucht-

kraft (*high* und *low states*). Im Gegensatz zum 35-d-Zyklus von Her X-1 gibt es jedoch bei den Wechsels zwischen den *high*- und *low*-Zuständen von Cen X-3 keine Hinweise auf eine Periodizität. Mit einer Entfernung von etwa 8 kpc ergibt sich eine Röntgenleuchtkraft während des *high*-Zustands von  $1 \cdot 10^{38}$  erg/s ( $10^{11}$  W) (Krzemiński 1974).

Im folgenden sind die Ergebnisse der Analyse beobachteter Pulsprofile von Cen X-3 vorgestellt. Im *high*-Zustand zeigen die Pulsprofile einen Hauptpuls mit einer steil ansteigenden Flanke und einer flacheren abfallenden Flanke, die in einer Schulter endet, die besonders bei niedriger Energie stark ausgeprägt ist (siehe Abb. 5.1). Im Zustand niedrigerer Leuchtkraft kann die Schulter in der abfallenden Flanke des Hauptpulses dominant sein, so dass die Pulsprofile eine Doppelpulsstruktur besitzen (Nagase et al. 1992, del Sordo, Kraus & Blum 2000).

### 5.1.1 Beobachtungsdaten

In Tabelle B.1 sind für alle analysierten Pulsprofile jeweils die interne Bezeichnung, die Plattform der Detektoren, der Tag bzw. das Jahr der Beobachtung, der Energiebereich, die Anzahl der energieaufgelösten Pulsprofile einer Beobachtung sowie die Autoren aufgelistet. Die Hintergrundsubtraktion der Pulsprofile wurde von den jeweiligen Autoren vorgenommen. Das Maximum der Pulsprofile wurde auf eins normiert, und die Phasenlage der Pulsprofile wurde so gewählt, dass sich die Hauptpulse der verschiedenen Beobachtungen am besten decken. Alle Pulsprofile sind im Anhang B abgebildet. Die Anzahl der Fourierkoeffizienten, die zur Repräsentation der Pulsprofile in der Analyse verwendet wurden, ist in den Abbildungen jeweils in der Kopfzeile angegeben.

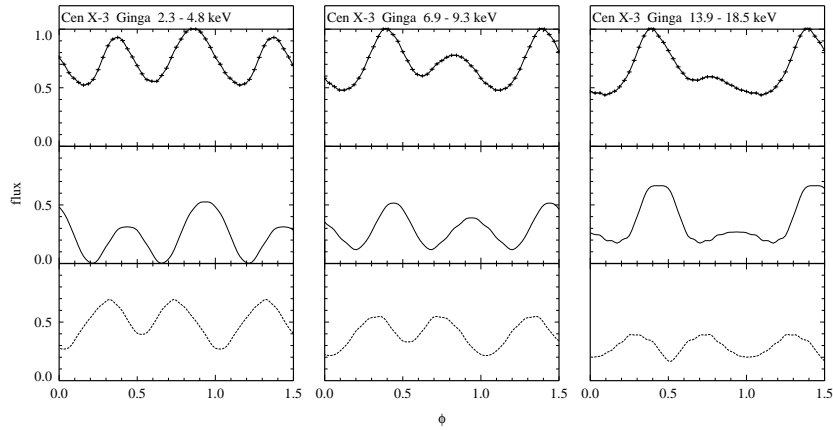
Bei den analysierten Daten von *Ginga* (Nagase et al. 1992) handelt es sich um eine Beobachtung, während der sich die Quelle in einem Zustand mittlerer Helligkeit befand. Alle anderen Pulsprofile stammen von Beobachtungen während des *high*-Zustands von Cen X-3. Bei den Pulsprofilen der *Tenma*- und HEXE-Beobachtungen (Nagase 1989, Kunz 1994) ist in der ansteigenden Flanke des Hauptpulses eine zusätzliche Schulter erkennbar, die bei höherer Energie besonders ausgeprägt ist. Die statistischen Fehler der Pulsprofile der HEXE-Beobachtungen sind relativ hoch ( $\sim 10\%$  der Zählrate). Zu den anderen Pulsprofilen liegen keine Informationen über die statistischen Fehler vor. Insbesondere die Pulsprofile des *high*-Zustands der Quelle sind stark asymmetrisch und besitzen einen hohen Anteil an moduliertem Fluss.

### 5.1.2 Zerlegung in Einpol-Pulsprofile

Aufgrund der starken Asymmetrie der Pulsprofile, deren hohem Anteil an moduliertem Fluss und der Vielzahl der morphologisch unterschiedlichen Pulsprofile ergibt sich wie im Fall von Her X-1 aus den in Abschnitt 3.2.1 genannten Kriterien für die Zerlegung eines Pulsprofils in die symmetrischen Beiträge der Emissionsregionen an den magnetischen Polen für die Symmetriepunkte der möglichen Zerlegungen ein eindeutiger Bereich, innerhalb dessen sich die Form der Einpol-Pulsprofile nur unwesentlich ändert. Als Beispiel sind in Abb. 5.1 diese Zerlegungen der *Ginga*-Pulsprofile (gn210, gn410 und gn710) in drei Energiebereichen gezeigt. In den oberen Schaubildern sind jeweils die Zählraten in den 32 Phasenbins als Kreuze dargestellt. Zur Darstellung dieser Pulsprofile wurden in der Analyse alle 32 Fourierkoeffizienten verwendet (durchgezogene Kurve). Die mittleren und unteren Schaubilder zeigen jeweils die Einpol-Pulsprofile der gefundenen Zerlegungen. Der konstante Fluss der Pulsprofile wurde jeweils so auf die einzelnen Beiträge verteilt, wie es aus den im zweiten Schritt der Analyse folgenden Parametern bestimmt werden konnte. Die charakteristischen Veränderungen des Pulsprofils spiegeln sich hauptsächlich in den Veränderungen der ersten Komponente (durchgezogene Einpol-Pulsprofile der mittleren Schaubilder) wieder. Alle analysierten Pulsprofile und deren Zerlegungen sind im Anhang B abgebildet.

### 5.1.3 Suche nach einem Überlappungsbereich

Bei der Suche nach identischen Abschnitten der Einpol-Pulsprofile bzw. der Strahlungscharakteristiken der beiden Pole konnte ein Fitparameterpaar  $a$ ,  $b$  mit  $a = -1.536$  und  $b = 0.945$  gefunden werden, das zu einem Überlappungsbereich korrespondiert, in dem sich die Beiträge der Pole aller Pulsprofile unter Berücksichtigung ihrer Unsicherheiten decken. Dies ist in Abb. 5.2 als Beispiel für die Zerlegungen der Pulsprofile aus Abb. 5.1 gezeigt. Die durchgezogenen (gestrichelten) Kurven gehören jeweils zu den ebenso dargestellten Einpol-Pulsprofilen in Abb. 5.1. Wie in Abschnitt 3.2.2 dargelegt sind die Strahlungscharakteristiken zweideutig. Dies ist durch die verschiedenen Beschriftungen der oberen ( $\theta_+$ ) und unteren ( $\theta_-$ ) x-Achse angezeigt. Die angegebenen Skalen gelten jeweils für einen Beobachtungswinkel von  $75^\circ$ . Für den Fall, dass die Bahnebene senkrecht zur Rotationsachse des Systems steht, entspricht dieser Beobachtungswinkel der von Nagase (1989) bestimm-

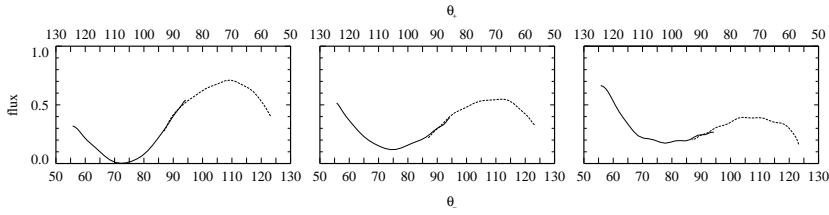


**Abb. 5.1:** Pulsprofile einer Ginga-Beobachtung (Nagase 1989) und ihre Zerlegungen in Einpol-Pulsprofile. In den oberen Schaubildern sind jeweils die gemessenen Zählraten der 32 Phasenbins (Kreuze) und die zurücktransformierte Fourierreihe mit 32 Fourierkoeffizienten dargestellt (durchgezogene Kurve). Die Einpol-Pulsprofile (mittlere und untere Schaubilder) besitzen Symmetriepunkte bei  $\Phi_1 \approx 157^\circ$  und  $\Phi_1 + \Delta$  mit  $\Delta \approx 31^\circ$ .

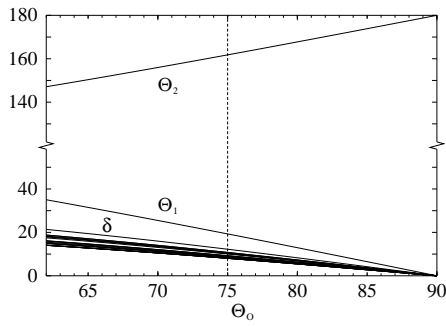
ten Inklination des Systems. In diesem Fall kann die Strahlungscharakteristik im Winkelbereich  $56^\circ \lesssim \theta_+ \lesssim 123^\circ$  bzw.  $57^\circ \lesssim \theta_- \lesssim 124^\circ$  rekonstruiert werden. Die Fits der Strahlungscharakteristiken im Überlappungsbereich aller analysierten Pulsprofile sind wiederum im Anhang B abgebildet.

#### 5.1.4 Die Geometrie von Cen X-3

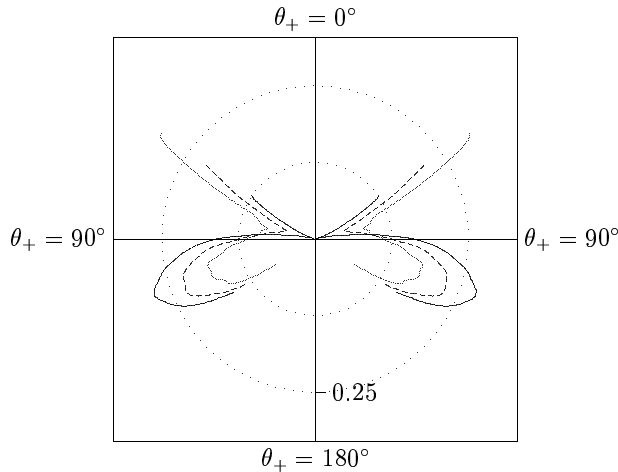
Die Lage der Magnetpole von Cen X-3 relativ zur Rotationsachse und ihr *offset* (siehe Abb. 3.2) ist in Abb. 5.3 für die gefundenen Fitparameter  $a = -1.536$  und  $b = 0.945$  und den für jedes Pulsprofil etwas unterschiedlichen Winkel  $\Delta$  in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel  $\Theta_O$  dargestellt. Für  $\Theta_O = 75^\circ$  ergeben sich die Polarwinkel der Magnetpole zu  $\Theta_1 \approx 19^\circ$  und  $\Theta_2 \approx 162^\circ$  und ihr *offset* zueinander zu  $\delta \lesssim 10^\circ$ . Wie im Fall von Her X-1 ist der relativ kleine *offset* der Lage der Magnetpole konsistent zur Annahme eines nur leicht gestörten magnetischen Dipolfelds.



**Abb. 5.2:** Für die Fitparameter  $a = -1.536$  und  $b = 0.945$  rekonstruierte Strahlungscharakteristiken der Zerlegungen in Abb. 5.1. Die Zweideutigkeit der Lösung ist durch die verschiedenen Einheiten der oberen und unteren x-Achse angezeigt. Die Skalen gelten für einen Beobachtungswinkel  $\Theta_{\text{O}} = 75^\circ$ .



**Abb. 5.3:** Relative Lage der magnetischen Pole zur Rotationsachse gegeben durch ihre Polarwinkel  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$  und den offset  $\delta$  wie in Abb. 3.2 dargestellt, in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel  $\Theta_{\text{O}}$ . Die dargestellten Kurven für  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  korrespondieren zu den Fitparametern  $a = -1.536$  und  $b = 0.945$ , die für alle Pulsprofile simultan bestimmt wurden. Die Kurven für  $\delta$  korrespondieren zu o.a. gemeinsamen Fitparametern  $a$ ,  $b$  und den jeweils aus den Zerlegungen erhaltenen  $\Delta$ . Unter der Annahme von  $\Theta_{\text{O}} = i = 75^\circ$  ergibt sich  $\Theta_1 \approx 19^\circ$ ,  $\Theta_2 \approx 162^\circ$ , und  $\delta \lesssim 10^\circ$ .



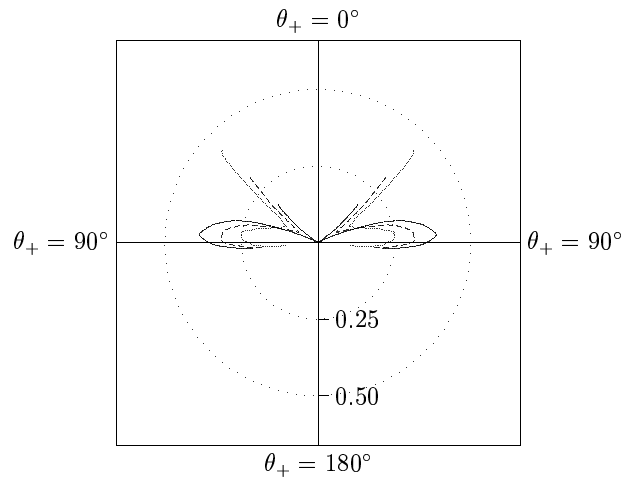
**Abb. 5.4:** Polardiagramm der asymptotischen Strahlungscharakteristiken in Abb. 5.2 in den Energiebereichen 2.3 – 4.8 keV (durchgezogen), 6.9 – 9.3 keV (gestrichelt), 13.9 – 18.5 keV (gepunktet).  $\theta_+ = 0^\circ$  bzw.  $\theta_- = \theta_+ = 180^\circ$  ist die Richtung der magnetischen Achse.

### 5.1.5 Die Strahlungscharakteristik

Die in Abb. 5.2 gezeigten rekonstruierten Strahlungscharakteristiken sind in Abb. 5.4 in einem Polardiagramm eingezeichnet, wobei die beiden Beiträge der Pole im Überlappungsbereich jeweils gemittelt sind. Darüber hinaus sind die Strahlungscharakteristiken so normiert, dass die in den gesamten sichtbaren Bereich emittierte Strahlungsleistung eins ist.

Die Strahlungscharakteristiken sind relativ einfach und besitzen jeweils zwei Komponenten, die wie im Fall von Her X-1 als *fan-beam* und *pencil-beam* interpretiert werden können. Vergleicht man die  $\theta_+$ -Lösungen der Strahlungscharakteristik mit der gefundenen Strahlungscharakteristik von Her X-1 (Abb. 4.8) so fällt auf, dass ihre Energieabhängigkeit dieselbe ist. Insbesondere die *fan-beam* Komponente wird im Vergleich zur *pencil-beam* Komponente mit zunehmender Energie kleiner. Geht man davon aus, dass die Strahlungscharakteristiken von Her X-1 und Cen X-3 tatsächlich ähnlich sind, so bedeutet dies, dass die  $\theta_+$ -Lösung für Cen X-3 die korrekte Lösung ist.

Analog zu Abb. 4.10 im Fall von Her X-1 ist in Abb. 5.5 die zu Abb. 5.4



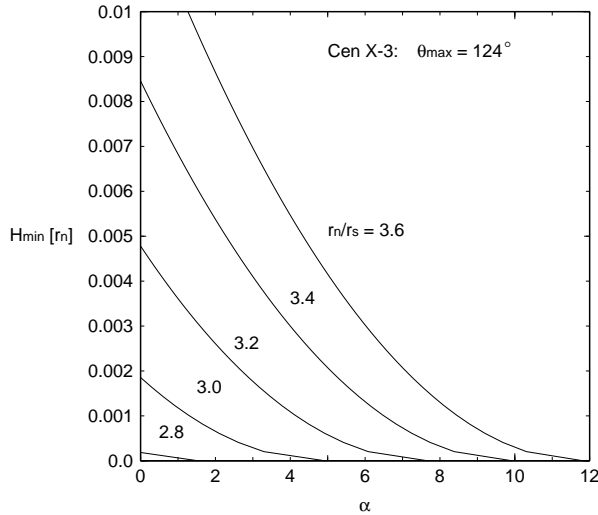
**Abb. 5.5:** Lokale Emissionscharakteristiken zu Abb 5.4 einer hypothetischen Punktquelle an einem magnetischen Pol für  $r_n/r_s = 3.33$ .

gehörige lokale Emissionscharakteristik einer hypothetischen Punktquelle an einem magnetischen Pol für  $r_n/r_s = 3.33$  gezeigt. Wiederum wird nur ein geringer Anteil an Strahlung unter Winkeln  $> 90^\circ$  emittiert.

### 5.1.6 Die Größe der Emissionsregion

Die Strahlungscharakteristik von Cen X-3 konnte bis zu einem maximalen Sichtwinkel  $\theta_{\max} \approx 124^\circ$  rekonstruiert werden. Wie in Abschnitt 3.2.3 erläutert, können daraus Bedingungen für die geometrische Ausdehnung der Emissionsregionen abgeleitet werden. In Abb. 5.6 ist die Mindesthöhe der Emissionsregion  $H_{\min}$  in Abhängigkeit vom halben Öffnungswinkel  $\alpha$  der Polkappe für verschiedene Werte des Verhältnisses  $r_n/r_s$  zwischen dem Neutronensternradius zu seinem Schwarzschildradius dargestellt. Daraus lässt sich z.B. entnehmen, dass bei einem halben Öffnungswinkel der Polkappe von  $\alpha = 5^\circ$  und  $r_n/r_s \leq 3.0$  die Photonen nicht notwendigerweise oberhalb der Polkappe emittiert werden müssen, um weit entfernt unter einem Winkel von  $\theta = 124^\circ$  registriert werden zu können. Bei demselben Öffnungswinkel  $\alpha$  und  $r_n/r_s = 3.4$  müssen die Photonen jedoch mindestens aus einer Höhe von  $0.002 \cdot r_n$  oberhalb der Neutronensternoberfläche emittiert werden.





**Abb. 5.6:** Mindesthöhe der Emissionsregion  $H_{\min}$  in Abhängigkeit vom halben Öffnungswinkel  $\alpha$  der Polkappe für verschiedene Werte des Verhältnisses  $r_n/r_s$  des Neutronensternradius zu seinem Schwarzschildradius.

### 5.1.7 Weitere Untersuchungen

Eine weitere Analyse von Pulsprofilen aus BeppoSAX-Beobachtungen von Cen X-3 (del Sordo et al. 2000) ist in zwei Aspekten eine wesentliche Erweiterung der in diesem Kapitel beschriebenen bisherigen Untersuchungen über Cen X-3. Zum einen sind mit dem PDS (Phoswich Detector System) auf BeppoSAX Hochenergie-Pulsprofile (30 bis 60 keV) beobachtet worden und es zeigt sich, dass die Pulsform oberhalb von etwa 30 keV deutlich von den Niederenergie-Pulsformen abweicht. Die Zerlegungsanalyse ergibt, dass in der Strahlungscharakteristik bei niedrigen Energien die *fan-beam*- und die *pencil-beam*-Komponente von vergleichbarer Stärke sind. Dagegen dominiert bei hohen Energien die *pencil-beam*-Komponente. Zum anderen wurden zwei BeppoSAX-Beobachtungen verglichen, zwischen denen sich die Leuchtkraft der Quelle um eine Größenordnung änderte. Es wurde eine deutliche Leuchtkraftabhängigkeit der Pulsform festgestellt. Die zugehörigen Strahlungscharakteristiken zeigen, dass bei niedriger Leuchtkraft die *pencil-beam*-Komponente nur schwach vorhanden ist bzw. die *fan-beam*-

Komponente dominiert. Eine ergänzend analysierte RXTE-Beobachtung bei niedriger Leuchtkraft ergab eine Strahlungscharakteristik ohne *pencil-beam*-Komponente.

## 5.2 Vela X-1

Wie im Fall von Cen X-3 wurde auch die Röntgenquelle Vela X-1 (4U 0900-40) bei einem ballistischen Raketenflug entdeckt (Chodil et al. 1967). Durch Beobachtungen mit dem Röntgensatelliten OSO-7 (Ulmer et al. 1972) konnten periodische Variationen der Röntgenintensität dieser Quelle nachgewiesen werden, die wie im Fall von Cen X-3 und Her X-1 auf ein bedeckendes Röntgendoppelsternsystem hindeuten. Mit dem Röntgensatelliten SAS-3 wurde schließlich die Pulsperiode von 283 s von Vela X-1 entdeckt (Rappaport & McClintock 1975).

Der Röntgenpulsar Vela X-1 ist demnach ein Neutronenstern mit einer Masse  $M_X = 1.88^{+0.69}_{-0.47} M_\odot$  in einem 8.964 d-Orbit um seinen optischen Begleitstern, den Überriesen (*supergiant*) HD 77581 der Spektralklasse B0.5Ib mit einer Masse  $M_{\text{opt}} = 23.5^{+2.2}_{-1.5} M_\odot$  und einem Radius  $R_{\text{opt}} = 30.0^{+1.8}_{-1.9} R_\odot$  (van Kerkwijk et al. 1995). Das System Vela X-1/HD 77581 ist ein bedeckendes System mit einer Inklination von  $i > 74^\circ$ . Von dem Begleitstern geht ein starker Sternwind mit  $\dot{M} \approx 4 \cdot 10^{-6} M_\odot/\text{a}$  aus (Nagase et al. 1986). Es kann davon ausgegangen werden, dass Vela X-1 im Gegensatz zu Cen X-3 und Her X-1 keine Akkretionsscheibe besitzt, sondern die Energie für seine Röntgenleuchtkraft ausschließlich aus Windakkretion von Materie bezieht. Bei einer geschätzten Entfernung von 2 kpc beträgt die Röntgenleuchtkraft etwa  $4 \cdot 10^{36}$  erg/s. Der Röntgenfluss von Vela X-1 unterliegt Schwankungen (*dips*), in denen er auf weniger als 10% seines normalen Wertes abfallen kann (Inoue et al. 1984).

Aufgrund der langen Rotationsperiode sind einzelne Pulse relativ gut zu beobachten. Deren Form kann von Puls zu Puls stark variieren, das über viele Pulse gemittelte Pulsprofil ist jedoch bemerkenswert stabil (Staubert et al. 1980). Die Form der (gemittelten) Röntgenpulse von Vela X-1 ist stark energieabhängig. Bei Energien oberhalb etwa 10 keV ist das Pulsprofil relativ einfach. Es besitzt zwei zueinander sehr ähnliche, relativ breite Maxima, die etwa eine halbe Phase voneinander getrennt sind, eine relativ flach ansteigende Flanke sowie eine steilere abfallende Flanke (siehe Pulsprofile in den oberen Schaubilder von Abb. 5.9 und 5.10). Dagegen zeigt das Puls-

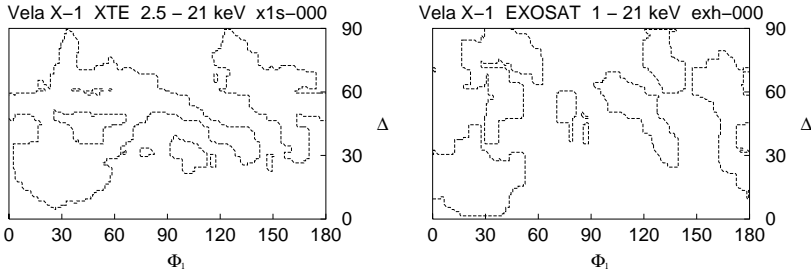
profil bei niedrigerer Energie eine sehr komplexe Struktur mit bis zu fünf ausgeprägten Maxima. Diese bei verschiedener Energie auftretenden stark unterschiedlichen Pulsformen machen Vela X-1 für die in dieser Arbeit beschriebene Analysenmethode besonders interessant.

### 5.2.1 Beobachtungsdaten

Der Röntgenpulsar Vela X-1 wurde zwischen dem 22. und dem 27. Februar 1996 mit RXTE zu 4 verschiedenen Orbitalphasen insgesamt über 6 h lang beobachtet (Kreykenbohm et al. 1999). Jede dieser Lichtkurven wurde zu Pulsprofilen in verschiedenen Energiebereichen gefaltet. Aufgrund der starken Puls- zu Puls-Schwankungen in der Lichtkurve und der langen Pulsperiode von 283 s, wurden diese Pulsprofile zu Pulsprofilen in 4 Energiebereichen zusammengefasst. Diese Pulsprofile wurden mit der in Kapitel 3 beschriebenen Methode analysiert. Zum Vergleich wurden zusätzlich noch drei weitere Pulsprofile einer EXOSAT-Beobachtung vom 5. und 7. Mai 1985 (Haberl & White 1990) untersucht. In Tabelle C.1 ist jeweils die interne Bezeichnung, die instrumentelle Plattform, der Tag und das Jahr der Beobachtung, der Energiebereich, die Anzahl der energieaufgelösten Pulsprofile der Beobachtung sowie der Literaturverweis der untersuchten Pulsprofile aufgelistet. Die Pulsprofile sind in den oberen Schaubildern der Abb. 5.9 und 5.10 als Kreuze entsprechend der jeweiligen Binbreite und dem statistischen Fehler für jeden Datenpunkt dargestellt. Die Anzahl der Phasenbins der EXOSAT-Pulsprofile ist 60, die der XTE-Pulsprofile 128. Die mit der Anzahl der bei der Analyse berücksichtigten Fourierkoeffizienten zurücktransformierten Pulsprofile sind ebenfalls in den Abb. 5.9 und 5.10 als durchgezogene Kurven dargestellt. Die Anzahl der berücksichtigten Fourierkoeffizienten ist jeweils in der Kopfzeile der Schaubilder angegeben. Die Kurven stimmen mit den Datenpunkten gut überein.

### 5.2.2 Zerlegungen in Einpol-Pulsprofile

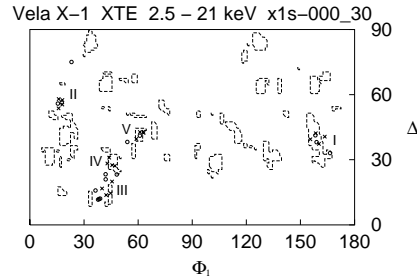
In den Schaubildern der Abb. 5.7 sind die Bereiche dargestellt, in denen simultan in allen Energiebereichen der XTE-Beobachtung (links) und der EXOSAT-Beobachtung (rechts) Zerlegungen mit nicht negativem Fluss existieren. Hieraus ergeben sich jeweils eine Vielzahl verschiedener möglicher Zerlegungen der Pulsprofile, die alle den in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Kriterien genügen. Es ist somit aufgrund der analysierten Beobachtungsda-



**Abb. 5.7:** Bereiche mit Zerlegungen mit nicht negativem Fluss der XTE-Beobachtung (links) und der EXOSAT-Beobachtung (rechts).

ten nicht möglich, eine eindeutige physikalisch sinnvolle Lösung der Zerlegung der Pulsprofile in symmetrische Beiträge der Pole zu bestimmen. Um eine gewisse Auswahl möglicher Zerlegungen zu treffen wurde an die Zerlegungen der XTE Beobachtung zusätzlich die in Abschnitt 3.3.2 erwähnte Bedingung gestellt, dass sie von den kritischen  $\Delta$  einen bestimmten Abstand besitzen sollen. Die sich daraus ergebenden Bereiche der Symmetriepunkte sind in Abb. 5.8 gezeigt. Die Einpol-Pulsprofile mit Symmetriepunkten innerhalb der einzelnen isolierten Gebiete unterscheiden sich morphologisch nur unwesentlich. Jede „Insel“ in Abb. 5.8 stellt somit einen bestimmten Zerlegungstyp dar. Aus diesen Bereichen wurden fünf Typen ausgewählt und deren, nach den Kriterien aus Abschnitt 3.2.1 „beste“ Zerlegungen weiter untersucht. Die Bereiche der verschiedenen Typen sind mit I-V gekennzeichnet. Die Lage der Symmetriepunkte der entsprechenden Zerlegungen der XTE-Pulsprofile ist mit Kreuzen gekennzeichnet, die der EXOSAT-Pulsprofile mit Kreisen. Wie bereits erwähnt sind diese fünf Typen nicht die einzig möglichen Lösungen für Zerlegungen der Pulsprofile von Vela X-1. Es lassen sich in den gemeinsamen Bereichen mit positiven Zerlegungen aus Abb. 5.7 noch etliche weitere mögliche Zerlegungen finden. Die hier diskutierten Zerlegungen stellen daher nur eine mehr oder weniger willkürliche Auswahl dar.

Als Beispiel sind in den Abbildungen 5.9 und 5.10 die Zerlegungen vom Typ I mit Symmetriepunkten bei  $\Phi_1 \approx 160^\circ$  und  $\Phi_{i_1} + \Delta$  mit  $\Delta \approx 39^\circ$ , und in 5.13 und 5.14 die Zerlegungen vom Typ III mit  $\Phi_1 \approx 41^\circ$  und  $\Delta \approx 15^\circ$  der XTE- und der EXOSAT-Beobachtungen gezeigt. Der Fluss ist dabei so auf die Einpol-Pulsprofile verteilt, wie es mit den im zweiten Schritt der Analyse gefundenen Fitparametern bestimmt werden konnte. Die in den



**Abb. 5.8:** Bereiche mit Zerlegungen mit nicht negativem Fluss und  $l_{\text{krit}} = 3.0$  der XTE-Beobachtung.

Einpol-Pulsprofilen z.T. auftretenden Modulationen sind auf die hohe Anzahl berücksichtigter Fourierkoeffizienten von  $\geq 50$  zurückzuführen. Alle Zerlegungen der Typen I-V sind im Anhang in den Abb. C.3 bis C.12 dargestellt. Dabei ist in jedem Schaubild das erste Einpol-Pulsprofil durchgezogen und das zweite Einpol-Pulsprofil gestrichelt gezeichnet. Die Minima der Einpol-Pulsprofile sind auf null gesetzt. Die Lage des horizontalen Strichs an der jeweiligen linken y-Achse entspricht dem restlichen unmodulierten Fluss, der zu diesem Stadium der Analyse nicht eindeutig auf die Einpol-Pulsprofile verteilt werden kann. Die Summe der Einpol-Pulsprofile und des unmodulierten Flusses ergibt jeweils exakt das durch die Fourierreihe dargestellten Pulsprofil.

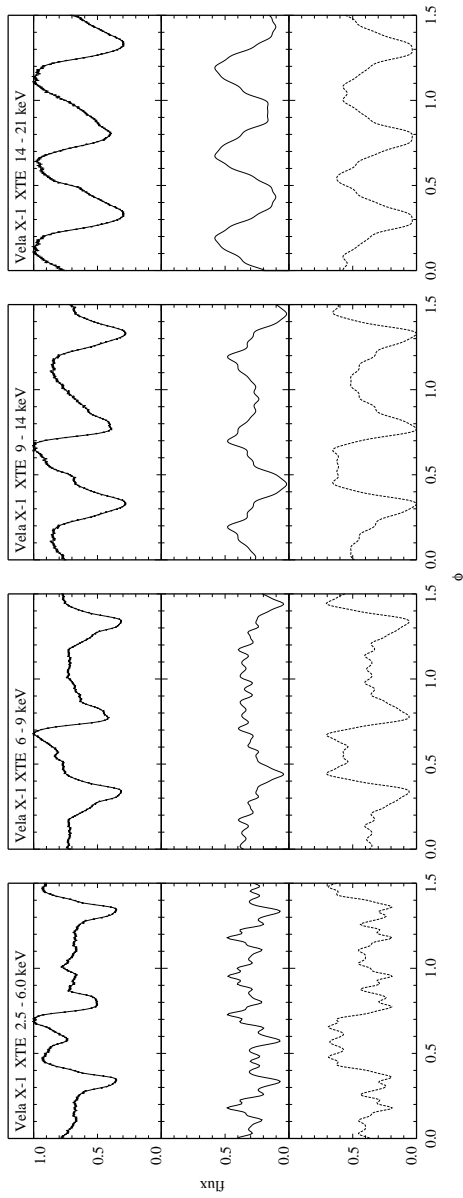
### 5.2.3 Suche nach einem Überlappungsbereich

Bei der Suche nach identischen Abschnitten der Strahlungscharakteristiken konnten nur für die Zerlegungstypen I und III Fitparameter  $a$ ,  $b$  gefunden werden, für die sich die Beiträge der beiden Pole in einem Überlappungsbereich decken. Die besten Werte der Fitparameter betragen für die Zerlegungen vom Typ I  $a \approx -1.56$ ,  $b \approx 1.36$  und für die Zerlegungen vom Typ III  $a \approx -1.48$ ,  $b \approx 2.00$ . Das Ergebnis der Fitprozedur ist in den Abbildungen 5.11 und 5.12 für den Zerlegungstyp I und in den Abbildungen 5.15 und 5.16 für den Zerlegungstyp III dargestellt. Die durchgezogenen bzw. die gestrichelten Kurven sind jeweils die transformierten Einpol-Pulsprofile in Abb. 5.9 und 5.10 bzw. 5.13 und 5.14. Die mittleren statistischen Fehler,

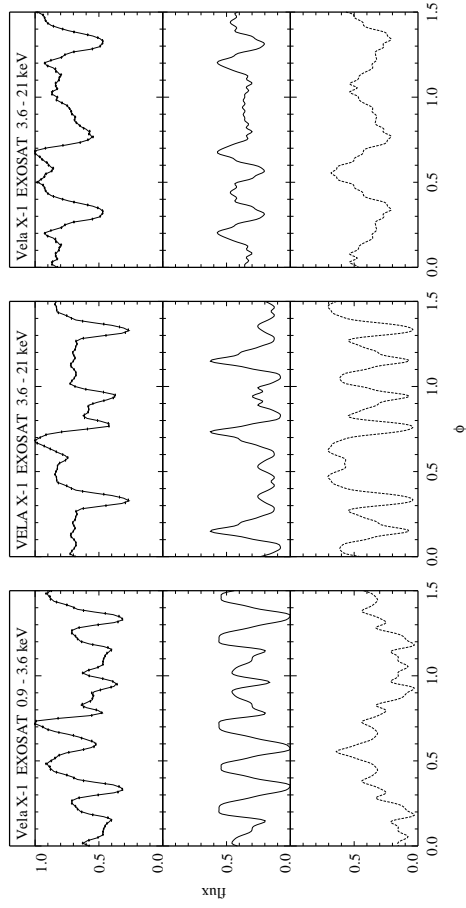
wie sie sich durch Fehlerfortpflanzung aus den jeweiligen Fehlern der Pulsprofile ergeben, sind rechts oben in den einzelnen Schaubildern als Balken dargestellt ( $2\sigma$ ). Bei einer akzeptablen Überlagerung sollten die Abweichungen der beiden Kurven nicht wesentlich größer als dieser Fehler sein. Da ein Einpol-Pulsprofil keinem bestimmten Pol eindeutig zugeordnet werden kann, sind diese Lösungen zweideutig. Eine Änderung der Zuordnung der Einpol-Pulsprofile zu den Polen bewirkt eine Achsenspiegelung der Überlagerungen an einer vertikalen Achse bei  $90^\circ$ . Dies ist durch die unterschiedlichen Skalen der oberen und unteren x-Achse und durch die Bezeichnung der Lösung als  $\theta_+$  und  $\theta_-$  angezeigt. Die Einheiten der x-Achsen entsprechen den beiden möglichen Lösungen für die Sichtwinkel  $\theta$  bezüglich der lokalen Magnetfeldachse und gelten für einen Beobachtungswinkel  $\Theta_0 = i = 83^\circ$  (Nagase 1989).

Die Güte der Fits entscheidet über eine mögliche Identifikation identischer Abschnitte der Emissionscharakteristiken der beiden Pole. Ein besonders starker Hinweis auf identische Abschnitte liegt insbesondere dann vor, wenn sich die Steigungen der Einpol-Pulsprofile im Überlappungsbereich bei verschiedenen Energien in gleicher Weise ändern (Kriterium der Energieabhängigkeit). Dies ist bei den Überlagerungen der XTE-Einpol-Pulsprofile vom Typ I deutlich der Fall (siehe Abb. 5.11). Jedoch unterscheiden sich die besten Fitparameter dieser Zerlegungen etwas voneinander. Die Fits der EXOSAT-Einpol-Pulsprofile vom Typ I sind nicht akzeptabel.

Auch die Fits der XTE-Einpol-Pulsprofile vom Typ III sind nicht unbedingt überzeugend (Abb. 5.15). Im Falle der EXOSAT-Pulsprofile wurde bei der Fit Prozedur der Zerlegungen vom Typ III eine Skalierung der Einpol-Pulsprofile zugelassen. Dies berücksichtigt eine eventuell leicht unterschiedliche Akkretionsrate oder auch unterschiedliche Absorption der Emission der beiden Pole. Im Falle einer leicht unterschiedlichen Akkretionsrate sollten sich diese Parameter nicht signifikant mit der Energie der Pulsprofile ändern. Im Falle unterschiedlicher Absorption können sie jedoch energieabhängig sein, da bei niedriger Energie mehr Absorption zu erwarten ist. Eine solche Skalierung führt auch bei den XTE-Pulsprofile vom Typ III zu besseren Fits. Der Skalierungsfaktor nimmt dann mit zunehmender Energie der Pulsprofile allerdings zu, was einer erhöhten Absorption bei höherer Energie entspräche. Diese stellt jedoch einen Widerspruch zum Modell der Absorption dar. Die Fitparameter der EXOSAT-Zerlegungen vom Typ III unterscheiden sich relativ stark voneinander, was dazu führt, dass die Winkelbereiche der rekonstruierten Strahlungscharakteristiken etwas unterschiedlich sind.

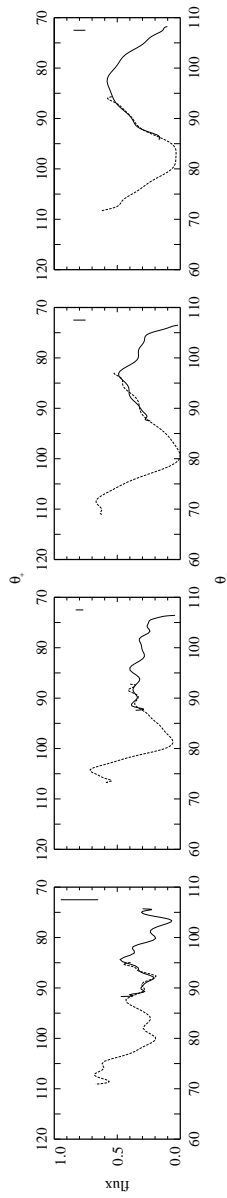


**Abb. 5.9:** Zerlegungen vom Typ I der XTE-Pulsprofile (Kreykenbohm et al. 1999) bei Symmetriepunkten  $\Phi_1 \approx 160^\circ$  und  $\Phi_1 + \Delta$  mit  $\Delta \approx 39^\circ$ . In den oberen Schaubildern sind jeweils die gemessenen Zählraten der Phasenbins als Kreuze dargestellt. Die durchgezogenen Kurven sind die Pulsprofile wie sie in der Analyse als Fourierreihe mit der in der Kopfzeile angegebenen Anzahl an Fourierkoeffizienten verwendet wurden. Der maximale Fluss der Pulsprofile ist auf eins normiert. Die mittleren und unteren Schaubilder zeigen die Einpol-Pulsprofile.

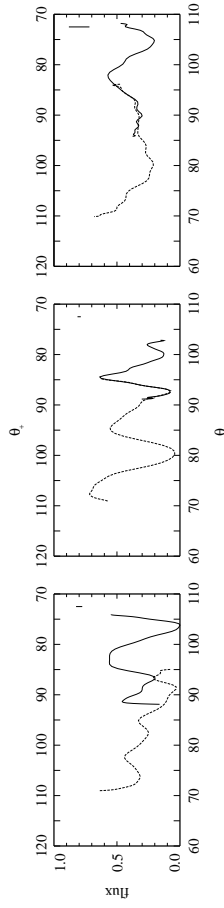


**Abb. 5.10:** Zerlegungen vom Typ I der EXOSAT-Pulsprofile (McClintock et al. 1976) bei Symmetriepunkten  $\Phi_1 \approx 160^\circ$  und  $\Phi_{11} + \Delta$  mit  $\Delta \approx 39^\circ$ . Die Bedeutung der Schaubilder ist dieselbe wie in Abb. 5.9.

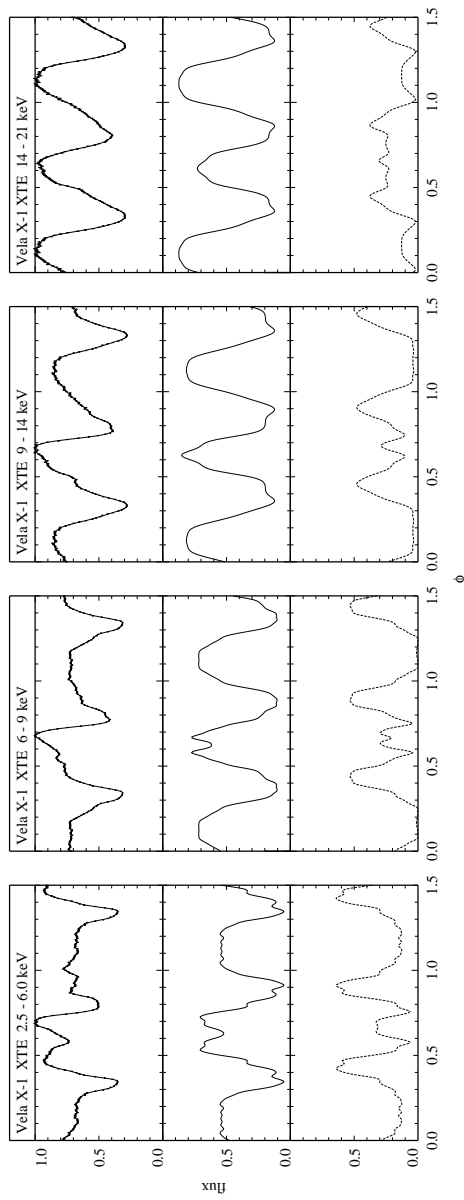




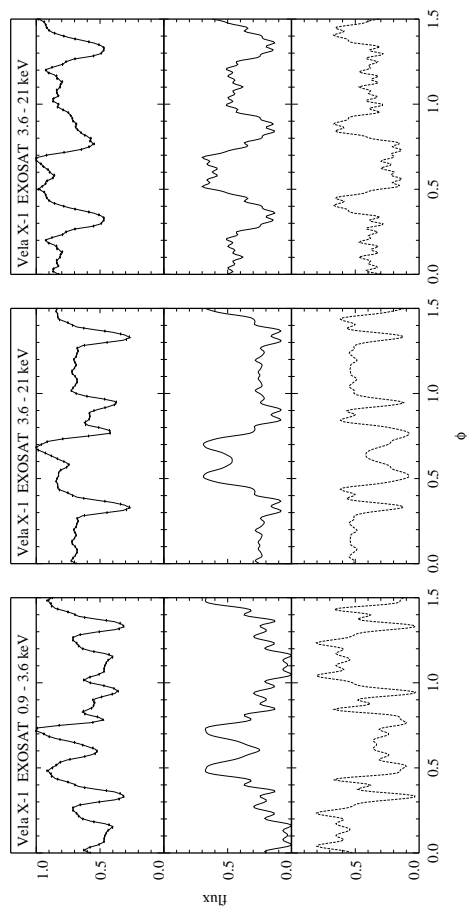
**Abb. 5.11:** Überlagerungen mit den Parametern  $a \approx -1.56$  und  $b \approx 1.36$  der Zerlegungen vom Typ I der XTE-Pulsprofile in Abb. 5.9. Der typische Fehler ( $2\sigma$ ) ist jeweils rechts oben in den Schaubildern als Balken dargestellt.



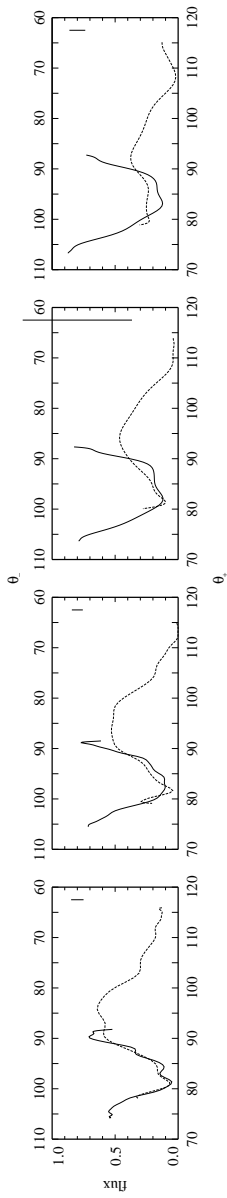
**Abb. 5.12:** Überlagerungen mit den Parametern  $a \approx -1.56$  und  $b \approx 1.36$  der Zerlegungen vom Typ I der EXOSAT-Pulsprofile in Abb. 5.10. Der typische Fehler ( $2\sigma$ ) ist jeweils rechts oben in den Schaubildern als Balken dargestellt.



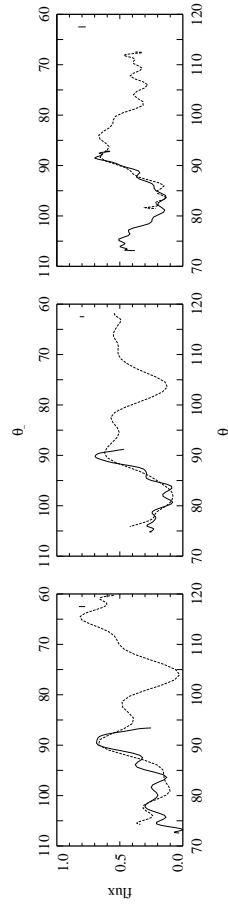
**Abb. 5.13:** Zerlegungen vom Typ III der XTE-Pulsprofile (Kreykenbohm et al. 1998) bei Symmetriepunkten  $\Phi_1 \approx 41^\circ$  und  $\Phi_1 + \Delta$  mit  $\Delta \approx 15^\circ$ . Die Bedeutung der Schaubilder ist dieselbe wie in Abb. 5.9.



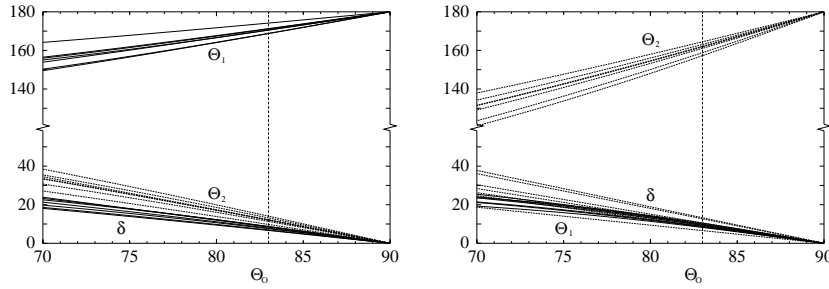
**Abb. 5.14:** Zerlegungen vom Typ III der EXOSAT-Pulsprofile (McClintock et al. 1976) bei Symmetriepunkten  $\Phi_1 \approx 41^\circ$  und  $\Phi_1 + \Delta$  mit  $\Delta \approx 15^\circ$ . Die Bedeutung der Schabilder ist dieselbe wie in Abb. 5.9.



**Abb. 5.15:** Überlagerungen mit den Parametern  $a \approx -1.48$  und  $b \approx 2.00$  der Zerlegungen vom Typ III der XTE-Pulsprofile in Abb. 5.13. Der typische Fehler ( $2\sigma$ ) ist jeweils rechts oben in den Schaubildern als Balken dargestellt.



**Abb. 5.16:** Überlagerungen mit den Parametern  $a \approx -1.48$  und  $b \approx 2.00$  der Zerlegungen vom Typ III der EXOSAT-Pulsprofile in Abb. 5.14. Der typische Fehler ( $2\sigma$ ) ist jeweils rechts oben in den Schaubildern als Balken dargestellt.



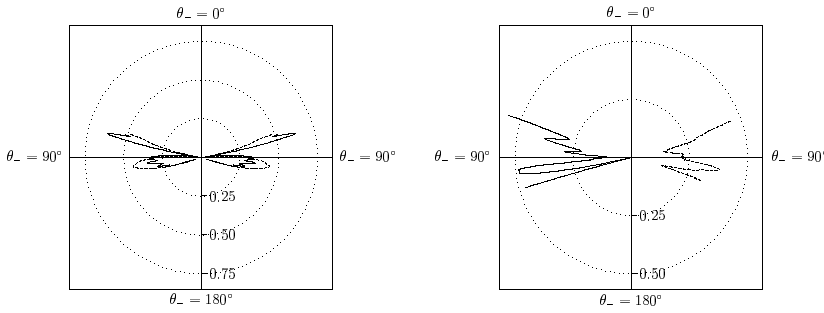
**Abb. 5.17:** Abhängigkeit der ermittelten Werte für  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$  (gestrichelt) und  $\delta$  (gestrichelt) vom Beobachtungswinkel  $\Theta_O$  für Typ I (links) und Typ III (rechts). Jede Kurve für  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  korrespondiert zu dem Fitparameterpaar  $a$  und  $b$ , das zu jeweils einem der insgesamt sieben Pulsprofile gefunden wurde. Jede Kurve für  $\delta$  korrespondiert jeweils zu den Parametern  $a$ ,  $b$  und  $\Delta$ .

#### 5.2.4 Die Geometrie von Vela X-1

Aus den gefundenen Parametern der Zerlegung und Überlagerung,  $\Delta$ ,  $a$  und  $b$ , lässt sich die relative Lage der magnetischen Pole auf der Neutronensternoberfläche in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel  $\Theta_O$  bestimmen. Die aus den Parametern der Typen I und III folgenden Geometrien sind in den Abb. 5.17 dargestellt. Der relativ kleine Wert von  $\delta \approx 10^\circ - 15^\circ$  ( $\Theta_O = 83^\circ$ ) für Typ I und III ist konsistent mit der Annahme, dass ein relativ kleiner *offset* der Magnetpole ausreicht, um die Asymmetrie der Pulsprofile zu erklären. Der Winkel zwischen der Rotationsachse und den lokalen Magnetfeldachsen liegt im Fall von Typ I zwischen  $5^\circ$  und  $15^\circ$ , im Fall von Typ III zwischen  $10^\circ$  und  $25^\circ$  (jeweils bei  $\Theta_O \approx 83^\circ$ ).

#### 5.2.5 Die Strahlungscharakteristik

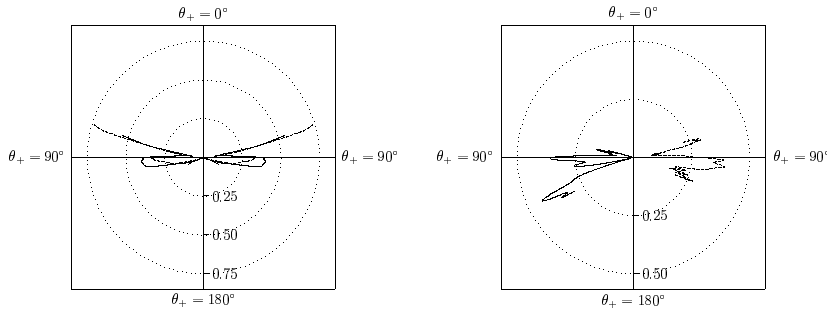
Die Abb. 5.18 zeigt die  $\theta_-$ -Lösung von zwei Strahlungscharakteristiken vom Typ I aus Abb. 5.11 und 5.12. Analog dazu ist in Abb. 5.19 die  $\theta_+$ -Lösung von zwei Strahlungscharakteristiken vom Typ III aus Abb. 5.15 und 5.16 gezeigt. Die durchgezogenen Kurven gehören zu den niedrigen Energiebereichen, die gestrichelten zu den höheren.  $\theta_- = 0^\circ$  bzw.  $\theta_+ = 0^\circ$  entspricht der Richtung des Magnetfeldes. Da die Emission als rotations-symmetrisch zur Magnetfeldachse angenommen wird, sind die Strahlungscharakteristiken



**Abb. 5.18:** Strahlungscharakteristiken vom Typ I der XTE-Beobachtung (links) bei 6–9 keV (durchgezogen) und 9–14 keV (gestrichelt) und der EXOSAT Beobachtung (rechts) bei 0.9–3.6 keV (durchgezogen) und 3.6–21 keV (gestrichelt). Zur besseren Darstellung ist im rechten Schaubild jeweils links und rechts der Symmetrieachse nur eine symmetrische Hälfte der Strahlungscharakteristik in einem Energiebereich gezeichnet.

symmetrisch zur Achse  $\theta_{\pm} = 0^{\circ}$  bzw.  $\theta_{\pm} = 180^{\circ}$ . Der Bereich von  $\theta$ , unter dem die Pole während einer Umdrehung des Neutronensterns gesehen werden ist für Typ I  $70^{\circ} \lesssim \theta_{-} \lesssim 105^{\circ}$  und für Typ III  $75^{\circ} \lesssim \theta_{+} \lesssim 115^{\circ}$ . Außerhalb dieser Bereiche liegt keine Information über die Strahlungscharakteristik vor. Die Charakteristiken sind so normiert, dass der gesamte Fluss, welcher in den sichtbaren Bereich emittiert wird, jeweils eins ist. Wie bei den Röntgenpulsaren Her X-1 und Cen X-3 bestehen die Strahlungscharakteristiken beider Typen im wesentlichen aus zwei Komponenten, die, im Fall der  $\theta_{-}$ -Lösung für Typ I und der  $\theta_{+}$ -Lösung für Typ III, als *pencil-* und *fan-beam* interpretiert werden können. Dabei ist der *pencil-beam* die Komponente, bei der Emission hauptsächlich in Richtung der Magnetfeldachse stattfindet, wohingegen beim *fan-beam* die Emission hauptsächlich senkrecht zur Magnetfeldachse stattfindet. Bei der Strahlungscharakteristik vom Typ I lässt sich feststellen, dass die *fan-beam*-Komponente relativ zur *pencil-beam*-Komponente mit zunehmender Energie zunimmt. Dagegen nimmt die Intensität der *fan-beam*-Komponente der Typ III Strahlungscharakteristik ab und zeigt somit dasselbe Verhalten wie die Strahlungscharakteristiken von Her X-1 und Cen X-3.

Da sich die Strahlungscharakteristiken direkt aus den beobachteten Pulsprofilen ergeben, sind sie ebenso wie diese von relativistischen Effekten in der Nähe der Neutronensternoberfläche, insbesondere der Lichtablenkung, be-

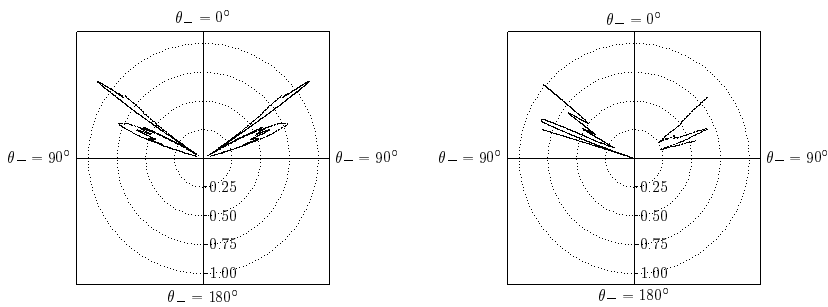


**Abb. 5.19:** Strahlungscharakteristiken vom Typ III der XTE Beobachtung (links) bei 6–9 keV (durchgezogen) und 9–14 keV (gestrichelt) und der EXOSAT Beobachtung (rechts) bei 0.9–3.6 keV (durchgezogen) und 3.6–21 keV (gestrichelt). Zur besseren Darstellung ist im rechten Schaubild jeweils links und rechts der Symmetrieachse nur eine symmetrische Hälfte der Strahlungscharakteristik in einem Energiebereich gezeichnet.

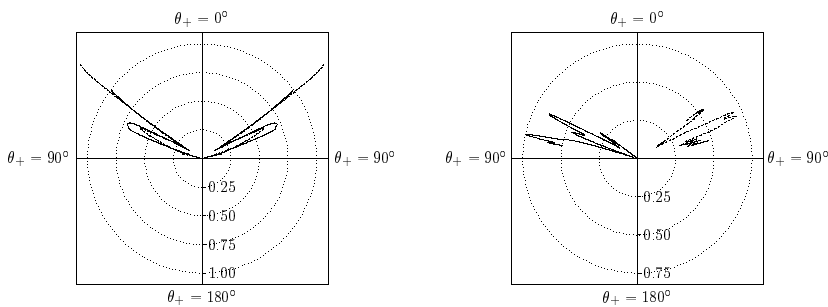
einflusst. Um sich eine Vorstellung von der Auswirkung der Lichtablenkung auf die Strahlungscharakteristik machen zu können, ist in den Abb. 5.20 und 5.21 jeweils die Emissionscharakteristik einer hypothetischen Punktquelle an den Polen aus den asymptotischen Strahlungscharakteristiken der Abb. 5.18 und 5.19 als Polardiagramm dargestellt. Dabei wurde für das Verhältnis des Radius des Neutronensterns zu seinem Schwarzschildradius  $r_n/r_s = 2.2$  angenommen. Dies ergibt sich, wenn man für die Masse des Neutronensterns und seinen Radius z.B.  $M = 1.88M_\odot$  (van Kerkwijk 1995) und  $r_n \approx 12$  km ansetzt. Die Normierung ist wiederum so, dass der gesamte, in den sichtbaren Bereich emittierte Strahlungsfluss eins ist. Man erkennt, dass dann der sichtbare Bereich des Sichtwinkels  $\theta_-$  (Typ I) bzw.  $\theta_+$  (Typ III) in beiden Fällen auf Werte von deutlich kleiner als  $90^\circ$  beschränkt ist. Das Maximum der *fan-beam*-Komponente liegt dann bei ca.  $65^\circ$ .

### 5.2.6 Bemerkungen

Es wurden insgesamt sieben Pulsprofile des akkretierenden Röntgenpulsars Vela X-1 mit der Zerlegungsmethode untersucht. Die vorläufigen Ergebnisse dieser Untersuchung zeigen, dass es möglich ist die Asymmetrie der Pulsprofile mit einer verzerrten magnetischen Dipolkonfiguration zu erklären. Dies wurde in anderen Untersuchungen bereits für die Pulsare Cen X-3 (Kraus



**Abb. 5.20:** Lokale Emissionscharakteristiken vom Typ I der XTE Beobachtung (links) bei 6 – 9 keV (durchgezogen) und 9 – 14 keV (gestrichelt) und der EXOSAT Beobachtung (rechts) bei 0.9 – 3.6 keV (durchgezogen) und 3.6 – 21 keV (gestrichelt). Zur besseren Darstellung ist im rechten Schaubild jeweils links und rechts der Symmetrieachse nur eine symmetrische Hälfte der Strahlungscharakteristik in einem Energiebereich gezeichnet.



**Abb. 5.21:** Lokale Emissionscharakteristiken vom Typ III der XTE Beobachtung (links) bei 6 – 9 keV (durchgezogen) und 9 – 14 keV (gestrichelt) und der EXOSAT Beobachtung (rechts) bei 0.9 – 3.6 keV (durchgezogen) und 3.6 – 21 keV (gestrichelt). Zur besseren Darstellung ist im rechten Schaubild jeweils links und rechts der Symmetrieachse nur eine symmetrische Hälfte der Strahlungscharakteristik in einem Energiebereich gezeichnet.



et al. 1996) und Her X-1 (Blum & Kraus 2000) gezeigt. Für verschiedene Lösungen für die Einpol-Pulsprofile gibt es Hinweise darauf, dass die Emission der beiden Pole näherungsweise identisch ist. Obwohl insbesondere bei niedrigen Photonenenergien die Pulsprofile von Vela X-1 eine äußerst komplizierte Struktur aufweisen, lassen sich dann Geometrieparameter finden, die zu einer Strahlungscharakteristik führen, deren Komponenten sich im wesentlichen als *pencil-* und *fan-beam* interpretieren lassen. Da eine solche Strahlungscharakteristik auch bei Cen X-3 und Her X-1 gefunden wurde, stellt sich die Frage, ob möglicherweise alle Röntgenpulsare eine Strahlungscharakteristik dieser Struktur besitzen.

Während der EXOSAT-Beobachtungen vom 5. und 7. Mai 1985 befand sich die Quelle in einem Stadium relativ niedriger Leuchtkraft, teilweise sogar in einem *dip*. Das bedeutet, dass die Strahlung möglicherweise stark absorbiert wurde. Dies muss bei der Bewertung der Ergebnisse der EXOSAT-Pulsprofile berücksichtigt werden.

Die größte Schwierigkeit bei der Analyse der Pulsprofile bereitete die Tatsache, dass der Parameterbereich der Symmetriepunkte der Einpol-Pulsprofile durch die physikalischen Kriterien nicht hinreichend eingeschränkt werden konnte. Aus diesem Grund lassen sich mit den bisher untersuchten Pulsprofilen von Vela X-1 keine eindeutigen Aussagen über die Ursache der Asymmetrie der Pulsprofile, die Lage der Magnetpole und die Struktur der Strahlungscharakteristik machen.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Methode zur Analyse asymmetrischer Pulsprofile akkretierender Röntgenpulsare vorgestellt und ihre Anwendung auf Beobachtungsdaten von Her X-1, Cen X-3 und Vela X-1 beschrieben. Abgesehen von einigen grundlegenden geometrischen Annahmen, ist die Analysenmethode modellunabhängig. Insbesondere werden keinerlei Annahmen über die Prozesse zur Entstehung der Strahlung und den Strahlungstransport innerhalb der Emissionsgebiete gemacht. Die Ergebnisse können daher mit Emissionsmodellen verglichen und interpretiert werden.

### Die Methode

Die Analysenmethode und die Vorgehensweise bei ihrer Anwendung wurden detailliert erläutert. Bei der Analyse wird zunächst überprüft, inwieweit die Beobachtungsdaten mit der Annahme verträglich sind, dass die Asymmetrie der Pulsprofile von einem leicht gestörten magnetischen Dipolfeld verursacht und somit die Emission an den Polen rotationssymmetrisch ist. Ist dies der Fall, so erhält man in einem ersten Schritt der Analyse die Zerlegung der beobachteten Pulsprofile in die symmetrischen Beiträge der Emissionsregionen. Im zweiten Schritt der Analyse werden diese Beiträge daraufhin untersucht, ob die Emission an den beiden Polen identisch ist und

ob es einen gemeinsamen Bereich der Sichtwinkel gibt, unter denen beide Emissionsregionen während einer Umdrehung des Neutronensterns sichtbar sind. Unter diesen Voraussetzungen lässt sich dann die Lage der magnetischen Pole bestimmen und der sichtbare Bereich der Strahlungscharakteristik rekonstruieren. Abhängig von der gefundenen Geometrie können darüber hinaus für ein angenommenes Verhältnis des Radius zum Schwarzschildradius des Neutronensterns Bedingungen für die Ausdehnung einer Emissionsregion abgeleitet werden.

Mit synthetisch erzeugten Test-Pulsprofilen konnte gezeigt werden, dass die Methode in der Lage ist, vorgegebene geometrische Konfigurationen zuverlässig zu reproduzieren. Abhängig von der Form der Pulsprofile, deren Anteil an konstantem Fluss und deren Energieabhängigkeit sind die Ergebnisse jedoch nicht zwangsläufig eindeutig. Ideale Voraussetzungen für die Analyse beobachteter Pulsprofile sind dann gegeben, wenn die Form der Pulse in verschiedenen Energiebereichen oder in verschiedenen Zuständen der Quelle unterschiedlich ist, die Pulse eine deutliche Strukturierung und einen geringen Anteil an konstantem Fluss besitzen. Es hat sich gezeigt, dass die Analysenmethode auch im Falle einer etwas asymmetrischen Emission an den Polen zu einem sinnvollen Ergebnis führt, das näherungsweise die azimutal gemittelte Strahlungscharakteristik wiedergibt. Eine stark asymmetrische Emission wurde in den durchgeführten Testfällen dadurch erkannt, dass in beiden Schritten der Analyse keine zufriedenstellenden Ergebnisse erzielt werden konnten.

## Her X-1

Mit der Methode wurden insgesamt 153 Pulsprofile von Her X-1 in verschiedenen Energiebereichen von 1–55 keV analysiert, die im Laufe der letzten 25 Jahre mit verschiedenen Instrumenten auf den Röntgensatelliten HEAO-1, EXOSAT, Kvant (Mir-HEXE), Ginga, und RXTE beobachtet worden sind. Im ersten Schritt der Analyse konnte zunächst für alle 103 Pulsprofile des *main-on* Zustands der Quelle eine eindeutige Lösung für die Symmetriepunkte der symmetrischen Beiträge der Emissionsregionen zu den Pulsprofilen gefunden werden. Demnach sind die Daten mit der Annahme verträglich, dass die Asymmetrie der Pulsprofile allein durch ein leicht gestörtes magnetisches Dipolfeld verursacht wird.

Die Ergebnisse des zweiten Schritts der Analyse deuten darauf hin, dass die an den Emissionsregionen entstehende Strahlungscharakteristik bei beiden

Polen näherungsweise gleich ist und dass sich die Bereiche der Sichtwinkel, unter denen die Magnetpole während einer Umdrehung des Neutronensterns gesehen werden, überlappen. Daraus konnte die relative Lage der Magnetpole bestimmt und der sichtbare Bereich der Strahlungscharakteristik rekonstruiert werden. Da es jedoch nicht möglich ist, die beiden Beiträge der Emissionsregionen zum Pulsprofil jeweils einem der Pole eindeutig zuzuordnen, war die Strahlungscharakteristik zunächst zweideutig.

Für eine angenommene Beobachtungsrichtung  $\Theta_O = i = 83^\circ$  ergaben sich die Polarwinkel der Magnetpole in Bezug auf die Rotationsachse zu  $\Theta_1 \approx 18^\circ$  und  $\Theta_2 \approx 159^\circ$ , und der *offset* der Pole zu  $\delta \lesssim 5^\circ$ . Dieses Ergebnis bestätigt die Annahme, dass bereits eine relativ geringe Abweichung der Magnetfeldkonfiguration von einem idealen Dipol ausreicht, um die beobachtete Asymmetrie der Pulsprofile zu erklären.

Die weitere Analyse zeigte, dass sich für Daten zu späteren Phasen des *main-on* die Fits der identischen Abschnitte der beiden Beiträge der Pole deutlich verbessern, wenn man annimmt, dass die Leuchtkraft eines Pols relativ zum anderen abgeschwächt ist. Dies lässt sich als eine partielle Bedeckung des Neutronensterns am Ende des *main-on* durch den inneren Rand der Akkretionsscheibe deuten. Mit der Vorstellung einer sukzessiven Abschattung der Emissionsregionen gelang es, die systematischen Änderungen des Pulsprofils während des *main-on* zu reproduzieren, indem bei einem Pulsprofil zu einer frühen Phase des *main-on* eines der Einpol-Pulsprofile bezüglich des anderen skaliert wurde. Dadurch konnten die Beiträge der Emissionsregionen zum Pulsprofil den beiden Polen eindeutig zugeordnet und die Zweideutigkeit der Strahlungscharakteristik aufgelöst werden. Aus der Vorstellung der sukzessiven Abschattung der Pole folgt auch, dass die Skalenhöhe des inneren Rands der Akkretionsscheibe in der Größenordnung des Neutronensternradius sein muss.

Die Untersuchungen der Pulsprofile während eines *turn-on* und zu verschiedenen Phasen des *main-on* führten zu einer konsistenten Erklärung der systematischen Änderungen des Pulsprofils und des beobachteten spektralen Verhaltens im Rahmen des Modells einer gekippten und verbogenen, präzedierenden Akkretionsscheibe.

Die Strahlungscharakteristik lässt sich prinzipiell als eine Kombination aus *pencil-* und *fan-beam* interpretieren. Die relativen Intensitäten der einzelnen Komponenten variieren mit der Energie. So dominiert der *fan-beam* bei niedriger, der *pencil-beam* bei hoher Energie. Die gefundenen Strahlungsver-

teilungen lassen sich auch als richtungsaufgelöste Spektren darstellen. Bei diesen Spektren ist, im Gegensatz zu pulsphasenaufgelösten Spektren, die Information der beiden Emissionsregionen nicht überlagert, sondern man erhält Spektren einer Emissionsregion aus allen der Beobachtung zugänglichen Richtungen. Diese Spektren zeigen, dass die als *pencil-beam* interpretierte Komponente ein wesentlich härteres Spektrum besitzt, als die *fan-beam*-Komponente. Bei sehr großen Beobachtungswinkeln existiert eine weitere Komponente, die sogar ein noch härteres Spektrum aufweist als der *pencil-beam*. Leider konnten die Eigenschaften dieser Spektren in der Nähe der Zyklotronlinie nicht untersucht werden, da keine Pulsprofile ausreichender Qualität in diesem interessanten Energiebereich zur Verfügung standen. Aus Daten einer Beobachtung von Her X-1 mit dem Hochenergiedetektor HEXTE auf RXTE sollte es jedoch möglich sein, Pulsprofile im Energiebereich oberhalb von 30 keV zu erstellen, welche eine solche Analyse ermöglichen.

Schließlich zeigte sich, dass die Anwendbarkeit der Methode von dem modulierten Anteil des Flusses der Pulsprofile, der sog. *pulsed fraction*, abhängt. Die *pulsed fraction* ist ein Maß für die Streuung, und somit auch ein Maß für den Anteil an Strahlung, der direkt von den Emissionsregionen kommt. Dies erklärt, warum das Verfahren zu keinem Ergebnis führt, wenn die *pulsed fraction* relativ klein ist. Es zeigte sich, dass dies für alle vorliegenden Pulsprofile des *short-on* der Fall ist.

Aus der erhaltenen Strahlungscharakteristik wurde berechnet, wie die Akkretionsscheibe bzw. der optische Begleiter HZ Her unter verschiedenen Winkeln von dem Röntgenpulsar während dessen Rotation bestrahlt werden. Die dafür unter verschiedenen Beobachtungswinkeln berechneten Pulsprofile sind sehr unterschiedlich und besitzen z.T. zwei etwa gleich starke Pulse, die voneinander den Abstand einer halben Pulsperiode haben. Dies ist eine Erklärung für die Beobachtung von Pulsationen im optischen Bereich mit der doppelten Frequenz von Her X-1. Da man die auf den Oberflächen der Akkretionsscheibe und von HZ Her reproduzierte Röntgenstrahlung im optischen Bereich messen kann, ließen sich im Prinzip mit zeitlich hochaufgelöster Photometrie diese Pulsprofile messen. Mit solchen Messungen ließen sich dann Informationen über die geometrische Form der Akkretionsscheibe erhalten.

### Cen X-3

Die Ergebnisse der Analyse von Pulsprofilen des Röntgenpulsars Cen X-3 wurden vorgestellt. Auch bei dieser Quelle konnte eine eindeutige Zerlegung der Pulsprofile in symmetrische Beiträge der Emissionsregionen gefunden werden. Weiter konnten wie im Fall von Her X-1 identische Bereiche der Strahlungscharakteristiken der beiden Emissionsregionen identifiziert und daraus die Geometrie von Cen X-3 bestimmt und auch der sichtbare Bereich der Strahlungscharakteristik rekonstruiert werden. Die Polarwinkel der magnetischen Pole ergaben sich zu  $\Theta_1 \approx 19^\circ$  und  $\Theta_2 \approx 162^\circ$  ( $\Theta_0 = i = 75^\circ$ ). Der *offset* der Pole  $\delta \lesssim 10^\circ$  ist konsistent mit der Annahme eines relativ wenig verzerrten Dipols.

Die gefundene Strahlungscharakteristik von Cen X-3 besteht aus zwei Komponenten, die wiederum als *fan-* und *pencil-beam* interpretiert werden können. Aufgrund der Symmetrieeigenschaften ist die Strahlungscharakteristik jedoch zweideutig. Dies konnte in der Analyse nicht aufgelöst werden. Ein Vergleich mit der gefundenen, eindeutigen Strahlungscharakteristik von Her X-1 ergab, dass eine der Lösungen von Cen X-3 dieselben energieabhängigen Eigenschaften besitzt wie die von Her X-1. Dies legte die Vermutung nahe, dass diese beiden Pulsare eine vergleichbare Strahlungscharakteristik besitzen, womit dann die Zweideutigkeit der Lösung für die Strahlungscharakteristik von Cen X-3 aufgelöst werden konnte.

Auch für Cen X-3 wären weitere Analysen, insbesondere im Energiebereich der Zyklotronresonanzfrequenz dieser Quelle bei etwa 32 keV, wünschenswert, um die erhaltenen Ergebnisse mit existierenden Emissionsmodellen besser vergleichen und interpretieren zu können.

### Vela X-1

Es wurden die Daten einer mehr als 6 h langen Beobachtung von Vela X-1 mit RXTE von 1996 und einer EXOSAT-Beobachtung von 1985 untersucht. Es stellte sich heraus, dass sich aufgrund der langen Pulsperiode von 283 s und der starken Puls- zu Puls-Schwankungen energieaufgelöste Pulsprofile ausreichend guter Statistik nur durch sehr lange Beobachtungszeiten erhalten lassen.

Aus den analysierten Daten konnte daher im ersten Schritt der Methode keine eindeutige Zerlegung der Pulsprofile in die symmetrischen Beiträge der

Emissionsregionen gefunden werden. Unter den physikalisch sinnvollen Zerlegungen befinden sich jedoch durchaus Lösungen, für die sich Parameter finden ließen, mit welchen sich im zweiten Schritt der Methode eine Strahlungscharakteristik berechnen ließ, die den gefundenen Strahlungscharakteristiken der Quellen Cen X-3 und Her X-1 phänomenologisch sehr ähnlich ist. Dies lässt die Vermutung zu, dass die Eigenschaften der Emissionsregionen des Röntgenpulsars Vela X-1 denen von Cen X-3 und Her X-1 durchaus ähnlich sein können. Möglicherweise besitzen die Emissionsregionen aller Röntgenpulsare sehr ähnliche Strahlungscharakteristiken.

Von den Daten einer weiteren, im Februar 2000 durchgeführten Beobachtung von Vela X-1 mit RXTE mit einer Integrationszeit von insgesamt etwa 28 h können hinreichend stabile Pulsprofile erwartet werden, welche dann auch in engere Energiebereiche aufgelöst werden können und mit denen die Mannigfaltigkeit der Lösungen dieser Analysenmethode weiter eingeschränkt werden kann. Auch die Untersuchung weiterer, energetisch besser aufgelöster Pulsprofile wird sicherlich zu einer deutlich größeren Einschränkung des möglichen Parameterbereiches der Symmetriepunkte der Einpol-Pulsprofile beitragen.

Es ist zu erwarten, dass diese Analysen der Pulsprofile von Vela X-1 u.a. zur Klärung der Frage führen können, ob die Emissionsverteilung auch dieser Quelle vom selben Typ wie die von Cen X-3 und Her X-1 ist.

## Weitere Beobachtungen

Neben den bisher untersuchten Pulsprofilen der Röntgenpulsare Cen X-3, Her X-1 und Vela X-1 gibt es bereits vorhandene Beobachtungsdaten weiterer Quellen, auf die die Analysenmethode angewendet werden kann. Besonders interessant wäre beispielsweise eine Analyse der Pulsprofile des Be-Systems EXO 2030, bei der die Form der beobachteten Röntgenpulse neben der Energie auch stark von der Leuchtkraft der Quelle abhängt.

Aus laufenden und zukünftig geplanten Satellitenprojekten wird es auch in Zukunft weitere, zeitlich hinreichend aufgelöste Beobachtungsdaten mit guter Statistik dieser und auch anderer Quellen geben, durch die die Ergebnisse der bisherigen Analysen bestätigt oder erweitert werden, und die zur Klärung der offenen Fragen beitragen können.

## Emissionsmodelle

Die entscheidende Frage bei der Interpretation der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse ist, ob und unter welchen Bedingungen sich die erhaltenen Strahlungscharakteristiken reproduzieren lassen? Dies ist mit den bisher existierenden, teilweise stark vereinfachenden Modellen nur sehr bedingt der Fall.

Zur Klärung dieser Frage wird in dieser Arbeitsgruppe an einer Monte-Carlo-Simulation der Röntgenemission an den Polregionen akkretierender Neutronensterne gearbeitet. Dabei soll als *hot spot* eine sog. *slab-* bzw. Polkappen-Konfiguration mit anisotroper nichtthermischer Emission modelliert werden. Neben allen relativistischen Effekten im starken Gravitationsfeld des Neutronensterns soll auch an der Neutronensternoberfläche reprozessierte Strahlung berücksichtigt werden. Sollte es damit möglich sein, die in dieser Arbeit gefundenen Strahlungscharakteristiken und geometrischen Parameter zu reproduzieren, so wäre dies ein entscheidender Beitrag zum Verständnis der Strahlungsprozesse in dem extremen Umfeld der magnetischen Pole von Röntgenpulsaren.





# Anhang A

## Her X-1: Pulsprofile, Zerlegungen und Überlagerungen

Im folgenden sind alle analysierten Pulsprofile von Her X-1, ihre in der Analyse gefundenen Zerlegungen in symmetrische Beiträge der Emissionsregionen an den Polen und die entsprechenden Überlagerungen der Einpol-Pulsprofile in den Überlappungsbereichen der Werte der Sichtwinkel, sofern diese gefittet werden konnten, abgebildet.

### Pulsprofile

Die gemessenen Zählraten der Phasenbins der Pulsprofile sind als Kreuze mit der entsprechenden Binbreite dargestellt. Die Höhe der Kreuze entspricht, wenn es in der Bildunterschrift nicht anders bemerkt ist, dem statistischen Fehler ( $\pm \sigma$ ) der Daten. In den Kopfzeilen der Schaubilder sind jeweils die interne Bezeichnung des Pulsprofils (siehe Tabelle A.1), der Energiebereich und die in der Analyse zur Darstellung des Pulsprofils verwendete Anzahl an Fourierkoeffizienten angegeben. Die durchgezogen dargestellte Kurve stellt das aus der in der Analyse verwendeten Fourierreihe zurücktransformierte Pulsprofil dar.

Tabelle A.1: ANALYSIERTE BEOBSACHTUNGSDATEN: HER X-1

INTERNE BEZEICHNUNG	INSTRUMENT. PLATTFORM	TAG/JAHR DER BEOB.	ENERGIEBEREICH (keV) <sup>a</sup>	35-D- PHASE	ANZAHL <sup>b</sup>	LITERATUR
Main-On						
he0**	HEAO-1	1978 <sup>c</sup>	12.0 - 55.0	...	5	Soong 1990a
ex000	EXOSAT	1983 - 1984 <sup>c</sup>	1.0 - 50.0	...	1	Wiedenmann 1988
ex1**	EXOSAT	93/1984	0.9 - 26.0	0.136	12	Kahabka 1987
ex2**	EXOSAT	164/1984	0.9 - 29.0	0.180	13	Kahabka 1987
ex3**	EXOSAT	96/1984	0.9 - 23.0	0.234	11	Kahabka 1987
ex4**	EXOSAT	153/1985	0.9 - 23.0	0.372	11	Kahabka 1987
hx100	HEXE	1987 - 1988 <sup>c</sup>	16.0 - 30.0	...	1	Kunz 1996b
gn01*	Ginga	145/1988	1.0 - 37.0	0.191	5	Scott 1993
gn02*	Ginga	121/1989	1.0 - 37.0	0.148	5	Scott 1993
gn03*	Ginga	124/1989	1.0 - 37.0	0.232	5	Scott 1993
gn04*	Ginga	124/1989	1.0 - 37.0	0.234	5	Scott 1993
gn05*	Ginga	154/1989	1.0 - 37.0	0.075	5	Scott 1993
gn06*	Ginga	156/1989	1.0 - 37.0	0.157	5	Scott 1993
gn07*	Ginga	157/1989	1.0 - 37.0	0.162	5	Scott 1993
gn08*	Ginga	209/1990	1.0 - 37.0	0.144	5	Scott 1993
x1s**	RXTE	209/1996	2.0 - 26.0	~ 0.1	9	Stelzer 1997
					103	

<sup>a</sup>für die Energiebereiche der einzelnen Pulsprofile siehe Tab. A.2<sup>b</sup>gesamte Anzahl an energieaufgelösten Pulsprofilen dieser Beobachtung<sup>c</sup>die Daten mehrerer Beobachtungen wurden integriert

**Tabelle A.1 Forts: ANALYSIERTE BEOBACHTUNGSDATEN**

INTERNE BEZEICHNUNG	INSTRUMENT. PLATTFORM	TAG/JAHR DER BEOB.	ENERGIEBEREICH (KEV)	35-D- PHASE	ANZAHL <sup>b</sup>	LITERATUR
Short-On						
ex5**	EXOSAT	76/1984	0.9 - 23.0	0.672	11	Kahabka 1987
gn09*	Ginga	135/1989	1.0 - 14.0	0.571	3	Scott 1993
gn10*	Ginga	136/1989	1.0 - 14.0	0.582	3	Scott 1993
gn11*	Ginga	138/1989	1.0 - 14.0	0.627	3	Scott 1993
					20	
Turn-On						
x203*	RXTE	256/1997	2.0 - 19.0	0.00 <sup>d</sup>	5	Kuster 1998
x207*	RXTE	256/1997	2.0 - 19.0	0.01 <sup>d</sup>	5	Kuster 1998
x217*	RXTE	257/1997	2.0 - 19.0	0.03 <sup>d</sup>	5	Kuster 1998
x224*	RXTE	257/1997	2.0 - 19.0	0.04 <sup>d</sup>	5	Kuster 1998
x227*	RXTE	257/1997	2.0 - 19.0	0.05 <sup>d</sup>	5	Kuster 1998
x231*	RXTE	259/1997	2.0 - 19.0	0.09 <sup>d</sup>	5	Kuster 1999
					30	

<sup>b</sup>gesamte Anzahl an energieaufgelösten Pulsprofilen dieser Beobachtung

<sup>d</sup>siehe Abb. 4.12

**Tabelle A.2:** ENERGIEBEREICHE DER PULSPROFILE

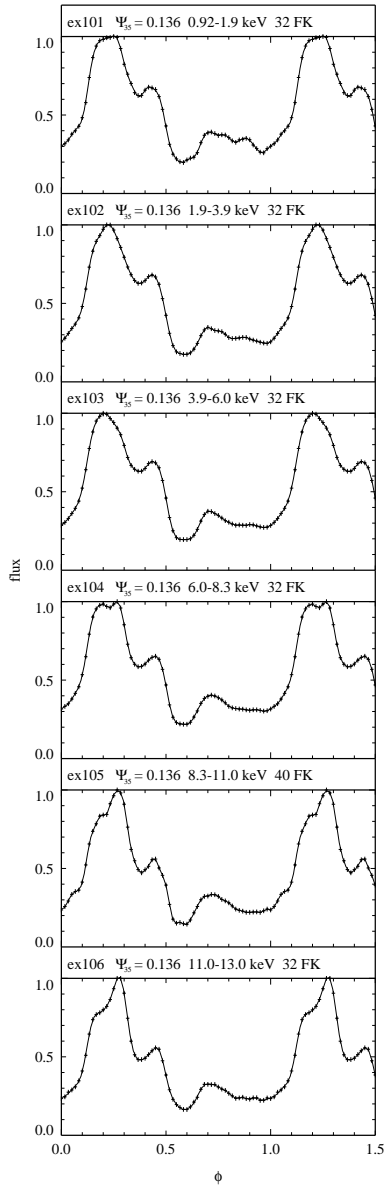
INTERNE BEZEICHNUNG		ENERGIEBEREICH (KEV)			
ex*01	0.9 - 1.9	gn**1	1.0 - 4.6	x1s01	2.0 - 5.0
ex*02	1.9 - 3.9	gn**2	4.6 - 9.3	x1s02	5.0 - 7.0
ex*03	3.9 - 6.0	gn**3	9.3 - 14.0	x1s03	7.0 - 8.0
ex*04	6.0 - 8.3	gn**4	14.0 - 23.0	x1s04	8.0 - 9.0
ex*05	8.3 - 11.0	gn**5	23.0 - 37.0	x1s05	9.0 - 10.0
ex*06	11.0 - 13.0			x1s06	10.0 - 12.0
ex*07	6.7 - 10.0	he000	12.0 - 70.0	x1s07	12.0 - 17.0
ex*08	10.0 - 13.0	he001	12.0 - 20.0	x1s08	17.0 - 26.0
ex*09	13.0 - 17.0	he002	20.0 - 30.0	x1sa7	12.0 - 26.0
ex*10	17.0 - 20.0	he003	30.0 - 40.0		
ex*11	20.0 - 23.0	he004	40.0 - 55.0	x2**1	2.0 - 4.5
ex*12	23.0 - 26.0			x2**2	4.5 - 6.5
ex*13	26.0 - 29.0	hx100	16.0 - 30.0	x2**3	6.5 - 9.0
				x2**4	9.0 - 13.0
ex000	1.0 - 50.0			x2**5	13.0 - 19.0

## Zerlegungen

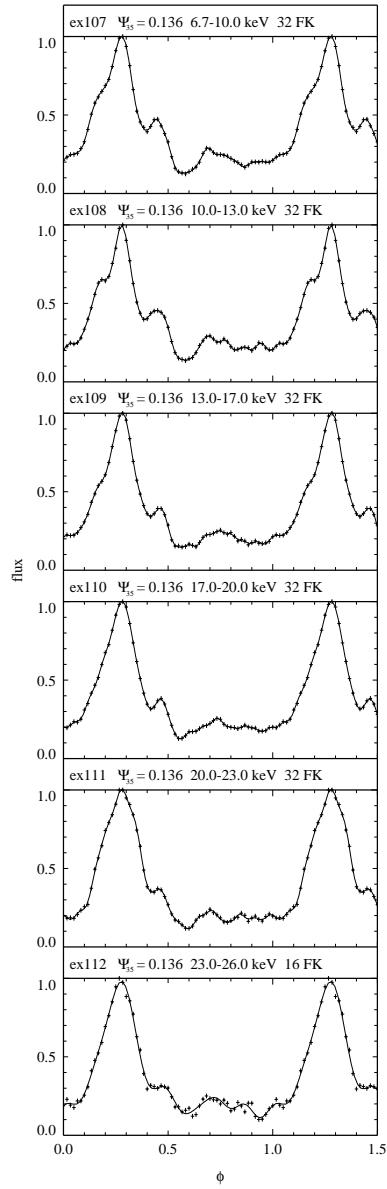
Die beiden zu jedem Pulsprofil gehörenden Einpol-Pulsprofile sind jeweils durchgezogen (1. Pol) und gestrichelt (2. Pol) in einem Schaubild eingezeichnet. Ihre Minima sind auf null gesetzt. Der unmodulierte Fluss, der im ersten Schritt der Analyse nicht eindeutig auf die beiden Einpol-Pulsprofile verteilt werden kann, ist jeweils als horizontaler Balken an der linken y-Achse dargestellt. In den Kopfzeilen der Schaubilder sind jeweils die interne Bezeichnung der Pulsprofile und die Symmetriepunkte  $\Phi_1$  und  $\Phi_1 + \Delta$  bzw.  $\Delta$  angegeben. Aus der Addition der beiden Einpol-Pulsprofile und dem unmodulierten Fluss ergibt sich jeweils genau das aus der Fourierreihe zurücktransformierte Pulsprofil.

## Überlagerungen

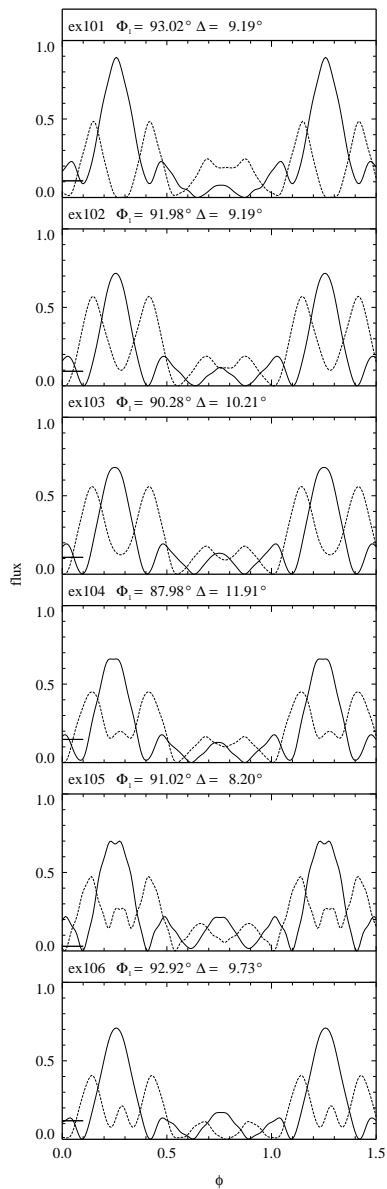
Die Überlagerungen zeigen die Einpol-Pulsprofile in den gefitteten Überlappungsbereichen des Sichtwinkels  $\theta$  auf die magnetischen Achsen. Dabei sind die Einpol-Pulsprofile, entsprechend ihrer Darstellung in den Zerlegungen, jeweils durchgezogen und gestrichelt dargestellt. Die Skalen der unteren und oberen x-Achse beziehen sich jeweils auf die  $\theta_+$ - und  $\theta_-$ -Lösung der Strahlungscharakteristik, die für einen Beobachtungswinkel  $\Theta_O = i = 83^\circ$  aus den Fitparametern berechnet wurden. Die typischen Fehler der Strahlungscharakteristiken, wie sie sich durch Fehlerfortpflanzung aus den statistischen Fehlern der gemessenen Pulsprofile ergeben, sind als Balken ( $2\sigma$ ) jeweils rechts oben in den Schaubildern eingezeichnet. In den Kopfzeilen sind jeweils die interne Bezeichnung der entsprechenden Pulsprofile, die Symmetriepunkte der Einpol-Pulsprofile und die Fitparameter  $a$  und  $b$  des Überlappungsbereichs angegeben. Es ist auch der Skalierungsfaktor  $s$ , falls dieser nicht eins ist, angegeben, der eine unterschiedliche Abschwächung bzw. Helligkeit der Emissionsregionen berücksichtigt. Dabei bezieht sich  $s$  auf den Fluss des 2. Einpol-Pulsprofils (gestrichelt dargestellt).



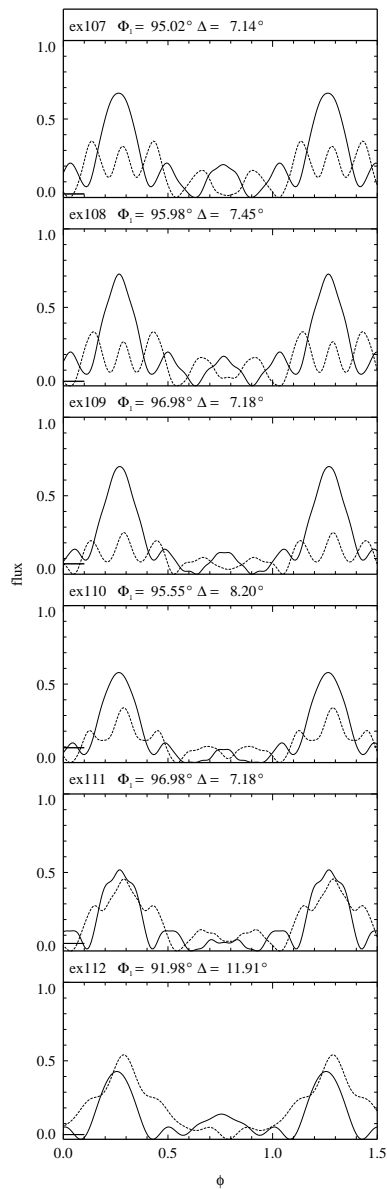
**Abb. A.1:** Pulsprofile *ex101* - *ex106*



**Abb. A.2:** Pulsprofile *ex107* - *ex112*

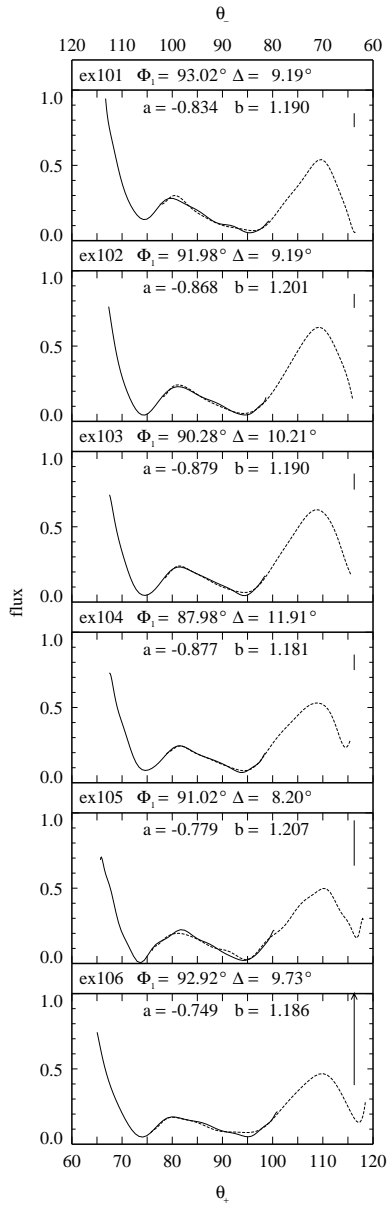


**Abb. A.3:** Zerlegungen der Pulsprofile ex101 - ex106

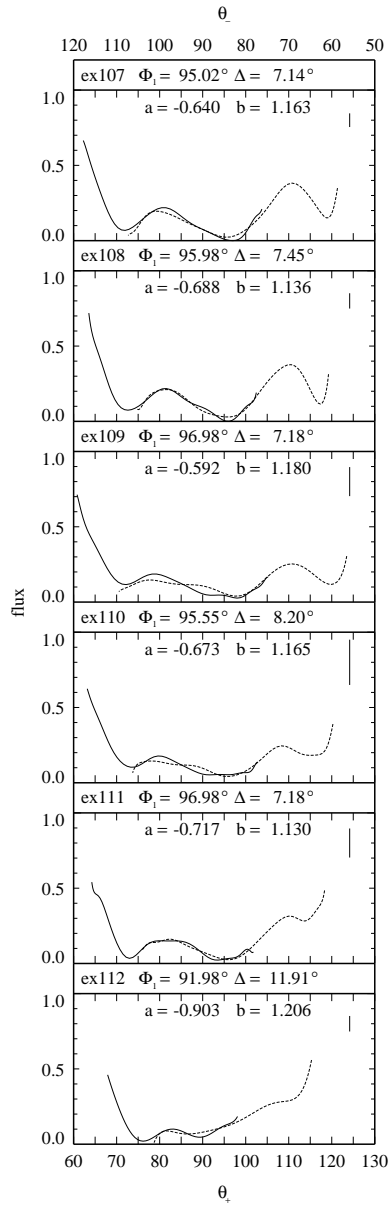


**Abb. A.4:** Zerlegungen der Pulsprofile ex107 - ex112





**Abb. A.5:** Überlagerungen der Pulsprofile ex101 - ex106



**Abb. A.6:** Überlagerungen der Pulsprofile ex107 - ex112

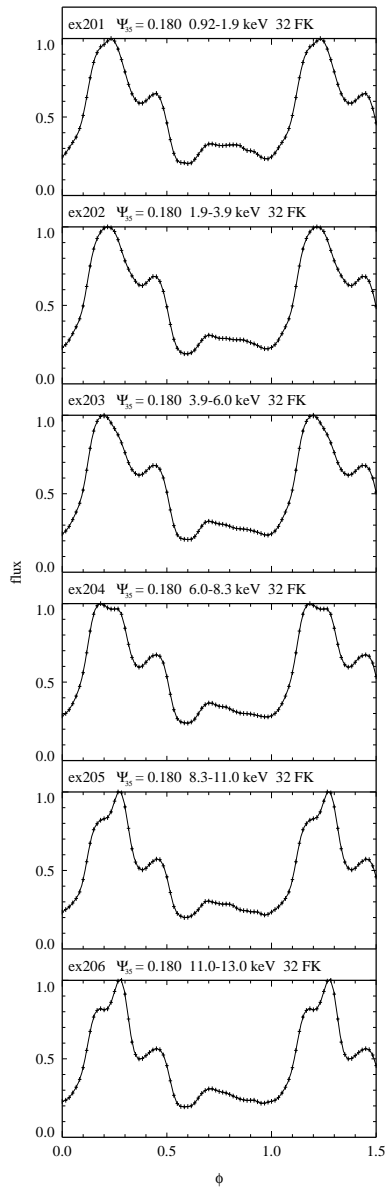


Abb. A.7: Pulsprofile ex201 - ex206

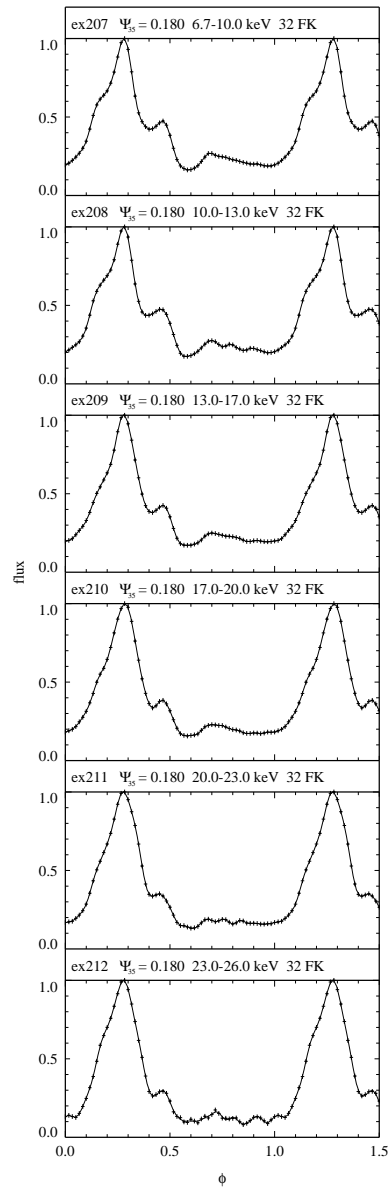
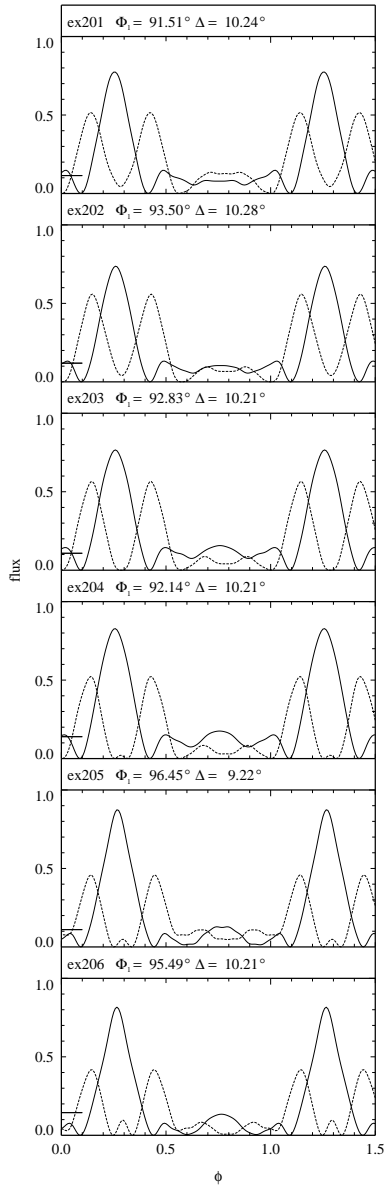
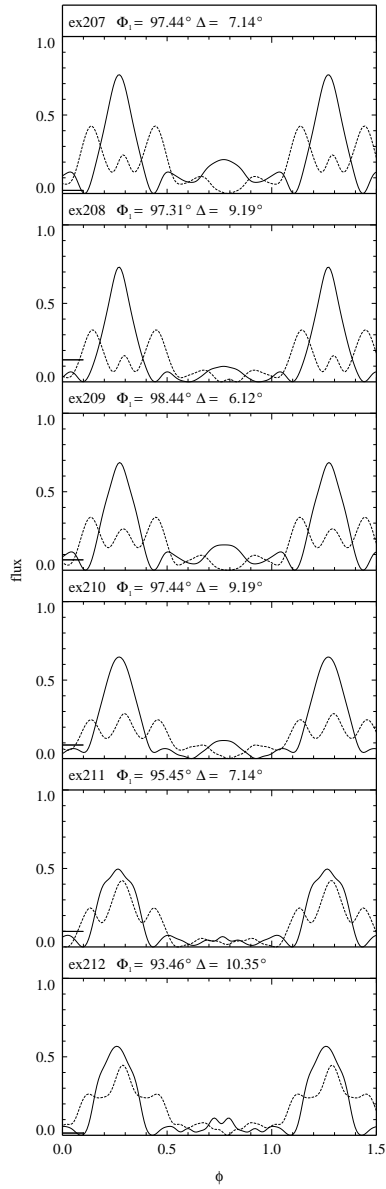


Abb. A.8: Pulsprofile ex207 - ex212



**Abb. A.9:** Zerlegungen der Pulsprofile *ex201 - ex206*



**Abb. A.10:** Zerlegungen der Pulsprofile *ex207 - ex212*

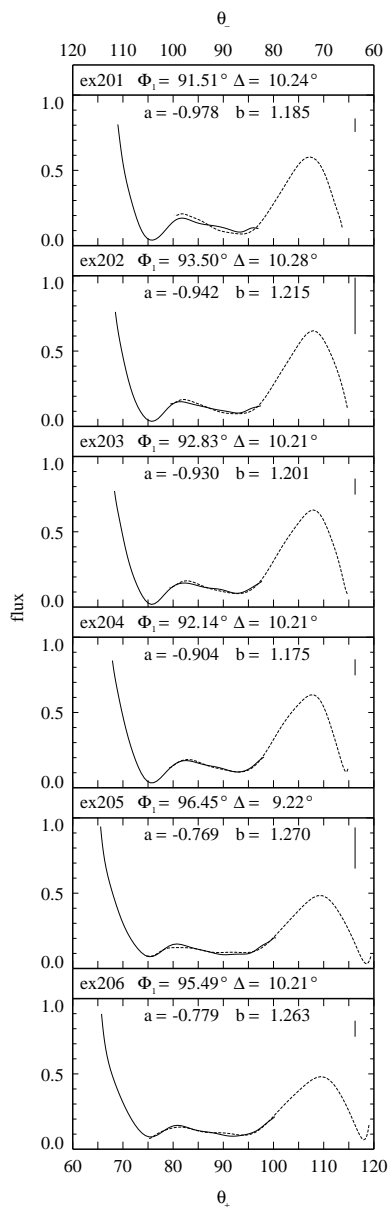


Abb. A.11: Überlagerungen der Pulsprofile ex201 - ex206

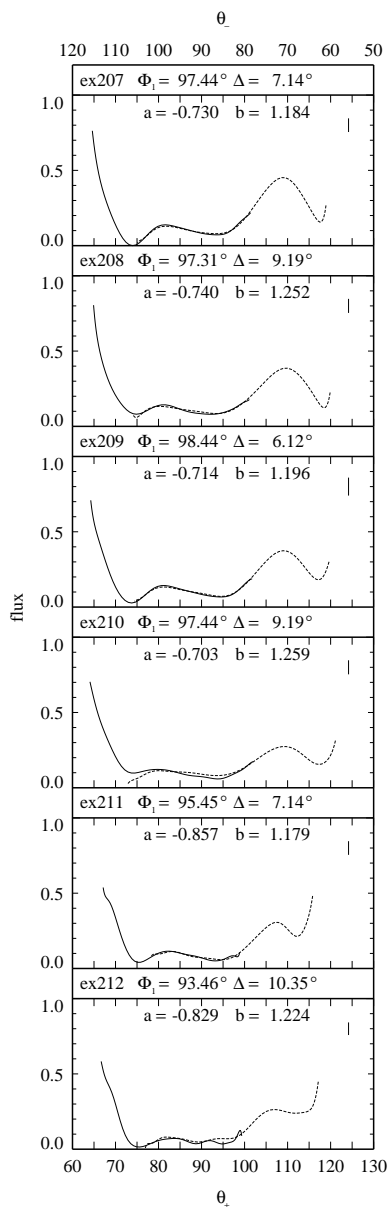


Abb. A.12: Überlagerungen der Pulsprofile ex207 - ex212

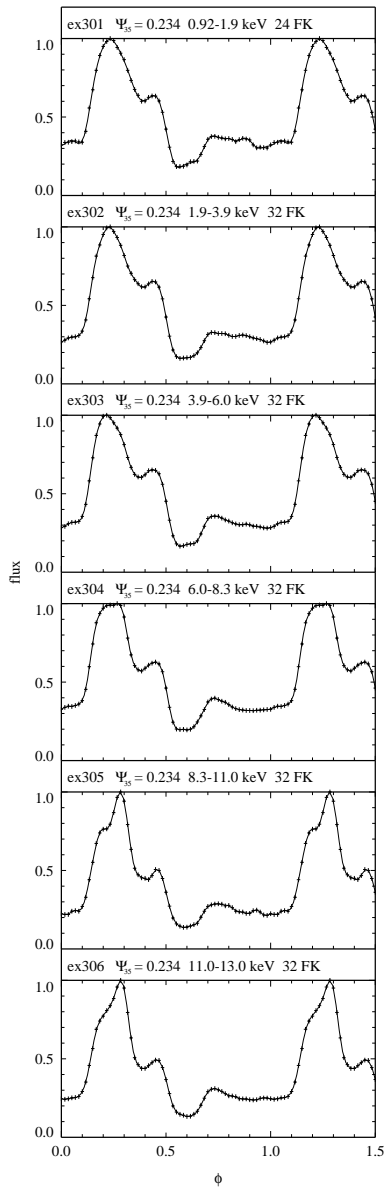


Abb. A.13: Pulsprofile *ex301* - *ex306*

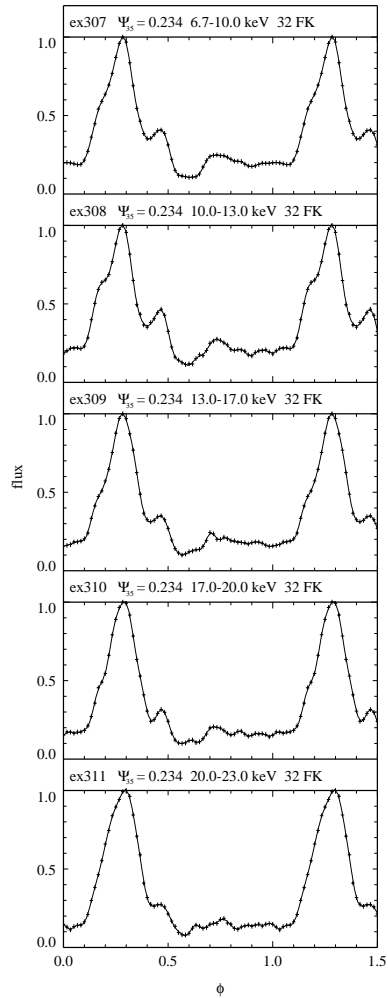


Abb. A.14: Pulsprofile 307 - ex311

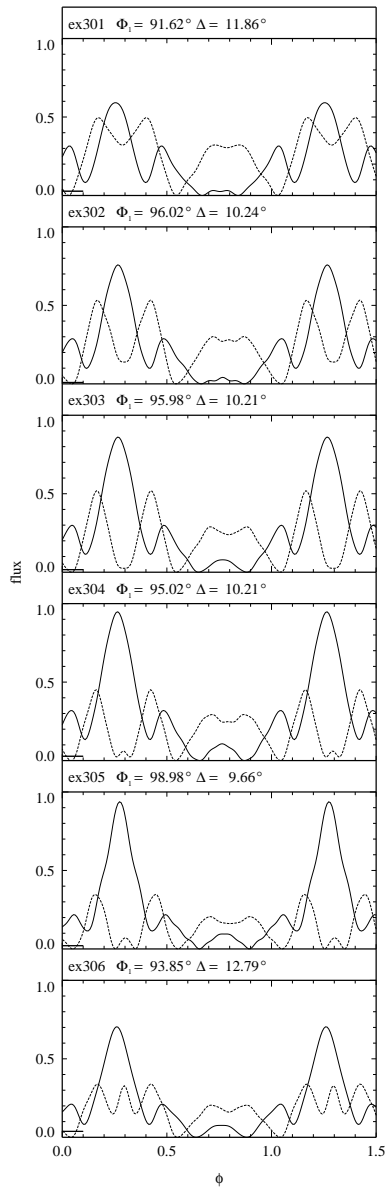


Abb. A.15: Zerlegungen der Pulsprofile ex301 - ex306

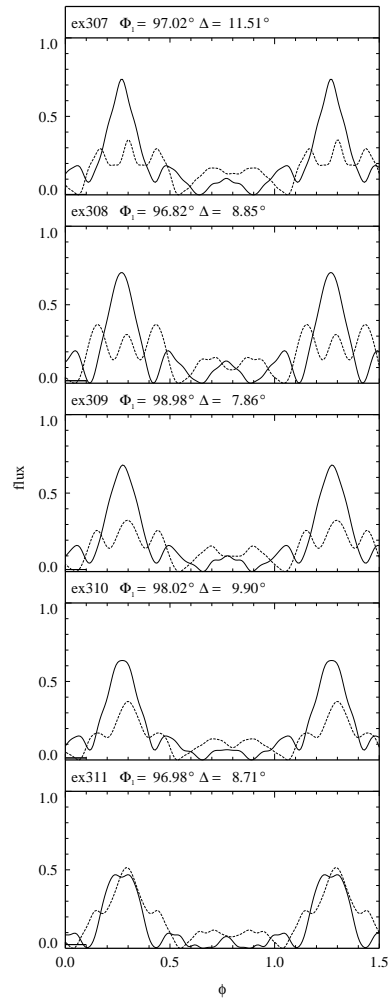


Abb. A.16: Zerlegungen der Pulsprofile ex307 - ex311

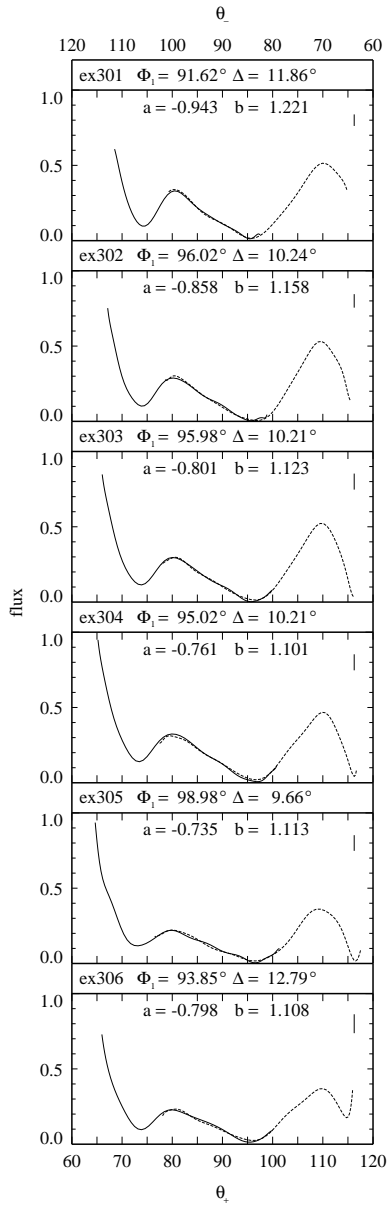


Abb. A.17: Überlagerungen der Pulsprofile ex301 - ex306

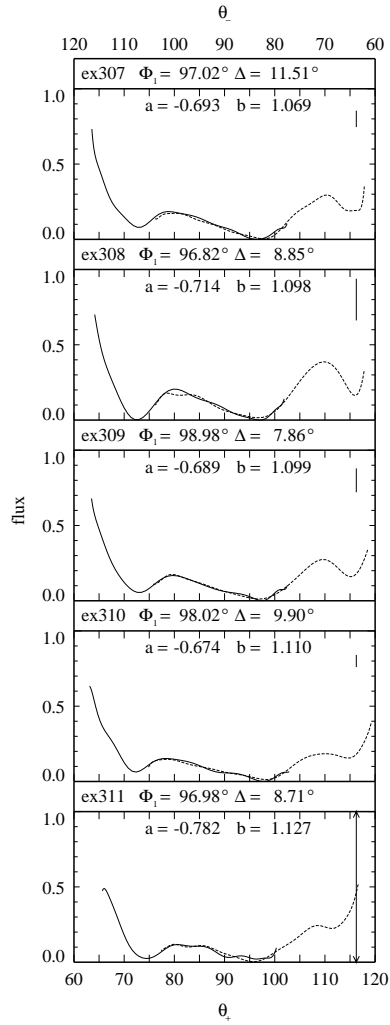


Abb. A.18: Überlagerungen der Pulsprofile ex307 - ex311

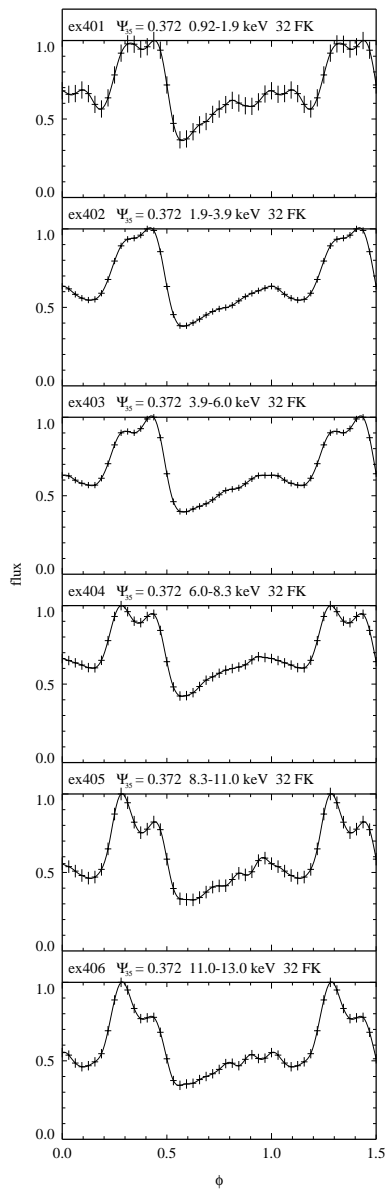


Abb. A.19: Pulsprofile ex401 - ex406

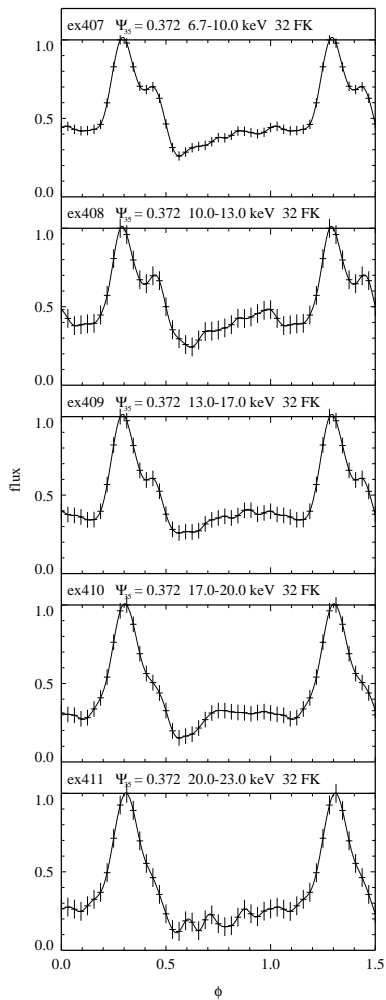
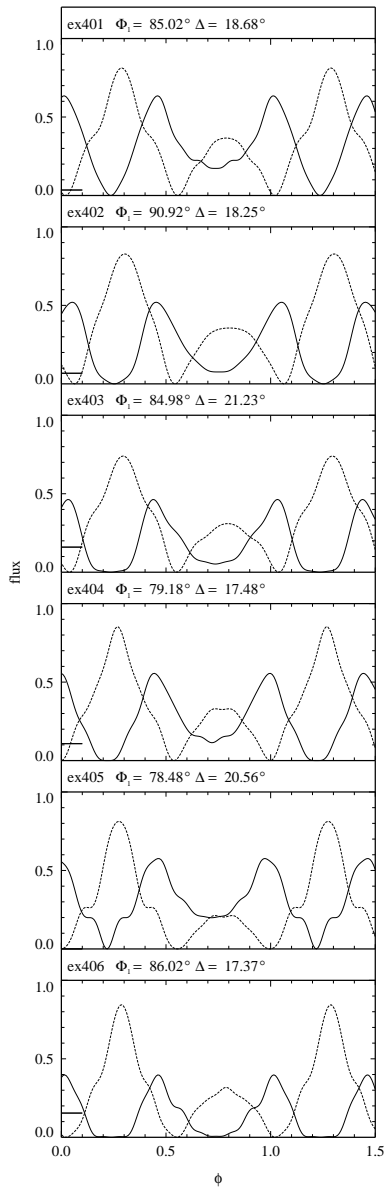
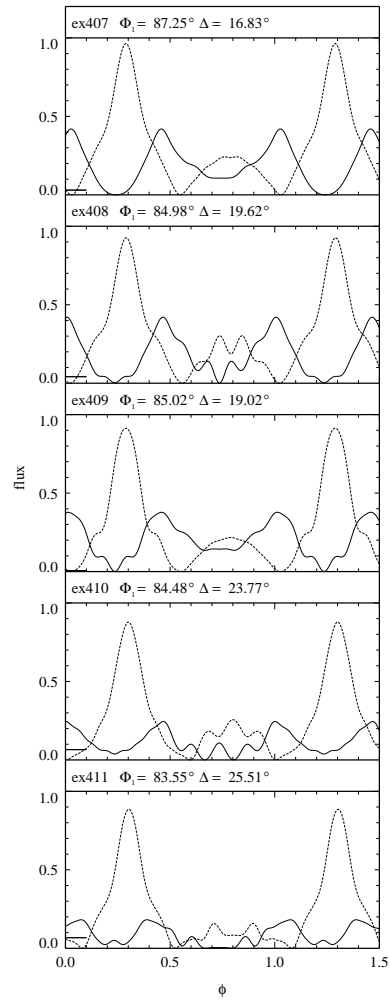


Abb. A.20: Pulsprofile ex407 - ex411





**Abb. A.21:** Zerlegungen der Pulsprofile *ex401 - ex406*



**Abb. A.22:** Zerlegungen der Pulsprofile *ex407 - ex411*

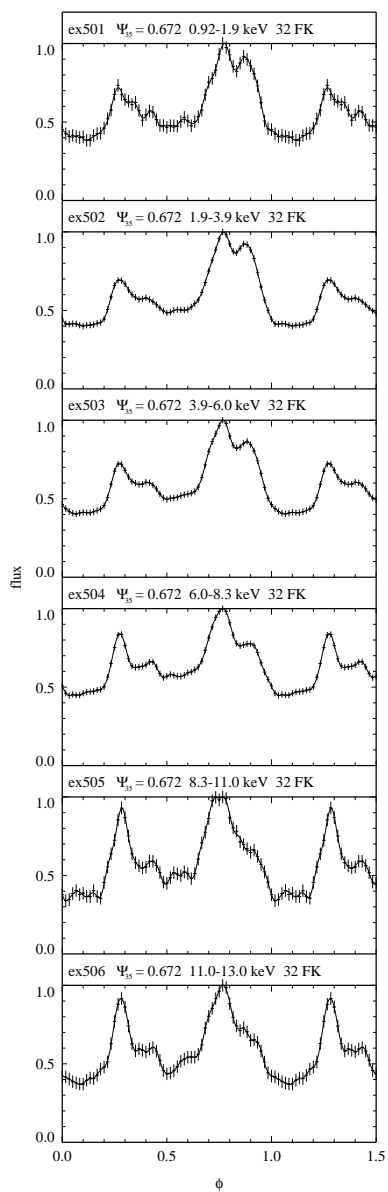


Abb. A.23: Pulsprofile ex501 - ex506

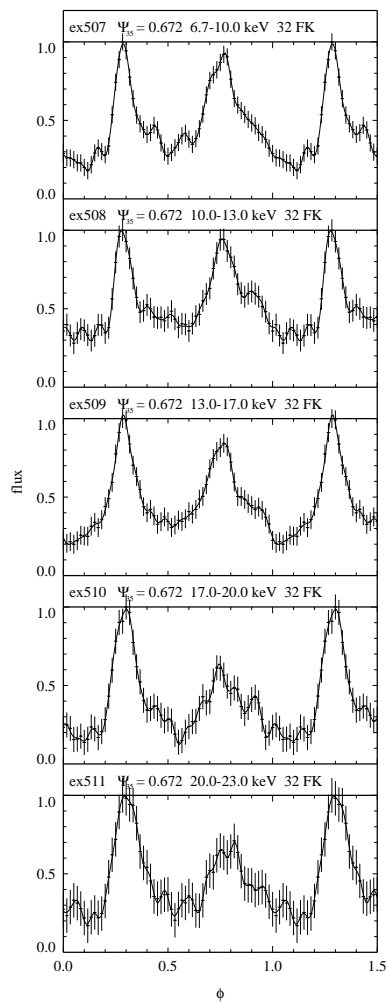
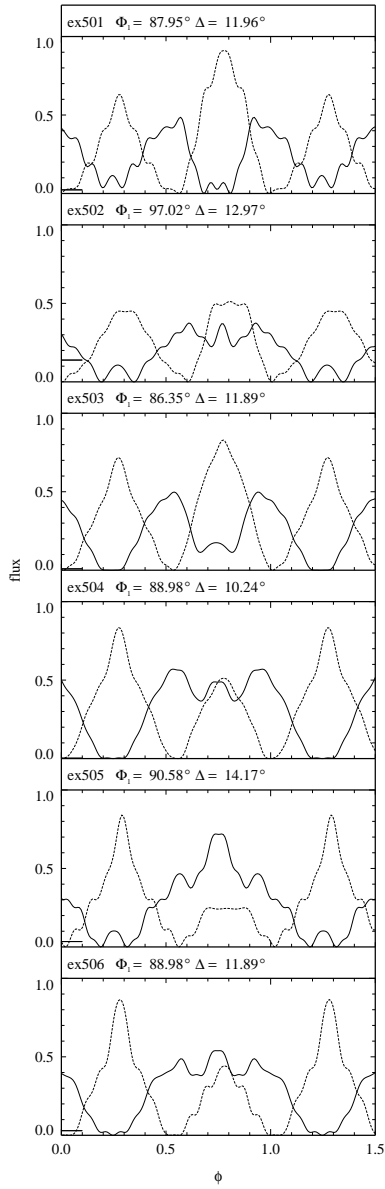
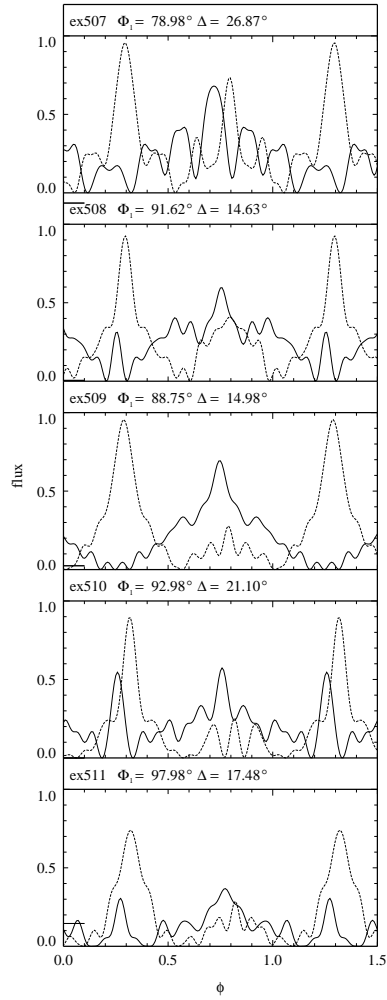


Abb. A.24: Pulsprofile ex507 - ex511



**Abb. A.25:** Zerlegungen der Pulsprofile ex501 - ex506



**Abb. A.26:** Zerlegungen der Pulsprofile ex507 - ex511

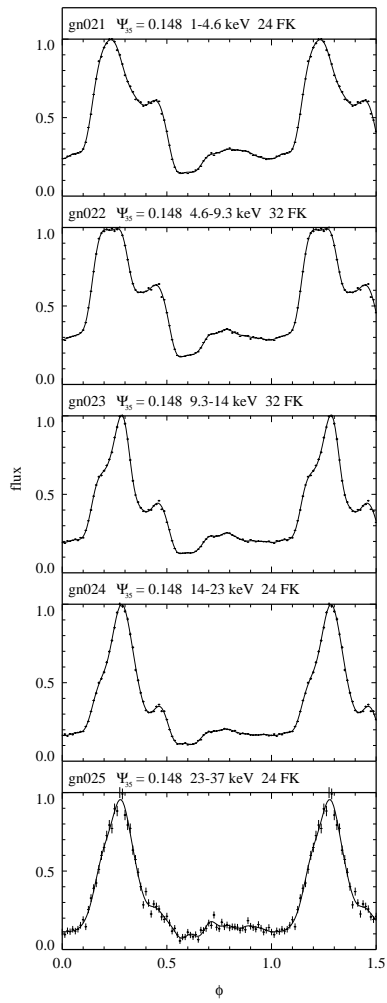


Abb. A.27: Pulsprofile gn021 - gn025

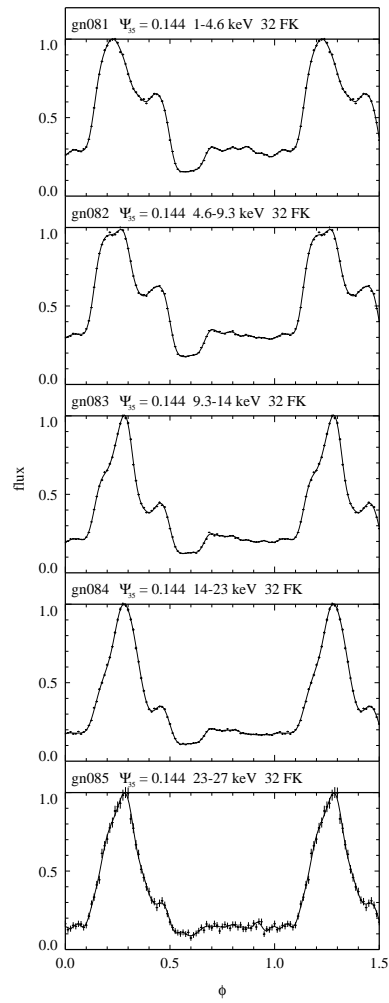
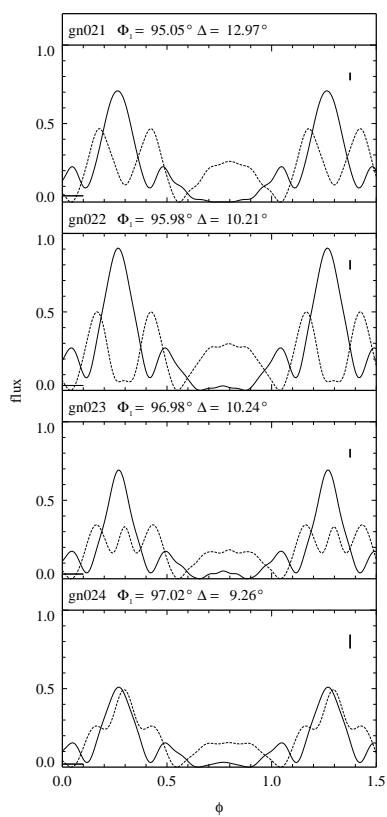
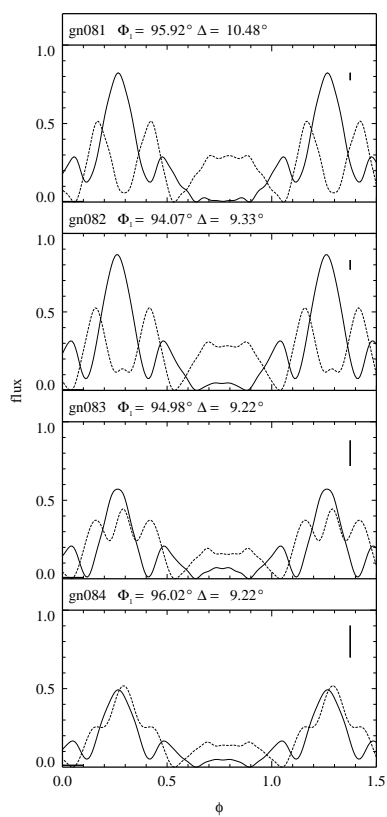


Abb. A.28: Pulsprofile gn081 - gn085



**Abb. A.29:** Zerlegungen der Pulsprofile gn021 - gn024



**Abb. A.30:** Zerlegungen der Pulsprofile gn081 - gn084

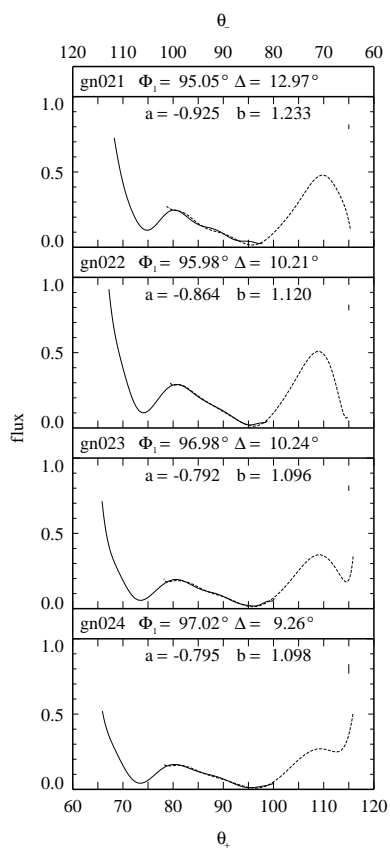


Abb. A.31: Überlagerungen der Pulsprofile gn021 - gn024

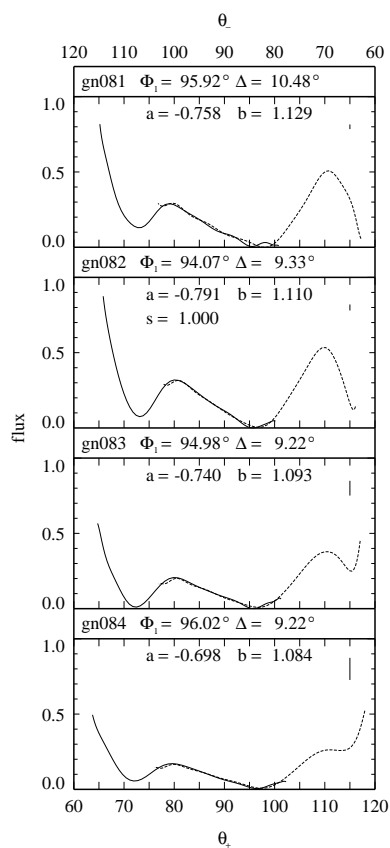
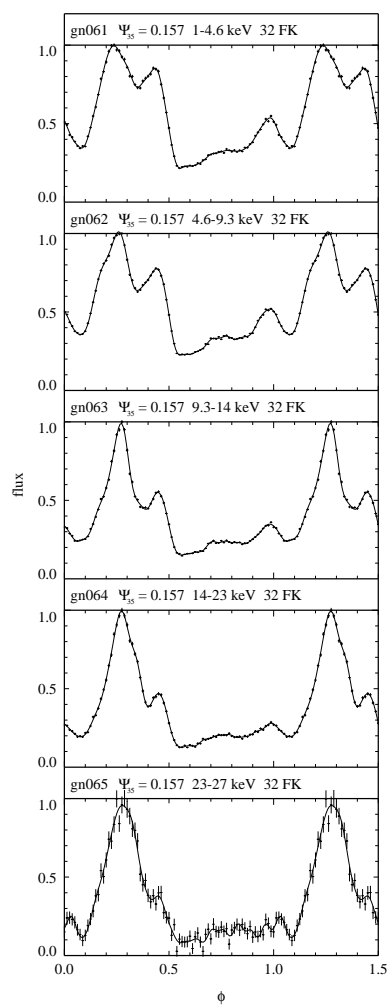
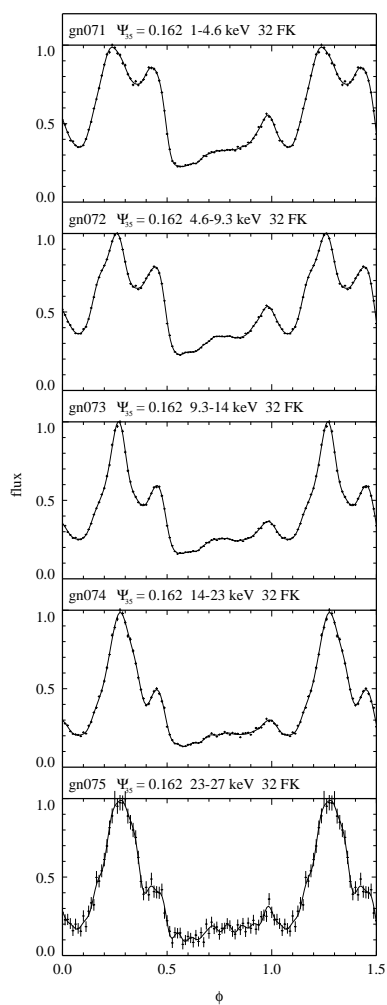


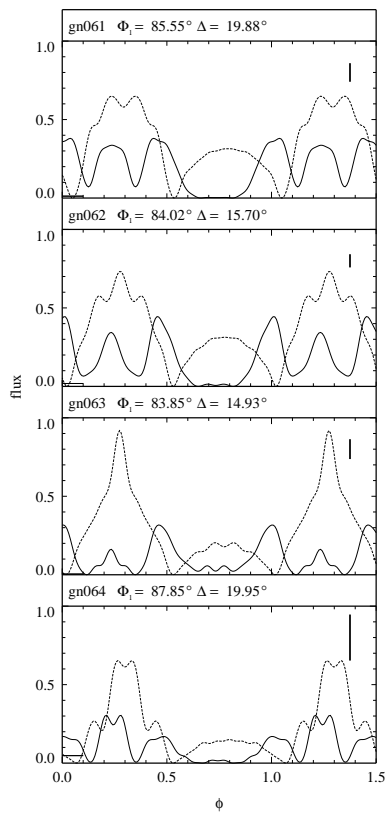
Abb. A.32: Überlagerungen der Pulsprofile gn081 - gn084



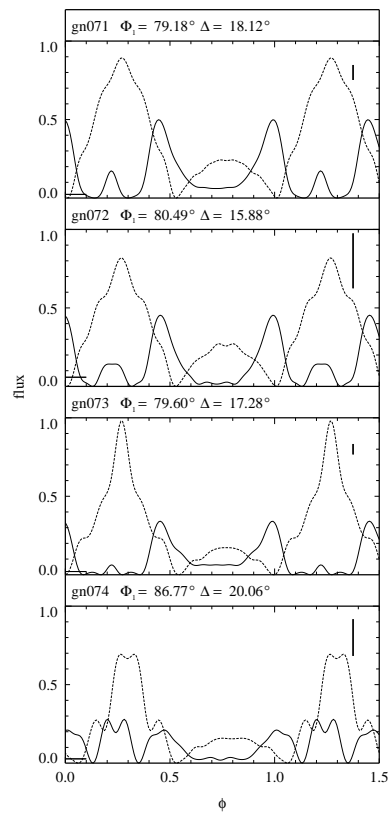
**Abb. A.33:** Pulsprofile gn061 - gn065



**Abb. A.34:** Pulsprofile gn071 - gn075

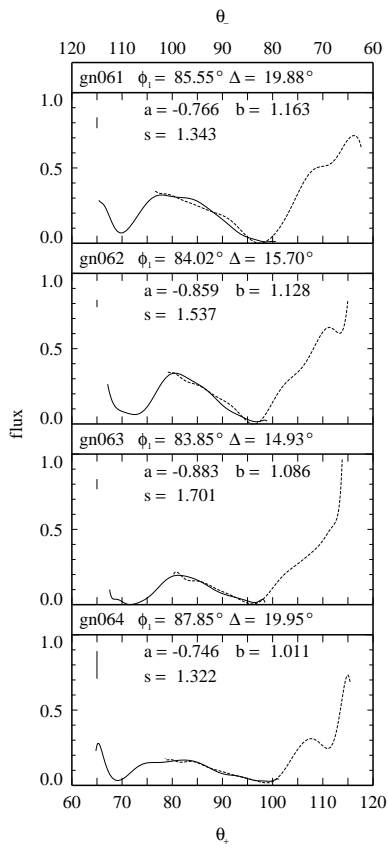


**Abb. A.35:** Zerlegungen der Pulsprofile gn061 - gn064

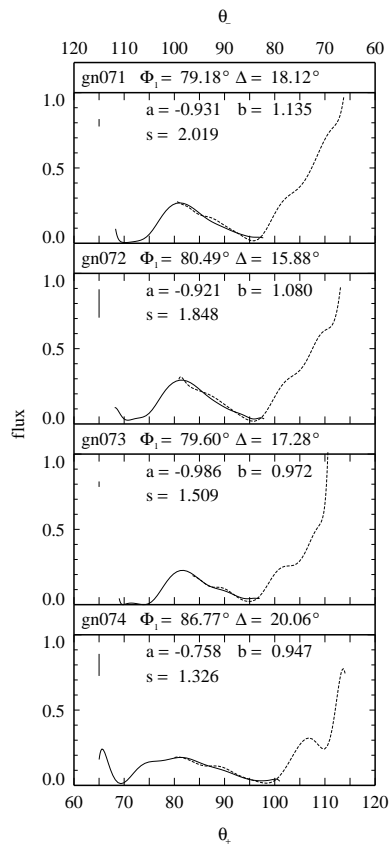


**Abb. A.36:** Zerlegungen der Pulsprofile gn071 - gn074





**Abb. A.37:** Überlagerungen der Pulsprofile gn061 - gn064



**Abb. A.38:** Überlagerungen der Pulsprofile gn071 - gn074

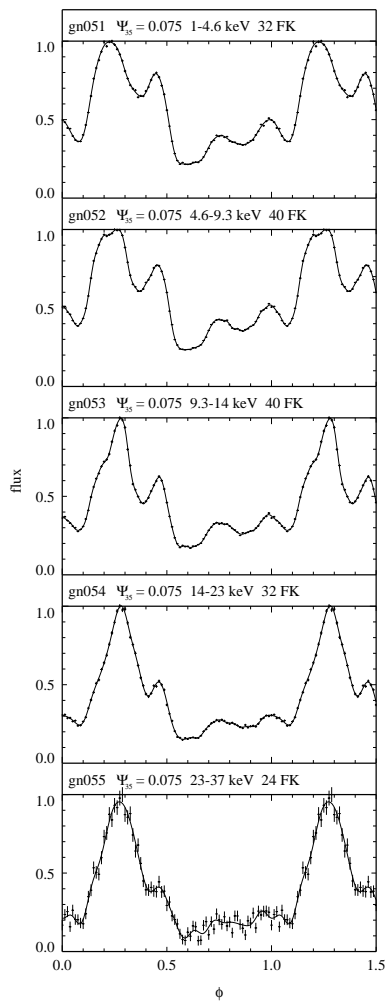


Abb. A.39: Pulsprofile gn051 - gn055

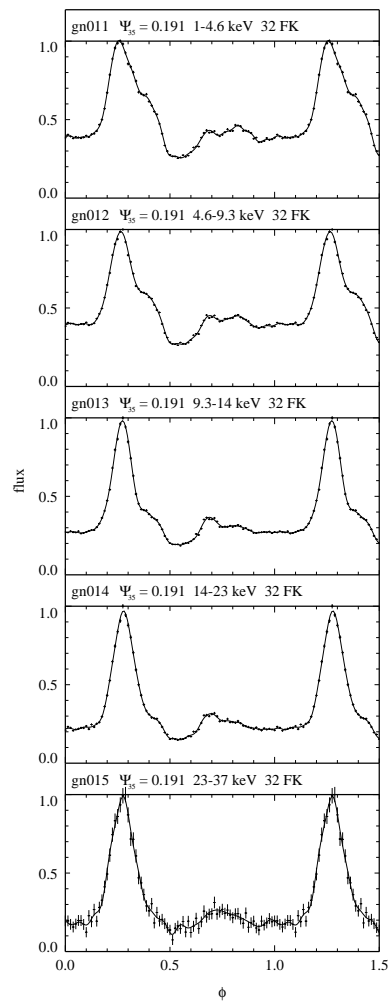
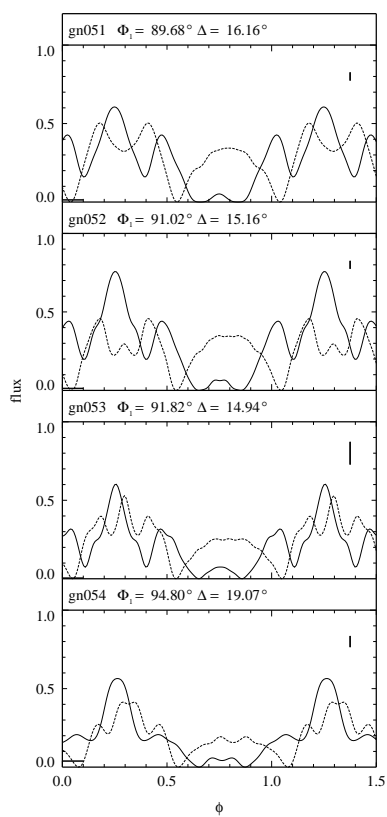
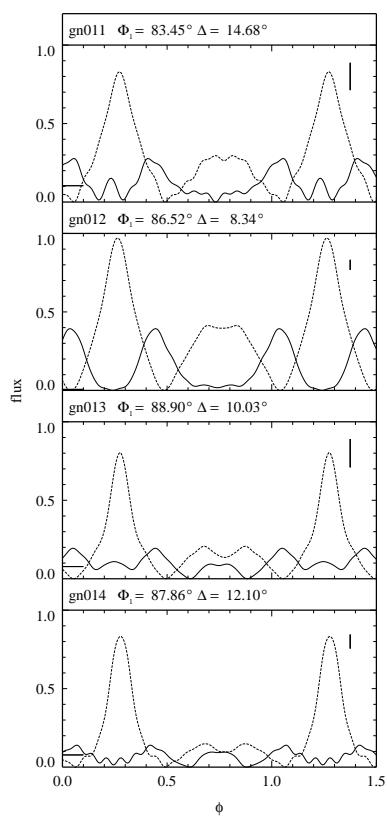


Abb. A.40: Pulsprofile gn011 - gn015



**Abb. A.41:** Zerlegungen der Pulsprofile gn051 - gn054



**Abb. A.42:** Zerlegungen der Pulsprofile gn011 - gn014

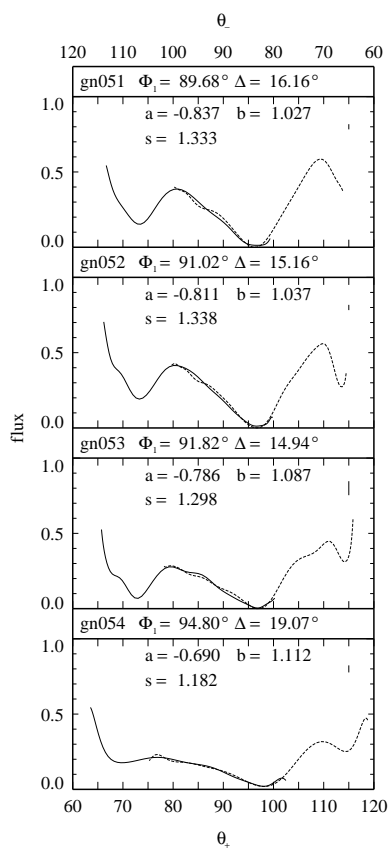


Abb. A.43: Überlagerungen der Pulsprofile gn051 - gn054

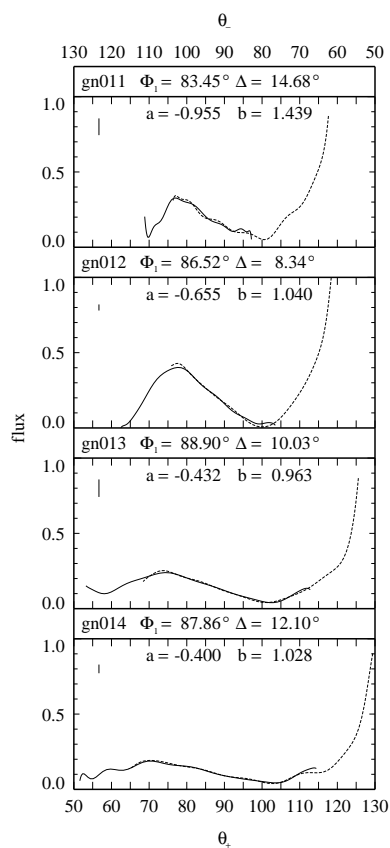
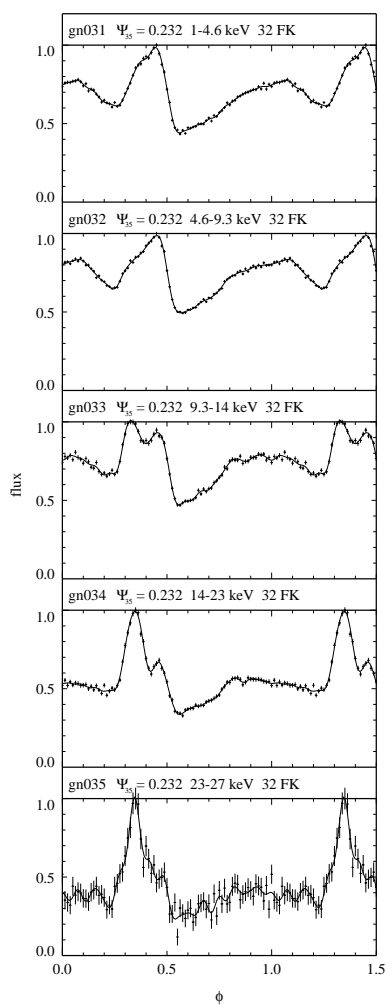
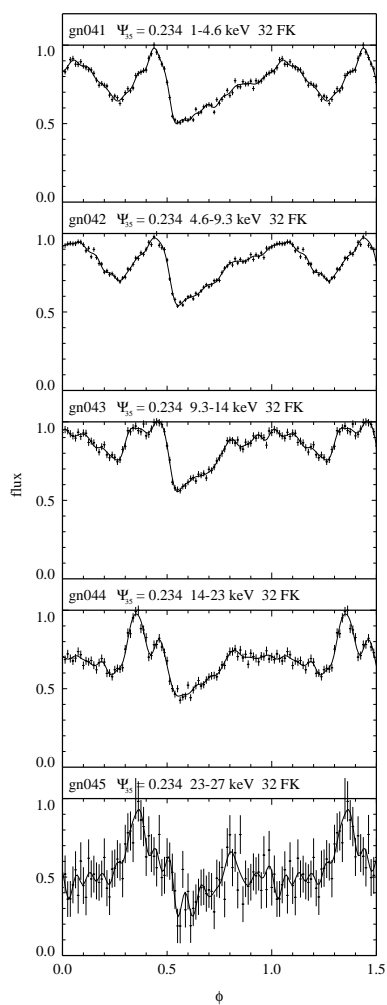


Abb. A.44: Überlagerungen der Pulsprofile gn011 - gn014



**Abb. A.45:** Pulsprofile gn031 - gn035



**Abb. A.46:** Pulsprofile gn041 - gn045

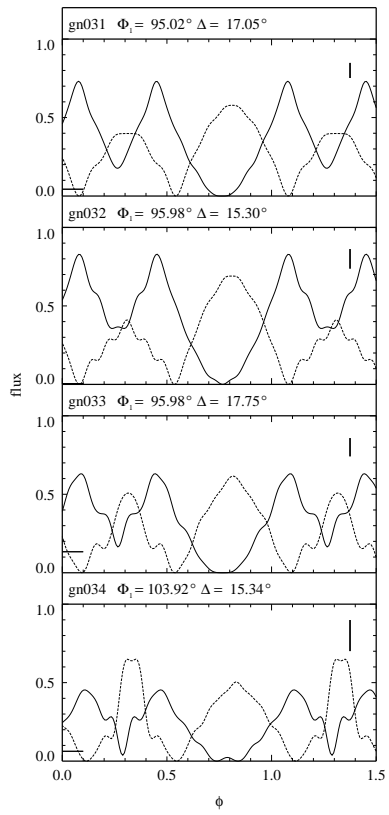
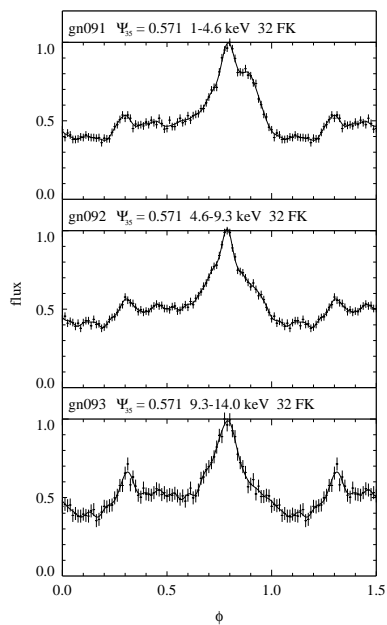
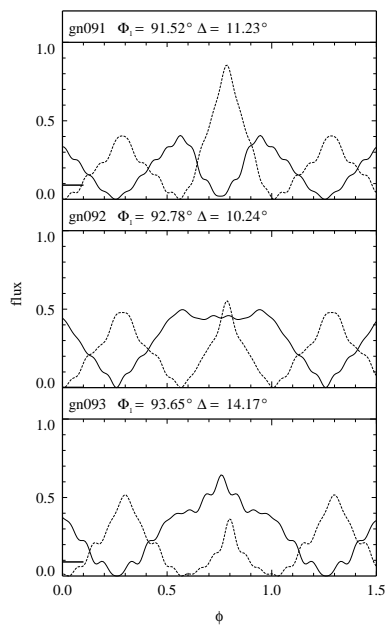


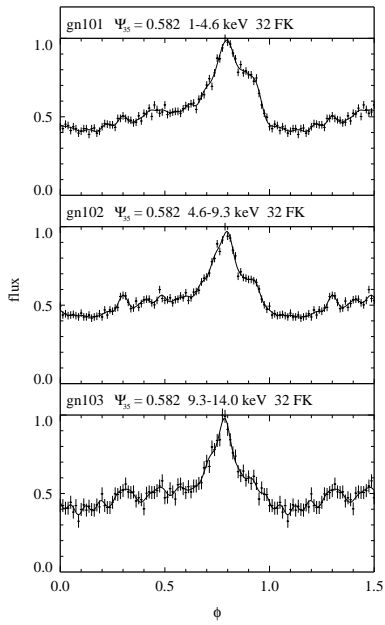
Abb. A.47: Pulsprofile gn031 - gn034



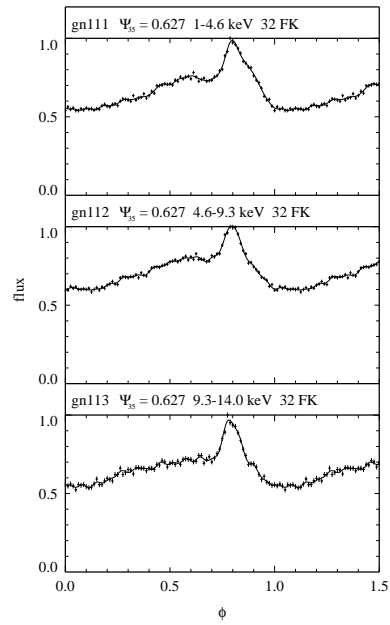
**Abb. A.48:** Pulsprofile *gn091* - *gn093*



**Abb. A.49:** Zerlegungen der Pulsprofile *gn091* - *gn093*

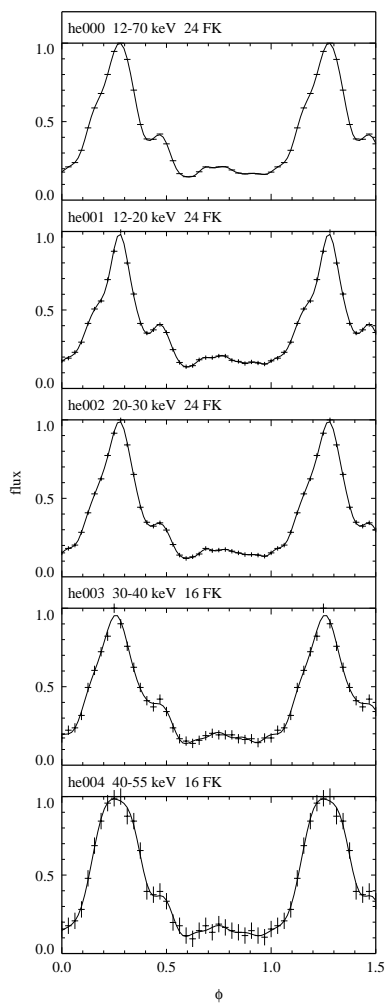


**Abb. A.50:** *Pulsprofile gn101 - gn103*

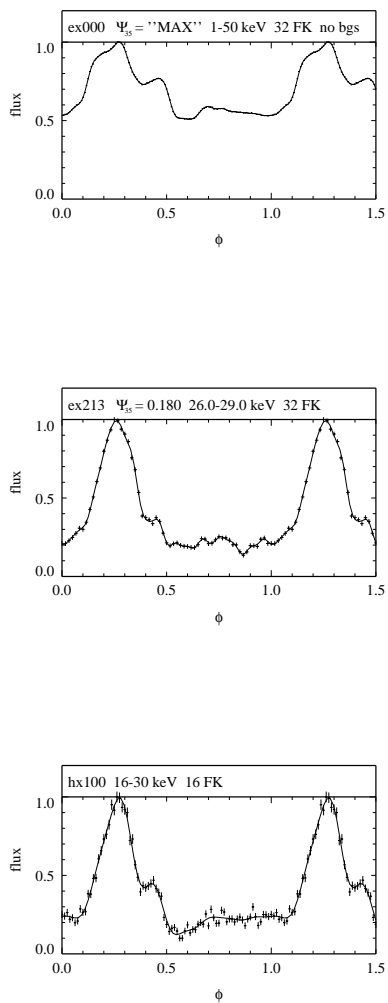


**Abb. A.51:** *Pulsprofile gn111 - gn113*

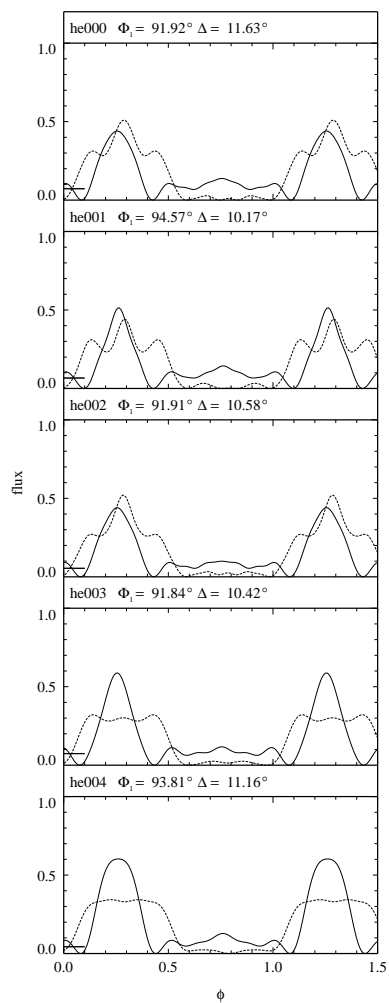




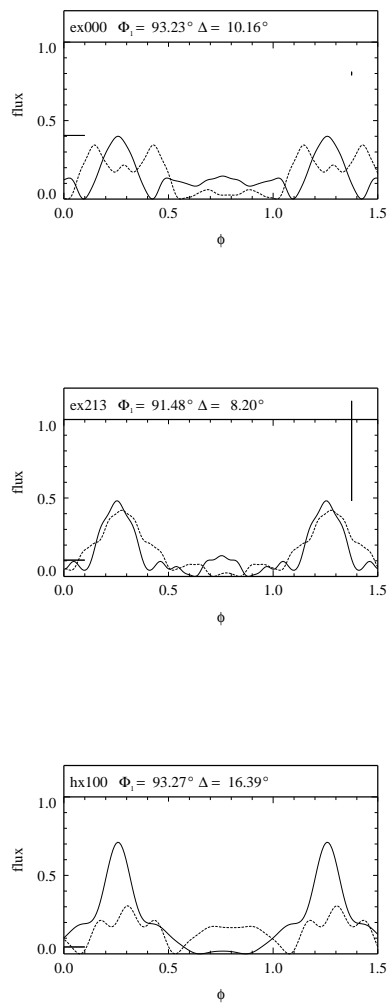
**Abb. A.52:** Pulsprofile he000 - he004



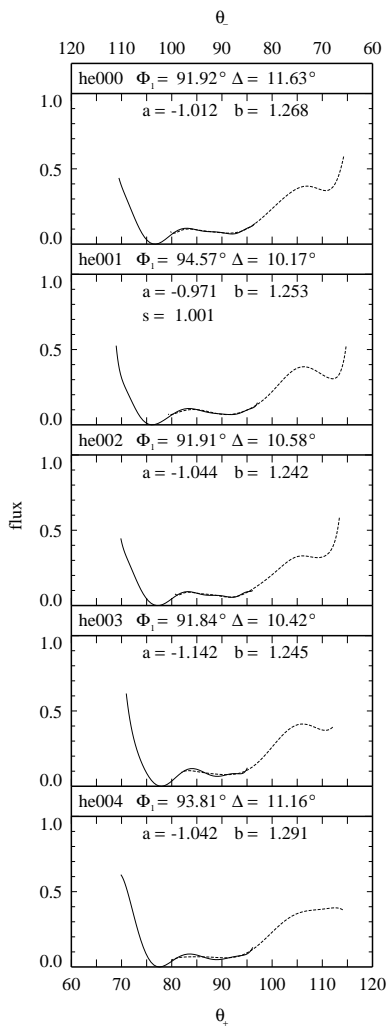
**Abb. A.53:** Pulsprofile ex000, ex213, hx100



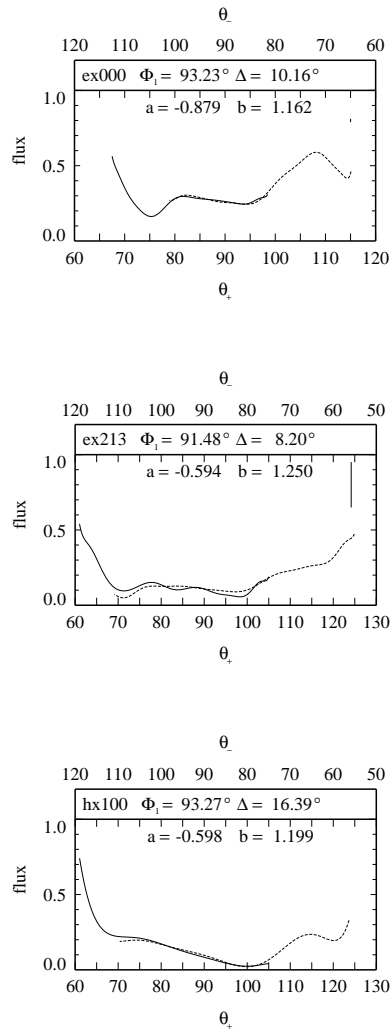
**Abb. A.54:** Zerlegungen der Pulsprofile he000 - he004



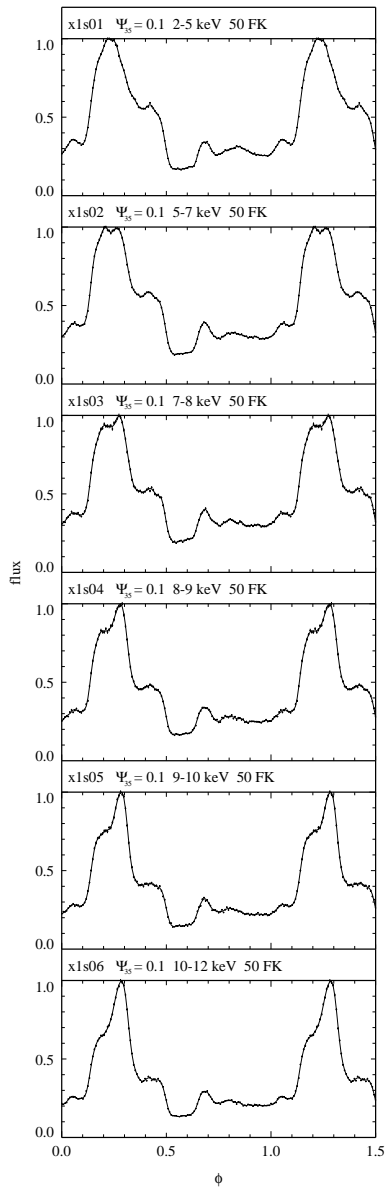
**Abb. A.55:** Zerlegungen der Pulsprofile ex000, ex213, hx100



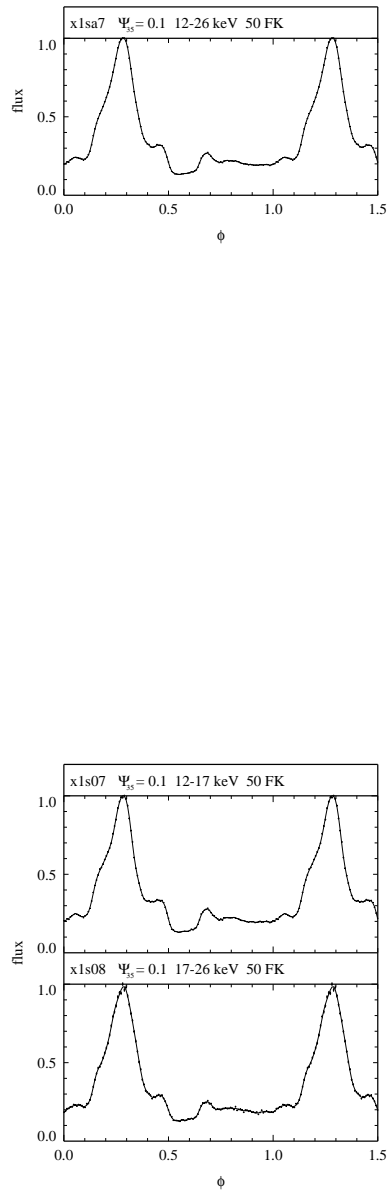
**Abb. A.56:** Überlagerungen der Pulsprofile he000 - he004



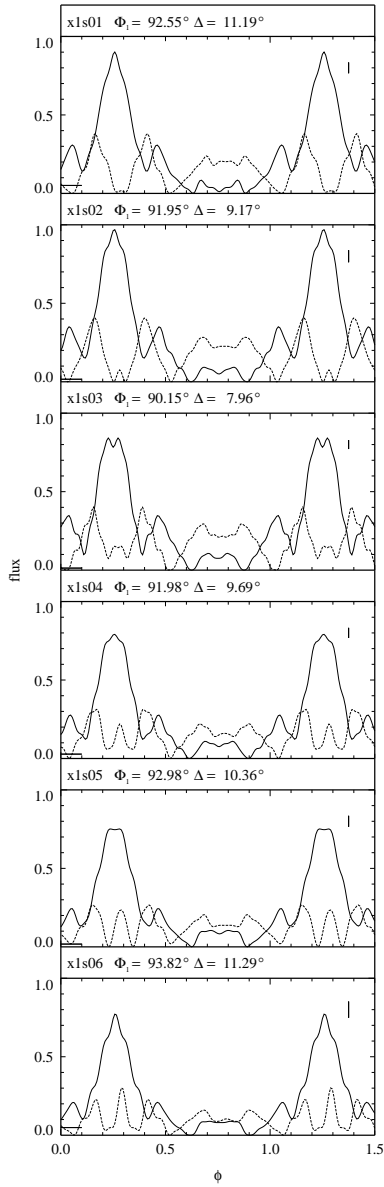
**Abb. A.57:** Überlagerungen der Pulsprofile ex000, ex213, hx100



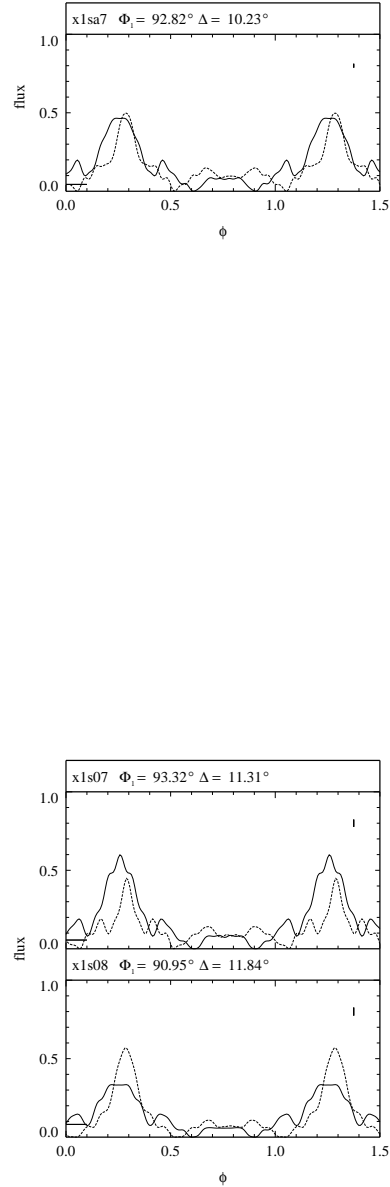
**Abb. A.58:** Pulsprofile *x1s01* - *x1s06*



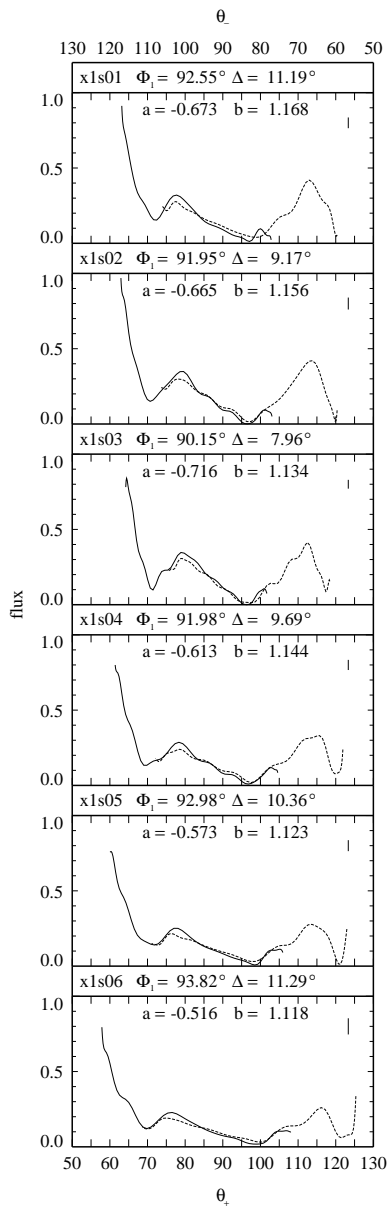
**Abb. A.59:** Pulsprofile *x1sa7*, *x1s07* - *x1s08*



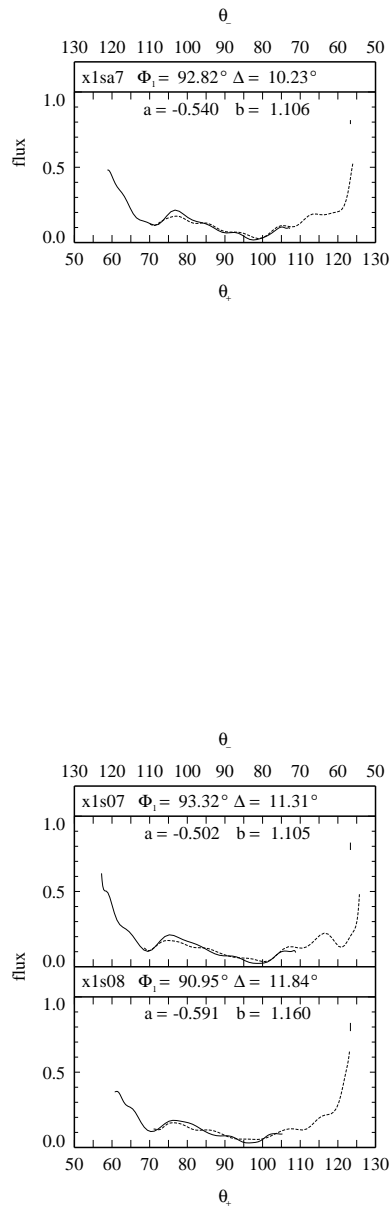
**Abb. A.60:** Zerlegungen der Pulsprofile *x1s01* - *x1s06*



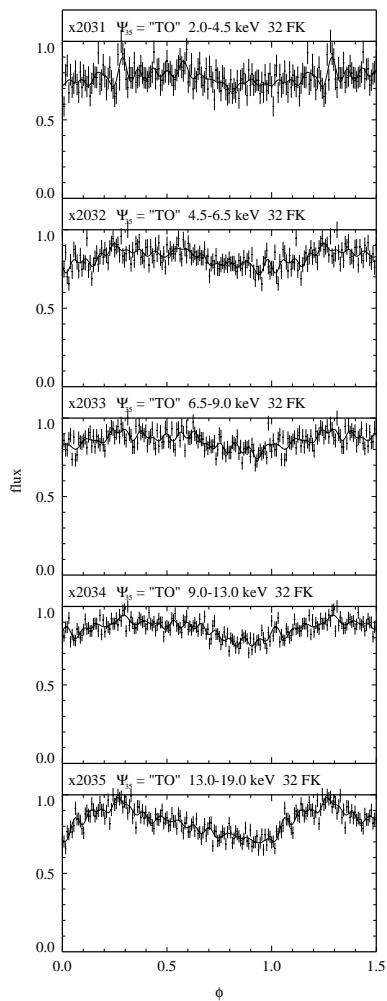
**Abb. A.61:** Zerlegungen der Pulsprofile *x1sa7*, *x1s07* - *x1s08*



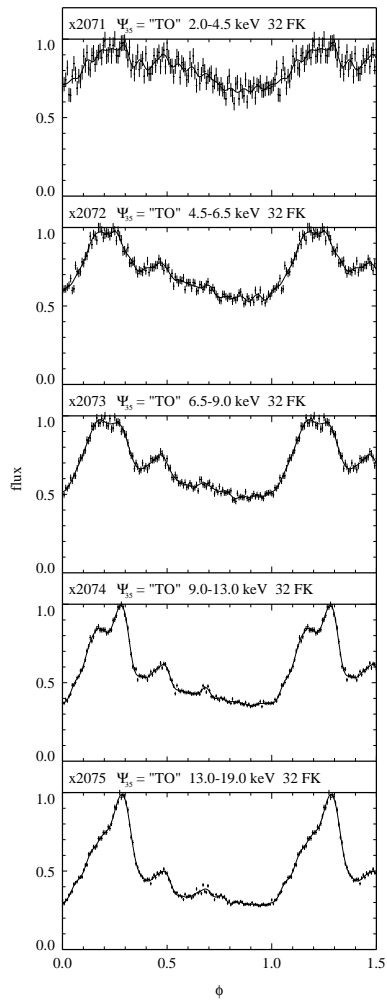
**Abb. A.62:** Überlagerungen der Pulsprofile  $x1s01 - x1s06$



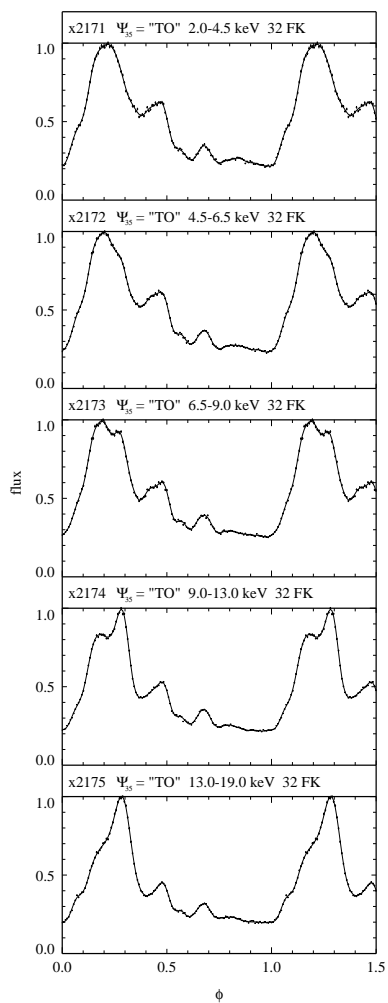
**Abb. A.63:** Überlagerungen der Pulsprofile  $x1sa7, x1s07 - x1s08$



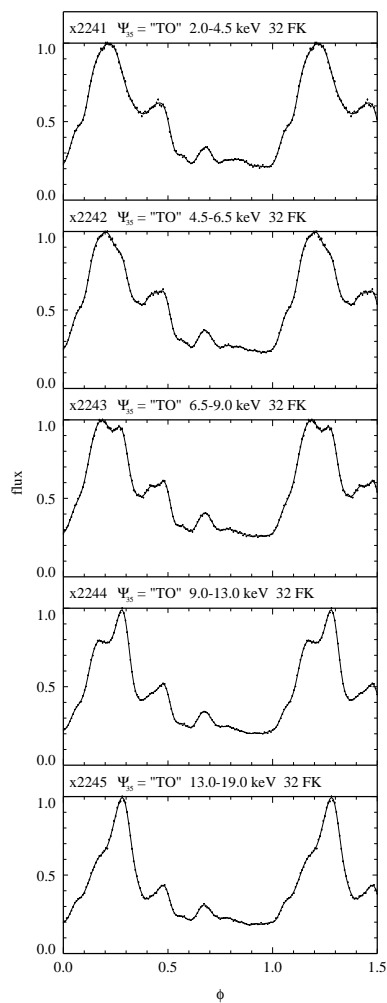
**Abb. A.64:** Pulsprofile  $x2031$  -  $x2035$



**Abb. A.65:** Pulsprofile  $x2071$  -  $x2075$

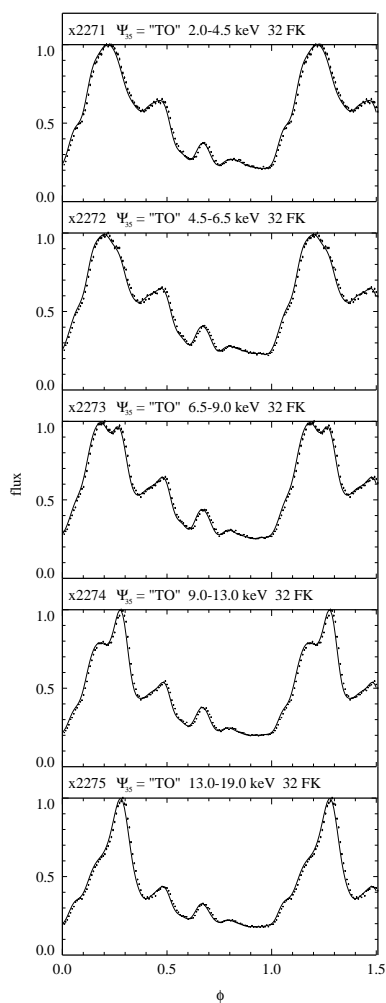


**Abb. A.66:** Pulsprofile x2171 - x2175

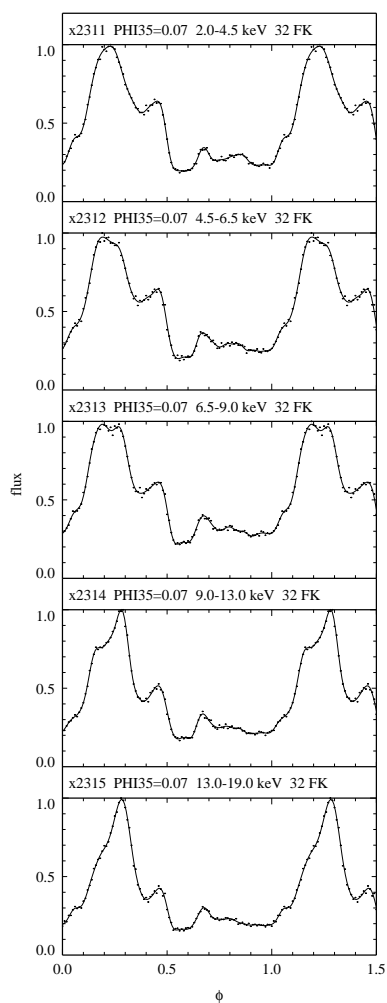


**Abb. A.67:** Pulsprofile x2241 - x2245

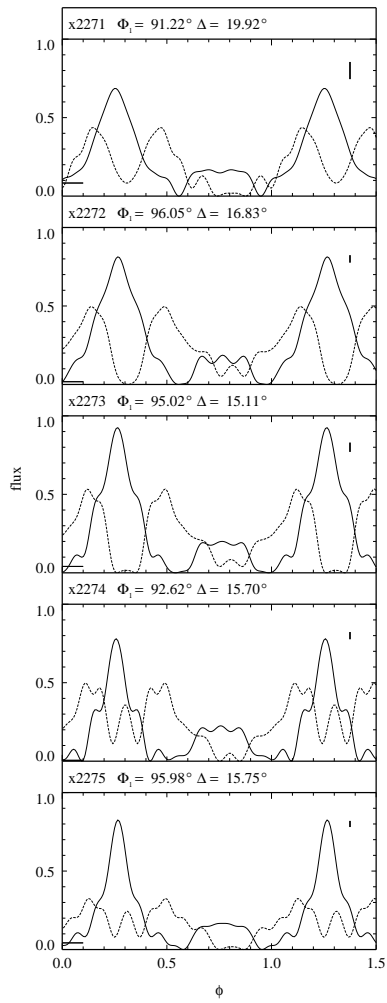




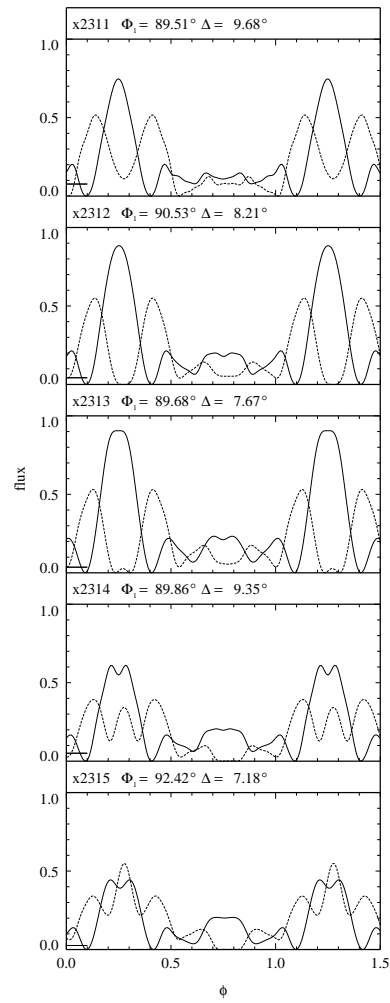
**Abb. A.68:** Pulsprofile  $x2271$  -  $x2275$



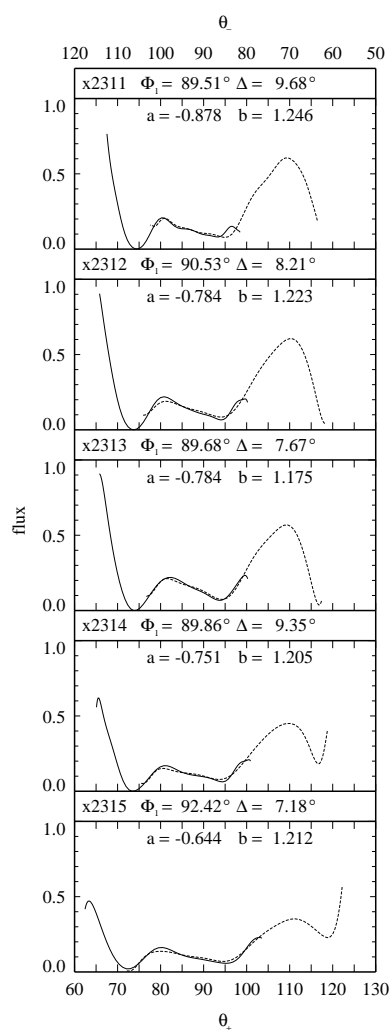
**Abb. A.69:** Pulsprofile  $x2311$  -  $x2315$ , die statistischen Fehler sind nicht bekannt



**Abb. A.70:** Zerlegungen der Pulsprofile x2271 - x2275



**Abb. A.71:** Zerlegungen der Pulsprofile x2311 - x2315



**Abb. A.72:** Überlagerungen der Pulsprofile x2311 - x2315

## Anhang B

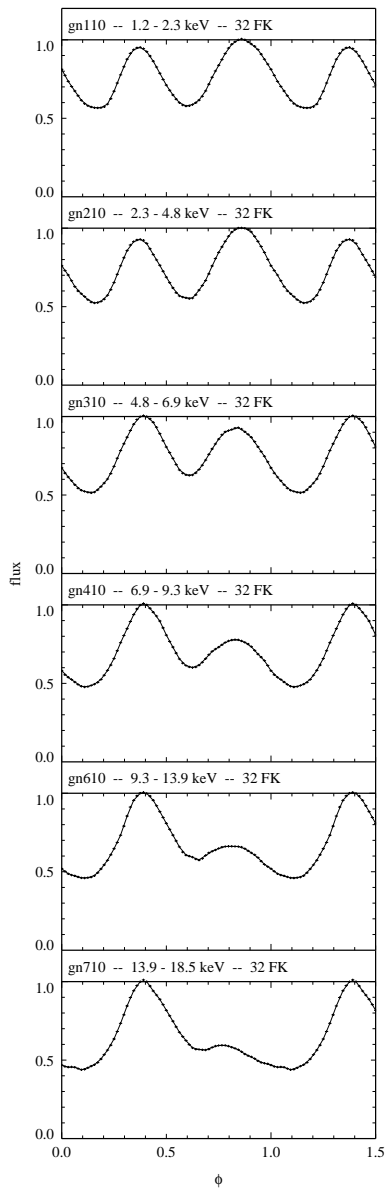
# Cen X-3: Pulsprofile, Zerlegungen und Überlagerungen

Im folgenden sind alle analysierten Pulsprofile von Cen X-3, ihre in der Analyse gefundenen Zerlegungen in symmetrische Beiträge der Emissionsregionen an den Polen und die entsprechenden Überlagerungen der Einpol-Pulsprofile in den Überlappungsbereichen der Werte der Sichtwinkel abgebildet. Die Bedeutung der Abbildungen ist dieselbe wie in Anhang A. Informationen zu den einzelnen Pulsprofilen sind in Tabelle B.1 gegeben.

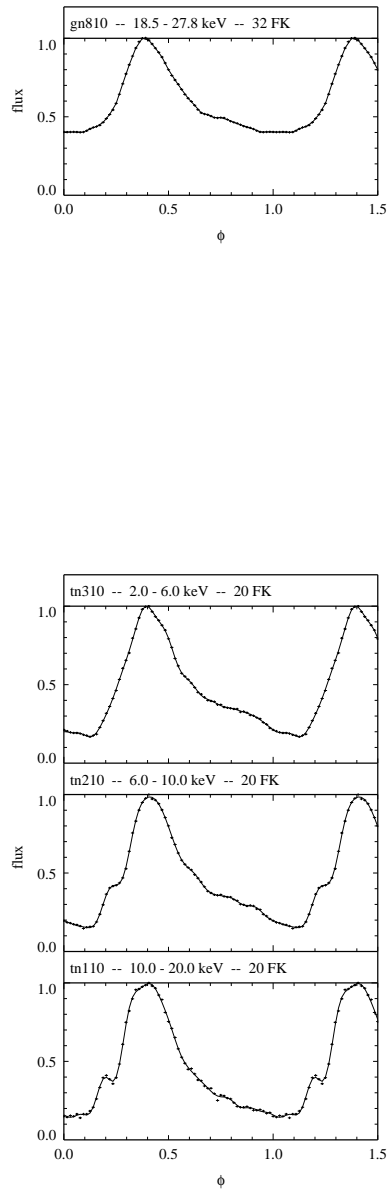
Tabelle B.1: ANALYSIERTE BEOBSACHTUNGSDATEN: CEN X-3

INTERNE BEZEICHNUNG	INSTRUMENT. PLATTFORM	TAG/JAHR DER BOEB.	ENERGIEBEREICH (KEV)	ANZAHL <sup>a</sup>	LITERATUR
os410			1.0 - 2.3		
os110			2.3 - 8.3		
os210	OSO-8	1980	8.3 - 12.5	4	White et al. 1983
os310			12.5 - 25.0		
tn110			2.0 - 6.0		
tn310	Tenma	95/1983	6.0 - 10.0	3	Nagase 1989
tn310			10.0 - 20.0		
gn110			1.2 - 2.3		
gn210			2.3 - 4.8		
gn310			4.8 - 6.9		
gn410	Ginga	81-83/1989	6.9 - 9.3	7	Nagase et al. 1992
gn510			9.3 - 13.9		
gn710			13.9 - 18.5		
gn810			18.5 - 27.8		
hx110			10.0 - 18.0		
hx210			18.0 - 24.0		
hx310	Kvant	1992 <sup>b</sup>	24.0 - 30.0	5	Kunz 1994
hx410			16.0 - 30.0		
hx510			30.0 - 50.0		

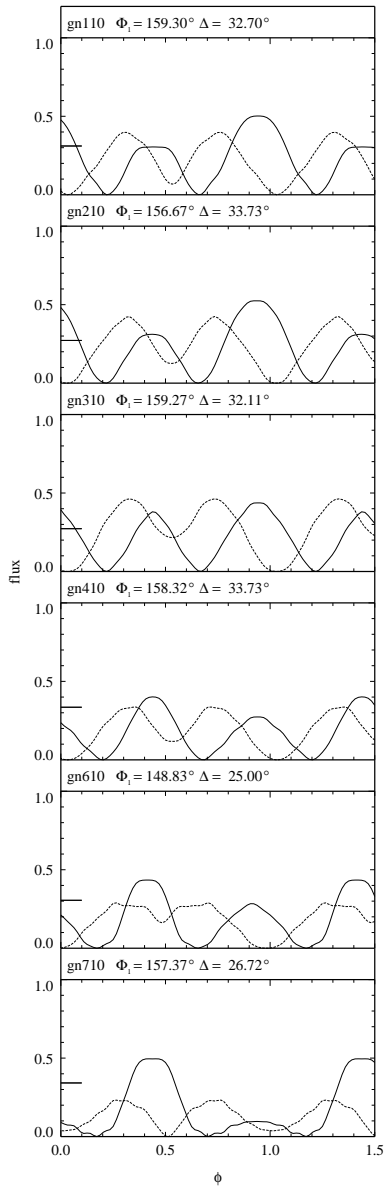
<sup>a</sup>Anzahl der analysierten Pulsprofile in verschiedenen Energiebereichen dieser Beobachtung<sup>b</sup>Verschiedene Beobachtungen wurden integriert



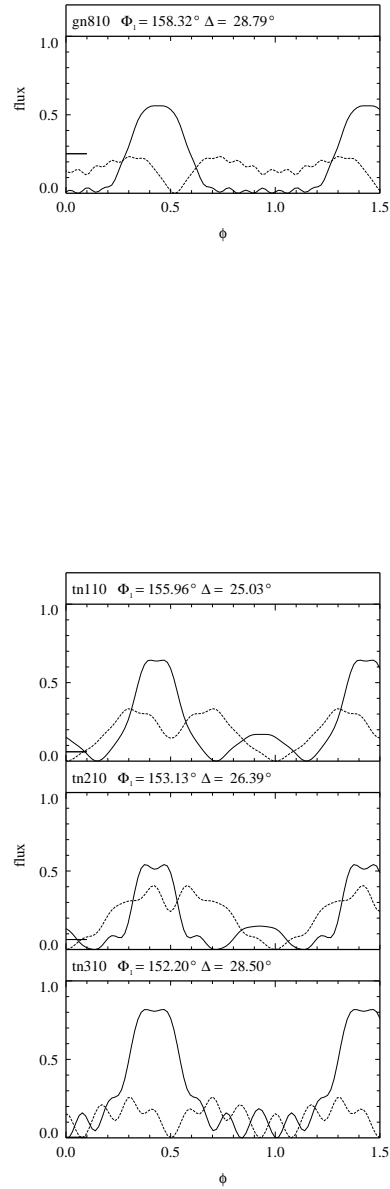
**Abb. B.1:** Pulsprofile *gn110* - *gn170*, die statistischen Fehler sind nicht bekannt



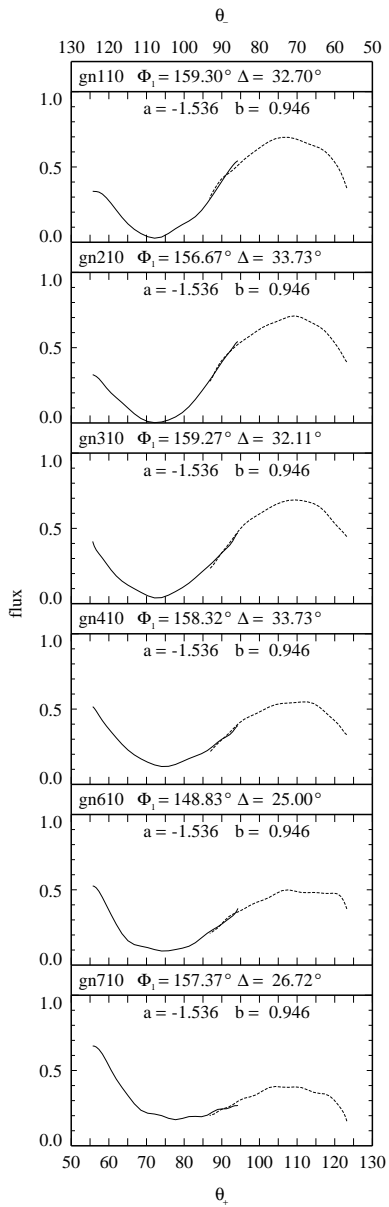
**Abb. B.2:** Pulsprofile *gn810*, *tn110* - *tn310*, die statistischen Fehler sind nicht bekannt



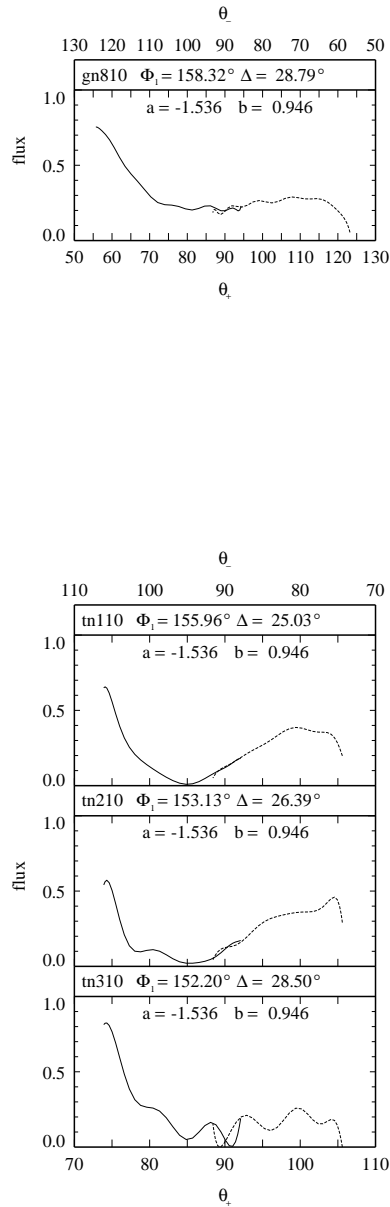
**Abb. B.3:** Zerlegungen der Pulsprofile *gn110* - *gn170*



**Abb. B.4:** Zerlegungen der Pulsprofile *gn810*, *tn110* - *tn310*

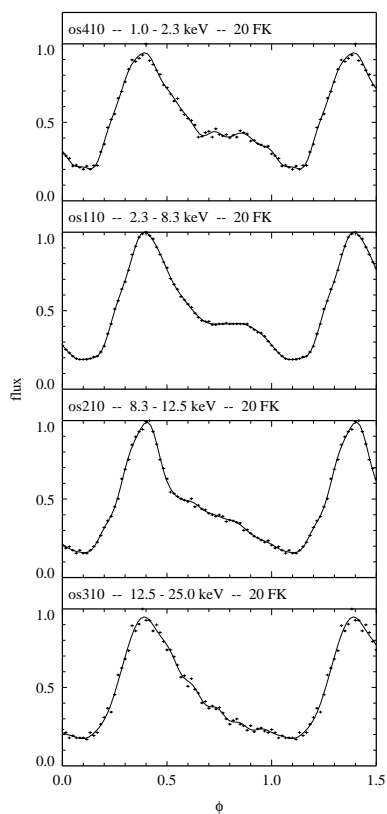


**Abb. B.5:** Überlagerungen der Pulsprofile *gn110* - *gn170*

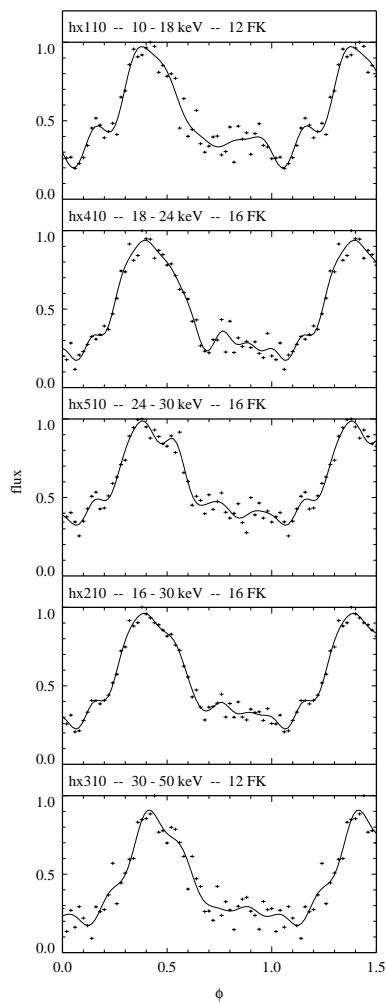


**Abb. B.6:** Überlagerungen der Pulsprofile *gn810*, *tn110* - *tn310*

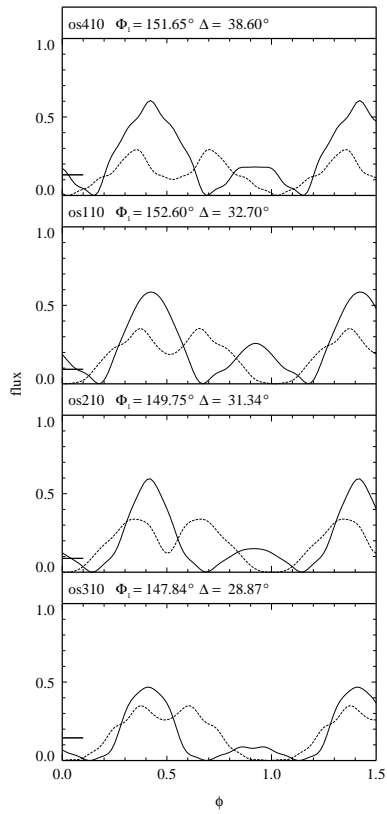




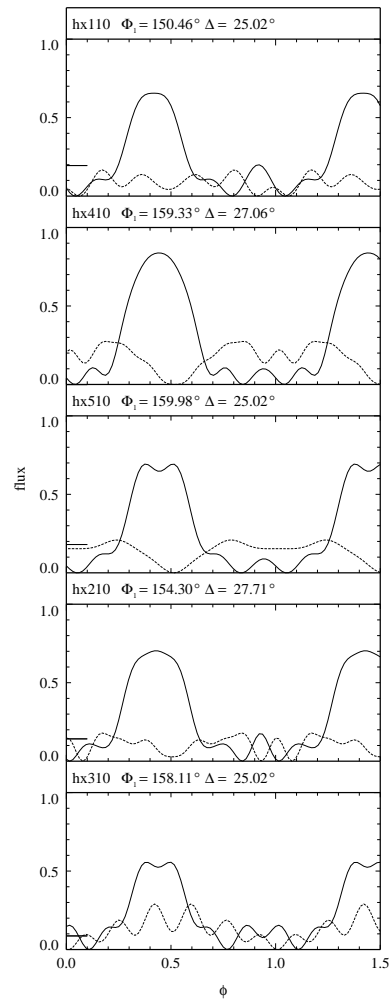
**Abb. B.7:** *Pulsprofile os110 - os410, die statistischen Fehler sind nicht bekannt*



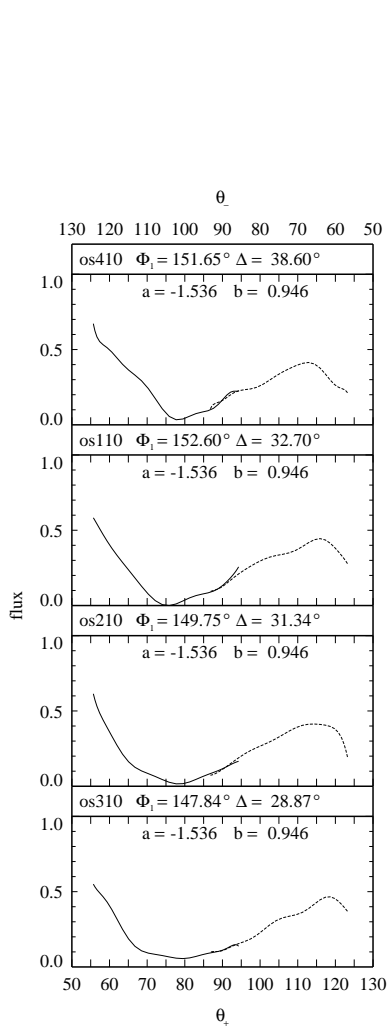
**Abb. B.8:** *Pulsprofile hx110 - hx510, die statistischen Fehler betragen bis zu etwa 10% des jeweiligen Flusses*



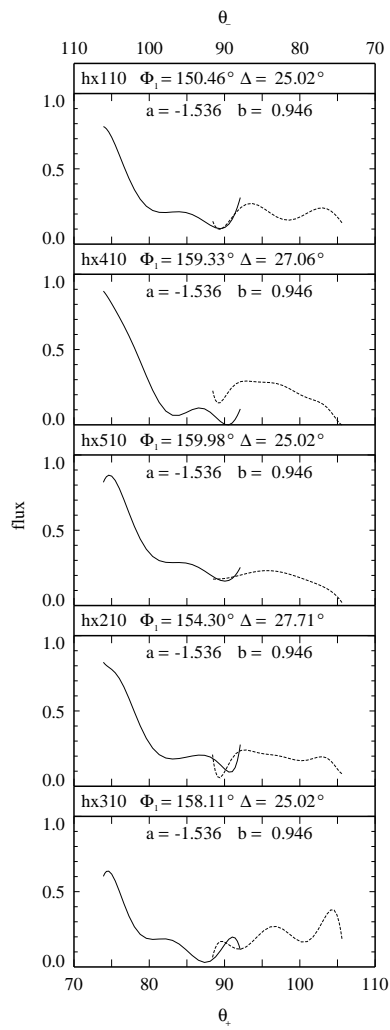
**Abb. B.9:** Zerlegungen der Pulsprofile os110 - os410



**Abb. B.10:** Zerlegungen der Pulsprofile hx110 - hx510



**Abb. B.11:** Überlagerungen der Pulsprofile os110 - os410



**Abb. B.12:** Überlagerungen der Pulsprofile hx110 - hx510

## Anhang C

# Vela X-1: Pulsprofile, Zerlegungen und Überlagerungen

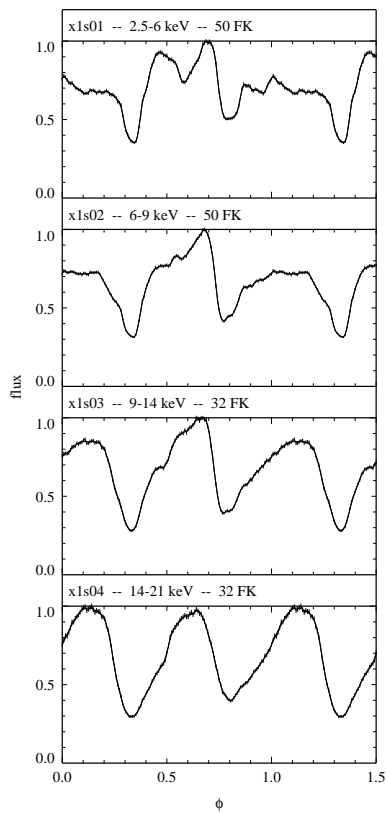
Im folgenden sind alle analysierten Pulsprofile von Vela X-1, ihre in der Analyse gefundenen Zerlegungen in symmetrische Beiträge der Emissionsregionen an den Polen und die entsprechenden Überlagerungen der Einpol-Pulsprofile in den Überlappungsbereichen der Werte der Sichtwinkel abgebildet. Die Bedeutung der Abbildungen ist dieselbe wie in Anhang A. Informationen zu den einzelnen Pulsprofilen sind in Tabelle C.1 gegeben.

**Tabelle C.1:** ANALYSIERTE BEOBACHTUNGSDATEN: VELA X-1

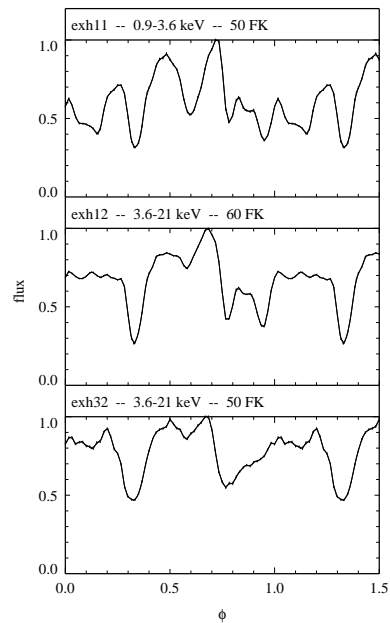
INTERNE BEZEICHNUNG	INSTRUMENT. PLATTFORM	TAG/JAHR DER BEOB.	ENERGIEBEREICH (KEV)	ANZAHL <sup>a</sup>	LITERATUR
x1s01			2.5 - 6.0		
x1s02	RXTE	53-58/1996	6.0 - 9.0	4	Kreykenbohm et al. 1999
x1s03			9.0 - 14.0		
x1s04			14.0 - 20.75		
exh11		125/1985	0.9 - 3.6		
exh12	EXOSAT	125/1985	3.6 - 21.0	3	Haberl & White 1990
exh32		127/1985	3.6 - 21.0		

7

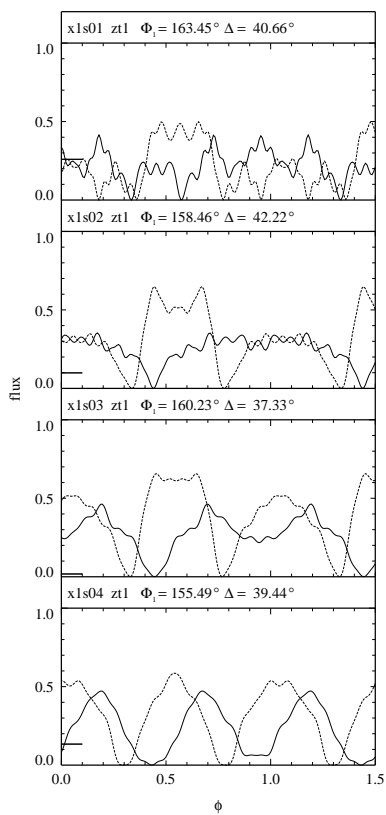
<sup>a</sup>Anzahl der analysierten Pulsprofile in verschiedenen Energiebereichen dieser Beobachtung



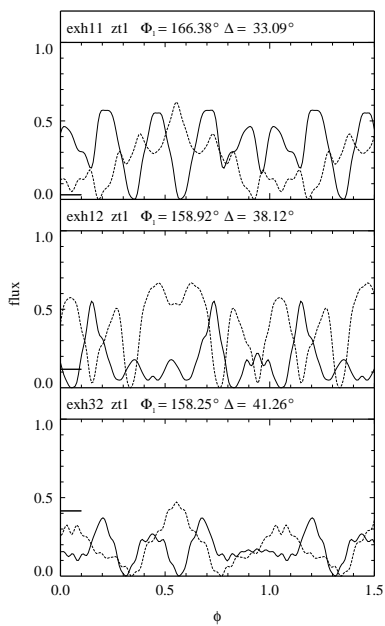
**Abb. C.1:** Pulsprofile *x1s01* - *x1s04*



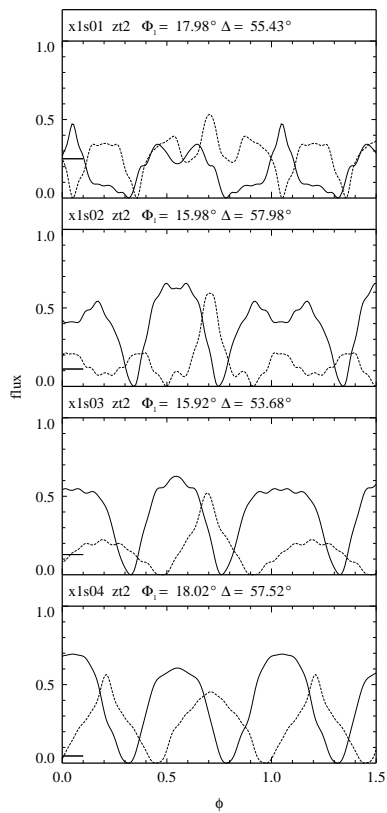
**Abb. C.2:** Pulsprofile *exh11* - *exh32*



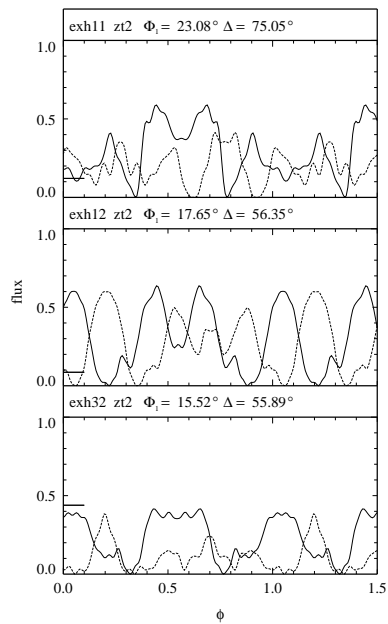
**Abb. C.3:** Zerlegungen vom Typ I der Pulsprofile x1s01 - x1s04



**Abb. C.4:** Zerlegungen vom Typ I der Pulsprofile exh11 - exh32

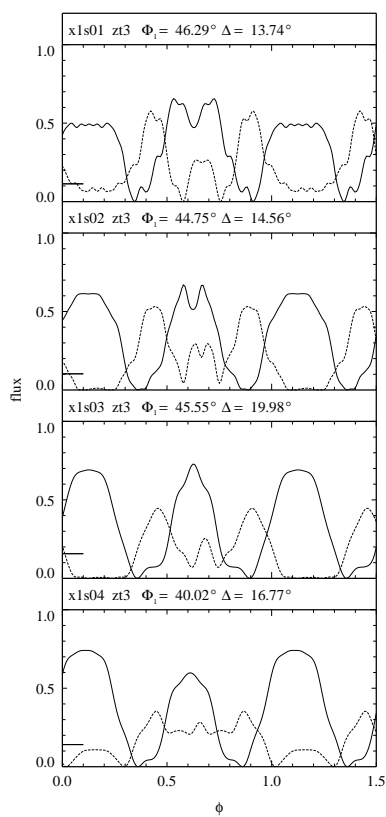


**Abb. C.5:** Zerlegungen vom Typ II der Pulsprofile *x1s01* - *x1s04*

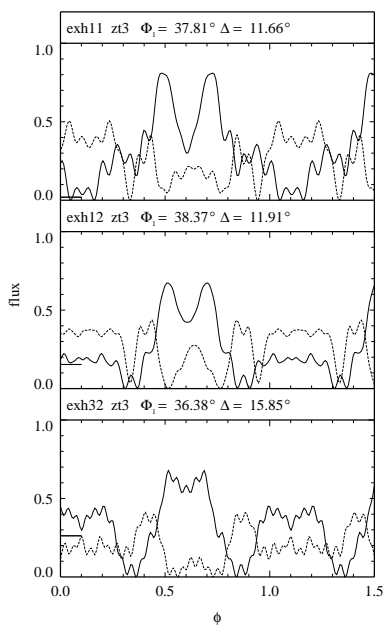


**Abb. C.6:** Zerlegungen vom Typ II der Pulsprofile *exh11* - *exh32*

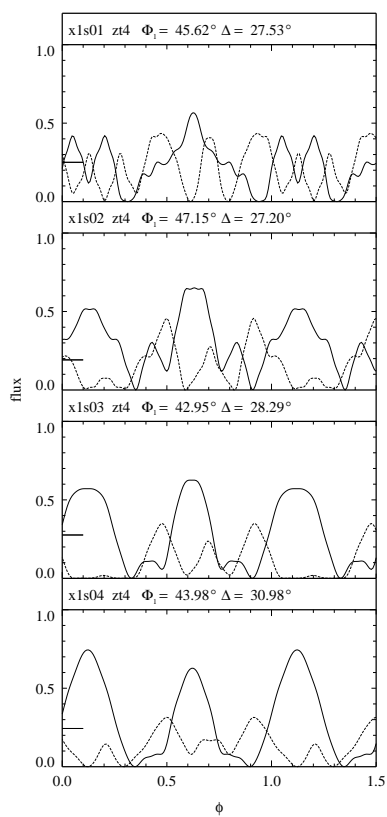




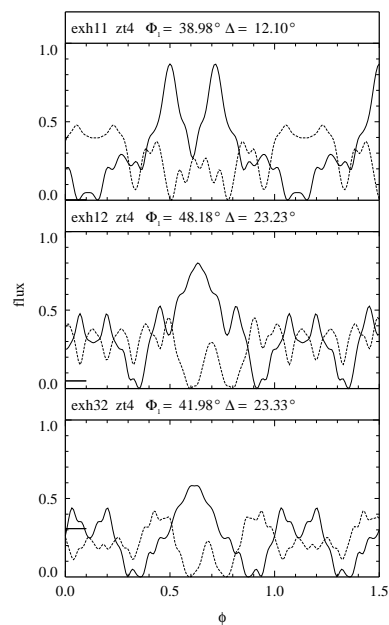
**Abb. C.7:** Zerlegungen vom Typ III der Pulsprofile *x1s01* - *x1s04*



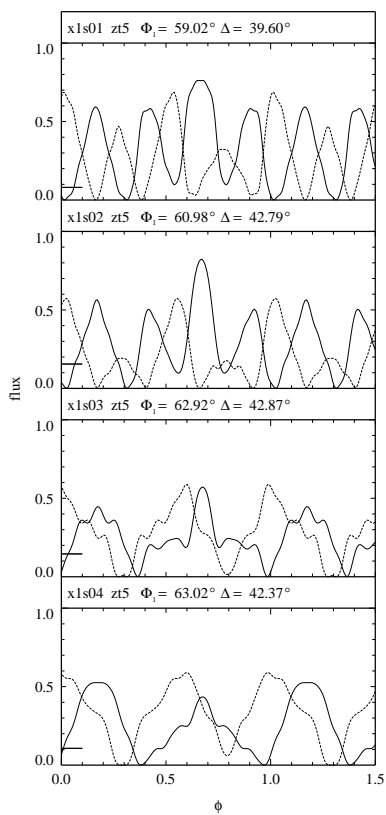
**Abb. C.8:** Zerlegungen vom Typ III der Pulsprofile *exh11* - *exh32*



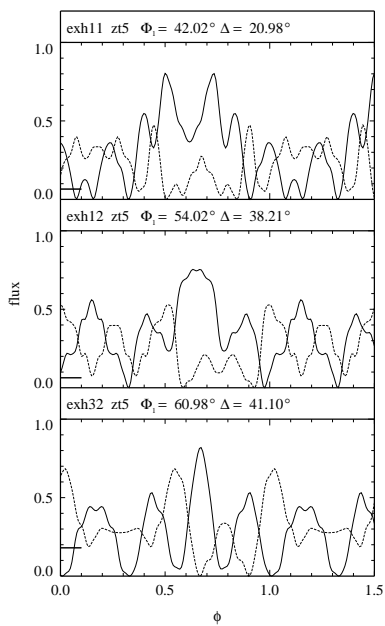
**Abb. C.9:** Zerlegungen vom Typ IV der Pulsprofile  $x1s01$  -  $x1s04$



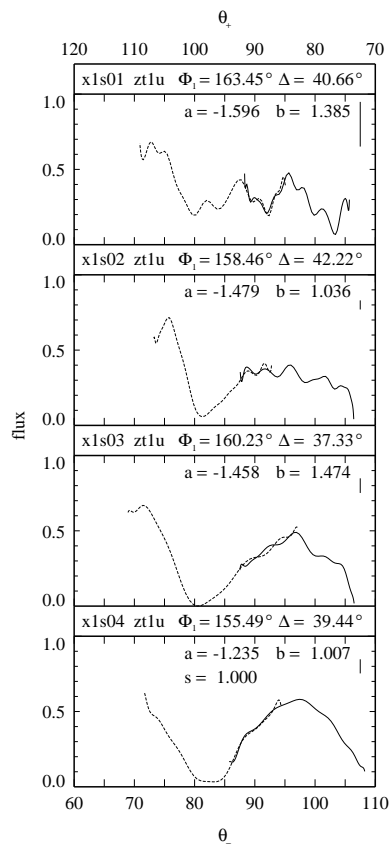
**Abb. C.10:** Zerlegungen vom Typ IV der Pulsprofile  $exh11$  -  $exh32$



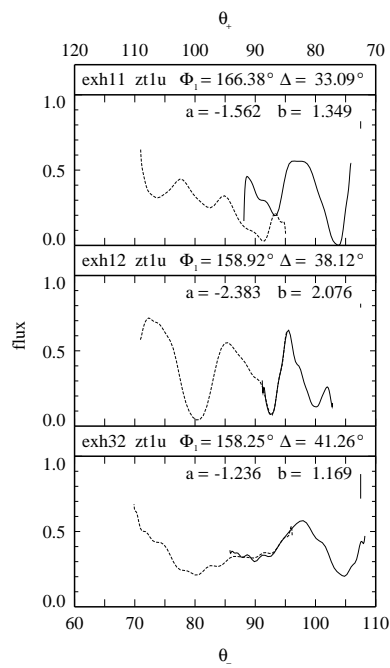
**Abb. C.11:** Zerlegungen vom Typ V der Pulsprofile x1s01 - x1s04



**Abb. C.12:** Zerlegungen vom Typ V der Pulsprofile exh11 - exh32



**Abb. C.13:** Überlagerungen vom Typ I der Pulsprofile  $x1s01$  -  $x1s04$



**Abb. C.14:** Überlagerungen vom Typ I der Pulsprofile  $exh11$  -  $exh32$

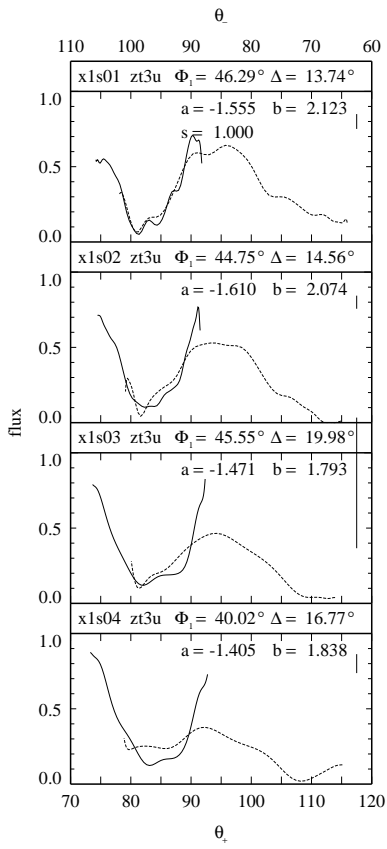


Abb. C.15: Überlagerungen vom Typ III der Pulsprofile  $x1s01$  -  $x1s04$

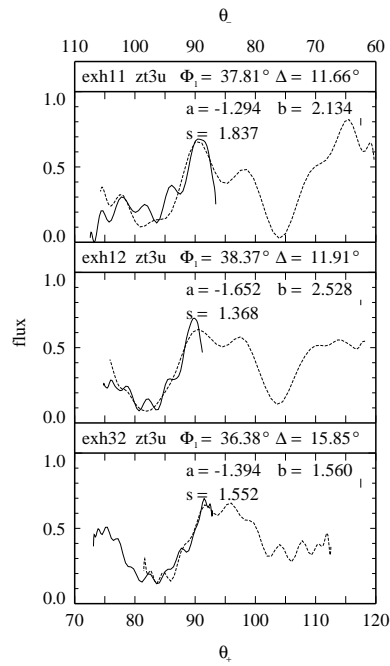


Abb. C.16: Überlagerungen vom Typ III der Pulsprofile  $exh11$  -  $exh32$

## Anhang D

# Abkürzungen, Einheiten, und Konstanten

### D.1 Abkürzungen

AIC	<i>Accretion Induced Collapse</i>
BHC	<i>Black Hole Candidates</i> (Schwarzlochkandidaten)
CV	<i>Cataclysmic Variable</i> (Kataklysmische Variable)
GRB	<i><math>\gamma</math>-Ray Burst</i>
HMXB	<i>High Mass X-Ray Binaries</i> (Massereiche Röntgendoppelsterne)
LMXB	<i>Low Mass X-Ray Binaries</i> (Massearme Röntgendoppelsterne)
QPO	<i>Quasi Periodic Oscillators</i> (Quasiperiodische Oszillatoren)
SSS	<i>Super Soft Sources</i>
TŻO	Thorne-Żytkow Objekt
UV	ultravioletter Wellenlängenbereich des Lichts
XRB	<i>X-Ray Binaries</i> (Röntgendoppelsterne)
XRP	<i>X-Ray Pulsars</i> (Röntgenpulsare)

## D.2 Einheiten

$1 \text{ AU} = 1.496 \cdot 10^{11} \text{ m}$	Astronomische Einheit
$1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$	Energie
$1 \text{ G (Gauß)} = 10^{-4} \text{ Tesla}$	Magnetfeldstärke
$L_{\odot} = 3.826 \cdot 10^{33} \text{ erg/s}$	Sonnenleuchtkraft
$M_{\odot} = 1.989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$	Sonnenmasse
$1 \text{ mJy (milliJansky)} = 10^{-26} \text{ W/m}^2\text{Hz}$	Energieflussdichte im Radiobereich
$1 \text{ pc (parsec)} = 3.261 \text{ Lichtjahre}$	Parallaktische Entfernung
$R_{\odot} = 6.9590 \cdot 10^8 \text{ m}$	Sonnenradius

## D.3 Konstanten

$c = 2.998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	Lichtgeschwindigkeit
$G = 6.673 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$	Gravitationskonstante
$k = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$	Boltzmann-Konstante
$m_{\text{p}} = 1.673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$	Protonenmasse
$r_{\text{e}} = 2.818 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$	klassischer Elektronenradius
$\sigma = 5.671 \cdot 10^{-8} \text{ W/K}^4\text{m}^2$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\sigma_{\text{T}} = 0.665 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$	Thomsonscher Streuquerschnitt

# Literaturverzeichnis

- Alpar, M. A., and Shaham, J. 1985, *Nature*, **316**, 239
- Araya, R. A., and Harding, A. K. 1999, *ApJ*, **517**, 334
- Bahcall, J. N., and Bahcall, N. A. 1972, *ApJ*, **178**, L1
- Bai, T. 1981, *ApJ*, **243**, 244
- Basko, M. M., and Sunyaev, R. A. 1975, *A&A*, **42**, 311
- Basko, M. M., and Sunyaev, R. A. 1976a, *MNRAS*, **175**, 395
- Basko, M. M., and Sunyaev, R. A. 1976b, *Soviet Ast.*, **20**, 537
- Bate, M. R. 2000, *astro-ph/0002202*
- Bhattacharya, D., and van den Heuvel, E. J. P. 1991, *Phys. Rep.*, **203**, 1
- Bildsten, L., Chakrabarty, D., Chiu, J., Finger, M. H., Koh, D. T., Nelson, R. W., Prince, T. A., Rubin, B. C., Scott, D. M., Stollberg, M., Vaughan, B. A., Wilson, C. A., and Wilson, R. B. 1997, *ApJS*, **113**, 367
- Blum, S. 1996, Diplomarbeit, Universität Tübingen
- Blum, S., and Kraus, U. 2000, *ApJ*, **529**, 968
- Bonnell, I. A., and Bate, M. R. 1994, *MNRAS*, **271**, 999
- Boss, A. P. 1995a, *RevMexAA*, **1**, 165
- Boss, A. P. 1995b, *Scientific American*, **273**, #4, 38
- Boss, A. P. 1999, *S&T*, **97**, #6, 32
- Bulik, T., Mészáros, P., Woo, J. w., Nagase, F., and Makishima, K. 1992, *ApJ*, **395**, 564
- Bulik, T., Riffert, H., Mészáros, P., Makishima, K., Mihara, T., and Thomas, B. 1995, *ApJ*, **444**, 405



- Burnard, D. J., Arons, J., and Klein, R. I. 1991, ApJ, **367**, 575
- Canuto, V., and Chiu, H.-Y. 1968, Phys. Rev. A, **173**, 1210
- Cheng, F. H., Vrtilek, S. D., and Raymond, J. C. 1995, ApJ, **452**, 825
- Chodil, G., Mark, H., Rodrigues, R., Seward, F., Swift, C. D., Hiltner, W. A., Wallerstein, G., and Mannery, E.J. 1967, Phys. Rev. Lett., **19**, 681
- Coburn, W., Heindl, W. A., Wilms, J., Gruber, D. E., Staubert, R., Rothschild, R. E., Postnov, A., Shakura, N., Risse, P., Kreykenbohm, I., and Pelling, M. R. 2000, ApJ, in press
- Corbet, R. H. D. 1986, MNRAS, **220**, 1047
- Crampton, D. 1974, ApJ, **187**, 345
- Daugherty, J. K., and Ventura, J. 1977, A&A, **61**, 723
- Davidson, A., Henry, J. P., Middleditch, J., and Smith, H. E. 1972, ApJ, **177**, L97
- Davidson, K., and Ostriker, J. P. 1973, ApJ, **179**, 585
- Deeter, J. E., Boynton P. E., and Pravdo, S. H. 1981, ApJ, **247**, 1003
- Deeter, J. E., Scott, D. M., Boynton, P. E., Miyamoto, S., Kitamoto, S., Takahama, S., and Nagase, F. 1998, ApJ, **502**, 802
- del Sordo, S., Kraus, U., and Blum, S. 2000, in Preparation
- Eggleton, P. P., and Verbunt, F. 1986, MNRAS, **220**, 13
- Forman, W., Jones, C. A., and Liller, W. 1972, ApJ, **177**, L103
- Frank, J., King, A., and Raine, D. *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press, 1992
- Frucher, A. S., Stinebring, D. R., and Taylor, J. H. 1988, Nature, **333**, 237
- Fryer, C., Benz, W., Herant, M., and Colgate, S. A. 1999, ApJ, **516**, 892
- Ghosh, P., and Lamb, F. K. 1978, ApJ, **223**, L83
- Ghosh, P., and Lamb, F. K. 1979a, ApJ, **232**, 259
- Ghosh, P., and Lamb, F. K. 1979b, ApJ, **234**, 296
- Giacconi, R., Gursky, H., Kellog, E., Schreier, E., and Tananbaum, H. 1971, ApJ, **167**, L67
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., and Rossi, B. B. 1962, Phys. Rev. Lett., **9**, 439

- Gold, T. 1968, *Nature*, **218**, 731
- Gold, T. 1969, *Nature*, **221**, 25
- Groth, E. J. 1974, *ApJ*, **192**, 517
- Haberl, F., and White, N. E. 1990, *apj*, **361**, 225
- Harding, A. K., Mészáros, P., Kirk, J. G., and Galloway, D. J. 1984, *ApJ*, **278**, 369
- Hasinger, G., and van der Klis, M. 1989, *A&A*, **225**, 79
- Heindl, W. A., Coburn, W., Gruber, D. E., Pelling, M., Rothschild, R. E., Kretschmar, P., Kreykenbohm, I., Wilms, J., Pottschmidt, K., and Staubert, R. 1999, *Proc. of the 5th Compton Symposium*, ed. M. McConnell, in press
- Herold, H. 1979, *Phys. Rev. D*, **19**, 2868
- Herold H., Ruder, H., and Wunner, G. 1982, *A&A*, **115**, 90
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., and Collins, R. A. 1968, *Nature*, **217**, 709
- Hiltner,
- Hulse, R. A., and Taylor, J. H. 1975, *ApJ*, **195**, L51
- Iben, I., Jr., and Tutukov, A. V. 1997, *ApJ*, **491**, 303
- Iben, I., Jr., Tutukov, A. V., and Yungelson, L. R. 1995, *ApJS*, **100**, 217
- Inoue, H., Ogawara, Y., Waki, I., Ohashi, T., Hayakawa, S., Kunieda, H., Nagase, F., and Tsunemi, H. 1984, *PASJ*, **36**, 709
- Kahabka, P. 1987, PhD thesis, TU München, MPE Report **204**
- Kraus, U. 1992, PhD thesis, Universität Tübingen
- Kraus, U., Blum, S., Schulte, J., Ruder, H. and Mészáros, P. 1996, *ApJ*, **467**, 794
- Kraus, U., Nollert, H.-P., Ruder, H. and Riffert, H. 1995, *ApJ*, **450**, 763
- Kreykenbohm, I., Kretschmar, P., Wilms, J., Staubert, S., Kendziorra, E., Gruber, D. E., Heindl, W. A., and Rothschild, R. E. 1999, *A&A*, **341**, 141
- Kii, T. 1987, *PASJ*, **39**, 781
- Krolik, J. H., and Sincell, M. W. 1990, *ApJ*, **357**, 208
- Krzemiński, W. 1974, *ApJ*, **192**, L135

- Kulkarni, S. R., Djorgovski, S., and Klemola, A. R. 1991, ApJ, **376**, 221
- Kunz, M. 1994, priv. comm.
- Kunz, M. 1996a, PhD thesis, Universität Tübingen
- Kunz, M. 1996b, A&A, **120**, 231
- Kuster, M. 1998, priv. comm.
- Kuster, M., Wilms, J., Blum, S., Staubert, R., Gruber, D., Rothschild, R., and Heindl, W. 1998, 3rd Integral Workshop *The Extreme Universe*, Astrophys. Lett. Comm., **38**, 161
- Kuster, M. 1999, priv. comm.
- Langer, S. H., and Rappaport, S. 1982, ApJ, **257**, 733
- Lamb, F. K., Pethick, C. J., and Pines, D. 1973, ApJ, **184**, 271
- Leahy, D. A. 1991, MNRAS, **251**, 203
- Leahy, D. A., & Li, L. 1995, MNRAS, **277**, 1177
- Lenzen, R., and Trümper, J. 1978, Nature, **271**, 216
- Lewin, W. H. G., van Paradijs, J., and Taam, R. E. 1995 in: *X-ray Binaries*, eds. W. H. G. Lewin, J. van Paradijs & E. P. J. van den Heuvel, Cambridge University Press, chapter 4, 175 - 232
- Lorimer, D. R. 1998 in: *Living Reviews in Relativity*, **1998-10**, published by the Max-Planck-Institute for Gravitational Physics, Albert Einstein Institute, Potsdam, Germany
- Maloney, P. R., & Begelman, M. C. 1997, ApJ, **491**, L43
- Manchester, R. N., and Taylor, J. H., *Pulsars*, Freeman, San Francisco, 1977
- McClintock, J. E., Rappaport, S., Joss, P. C., Bradt, H., Buff, J., Clark, G. W., Hearn, D., Lewin, W. H. G., Matilsky, T., Mayer, W., and Primini, F. 1976, ApJ, **206**, L99
- McCray, R. A., Shull, J. M., Boynton, P. E., Deeter, J. E., Holt, S. S., and White, N. E. 1982, ApJ, **262**, 301
- Mészáros, P. 1984, Space Sci. Rev., **38**, 325
- Mészáros, P., and Nagel, W. 1985a, ApJ, **298**, 147
- Mészáros, P., and Nagel, W. 1985b, ApJ, **299**, 138
- Mészáros, P., and Riffert, H. 1988, ApJ, **327**, 712

- Mészáros, P. and Ventura, J. 1979, *Phys. Rev. D*, **19**, 3565
- Middleditch, J., and Nelson, J., 1976, *ApJ*, **208**, 567
- Nagase, F. 1989, *PASJ*, **41**, 1
- Nagase, F. Corbet, R. H. D., Day, C. S. R., Inoue, H., Takeshima, T., and Yoshida, K. 1992, *ApJ*, **396**, 147
- Nagase, F., Hayakawa, S., Sato, N., Masai, K., and Inoue, H. 1986, *PASJ*, **38**, 547
- Nagel, W. 1981, *ApJ*, **251**, 278
- Nollert, H.-P., Ruder, H., Herold, H., and Kraus, U. 1989, *A&A*, **208**, 153
- Ögelman, H., & Trümper, J. 1988, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, **59**, 169
- Pacini, F. 1967, *Nature*, **216**, 567
- Pacini, F. 1968, *Nature*, **219**, 145
- Panchenko, I. E., & Postnov, K. A. 1994, *A&A*, **286**, 497
- Parmar, A. N., White, N. E., and Stella, L. 1989, *ApJ*, **338**, 373
- Pettersson, J. A., Rothschild, R. E., and Gruber, D. E. 1991, *ApJ*, **378**, 696
- Prendergast, K. H., and Burbidge, G. R. 1968, *ApJ*, **151**, L83
- Pringle, J. E., and Rees, M. J. 1972, *A&A*, **21**, 1
- Rappaport, S., and McClintock, J. E. 1975, *IAU Circ.*, **2794**
- Reynolds, A. P., and Parmar, A. N. 1995, *A&A*, **297**, 747
- Riffert, H., and Mészáros, P. 1988, *ApJ*, **325**, 207
- Riffert, H., Nollert, H.-P., Kraus, U., and Ruder, H. 1993, *ApJ*, **406**, 185
- Ruderman, M., Shaham, J., and Tavani, M. 1989, *ApJ*, **336**, 507
- Sandage, A. R., Osmer, P., Giacconi, R., Gorenstein, P., Gursky, H., Waters, J., Bradt, H., Garmire, G., Sreekantan, B. V., Oda, M., Osawa, K., and Jugaku, J. 1966, *ApJ*, **146**, 316
- Savonije, G. J. 1978, *A&A*, **62**, 317
- Schandl, S. 1996, *A&A*, **307**, 95
- Schandl, S., & Meyer, F. 1994, *A&A*, **289**, 149
- Schreier, E., Levinson, R., Gursky, H., Kellogg, E., Tananbaum, H., and Giacconi, R. 1972, *ApJ*, **172**, L79
- Scott, D. M. 1993 PhD thesis, University of Washington

- Scott, D. M., and Leahy, D. A. 1999, ApJ, **510**, 974
- Shakura, N. I., Ketsaris, N. A., Prokhorov, M. E., and Postnov, K. A. 1998, MNRAS, **300**, 992
- Shapiro, S. L., and Teukolsky, S. A., *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*, John Wiley & Sons, 1983
- Shklovskii, I. S. 1970, Soviet Ast., **13**, 562
- Shklovsky, I. S. 1967, ApJ, **148**, L1
- Soong, Y., Gruber, D. E., Peterson, L. E., and Rothschild, R. E. 1990a, ApJ, **348**, 634
- Soong, Y., Gruber, D. E., Peterson, L. E., and Rothschild, R. E. 1990b, ApJ, **348**, 641
- Staubert, R., Bezler, M., and Kendziorra, E. 1983, A&A, **117**, 215
- Staubert, R., Kendziorra, E., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., and Voges, W. 1980, ApJ, **239**, 1010
- Stella, L., White, N. E., and Rosner, R. 1986, ApJ, **308**, 669
- Stelzer, B. 1997, priv. comm.
- Sunyaev, R., and Revnivtsev, M. 2000, A&A, (astro-ph/0003308)
- Sutantyo, W. 1975, A&A, **41**, 47
- Sutantyo, W., van der Linden, T. J., and van den Heuvel, E. P. J. 1986, A&A, **169**, 133
- Tananbaum, H., Gursky, H., Kellog, E. M., Levinson, R., Schreier, E. and Giacconi, R. 1972, ApJ, **174**, L143
- Taylor, J. H., and Manchester, R. N. 1977, ARA&A, **15**, 19
- Thomas, H.-C., Schmidt, H. U., and Schömb, R. 1986 in: *The Evolution of Galactic X-Ray Binaries*, eds. J. Trümper, W. H. G. Lewin and W. Brinkmann, NATO ASI Series, p. 221-225, D. Reidel Publishing Company
- Trümper, J., Kahabka, P., Ögelman, H., Pietsch, W., and Voges, W. 1986, ApJ, **300**, L63
- Trümper, J., Pietsch, W., Reppin, C., Voges, W., Staubert, R. and Kendziorra, E. 1978, ApJ, **219**, L105
- Ulmer, M. P., Daity, W. A., Wheaton, W. A., and Peterson, L. E. 1972, ApJ, **178**, L121

- van den Heuvel, E. P. J. 1984, JApA, **5**, 209
- van den Heuvel, E. P. J. 1994 in: *Interacting Binaries*, eds. H. Nussbaumer and A. Orr, Saas-Fee Advanced Course **22**, 263 - 474, Springer-Verlag
- van den Heuvel, E. P. J. 1997, ARA&A, **35**, 96 - 100
- van Kerkwijk, M. H., van Paradijs, J., and Zuiderwijk, E. J. 1995, A&A, **303**, 497
- Verbunt, F., and van den Heuvel, E. P. J. 1995 in: *X-ray Binaries*, eds. W. H. G. Lewin, J. van Paradijs & E. P. J. van den Heuvel, Cambridge University Press, chapter 11
- Verbunt, F., Wijers, R. A. M. J., and Burm, H. M. G. 1990, A&A, **234**, 195
- Wang, Y.-M., & Frank, J. 1981, A&A, **93**, 255
- Wang, Y.-M., & Welter, G. L. 1981, A&A, **102**, 97
- Wang, J. C. L., Wasserman, I. M., and Salpeter, E. E. 1989, ApJ, **338**, 343
- White, N. E., Swank, J. H., and Holt, S. S. 1983, ApJ, **270**, 711
- Wilms, J. 1999, priv. comm.
- Wijnands, R., and van der Klis, M. 1998, Nature, **394**, 344
- Zahn, C. 1991, Diplomarbeit, Universität Stuttgart
- Zeldovich, Ya. B., and Guseynov, O. H. 1966, ApJ, **144**, 840
- Zel'dovich, Ya. B., and Shakura, N. I. 1969, Soviet Ast., **13**, 175

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Roche-Potential in der Orbitalebene von Her X-1/HZ Her . . .	15
2.2	Übergangszone zwischen dem Materiefluss in der Akkretions- scheibe und der Magnetosphäre des Neutronensterns . . . . .	32
2.3	Corbet-Diagramm akkretierender Neutronensterne . . . . .	35
2.4	$P/\dot{P}$ -Diagramm für Radiopulsare . . . . .	37
2.5	Mögliche Geometrien der Emissionsregionen an den Polen von Röntgenpulsaren . . . . .	41
2.6	Modell zur Entstehung von <i>pencil-</i> und <i>fan-beam</i> -Emissions- charakteristiken . . . . .	45
2.7	Galaktische Verteilung von Röntgenpulsaren . . . . .	46
2.8	Beispiele der Pulsprofile von Röntgenpulsaren . . . . .	56
2.8	Fortsetzung . . . . .	57
2.9	Auswirkungen der Lichtablenkung auf das Erscheinungsbild einer Sphäre . . . . .	59
2.10	Erklärung für das Auftreten von Symmetriepunkten in Einpol- Pulsprofilen . . . . .	60
3.1	Veranschaulichung aller für eine Emissionsregion relevanter Winkel . . . . .	66
3.2	Beschreibung der Lage der Magnetpole eines Pulsars . . . . .	68
3.3	Test-Pulsprofil aus zwei Gauß-Profilen . . . . .	84

3.4 Bereiche der Symmetriepunkte des Test-Pulsprofils mit nicht negativem Fluss und höchstens zwei ausgeprägten Maxima . . . 87

3.5 Bereiche der Symmetriepunkte des Test-Pulsprofils für die  $f_{\min} > -0.1$  und  $f_{\min} > -0.5$  . . . . . 87

3.6 Bereiche der Symmetriepunkte des Test-Pulsprofils mit höchstens drei ausgeprägten Maxima und die Schnittmenge dieses Bereichs mit dem positiven Flusses . . . . . 88

3.7 Beispiele verschiedener Zerlegungen des Test-Pulsprofils . . . 88

3.8 Bereiche der Symmetriepunkte des Test-Pulsprofils für die  $l_{\text{krit}} \leq 1.5$  und  $l_{\text{krit}} \leq 2.5$  . . . . . 89

3.9 Pulsprofil sowie gefundene Einpol-Pulsprofile und Strahlungscharakteristik . . . . . 91

3.10 Störungen durch asymmetrische Akkretion in Abhängigkeit von der Phase und dem Sichtwinkel . . . . . 91

3.11 Asymmetrisch gestörtes Pulsprofil als Test-Pulsprofil . . . . . 92

3.12 Zerlegung und Strahlungscharakteristik aus dem asymmetrisch gestörten Test-Pulsprofil . . . . . 92

3.13 Störungen durch einen sichelförmigen abschwächenden Bereich oberhalb der Emissionsregion in Abhängigkeit von der Phase und dem Sichtwinkel . . . . . 93

3.14 Auswirkungen einer asymmetrischen Störung durch einen sichelförmigen abschwächenden Bereich oberhalb der Emissionsregion auf ein Pulsprofil . . . . . 94

3.15 Zerlegung und Strahlungscharakteristik für ein asymmetrisch gestörtes Pulsprofil . . . . . 94

4.1 Nomenklatur der Merkmale typischer Pulsprofile von Her X-1 99

4.2 Beispiele analysierter Pulsprofile von Her X-1 und ihrer Einpol-Pulsprofile . . . . . 101

4.3 Bereiche der Symmetriepunkte der Einpol-Pulsprofile mit nicht negativem Fluss . . . . . 103

4.4 Einpol-Pulsprofile eines Pulsprofils im *short-on*-Zustand von Her X-1 . . . . . 104



4.5	Rekonstruierte Strahlungscharakteristik aus Pulsprofilen von Her X-1 . . . . .	105
4.6	Werte der Fitparameter aus der Analyse der Pulsprofile von Her X-1 . . . . .	106
4.7	Lage der Magnetpole von Her X-1 . . . . .	108
4.8	Polardiagramm der Strahlungscharakteristiken von Her X-1 .	110
4.9	Einfluss der Lichtablenkung auf ein senkrecht zur Oberflächennormalen eines Neutronensterns emittierten Photons . . . . .	111
4.10	Intrinsische Emissionscharakteristiken einer hypothetischen Punktquelle an einem Magnetpol von Her X-1 . . . . .	111
4.11	Spektren von Her X-1 zu verschiedenen Sichtwinkeln . . . . .	115
4.12	RXTE-PCA-Lichtkurve des <i>turn-on</i> von Her X-1 im September 1997 . . . . .	116
4.13	RXTE-ASM-Lichtkurve des <i>turn-on</i> von Her X-1 im September 1997 . . . . .	117
4.14	Gepulster Anteil der Pulsprofile von Her X-1 . . . . .	119
4.15	Modell der sukzessiven Abschattung der Emissionsregionen von Her X-1 durch die Akkretionsscheibe . . . . .	121
4.16	Modellierung der Veränderungen des Pulsprofils von Her X-1 im <i>main-on</i> . . . . .	123
4.17	Zu verschiedenen Beobachtungswinkeln modellierte Pulsprofile von Her X-1 . . . . .	125
4.18	Maßstäblicher Schnitt senkrecht zur Orbitalebene des Systems Her X-1/Hz Her . . . . .	126
5.1	Beispiele analysierter Pulsprofile von Cen X-3 und ihrer Einpol-Pulsprofile . . . . .	130
5.2	Rekonstruierte Strahlungscharakteristik aus Pulsprofilen von Cen X-3 . . . . .	131
5.3	Lage der Magnetpole von Cen X-3 . . . . .	131
5.4	Polardiagramm der Strahlungscharakteristik von Cen X-3 . .	132

5.5 Intrinsische Emissionscharakteristik einer hypothetischen Punktquelle an einem Magnetpol von Cen X-3 . . . . . 133

5.6 Mindesthöhe einer Emissionsregion in Abhängigkeit vom halben Öffnungswinkel der Polkappe für verschiedene  $r_n/r_s$  . . . 134

5.7 Bereiche der Symmetriepunkte der Einpol-Pulsprofile von Vela X-1 mit nicht negativem Fluss . . . . . 137

5.8 Bereiche der Symmetriepunkte der Einpol-Pulsprofile mit nicht negativem Fluss und  $l_{krit} = 3.0$  der XTE-Beobachtung . . . . 138

5.9 Zerlegungen vom Typ I der XTE-Pulsprofile . . . . . 140

5.10 Zerlegungen vom Typ I der EXOSAT-Pulsprofile . . . . . 141

5.11 Rekonstruierte Strahlungscharakteristiken vom Typ I der XTE-Pulsprofile . . . . . 142

5.12 Rekonstruierte Strahlungscharakteristiken vom Typ I der EXOSAT-Pulsprofile . . . . . 142

5.13 Zerlegungen vom Typ III der XTE-Pulsprofile . . . . . 143

5.14 Zerlegungen vom Typ III der EXOSAT-Pulsprofile . . . . . 144

5.15 Rekonstruierte Strahlungscharakteristiken vom Typ III der XTE-Pulsprofile . . . . . 145

5.16 Rekonstruierte Strahlungscharakteristiken vom Typ III der EXOSAT-Pulsprofile . . . . . 145

5.17 Lage der Magnetpole von Vela X-1 . . . . . 146

5.18 Polardiagramm der Strahlungscharakteristiken vom Typ I der XTE-Beobachtung . . . . . 147

5.19 Polardiagramm der Strahlungscharakteristiken vom Typ III der XTE-Beobachtung . . . . . 148

5.20 Intrinsische Emissionscharakteristiken vom Typ I einer hypothetischen Punktquelle an einem Magnetpol von Vela X-1 . . 149

5.21 Intrinsische Emissionscharakteristiken vom Typ III einer hypothetischen Punktquelle an einem Magnetpol von Vela X-1 . 149

A.1 Pulsprofile ex101 - ex106 . . . . . 164

A.2 Pulsprofile ex107 - ex112 . . . . . 164

A.3	Zerlegungen der Pulsprofile ex101 - ex106 . . . . .	165
A.4	Zerlegungen der Pulsprofile ex107 - ex112 . . . . .	165
A.5	Überlagerungen der Pulsprofile ex101 - ex106 . . . . .	166
A.6	Überlagerungen der Pulsprofile ex107 - ex112 . . . . .	166
A.7	Pulsprofile ex201 - 206 . . . . .	167
A.8	Pulsprofile ex207 - ex212 . . . . .	167
A.9	Zerlegungen der Pulsprofile ex201 - 206 . . . . .	168
A.10	Zerlegungen der Pulsprofile ex207 - ex212 . . . . .	168
A.11	Überlagerungen der Pulsprofile ex201 - ex206 . . . . .	169
A.12	Überlagerungen der Pulsprofile ex207 - ex212 . . . . .	169
A.13	Pulsprofile ex301 - ex306 . . . . .	170
A.14	Pulsprofile ex307 - ex311 . . . . .	170
A.15	Zerlegungen der Pulsprofile ex301 - ex306 . . . . .	171
A.16	Zerlegungen der Pulsprofile ex307 - ex311 . . . . .	171
A.17	Überlagerungen der Pulsprofile ex301 - ex306 . . . . .	172
A.18	Überlagerungen der Pulsprofile ex307 - ex311 . . . . .	172
A.19	Pulsprofile ex401 - ex406 . . . . .	173
A.20	Pulsprofile ex407 - ex411 . . . . .	173
A.21	Zerlegungen der Pulsprofile ex401 - ex406 . . . . .	174
A.22	Zerlegungen der Pulsprofile ex407 - ex411 . . . . .	174
A.23	Pulsprofile ex501 - ex506 . . . . .	175
A.24	Pulsprofile ex507 - ex511 . . . . .	175
A.25	Zerlegungen der Pulsprofile ex501 - ex506 . . . . .	176
A.26	Zerlegungen der Pulsprofile ex507 - ex511 . . . . .	176
A.27	Pulsprofile gn021 - gn025 . . . . .	177
A.28	Pulsprofile gn081 - gn085 . . . . .	177
A.29	Zerlegungen der Pulsprofile gn021 - gn024 . . . . .	178
A.30	Zerlegungen der Pulsprofile gn081 - gn084 . . . . .	178
A.31	Überlagerungen der Pulsprofile gn021 - gn024 . . . . .	179

A.32 Überlagerungen der Pulsprofile gn081 - gn084 . . . . . 179

A.33 Pulsprofile gn061 - gn065 . . . . . 180

A.34 Pulsprofile gn071 - gn075 . . . . . 180

A.35 Zerlegungen der Pulsprofile gn061 - gn064 . . . . . 181

A.36 Zerlegungen der Pulsprofile gn071 - gn074 . . . . . 181

A.37 Überlagerungen der Pulsprofile gn061 - gn064 . . . . . 182

A.38 Überlagerungen der Pulsprofile gn071 - gn074 . . . . . 182

A.39 Pulsprofile gn051 - gn055 . . . . . 183

A.40 Pulsprofile gn011 - gn015 . . . . . 183

A.41 Zerlegungen der Pulsprofile gn051 - gn054 . . . . . 184

A.42 Zerlegungen der Pulsprofile gn011 - gn014 . . . . . 184

A.43 Überlagerungen der Pulsprofile gn051 - gn054 . . . . . 185

A.44 Überlagerungen der Pulsprofile gn011 - gn014 . . . . . 185

A.45 Pulsprofile gn031 - gn035 . . . . . 186

A.46 Pulsprofile gn041 - gn045 . . . . . 186

A.47 Zerlegungen der Pulsprofile gn031 - gn034 . . . . . 187

A.48 Pulsprofile gn091 - gn093 . . . . . 188

A.49 Zerlegungen der Pulsprofile gn091 - gn093 . . . . . 188

A.50 Pulsprofile gn101 - gn103 . . . . . 189

A.51 Pulsprofile gn111 - gn113 . . . . . 189

A.52 Pulsprofile he000 - he004 . . . . . 190

A.53 Pulsprofile ex000, ex213, hx100 . . . . . 190

A.54 Zerlegungen der Pulsprofile he000 - he004 . . . . . 191

A.55 Zerlegungen der Pulsprofile ex000, ex213, hx100 . . . . . 191

A.56 Überlagerungen der Pulsprofile he000 - he004 . . . . . 192

A.57 Überlagerungen der Pulsprofile ex000, ex213, hx100 . . . . . 192

A.58 Pulsprofile x1s01 - x1s06 . . . . . 193

A.59 Pulsprofile x1sa7, x1s07 - x1s08 . . . . . 193

A.60 Zerlegungen der Pulsprofile x1s01 - x1s06 . . . . . 194

A.61 Zerlegungen der Pulsprofile x1sa7, x1s07 - x1s08 . . . . .	194
A.62 Überlagerungen der Pulsprofile x1s01 - x1s06 . . . . .	195
A.63 Überlagerungen der Pulsprofile x1sa7, x1s07 - x1s08 . . . . .	195
A.64 Pulsprofile x2031 - x2035 . . . . .	196
A.65 Pulsprofile x2071 - x2075 . . . . .	196
A.66 Pulsprofile x2171 - x2175 . . . . .	197
A.67 Pulsprofile x2241 - x2245 . . . . .	197
A.68 Pulsprofile x2271 - x2275 . . . . .	198
A.69 Pulsprofile x2311 - x2315 . . . . .	198
A.70 Zerlegungen der Pulsprofile x2271 - x2275 . . . . .	199
A.71 Zerlegungen der Pulsprofile x2311 - x2315 . . . . .	199
A.72 Überlagerungen der Pulsprofile x2311 - x2315 . . . . .	200
B.1 Pulsprofile gn110 - gn170 . . . . .	203
B.2 Pulsprofile gn810, tn110 - tn310 . . . . .	203
B.3 Zerlegungen der Pulsprofile gn110 - gn170 . . . . .	204
B.4 Zerlegungen der Pulsprofile gn810, tn110 - tn310 . . . . .	204
B.5 Überlagerungen der Pulsprofile gn110 - gn170 . . . . .	205
B.6 Überlagerungen der Pulsprofile gn810, tn110 - tn310 . . . . .	205
B.7 Pulsprofile os110 - os410 . . . . .	206
B.8 Pulsprofile hx110 - hx510 . . . . .	206
B.9 Zerlegungen der Pulsprofile os110 - os410 . . . . .	207
B.10 Zerlegungen der Pulsprofile hx110 - hx510 . . . . .	207
B.11 Überlagerungen der Pulsprofile os110 - os410 . . . . .	208
B.12 Überlagerungen der Pulsprofile hx110 - hx510 . . . . .	208
C.1 Pulsprofile x1s01 - x1s04 . . . . .	211
C.2 Pulsprofile exh11 - exh32 . . . . .	211
C.3 Zerlegungen vom Typ I der Pulsprofile x1s01 - x1s04 . . . . .	212

C.4 Zerlegungen vom Typ I der Pulsprofile exh11 - exh32 . . . . . 212

C.5 Zerlegungen vom Typ II der Pulsprofile x1s01 - x1s04 . . . . . 213

C.6 Zerlegungen vom Typ II der Pulsprofile exh11 - exh32 . . . . . 213

C.7 Zerlegungen vom Typ III der Pulsprofile x1s01 - x1s04 . . . . . 214

C.8 Zerlegungen vom Typ III der Pulsprofile exh11 - exh32 . . . . . 214

C.9 Zerlegungen vom Typ IV der Pulsprofile x1s01 - x1s04 . . . . . 215

C.10 Zerlegungen vom Typ IV der Pulsprofile exh11 - exh32 . . . . . 215

C.11 Zerlegungen vom Typ V der Pulsprofile x1s01 - x1s04 . . . . . 216

C.12 Zerlegungen vom Typ V der Pulsprofile exh11 - exh32 . . . . . 216

C.13 Überlagerungen vom Typ I der Pulsprofile x1s01 - x1s04 . . . . . 217

C.14 Überlagerungen vom Typ I der Pulsprofile exh11 - exh32 . . . . . 217

C.15 Überlagerungen vom Typ III der Pulsprofile x1s01 - x1s04 . . . . . 218

C.16 Überlagerungen vom Typ III der Pulsprofile exh11 - exh32 . . . . . 218



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Hanns Ruder für die stetige und uneingeschränkte Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit danken. Vor allem seine anschaulich wissenschaftlichen Anregungen waren immer eine große Hilfe und Motivation.

Ein besonderer Dank gebührt meiner Betreuerin Ute Kraus, die mir bei vielen Problemen in ihrer immer freundlichen Art fachlich kompetent geholfen hat. Des weiteren möchte ich mich bei den Mitgliedern des Instituts bedanken, allen voran Harald Riffert und Roland Speith, die mir sowohl in fachlicher, technischer als auch menschlicher Hinsicht stets hilfreich zur Verfügung standen.

Auf der Seite der Astronomen möchte ich in erster Linie Prof. Rüdiger Staubert und Jörn Wilms für die gute Zusammenarbeit und die zahlreichen und spannenden Diskussionen danken, die wesentlich zur Interpretation der Ergebnisse dieser Arbeit beigetragen haben. Ein weiterer Dank gilt Peter Kretschmar, Ingo Kreykenbohm, Mathias Kunz, Markus Kuster, Michael Maisack und Beate Stelzer, die mich mit Beobachtungsdaten für diese Arbeit versorgt haben.

Schließlich darf an dieser Stelle auch meine Familie nicht unerwähnt bleiben, bei der ich mich für das mir und meiner Arbeit entgegengebrachte Verständnis bedanken möchte.





# Lebenslauf von Steffen Blum

## Persönliche Daten

geboren am 7. Februar 1964 in Stuttgart  
verheiratet seit 1988  
2 Kinder geboren 1988 und 1995

## Schulbildung

1970-1973 Grundschule Stuttgart  
1973-1974 Grundschule Echterdingen  
1974-1983 Philipp-Matthäus-Hahn Gymnasium Leinfelden-Echterdingen  
1983 Abitur, Philipp-Matthäus-Hahn Gymnasium Leinfelden-Echterdingen

## Hochschulausbildung

1983-1984 Studium der Metallkunde, Universität Stuttgart  
1984-1995 Studium der Physik (Diplom)  
an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen  
1986 Vordiplom in Physik  
1994-1995 Diplomarbeit am Institut für Astronomie und Astrophysik  
unter Anleitung von Prof. Dr. Hanns Ruder über das Thema  
„Rekonstruktion der Strahlungscharakteristik binärer Röntgenpulsare“  
1995 Diplom in Physik  
seit 1996 Promotion am Institut für Astronomie und Astrophysik  
der Eberhard-Karls-Universität Tübingen  
unter Anleitung von Prof. Dr. Hanns Ruder über das Thema  
„Analyse der Pulsprofile von Hercules X-1  
und anderer binärer Röntgenpulsare“

## Beschäftigungen

seit 1995 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Astronomie und  
Astrophysik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen

## Akademische Lehrer

M. Baumann, H. Clement, H.-D. Ebert, K.-H. Gaukler, F. Gönnerwein, W.-D.  
Hartmann, E. Haug, E. Kasper, E. Kendziorra, G. Krämer, P. Kramer, U. Kraus,  
F. Lenz, H. Lichte, E. Lindner, O. Lutz, H. Mauder G. Mertens, H. Müther, H.-P.  
Nollert, H. Ruder, H. Riffert, E. Schmid, W. Schweizer, A. Schwenk, R. Staubert,  
G. Staudt, G. J. Wagner, H.-W. Wittern, A. Wolf, M. Wolff