

HEXE-Beobachtungen  
des Röntgenpulsars  
Her X-1

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

vorgelegt von  
Mathias Kunz  
aus Tübingen

1996

Selbstverlegt von  
Tag der mündlichen Prüfung  
Dekan  
1. Berichterstatter  
2. Berichterstatter

Mathias Kunz, Tübingen  
28. Februar 1996  
Prof. Dr. H. Herold  
Prof. Dr. R. Staubert, Tübingen  
Prof. Dr. J. Trümper, München

# Inhaltsverzeichnis

	<b>Abstract .....</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Einleitung .....</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Das Standardmodell akkretierender Röntgenpulsare .....</b>	<b>5</b>
	2.1 Einleitung .....	5
	2.2 Röntgendoppelsternsysteme .....	6
	2.3 Röntgenpulsare .....	9
	2.4 Sternentwicklungsmodelle .....	16
	2.5 <i>Roche Lobe</i> -Übertrag .....	19
	2.6 Die Akkretionssäule .....	24
<b>3</b>	<b>Das Röntgendoppelsternsystem Her X-1/HZ Her .....</b>	<b>31</b>
	3.1 Einleitung .....	31
	3.2 Systemeigenschaften .....	31
	3.3 Optische Beobachtungen .....	35
	3.4 Röntgenlichtkurve .....	37
	3.5 Röntgenspektrum .....	40
	3.6 Pulsprofil .....	44
<b>4</b>	<b>Der Hochenergie-Röntgendetektor HEXE .....</b>	<b>45</b>
	4.1 Das MIR-KVANT-Modul .....	45
	4.2 Der HEXE-Detektor .....	47
<b>5</b>	<b>Die Standard-Datenanalyse .....</b>	<b>61</b>
	5.1 Datentransport und -aufbereitung .....	61
	5.2 Zeitreihenanalyse .....	61
	5.3 Spektralanalyse .....	67
	5.4 Hintergrundsubtrahierte Pulsprofile .....	73
	5.5 <i>Pulse-minus-Off-Pulse</i> -Spektrum .....	74
	5.6 Pulsphasenspektroskopie .....	74
<b>6</b>	<b>Analyse der HEXE-Beobachtungen von Her X-1 .....</b>	<b>77</b>
	6.1 Quellbeobachtung und Lichtkurve .....	77
	6.2 Periodensuche .....	80
	6.3 Phasengemittelttes Spektrum .....	87
	6.4 <i>Pulse-minus-Off Pulse</i> -Spektrum .....	103
	6.5 Hintergrundsubtrahierte Pulsprofile .....	106
	6.6 Pulsphasenspektroskopie .....	112
<b>7</b>	<b>Diskussion .....</b>	<b>129</b>
	7.1 Pulsperiodenentwicklung .....	129
	7.2 Pulsprofil .....	131
	7.3 Phasengemittelttes Spektrum .....	138
	7.4 Pulsphasenspektroskopie .....	150
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick .....</b>	<b>157</b>
	<b>Anhang .....</b>	<b>161</b>
	A1 Theoretische Photonenspektren .....	161
	A2 Liste der <i>Sessions</i> .....	167
	A3 Pulsperiodenentwicklung .....	171
	A4 Die historischen Beobachtungen des 35 <sup>d</sup> <i>Turn-On</i> .....	173
	<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>177</b>

Je genauer das Wissen,  
desto größer das Staunen.

Alfred Brendel

# Abstract

KUNZ, MATHIAS

HEXE-BEOBACHTUNGEN DES RÖNTGENPULSARS HER X-1

(doctoral thesis, in German)

The accreting X-ray pulsar Her X-1 was observed in hard X-rays ( $E > 20$  keV) by MIR-HEXE. In this thesis, temporal and spectral characteristics of data obtained in 1987/88 are analysed.

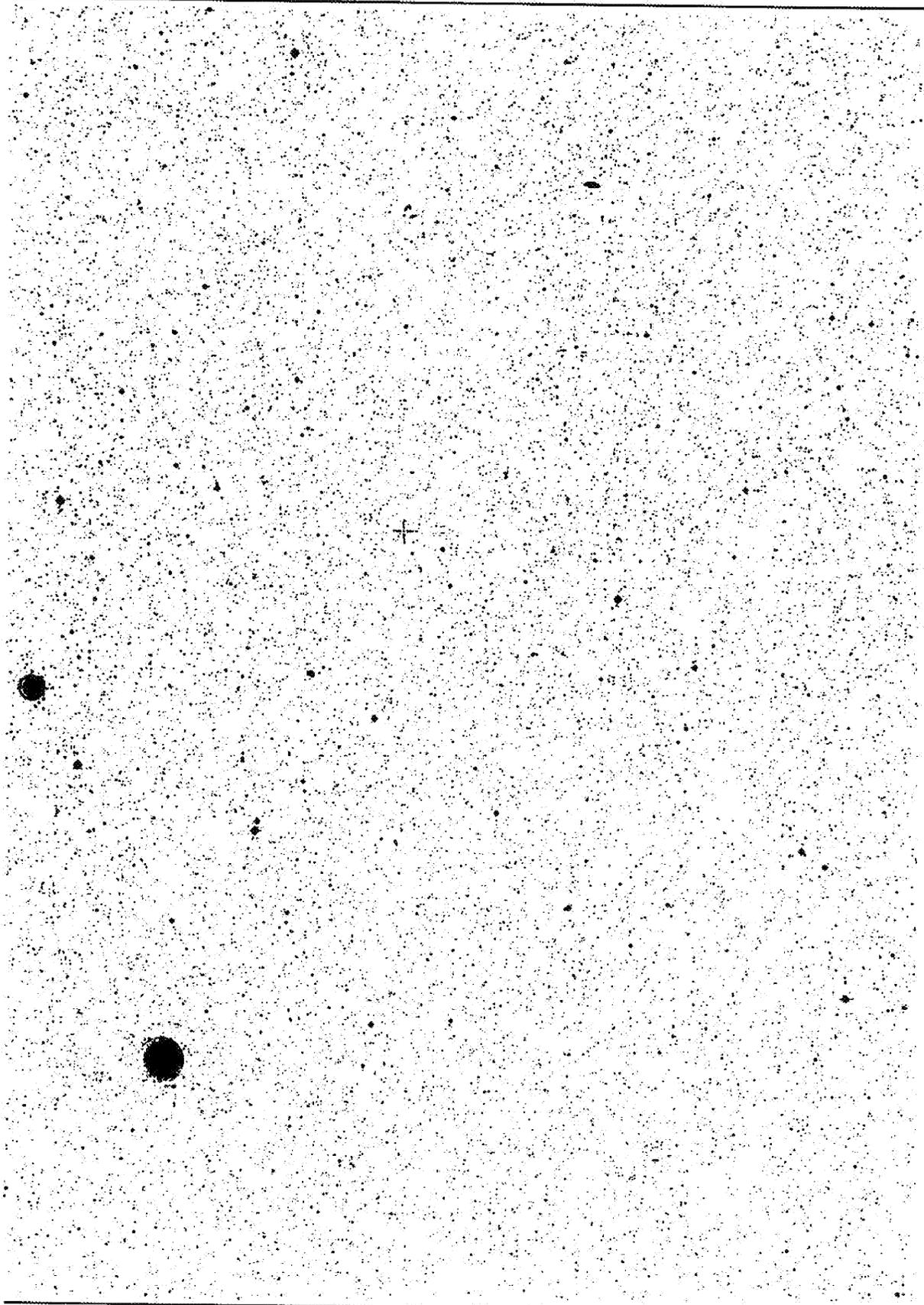
The source was detected during the *MainOn* state of five  $35^d$ -cycles. Pulse periods and pulse profiles are established for these epochs. The secular *Spin Up* of Her X-1 with short term fluctuations is confirmed.

A decomposition of the *MainOn* pulse profile into two symmetrical components yields an offset of  $\delta \approx 20^\circ$  from the antipodal position, where identical emission characteristics of the *hot spots* are assumed and general relativistic effects are considered. The emission characteristic of Her X-1 has *pencil* and *fan beam* components, with the former dominating the source emission at hard X-rays. The emission from the two *hot spots* dominates the *main pulse* and the *interpulse*, respectively.

The pulse phase averaged spectrum in 20-110 keV is represented by a power law ( $\alpha=0.93$  fixed) with exponential *turnover* ( $kT=10.7(6)$  keV) and a narrow cyclotron resonance line. The line is clearly in absorption, with centroid at  $E_c=33.7(1.3)$  keV and  $FWHM < 10$  keV. By a critical review of experimental conditions it is shown, that the historical measurements are compatible with a constant surface magnetic field strength  $B=3.03(7) \cdot 10^{12}$  Gauß and a constant plasma temperature  $kT=10.9(4)$  keV.

Pulse phase resolved spectroscopy shows, that the continuum shape at  $E > 20$  keV varies significantly across the pulse. Assuming a constant plasma temperature  $kT$ , the photon index variation  $\alpha(\varphi)$  at lower energies can be reproduced both in amplitude and in its symmetry with respect to the decline of the main pulse, suggesting that the continuum spectrum of Her X-1 above 1 keV is determined by a unified elementary process.

The cyclotron line centroid varies in phase with the continuum intensity  $I_0$ . The magnitude of the centroid variation requires deviations from the dipole geometry. With the current observations, it is not possible to determine whether the non-antipodal emission regions or field inhomogeneities are responsible for this effect. The line deficit  $F_G$  also varies in phase with the continuum intensity  $I_0$ , where  $F_G \propto I_0^x$  with  $x=1.5(2)$ . As the scattering cross section of continuum photons with plasma electrons is polarisation dependent, the relative line deficit  $F_G/I_0$  of an unpolarised ensemble of continuum photons is most prominent in the direction of the magnetic field, favoring a *pencil beam* emission characteristic at hard X-rays.



*Himmelsausschnitt aus dem Palomar Observatory Sky Survey (Platte O-1069). Das Fadenkreuz markiert die Position von HZ Her. Norden ist oben, Westen rechts. Der abgebildete Plattenausschnitt umfaßt ca.  $15^m$  in Rektaszension und ca.  $4^{\circ}30'$  in Deklination.*

# 1 Einleitung

Am 8. November 1895, also vor nunmehr genau 100 Jahren, entdeckte Wilhelm Conrad Röntgen die nach ihm bezeichnete Strahlung. Als diagnostisches Mittel kommt ihr in den verschiedensten wissenschaftlichen Disziplinen überragende Bedeutung zu.

Bereits unmittelbar nach der Entdeckung wurde diese Strahlung für die medizinische Bildung eingesetzt. Der Nachweis der charakteristischen Röntgenstrahlung durch Charles G. Barkla (1909) bestätigte die Bohrsche Atomtheorie und erlaubte die Einordnung von chemischen Elementen im Periodensystem durch Henry G.J. Moseley (1913). Experimente von Max von Laue und Mitarbeitern (1912) sowie von William H. und William L. Bragg (1913) zeigten Interferenzerscheinungen beim Durchgang von Röntgenstrahlung durch Kristalle und wiesen erstmals eindeutig nach, daß Festkörper eine atomistische Struktur aufweisen. Aus einer Fülle von Anwendungen bei der Strukturuntersuchung anorganischer und organischer Substanzen ragt die Aufklärung der Helix-Struktur der DNA durch James D. Watson und Francis Crick (ab 1951) heraus.

Ebenfalls 1951 schlug Hans Wolter vor, durch die Verwendung von Röntgenstrahlung die Auflösungsgrenze von Mikroskopen wesentlich zu verbessern. Seine Idee wurde in der Astronomie aufgegriffen, nachdem die Herstellung extrem glatter Oberflächen technisch realisiert werden können. Solche Oberflächen sind zur Abbildung weicher Röntgenstrahlung mittels Totalreflexion bei streifendem Einfall notwendig. ROSAT, eine mit einem abbildenden Wolter-Teleskop ausgestattete röntgenastronomische Mission, konnte so bislang mehr als 60000 Objekte nachweisen.

Die Möglichkeit, astronomische Objekte im Wellenlängenbereich der Röntgenstrahlung zu beobachten, trug und trägt in vergleichbarer Weise zur Differenzierung des astronomischen Weltbildes bei wie die Entdeckung des Fernrohres und die Nutzung von Radioteleskopen, da die Quantenenergie der Röntgenstrahlung  $h\nu$  der charakteristischen Temperatur  $kT$  heißer Plasmen entspricht und diese der Beobachtung unmittelbar zugänglich macht. Die Entdeckung und nachfolgende Untersuchung von galaktischen Röntgenquellen hat wesentlich zum Verständnis der Sternentwicklung und insbesondere deren Spätstadien beigetragen. Aufgrund der extremen physikalischen Bedingungen, unter denen beispielsweise die Materieakkretion und Strahlungsemission von Röntgenpulsaren stattfinden, wurden solche Systeme als „kosmische Laboratorien“ apostrophiert, da diese Bedingungen experimentell nicht realisierbar sind.

Der erste direkte Nachweis, daß Neutronensterne als kollabierte Endstadien massiver Sterne ein extrem starkes Magnetfeld aufweisen, gelang Joachim Trümper und Mitarbeitern (1977) im Falle von Her X-1, dem Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Die Zustände freier Elektronen in einem solchen Magnetfeld sind quantisiert, die Resonanzübergänge entsprechen Photonenenergien im Bereich um 35 keV und sind demnach mit Röntgendetektoren beobachtbar. Dieses starke Magnetfeld ist ein konstituierendes Merkmal der Röntgenpulsare, da es die Übertragung von Materie und Drehimpuls auf den Neutronenstern determiniert.

Die Astronomie stellt im strengen Sinne keine experimentelle Wissenschaft dar, da eine Kontrolle der Versuchsparameter aus offensichtlichen Gründen nicht möglich ist. Da eine Modell-

bildung allgemein auf dem Prinzip der Falsifikation beruht, ist es notwendig, Aussagen entweder durch statistische Untersuchungen an einer Vielzahl von Objekten zu gewinnen oder durch die Beobachtung einzelner Objekte, hier insbesondere anhand der Zeitvariation des Signals in möglichst vielen Spektralbereichen. Ein Hauptaugenmerk der vorliegenden Arbeit gilt der Variation des Röntgenspektrums von Her X-1 mit der Pulsphase.

Die Entwicklung und Differenzierung des Standardmodells akkretierender Röntgenpulsare ist eng mit der Untersuchung von Her X-1 verknüpft. Dieses System weist einen Reichtum an Phänomenen und die Beobachtungen somit einen solch hohen Informationsgehalt auf, daß viele der Modellvorstellungen an diesem System überprüft worden sind. In Kapitel 2 der Arbeit wird versucht, das Standardmodell der Akkretion auf Neutronensterne darzustellen. Kapitel 3 stellt verschiedene Beobachtungsmerkmale des Doppelsternsystems Her X-1/HZ Her zusammen, die zur Einordnung der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse dienen. In Kapitel 4 sind die Eigenschaften des Instruments dargestellt, mit dem die Beobachtungsdaten gewonnen wurden. Im fünften Kapitel wird das Standard-Analyseverfahren exemplarisch erläutert. Es dient zur Vorbereitung des Kapitels 6, in dem die Auswertung der Beobachtungsdaten dargestellt wird. Kapitel 7 bezieht die Ergebnisse des vorherigen Kapitels sowohl auf historische Beobachtungen als auch auf konkurrierende Modellvorstellungen. Dies betrifft – wie oben vermerkt – sowohl das Modell des Systems Her X-1/HZ Her wie auch das Modell akkretierender Röntgenpulsare *in toto*.

Bei der Behandlung des Themas ist es notwendig, Kompromisse zwischen Vollständigkeit und Flüssigkeit in der Darstellung einzugehen. Definierte Begriffe, die insbesondere der englischen Sprache entnommen sind, werden durchweg *kursiv* dargestellt. Bereits im Titel der Arbeit wird die Koexistenz der Begriffe deutlich: Im Englischen wird Röntgenstrahlung – in Übereinstimmung mit dem ursprünglichen Vorschlag durch Röntgen – als *X-Ray* bezeichnet und taucht sowohl in der Bezeichnung des Instrumentes *HEXE (High Energy X-Ray Experiment)* als auch dem Namen des Objektes Her X-1 auf, der hellsten Röntgenquelle im Sternbild Herkules.

Die Variation von Her X-1 in Intensität und spektraler Form ist im wesentlichen durch drei Zeitskalen charakterisiert: die Pulsperiode  $P_p$ , die Orbitalperiode  $P_{orb}$  sowie die  $35^d$ -Periode  $P_{35}$ . Zur Beschreibung der Phasenlage des Systems bezüglich dieser drei Perioden werden in der Arbeit durchgängig die Symbole  $\phi$  für die Pulsphase,  $\Phi$  für die Orbitalphase sowie  $\Psi$  für die  $35^d$ -Phase verwendet. Bei der Beschreibung des Photonenspektrums finden verschiedene funktionale Formen Verwendung, die im Anhang A1 explizit dargestellt sind. Die Verwendung von Funktionsparametern bezieht sich grundsätzlich hierauf, wobei aus Darstellungsgründen sowohl kurze als auch lange Formen verwendet werden, wie zum Beispiel  $E_c$  als auch  $E_{cyclo}$  für die Lage der Zyklotronresonanzlinie.

Die Verwendung von Einheiten entspricht nicht den Forderungen des SI-Systems. Zur Beschreibung der Quantenenergien wird die Einheit keV (Kiloelektronenvolt) benutzt, Leuchtkräfte werden in erg/s quantifiziert, Magnetfeldstärken sind in Gauß statt in Tesla angegeben. Ein Motiv für diesen Anachronismus ist es, den Vergleich mit anderen Beobachtungen und Simulationen zu vereinfachen, da diese Einheiten in der Röntgenastronomie konventionell Verwendung finden und noch auf absehbare Zeit finden werden.

# 2 Das Standardmodell akkretierender Röntgenpulsare

## 2.1 Einleitung

Röntgendoppelsternsysteme zählen zu den leuchtstärksten galaktischen Objekten. Bei diesen Systemen wird Masse vom optischen Begleiter auf einen Neutronenstern übertragen. Im Gravitationsfeld dieser kompakten Objekte werden typisch 15% der Ruhenergie der akkretierten Masse in Strahlungsenergie umgewandelt, die vorwiegend in Form von Röntgenstrahlung beobachtet wird. Bereits kurz nach der Entdeckung der ersten galaktischen Röntgenquelle Sco X-1 (Giacconi *et al.* 1962) hatte Salpeter (1964) die Akkretion auf kompakte Objekte als effiziente Energiequelle vorgeschlagen. Das Standardmodell der Röntgendoppelsternsysteme (*X-Ray Binaries*, XRB) wurde erstmals von Zel'dovitch und Guseynov (1964) formuliert und seither durch eine Vielzahl unabhängiger Experimente glänzend bestätigt. Die extremen Bedingungen, unter denen Akkretion und Emission von Röntgenstrahlung stattfinden, zeichnen die Röntgendoppelsternsysteme als „kosmische Laboratorien“ aus. Unter anderem können die Entwicklung extremer Magnetfelder, die Theorie des Strahlungstransportes in heißen Plasmen, Nichtgleichgewichtsprozesse und Zustandsgleichungen der Kernmaterie mit Beobachtungsbefunden konfrontiert werden. Röntgendoppelsternsysteme stellen ein -vergleichsweise kurzes- Zwischenstadium der Sternentwicklung in engen Doppelsternsystemen dar (van der Heuvel 1994), ihre Statistik ist demnach relevant für Modelle der Sternentwicklung.

In diesem Kapitel werden verschiedene Aspekte dieses Standardmodells zusammen mit Beobachtungsbefunden dargestellt, da sie für eine Analyse und Interpretation z.B. der HEXE-Beobachtungen von Her X-1 unerlässlich sind: Die Übersicht über Klassen von Röntgendoppelsternsystemen (und insbesondere Röntgenpulsaren) verdeutlicht die prototypischen Eigenschaften von Her X-1. Von zentraler Bedeutung für das Modell akkretierender Röntgenpulsare ist die Akkretion auf Magnetpole extremer Feldstärke, deren direkte Messung in Form der Zyklotronresonanz historisch erstmals durch eine Ballonversion der HEXE bei Her X-1 gelang (Trümper *et al.* 1977). Die anisotrope Emissionscharakteristik von Röntgenpulsaren ist bislang theoretisch nur qualitativ reproduzierbar (vgl. Wang *et al.* 1989), weshalb die u.a. im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte pulsphasenaufgelöste Spektroskopie wichtige Randbedingungen stellt.

Nach einer schematischen Darstellung der Typen von Röntgendoppelsternsystemen sowie des kanonischen Modells der Akkretion auf stark magnetisierte Neutronensterne werden zentrale Konzepte und Begriffe bereitgestellt, die in nachfolgenden Kapiteln Verwendung finden.

## 2.2 Röntgendoppelsternsysteme

Die hundert hellsten Röntgenobjekte weisen einen Röntgenfluß  $F_x > 10^{-10} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$  im Energiebereich 1-10 keV auf. Nimmt man eine typische galaktische Entfernung von 8 kpc an, so ergibt sich bei isotroper Emission eine intrinsische Röntgenleuchtkraft  $L_x \approx 10^{37} \text{ erg/sec}$ . Dies entspricht dem  $10^4$ -fachen der Sonnenleuchtkraft  $L_\odot$ . Abgesehen vom Falle eruptiver Röntgenquellen, der sogenannten *X-Ray Bursters*, sowie der *Supersoft Binary Sources* können thermokernare Fusionsprozesse aufgrund ihres geringen Wirkungsgrades  $\eta < 0.07\%$  als Energieerzeugungsmechanismus ausgeschlossen werden, da die notwendigen Akkretionsraten von ca.  $10^{-7} M_\odot/\text{yr}$  zu einer Säulendichte  $\rho > 10 \text{ g/cm}^2$  führen und das das kompakte Objekt umgebende Plasma optisch dicht für harte Röntgenstrahlung machen würde. Demgegenüber sind bei der Umwandlung von Gravitationsenergie für stetige Röntgenquellen ca.  $10^{-9} M_\odot/\text{yr}$  erforderlich, um die beobachteten Röntgenleuchtkräfte  $L_x = 10^{37} \text{ erg/s}$  zu gewährleisten. Als kompakte Objekte kommen Weiße Zwerge, Neutronensterne und Schwarze Löcher in Frage. Nachfolgend wird die Darstellung auf die Systeme eingeschränkt, die einen Neutronenstern aufweisen. Es sind drei Mechanismen bekannt, die Massenübertragung dieser Größenordnung gewährleisten können:

- Massenakkretion aus dem radialen Sternwind eines massiven, heißen Sternes vom Spektraltyp O oder B,
- Massenakkretion aus dem äquatorialen Massenabstrom eines schnell rotierenden B-Sterns, einem sogenannten Be-Stern, sowie
- sogenannter *Roche Lobe-Übertrag*, d.i. Massenübertrag von einem entwickelten Begleiter via innerem Lagrangeunkt.

Diese drei Übertragungsmechanismen sind *cum grano salis* bei den folgenden drei Kategorien von Röntgendoppelsternsystemen realisiert: massive Röntgendoppelsternsysteme („Standard“-HMXB), Be-Röntgendoppelsternsysteme (Be-XRB) und *Low Mass X-Ray Binaries* (LMXB). Sie sind in Tabelle 2.1 schematisch dargestellt sowie im folgenden erläutert. Die Zuordnung eines Röntgendoppelsternsystems zu einer dieser drei Gruppen ist aufgrund der optischen Eigenschaften des Begleiters eindeutig möglich.

Massive Röntgendoppelsternsysteme (HMXB, *High Mass X-Ray Binaries*) haben einen Begleiter vom Spektraltyp O oder B und der Leuchtkraftklasse I-III. Allgemein weisen diese massiven, heißen Sterne einen starken Massenverlust der Größenordnung  $10^{-6} M_\odot/\text{yr}$  auf. Dieser Sternwind entsteht durch die radiale Beschleunigung hochionisierter Atome aufgrund UV-Resonanzlinienabsorption (Lucy & Solomon 1970). Ein Teil dieses Sternwindes kann im Gravitationsfeld des Neutronensterns gebunden und akkretiert werden, wobei Details des Akkretionsmechanismus' kontrovers diskutiert werden. Die meisten Mitglieder dieser Klasse weisen neben strikt periodischen Röntgenpulsationen eine periodische Variation der Röntgenintensität auf Zeitskalen von Tagen auf. Diese entsteht durch Bedeckung des Neutronensterns im Orbit durch seinen optischen Begleiter. Dessen Identifikation ist eindeutig, da er ellipsoidale Variationen der optischen Lichtkurve mit derselben Periode  $P_{\text{orb}}$  aufweist. Für die Röntgenpulsare in dieser Untergruppe ergibt sich aufgrund der Analyse der Pulsankunftszeitenverzögerung ausnahmslos ein nahezu kreisförmiger Orbit ( $\epsilon < 0.1$ ). Dieser Befund zusammen mit der Radialsymmetrie des Sternwindes des Begleiters macht die gleichförmige intrinsische Röntgenleuchtkraft des Neutronensterns verständlich. Die räumliche Verteilung der HMXB ist stark zur galaktischen Ebene konzentriert (vgl. Abb. 2.1) und weist -wie bereits die Masse des optischen Begleiters- auf eine junge Sternpopulation von Typ II hin. Ihr Alter wird mit

$\tau < 2 \cdot 10^7$  Jahren abgeschätzt. Das Energiespektrum der HMXB hat eine typische Temperatur  $kT > 15$  keV.

Eine Untergruppe der HMXB sind die Be-Röntgendoppelsternsysteme (Be-XRB, *Be X-Ray Binaries*). Be-Sterne sind Sterne vom Spektraltyp B mit starken Wasserstoffemissionslinien, die aufgrund schneller Rotation einen äquatorialen Massenabstrom aufweisen und zum Teil Ausbrüche auf Zeitskalen von Tagen bis Wochen zeigen (Sletteback & Snow 1987). Der Begleiter befindet sich im Russell-Hertzprung-Diagramm auf der Hauptreihe und zeigt keinerlei ellipsoide Variationen mit der Orbitalperiode. Einige Be-Röntgendoppelsternsysteme sind Röntgenpulsare. Aus der Analyse der Pulsankunftszeiten ergeben sich exzentrische, weite Orbits. Der transiente Charakter der Röntgenlichtkurve wird dadurch erklärt, daß zum einen der äquatoriale Massenverlust des Be-Sterns auf allen Zeitskalen variieren kann, und zum anderen der Neutronenstern insbesondere bei Annäherung des Perihels die ambiente Materie akkretiert. Ein typisches Beispiel ist der Röntgenpulsar A0535+26, der im Abstand von etwa 110 Tagen, der vermuteten Orbitalperiode, Röntgenausbrüche variabler Intensität zeigt (Kretschmar 1996). Das Standardmodell der Be-Röntgendoppelsternsysteme wird in Avni *et al.* (1976) ausführlich erörtert.

Die andere Hälfte der Röntgendoppelsternsysteme sind der Gruppe der *Low Mass X-Ray Binaries* (LMXB) zuzuordnen (vgl. Lewin, van Paradijs & van den Heuvel 1995). Das gemeinsame Merkmal dieser derzeit etwa 100 bekannten Objekte ist ein leuchtschwacher Begleiter vom Spektraltyp später als F mit einer Masse  $M < 1.2 M_{\odot}$ . Das optische Spektrum weist einen hohen UV-Anteil auf und wird durch eine heiße Akkretionsscheibe dominiert, die den Neutronenstern umgibt und durch *Roche-Lobe-Übertrag* entstanden ist. Das optische Spektrum weist ein flaches Kontinuum, einen hohen UV-Anteil sowie Emissionslinien angeregter Atome, z.B. H $\alpha$  und HeII, auf. Die Akkretionsscheibe um den Neutronenstern entsteht dadurch, daß der Begleiter die Hauptreihe verlassen hat und im Überriesenstadium seine Rochegrenze überschreitet (vgl. Kapitel 2.5). Dies führt zu starkem Massenübertrag, der aufgrund von Drehimpulserhaltung zur Ausbildung einer Akkretionsscheibe führt. LMXB sind im galaktischen Halo verteilt, weiterhin sind ca. 10% der LMXB Mitglieder von Kugelsternhaufen. Ihr Alter wird mit  $\tau > 5 \cdot 10^9$  Jahren angegeben. Das Energiespektrum von LMXB kann durch eine Temperatur  $kT < 10$  keV beschrieben werden. Von drei Ausnahmen abgesehen (Her X-1, GX 1+4 und 4U 1626-67) weisen LMXB kein kohärentes Röntgensignal auf. Eine Untergruppe der LMXB sind die sogenannten Röntgenburster vom Typ I. Deren Ausbrüche kommen durch thermonukleare Explosionen auf der Oberfläche des Neutronensterns zustande. Die Magnetfeldstärke an der Oberfläche des Neutronensterns beträgt  $B < 10^{11}$  Gauß, da thermonukleare flashes bei größeren Magnetfeldstärken unterdrückt werden (Lewin & Joss 1983). Das Fourierspektrum der Röntgenintensität vieler LMXB weist breite Maxima auf (Hasinger & van der Klis 1989). Die Variation dieses als QPO (quasi-periodische Oszillationen) bezeichneten Phänomens mit der Röntgenintensität der Quellen führte zu einer phänomenologischen Einordnung der Objekte als Atoll- oder Z-Quellen (van der Klis 1985). Das *beat frequency*-Modell (Alpar & Shaham 1985) erklärt die QPO als Schwebungsfrequenz der Neutronensternrotation mit der Keplerbewegung des akkretierten Materials. Eine Übersicht über Theorie und Beobachtung der QPO-Quellen findet sich bei van der Klis (1989).

Eine Übersicht über Phänomenologie und Klassifizierung der Röntgendoppelsternsysteme gibt White (1989) unter besonderer Berücksichtigung von Röntgenbeobachtungen, während in van Paradijs (1991b, 1995) optische Eigenschaften von Röntgendoppelsternsystemen zusammengefaßt werden. Van Paradijs (1991a) beinhaltet eine Tabelle aller bekannten Rönt-

gendoppelsternsysteme nach Rektaszension  $RA$  geordnet, die viele Eigenschaften der Objekte auflistet. Van den Heuvel (1991, 1994) diskutiert die Statistik der Röntgendoppelsternsysteme. Die Ähnlichkeit von LMXB und kataklysmischen Variablen (CV) wird von Livio (1994) erörtert.

Kategorie	HMXB		LMXB
	„Standard“-HMXB	Be-XRB	
	<i>High Mass X-Ray Binaries</i>	<i>Be-X-Ray Binaries</i>	<i>Low Mass X-Ray Binaries</i>
opt. Begleiter	OB-Sterne, massiv	Be-Sterne, massiv	Spektraltyp später F
Masse des Begleiters	10...40 $M_{\odot}$		<1.2 $M_{\odot}$
Entwicklungsstadium des Begleiters	Ende der Hauptreihenentwicklung (III..V)	Hauptreihe (V) auch III-IV	Überriesenstadium (I...III)
opt. Spektrum	vom Begleiter dominiert		von der Akkretions-scheibe dominiert
opt. Lichtkurve	ellipsoidal	konstant	ellipsoidal
Röntgenlichtkurve	z.T. Bedeckungen	keine Bedeckungen	z.T. Bedeckungen
Orbit	kreisförmig	weit, exzentrisch	eng, kreisförmig
Orbitalperiode	<10 d	>15 d	typ. 1...20 h
$L_{\text{opt}}/L_x$	>1		<0.1
Galaktische Verteilung	in galaktischer Ebene, $\langle b_{\pi} \rangle = 0.1^{\circ} \pm 0.9^{\circ}$		im galaktischen Halo sowie in Sternhaufen
Alter	<2 · 10 <sup>7</sup> yr		>10 <sup>10</sup> yr
Akkretion	v.a. Windakkretion	Akkretion aus äquatorialem Massenstrom des Begleiters sowie Sternwind	<i>Roche-Lobe Overflow</i>
typ. Vertreter	persistente Röntgenpulsare	transiente Röntgenpulsare	Burster, QPO-Quellen, <i>Supersoft Sources</i>
Magnetfeldstärke	$B = 10^{12} \dots 10^{13}$ Gauß		$B < 10^{11}$ Gauß
Röntgenspektrum	$kT > 15$ keV		$kT < 10$ keV

Tabelle 2.1: Schematische Darstellung der Eigenschaften von akkretierenden Röntgendoppelsternsystemen. Aus dem Schema wird deutlich, daß u.a. für Her X-1 keine eindeutige Zuordnung möglich ist.

## 2.3 Röntgenpulsare

Akkretierende Röntgenpulsare (engl.: *Accreting X-Ray Pulsars*, AXP, *Binary X-Ray Pulsars*, XRP, im folgenden abkürzend als Röntgenpulsare bezeichnet) sind Röntgendoppelsternsysteme, deren Röntgensignal streng periodisch variiert und die als kompakten Begleiter einen Neutronenstern aufweisen. Das starke Dipolmagnetfeld  $\mu$  des Neutronensterns führt zu einer nichtsphärischen Akkretion, indem das Plasma zu den Magnetpolen gelenkt wird. Somit sind auch die Emissionsregionen (*hot spots*) auf einen Teil der Neutronensternoberfläche beschränkt. Nimmt die Dipolachse einen endlichen Winkel  $\theta \neq 0$  mit der Rotationsachse  $\hat{L}$  des Neutronensterns ein, so wird die Röntgenemission in Abhängigkeit von der Blickrichtung periodisch moduliert („Leuchtturmeffekt“). Die gemessene Pulsationsperiode  $P_p$  ist demnach identisch mit der Rotationsperiode der Neutronensternoberfläche. Geometrie und physikalischen Bedingungen in der Akkretionssäule kommt eine zentrale Bedeutung bei der Entstehung der energieabhängigen Pulsation zu. Umgekehrt ist die Pulsphasenspektroskopie von Röntgenpulsaren eine wesentliche Methode zum Verständnis der komplexen Bedingungen in der Akkretionssäule. Die Abbremsung des akkretierten Materials in der Säule wird in der Literatur kontrovers diskutiert, es ist offen, ob es zur Ausbildung von Schockfronten kommt (z.B. *collisionless shocks*) oder ob Energieabgabe z.B. durch Bremsstrahlungsprozesse dominiert. Temperatur- und Dichteprofil der Akkretionssäule beeinflussen, ob die Strahlungscharakteristik in Richtung der Magnetfeldachse (*pencil beam*) oder senkrecht hierzu (*fan beam*) ihren maximalen Wert annimmt (Kap. 2.6).

Bereits die Entdeckung des ersten Röntgenpulsars Cen X-3 (Giacconi *et al.* 1971) ließ eindeutig auf den Doppelsterncharakter des Objekts schließen: das Röntgensignal verschwindet alle 2.1 Tage für 13 Stunden, während die optische Lichtkurve des O7-Sterns V779 Cen phasenverschoben dieselbe Periodizität aufweist. Eine genaue Analyse der Einzelpulse zeigt eine Variation der Pulsankunftszeiten mit  $P_{\text{orb}}$ , die durch unterschiedliche Lichtlaufzeiten als Funktion der Orbitalphase  $\Phi$  entstehen. Insbesondere können auf diese Weise Bahnelemente von Röntgenpulsaren ermittelt werden (vgl. Kap. 5.2). Viele klassische HMXB sind Bedeckungsveränderliche.

Seit der Erstbeobachtung von Cen X-3 wurden über 30 weitere Röntgenpulsare entdeckt. Die Identifikation der jeweiligen optischen Begleiter weist sie den in Kap. 2.2 dargestellten Kategorien von Röntgendoppelsternsystemen zu: abgesehen von den drei LMXB-Pulsaren Her X-1, GX 1+4 und 4U 1626-67 sind die Röntgenpulsare zu etwa gleichen Teilen den Be-Systemen und den „klassischen“ HMXB zuzuordnen. Alle Be-Röntgenpulsare zeigen Materieübertrag mittels (äquatorialem) Wind, alle *Low Mass*-Röntgenpulsare mittels *Roche-Lobe*-Übertrag. Die „klassischen“ *High Mass*-Röntgenpulsare teilen sich auf in (a) windakkretierende Systeme mit langen Pulsperioden und mäßiger Leuchtkraft  $L_x$  sowie (b) Systeme mit *Roche Lobe*-Übertrag, bei denen die Ausbildung einer Akkretionsscheibe, kurze Pulsperioden und große  $L_x$  beobachtet werden (vgl. Tab. 2.2).

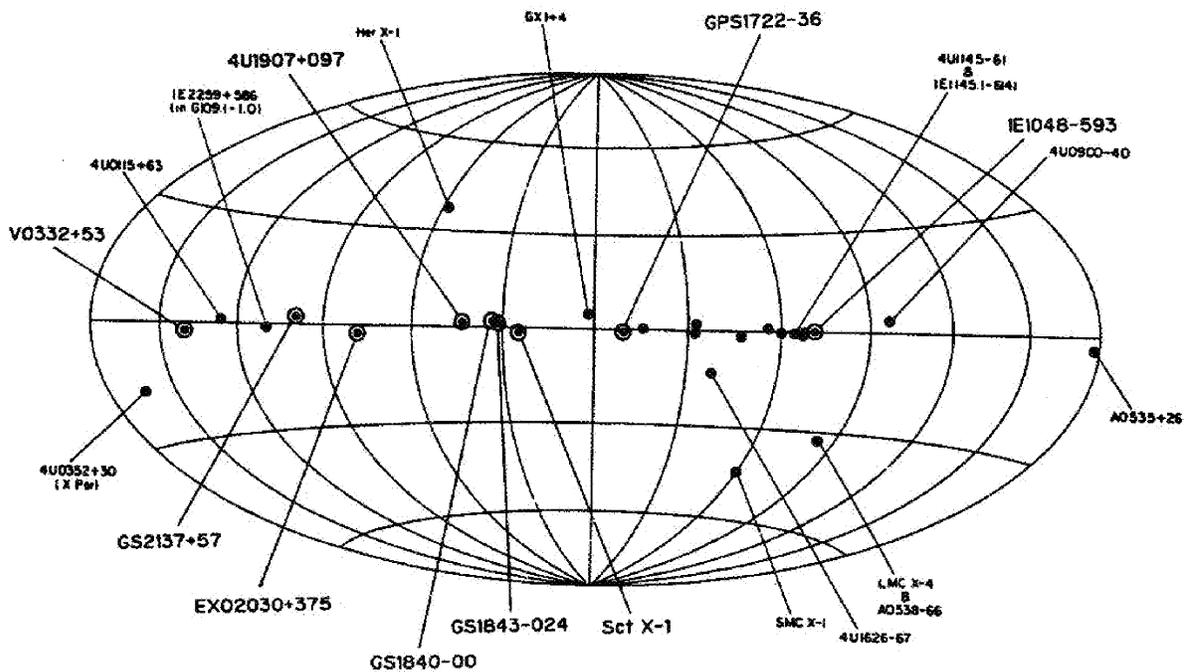


Abbildung 2.1: Akkretierende Röntgenpulsare in galaktischen Koordinaten (Nagase 1989).

Die Röntgenleuchtkräfte liegen im weiten Bereich von  $10^{33}$ ... $10^{39}$  erg/s. Es sind Systeme mit langperiodischen Variationen von  $L_x$  bekannt, die auf ein dynamisches Verhalten der Akkretionsscheibe zurückgeführt werden, Systeme mit Intensitätsvariationen auf verschiedenen Zeitskalen aufgrund einer Instabilität des Akkretionsprozesses, insbesondere bei solchen mit Puls-zu-Puls-Variationen, schließlich eruptive Quellen wie die Be-Röntgenpulsare. Einige Quellen weisen zeitweilig oder permanent *Super-Eddington*-Leuchtkräfte  $L_x > L_{\text{edd}}$  auf, die durch starke Anisotropie der Röntgenemission erklärbar sind (vgl. Kap. 2.6). Die beobachteten Pulsperioden liegen zwischen  $10^1$  und  $10^4$  s, die Orbitalperioden zwischen einigen Stunden und deutlich über einem Jahr. Bei mehreren Systemen gilt eine säkulare Änderung der Orbitalperiode als etabliert, wobei die bei einem konservativen Materieübertrag  $\dot{m}$  erwartete Änderung des Massenverhältnisses  $q$  nicht reproduzierbar ist (Deeter *et al.* 1991).

Ein konstituierendes Merkmal der Röntgenpulsare ist das starke magnetische Moment. Neben einem direkten Nachweis in einigen Fällen – z.B. Her X-1 – durch Zyklotronresonanzlinien im Hochenergiespektrum weisen verschiedene Eigenschaften auf Magnetfelder einer Oberflächenfeldstärke  $B > 10^{12}$  Gauß hin. Die Schärfe von Pulsflanken impliziert, daß das Magnetfeld im Bereich der Akkretionssäule homogen und somit verhältnismäßig stark ist, um eine Kollimation des Akkretionsstroms zu gewährleisten. Ein Vergleich der Röntgenpulsare mit den Röntgenburstern zeigt, daß die Gruppen disjunkt sind. Lewin & Joss (1983) wiesen nach, daß Eruptionen (*Bursts*) bei Magnetfeldstärken  $B > 10^{11}$  Gauß unterdrückt werden.

Typ	Be-Röntgenpulsar	massiver Röntgenpulsar		Low Mass-Röntgenpulsar
Abkürzung	Be-XRP	HMXP		LMXP
Begleiter	Be-Stern	Überriese	OB-Stern	F oder später
Akkretionsmechanismus	(äquatorialer) Sternwind	radialer Sternwind	<i>Roche Lobe</i> -Übertrag	<i>Roche Lobe</i> -Übertrag
Akkretions-scheibe	i.A. keine	i.A. keine	ja	ja
Röntgenleuchtkraft $L_x$	transient $10^{36} \dots 10^{37}$ erg/s	konstant $10^{36} \dots 10^{37}$ erg/s	konstant $\approx 10^{38}$ erg/s	konstant $\approx 10^{37}$ erg/s
Anzahl	>10	>10	3	3
Beispiele	A0535+26 GX 304-1	Vela X-1 GX 301-2	Cen X-3 SMC X-1 LMC X-4	Her X-1 4U 1626-67 GX 1+4
Pulsformvariationen	Puls-zu-Puls-Variationen	Puls-zu-Puls-Variationen	stabile Pulsform	stabile Pulsform
Pulsperiode	lang	lang 200...700 s	kurz	kurz
Pulsperiodenänderung $\dot{P}$	<i>Spin Up</i> im Ausbruch, <i>Spin Down</i> im Ruhezustand	erratische Variationen der Pulsperiode auf allen Zeitskalen	säkularer <i>Spin Up</i> -Trend mit Variationen auf kurzen Zeitskalen	säkularer <i>Spin Up</i> -Trend mit Variationen auf kurzen Zeitskalen
Korrelation von $P_{orb}$ und $P_p$	$P_{orb}$ und $P_p$ korreliert	$P_{orb}$ und $P_p$ unkorreliert	$P_{orb}$ und $P_p$ antikorreliert	$P_{orb}$ und $P_p$ antikorreliert

Tabelle 2.2: Zusammenstellung von Eigenschaften akkretierender Röntgenpulsare

### 2.3.1 Pulsperiodenverhalten

Im Gegensatz zu den Radiopulsaren, bei denen Drehimpulsverlust aufgrund magnetischer Dipolstrahlung und damit ein *Spin Down* beobachtet wird, weisen akkretierende Röntgenpulsare zumindest phasenweise *Spin Up* auf. Dies wird durch den Nettoübertrag von spezifischem Drehimpuls der akkretierten Materie auf den Neutronenstern erklärt (vgl. Kap. 2.5). Bei Nagase (1989) findet sich eine Übersicht über die Pulsperiodenentwicklung von 16 Pulsaren seit ihrer jeweiligen Entdeckung in graphischer als auch tabellarischer Form. Hieraus ist evident, daß die Pulsperiode auf Zeitskalen von Tagen bis Jahren variieren kann. So zeigte der Röntgenpulsar GX 1+4 in der röntgenaktiven Phase des Jahres 1994 (Wilson 1995) *Spin Up*- und in den angrenzenden Ruhephasen *Spin Down*-Verhalten. Windakkretierende Systeme weisen starke Fluktuationen von  $P_p$  auf allen Zeitskalen auf, wobei der langfristige Trend der Pulsperiode konstant ist. Demgegenüber haben Systeme, bei denen die Existenz einer Akkretionsscheibe mittels der optischen Lichtkurve nachgewiesen wird (van Paradijs 1991b),  $P_p < 1$  s, langfristig findet hier starker *Spin Up* auf Zeitskalen von  $\dot{P}/P = 10^{-2} \dots 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$  mit geringerer Fluktuation statt (Henrichs 1983). Dies ist plausibel, da sowohl der Materie- als auch der Drehimpulsübertrag gegenüber der Windakkretion effizienter ist. Eine Korrelation von Pulsperiodenentwicklung mit der Röntgenleuchtkraft der Quellen läßt Rückschlüsse auf den Akkretionsmechanismus zu. Insbesondere die Beobachtung von *Spin Down*-Episoden wäh-

rend einer Aktivität der Quelle, d.h. gleichzeitiger Materiezu- und Drehimpulsabfluß, führten zu einem differenzierten Akkretionsscheibenmodell (Ghosh & Lamb 1978, 1979a, 1979b).

Eine phänomenologische Anordnung der Röntgenpulsare im  $P_p$ - $P_{orb}$ -Diagramm (Corbet 1986) gibt ebenfalls den Akkretionsmechanismus der Systeme wieder: Be-Röntgenpulsare weisen eine positive Korrelation zwischen  $P_p$  und  $P_{orb}$  auf (Maraschi *et al.* 1976), die durch die Einstellung eines Quasi-Gleichgewichtszustandes am Magnetosphärenrand erklärt wird (Corbet 1986). Eine alternative Deutung ist Korotation durch Gezeitenwechselwirkung des Systems vor der Supernova-Explosion (Lea 1976). Während bei den windakkretierenden Pulsaren keine Korrelation zwischen  $P_p$  und  $P_{orb}$  erkennbar ist, sind  $P_p$  und  $P_{orb}$  bei den scheibenakkretierenden Systemen antikorreliert. Dieses auch von den *Intermediate Polars* bekannte Phänomen wird mit dem Systemalter in Verbindung gebracht und entsprechend als Selektionseffekt gedeutet (Corbet 1986, King *et al.* 1985).

Eine Analyse der Dopplerverschiebung der Pulsperiode als Funktion des Doppelsternorbits erlaubt die Bestimmung der Bahnelemente sowie der Massenfunktion von bislang 11 Röntgenpulsaren (Nagase 1989). Für 6 dieser Systeme, die bedeckend sind, lassen sich bei Kenntnis der optischen Radialgeschwindigkeitsamplitude u.a. Bahnradius und insbesondere die Neutronensternmasse bestimmen. Diese sind in Übereinstimmung mit den Komponentenmassen des Doppelpulsars PSR 1913+16 (Hulse & Taylor 1975).

### 2.3.2 Energiespektrum

Die phasengemittelten Energiespektren von Röntgenpulsaren sind trotz einer weiten Streuung in  $L_x$  verhältnismäßig homogen. Eine konventionelle, phänomenologische Beschreibung des Photonenspektrums  $dN/dE$  ist ein Potenzgesetz mit Photonenindex  $\alpha=0.8...1.5$ , das für Energien  $E>E_{turn}$  exponentiellen Charakter annimmt.  $E_{turn}$  ist typisch 15...20 keV,  $E_{fold}\approx 10...20$  keV (zur Definition der Modellspektren vgl. Anhang). Überlagert ist eine Struktur im Bereich  $E\approx 6...8$  keV, die durch die Fluoreszenz hochionisierten Eisens entsteht: das primäre Spektrum der *hot spots* wird in einer den Neutronenstern bzw. die Akkretionsscheibe umgebenden Korona resonant gestreut und führt zur Entstehung einer Fluoreszenzlinie bei 6.4 keV sowie einer Absorptionskante bei 7.3 keV (Nagase 1989, Choi 1994c). Weiterhin existiert im Hochenergiespektrum mehrerer Röntgenpulsare eine Struktur, die als Zyklotronresonanzlinie gedeutet wird. Der Nachweis des für das Modell der Röntgenpulsare essentiellen starken Neutronenstern-Magnetfeldes sowie die direkte Messung der Oberflächenfeldstärke  $B$  gelang historisch erstmals 1976 mit einer Ballon-Version des HEXE-Instruments im Falle von Her X-1 (Trümper *et al.* 1977). Oberflächenfeldstärken von einigen  $10^{12}$  Gauß sind in Einklang mit den aus dem *spindown age* von Radiopulsaren bestimmten Werten (Kap. 2.3.4).

Obwohl die Details der *spectral formation* des Kontinuumspektrums weitgehend ungelöst sind, werden Comptonisierung und Bremsstrahlung in optisch dünnen Plasmen als dominierende Mechanismen in den Energiebereichen  $E<E_{turn}$  bzw.  $E>E_{turn}$  angenommen (vgl. Sunyaev & Titarchuk 1980, Lamb & Sanford 1983). Eine alternative Interpretation geben Mihara *et al.* (1991), wonach der exponentielle Verlauf durch einen Flügel („red wing“) der Zyklotronlinie entsteht und das (durch GINGA nicht beobachtete) Kontinuum bis in den harten Röntgenbereich nichtthermisch ist. Die vergleichsweise niedrige Energieauflösung von Szintillationsdetektoren, die typisch im Bereich 10-30% liegt, erschwert eine Unterscheidung konkurrierender Modelle im Energiebereich  $E>20$  keV. Eine Zusammenstellung der spektralen Eigenschaften von Röntgenpulsaren findet sich in White, Swank & Holt (1983), Nagase (1989).

Die Energieabhängigkeit von Wechselwirkungsprozessen in der Umgebung des *hot spot*, hier insbesondere der Strahlungstransfer im extremen Magnetfeld, führt zu einer starken Anisotropie der Röntgenemission (Referenzen in Nagase 1989). Pulsphasenaufgelöste Spektroskopie, die erstmals von Pravdo *et al.* (1978) am Röntgenspektrum von Her X-1 durchgeführt wurde, erlaubt Rückschlüsse auf die Emissionscharakteristik des Röntgenpulsars und damit auf den Strahlungstransport in stark magnetisierten Plasmen. Eine detaillierte Übersicht über den damaligen Stand von Theorie und Beobachtung findet sich bei White, Swank & Holt (1983).

### 2.3.3 Pulsprofil-Charakteristika

Die Morphologie der Pulsprofile von Röntgenpulsaren ist reichhaltig. Dies betrifft sowohl verschiedene Objekte desselben Pulsartypus' als auch die verschiedenen Energiebereiche ein und desselben Röntgenpulsars. Der *duty cycle* der Pulse beträgt typisch  $dc \approx 50\%$  in deutlichem Unterschied zu den Radiopulsaren ( $dc < 10\%$ ), die Pulse sind im Energiebereich  $E \approx 2 \dots 20$  keV stark strukturiert. Der gepulste Anteil am Röntgenfluß beträgt energieabhängig zwischen 10% und 100%. Es werden Einzelpulse mit geringer Energieabhängigkeit und hoher Symmetrie ebenso beobachtet wie Mehrfachpulse unterschiedlicher Amplitude mit hoher Asymmetrie und scharfen Pulsflanken. Eine Darstellung von Pulsprofilen findet sich bei White, Swank & Holt (1983) sowie Frontera & Dal Fiume (1989).

Ihr Zustandekommen erklärt sich durch die Energie-, Polarisations- und Winkelabhängigkeit des Strahlungstransfers in der Akkretionssäule. Eine zentrale Rolle kommt dem starken Magnetfeld zu, das sowohl die primäre Struktur der Akkretionssäule bedingt (Nagase 1989, Basko & Sunyaev 1976) als auch aufgrund des anisotropen Strahlungstransfers in stark magnetisierten Plasmen (Nagel 1981) die Emissionscharakteristik bestimmt.

Die Unterschiede in der Pulsmorphologie sind weiterhin auf eine Vielfalt möglicher Winkelkonfigurationen zwischen Beobachtungsrichtung, Rotationsachse des Neutronensterns und magnetischer Dipolachse zurückzuführen. Zur Reproduzierung der oft asymmetrischen Pulse sind die Berücksichtigung höherer Multipolordnungen des Magnetfeldes, eine nicht-zentrale Dipolachse (Kraus *et al.* 1995a) oder die Annahme nicht rotationssymmetrischer Akkretionssäulen erforderlich.

### 2.3.4 Das Magnetfeld von Neutronensternen

Das magnetische Moment von bislang über 400 Radiopulsaren wurde mittels der Annahme bestimmt, daß der beobachtete *Spin Down* durch magnetische Dipolstrahlung im Vakuum verursacht wird. Für die Verlustrate an Rotationsenergie gilt (Lamb 1991) :

$$\dot{E}_{\text{rot}} = I\Omega\dot{\Omega} = \frac{2R^6}{3c^3} B^2 \Omega^4 \cdot \sin^2 \alpha \quad (2.1)$$

Aus der Beobachtung der *Spin Down*-Raten von  $P_p = 1/\Omega$  ergibt sich für eine magnetische Kolatitude  $\alpha = 1$  (Goldreich & Julian 1969):

$$B = \sqrt{\frac{3c^3 I}{8\pi^2 R^6} P\dot{P}} \propto \sqrt{P\dot{P}} \quad (2.2)$$

Aus der Anordnung der freistehenden Radiopulsare im  $\log P$ - $\log B$ -Diagramm leitet sich eine homogene Verteilung in der Magnetfeldstärke mit  $B = 10^{12.2 \pm 0.5}$  Gauß (Bhattacharya & Srinivasan 1991) ab, wenn kanonische Werte von  $R = 10$  km und  $I = 10^{45}$  g·cm<sup>2</sup> angenommen werden. Allerdings ist diese Bestimmung bis auf einen Faktor 5 unsicher, da u.a. der Neutronenstern-

radius in der sechsten Potenz eingeht und ein allgemein akzeptiertes Modell für die magnetische Dipolstrahlung von Radiopulsaren aussteht (Michel 1991).

Ein indirekter Hinweis auf das starke Magnetfeld von Neutronensternen in Röntgenpulsaren ergibt sich aus dem Befund, daß von keinem Pulsar thermonukleare Ausbrüche (*bursts*) bekannt sind. Lewin & Joss (1983) wiesen nach, daß thermonukleare Ausbrüche bei Magnetfeldstärken  $B > 10^{11}$  Gauß vollständig unterdrückt werden. Das extreme Magnetfeld in der Nähe der Neutronensternoberfläche ist ein konstituierendes Merkmal der akkretierenden Röntgenpulsare, da es zur Erklärung sowohl der Kollimierung der akkretierten Materie auf die Polkappen als auch der anisotropen Emission der Röntgenstrahlung dient. Unter der Annahme, daß beim homologen Kernkollaps während einer Supernova-Explosion das magnetische Moment  $\mu$  erhalten bleibt:

$$\mu = B \cdot r^3 = \text{const.} \quad (2.3)$$

ergibt sich nominell für einen solaren Wert  $B_{\odot} = 1$  Gauß eine Oberflächenfeldstärke von  $B(R_{\text{NS}} = 10 \text{ km}) > 10^{14}$  Gauß. Aus dem *Spin Up*-Verhalten von Röntgenpulsaren kann das magnetische Moment  $\mu$  des Neutronensterns ermittelt werden, da im kanonischen Modell  $\dot{P}_p$  und die Akkretionsrate  $\dot{m}$  den Betrag des spezifischen Drehmoments der akkretierten Materie bestimmen. Nach Ghosh & Lamb (1979b) sind die Beobachtungsgrößen  $L$ ,  $P_p$  und  $\dot{P}_p$  durch die *fastness* sowie eine Funktion  $f$  gekoppelt, die mit  $\mu$  parametrisiert ist:

$$-\frac{\dot{P}}{P} = n(\omega_s) \cdot f(\mu, M_x) \cdot PL^{5/7} \quad (2.4)$$

Aus den maximal beobachteten *Spin Up*-Raten  $\dot{P}_{\text{max}}$  sowie aus den Pulsperioden für Quellen, die sich im Gleichgewicht  $\dot{P}_p \approx 0$  befinden, läßt sich das magnetische Moment zu  $B = 10^{11} \dots 10^{13}$  Gauß abschätzen, wobei sich allerdings Details in den Modellen der Akkretionsscheibenwechselwirkung stark auswirken (Ghosh & Lamb 1979b).

Die Energieabhängigkeit der Röntgenpulsprofile, insbesondere deren Multiplizität, wird durch die lokale Magnetfeldstärke determiniert (Nagel 1981) und entsprechend von verschiedenen Autoren zur Bestimmung der Feldstärke herangezogen (Frontera & Dal Fiume 1989). So erhalten Kii *et al.* (1986) auf diese Weise  $B = 8 \cdot 10^{12}$  Gauß für 4U 1626+67. Angesichts der Komplexität des Strahlungstransfers (vgl. Kap. 2.6) muß die Zuverlässigkeit dieser Bestimmung in Frage gestellt werden.

Eine direkte Messung der Magnetfeldes gelang historisch erstmals mit einer Ballon-Version des HEXE-Instruments für Her X-1 (Trümper *et al.* 1977). Aus der Lage der Zyklotronresonanzlinie  $E_c$  im Röntgenspektrum ergibt sich direkt die Oberflächenfeldstärke  $B$ . Zyklotronresonanzlinien wurden bislang für ca. 10 Röntgenpulsare nachgewiesen und ergeben Feldstärken im Bereich  $B = 10^{12} \dots 10^{13}$  Gauß in Einklang mit den Ergebnissen indirekter Messungen (vgl. Kap. 2.6).

Es existiert eine empirische Korrelation zwischen zwei spektralen Parametern im Hochenergiespektrum von Röntgenpulsaren, die ebenfalls indirekt die Magnetfeldstärke angibt (Makishima & Mihara 1992). Für die Lage des *Turnover*  $E_{\text{turn}}$  im harten Röntgenspektrum gilt

$$E_{\text{cyclo}} \cong 1.6 \dots 2.0 \cdot E_{\text{turn}} \quad (2.7)$$

Um aus dem magnetischen Moment von Radiopulsaren auf das von Röntgenpulsaren schließen zu können, muß die langfristige Entwicklung starker Magnetfelder berücksichtigt werden. Deren spontaner exponentieller Zerfall auf Zeitskalen von  $\tau \approx 10^7$  yr (Gunn & Ostriker 1970)

wird kontrovers diskutiert. Mehrere Autoren stellen diese Annahme aufgrund von Beobachtungsbefunden in Frage (Lamb 1992, Kundt 1986). Hier ist insbesondere das starke Magnetfeld des (alten) Systems Her X-1 zu nennen (Lamb 1992).

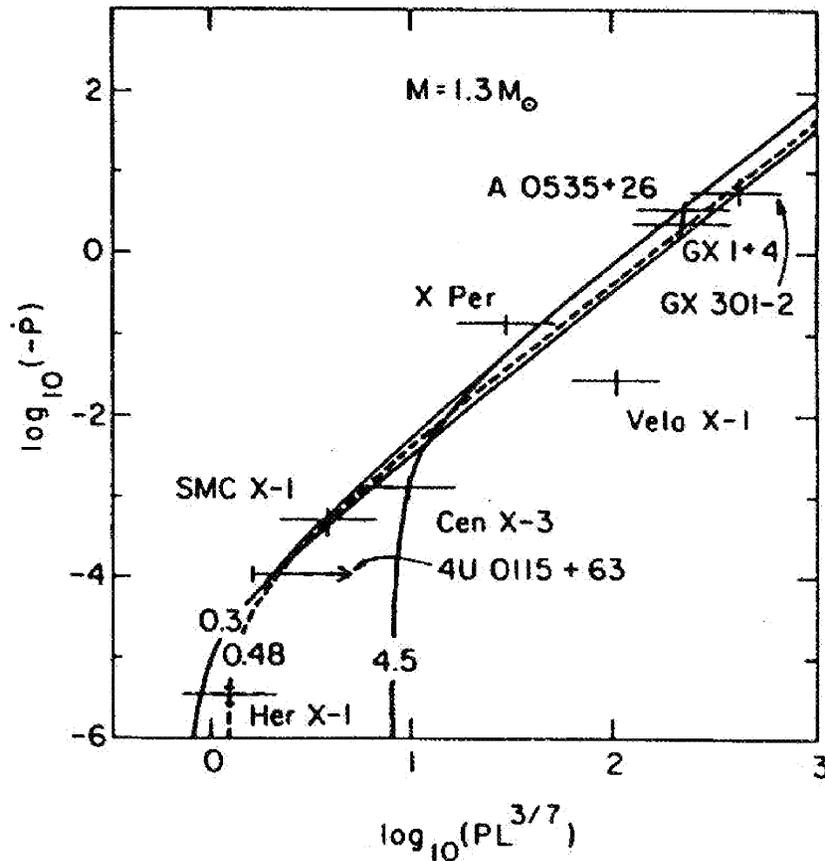


Abbildung 2.2: Die Korrelation von Spin Up und Röntgenleuchtkraft. Aufgetragen sind  $\dot{P}$  (in s/yr) und  $PL^{3/7}$  für verschiedene Werte des magnetischen Moments  $\mu_{30}$ . Die für mehrere Röntgenpulsare bestimmten Größen sind mit Fehlern eingetragen. Aus: Ghosh & Lamb 1979b.

## 2.4 Sternentwicklungsmodelle

Bereits kurz nach der Entdeckung des Neutrons durch Chadwick 1932 postulierte Chandrasekhar (1931), daß das Zentralgebiet massiver Sterne beim Überschreiten einer kritischen Masse  $M=1.4 M_{\odot}$  kollabiert. Vor Erreichen dieser Grenze stabilisierte der Entartungsdruck des Elektronengases den Gravitationsdruck. Durch die Reaktion:



kollabiert der Kernbereich auf einer Zeitskala von Millisekunden bis zum Einsetzen des Neutronenentartungsdruckes. Zwicky und Baade hatten bereits 1934 vorgeschlagen, daß die bei der Entstehung eines Neutronensterns freiwerdende Gravitationsenergie als Supernova-Ereignis beobachtbar wird. Der Nachweis von Radiopulsaren im Zentrum der Überreste von zwei historischen Supernovae (Tycho- und Kepler-SNR) stützte diese Hypothese. Nachfolgend wird das kanonische Entwicklungsmodell sowohl von massiven Einzelsternen als auch von Doppelsternsystemen mit massiver Komponente skizziert.

### 2.4.1 Spätstadien massiver Einzelsterne

Das Hauptreihenstadium eines Sterns ist durch die Kernfusion von Wasserstoff zu Helium im Zentralbereich des Sterns bei Temperaturen  $T > 10^7$  K charakterisiert. Die starke Temperaturabhängigkeit sowohl der p-p-Kette als auch des CNO-Zyklus' führen zur Erzielung eines hydrostatischen Gleichgewichts des Sterns auf der thermodynamischen (Kelvin-Helmholtz-) Zeitskala. Auf einer für das Wasserstoffbrennen typischen Zeitskala von

$$\tau_{\text{nuc}} = 10^{10} \text{ yr} \cdot \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2.5} \quad (2.9)$$

wird Helium im Kern angereichert. Die aufgrund veränderter chemischer Zusammensetzung nachlassende Fusionsrate führt zur Kernkontraktion und für  $M > 2.5 M_{\odot}$  zum Einsetzen der Heliumfusion im Kern. Gleichzeitig wird ein wesentlicher Anteil der ursprünglichen Gesamtmasse  $M_{\text{ZAMS}}$  in Form eines Sternwindes abgestoßen<sup>1</sup>. Typische Verweildauern auf der Hauptreihe sind  $5 \cdot 10^9$  Jahre für  $M = M_{\odot}$  und  $10^6$  Jahre für  $M = 10 M_{\odot}$ . Sterne mit einer anfänglichen Masse  $M > 8 \dots 10 M_{\odot}$  durchlaufen Phasen der Fusion sukzessive schwererer Elemente: Das sogenannte Heliumbrennen bildet unter anderem Kohlenstoff, Sauerstoff und Neon, das anschließend dominierende Kohlenstoffbrennen vor allem Sauerstoff, Neon und Magnesium. Durch Neon-, Sauerstoff- und Siliciumbrennen entsteht schließlich ein Kern eisenähnlicher Elemente der Ordnungszahlen  $A \approx 57$ . Die Zeitskalen sukzessiver Brennphasen nehmen rapide ab, da die zur Erzielung eines hydrodynamischen Gleichgewichts nötige Massenfusionsrate wächst: zum einen wird der Wirkungsgrad aufgrund der abflachenden Bindungskurve je Nukleon geringer, zum anderen tritt ab dem Kohlenstoffbrennen zunehmend Neutrinokühlung auf. Der entstandene Eisen-Nickel-Kern wird zunächst durch den Entartungsdruck des Elektronengases stabilisiert. Bei einer Kerntemperatur von ca.  $6 \cdot 10^9$  K und nach Überschreitung des Chandrasekhar-Limits von  $M_{\text{core}} \approx 1.4 M_{\odot}$  dominiert s-Einfang der Elektronen, die eisenähnlichen Elemente dissoziieren endotherm zu  $\alpha$ -Teilchen und Neutronen:

<sup>1</sup> ZAMS Zero Age Main Sequence, Beginn des Hauptreihenstadiums eines Sterns



Aufgrund der fehlenden Elektronen, deren Entartungsdruck das System bei einem Radius von ca. 1000 km stabilisiert hatte, kollabiert der Kern auf einer Zeitskala von Millisekunden auf einen Radius von ca. 10 km, wo abrupt der Entartungsdruck des entstandenen Neutronengases einsetzt. Die beim Kollaps freigewordene Gravitationsenergie beträgt

$$E_{\text{grav}} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \approx 3 \cdot 10^{53} \text{ erg}
 \tag{2.11}$$

für einen Kern von  $1.4 M_{\odot}$  und 10 km Radius. Über 99% hiervon werden in Form von Neutrinos abgeführt, auf ca. 1% beläuft sich die kinetische Energie der Ejekta, die beim Nachstürzen der äußeren Kernbereiche auf den bereits gebildeten, inkompressiblen Neutronenstern zurückgeschleudert werden (*core bounce*) und zur Bildung einer Schockwelle führen, die zur Sternhülle propagiert. Erreicht die Schockwelle die Photosphäre des Sterns, so wird das Ereignis als Supernova-Explosion im sichtbaren Spektralbereich beobachtbar. Im Falle der Supernova 1987A wurde einige Stunden vor der ersten visuellen Registrierung der Supernova der Kernkollaps in Form eines Neutrinoschauers durch den Kamiokande-Detektor nachgewiesen (cf. Nomoto *et al.* 1991). Die bolometrische Helligkeit einer Supernova übertrifft über Tage und Wochen eine absolute Magnitude von  $M = -15$ , das Integral der bolometrischen Lichtkurve enthält typisch  $10^{50}$  erg. Dies ist weniger als 1% der insgesamt freigewordenen Energiemenge.

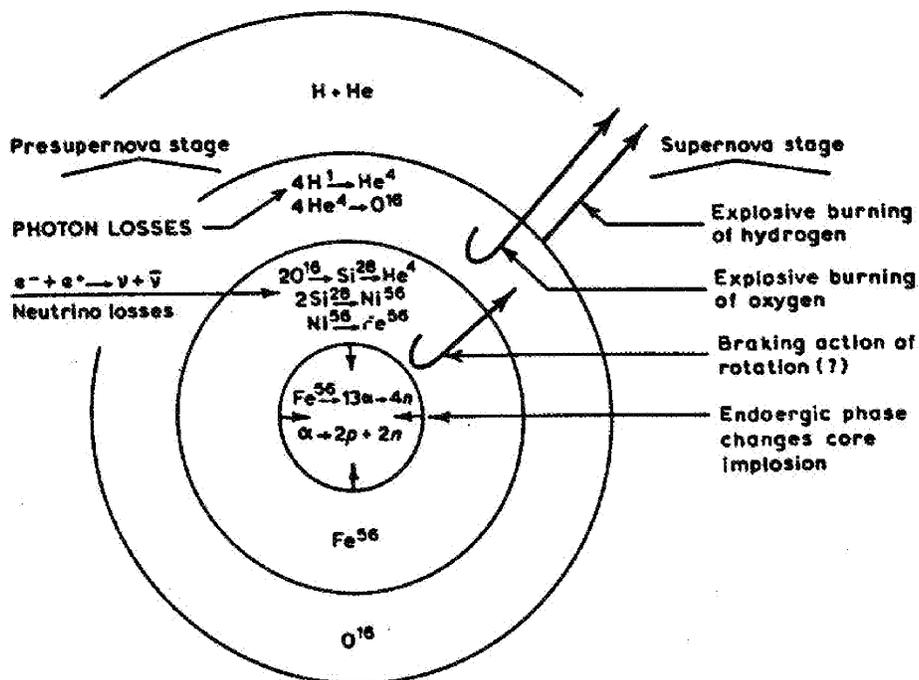


Abbildung 2.3: Schalenbau eines massereichen Sterns unmittelbar vor dem Gravitationskollaps. Aus: van den Heuvel 1994.

Bei Sternen mit  $M < 2.3 M_{\odot}$  setzt kein Kohlenstoffbrennen ein, der Stern besteht nach Verlust der Riesenhülle vorwiegend aus Wasserstoff und Helium. Nach Beendigung des Heliumbrennens kühlt der Stern als weißer Zwerg (WD, *White Dwarf*) aus. Für  $M < 8 M_{\odot}$  kommt es zur Ausbildung eines entarteten Kohlenstoffkerns. Explosive Kohlenstoffzündung zerreißt Modellrechnungen zufolge den hierbei entstandenen Nickelkern in einer *carbon deflagration-Supernova*, die mit Supernovae vom Typ I identifiziert wird (Nomoto *et al.* 1991). So konnte im Falle der SN 1987A, einer Supernova in der LMC, bislang weder im Radio- noch im Röntgenbereich ein kompakter Überrest identifiziert werden. Die 7 bekannten Radiopulsare im Zentrum eines Supernova-Überrests werden SNII-Ereignissen zugeordnet (Stuart *et al.* 1984).

Die Ergebnisse von detaillierten Sternentwicklungsrechnungen werden von mehreren Autoren vorgestellt und mit Beobachtungsbefunden verglichen in Ventura & Pines (1991).

#### 2.4.2 Sternentwicklung in Doppelsternsystemen

Über die Hälfte aller Hauptreihensterne vom Spektraltyp K oder früher befinden sich in einem Doppelsternsystem mit einer Orbitalperiode  $P_{\text{orb}} < 10$  Jahre (van den Heuvel 1994). Während Einzelsterne im Überriesenstadium einen großen Teil ihrer ursprünglichen Masse  $M_{\text{ZAMS}}$  in Form eines Sternwindes verlieren, findet in Gegenwart eines Begleiters Massenverlust bereits zu einem früheren Zeitpunkt statt: zumeist nach dem Ende des Wasserstoffbrennens, aber noch vor Einsetzen des Heliumbrennens (Typ B in Kippenhahn & Weigert 1967) erreicht die sich entwickelnde Komponente auf nuklearen Zeitskalen den kritischen Roche-Radius  $R_L$  (vgl. Kap. 2.5), wonach starker Massenübertrag via innerem Lagrangeunkt  $L_1$  auf den Begleiter einsetzt. Dieser Mechanismus führt zu einer definierten Änderung von Orbitalperiode und -radius sowie ggf. zu einer Umkehrung des Massenverhältnisses  $q$ . Er wurde erstmals von Crawford (1955) zur Lösung des Algol-Paradoxons vorgeschlagen: in Kontakt-Doppelsternsystemen vom Algol-Typ befindet sich im Gegensatz zur üblichen Sternentwicklung die massivere Komponente im Hauptreihenstadium, während der leichtere Begleiter bereits entwickelt ist.

Obwohl dieser Massenverlust zu einer Störung des hydrostatischen und thermodynamischen Gleichgewichts der Sternhülle führt, folgt die weitere Entwicklung des H-He-Kerns dem Entwicklungspfad von Einzelsternen. Systeme mit einem solchen sgn. Heliumstern als Komponente werden beobachtet und als Wolf-Rayet-Doppelsterne bezeichnet. Für die Masse des Heliumsterns gilt näherungsweise

$$M_{\text{He}} = 0.1 \cdot M_{\text{ZAMS}}^{1.4} \quad \text{für } M_{\text{ZAMS}} \in (3, 100) M_{\odot} \quad (2.12)$$

Für  $M_{\text{He}} > 2.2 M_{\odot}$  kommt es zum *core collapse* in einer Supernova vom Typ I und zur Bildung eines Neutronensterns (oder evtl. eines Schwarzen Loches). Das Fehlen von Wasserstoffemissionslinien im Spektrum von SN-I wird durch den Übertrag der Wasserstoffhülle via  $L_1$  erklärt (Nomoto *et al.* 1991, Hillebrandt 1991). Erfolgt die Supernova-Explosion symmetrisch, so bleibt das System definitiv gebunden (*cf.* van den Heuvel 1994), wohingegen es im asymmetrischen Fall zur Bildung hochexzentrischer Bahnen bzw. zur Auflösung des Systems kommt („*runaway neutron stars*“). Es existieren ca.  $10^4$  solcher gebundener Systeme aus Neutronenstern und Hauptreihenbegleiter in unserer Galaxie.

Begleiter vom Spektraltyp früher als B2 weisen bereits im Hauptreihenstadium einen starken, durch *UV-line driving* (Lucy & Solomon 1970, Cordova & Howarth 1987) verursachten Sternwind der Größenordnung  $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  auf, der teilweise vom Neutronenstern akkretiert wird. Das System ist als HMXB beobachtbar, bis nach typisch  $10^4$  Jahren massiver Materie-

übertrag einsetzt, der Neutronenstern eingehüllt und Röntgenemission des Neutronensterns vollständig absorbiert wird. Demzufolge existieren mehrere  $10^3$  inaktive Systeme in unserer Galaxie, die aus einem O-Stern und einem Neutronenstern bestehen, lediglich etwa 1% befindet sich im aktiven Stadium. Eine weitere Möglichkeit des Materieübertrages ist bei den Be-Systemen realisiert, wo der (unstetige) äquatoriale Massenabstrom des Be-Sterns durch den Neutronenstern akkretiert werden kann. Für die Entstehung von LMXB werden verschiedene Szenarien vorgeschlagen. Eines beinhaltet die Entwicklung eines massiven, engen Doppelsystems mit extremem  $q$  und Ausbildung eines „*common envelope*“. Dieses vermutlich für die Entstehung von Her X-1/Her gültige Modell (Sutantyo 1975) ist allerdings nicht in der Lage, die große Anzahl von LMXB mit  $M < 1.2 M_{\odot}$  zu reproduzieren (van den Heuvel 1994). Ein anderes Modell interpretiert aufgrund der vielen Gemeinsamkeiten im optischen Spektralbereich CVs als Vorläufer der LMXB, demzufolge der durch Akkretion induzierte Kollaps (AIC) eines massiven Weißen Zwerges zur Bildung eines Neutronensterns führte, der dann durch *Roche Lobe*-Übertrag mit Materie versorgt wird (Canal *et al.* 1990, Livio 1994). Schließlich wird das häufige Auftreten von LMXB in Kugelsternhaufen durch die große Wahrscheinlichkeit dafür erklärt, daß ein Neutronenstern durch Gezeiteneinfang (*tidal capture*) eines Hauptreihensterns gebunden wird, da in Kugelsternhaufen eine hohe Sterndichte in Verbindung mit geringen Relativgeschwindigkeiten zu beobachten ist (Nomoto *et al.* 1991, van den Heuvel 1994).

Van den Heuvel diskutiert die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung stetiger, langlebiger Röntgenquellen: werden Neutronensterne in Doppelsystemen mit Begleitern beliebiger Masse gebildet, so werden dennoch zwei disjunkte Klassen von stetigen Röntgendoppelsystemen mit großer Wahrscheinlichkeit beobachtet, LMXB mit *Roche Lobe*-Übertrag sowie HMXB mit Windübertrag. Demnach stellen Her X-1 und LMC X-3 Ausnahmen dar. Einen Überblick über evolutionäre Szenarien in wechselwirkenden Doppelsystemen geben Nomoto *et al.* (1991) und van den Heuvel (1991, 1994).

## 2.5 Roche Lobe-Übertrag

### 2.5.1 Roche-Geometrie

Das reduzierte Dreikörperproblem der Bewegung eines Testkörpers  $m_3 \rightarrow 0$  im Schwerfeld der Punktmassen  $M_1$  und  $M_2$  mit festem Abstand  $r_{12} = a = \text{const}$  hat unter Vernachlässigung von Corioliskräften eine Potentialdarstellung mit dem sogenannten Roche-Potential<sup>2</sup>

$$V = -G \cdot \left( \frac{M_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} + \frac{M_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} \right) - \frac{1}{2} (\bar{\Omega} \times \vec{r})^2 \quad (2.13)$$

im mit der Keplerbewegung korotierenden, nichtinertialen Koordinatensystem, indem ein Zentrifugalterm eingeführt wird.  $\vec{r}_1$  und  $\vec{r}_2$  bezeichnen die Schwerpunkte der Massen  $M_1$  und  $M_2$ ,  $\vec{r}$  die Position des Testkörpers  $m_3$ . Eine zweckmäßige Wahl der Koordinaten erfolgt durch Lage des Ursprungs in den Systemschwerpunkt  $CM$ . Die x-Achse liegt entlang der Verbindungsgeraden der Massen  $M_i$ , die z-Achse senkrecht zur Bahnebene. Die Orbitalfrequenz ergibt sich aus dem dritten Keplerschen Gesetz zu

<sup>2</sup> benannt nach Edouard Albert Roche (frz. Mathematiker, 1820-1883).

$$\Omega = \frac{2\pi}{P_{orb}} = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}} \quad (2.14)$$

Aus der Darstellung der Roche-Geometrie in dimensionslosen Koordinaten  $r_1' = r_1/a$ ,  $r_2' = r_2/a$ ,  $\rho' = \rho/a$ , wobei  $\rho$  die Projektion von  $r$  auf die Bahnebene bezeichnet, ist ersichtlich, daß die lineare Ausdehnung des Systems eine Funktion von  $a$ ,  $q$  und  $M = M_1 + M_2$  ist, wogegen die Gestalt der Äquipotentialflächen ausschließlich durch  $q = M_2/M_1$  bedingt ist. Die Indizierung von optischem und kompaktem Begleiter in Röntgendoppelsternsystemen ist in der Literatur uneinheitlich. So wird teils der Riese als *primary* bezeichnet, teils der Neutronenstern. In dieser Arbeit wird durchweg  $q = q_x = M_x/M_{opt}$  gewählt.

$$V(r_1', r_2', \rho') = -\frac{GM}{a}(1+q) \cdot \left\{ \frac{q}{r_1'} + \frac{1}{r_2'} + \frac{1}{2} \rho'^2 \right\} \quad (2.15)$$

Diese Form der Darstellung erlaubt eine zweckmäßige Beschreibung von Sternaufbau, Gasdynamik und Massentransfer in engen Doppelsternsystemen. Sie ist gültig für Systeme, deren Komponenten hinreichend zentral kondensiert, sphärisch symmetrisch oder korotierend sind. Der typische Verlauf der Äquipotentialflächen in der Bahnebene ist in Abb. 2.4 für das Massenverhältnis  $q=0.5$  dargestellt. Es existieren fünf kritische Punkte in der Bahnebene, die Lagrange-Punkte  $L_1 \dots L_5$ . Durch den inneren Lagrange-Punkt  $L_1$ , einen Sattelpunkt des Roche-Potentials auf der Verbindungslinie der Massen  $M_i$ , findet in *semi-detached binaries* starker Materieübertrag vom entwickelten Begleiter statt.

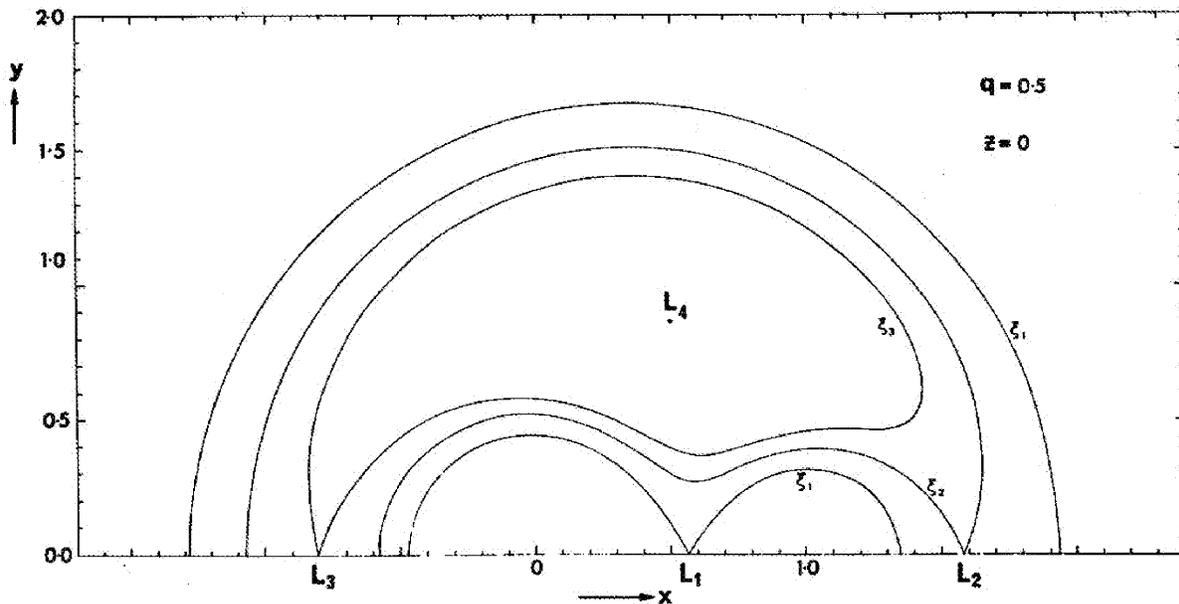


Abbildung 2.4: Schnitt von Roche-Äquipotentialflächen mit der Bahnebene  $z=0$  für ein Massenverhältnis  $q=0.5$  (aus: Kitamura 1970). Die Komponenten weisen in dieser Darstellung die Koordinaten  $(0,0,0)$  und  $(0,1,0)$  auf.

Die Potentialfläche geringster Energie, die gerade noch beide Komponenten umschließt (Separatrix), wird als Roche-Grenze bezeichnet, die beiden so umschlossenen Volumina als *Roche-Lobes*. Sie berühren sich im Lagrange-Punkt  $L_1$  und werden durch die effektiven Roche-Radien  $R_{L,i}$  beschrieben (Pratt & Strittmatter 1976). Näherungsweise ist (Eggleton 1983):

$$\frac{R_{L,x}}{a} = \frac{0.49 \cdot q_x^{-2/3}}{0.6 \cdot q_x^{-2/3} + \ln(1 + q_x^{1/3})} \quad (2.16)$$

Paczynski 1981 gibt für  $q_x \in (0.1, 0.8)$

$$\frac{R_{L,x}}{a} = 0.462 \cdot \left( \frac{q_x}{1 + q_x} \right)^{1/3} \quad (2.17)$$

Für den Abstand des Lagrange-Punktes  $L_1$  zum Neutronenstern, der wesentlich den spezifischen Drehimpuls der übertragenen Materie bestimmt, gilt

$$\frac{d_{L1}}{a} = 0.5 + 0.227 \cdot \log q_x \quad (2.18)$$

Grundlegende Arbeiten zur Roche-Geometrie sind Kopal (1959), Pratt & Strittmatter (1976) sowie Kitamura (1970). Eine übersichtliche Darstellung findet sich in Kopal (1978) sowie Frank, King & Raine (1985).

### 2.5.2 Die Akkretionsscheibe

Entwickelt sich eine Komponente in einem engen Doppelsternsystem und nähert sich der Sternradius auf nuklearen Zeitskalen dem kritischen Roche-Radius  $R_L$ , so tritt zunächst eine ellipsoidale Deformation dieser Komponente auf. Diese kann photometrisch nachgewiesen werden (van Paradijs 1991b). Erreicht der effektive Sternradius den Wert  $R_L$ , so setzt Massenübertrag in den *Roche-Lobe* des Begleiters via innerem Lagrange-Punkt  $L_1$  ein.  $L_1$  wirkt hierbei wie eine Düse, aus der mit thermischer Geschwindigkeit Gasteilchen supersonisch austreten. Ist der Begleiter ein Neutronenstern, so folgt ein aus  $L_1$  austretendes Massenelement einer ballistischen Trajektorie. Durch Corioliskräfte kommt es zunächst zu einer elliptischen Präzessionsbewegung um den Neutronenstern. Der spezifische Drehimpuls bezüglich des Neutronensterns beträgt im Falle eines korotierenden optischen Begleiters (Henrichs 1983):

$$l = \frac{L}{m} = \Omega \cdot (a - r_{L1})^2 \quad (2.19)$$

Viskose Wechselwirkung der kontinuierlich injizierten Teilchen führt zur Energiedissipation, bis ein kreisförmiger Zustand erreicht ist mit dem Zirkularisationsradius (Plavec 1967):

$$\frac{R_{\text{circ}}}{a} = (1 + q_x^{-1}) \cdot (0.5 + 0.227 \cdot \log q_x)^4 < \frac{R_L}{a} \quad (2.20)$$

Es kommt zur Ausbildung einer dünnen, differentiell rotierenden Akkretionsscheibe in der Bahnebene des Systems (Shakura & Sunyaev 1973). Durch optische Spektroskopie sind Akkretionsscheiben von Röntgendoppelsternsystemen mit Temperaturen von typ.  $10^4 \dots 10^5$  K etabliert (Cordova & Howarth 1987). So weisen sämtliche LMXB und Schwarzkochkandidaten Akkretionsscheiben auf (Shore 1994).

Eine zentrale Rolle bei der Materie- und Drehimpulsakkretion kommt dem Magnetfeld des Neutronensterns zu. Die Akkretionsscheibe, die ohne magnetische Wechselwirkung aufgrund

viskosen Drehimpulsaustausches im Prinzip bis an die physische Oberfläche des kompakten Objekts reicht, weist einen endlichen inneren Radius  $r_M' < r_{NS}$  auf, da innerhalb des Alfvén- oder Magnetosphärenradius

$$r_M' \cong 5 \cdot 10^8 \text{ cm} \cdot \dot{M}_{16}^{-2/7} M_x^{1/7} \mu_{30}^{4/7} \quad (2.21)$$

die Bewegung des akkretierten Plasmas an die Magnetfeldlinien gebunden stattfindet. Akkretionsrate  $\dot{M}$ , Neutronensternmasse  $M$  und magnetisches Moment  $\mu$  sind in Einheiten von  $10^{16}$  g/s, in Sonnenmassen  $M_\odot$  bzw. in Einheiten von  $10^{30}$  Gauß-cm<sup>3</sup> angegeben, d.h. in typischen Größenordnungen.  $r_M'$  ergibt sich durch Gleichsetzung von magnetischem Druck und *ram pressure* (Frank, King & Raine 1985)

$$\begin{aligned} \frac{B^2(r)}{8\pi} &= \rho(r) \cdot v_{ff}^2(r) \\ \frac{\mu^2}{8\pi r_M^6} &= \frac{\sqrt{2GM_x} \cdot \dot{M}}{4\pi \cdot r_M^{5/2}} \end{aligned} \quad (2.22)$$

und ist dynamisch durch die Akkretionsrate  $\dot{M}$  bestimmt. Detaillierte Rechnungen ergeben für Scheibenakkretion einen gegenüber der sphärischen Akkretion verminderten Wert für den Magnetosphärenradius (Wang 1987, Frank, King & Raine 1985)

$$r_M(\text{Scheibe}) \approx 0.1 \dots 0.5 \cdot r_M'(\text{radial}) \quad (2.23)$$

Hierbei ist allerdings die magnetische Kolatitude, der Winkel zwischen magnetischem Dipolmoment und Bahnnormale, unberücksichtigt (vgl. Anzer *et al.* 1987). Eine Zusammenstellung verschiedener Definitionen des Magnetosphärenradius' gibt Vasyliunas (1979). Die Wechselwirkungszone von Akkretionsscheibe und Neutronenstern und somit der Betrag des übertragenen Drehmomentes wird in erster Näherung durch den Magnetosphärenradius bestimmt. Übertrifft die Keplerfrequenz von Plasma am Magnetosphärenradius,  $\Omega_K(r_M)$ , die Rotationsfrequenz des Neutronensterns  $\Omega_{NS}$ , so findet ein Netto-Drehimpulsübertrag statt, der als Anwachsen der Pulsfrequenz (*Spin Up*) des Röntgenpulsars beobachtbar ist.

Dem Beobachtungsbefund, daß trotz Materieakkretion ein Drehimpulsverlust des Systems (*Spin Down*) stattfindet, der mit dem oben dargestellten Ansatz unvereinbar ist, wird durch Akkretionsscheibenmodelle mit endlicher Wechselwirkungszone Rechnung getragen. Diese Modelle basieren v.a. auf Arbeiten von Ghosh & Lamb (1978, 1979a, 1979b). Ein positiver Drehimpulsübertrag findet im *boundary layer* statt, der Grenzschicht, in der das Plasma von tangentialer Keplergeschwindigkeit  $\Omega_K(r)$  auf Neutronenstern-Winkelgeschwindigkeit  $\Omega_{NS} \cdot r$  abgebremst wird. In der endlichen äußeren Übergangszone (*transition zone*) durchdringt das Magnetfeld die Akkretionsscheibe, so daß lokal Drehimpuls abgeführt wird, sofern  $\Omega_{NS} \cdot r$  die Keplergeschwindigkeit übertrifft. Aufgrund der diamagnetischen Eigenschaft des Plasmas hat die Magnetosphäre eine endliche Ausdehnung (Arons & Lea 1980). Insbesondere im Falle schnellrotierender Röntgenpulsare kann das Integral über die Drehmomente Null sein, der Röntgenpulsar befindet sich in einem Quasi-Gleichgewichtszustand, der durch die Akkretionsrate  $\dot{M}$  beeinflusst wird. Gemäß einem numerischen Modell (Ghosh & Lamb 1979b) ist ein Gleichgewichtszustand erreicht für

$$P_{eq} = 3.9 \text{ s} \cdot \mu_{30}^{6/7} m^{-2/7} R_6^{-3/7} L_{37}^{-3/7} \quad (2.24)$$

Bei Systemen wie Her X-1, Cen X-3 und SMC X-1, die sich vermutlich in einem solchen Quasi-Gleichgewichtszustand befinden, reflektiert der beobachtete säkulare *Spin Up* die

Änderung der Massenakkretionsrate  $\dot{M}$  aufgrund einer Evolution des optischen Begleiters (Henrichs 1983). Langsame Rotatoren erfahren generell *Spin Up* mit (Lamb 1991)

$$-\frac{\dot{P}}{P} = n(\omega_s) \cdot f(\mu, M_x) \cdot PL^{6/7} \quad (2.26)$$

$n(\omega_s)$  ist eine dimensionslose Funktion des *fastness*-Parameters  $\omega_s$ , die von der Größenordnung  $n \approx 1$  ist. Sie hängt von Details bei der Beschreibung der Wechselwirkungszone zwischen Akkretionsscheibe und Magnetfeld ab.  $f$  ist eine Funktion der Neutronensterneigenschaften  $\mu$  und  $M_x$ . Eine Messung der Observablen ( $P$ ,  $\dot{P}$ ,  $L_x$ ) ermöglicht demzufolge die indirekte Bestimmung des magnetischen Momentes  $\mu$  des Neutronensterns (vgl. Abb. 2.5).

Erste Untersuchungen zur Theorie dünner Akkretionsscheiben wurden durch Shakura & Sunyaev (1973) publiziert, das kanonische Modell des parallelen Rotators mit einer Wechselwirkungszone endlicher Ausdehnung wurde in einer Reihe von Veröffentlichungen von Ghosh & Lamb entwickelt (1977 ff). Aly (1980) und Lipunov (1982) diskutieren den sogenannten schrägen Rotator, Anzer & Börner (1983) den senkrechten Rotator, d.h. einen Neutronenstern, dessen magnetische Dipolachse parallel zur Bahnebene ist. Ausführliche Darstellungen der Scheibenakkretion finden sich bei Henrichs (1983), Lamb (1989), King (1991) sowie Frank, King & Raine (1985). Cordova & Howarth (1987) fassen die Beobachtungsbefunde für Akkretionsscheiben im UV-Bereich zusammen.

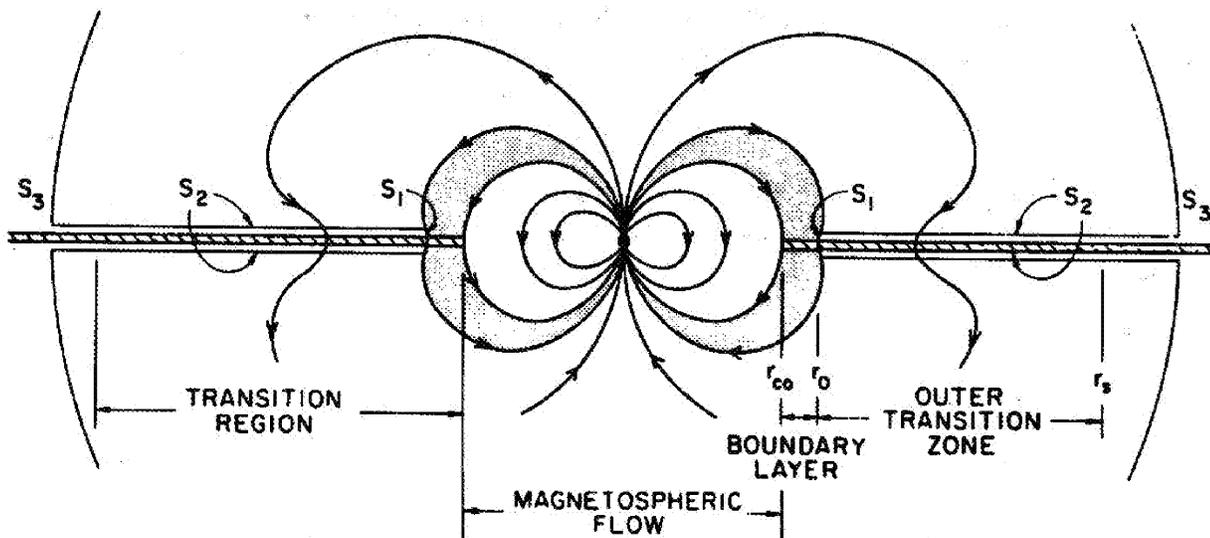


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines parallelen Rotators. Die Magnetosphäre erstreckt sich bis an den inneren Akkretionsscheibenrand. In boundary layer und äußerer Übergangszone durchdringt das Magnetfeld das Akkretionsscheibenplasma und bewirkt so Materie- und Drehimpulsübertrag (aus Ghosh & Lamb 1979b).

## 2.6 Die Akkretionssäule

Eine Zusammenstellung von Übersichtsartikeln zur Theorie der akkretierenden Röntgenpulse findet sich bei Nagase (1989).

Die epochale Entdeckung des Radiopulsar-Doppelsternsystems PSR 1913+16 (Hulse & Taylor 1975, Nobelpreis für Physik 1993) erlaubte neben einer Bestätigung der Vorhersagen der Allgemeinen Relativitätstheorie die präzise Bestimmung von Systemparametern. Unter anderem wurden die Massen der Komponenten zu  $M=1.442(3) M_{\odot}$  bzw.  $M=1.386(3) M_{\odot}$  bestimmt (Taylor & Weisberg 1989). Aus der Analyse des Energiespektrums und dessen Kühlverlauf bei Röntgenburstern ergeben sich die bislang genauesten Radiusbestimmungen von Neutronensternen zu  $R \approx 10$  km (Lewin *et al.* 1993, Umeda *et al.* 1993). Da es sich bei Radiopulsaren und Röntgendoppelsternsystemen definitiv um dieselbe Art kompakter Objekte handelt, bestätigt sich das Postulat von Chandrasekhar (1931), daß der Kernbereich massiver Sterne beim Erreichen einer Grenzmasse von  $M \approx 1.4 M_{\odot}$  zu einem Neutronenstern kollabiert. Für die Zustandsgleichung eines relativistisch entarteten Neutronengases wurden verschiedene Ansätze vorgeschlagen (vgl. Arnett & Bowers 1977), die im wesentlichen durch die Observable Masse-Radius-Beziehung eingeschränkt sind. Vorhersagen für maximale Masse und Radius eines stabilen Neutronensterns betragen zwischen  $M \approx 1.4 M_{\odot}$  und  $R < 10$  km für „weiche“ bzw.  $M < 1.8 M_{\odot}$  und  $R \approx 15$  km für „harte“ Zustandsgleichungen (Arnett & Bowers 1977). Dynamische Massenbestimmungen sind bislang zuverlässig für sechs Röntgenpulse und sieben ms-Radiopulse durchgeführt worden. Insbesondere die Unsicherheit in der Bestimmung der optischen Radialgeschwindigkeit von Röntgenpulsaren schränkt jedoch die Aussagekraft der Massenbestimmungen ein. Eine kritische Zusammenstellung der verfügbaren Beobachtungen findet sich bei van Kerkwijk *et al.* (1995).

Im Gravitationspotential eines solchen kompakten Objektes mit Masse  $M$  und Radius  $R$  werden typisch 15% der Ruhmasse des akkretierten Materials in kinetische Energie umgewandelt:

$$\left| \frac{\Delta E}{(\Delta m)c^2} \right| = \frac{GM}{Rc^2} \approx 0.15 \quad (2.27)$$

Die bei der angenommenen vollständigen Umsetzung in elektromagnetische Strahlung pro Zeiteinheit freiwerdende Strahlungsmenge wird als Akkretionsleuchtkraft (*accretion luminosity*) bezeichnet:

$$L_{acc} = \left| \dot{\Delta E} \right| = \frac{G\dot{m}M}{R} \quad (2.28)$$

bzw. in typischen Einheiten

$$L_{37} = 1.33 \cdot \frac{\dot{m}_{17} M_{\odot}}{R_6} \text{ erg/s} \quad (2.29)$$

Die beobachteten Röntgenleuchtkräfte von Röntgenpulsaren von  $L_x \approx 10^{37}$  erg/s können demnach außer durch Roche Lobe-Übertrag z.B. durch Sternwinde der Größenordnung  $\dot{m} = 10^{17}$  g/s gewährleistet werden, wie sie aus der Analyse von P Cygni-Profilen von OB-Sternen bekannt sind (van den Heuvel 1994, Cordova & Howarth 1987). Die maximale Akkretionsrate wird in erster Näherung durch den Strahlungsdruck der entstandenen Röntgenstrahlung begrenzt. Aus dem Gleichgewicht von Strahlungsdruck durch Thomson-Streuung an Elektronen und dem Impulsdruck (*ram pressure*) radial einfallender Materie ergibt sich die sogenannte Eddington-Leuchtkraft (*Eddington luminosity*) (Basko & Sunyaev 1976, King 1991)

$$L_{edd} = 4\pi G \cdot \frac{m_H M c}{\sigma_{Th}} = 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg / s} \quad (2.30)$$

$L_{edd}$  ist als qualitatives Maß aufzufassen, da insbesondere bei den Röntgenpulsaren die Annahme der Radialsymmetrie von Materieakkretion und Röntgenemission offensichtlich verletzt ist. Tatsächlich werden insbesondere bei den supermassiven Röntgendoppelsternen Super-Eddington-Leuchtkräfte  $L_x > L_{edd}$  beobachtet. Die Bewegung des akkretierten Plasmas innerhalb der Magnetosphäre erfolgt starr an die Magnetfeldlinien gebunden. Hieraus läßt sich die Ausdehnung der Polkappen, genauer: des Akkretionsgebietes (*hot spot*) auf der Neutronensternoberfläche abschätzen. Für eine Dipolgeometrie

$$r = C \cdot \sin^2 \vartheta \quad (2.31)$$

und für bei Röntgenpulsaren typische Werte von  $B \approx 10^{12}$  Gauß und  $L_x \approx 10^{37}$  erg/s ergibt sich

$$f \equiv \frac{A_{cap}}{A_{NS}} = \frac{R_{NS}}{4r_M} \approx 10^{-2.5} \quad (2.32)$$

d.h. die Fläche des *hot spot* ist von der Größenordnung  $A_{cap} \approx 1 \text{ km}^2$  (Lamb, Pethik & Pines 1973). Die Quantenenergien der erzeugten Photonen lassen sich durch Schwarzkörper- und Virialtemperatur abschätzen (Frank, King & Raine 1985). Die Temperatur  $kT$  des Emissionsgebietes der Fläche  $A_{cap}$  am Fuße der Akkretionssäule (*hot spot*) ergibt sich für  $L_{acc} \approx 10^{37}$  erg/s und  $A_{cap} \approx 1 \text{ km}^2$  in der Schwarzkörpernäherung zu

$$kT = k \cdot \sqrt[4]{\frac{L_x}{\sigma A_{cap}}} \approx 10 \text{ keV} \quad (2.33)$$

in sehr guter Übereinstimmung mit den Spektren von Röntgenburstern (Lewin & Joss 1983) sowie der Lage des exponentiellen Abfalls von Röntgenpulsar-Kontinuumspektren bei  $E_{tum} \approx kT$  (White, Swank & Holt 1983, Mészáros 1991). Zur Beschreibung optisch dünner Plasmen z.B. im Regime eines Schocks ist die Virialtemperatur von Bedeutung:

$$kT_{virial} = \frac{1}{2} kT_{therm} = G \frac{M m_{proton}}{6R_{NS}} \approx 10 \text{ MeV} \quad (2.34)$$

Obwohl sich die beobachteten Röntgenspektren nicht bis zu solchen Energien erstrecken, kann die Virialtemperatur für die lokalen Wechselwirkungen im Plasma durchaus relevant sein. Die Abbremsung der akkretierten Materie von Freifallgeschwindigkeiten  $v_{ff} \approx c/2$  in der Akkretionssäule über den Polkappen geschieht unter extremen physikalischen Bedingungen. Während die kinetischen und Strahlungsenergiedichten vergleichbar werden, übertrifft die magnetische Energiedichte diese, so daß das Magnetfeld eine Randbedingung für die Plasmadynamik darstellt.

Für Röntgenpulsare mit einer Leuchtkraft deutlich unterhalb der kritischen Leuchtkraft (e.g. Harding 1994)

$$L_{crit} = \frac{G m_p M_x c}{\sigma_{\downarrow}} \cdot \frac{A_{cap}}{R_{NS}^2} \quad (2.35)$$

kann der Strahlungsdruck aufgrund von Thomsonstreuung der Photonen an den Plasmaelektronen vernachlässigt werden. Hier werden zwei unterschiedliche Abbremsungsmechanismen vorgeschlagen. Die große freie Weglänge  $\lambda > 10^9 \text{ cm}$  der Plasmaprotonen erfordert einen nicht-viskosen Prozeß zur Dissipation der kinetischen Energie in der Akkretionssäule, wobei offen ist, ob dies durch Schock oder Coulombwechselwirkung vonstatten geht (Frank, King &

Raine 1985). Diskutiert werden die Energieabgabe und Plasmaheizung durch multiple Coulombstöße der Protonen in einer dünnen Schicht  $\delta z \ll R_{NS}$  direkt über den Polkappen, die zur Emission von Photonen vorzugsweise in Richtung der Dipolachse führt (*pencil beam*), sowie die Ausbildung einer Schockfront aufgrund *collisionless shock* in einer Höhe  $D \approx R_{NS}$  über den Polkappen (Harding *et al.* 1984). Die physikalischen Prozesse in solchen Schocks (im Sinne einer diskontinuierlichen Änderung gasdynamischer Zustandsgrößen) sind allerdings weitgehend unbekannt (Frank, King & Raine 1985). Das unterhalb einer Schockfront subsonisch sinkende Plasma bildet einen vorzugsweise senkrecht zur Feldrichtung strahlenden Zylinder, der somit eine *fan beam*-Charakteristik aufweist. Bei Röntgenpulsaren, deren Röntgenleuchtkraft  $L_x > L_{crit}$  ist, werden die Plasmaelektronen v.a. durch Thomsonstreuung abgebremst. Die Abgabe der kinetischen Energie der Plasmaprotonen erfolgt via Coulombwechselwirkung. Es kommt hier vermutlich zur Ausbildung einer radiativen Schockfront in endlicher Höhe (Basko & Sunyaev 1976).

Die Bewegung der Plasmaelektronen im homogenen Magnetfeld, die in der klassischen Näherung aufgrund der Lorentzkraft durch Schraubenbahnen dargestellt werden kann, erfordert für  $B \approx 10^{12}$  Gauss eine quantenmechanische Beschreibung, da die deBroglie-Wellenlänge  $\lambda = h/p$  der Elektronen mit Impuls  $p$  dem Radius  $r$  der Schraubenbewegung vergleichbar wird. Während die  $z$ -Komponente der Elektronen-Wellenfunktion (in Feldrichtung) ein kontinuierliches Impuls- bzw. Energiespektrum aufweist, besitzt der radiale Teil der Wellenfunktion Eigenzustände diskreter Energie  $E_n$ . Es ist mit  $n \geq 0$

$$E_n^2 = (m_e c^2)^2 \cdot \left\{ \sqrt{1 + 2 \cdot n \cdot B'} - 1 \right\} + (p_{\parallel} c)^2 \quad (2.36)$$

als Funktion der auf die kritische Magnetfeldstärke  $B_{crit}$  bezogenen Feldstärke  $B$

$$B' = \frac{B}{B_{crit}} \quad (2.37)$$

$$B_{crit} = \frac{m_e^2 c^3}{e \hbar} = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ Gauss}$$

und dem kinetischen Impuls  $p_{\parallel}$  in Feldrichtung (e.g. Harding & Daugherty 1991). Für  $B' \ll 1$  beträgt der Abstand benachbarter Energieniveaus, der sogenannten Landau-Niveaus (Landau 1932) näherungsweise

$$\Delta E(\Delta n = 1) = \frac{e \hbar B}{m_e} = 11,6 \text{ keV} \cdot B_{12} \quad (2.38)$$

Im Ruhesystem des Elektrons kann ein Photon mit Einfallswinkel  $\vartheta$  gegen die Feldrichtung resonant absorbiert werden, sofern

$$h\nu = \frac{m_e c^2}{\sin^2 \vartheta} \cdot \left\{ \sqrt{1 + 2 \cdot n \cdot B' \cdot \sin^2 \vartheta} - 1 \right\} \quad (2.39)$$

$$= \frac{e \hbar}{m_e} \cdot B \quad \text{für } \vartheta \rightarrow 0$$

Äußert sich diese Resonanzbedingung als Absorptionslinie im Kontinuumspektrum eines Röntgenpulsars, so variiert die Lage  $E_c(\varphi)$  der Linie periodisch mit der Pulsphase  $\varphi$  gemäß

$$\cos \vartheta = \cos \theta_i \cdot \cos \theta_o + \sin \theta_i \cdot \sin \theta_o \cdot \cos(2\pi\varphi) \quad (2.40)$$

$\theta_i$  bezeichnet den Winkel zwischen Rotations- und Magnetfeldachse des Pols  $i=1,2$ ,  $\theta_o$  den Winkel zwischen Rotationsachse und Beobachterichtung (vgl. Notation in Kap. 7.2). Aus der

Phasenbeziehung zwischen  $E_c(\varphi)$  und Pulsintensität kann im Prinzip zwischen *pencil-* und *fan beam*-Emissionscharakteristik unterschieden werden (Mészáros & Nagel 1985b). Die Linienbreite  $\Delta h\nu$  wird durch die Dopplerverbreiterung des eindimensionalen Elektronengases der Temperatur  $kT$  beeinflusst

$$\Delta\nu = \nu \cdot \cos\vartheta \cdot \sqrt{\frac{2kT}{m_e c^2}} \quad (2.41)$$

und ist im Prinzip ebenfalls abhängig vom Beobachtungswinkel (Nagel 1981). Für typische Plasmatemperaturen ist dieser Effekt jedoch mit heutigen Detektoren nicht auflösbar. Darüber hinaus dominiert vermutlich die Wirkung von Feldinhomogenitäten die resultierende Linienbreite.

In starken Magnetfeldern ist der dominante Kühlprozeß des Plasmas die resonante Bremsstrahlung oder „Zyklotronkühlung“ (Harding 1994), bei der die kinetische Energie (der longitudinalen Bewegung) der Elektronen zur Anregung in Landau-Niveaus mit  $n \geq 1$  dient. Die geringe Lebensdauer  $\tau$  des ersten angeregten Zustands

$$\tau \approx B_{12}^{-2} \cdot 2.6 \cdot 10^{-16} \text{ s} \quad (2.42)$$

verglichen mit den Reziproken der Anregungsraten bewirkt, daß sich nahezu alle Elektronen im Grundzustand  $n=0$  befinden, die Besetzung der angeregten Zustände wird durch das Strahlungsfeld dominiert (Wang, Wasserman & Salpeter 1988). Die Impulsverteilung für die  $z$ -Komponente der Elektronen wird durch eine relativistische Maxwellverteilung wiedergegeben.

Um die energieabhängige Strahlungscharakteristik von Röntgenpulsaren mit den energieaufgelösten Pulsprofilen vergleichen zu können, ist im Prinzip eine selbstkonsistente Lösung für den Strahlungstransfer gemeinsam mit jener für die Struktur der Akkretionssäule notwendig. Aufgrund der hiermit verbundenen Probleme werden in der Regel zwei komplementäre Ansätze verfolgt. Der eine sieht eine detaillierte Lösung des Strahlungstrfers in einer *ad hoc* gewählten Geometrie (hohler oder gefüllter Zylinder, *slab*, *column*) vor, während der andere selbstkonsistente Modelle der Akkretionssäule mit vereinfachtem Transfer erzielt (Frank, King & Raine 1985). Eine solche selbstkonsistente Lösung für Strahlungstransfer und Gasdynamik in der Akkretionssäule erfordert die Berücksichtigung von mehreren Aspekten. Hierzu zählen neben der Quantisierung der transversen Energiezustände der Elektronen (Landau-Niveaus) u.a. die starke Energie-, Winkel- und Polarisationsabhängigkeit der Comptonstreuung insbesondere in starken Magnetfeldern (Pavlov 1984, Mészáros 1984), die Bedeutung von Mehrphotonenprozessen (Bussard *et al.* 1985), Vakuum- und Plasmapolarisierbarkeit (Harding & Preece 1989) sowie relativistische Effekte. Eine Zusammenstellung der in der Literatur berücksichtigten Effekte geben Wang, Wasserman & Salpeter (1988). Die Ergebnisse numerischer Berechnungen für den differentiellen Streuquerschnitt für O- und X-Moden unter Berücksichtigung von Mehrphotonenprozessen, wie von Bussard *et al.* (1985) vorgeschlagen, geben Daugherty & Harding (1986) sowie Alexander & Mészáros (1991) unter Verwendung eines magnetischen QED-Ansatzes.

Der Impulsaustausch von Photonen, deren elektrischer Feldvektor  $E$  parallel zum Magnetfeld ist ( $E \parallel B$ , *ordinary mode* der Polarisation, O-Modus) erfolgt mit einer kontinuierlichen Maxwell-Verteilung der Elektronen in  $z$ -Richtung. Demgegenüber ist die Wechselwirkung von Photonen mit  $E \perp B$  (*extraordinary mode* der Polarisation, X-Modus) resonant bei  $h\nu = n \cdot \Delta E_{\text{cycl}}$ . Aus der Energie-, Winkel- und Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Pho-

tonen in der Akkretionssäule ergibt sich unmittelbar, daß die Emissionscharakteristik des *hot spot* anisotrop sein muß. Die Physik des Strahlungstransfers in extrem starken Magnetfeldern, dessen Relevanz für die Röntgenpulsar-Emission erstmals von Lamb, Pethik & Pines (1973) vorgeschlagen wurde, wird erörtert durch Pavlov (1984) und Mészáros (1984).

Numerische Simulationen von energieabhängigen Pulsprofilen (Mészáros *et al.* 1988) bevorzugen insgesamt die *pencil beam*-Emission einer *slab*-Geometrie, da Pulsform und -modulationsgrad sowie insbesondere die Pulsphasenlage der Variation von  $E_{\text{cyclo}}$  in besserem Einklang mit Beobachtungen sind als für *fan beam*-Emission einer Zylindergeometrie (Mészáros 1987). Neueste Berechnungen ermöglichen die beobachtungsnahe Reproduktion von phasengemittelten Breitbandspektren erstmals unter Einbeziehung höherer Zyklotronresonanzen ( $\Delta n \geq 2$ ) in einem vollrelativistischen Ansatz für den QED-Wirkungsquerschnitt (Alexander & Mészáros 1991b).

Bei der Ermittlung der Strahlungscharakteristik von Röntgenpulsaren ist die allgemeinrelativistische Lichtablenkung im Feld des Neutronensterns zu berücksichtigen (z.B. Riffert *et al.* 1993). Da bei *fan beam*-Emission im Mittel eine stärkere Ablenkung und somit Demodulation des Pulsprofils zu erwarten ist, deutet die beobachtete starke Modulation bei der Mehrzahl der Röntgenpulsare auf *pencil beam*-Emission hin (Mészáros 1987).

Die Kontinuumspektren von Röntgenpulsaren, die typisch einem Potenzgesetz bis zu einer *Cutoff*-Energie  $E_{\text{cut}}$  folgen (vgl. White, Swank & Holt 1983), konnten erfolgreich reproduziert werden, indem für eine relativistische Maxwell-Verteilung von Elektronen Ein- und Zwei-Photonen-Compton-Wirkungsquerschnitte berücksichtigt wurden (Mészáros & Nagel 1985a, 1985b).

Die historisch erste direkte Messung einer Magnetfeldstärke von Röntgenpulsaren fand durch eine Ballon-Version des HEXE-Instruments statt. Eine Struktur im Hochenergiespektrum von Her X-1 wurde als Zyklotronresonanzlinie (*Cyclotron Resonance Feature*, CRF) gedeutet (Trümper *et al.* 1977). Je nach Interpretation als Absorptions- oder Emissionslinie ergab sich eine Oberflächenfeldstärke von  $3 \dots 5 \cdot 10^{12}$  G in Übereinstimmung mit den bei Radiopulsaren indirekt bestimmten Feldstärken. Für mehrere Röntgenpulsare ist mittlerweile die Existenz einer oder mehrerer Zyklotronresonanzlinien etabliert worden. Mit Ausnahme von X 2259+59, bei dem eventuell die Linie in Emission beobachtet wird (Iwasawa *et al.* 1992), zeigt bei allen anderen Objekten das phasengemittelte Spektrum eine Absorptionslinie. Für eine Zusammenstellung der in Röntgenpulsarspektren beobachteten Zyklotronresonanzlinien siehe Kretschmar (1996), Parmar (1993) und Makishima & Mihara (1992). Die Linienlagen  $E_c$  befinden sich im Intervall  $5 \dots 50$  keV entsprechend einer Magnetfeldstärke von  $0.5 \dots 5 \cdot 10^{12}$  Gauß. Die Ergebnisse unabhängiger Methoden zur Messung des magnetischen Moments von Neutronensternen sind in qualitativer Übereinstimmung mit diesen direkt bestimmten Werten von  $B$  (vgl. Kap. 2.3.4).

Die Besetzung höherer Landau-Niveaus mit  $n \geq 2$  bzw. deren Zerfall ist im Prinzip als Übergang mit  $\Delta n \geq 2$  in Absorption oder Emission beobachtbar. Die Beobachtung einer Emissionslinie im Spektrum von Her X-1 bei  $2 \cdot E_c$  (Trümper *et al.* 1977) konnte allerdings bislang durch kein anderes Experiment bestätigt werden. Die Ergebnisse von Makishima & Mihara (1992), die aus GINGA-Beobachtungen die Existenz von Linien bei  $2 \cdot E_c$  ableiten, müssen für die Mehrzahl der Objekte zurückgewiesen werden, da von den Autoren eine ungeeignete Kontinuumfunktion angepaßt wurde (siehe Kap. 7.3). Als etabliert können die Harmonischen der Zyklotronresonanz bei  $2 \cdot E_c$  für die Objekte 4U 0115+63 (Nagase *et al.* 1991), A0535+26

(Grove *et al.* 1995) und Vela X-1 (Kretschmar 1996) gelten. Da in der Literatur verschiedene und widersprüchliche Bezeichnungen für die Linien bei  $E_c$  und  $2 \cdot E_c$  existieren („first harmonic“, „second harmonic“), wird in dieser Arbeit der Begriff „Harmonische“ für den Übergang  $\Delta n=2$  gewählt.

Die starke Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes im X-Mode wird zur Erklärung der  $180^\circ$ -Phasenumkehr der Pulsation in verschiedenen Energiebändern bei GX1+4 und 4U1626-67 herangezogen. Demnach dominiert für  $E \ll E_c$  *fan beam*-Emission, für  $E \approx E_c$  *pencil beam*-Emission (Wang & Welter 1981). Nagel (1981) konnte für 4U1626-67 die Pulsprofile für eine Zylinderemission in befriedigender Weise reproduzieren. Die Pulsphasenspektren von Her X-1, insbesondere das *spectral hardening* im Hauptpuls (Pravdo *et al.* 1978), konnten durch Annahme einer *pencil beam*-Emissionsgeometrie mit CRF-Absorption erklärt werden (Alexander & Mészáros 1991a). Bei 4U0115+63 liegt eventuell Absorption aus einem *pencil beam* im Hauptpuls vor, während der Interpuls durch Emission in *fan*-Geometrie zustandekommt (White, Swank & Holt 1983).

Die Methode der Pulsphasenspektroskopie, d.h. die Analyse energieaufgelöster Pulsprofile bzw. phasenaufgelöster Energiespektren, wurde erstmals durch Pravdo *et al.* (1978) zur Ermittlung der Emissionscharakteristik von Her X-1 angewendet. Eine weitere Möglichkeit zur Unterscheidung zwischen *pencil* und *fan beam*-Geometrie besteht darin, den phasenabhängigen Polarisationsgrad des Röntgensignals zu bestimmen (Mészáros 1991). Dieser Ansatz ist allerdings für die derzeitige Generation von Röntgendetektoren nicht realisierbar.



# 3 Das Röntgendoppelsternsystem

## Her X-1/HZ Her

### 3.1 Einleitung

Das Spektrum des Röntgendoppelsternsystems Her X-1/HZ Her weist vom optischen Bereich bis in den Bereich harter Röntgenstrahlung eine Fülle von Strukturen auf, die auf Zeitskalen von  $P_p=1.24$  Sekunden,  $P_{orb}=1.7$  Tagen und  $P_{35}\approx 35$  Tagen variieren. Diese Beobachtungsdaten trugen wesentlich zur Entwicklung und Detaillierung des kanonischen Modells der Röntgenpulsare bei. In diesem Kapitel wird eine Visualisierung des Systems gegeben, um die Modellannahmen zur Interpretation der HEXE-Ergebnisse zu motivieren sowie die bisherigen Messungen zu deren Einordnung darzustellen.

Das Röntgendoppelsternsystem besteht aus dem Röntgenpulsar Her X-1 und seinem optischen Begleiter HZ Her, die sich in einem engen Orbit der Umlaufperiode  $P_{orb}=1.7$  d befinden. Die mit der Pulsperiode  $P_p\approx 1.24$  s modulierte Röntgenemission führt u.a. zu einer Aufheizung der dem Neutronenstern zugewandten Seite von HZ Her. Der Begleiter füllt seinen *Roche Lobe* nahezu aus, so daß Materie via innerem Lagrangepunkt auf eine den Neutronenstern umgebende Akkretionsscheibe überströmt, die gegen die Orbitalebene geneigt ist und mit einer Periode von 35 Tagen präzediert. Der Übertrag von Materie und Drehmoment auf den Neutronenstern führt zu einer Röntgenleuchtkraft  $L_x=3\cdot 10^{37}$  erg/s und einem säkularen *Spin Up* von  $-3$   $\mu$ s/yr. Aus der Lage einer Zyklotronresonanzlinie im Spektrum ergibt sich ein Oberflächenmagnetfeld der Stärke  $B\approx 3\cdot 10^{12}$  Gauß, aus deren Pulsphasenvariation eine Emissionscharakteristik vom *pencil beam*-Typ.

Eine Gesamtdarstellung des Systems HZ Her/Her X-1 findet sich bei Scott (1993), eine Vielzahl von Beobachtungsbefunden ist bei Lewin, van Paradijs & van den Heuvel (1995) versammelt.

### 3.2 Systemeigenschaften

Der 1971 durch UHURU entdeckte Röntgenpulsar Her X-1 (Tananbaum *et al.* 1972) zeigt eine signifikante Dopplervariation der Pulsperiode. Deren Analyse ermöglicht die dynamische Bestimmung der Orbitalparameter  $\{P_{orb}, \dot{P}_{orb}, a_x \sin i, \varepsilon, \tau_{\pi/2}\}$  (Deeter *et al.* 1991, vgl. Tab. 3.1). Demnach bewegt sich Her X-1 auf einer kreisförmigen Bahn mit einem projizierten Radius von  $a_x \sin i=13.1831$  Lichtsekunden.

Seit 1971 wurde mit einer Vielzahl von Instrumenten die Pulsperiode von Her X-1 bestimmt. Aus den in Abb. 3.2 und Anhang A3 wiedergegebenen Daten ergibt sich eine mittlere säkulare Abnahme der Pulsperiode mit  $\dot{P}_p = -3 \mu\text{s}/\text{yr}$ , die durch Drehimpulsübertrag von der Akkretionsscheibe (s.u.) auf den Neutronenstern erklärt wird. Da Her X-1 als „schneller Rotator“ auf einer Zeitskala, die wesentlich kürzer als die Evolutions-Zeitskala  $\tau_{\text{ev}}$  des Begleiters ist, eine Gleichgewichtsperiode erreicht, ist der beobachtete *Spin Up* durch  $\tau_{\text{ev}}$  bestimmt (Henrichs 1983). Im Modell von Ghosh & Lamb läßt sich das magnetische Moment des Neutronensterns zu  $\mu = 10^{30} \text{ G}\cdot\text{cm}^3$  abschätzen (vgl. Kap. 2.3). Die Pulsperiode fluktuiert auf allen Zeitskalen, die beobachtete Korrelation von  $\dot{P}_p$  und  $L_x$  (Ögelman *et al.* 1985, Wilson *et al.* 1994) bestätigt die Gültigkeit des Modells von Ghosh & Lamb insofern, als dort eine Abhängigkeit des Alfvénradius  $r_M$  von der Leuchtkraft postuliert wird.

Eine Änderung der Orbitalperiode mit  $\dot{P}_{\text{orb}} = -2.25(27) \cdot 10^{-8} \text{ d}/\text{yr}$  wurde durch Deeter *et al.* (1991) nachgewiesen und durch Wilson *et al.* (1994) bestätigt. Die für einen konservativen Drehimpulsübertrag vom optischen Begleiter auf den Neutronenstern ermittelte Rate  $\dot{m} = 1.4 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$  übertrifft allerdings die aus der Röntgenleuchtkraft  $L_x = 2 \cdot 10^{37} \text{ erg/s}$  bestimmte Größe  $\dot{m}_{\text{acc}} = 1.6 \cdot 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$  um eine Größenordnung (Gl. 2.28). Diese Diskrepanz wird mit zusätzlichem Massenverlust via äußerem Lagrangeunkt  $L_2$  erklärt (Deeter *et al.* 1991).

Auf der Grundlage von Beobachtungen im optischen und UV-Bereich wurden detaillierte Modelle der Akkretionsscheibe von Her X-1 entwickelt. Insbesondere kann die  $35^{\text{d}}$ -Lichtkurve im Röntgenbereich durch eine gegen die Bahnebene geneigte und mit  $P_{35}$  präzedierende Akkretionsscheibe reproduziert werden (Roberts 1974, Petterson 1977, Petterson *et al.* 1991, Schandl & Meyer 1994). Konkurrierende Modelle zur Erklärung der Röntgenlichtkurve wie (a) Oszillationen des optischen Begleiters, die zu variablem Massentransfer via  $L_1$  führen, (Kondo *et al.* 1983) und (b) freie Neutronensternpräzession, die insbesondere die morphologische Änderung des Pulsprofils erklärt (Trümper *et al.* 1986), sind nur schwer mit dem Beobachtungsbefund konstanter Röntgenheizung des optischen Begleiters in Einklang zu bringen. Abb. 3.1 zeigt das Modell einer präzedierenden und verdrehten („*twisted*“) Akkretionsscheibe, deren Form durch die Rückstoßwirkung koronaler Winde entsteht (Schandl & Meyer 1994). Zur Erklärung der Pulsänderung im Rahmen der Akkretionsscheibenmodelle vgl. Kap. 3.6.

Das Röntgendoppelsternsystem Her X-1/HZ Her vereint Eigenschaften von massiven Röntgendoppelsternsystemen (HMXB) wie von *Low Mass*-Systemen (LMXB) auf sich (vgl. Kap. 2.2). Während die Masse von HZ Her und die Höhe  $z \approx 1500 \text{ pc}$  über der galaktischen Ebene das System den LMXB zuordnen, sind die Röntgenpulsation und das extrem starke Magnetfeld Charakteristika von HMXB. Sutantyo (1975, 1986) schlug ein Szenario vor, das das System als Endstadium der Entwicklung eines Doppelsternsystems mit anfänglichem extremem Massenverhältnis  $q \approx 8$  interpretiert. Demnach wurde nach einer *Common Envelope*-Phase (CE) der Neutronenstern durch AIC bei der Supernova-Explosion eines  $15 M_{\odot}$ -Sterns gebildet. Durch eine asymmetrische Explosion erhielt das System eine Geschwindigkeit von  $> 120 \text{ km/s}$ , die ausreicht, um innerhalb der Entwicklungszeit des Begleiters  $\tau_{\text{ev}}$  mehrere Oszillationen senkrecht zur galaktischen Ebene zu vollführen. Der jetzige Zustand des Systems stellt die verhältnismäßig kurze Phase des Beginns vom zweiten Massenübertrag dar. Diese Zeit  $\tau_{\text{ev}}$  ist ebenfalls ausreichend, um durch Tidenwechselwirkung den Doppelsternorbit zu zirkularisieren. Van den Heuvel (1994) zeigt, daß das CE-Szenario nur für Systeme mit  $M_1 > 15 M_{\odot}$  und  $M_2 > 1.2 M_{\odot}$  gültig ist und somit nicht für typische LMXB. Das große Alter des

Systems stellt weiterhin die Modellvorstellung vom spontanen Zerfall starker Magnetfelder in Frage (Lamb 1981; Kundt 1986).

Systemparameter			Referenz
Entfernung	$D$	5.95(5) kpc	Howarth & Wilson 1983
Zeitpunkt der oberen Kulmination (Bedeckungsmitte)	$T_{\pi/2}$	MJED 43804.519980(14)	Deeter <i>et al.</i> 1991
Orbitalperiode bei $T_{\pi/2}$	$P_{\text{orb}}$	1.700167720(14) d	Deeter <i>et al.</i> 1991
Änderung der Orbitalperiode	$\dot{P}_{\text{orb}}$	$-2.25(27) \cdot 10^{-8}$ d/yr	Deeter <i>et al.</i> 1991
projizierter Radius des Neutronensterns	$a_x \sin i$	13.1831(3) lt-s	Deeter <i>et al.</i> 1981
Orbitalgeschwindigkeit des Neutronensterns	$v_x \sin i$	169.049(4) km/s	Deeter <i>et al.</i> 1981
Bahnexzentrizität	$\epsilon$	$<1.3 \cdot 10^{-4}$ ( $3\sigma$ )	Wilson <i>et al.</i> 1994
Inklination des Doppelsternsystems	$i$	$83(4)^\circ$	Dennerl 1991
Bedeckungslänge im Röntgenlicht	$\theta_e$	$24.5(2)^\circ$	Deeter <i>et al.</i> 1981
Massenfunktion des Begleiters	$f(M_{\text{opt}})$	$0.8510(1) M_\odot$	Deeter <i>et al.</i> 1981
Masse des Neutronensterns	$M_x$	$1.5(3) M_\odot$	van Kerkwijk <i>et al.</i> 1995
Masse des Begleiters	$M_{\text{opt}}$	$2.3(2) M_\odot$	van Kerkwijk <i>et al.</i> 1995
Radius des Begleiters	$R_{\text{opt}}$	$4.0(3) R_\odot$	van Kerkwijk <i>et al.</i> 1995
Massenverhältnis $M_x/M_{\text{opt}}$	$q_x$	0.6(1)	van Kerkwijk <i>et al.</i> 1995
große Halbachse der Bahn	$a$	22(1) lt-s	
eff. Roche-Radius des Begleiters	$R_{L,\text{opt}}$	0.43 · a	
eff. Roche-Radius des Neutronensterns	$R_{L,x}$	0.34 · a	
Abstand von $L_1$ zum Neutronenstern	$d_{L1}$	0.44 · a	
Röntgenleuchtkraft in 2-35 keV für $D=6$ kpc	$L_x$	$3 \cdot 10^{37}$ erg/s	nach Choi <i>et al.</i> 1994b
Akkretionsrate	$\dot{m}_{\text{acc}}$	$1.6 \cdot 10^{-9} M_\odot/\text{yr}$	
Oberflächenfeldstärke	$B$	$3 \cdot 10^{12}$ Gauß	diese Arbeit
magnetisches Moment	$\mu$	$3 \cdot 10^{30}$ G·cm <sup>3</sup>	
Außenradius der Akkretionsscheibe	$r_{\text{disk,a}}$	$2 \cdot 10^{11}$ cm	Cheng <i>et al.</i> 1995
Innenradius der Akkretionsscheibe	$r_{\text{disk,i}}$	$10^8$ cm	Horn 1992
Korotationsradius	$r_{\text{co}}$	$1.5 \cdot 10^8$ cm	
halber Öffnungswinkel der Akkretionsscheibe	$\theta_{\text{disk}}$	$4.9(2)^\circ$	Howarth & Wilson 1983
mittl. Bahninklination der Akkretionsscheibe	$\alpha_{\text{disk}}$	$28(1)^\circ$	Howarth & Wilson 1983
mittlere Temperatur der Akkretionsscheibe	$T_{\text{disk}}$	$1.2 \cdot 10^4$ K	Howarth & Wilson 1983

Tabelle 3.1: Systemparameter von Her X-1/HZ Her. Bei modellabhängigen Größen wurden konservative Fehler angenommen. Bei Größen ohne Fehlerangabe sind diese nicht mitgeteilt. Parameter, die ohne Referenz aufgeführt sind, wurden abgeleitet.

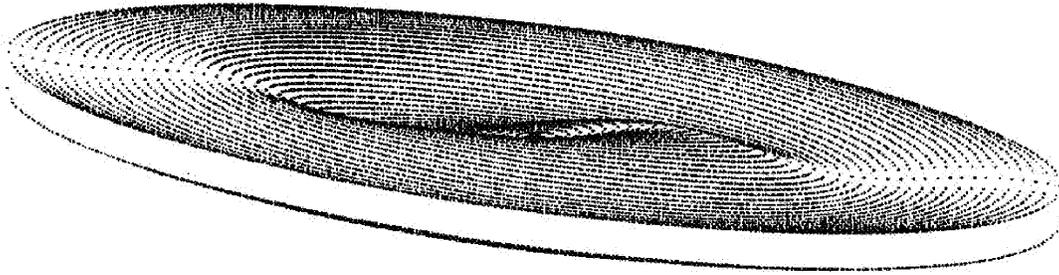


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der geneigten und verwundenen Akkretionsscheibe um Her X-1. Aus: Schandl & Meyer 1994.

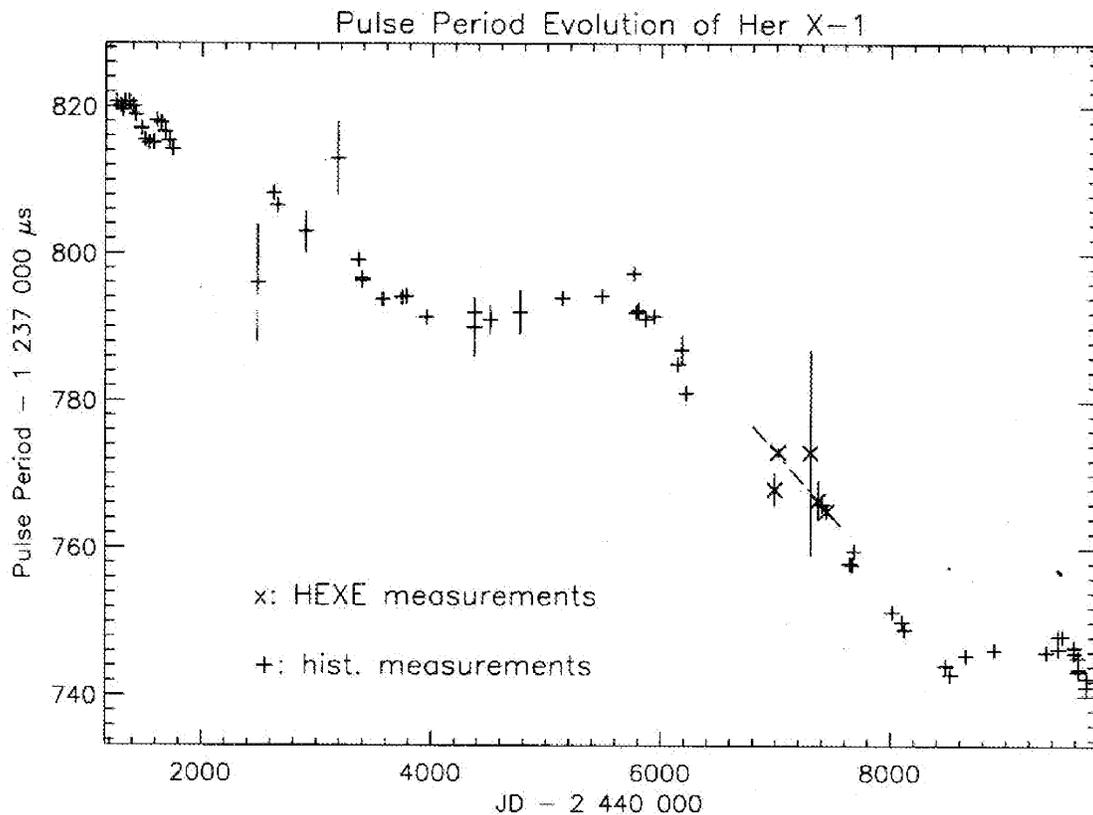


Abbildung 3.2: Die Pulsperiodenentwicklung von Her X-1. Dargestellt ist die von verschiedenen Instrumenten im Zeitraum von 1971-1995 bestimmte Pulsperiode als Funktion der Zeit. Die Darstellung basiert auf den Angaben in Anhang A3, wo Epoche, Instrument, Meßfehler und Referenz aufgeführt sind.

### 3.3 Optische Beobachtungen

Die Identifizierung des optischen Begleiters von Her X-1 erfolgte bereits kurz nach der Entdeckung der Röntgenquelle unabhängig durch Bahcall & Bahcall (1972) sowie Forman *et al.* (1972) aufgrund des Lichtwechsels mit der Orbitalperiode  $P_{\text{orb}}$ . HZ Her wurde bereits 1936 durch Hoffmeister (1941) als irregulärer Variabler klassifiziert.

Das System besitzt folgende äquatoriale Koordinaten:

$$\begin{aligned}\alpha(2000) &= 16^{\text{h}}57^{\text{m}}50^{\text{s}} \\ \delta(2000) &= +35^{\circ}20'33''\end{aligned}$$

Die photographische Helligkeit und die Farbe ändern sich im Orbit im Bereich  $m_{\text{pg}}=13.0\dots15.0$  bzw.  $U-B=0.3^{\text{m}}\dots-0.7^{\text{m}}$  (van Paradijs 1991b). Die Form der Orbitallichtkurve kann durch die Beiträge einer heißen Akkretionsscheibe und des Begleiters HZ Her reproduziert werden (Middleditch & Nelson 1976), wobei HZ Her durch Ausfüllen des *Roche Lobe* ellipsoidal deformiert und auf der Her X-1 zugewandten Seite durch Röntgenstrahlung aufgeheizt wird (vgl. Abb. 3.4).

Die dem Neutronenstern abgewandte Seite des Begleiters ist vom Spektraltyp A7 (Crampton 1974, Howarth & Wilson 1983) und weist eine Oberflächentemperatur von  $T=8100$  K auf. Da eine Eigenrotation nicht sphärisch symmetrischer Begleiter durch Tidenwirdung abgebremst wird, kann eine Korotation  $\Omega=1$  mit der Orbitalbewegung angenommen werden (Middleditch & Nelson 1976). Aus der Bedeckungsdauer im Röntgenlicht und der Massenfunktion  $q_x=0.6$  ergibt sich unter Verwendung von (Avni *et al.* 1976):

$$\frac{R_{\text{L,opt}}}{a} = f(q_x, \Omega) = \sqrt{\cos^2 i + \sin^2 i \cdot \sin^2 \theta_{\text{ecl}}} \quad (3.1)$$

die Inklination des Systems zu  $i=83(4)^\circ$  (Dennerl 1991).

Der Nachweis optischer Pulsationen mit der Röntgenpulsperiode  $P_p$  erfolgte durch Davidsen *et al.* (1972). Der gepulste Anteil im Optischen liegt breitbandig unterhalb  $PF < 0.1\%$ . Die Pulsation in atomaren Linien wie HeII und NIII, die v.a. durch dielektrische Rekombination entstehen, weist auf die Reprozessierung des primären Röntgenpulses in einem heißen Plasma hin (Middleditch & Nelson 1976). Middleditch & Nelson (1976) und Middleditch (1983) bestimmen hieraus die Masse des Neutronensterns, da die reprozessierten Pulse in der Akkretionsscheibe und der Photosphäre des Begleiters aufgrund der Orbitalbewegung mit  $K_{\text{opt}}=20$  km/s laufzeitmoduliert werden.

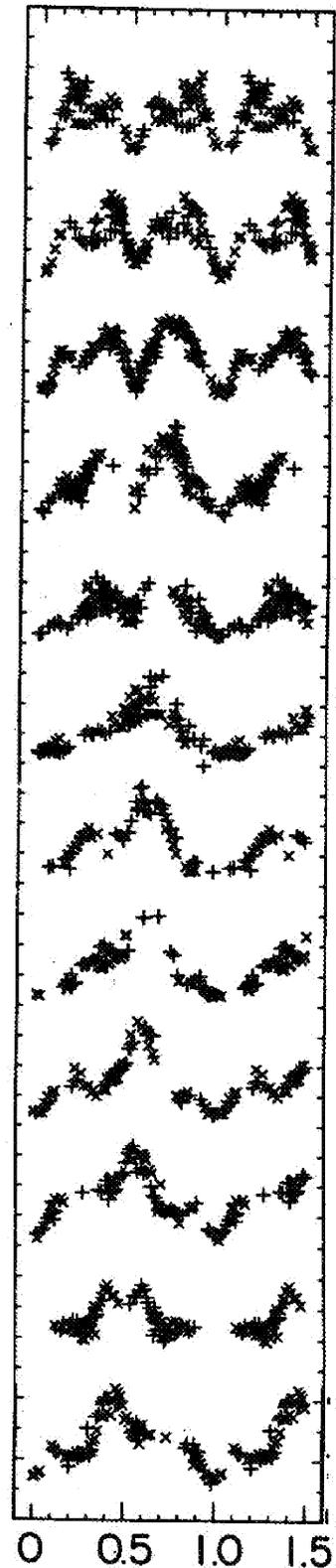


Abbildung 3.3: Die optische Lichtkurve als Funktion von Orbitalphase (von links nach rechts) und  $35^\circ$ -Phase (von oben nach unten). Aus Gerend & Boynton 1976.

Die Masse des Neutronensterns ergibt sich zu  $M_x \approx 1.5(3) M_\odot$ , die des optischen Begleiters unter Verwendung von  $q_x$  zu  $M_{\text{opt}} \approx 2.3(2) M_\odot$ . Dieser Wert ist in Einklang mit dem aus dem Spektraltyp des Begleiters HZ Her ermittelten Wert und klassifiziert Her X-1/HZ Her als *Low Mass X-Ray Binary*. Eine alternative Bestimmung der Neutronensternmasse erfolgt mittels der Analyse der Dopplermodulation von Resonanzlinien, die als Bahngeschwindigkeit des Begleiters interpretiert werden. Es ergibt sich  $M_x = 1.0(6) M_\odot$  (Hutchings *et al.* 1985). Dieser Wert muß allerdings mit Vorsicht betrachtet werden, da die intensive Röntgenheizung zu einer radialen Materieströmung führt (van Kerkwijk *et al.* 1995).

Detaillierte Untersuchungen der photometrischen Helligkeit  $F(t)$  ergaben, daß aufgrund der im Verlauf der  $35^{\text{d}}$ -Periode permanent beobachteten Röntgenheizung von HZ Her die intrinsische Röntgenleuchtkraft von Her X-1 weitgehend konstant ist (Gerend & Boynton 1976). Eine Modellierung von  $F(t)$  als Funktion von Orbital- und  $35^{\text{d}}$ -Phase  $F(\phi_{1.7}, \Psi_{35})$  erfordert neben dem konstanten *X-Ray Heating* eine präzedierende Akkretionsscheibe, die sowohl im optischen und UV-Bereich emittiert als auch zeitweilig den primären Röntgenstrahl aus der Sicht des Begleiters bedeckt. Aus der Fourieranalyse von  $F(t)$  ergibt sich eine retrograde Präzessionsbewegung der Akkretionsscheibe, d.h. im entgegengesetzten Sinne wie die Orbitalbewegung des Neutronensterns (Deeter *et al.* 1976).

Cheng *et al.* (1995) erhalten aus HST-Beobachtungen für die Akkretionsscheibe einen radialen Temperaturverlauf von  $10^7 \dots 10^4$  K und einen Außenradius von  $r_{\text{disk,a}} = 2 \cdot 10^{11}$  cm. Die Scheibendicke (halber Öffnungswinkel) wird mit  $\theta_{\text{disk}} = 4.9(2)^\circ$  angegeben, die Neigung gegen die Bahnebene des Systems mit  $\alpha_{\text{disk}} = 29(1)^\circ$ . Aus einer detaillierten Untersuchung des Scheibenspektrums ergibt sich eine Entfernung des Systems von  $D = 5.95(5)$  kpc (Howarth & Wilson 1983).

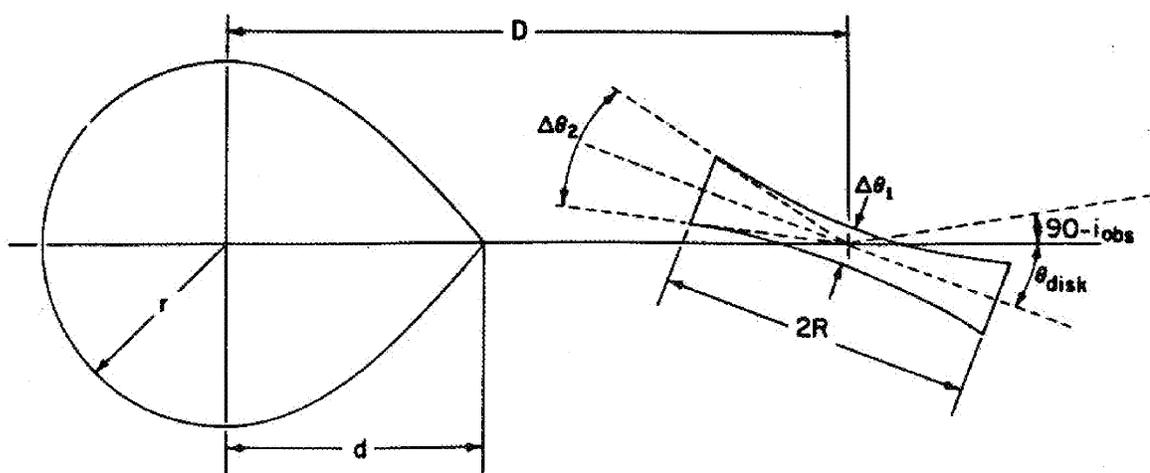


Abbildung 3.4: Schematische maßstäbliche Darstellung des Systems Her X-1/HZ Her für  $q=2$ , betrachtet aus einer Perspektive in der Bahnebene. Aus: Gerend & Boynton 1976.

### 3.4 Röntgenlichtkurve

Die Röntgenlichtkurve beschreibt die Variation des Röntgenflusses auf Zeitskalen  $\tau \gg P_p$ , d.h. die phasengemittelte Intensitätsvariation. Aus dem Maximum der Lichtkurve ergibt sich eine intrinsische Röntgenleuchtkraft  $L_x \approx 3 \cdot 10^{37}$  erg/s in 2-30 keV für eine Entfernung  $D=6$  kpc (nach Choi *et al.* 1994b). Die wesentlichen Beiträge zur Variation sind (a) die Orbitalvariation aufgrund der Bedeckung durch den optischen Begleiter, (b) die  $35^d$ -Variation, die mit der Bedeckung durch eine präzedierende Akkretionsscheibe befriedigend erklärt werden kann, sowie (c) durch den Akkretionsstrom verursachte *Dips* der beobachteten Röntgenintensität.

#### 3.4.1 Orbitallichtkurve

Der Nachweis von Intensitätsvariationen im Röntgenlicht mit einer Periode von 1.7 Tagen (Giacconi *et al.* 1973) erfolgte unmittelbar nach der Entdeckung von Her X-1 (Tananbaum *et al.* 1972) und wies auf den Doppelsterncharakter des Systems hin (vgl. Abb. 3.5). Während der Bedeckung durch den Begleiter sinkt die Intensität im harten Röntgenbereich  $E > 20$  keV auf unter 1% ( $2\sigma$ ) ab (Soong 1988), während im Energiebereich  $E = 0.1 \dots 1.0$  keV ein signifikanter residualer Fluß von 0.3% (Dennerl 1991) gemessen wird, der auf Streuung der primären Röntgenstrahlung an der Akkretionsscheibenkorona (ADC) und an einem ionisierten Wind in der Umgebung des Röntgendoppelsternsystems zurückgeführt wird (Choi *et al.* 1994b). Die mittlere Bedeckungsdauer währt im Mittel 5.5 Stunden, entsprechend einem *eclipse half angle*  $\theta_e = 24.5(2)^\circ$  (Nagase 1989). Aus der Inklination der Bahnebene  $i = 83^\circ$  und der großen Halbachse  $a = 22$  lt-s ergibt sich der mittlere Radius des optischen Begleiters zu  $R_{opt} = 4 \cdot R_\odot$ . Aus der Dauer des Bedeckungseintritts ergibt sich eine Skalenhöhe des absorbierenden Materials von  $3 \cdot 10^8$  cm in Einklang mit der Annahme einer hydrostatischen Atmosphäre von HZ Her (Leahy & Yoshida 1995) und der Annahme einer „punktförmigen“ Quelle der primären Röntgenstrahlung. Die Asymmetrie und Variation von Bedeckungseintritt und -austritt wird mit Absorption durch den Akkretionsstrom erklärt.

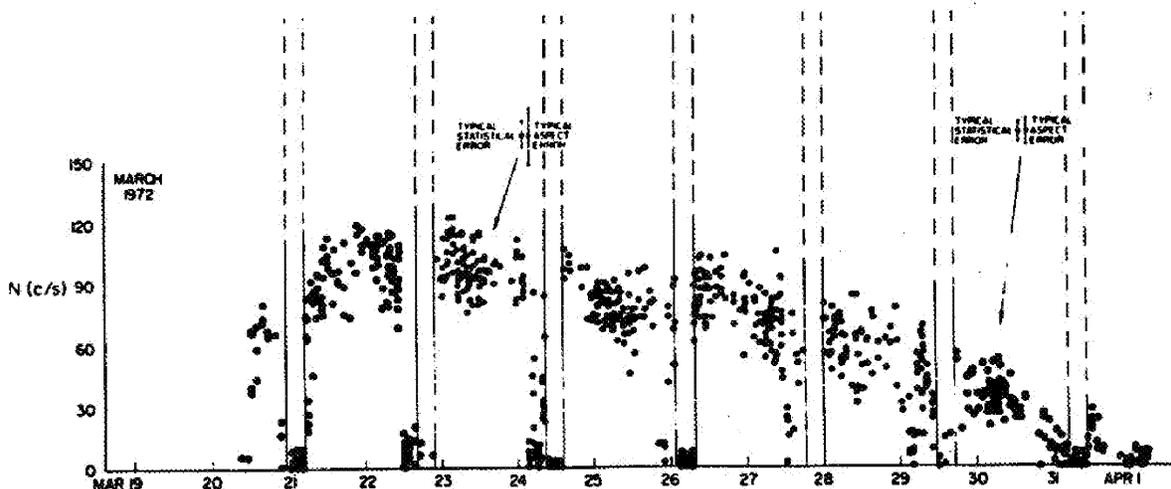


Abbildung 3.5: Die MainOn-Röntgenlichtkurve von Her X-1 in 2-6 keV. Die UHURU-Zählrate für die MainOn-Beobachtung vom März 1972. Erkennbar sind pre-eclipse dips sowie erratische Fluktuationen der Intensität auf Zeitskalen von Stunden. Die senkrechten Balken bezeichnen die formale Bedeckungsdauer durch den Begleiter. Die Bedeckungsmitten wurden mittels Doppleranalyse bestimmt. Aus: Giacconi *et al.* 1973.

### 3.4.2 Die 35<sup>d</sup>-Variation

Der Röntgenfluß von Her X-1 variiert auf einer Zeitskala von 35 Tagen, wobei drei Zustände identifizierbar sind: *MainOn*, *ShortOn* und *Low State*. Während des *MainOn*-Zustandes erreicht die Röntgenleuchtkraft ihren maximalen Wert von  $L_x=3 \cdot 10^{37}$  erg/s (in 2-35 keV). Die Intensitätszunahme am Beginn des *MainOn* (sgn. *Turn-On*) erfolgt im weichen Röntgenbereich auf einer Zeitskala von  $\tau < 12^h$  und im harten Röntgenbereich mit  $\tau \approx 2^d$ . Die maximale Leuchtkraft wird für bis zu sechs Tage beobachtet, wobei sowohl die Dauer als auch der Maximalwert der Plateauphase für individuelle *MainOn* geringer sein können. Dies ist qualitativ in Abb. 3.7 erkennbar, wo der gepulsten Fluß von Her X-1 oberhalb 30 keV qualitativ dargestellt ist. Im sich an das Plateau anschließenden *Decline* von typisch 5 Tagen Dauer nimmt die Röntgenleuchtkraft in allen Energiebändern stetig ab. Individuelle *ShortOn*-Zustände variieren ebenfalls sowohl in der Dauer als auch in der Intensität, die im harten Röntgenbereich zwischen 20% und 5% der *MainOn*-Intensität erreicht (Soong *et al.* 1990). Der *Low State* der Quelle zwischen *MainOn* und *ShortOn* weist im Energiebereich 2-30 keV ca. 4% der *MainOn*-Intensität auf (Mihara *et al.* 1991, Choi *et al.* 1994c).

Die 35<sup>d</sup>-Variation von Her X-1 weist keine strenge Periodizität auf. Vielmehr kann der Abstand sukzessiver *Turn-On*-Epochen um typisch einen Tag von der mittleren 35<sup>d</sup>-Periode abweichen. Der *Turn-On*  $\Psi=0$  der 35<sup>d</sup>-Phase  $\Psi$  wird vorzugsweise zu den Orbitalphasen  $\Phi=0.2$  und  $\Phi=0.7$  beobachtet und legt eine Kopplung (*lock in*) mit der Orbitalperiode  $P_{orb}$  nahe. Staubert, Bezler & Kendziorra (1983) beschreiben dieses Verhalten phänomenologisch durch einen *Random Walk*-Prozess, bei dem die Periodendauer der 35<sup>d</sup>-Phase  $\bar{P}_{35}=20.5 \cdot P_{orb}$  ist und die Abstände sukzessiver *Turn-On*-Epochen  $\Delta t$  das 20-, 20½- oder 21-fache der Orbitalperiode  $P_{orb}$  betragen. BATSE-Beobachtungen bestätigen diesen Ansatz (Wilson *et al.* 1994).

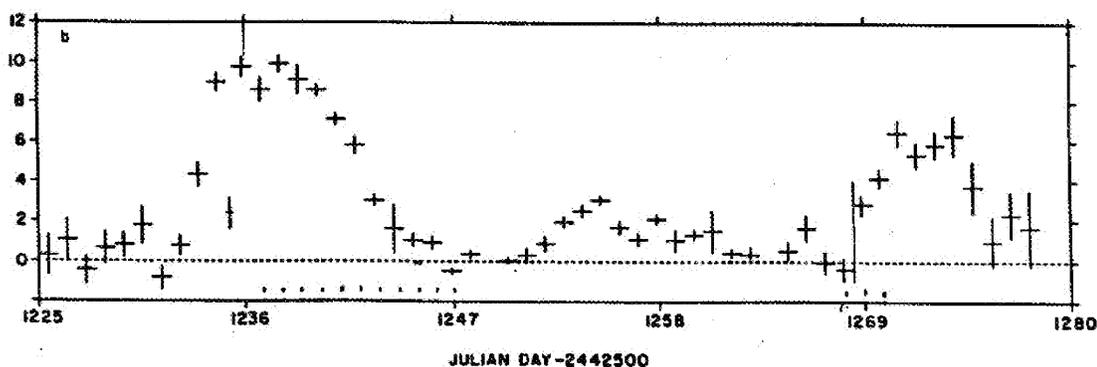


Abbildung 3.6: Die 35<sup>d</sup>-Lichtkurve von Her X-1 in 13-80 keV. Die HEAO-1 A4-Zählraten als Funktion der Zeit illustrieren die verschiedenen Phasen der 35<sup>d</sup>-Variation. Zwei *MainOn*-Zustände unterschiedlicher Intensität und Dauer, ein *ShortOn*-Zustand sowie der *Low State* sind erkennbar (vgl. Text). Aus: Gorecki *et al.* 1982.

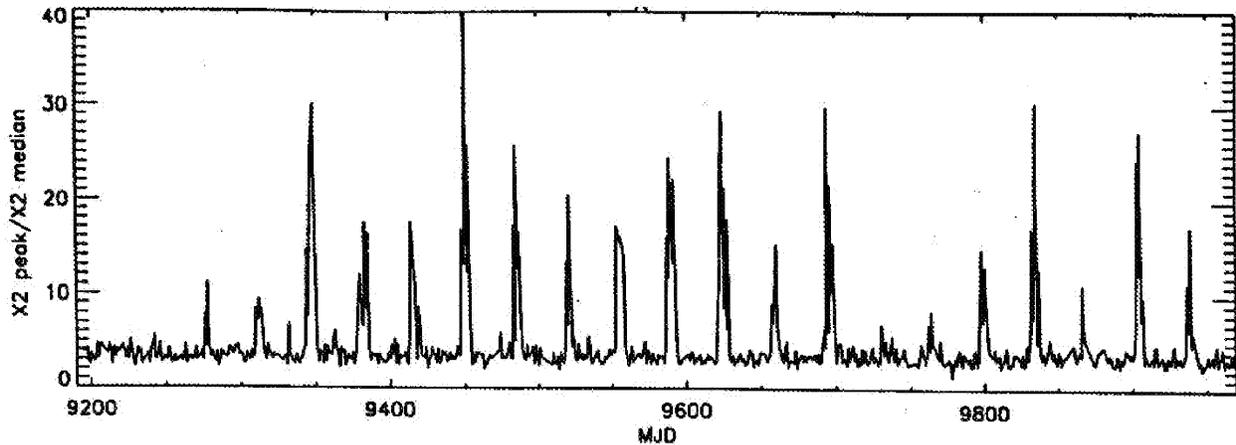


Abbildung 3.7: Der gepulste Fluss von Her X-1 in 30-100 keV als Funktion der Zeit. Darstellung der Tagesdaten des Pulsed Source Search (PSS) durch GRO-BATSE. Eine Auswertung erfolgte mit freundlicher Genehmigung durch R. Wilson (1995).

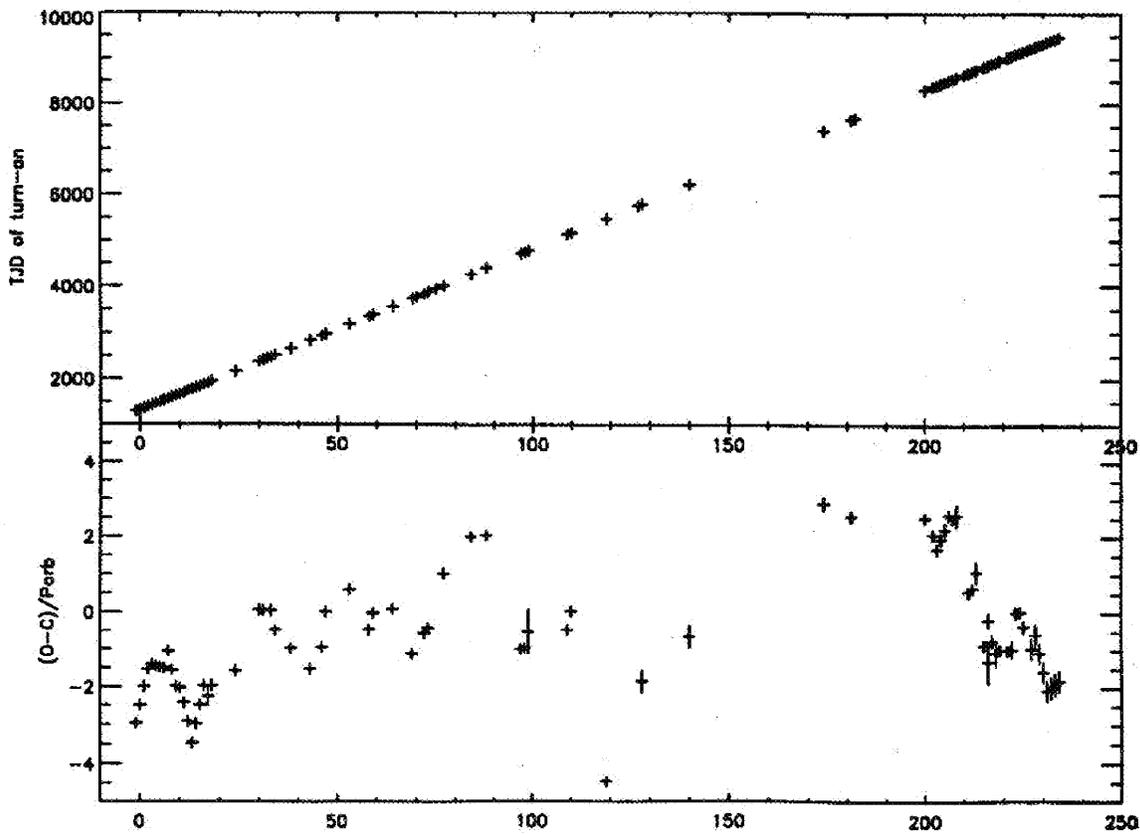


Abbildung 3.8: Die Turn-On-Epochen des 35<sup>d</sup>-Zyklus. Als Funktion der Zyklusnummer  $M$  sind der Zeitpunkt  $T(M)$  in JD-2440000 (oben) sowie die Residuen  $(O-C)/P_{\text{orb}}$  gegenüber  $\bar{T}(M)$  dargestellt (vgl. Text). Die Daten sind in Anhang A4 tabelliert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die veröffentlichten *Turn-On*-Epochen  $T(M)$  anhand von verfügbaren Lichtkurven verifiziert, da insbesondere die Definition des *Turn-On* und dessen Phasenlage unterschiedlich gehandhabt wird. Die Zusammenstellung der Ergebnisse findet sich in Anhang A4. Die Residuen *O-C* der beobachteten *Turn-On* im Zeitraum von ca. 20 Jahren gegenüber einer konstanten „Uhr“ mit  $\bar{T}(M)=T(M=0)+20.5 \cdot P_{\text{orb}}$  ist in Abb. 3.8 dargestellt. Die mittlere säkulare Periode  $P_{35}$  stimmt hervorragend mit  $\bar{P}_{35}=20.5 \cdot P_{\text{orb}}$  überein und bestätigt die Kopplung der 35<sup>d</sup>-Periode mit der Orbitalperiode. Untersuchungen zur Phasenstabilität der 35<sup>d</sup>-Uhr finden sich bei Boynton *et al.* (1980), Ögelman (1987) und Baykal *et al.* (1993).

Ein Hinweis darauf, daß die 35<sup>d</sup>-Variation des Röntgenflusses durch die Akkretionsscheibe verursacht ist, gibt die Korrelation der *O-C*-Residuen mit den *pre-eclipse dips* sowie der photometrischen Helligkeit (Boynton *et al.* 1980). Die Korrelation von  $L_x$  und  $\dot{P}_p$  in BATSE-Beobachtungen schließt allerdings aus, daß die 35<sup>d</sup>-Variation im Röntgenfluß ausschließlich durch die Akkretionsscheibenbedeckung verursacht wird (Wilson *et al.* 1994).

### 3.4.3 Dipping

In Abb. 3.5 sind Einbrüche der Röntgenintensität erkennbar, die vor der Bedeckung durch den Begleiter erfolgen und mit fortschreitender 35<sup>d</sup>-Phase  $\Psi$  in der Orbitallichtkurve zu früheren Zeiten wandern. Diese *Pre-Eclipse Dips* folgen im Abstand  $\Delta t_d=1.62$  d aufeinander. In guter Näherung ist

$$\frac{1}{\Delta t_d} = \frac{1}{P_{\text{orb}}} + \frac{1}{P_{35}} \quad (3.2)$$

Im Modell der präzedierenden Akkretionsscheibe entspricht das Intervall  $\Delta t_d$  einer definierten Winkelkonfiguration von Neutronenstern, Begleiter und einem Punkt auf der Akkretionsscheibe (Gerend & Boynton 1976). Die *Pre-Eclipse Dips* werden wie sporadisch auftretende *Anomalous Dips* mit Absorption durch kaltes Material im Akkretionsstrom erklärt.

## 3.5 Röntgenspektrum

### 3.5.1 Phasengemittelttes Röntgenspektrum

Das phasengemittelte Spektrum von Her X-1 entspricht dem kanonischen Spektrum akkretierender Röntgenpulsare (White, Swank & Holt 1983). Es wird beschrieben mittels (a) einer durch Wasserstoffabsorption modifizierten Schwarzkörperemission für  $E < 1$  keV, (b) einem nichtthermischen Verlauf im Bereich  $E=1 \dots 20$  keV und (c) einem exponentiell abfallenden Spektrum im harten Röntgenbereich  $E > 20$  keV. Dem Kontinuum sind eine Fluoreszenzlinie hochionisierten Eisens sowie eine Zyklotronresonanzlinie bei  $E_c \approx 35$  keV aufgeprägt.

Aus EINSTEIN-Beobachtungen leiten Vrtilik & Halpern (1985) für das *MainOn*-Spektrum bei Energien  $E < 1$  keV eine Schwarzkörpertemperatur von  $kT=0.12(1)$  keV – entsprechend  $10^6$  K – sowie eine intrinsische Wasserstoffsäulendichte  $N_H=9(1) \cdot 10^{19}$  cm<sup>-2</sup> ab. Die Emissivität des Schwarzkörpers entspricht einer effektiven Fläche  $A_{\text{BB}} \approx 10^{15}$  cm<sup>2</sup>, die Entstehung wird durch Reprozessierung der primären Röntgenstrahlung des Neutronensterns an der Magnetopause gedeutet. Der nichtthermische Verlauf im Bereich 1-20 keV kann durch ein Potenzgesetz mit Photonenindex  $\alpha=0.93$  beschrieben werden (McCray *et al.* 1982, Vrtilik *et al.* 1991, Choi *et al.* 1994a), das bei Energien  $E > E_{\text{tum}} \approx 20$  keV einen exponentiellen Verlauf annimmt (Pravdo *et*

al. 1978, Voges *et al.* 1982, Soong *et al.* 1990). In der Literatur werden verschiedene funktionale Formen verwendet (siehe Anhang A1), die aufgrund der geringen Energieauflösung der Instrumente nicht unterscheidbar sind. Für eine Funktion der Form  $E^{-1} \cdot \exp(E/E_t)$  ergibt sich  $E_t = 10$  keV (diese Arbeit). Die Lage des *Turnover*  $E_t$  wird unterschiedlich gedeutet. Mészáros (1987) erhält in Modellrechnungen für *comptonisierte* Spektren einen *Turnover* bei der Plasmatemperatur  $E_t \approx kT$ . Boldt *et al.* (1976) führten erstmals den exponentiellen Abfall auf den Effekt anisotroper Thomsonstreuung im magnetisierten Plasma zurück. Den Zusammenhang mit der Magnetfeldstärke stellen ebenfalls Makishima & Mihara (1992) her, die eine empirische Korrelation  $E_c \sim 1.8 \cdot E_t$  aus der Analyse mehrerer Röntgenpulsare erhalten (vgl. Kap. 2.3). Die Intensität der Eisen-Fluoreszenzlinie  $\text{Fe}_{K\alpha}$  bei  $E_c = 6.38$  keV beträgt im *MainOn*  $I_G = 7(1) \cdot 10^{-3}$  Photonen/( $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ ), sie trägt damit ca. 10% der Leuchtkraft im weichen Röntgenbereich bei (Kahabka 1987). Die Temperatur des heißen Plasmas, das durch die primäre Röntgenstrahlung aufgeheizt wird, läßt sich aus dem Ionisationszustand des Eisens,  $\text{FeXXI}$ - $\text{FeXXV}$ , zu  $T \approx 2 \cdot 10^7$  K abschätzen. Das Plasma wird in der Akkretionsscheibenkorona (ADC) lokalisiert (Bai 1980, Kahabka 1987). Mihara *et al.* (1991) geben die Breite und Äquivalentbreite der Linie mit  $\text{FWHM} = 1.2$  keV und  $\text{EW} = 0.24$  keV an. Im exponentiellen Verlauf des Spektrums von Her X-1 konnte erstmals eine Zyklotronresonanzlinie nachgewiesen werden (Trümper *et al.* 1978). Nachdem die Beobachtungsbefunde für mehrere akkretierende Röntgenpulsare (Makishima & Mihara 1992) und Strahlungstransportrechnungen (Alexander & Mészáros 1991a) die Vorstellung einer Absorptionslinie bei  $E_c \approx 35$  keV bevorzugen, wird im Rahmen dieser Arbeit erstmals eindeutig zurückgewiesen, daß es sich um eine Emissionslinie handelt. Das Oberflächenmagnetfeld hat demnach eine Stärke von  $B \approx 3 \cdot 10^{12}$  Gauß. Die Beobachtung einer Harmonischen der Zyklotronlinie durch Trümper *et al.* (1978) konnte bislang nicht bestätigt werden. Eine detaillierte Darstellung und Diskussion der bisherigen Messungen wird in Kap. 7 vorgenommen.

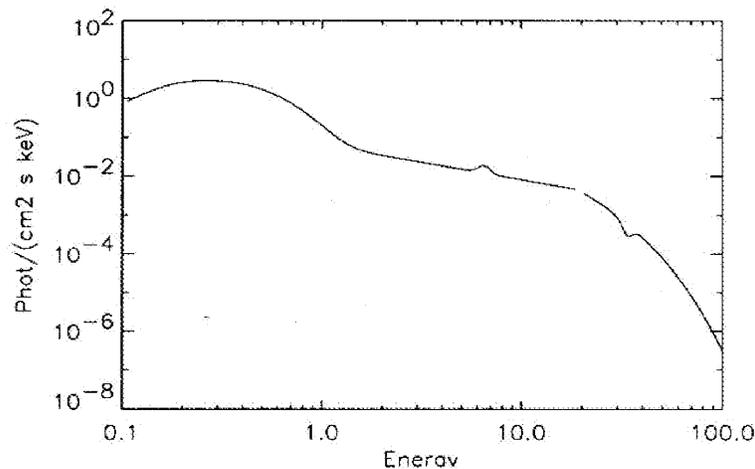


Abbildung 3.9: Das phasengemittelte differentielle Photonenspektrum im *MainOn*-Zustand. Dargestellt sind im Energiebereich von 0.1...100 keV die Kontinuumbeiträge durch eine thermische Komponente ( $kT = 0.12$  keV, Vrtilik & Halpern 1985), den nichtthermischen Verlauf ( $E = 1..20$  keV,  $\alpha = 0.93$ , Choi *et al.* 1994c) und den exponentiellen Turnover für  $E > 20$  keV ( $E_t = 10.7$  keV, diese Arbeit). Die wesentlichen Linienbeiträge sind die Eisenfluoreszenz bei 6.4 keV (Mihara *et al.* 1991) und die Zyklotronabsorptionslinie bei  $E_c \approx 34$  keV (diese Arbeit). Für Details siehe Text. Die Darstellung des Verlaufs bei 20 keV ist modellabhängig.

Die Einzelbeiträge zum intrinsischen Spektrum variieren als Funktion der 35<sup>d</sup>-Phase. Die Beobachtungen im Hochenergiebereich sind konsistent mit einem in den Kontinuumparametern konstanten und lediglich in der Gesamtintensität variierenden Spektrum (Voges 1984, Soong 1988). Diese Variation ist kann zufriedenstellend mit einer Bedeckung durch kalte Materie erklärt werden. Ein Nachweis der Zyklotronresonanzlinie gelang bisher nur im *MainOn*. Das Spektrum des nichtthermischen Bereiches  $E=1...20$  keV kann für den *Low State* durch partielle Bedeckung des intrinsischen Potenzgesetz-Verlaufes mit einem *Covering Factor*  $f=0.9$  reproduziert werden (Vrtilek & Halpern 1985, Vrtilek *et al.* 1994). Das absorbierende Material weist dabei eine Säulendichte von  $N_H \approx 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  auf.

Die Eisenfluoreszenzlinie wurde sowohl im *ShortOn* als auch im *Low State* signifikant nachgewiesen (Pravdo *et al.* 1978, Kahabka 1987). Ihre Intensitätsvariation mit der 35<sup>d</sup>-Phase ist proportional zum Röntgenkontinuumfluß und kann mit der geometrischen Bedeckung durch die Akkretionsscheibe zufriedenstellend erklärt werden (Choi *et al.* 1994c). Die mit ca. 2 Tagen Verzögerung gegenüber der integralen Röntgenleuchtkraft abnehmende Intensität bestätigt die Annahme eines ausgedehnten Emissionsgebietes (Kahabka 1987).

### 3.5.2 Pulsphasenvariation

Die Variation des Röntgenspektrums mit der Pulsphase im Energiebereich von  $10^1...10^2$  keV erlaubt Rückschlüsse auf die Bedingungen, unter denen die primäre Röntgenstrahlung vom *hot spot* emittiert und z.T. in der Umgebung des Neutronensterns reprozessiert wird. Pravdo *et al.* (1978) wiesen bei Her X-1 erstmals die signifikante Variation eines Röntgenpulsarspektrums mit der Pulsphase nach. Das Spektrum in 2-20 keV ist im Bereich des Pulsmaximums wesentlich härter (*Spectral Pulse*), der Photonenindex  $\alpha$  nimmt Werte zwischen 0.4 und 1.2 an (vgl. Abb. 3.10). Die Lage des *Turnover*  $E_t$  zum exponentiellen Verlauf ist verträglich mit einem konstanten Wert (Pravdo *et al.* 1978, Soong *et al.* 1990), ebenso die Faltungenergie  $E_f$  bei Wahl des geeigneten Modells (diese Arbeit).

Die Variation von Parametern der Zyklotronresonanzlinie wurde von Gruber *et al.* (1980) berichtet und durch Beobachtungen mit der Ballon-HEXE etabliert (Voges *et al.* 1982). Die Linienlage variiert signifikant, wobei die Amplitude der Variation sowie die Phasenlage bezüglich des Pulses davon abhängen, ob ein Absorptions- oder Emissionsmodell angenommen wurde. Die relative Linienamplitude (bezüglich der Kontinuumintensität) ist nicht mit einem konstanten Wert verträglich (diese Arbeit). Die Pulsphasenvariation der Zyklotronresonanzlinie wird in Kap. 8 ausführlich diskutiert.

Die Intensität der thermischen Röntgenemission bei  $E < 1$  keV variiert ebenfalls mit der Pulsphase, wobei eine Phasenverschiebung von  $\Delta\phi=240^\circ$  gegenüber dem Hochenergiepuls beobachtet wird (McCray *et al.* 1982). Dieser Effekt wird auf Laufzeitunterschiede bei der Reprozessierung der primären Röntgenstrahlung an der Akkretionsscheibenkorona (ADC) zurückgeführt. Der Eisenlinienfluß variiert ebenfalls signifikant mit der Pulsphase. Das Maximum weist hierbei dieselbe Phasenverschiebung gegenüber dem Hochenergiepuls wie der Schwarzkörperbeitrag bei  $E < 1$  keV (s.o.) auf und läßt auf einen gemeinsamen Ursprung schließen. Choi *et al.* (1994b) diskutieren die möglichen Ursprungsorte.

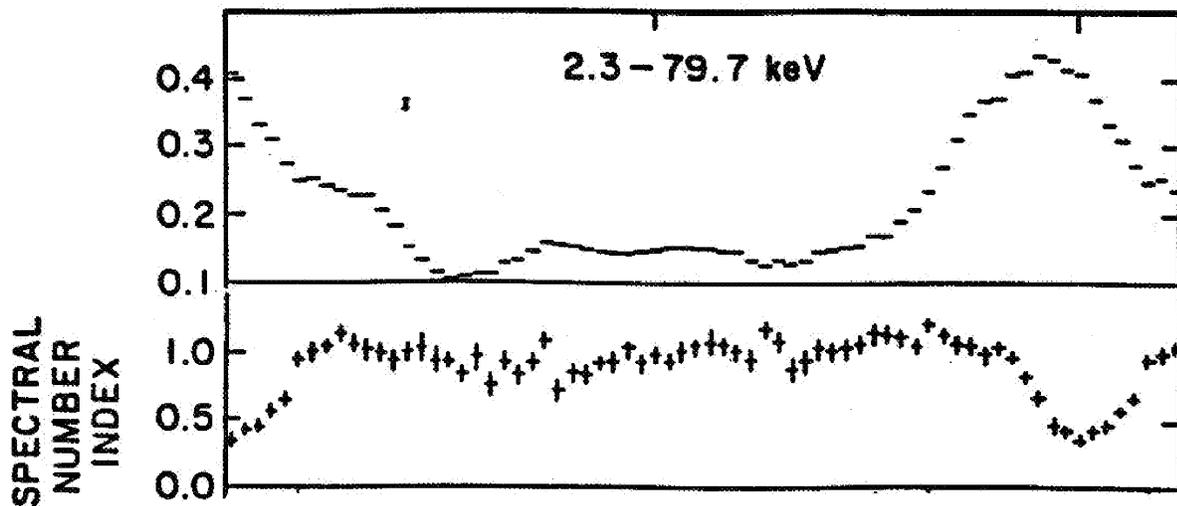


Abbildung 3.10: Die Pulsphasenvariation des Photonenindex  $\alpha$ . Aus: Pravdo et al. 1978.

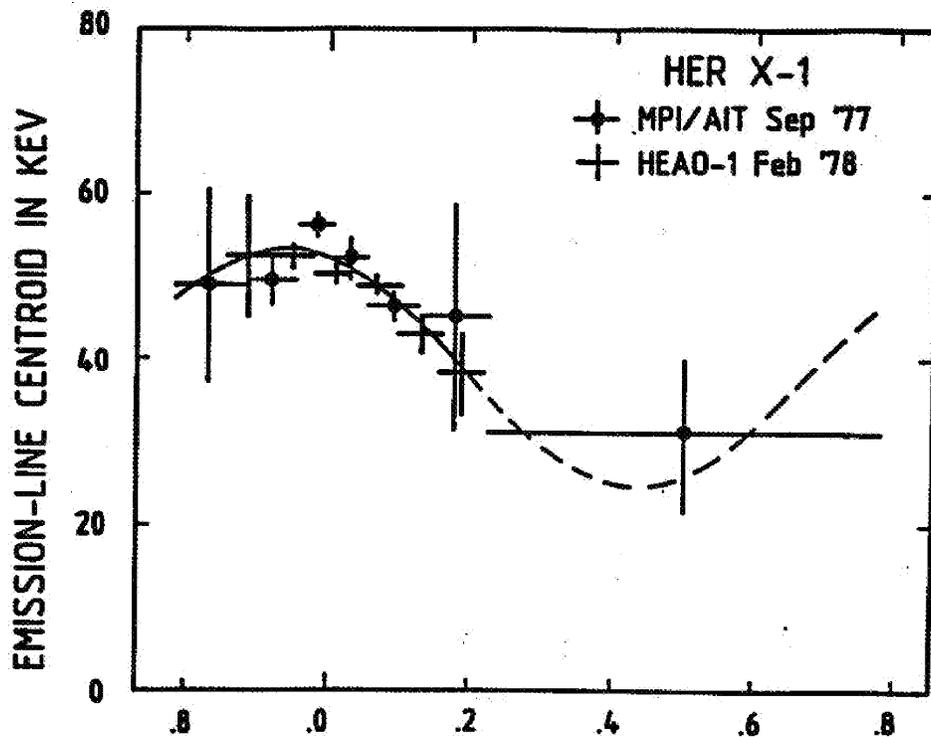


Abbildung 3.11: Die Pulsphasenvariation der Zyklotronresonanzenergie  $E_c$ . Hierbei wurde von den Autoren angenommen, daß die Linie in Emission vorliegt. Aus: Voges et al. 1982.

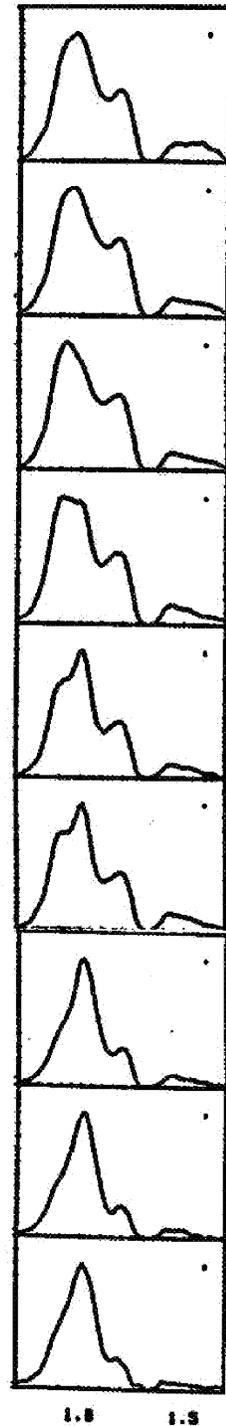
### 3.6 Pulsprofil

Das Pulsprofil von Her X-1 ist von der Energie und der  $35^d$ -Phase abhängig. Es erlaubt Rückschlüsse auf die Emissionscharakteristik, insbesondere deren Energie- und Zeitabhängigkeit. Diskutiert werden Modelle, bei denen die Anteile am Gesamtsignal durch zwei Polkappen bzw. den *pencil* und *fan beam* beigetragen werden. Relevant sind hierfür die Anisotropie der Emissionscharakteristik, die Multipolarität des Magnetfeldes und die allgemeinrelativistische Lichtablenkung.

#### 3.6.1 MainOn-Pulsprofil

Das *MainOn*-Pulsprofil hat im gesamten Energiebereich von  $10^0 \dots 10^2$  keV eine charakteristische Gestalt (vgl. Abb. 3.12, 3.13). Der asymmetrische Hauptpuls weist einen Haupt- und einen Nebenpeak auf, deren Breiten und relative Intensität von der Quantenenergie abhängen (Abb. 3.12). Die Sockelbreite des Hauptpulses nimmt mit zunehmender Energie von  $\sim 60\%$  auf  $\sim 40\%$  der Pulsperiode ab (Kunz 1996). Der ungepulste Beitrag zum Gesamtsignal geht mit zunehmender Energie gegen Null, so daß der gepulste Anteil *PF* von  $\sim 60\%$  bis  $100\%$  steigt (Abb. 6.20). Die steilen Pulsflanken bestätigen die Annahme eines Emissionsgebietes mit einer Ausdehnung  $c \cdot \Delta t < 0.1$  lt-s, d.h. die Kontinuummmission bei  $E > 1$  keV ist nicht reprozediert, sondern reflektiert die anisotrope Emissionscharakteristik des (der) *hot spots* (Choi *et al.* 1994a). Allerdings kann auch die allgemeinrelativistische Lichtablenkung im Gravitationsfeld des Neutronensterns u.U. solche scharfen Strukturen im Pulsprofil reproduzieren (Riffert *et al.* 1993). Die Analyse des Zwischenenpulses (*Interpulse*, *Secondary Peak*) ist aufgrund der geringen Amplitude im *MainOn* beobachtungsbegrenzt. Er weist jedoch insbesondere im *ShortOn* (s.u.) dieselbe Form wie der Hauptpuls auf. Zur Notation vgl. Abb. 6.26, Tab. 6.9.

*Abbildung 3.12: Das MainOn-Pulsprofil von Her X-1 im Energiebereich 1-23 keV. Von oben nach unten sind die (auf das Maximum der Amplitude normierten) EXOSAT-Pulsprofile in den Energieintervallen 0.9-1.9-3.9-6.0-8.3-11-13-17-20-23 keV dargestellt. Aus: Kahabka 1987.*



Unter der Annahme, daß die Emissionscharakteristik axialsymmetrisch bezüglich der Achse des magnetischen Dipolfeldes ist, ergibt sich ein spiegelsymmetrisches Pulsprofil. Das Pulsprofil von Her X-1 kann als Superposition der (phasenverschobenen) Beiträge zweier Polkappen aufgefaßt werden (siehe Kap. 7.2). Alternative Modelle beinhalten die teilweise Absorption eines symmetrischen Pulses (Pravdo *et al.* 1978) oder die Superposition von *pencil* und *fan beam*-Beiträgen (White, Swank & Holt 1983). Angesichts der Komplexität des Strahlungstransfers in magnetisierten Plasmen kann jedoch bislang keines der Modelle ausgeschlossen werden (vgl. Kap. 2.6).

Das Pulsprofil im Energiebereich  $E < 1$  keV des Schwarzkörperspektrums ist breit und sinusoidal, der gepulste Anteil liegt bei  $PF < 40\%$ . Die Phase ist gegenüber dem Maximum des harten Pulses um  $240^\circ$  nach hinten verschoben. Dies ist im Einklang mit der ursprünglichen Vorstellung, daß die Phasenverschiebung und Verschmierung des Pulses durch Laufzeiteffekte bei der Reprozessierung des primären Röntgenpulses verursacht wird (McCray *et al.* 1982). Die Eisenfluoreszenzlinie weist einen gepulsten Anteil  $PF \approx 50\%$  auf (Choi *et al.* 1994a). Die Phasenverschiebung gegenüber dem Maximum des harten Pulses entspricht jener des Pulses bei  $E < 1$  keV.

### 3.6.2 $35^d$ -Variation

Die markantesten Änderungen des Pulsprofils mit der  $35^d$ -Phase sind die Abnahme der Pulsbreite im *Decline* des *MainOn* sowie die größere Amplitude des Zwischenpulses im *ShortOn*. Diese Effekte motivierten ursprünglich das Modell des frei präzedierenden Neutronensterns (Staubert *et al.* 1979, Trümper *et al.* 1986).

Das Pulsprofil zeigt im Verlauf des *MainOn* folgendes Verhalten: vom *Turn-On* bis zum Ende der Plateauphase ist die Sockelbreite bei allen Energien konstant (vgl. Abb. 3.14). Während die Zunahme der Pulsamplitude bei konstanter Breite in allen Energiebändern während des *Turn-On* konsistent mit dem Modell abnehmender Absorption durch die Akkretionsscheibe ist (Parmar *et al.* 1980), kann die Abnahme der Sockelbreite im *Decline* nicht durch Absorption erklärt werden. Diese Verschmälerung ist Gruber *et al.* (1980), Bai (1981) und Scott (1993) zufolge auf die Entwicklung der linken (*leading*) Pulsflanke zurückzuführen, die von einer konvexen in eine konkave Form übergeht (vgl. Abb. 3.13). Gruber *et al.* (1980) berichten von einer singulären Beobachtung, wo im *Decline* ein rapider Übergang zu einer Pulsform entsprechend der des *ShortOn* erfolgt. Ohashi *et al.* (1984) beobachten im *Decline* den Übergang von der typischen komplexen Pulsform zu einem sinusförmigen Puls. Eine Zusammenstellung und Analyse der Pulsbreiten als Funktion der  $35^d$ -Phase findet sich bei Kunz (1996).

Das Pulsprofil von Her X-1 während des *ShortOn* weist eine Doppelpulsstruktur auf (u.a. Forman *et al.* 1978, Staubert *et al.* 1979, Trümper *et al.* 1986, Scott 1993). Haupt- und Nebenpuls sind dem *MainOn*-Hauptpuls in der Struktur ähnlich, ihre Amplituden sind im Unterschied zum *MainOn* vergleichbar groß.

Beide Änderungen der Pulsstruktur sind nicht durch einen Bedeckungsmechanismus zu erklären. Das Modell eines frei präzedierenden Neutronensterns wurde von Brecher (1972) vorgeschlagen. Diese Präzession führt auch bei konstanter Emissionscharakteristik eines *pencil beam* im Verlauf der  $35^d$ -Periode zu einer Variation des Röntgenflusses und des *duty cycle* in Beobachterrichtung. Das *ShortOn*-Pulsprofil wird hier durch den Beitrag der zweiten Polkappe dominiert. Eine Vielzahl von anderen Beobachtungsbefunden, insbesondere die Variation der optischen Lichtkurve (s.o.) und das *Dipping*, kann allerdings nur durch die Existenz einer Akkretionsscheibe zufriedenstellend erklärt werden. Im Lichte vieler Beobachtungen und theoretischer Untersuchungen wird das Modell einer präzedierenden Akkretionsscheibe favorisiert. Unter der Annahme, daß diese außerdem geneigt und verwunden (*twisted disk*) ist (Schandl & Meyer 1994), variieren Form und effektive Fläche der Wechselwirkungszone zwischen Scheibe und Magnetfeld. Da durch *magnetic channeling* diese Zone auf die Polkappe des Neutronensterns abgebildet wird (Basko & Sunyaev 1976), sind die beobachteten Pulsformvariationen auch im Rahmen dieses Modells zu begründen.

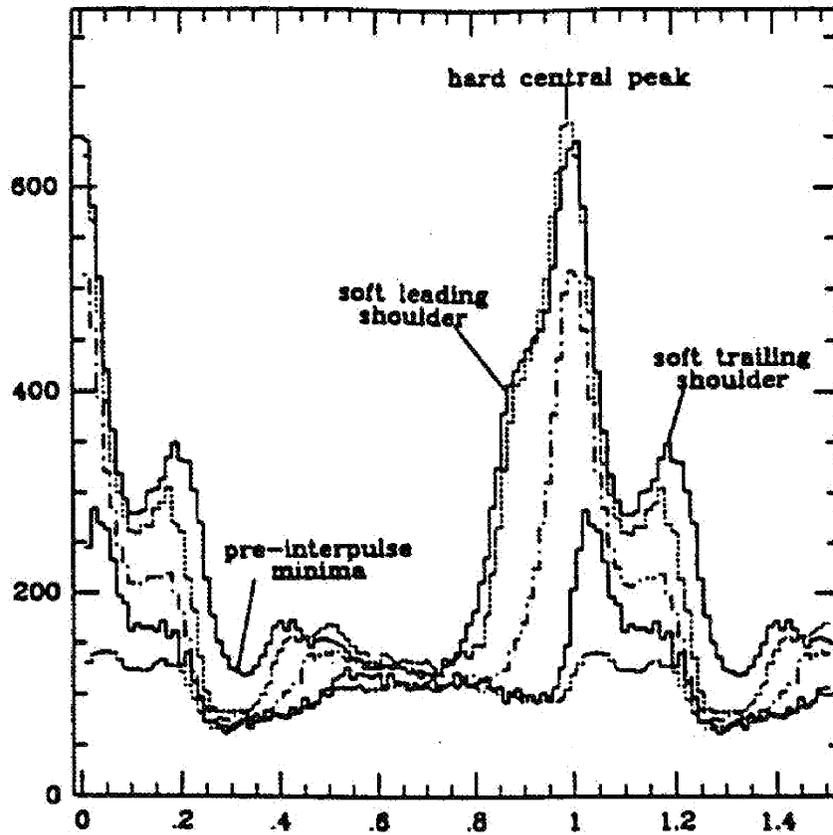


Abbildung 3.13: Die Änderung des Pulsprofils in 9.3-14 keV mit der  $35^d$ -Phase. Dargestellt sind GINGA-Pulsprofile für verschiedene Werte von  $\Psi$  im Verlauf des MainOn. (Scott 1993)

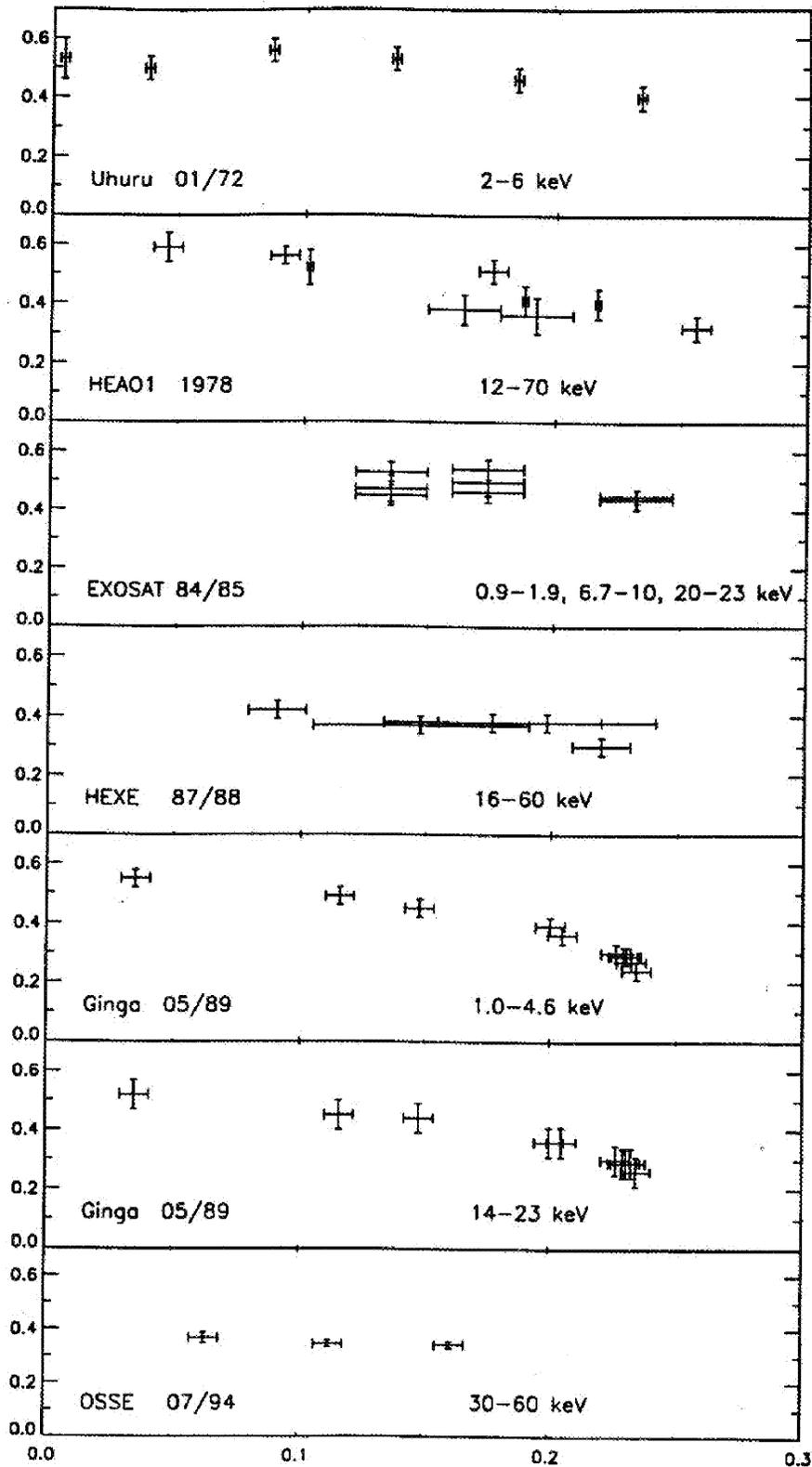


Abbildung 3.14: Die Sockelbreite des Hauptpulses als Funktion der 35<sup>d</sup>-Phase. Ihre Entwicklung ist in chronologischer Anordnung für Beobachtungen in verschiedenen Energiebereichen dargestellt (Kunz 1996).



## 4 Der Hochenergie-Röntgendetektor

### HEXE (*High Energy X-Ray Experiment*)

Die vorliegende Arbeit basiert auf Beobachtungen mit dem HEXE-Instrument. In diesem Kapitel wird der Hochenergie-Röntgendetektor HEXE vorgestellt, der sich als eines von vier Instrumenten des KVANT-Moduls auf der MIR-Raumstation befindet. Auf Details der Signalverarbeitung wird eingegangen, insofern sie relevant für die Zeit- und Spektralanalyse von Her X-1 sind. Detaillierte Darstellungen der HEXE-Eigenschaften finden sich u.a. in den Diplom- und Doktorarbeiten von Menacher 1986, Kretschmar 1991 und Englhauser 1995.

#### 4.1 Das MIR-KVANT-Modul

Das Röntgenobservatorium KVANT befindet sich seit April 1987 auf der russischen Raumstation MIR. Diese bewegt sich in einem erdnahen Orbit (320 bis 420 km Höhe) mit  $51^\circ$  Inklination und einer Umlaufdauer von ca. 90 Minuten. Das KVANT-Modul wurde am 31.3.1987 mit einer Proton-Trägerrakete in eine Erdumlaufbahn gebracht, an die MIR angedockt und am 30.5.1987 in Betrieb genommen. Es ist starr auf der Raumstation montiert und besteht aus einer Sternkamera sowie vier Instrumenten, die den Spektralbereich von 2 bis 800 keV abdecken. Die Detektorcharakteristika sind in der obigen Tabelle aufgeführt.

Bis Januar 1993 wurden mit den Instrumenten der KVANT-Plattform ca. 1800 Einzelbeobachtungen mit einer Gesamtbeobachtungszeit von  $1.9 \cdot 10^6$  sec durchgeführt. Als Einzelbeobachtung bzw. *Session* wird das Beobachtungsintervall je Satellitenorbit bezeichnet. Auf Her X-1 entfielen hiervon in 121 *Sessions* insgesamt  $1.2 \cdot 10^5$  sec. Diese Quelle gehört damit nach SN 1987 A, deren Ausbruch kurz nach Inbetriebnahme der KVANT-Instrumente entdeckt wurde, zusammen mit Vela X-1, LMC X-1 und PSR 0540-693 zu den am häufigsten mit KVANT beobachteten Röntgenobjekten.

Zu den einzelnen Instrumenten ist anzumerken: aufgrund eines Ausfalls der Detektoreinheit war TTM zwischen 7.9.1987 und 18.10.1988 nicht betriebsbereit. SIRENE-2 mußte aufgrund starker Schwankungen der Detektorverstärkung bereits kurz nach Inbetriebnahme wieder aufgegeben werden. Die zum Detektorvolumen proportionale Hintergrundzählrate (vgl. Kap. 5) erwies sich im Falle von PULSAR X-1 als so hoch, daß lediglich die hellsten Röntgenquellen beobachtbar sind. Die an TTM angebrachte Sternkamera diente dazu, die Pointierung aller Instrumente der Plattform zu bestimmen. Da sie bereits im April 1988 ausfiel, müssen seither Quellpositionen aus den TTM-Bildern abgeleitet werden. Dies gelingt nur, sofern sich zwei hinreichend helle Quellen im Gesichtsfeld von TTM befinden.

Instrument	TIM	SIRENE-2	HEXE	PULSAR X-1
Detektorfunktion	Abbildung	Spektroskopie	Spektroskopie und Zeitanalyse	Zeitanalyse
Funktionsprinzip	Proportionalzähler mit Coded Mask Camera	Hochdruck-Gas-szintillations-zähler	4 Phoswich-Szintillations-detektoren	4 Phoswich-Szintillations-detektoren
Detektorfläche	300 cm <sup>2</sup>	314 cm <sup>2</sup>	4 × 200 cm <sup>2</sup>	4 × 250 cm <sup>2</sup>
Energiebereich	2-25 keV	3-100 keV	20-200 keV	30-800 keV
Energieauflösung $\Delta E/E$	11% bei 6 keV	11% bei 6 keV 4% bei 60 keV	25% bei 60 keV	25% bei 124 keV
Gesichtsfeld (FWHM)	7.5°×7.5°	2.3°×2.3°	1.6°×1.6°	3.0°×3.0°
an der Entwicklung beteiligte Institute	Space Research Laboratory, Utrecht; Dept. of Space Research, Birmingham	ESA Space Science Department, Noordwijk	Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik (MPE), Garching; Astronomisches Institut Tübingen (AIT);	Space Research Institute (IKI), Moskau
Referenz	Brinkman <i>et al.</i> 1985	Smith 1985	Reppin <i>et al.</i> 1985	

Tabelle 4.1: Die Charakteristika der Detektoren auf dem MIR-KVANT-Modul

## 4.2 Der HEXE-Detektor

Der HEXE-Detektor an Bord der MIR-Station („MIR-HEXE“) ist die Weiterentwicklung eines Instrumentes, das bei mehreren Ballonkampagnen erfolgreich Hochenergie-Röntgenbeobachtungen galaktischer und extragalaktischer Objekte durchführte („Ballon-HEXE“). Insbesondere wurde mit einem der Vorgängermodelle die Zyklotronresonanzlinie von Her X-1 entdeckt (Trümper *et al.* 1978).

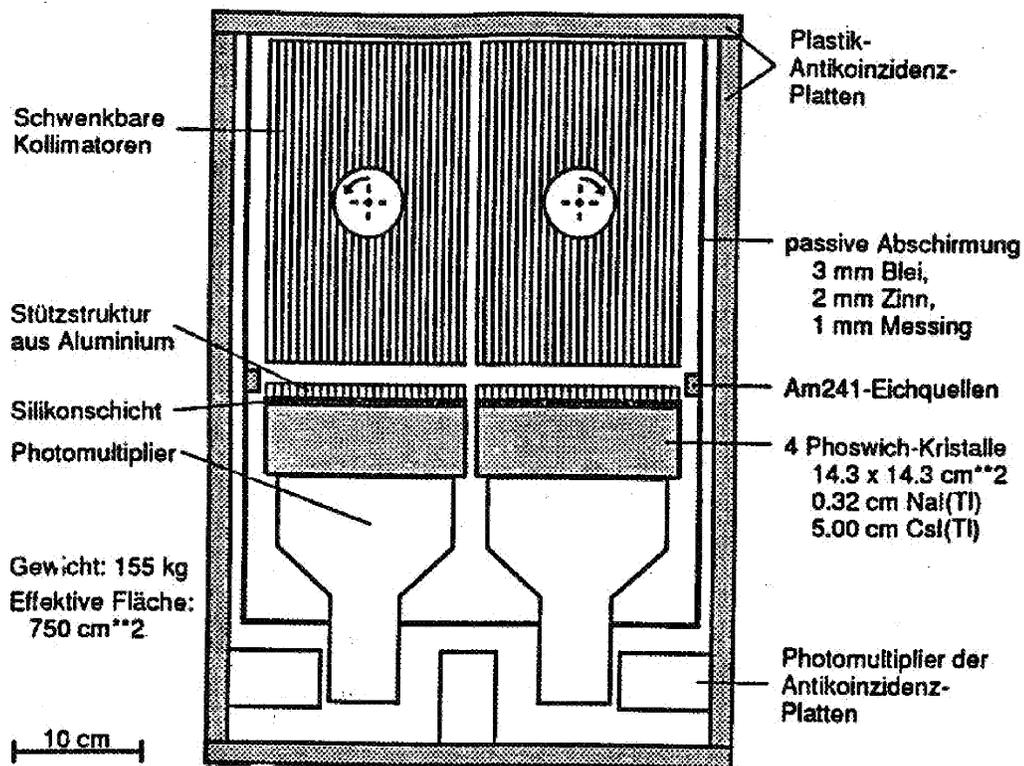


Abbildung 4.1: Mechanischer Aufbau des HEXE-Detektors (mit freundlicher Genehmigung von P. Kretschmar)

### 4.2.1 Detektoraufbau und -prinzip

Das HEXE-Instrument ist für die Spektral- und Zeitanalyse astronomischer Röntgenquellen einsetzbar, da sowohl Ankunftszeit als auch Quantenenergie von Einzelphotonen registriert werden. Der Signalnachweis geschieht in vier separaten *Phoswich*-Szintillationskristallen. Jedes dieser *phosphoreszierenden Sandwiches* besteht aus zwei bündigen und mit Thallium dotierten Kristallen aus Natriumjodid (NaI(Tl)) bzw. Cäsiumjodid (CsI(Tl)). Die Abkling- bzw. Anstiegszeit des Szintillationssignals ist charakteristisch für den Entstehungsort. Aus dem hinteren Halbraum in den Detektor eindringende Teilchen wechselwirken v.a. im CsI-Kristall, dessen *Risetime*  $\tau > 600$  ns beträgt. Somit können diese Ereignisse von den Ereignissen im NaI-Kristall unterschieden werden, für die  $\tau \approx 250$  ns ist.

Die Quantenenergie der Röntgenphotonen wird durch die Szintillationsausbeute bei der Wechselwirkung im NaI-Kristall bestimmt. Die dominierenden Wechselwirkungsprozesse sind Photoeffekt und Comptonstreuung. Das entstandene Szintillationslicht wird durch Photomultiplier registriert und der an den Multiplieranoden erzeugte Ladungsimpuls nach Vorverstärkung von einem Pulshöhenanalysator (PHA) auf seine Form hin untersucht. Aus der Höhe des Pulses wird die Quantenenergie bestimmt, aus der *Risetime* (s.o.) der Entstehungsort, so daß Ereignisse mit  $\tau > \tau_{\text{thresh}}$  nicht weiterverarbeitet werden.

Das gesamte Hintergrundsignal wird durch aktive und passive Abschirmungen reduziert, die die Detektoreinheit umgeben. Zur passiven Abschirmung dient ein *Graded Shield* aus Blei, Zinn und Messing (vgl. Abb. 4.1) mit nach innen abnehmender Kernladungszahl  $Z$ . Diese Schichtung bewirkt, daß bei der Einwirkung von hochenergetischen Teilchen in einer Außenschicht entstehende Fluoreszenzstrahlung innen absorbiert wird. Die aktive Abschirmung gegen Hintergrundsignale gewährleisten Plastiksintillatoren, die den Detektor auf allen sechs Seiten umgeben. Ein Ereignis wird von der Bordelektronik als Hintergrundsignal interpretiert und nicht weiterverarbeitet, wenn es gleichzeitig von den Photomultipliern des *Phoswich* und der Plastiksintillatoren registriert wurde.

Das Gesichtsfeld dieses nichtabbildenden Detektors wird durch hexagonale Wolfram-Kollimatoren definiert. Die effektive Fläche in axialer Richtung beträgt  $750 \text{ cm}^2$ , die volle Halbwertsbreite der Schattenfunktion ist  $FWHM=1.4^\circ$  (s.u.).

Americium-Präparate dienen der Energieeichung der Detektoren, indem Ereignisse, die zugleich im NaI(Tl)-Kristall und in einem die Americium-Präparate umgebenden Plastiksintillator ein Signal erzeugt haben, von der Ausleseelektronik markiert werden (s.u.).

Passiert ein Ereignis die Vetoelektronik, so wird es nach ADC-Wandlung in Form eines Datenwortes vom Bordprozessor in den Telemetriestrom eingereiht. Aus der Position im Telemetriestrom läßt sich die Photonenankunftszeit rekonstruieren. Neben diesen Detektoreignissen werden laufend sog. Haushaltszählraten übertragen, die Informationen über Vorverstärkerspannung, Absolutzeit, Temperatur, Antikoinzidenzzählrate etc. beinhalten.

Die Eigenschaften der vier Detektoren werden mathematisch durch die vier Responsematrizen  $R_{ij}$  repräsentiert, die jeweils als das (nichtkommutierende) Produkt der Transmissions- ( $\bar{T}$ ), der Energieverlust- ( $\bar{E}$ ), der Nichtlinearitäts- ( $\bar{N}$ ) sowie der Energieauflösungsmatrizen ( $\bar{A}$ ) aufgefaßt werden können:  $\bar{R} = \bar{A} \cdot \bar{N} \cdot \bar{E} \cdot \bar{T}$ . Die Eigenschaften der Teilmatrizen werden nachfolgend beschrieben.

#### 4.2.2 Gesichtsfeld und effektive Detektorfläche

Das geometrische Gesichtsfeld des HEXE-Detektors wird durch zwei 25 cm hohe Wolfram-Kollimatoren begrenzt. Sie bestehen aus je 500 Röhren mit hexagonalem Querschnitt und einer Kantenlänge von 4.1 mm. Die Schwächung einer Röntgenquelle, die sich unter einem endlichen Winkel  $\alpha$  zur optischen Achse befindet, wird durch geometrischen Schattenwurf der Kollimatorröhren bedingt. Sie wird durch den geometrischen Wichtfaktor

$$\eta(\alpha) = wfac = \frac{n''}{n'} = \frac{n(\text{detected})}{n(\text{incident})} \leq 1 \quad (4.1)$$

definiert.  $n'$  und  $n''$  bezeichnen die pro Zeiteinheit auf den Kollimator auftreffenden bzw. ihn passierenden Photonen. Die sich ergebende Winkelcharakteristik  $\eta(\alpha)$  ist in guter Näherung dreieckförmig mit einer Halbwertsbreite ( $FWHM^1$ ) von  $1.6^\circ$ . Die beiden Kollimatoren befinden sich vor jeweils zwei Detektoren und sind separat um  $2.3^\circ$  gegen die optische Achse schwenkbar. Beim sogenannten *HEXE-Rocking* werden je zwei Kollimatoren auf eine Röntgenquelle bzw. den quellfreien Himmelshintergrund ausgerichtet, um eine spätere Subtraktion des Hintergrundsignals vornehmen zu können (siehe Kap. 5.3). Durch die Kollimatoren verringert sich die geometrische Fläche des HEXE-Instruments von  $800 \text{ cm}^2$  auf  $750 \text{ cm}^2$  (Hünorkopf 1985). Der Wichtfaktor wird für jede Quellbeobachtung (*Session*) aus Pointierungsinformation der Sternkamera bzw. TTM ermittelt, sofern diese verfügbar ist. Ansonsten wurde für die Her X-1-Beobachtungen nach April 1988 der Wichtfaktor  $\eta=1$  gesetzt. Die hiermit erhaltenen Quellflüsse  $n'=n''$  stellen somit untere Grenzen für den tatsächlichen Quellfluß  $n'$  dar.

Die effektive Fläche wird weiterhin durch die Fenstertransmission reduziert. Diese ist energieabhängig und durch eine diagonale Matrix  $\bar{T}$  darstellbar (s.o.). Beiträge zur Fenstertransmission liefern u.a. (a) verschiedene Folien zur thermischen Isolation und Abschirmung gegen Streulicht; (b) die Plastiksintillatorschicht zur aktiven Hintergrundabschirmung auch von vorne; (c) Silikonschichten, mit denen die Detektoren verfugt wurden; (d) sog. „totes NaI“: durch das Eindringen von Feuchtigkeit vor dem Start degradierte insbesondere Detektor 3. Die teilweise Trübung der NaI-Kristalle wurde durch *in-flight*-Kalibration bestimmt. Eine detaillierte Darstellung findet sich bei Kretschmar (1991).

Die Energieabhängigkeit der Transmission ist in Abb. 4.2 dargestellt. Der starke Abfall unterhalb  $20 \text{ keV}$  wird durch die Röntgenabsorption in Silikon und Plastiksintillatoren verursacht. Er beschränkt den effektiven Energiebereich auf  $E > 20 \text{ keV}$ , da darunter nur eine ungenügende Detektorkalibration möglich war. Die Diskontinuität von  $\bar{T}$  für Detektor 3 bei  $33 \text{ keV}$ , der Absorptionskante des Jod, wird durch „totes NaI“ verursacht. Auf Detektor 4 muß bei der Spektralanalyse generell verzichtet werden, da das kanonische Spektrum des *Crab* nicht reproduziert werden kann (Kretschmar 1991).

### 4.2.3 Energiebestimmung und -auflösung

Die einem einzelnen Detektoreignis zugeordnete Quantenenergie wird aus der Pulshöhe des Photomultiplier signals rekonstruiert, d.i. aus der im NaI-Kristall erzeugten Lichtmenge. Sie ist hierzu in erster Näherung proportional.

Die dominierenden Wechselwirkungen der Röntgenquanten im NaI-Kristall sind Photoeffekt an Jodatomen und Comptonstreuung an quasifreien Kristallelektronen. Wird die Energie des beim Photoeffekt freigewordenen Elektrons via Augereffekt an die Kristallelektronen abgegeben, so liegt Totalabsorption vor. Die hierdurch angeregten Thalliumatome geben dann die maximale Lichtmenge ab, die Szintillationsausbeute  $S(E)$ .

Für Quantenenergien  $E > 33.16 \text{ keV}$  tritt Resonanzfluoreszenz als Konkurrenzprozeß zum Augereffekt auf. Verläßt das ggf. entstandene Fluoreszenzphoton den Kristall ohne Wechselwirkung, so entsteht im Spektrum ein sog. *escape-peak*. Die Nachweisenergie ist vermindert um die Fluoreszenzlinienenergie. Bei der Comptonwechselwirkung wird die im Kristall abge-

<sup>1</sup> FWHM: *Full Width Half Maximum*, Gesichtsfeldweite des Detektors, innerhalb derer die Intensität einer Quelle um weniger als 50% reduziert wird.

gebene Energie als Compton-Kontinuum bei Energien  $E \leq 2 \cdot (h\nu)^2 / m_e c^2$  registriert. Diese Konkurrenzprozesse zur Totalabsorption tragen im HEXE-Energiebereich mit jeweils weniger als 2% zum Signal bei. Sie bewirken, daß die Energieverlustmatrix  $\bar{E}$  singular wird.

Die Energieeichung der HEXE-Detektoren, d.h. die Zuordnung von Quantenenergien zu registrierten Pulshöhen, geschieht mit Hilfe von Americium-Eichquellen. Ein beim Zerfall  $^{241}\text{Am}(\alpha, \gamma)^{237}\text{Np}$  emittiertes und im NaI-Kristall detektiertes 59.6 keV-Photon wird markiert, wenn zugleich einer der die Americium-Eichquellen umgebenden Plastiksintillatoren das  $\alpha$ -Teilchen registriert. Vor jedem Beobachtungsintervall wird ein Am-Eichspektrum erzeugt. Die Detektorhochspannung wird anschließend so justiert, daß der Schwerpunkt des *photo-peaks* in Energiekanal 32 zu liegen kommt.

Das spektrale Auflösungsvermögen des HEXE-Detektors wird im wesentlichen durch zwei Effekte bestimmt: abhängig vom Ort der Photonenwechselwirkung im Kristall gelangt nur ein Teil des Szintillationslichts in den Photomultiplier. Zusammen mit diesem geometrischen Effekt bewirken statistische Effekte im Photomultiplier, daß ein monochromatisches Signal energetisch verschmiert nachgewiesen wird. Das Energieauflösungsvermögen  $\Delta E/E$  ist in Abb. 4.2 detektorweise dargestellt und beträgt bei 50 keV ca. 25-30 % für die HEXE-Detektoren 1 und 2. Die beschreibende Energieauflösungsmatrix  $\bar{A}$  ist ebenfalls nicht invertierbar.

Ein weiterer Beitrag zur Responsematrix ist die invertierbare Nichtlinearitätsmatrix  $\bar{N}$ . Sie ist bedingt durch die nichtlineare Vorverstärkerkennlinie insbesondere im unteren Kanalbereich sowie durch die Variation der Pulshöhenkanalbreite im ADC-Wandler.

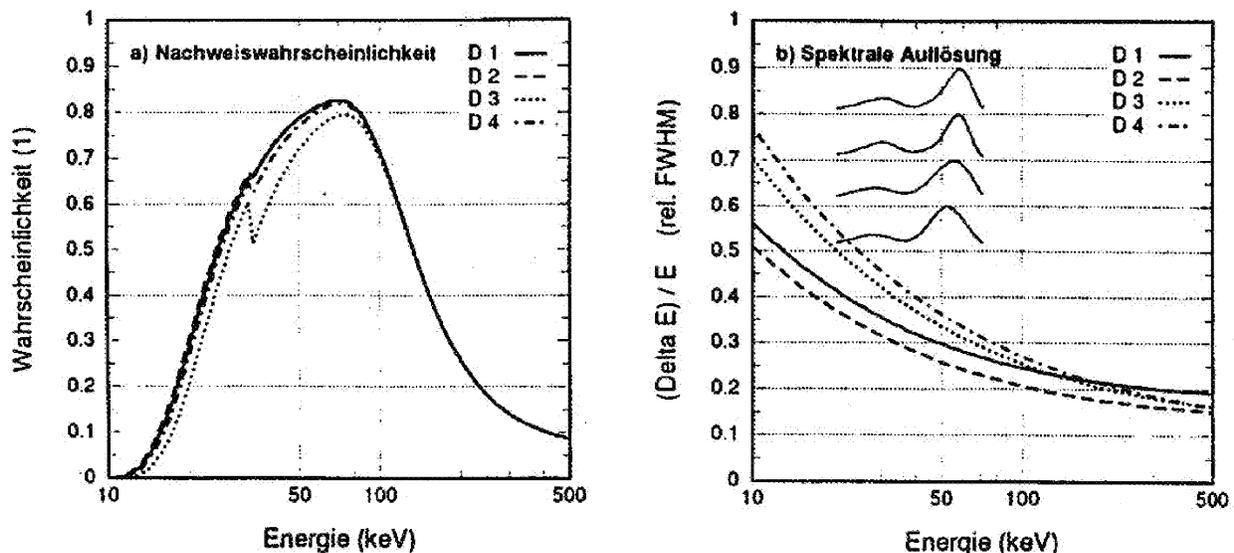


Abbildung 4.2: rechts: Die Transmission  $T(E)$  der einzelnen HEXE-Detektoren. Die Diskontinuität (v.a. in Detektor 3) bei 33 keV ist durch Degradation des NaI-Kristalls bedingt (siehe Text); links: Das Energieauflösungsvermögen der Einzeldetektoren als Funktion der Quantenenergie. d1-d4 bezeichnen die vier Einzeldetektoren. Jeweils aus: Englhauser 1995.

#### 4.2.4 Detektor-Response

Der Nachweis von Röntgenphotonen in den vier Einzeldetektoren läßt sich zeitintegriert als lineare nichtinvertierbare Abbildung eines gebintten Photonenspektrums  $S_j=S(E_j)$  auf ein Zählratenspektrum  $Q_i=Q(p_i)$  darstellen:

$$Q_i = \sum_j R_{ij} S_j \quad (4.2)$$

Hierbei bezeichnen  $S_j$  die Photonenzählrate im Energiebereich  $E_j=(E_j, E_{j+1})$  und  $Q_i$  die Detektorzählrate im Pulshöhenkanal  $p_i$ . Die Detektor-Responsematrizen  $R=R_{ij}$  sind das Produkt der oben dargestellten Matrizen

$$\bar{R} = \bar{A} \cdot \bar{N} \cdot \bar{E} \cdot \bar{T}.$$

Die Nichtinvertierbarkeit insbesondere von  $\bar{E}$  und  $\bar{A}$  erfordern bei der Spektralanalyse die Verwendung der  $\chi^2_{\min}$ -Methode (siehe Kap. 5.3). Die zur Beschreibung der verschiedenen Zählraten verwendeten Abkürzungen sind in Tab. 5.1 zusammengefaßt.

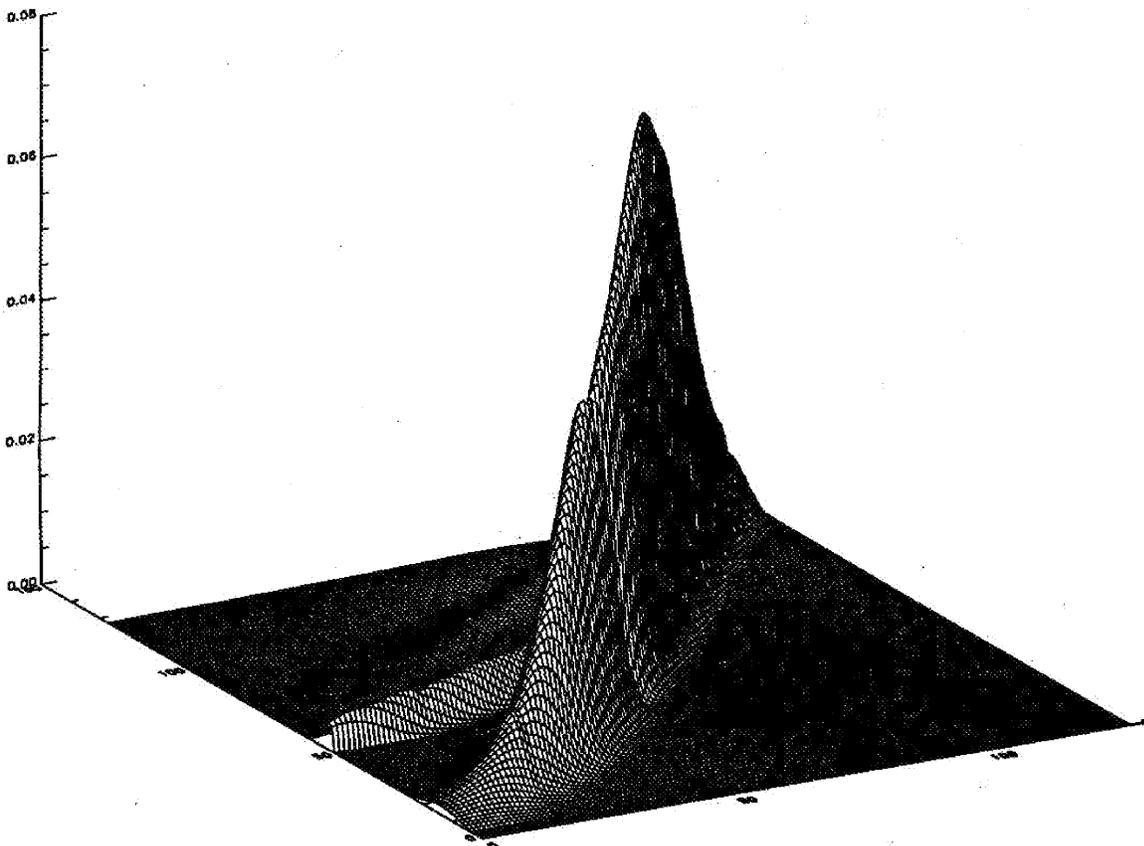


Abbildung 4.3: Die detektorgemittelte Responsematrix  $R_{ij}$ . Sie ordnet den Einzelphotonen mit Quantenenergie  $E_j$  (y-Achse) Kanalnummern des Verstärkers  $p_i$  (x-Achse) zu. Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $p_{ij}$  pro Kanal ist in z-Richtung aufgetragen. Deutlich erkennbar sind die endliche Energieauflösung der Detektoren und die Nichtlinearität der Szintillationsausbeute.

### 4.2.5 Zeitauflösung

Im DTM/RT-Modus<sup>2</sup>, in dem alle HEXE-Beobachtungen von Her X-1 vorgenommen wurden, werden einzelne Detektorereignisse von der Bordelektronik verarbeitet und als Datenwort in den Telemetriedatenstrom eingeordnet. Vernachlässigt man die (konstante) Verarbeitungszeit zwischen Photonenankunft und Verstärkerausgabe ( $<1 \mu\text{s}$ ), so ergibt sich die Ankunftszeit eines Photons aus der Position des Datenworts relativ zu Zeitmarken, die alle 10.24 s von einer Uhr des PULSAR X-1-Instruments geliefert werden. Diese weist eine Stabilität von  $10^{-8}$  s/s auf und wird darüber hinaus vor und nach jeder *Session* mit erdgebundenen Uhren synchronisiert. Aus der Telemetriekapazität von 400 byte/s und dem Datenformat ergibt sich insgesamt eine Zeitauflösung für Einzelereignisse von 25 ms. Eine detaillierte Darstellung des Telemetrieformats und seiner Zeitcharakteristik findet sich in den Arbeiten von Kretschmar (1991) und Englhauser (1995).

### 4.2.6 Detektor-Hintergrundsignal

Die Unterdrückung von Hintergrundereignissen bzw. deren Unterscheidung vom Quellsignal geschieht durch (1) *Risetime*-Diskriminierung, (2) aktive sowie (3) passive Abschirmung.

(1): Das Ansprechverhalten von NaI(Tl)- und CsI(Tl)-Kristall ist unterschiedlich. Photonen lösen dort Ladungsimpulse mit signifikant verschiedenen Anstiegszeiten des Intensitätsverlaufs von 250 ns für NaI(Tl) bzw. über 600 ns für CsI(Tl) aus. Diese Anstiegszeiten entsprechen den charakteristischen Zerfallszeiten der Kristallanregung. Aus dem hinteren Halbraum einfallende Photonen können somit identifiziert werden. Der NaI-Kristall ist so dimensioniert, daß die Energie eines durch die Kollimatoren gelangten Photons möglichst vollständig absorbiert und in Szintillationslicht umgewandelt wird. Da dessen Reichweite im Kristall mit der Quantenenergie steigt und die im Detektor entstehende Hintergrundstrahlung proportional zum Volumen ist, muß beim Design des Detektors optimiert werden: HEXE wurde ausgelegt für den Energiebereich unterhalb 200 keV.

(2): Die aktive Abschirmung gegen hochenergetische geladene Teilchen erfolgt durch Plastikszintillator-Platten, die den Detektor vollständig umgeben. Registrieren deren Photomultiplier ein Ereignis, so wird ein Vetosignal an die ADC-Wandler gegeben und das vom Detektor innerhalb eines Zeitintervalls  $\tau < 1 \mu\text{s}$  registrierte Ereignis unterdrückt, d.h. nicht weiterverarbeitet.

(3): Dünne Schichten aus Blei, Zinn und Messing, die die Detektoreinheit auf fünf Seiten umgeben, verhindern den Durchgang von Hochenergiephotonen und -teilchen. Durch Anordnung mit nach innen abnehmender Kernladungszahl  $Z$  (sog. *graded shield*) wird zudem der Durchgang von Fluoreszenzphotonen unterbunden, die bei der Wechselwirkung mit den Abschirmmaterialien entstehen.

Trotz der weitgehenden Abschirmung instantaner Anregung verbleibt ein wesentlicher Detektorhintergrund, der v.a. durch Neutronenanregung des  $^{127}\text{I}$  und nachfolgenden Zerfall der Radioisotope entsteht. Deren Halbwertszeiten liegen auf Zeitskalen von Minuten bis Tagen. Da der Detektor im Orbit einer stetigen Änderung der magnetischen Umgebung unterworfen und damit stark variablen Teichenflüssen ausgesetzt ist, gelingt es für Szintillationsdetektoren nur näherungsweise, den auf Zeitskalen  $\tau > 1 \text{ min}$  variierenden Detektorhintergrund zu model-

<sup>2</sup> DTM/RT *Direct Transmission Mode/Rise Time*

lieren (Battersby *et al.* 1994). Prominente Strukturen im Energiespektrum des Hintergrundes, die durch die Isotope  $^{122}\text{I}$ ... $^{126}\text{I}$  bzw.  $^{125}\text{I}$  verursacht werden, befinden sich bei 32 keV und 67 keV.

Der in Abb. 4.4 dargestellte Fluß energetischer Elektronen verdeutlicht, daß der Detektor durch die Passage der Südatlantikanomalie (SAA) sowie aufgrund der hohen Orbit-Inklination von  $51^\circ$  stark variabler Exposition ausgesetzt ist. Der Verlauf des instantanen Hintergrundes wird exemplarisch in Abb. 4.6 gezeigt: die Haushaltszählrate  $\text{SUAK}^3$  variiert über eine *Session* von 30 min Dauer um einen Faktor 5.

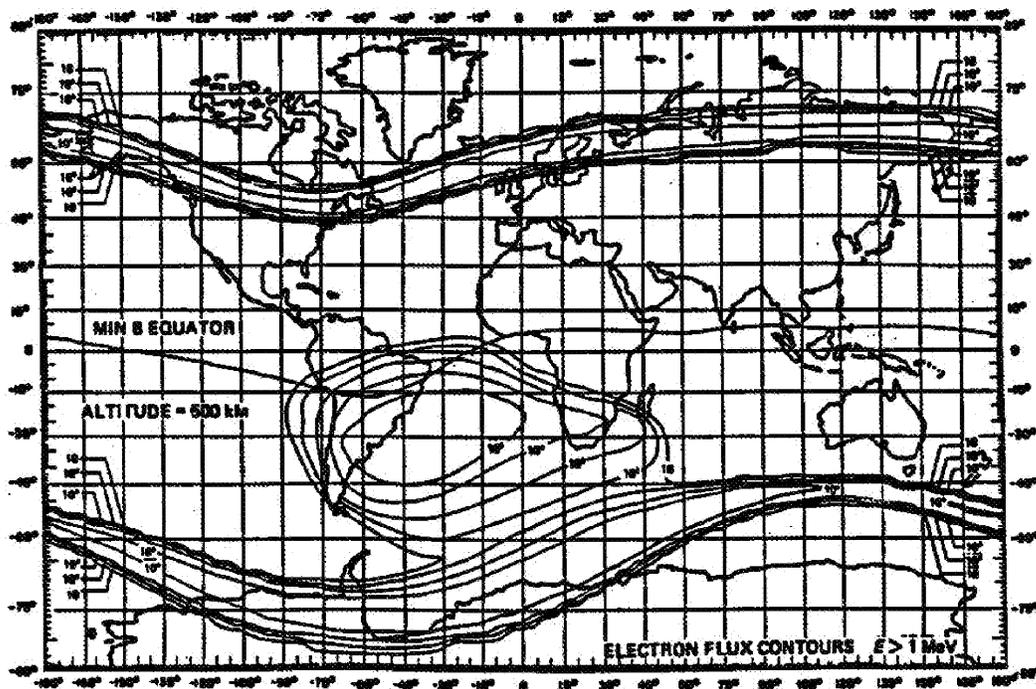


Abbildung 4.4: Der Fluß energetischer Elektronen in 500 km Höhe in Elektronen/( $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ ) (Zombeck 1990, p. 235). Eingezeichnet sind typische MIR-Orbits während aufeinanderfolgender Beobachtungen.

<sup>3</sup> SUAK, Summe der Antikoinzidenzereignisse, d.i. die Haushaltszählrate für Vetoereignisse der Plastiksintillatoren

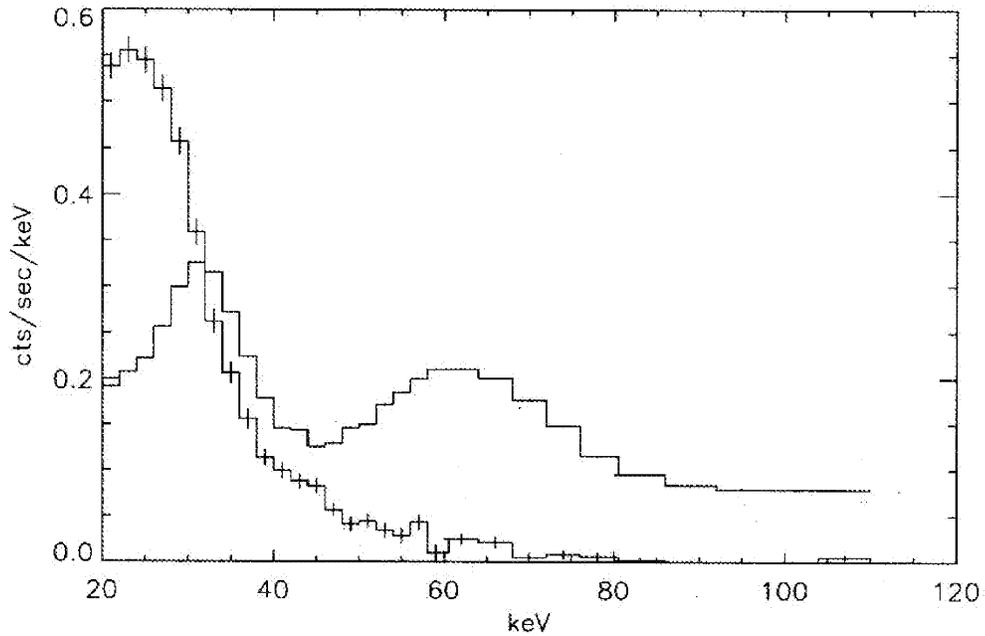


Abbildung 4.5: Die Quell- und Hintergrundzählraten der Sessiongruppe 0049F5. Sie sind in Einheiten von  $\text{cts}/(\text{sec}\cdot\text{keV})$  als Funktion der Energie in  $\text{keV}$  dargestellt. Die Hintergrundzählrate (Histogramm) weist zwei Maxima bei 30 und 60  $\text{keV}$  auf, das Quellspektrum (mit Fehlerbalken) fällt exponentiell ab.

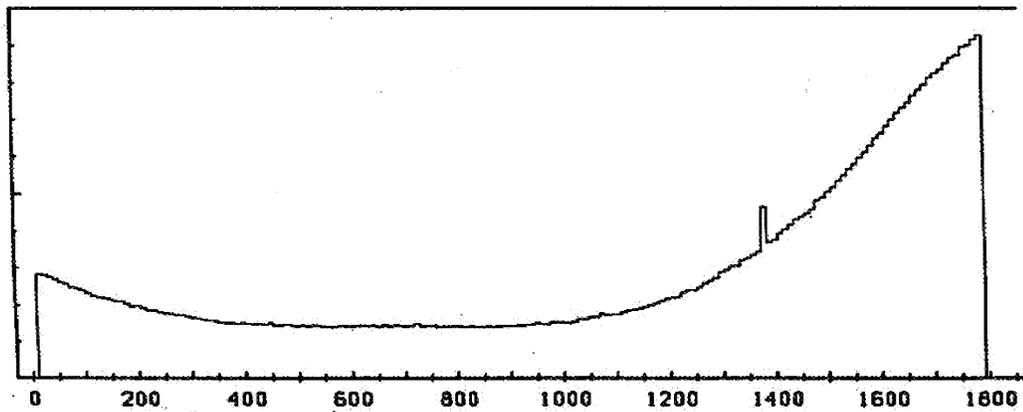


Abbildung 4.6: Die Variation der Antikoinzidenz-Zählrate des HEXE-Instruments im Verlauf einer Einzelbeobachtung (Session 0052).  $x$ -Achse: Zeit seit Session-Start in Sekunden.

#### 4.2.7 Beobachtungsstrategie

Die HEXE-Beobachtungsstrategie ergibt sich unter Berücksichtigung verschiedener Faktoren. Der niedrige Satellitenorbit bewirkt, daß jede Quellbeobachtung in *sessions* von typisch 15 min Dauer im Abstand von 90 min zerfällt. Dies resultiert unter anderem in einer Mehrdeutigkeit bei der Pulsperiodenbestimmung (siehe Kap. 5.2).

Wie oben dargelegt variiert der interne Detektorhintergrund stark und ist insbesondere nicht modellierbar, sodaß ein Teil der Gesamtbeobachtung für die Hintergrundbestimmung aufgewendet werden muß. Beim sog. *MIR-rocking* wird das gesamte KVANT-Modul im Rhythmus von 270 sec um mehrere Grad gedreht und so abwechselnd Quelle und Himmelshintergrund beobachtet. Alternativ hierzu können die beiden HEXE-Kollimatoren separat um  $2.3^\circ$  geschwenkt werden (sog. *HEXE-rocking*). Je ein Detektorpaar ist hierbei auf Quell- bzw. Hintergrundregion ausgerichtet.



# 5 Die Standard-Datenanalyse

Während in Kap. 4 die Abbildung des inzidenten Flusses durch den Detektor beschrieben wurde, stellt sich in Kap. 5 das inverse Problem der Rekonstruktion dieses Signals aus den Beobachtungsdaten. Bei der Spektralanalyse besteht die wesentliche Einschränkung in der geringen Energieauflösung und der resultierenden Singularität der Responsematrix. Bei der Zeitanalyse sind die v.a. orbitbedingten Beobachtungslücken zu berücksichtigen.

## 5.1 Datentransport und -aufbereitung

Alle HEXE-Beobachtungen von Her X-1 wurden im DTM/RT-Modus durchgeführt. Jedes Detektorereignis wird hierbei mit Zeit- und Energieinformation registriert und an die Bodenstationen übertragen (siehe Kap. 4). Zur Verringerung der zu verarbeitenden Datenmenge

$$n_i = n(t_i, E_i) \quad i = 1..N \text{ Photonen} \quad (5.1)$$

werden die Daten am MPE so aufbereitet, daß nach dem *Datenscreening* Zeit- bzw. Spektralanalyse auf separaten Pfaden durchgeführt werden. Bei der Spektralanalyse werden Zählratenspektren ohne Zeitinformation aufintegriert, bei der Zeitanalyse die Ankunftszeiten in definierten Energiekanälen zusammengefaßt. Diese werden nachfolgend im Detail beschrieben. Zur Analyse der Pulsphasenvariation im Spektrum von Her X-1 ist eine Zusammenführung dieser Pfade notwendig.

## 5.2 Zeitreihenanalyse

Die Zeitreihenanalyse der HEXE-Beobachtungen erlaubt eine Etablierung von Pulsperioden sowie die Gewinnung von Pulsprofilen in definierten Energieintervallen.

Die im DTM/RT-Modus durch die vier HEXE-Detektoren registrierten Ereignisse werden von der Bordelektronik sequentiell alle 25 msec ausgelesen und in den Datenstrom eingereicht (vgl. Kap. 4.2). Die Ankunftszeit eines einzelnen Photons ergibt sich aus der *Frameposition* bezüglich der Zeitmarken, die von der Uhr des PULSAR-Instrumentes in den Datenstrom eingereicht werden. Diese wird zu Beginn und Ende jeder *Session* mit erdgebundenen Uhren synchronisiert. Eine eventuelle Gangabweichung (durch eine *Drift*  $< 10^{-8}$  s/s) im Verlauf der *Session* wird als Variable MSADD dokumentiert. Somit lassen sich die Photonenankunftszeiten  $t_i''$  in UT darstellen. Die Meßungenauigkeit für einzelne Ereignisse wird durch die Auslesefrequenz der vier Detektoren bestimmt und beträgt typisch 25 msec.

Zur Reduzierung der Informationsmenge  $\{(E_i, t_i''), i=1, N\}$ , die anfänglich aus Ankunftszeit und Energie für jedes der  $N$  Einzelereignisse besteht, werden zunächst  $k$  Energiekanäle gewählt, in die lediglich die Ankunftszeiten der entsprechenden Ereignisse eingereicht werden. Anschlies-

send werden die Ankunftszeiten zur Korrektur der Satelliten- und Erdbewegung auf das Baryzentrum des Sonnensystems bezogen, wofür eine Standardroutine der Radioastronomie Verwendung findet (Stumpff 1980).

### 5.2.1 Doppelsternkorrektur

Die Radialkomponente der Orbitalbewegung des Neutronensterns verursacht eine Variation der Signallauf- und damit -ankunftszeiten am Detektor relativ zu einer im Massenschwerpunkt  $CM$  des Doppelsternsystems befindlichen Quelle. Dieser Effekt wird zur Bestimmung der Bahnelemente  $P_{orb}$ ,  $a_x \sin i$ ,  $\epsilon$ ,  $\omega$  und  $T_{\pi/2}$  von Röntgenpulsaren herangezogen. Sind umgekehrt die Bahnelemente eines Röntgenpulsars aufgrund historischer Messungen bekannt, so kann die intrinsische Pulsperiode bestimmt werden, indem die Photonenankunftszeiten im Falle nichtexzentrischer Orbits gemäß

$$t_i = t'_i - a_x \sin i \cdot \cos(2\pi\Phi(t'_i)) \quad (5.2)$$

korrigiert werden. Es sei betont, daß die gemeinsame Analyse sukzessiver *Sessions* eine Laufzeitenkorrektur der Einzelereignisse – im Gegensatz zur Dopplerkorrektur der ermittelten Pulsfrequenz nach der Datenintegration – erfordert, da sich die Orbitalphase enger Doppelsternsysteme wie Her X-1 über den Beobachtungszeitraum signifikant ändert. Die Betrachtung der Dopplerkorrektur im Frequenzraum ist hingegen sinnvoll zur Abschätzung der systematischen, bei der Periodenbestimmung auftretenden Fehler (vgl. Kap. 5.2).

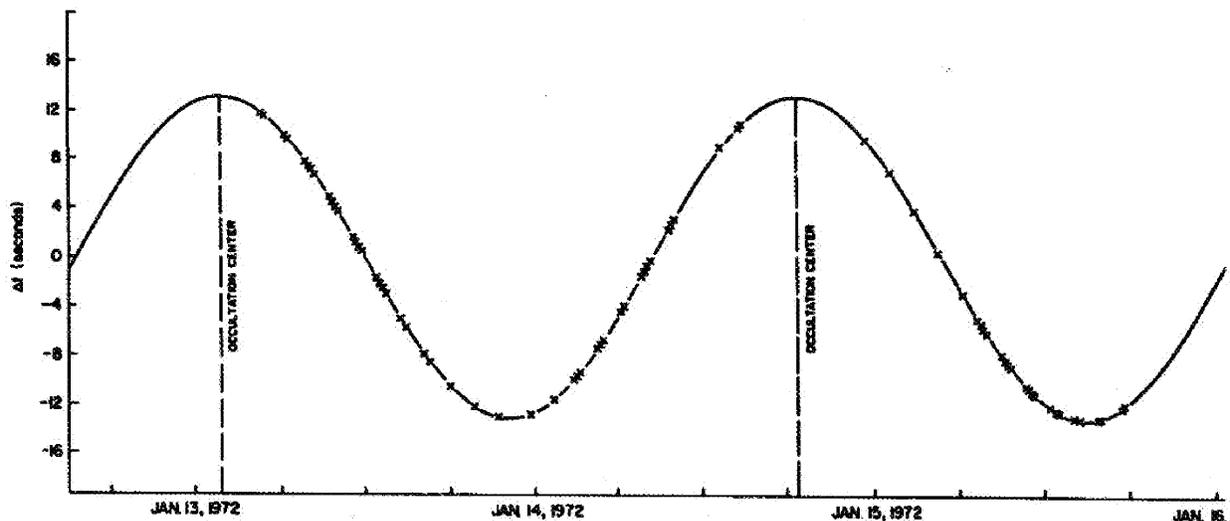


Abbildung 5.1: Die Variation der Pulsankunftszeiten  $\Delta t$  als Funktion der Zeit, illustriert am Beispiel von Uhuru-Beobachtungen von Her X-1 (Tananbaum et al. 1972)

Die Orbitalphase  $\Phi(t)$  ergibt sich unter Verwendung von

$$\Phi(t) = \frac{t - T(N)}{P_{orb}} - \frac{1}{2} \cdot \frac{\dot{P}_{orb} \cdot (t - T(N))^2}{P_{orb}^2} \quad (5.3)$$

Zur Berechnung von Orbitalphase und Laufzeitkorrektur von Her X-1 wurden die von Deeter et al. (1991) gegebenen Größen verwendet:

$$\begin{aligned}
a_x \sin(i) &= 13.1831(3) \text{ lt} - \text{s} \\
\varepsilon &= 0.0 \\
T_{\pi/2}(N = 1456) &= 43804.519980(14) \text{ MJED} \\
P_{\text{orb}}(N = 1456) &= 1.7001677720(10) \text{ d} \\
\dot{P}_{\text{orb}} &= -2.25(27) \cdot 10^{-8} \text{ d / yr}
\end{aligned} \tag{5.4}$$

## 5.2.2 Periodensuche

Aus dem Vergleich der Quellzählraten von Her X-1, die typisch bei 10 cts/s in 20-50 keV liegen, mit der bekannten Pulsperiode  $P_p \approx 1.24$  s sowie mit der Zählrate des internen Detektorhintergrundes von ca. 6 cts/s ist evident, daß Integrationszeiten  $T_{\text{obs}} \gg P_p$  zur Etablierung einer Pulsperiode  $P_p$  bzw. eines Pulsprofils der Röntgenquelle aufgewendet werden müssen (vgl. Abb. 4.5). Weiterhin wird ein stetiger Verlauf der Pulsperiode  $P_p(t)$  insbesondere ohne Diskontinuität der Phasenentwicklung  $\varphi(t)$  vorausgesetzt. In erster Näherung sind unter Berücksichtigung eines *Spin Up* bzw. *Spin Down* vom Betrag  $\dot{P}$  die Pulsperiode und -phase gegeben durch

$$\begin{aligned}
P_p(t) &= P_p(t_0) + \dot{P} \cdot (t - t_0) \\
\varphi(t) &= \frac{t - t_0}{P_p(t_0)} - \frac{1}{2} \frac{\dot{P} \cdot (t - t_0)^2}{P_p^2(t_0)}
\end{aligned} \tag{5.5}$$

Puls-zu-Puls-Variationen, wie sie insbesondere von transienten Röntgenpulsaren bekannt sind, erschweren die Analyse. Nachfolgend werden zwei zur Periodensuche gebräuchliche Statistiken, *Epoch Folding* (EF) und Rayleigh-Test (RT), vorgestellt.

### 5.2.2.1 Epoch Folding

Bei der Periodensuche per *Epoch Folding* (EF) werden die Photonenankunftszeiten  $t_i$  mit Testperioden  $P_{\text{test}}$  aus dem Intervall  $(P_{\text{test}1}, P_{\text{test}2})$  „gefaltet“. Hierfür werden mit Gl. 5.5 ermittelten Phasenlagen  $\varphi(t_i)$  modulo 1 in einer zuvor geeignet gewählten Anzahl von Phasenbins akkumuliert. Nach dem Poincaré-Theorem ist für hinreichend große Beobachtungszeiten bei  $P_{\text{test}} \neq P_p$  eine Gleichverteilung der  $N$  Photonen auf die  $K$  Phasenbins zu erwarten. Die statistische Fluktuation wird durch die Poisson-Statistik beschrieben. Die Anzahl der pro Bin registrierten Ereignisse  $c_k$  ist um den Mittelwert  $\bar{c} = N/K$  mit  $\sigma_k$  verteilt:

$$c_k = \bar{c} \pm \sigma_k = \frac{N}{K} \pm \sqrt{\frac{N}{K}} \tag{5.6}$$

Die Pearson'sche  $\chi^2_r$ -Statistik

$$\chi^2_{\text{red}}(P_{\text{test}}) = \frac{1}{K-1} \sum_{k=1}^K \frac{\Delta_k^2}{\sigma_k^2} = \frac{1}{K-1} \sum_{k=1}^K \frac{(c_k - \bar{c})^2}{\sqrt{c_k}^2} \tag{5.7}$$

nimmt in diesem Fall Werte von  $\chi^2_r \approx 1$  an. Für  $P_{\text{test}} \approx P_p$  weicht die Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  demgegenüber signifikant vom Wert eins ab. Die Vertrauensgrenze (*Confidence Level*)  $CL_\nu(\chi^2)$  gibt die Wahrscheinlichkeit für ein zufälliges Zustandekommen von  $\chi^2$  an. Die Anzahl unabhängiger Testperioden bei der Periodensuche muß bei der Berechnung der Freiheitsgrade  $\nu$  berücksichtigt werden (Chadwick *et al.* 1985). Der zum Maximum der Verteilung gehörende Periodenwert wird als Pulsperiode des Röntgenpulsars interpretiert. Die Anwendung der EF-

Methode in der Röntgen- und  $\gamma$ -Astronomie wird ausführlich dargestellt bei Leahy *et al.* (1983a, 1983b).

Die Struktur der Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  reflektiert die Beobachtungsstrategie, insbesondere den 90 Minuten-Abstand der *Sessions*  $T_{\text{gap}}$ , die Gesamtbeobachtungslänge  $T_{\text{base}}=n \cdot T_{\text{gap}}$  für  $n$  sukzessive *Sessions* sowie die Länge der *Sessions* bzw. *On-Pointierungen*  $T_{\text{on}}$ . Nebenmaxima in der Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  kommen durch eine Mehrdeutigkeit des Pulsphasenanschlusses über Beobachtungslücken hinweg zustande (sgn. *Spectral Leakage, Aliasing*) und befinden sich im Abstand  $m \cdot \Delta P$  vom Maximum mit

$$\Delta P = \frac{P_p^2}{T_{\text{gap}}} \approx 2.8 \cdot 10^{-4} \text{ s} \quad (5.8)$$

für  $P_p \approx 1.24 \text{ s}$  und  $T_{\text{gap}} \approx 90 \text{ min}$ . Die charakteristischen Breiten der Maxima sowie der Einhüllenden der Verteilung sind durch

$$\Delta P = \frac{P_p^2}{T_{\text{base}}} \quad \text{bzw.} \quad \Delta P = \frac{P_p^2}{T_{\text{on}}} \quad (5.9)$$

gegeben (vgl. Abb. 5.2). Eine ausführliche Darstellung gibt Kunz (1991), die Abhängigkeit der Verteilung von der Form des Pulsprofils diskutiert Carli (1989).

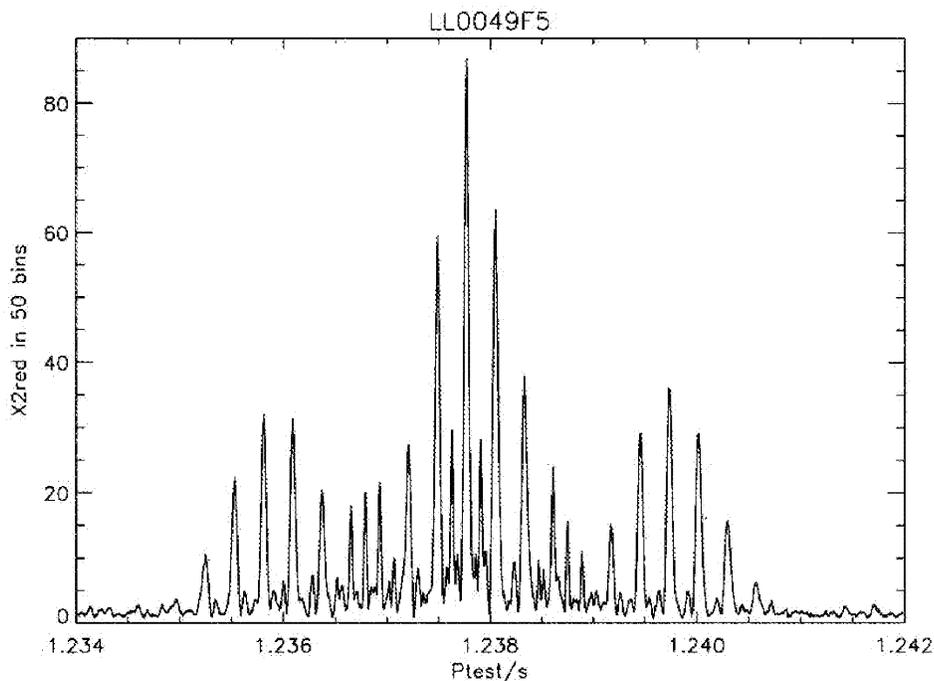


Abbildung 5.2: Die Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  der Statistik  $\chi^2_r$  als Funktion der Testperiode  $P_{\text{test}}$  illustriert am Beispiel der Sessiongruppe 0049F5. Die Abstände benachbarter Maxima sind gemäß Gl. 5.8 dem Sessionabstand  $T_{\text{gap}}$  zuzuordnen, die Mittenabstände der drei Gruppen dem Rocking-Intervall zwischen zwei On-Source-Pointierungen von 800 s. Die Einhüllende der Gesamtverteilung repräsentiert gemäß Gl. 5.9 die Dauer der einzelnen On-Source-Pointierungen von  $T_{\text{on}} \approx 350 \text{ s}$ .

### 5.2.2.2 Rayleigh-Test

Eine weitere Statistik zur Periodensuche mit diskreten Ereignissen ist der Rayleigh-Test (RT, Periodogramm-Methode), bei dem die Phasen  $\varphi_i = \varphi(t_i)$  modulo 1 der Ankunftszeiten  $t_i$  gemäß der Vorschrift (Mardia 1972)

$$\begin{aligned}\phi^2 &= \sum_{m=1}^M \phi_m^2 \\ \phi_m^2 &= \frac{1}{N^2} \cdot \left\{ \left\{ \sum_{i=1}^N \cos(2\pi m \varphi_i) \right\}^2 + \left\{ \sum_{i=1}^N \sin(2\pi m \varphi_i) \right\}^2 \right\}\end{aligned}\quad (5.10)$$

summiert werden.  $\phi_m$  ist anschaulich die Länge der Summe von Vektoren, die auf dem Einheitskreis entsprechend  $m \cdot \varphi_i$  verteilt sind. Aufgrund des Poincaré-Theorems ergibt sich wiederum für  $P_{\text{test}} \neq P_p$  eine Gleichverteilung und damit  $\phi_m^2 \leq 1$ . Die Statistik  $\phi^2$  ist für  $M=1$   $\chi^2$ -verteilt mit  $\nu=2$  Freiheitsgraden (Leahy *et al.* 1983b). RT ist der Fourieranalyse verwandt, insbesondere sind die Rayleigh-Amplituden  $r_m = (\phi_m^2)^{1/2}$  den Fourieramplituden  $a_m$  proportional (Raubenheimer & Ögelman 1990). Bei Pulsprofilen von sinusoidaler Form ist RT sensitiver als EF (Leahy *et al.* 1983b). Ein wesentlicher Vorteil des RT besteht in seiner Binfreiheit. Die Verteilung  $\phi^2(P_{\text{test}})$  weist dieselbe Struktur in Abhängigkeit von  $T_{\text{gap}}$  etc. auf wie  $\chi^2_r$  im Falle von RT, da die Phasenanschlußbedingung ebenfalls erfüllt werden muß. Die Verwandtschaft mit der Fourieranalyse ist evident aus dem Vergleich mit der Verteilung  $a(P_{\text{test}}=1/\nu)$ , die sich aus der Faltung des Quellspektrums mit der Fensterfunktion (*Window Function*) der Beobachtungsstrategie ergibt. Methoden wie CLEAN rekonstruieren das Quellspektrum iterativ aus  $a(\nu)$  (Roberts *et al.* 1987). Ein solcher Ansatz ist für die Periodensuche bei Her X-1 nicht notwendig, da die Zeitskalen der Fensterfunktion  $\tau \gg P_p$  sind und die Interpretation der Verteilung unmittelbar möglich ist.

Für RT wie EF gilt, daß die Struktur der Verteilungen weiterhin die Datenqualität reflektiert; insbesondere manifestieren sich Diskontinuitäten in der Zeitreihe durch eine Abweichung von der Symmetrie sowie das Auftreten zusätzlicher Maxima. Beispielsweise wurden Zeitzuordnungsfehler in den *Sessions* 0050 und 0091 so identifiziert und behoben (vgl. Kap. 6.2).

Weicht die Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  im Bereich der erwarteten Pulsperioden stark vom Wert 1 ab, so befindet sich die Quelle im Gesichtsfeld des Detektors. Diese Methode zur Quelldetektion wird erfolgreich angewandt mit dem *All Sky Monitor* GRO-BATSE. Die PSS (*Pulsed Source Search*) liefert hier auf täglicher Basis die Pulsperioden für ein Dutzend Röntgenpulsare, u.a. für Her X-1 (Wilson 1995). Obgleich die Signifikanz von  $\chi^2_r$  wegen der durch die Anzahl unabhängiger Stichproben  $P_{\text{test}}$  eingeführten zusätzlichen Freiheitsgrade kontrovers diskutiert wird (Chadwick *et al.* 1985), so ist erfahrungsgemäß für HEXE-*Sessions*  $\chi^2_r > 3$  als Quelldetektion aufzufassen (Kunz 1991). Die Methode der Quelldetektion ist insbesondere bei Her X-1 sinnvoll, da das Signal im harten Röntgenbereich nahezu 100% moduliert ist.

Unter der Annahme, daß Her X-1 auf dieser Zeitskala eine stabile Pulsform und keine diskontinuierlichen Phasensprünge aufweist, ergibt sich eine wesentliche Verbesserung der Pulsperiodenbestimmung. Der Abgleich der Pulsar-Uhr mit erdgebundenen Normaluhren vor und nach jeder *Session* gewährleistet, daß die Phasenanschlüsse genau sind ( $\tau < 10^{-8}$ s).

### 5.2.2.3 Fehlermaße

Durch endliche Integrationszeit und die spezifische Beobachtungsstrategie bedingen die in Abb. 5.2 dargestellte Struktur der  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$ -Verteilung. Sie kann zur Abschätzung des statistischen Fehlers  $\Delta P$  der Pulsperiodenbestimmung herangezogen werden, wobei sich in der Literatur verschiedene Definitionen finden, die nachfolgend dargestellt sind. Konservative Schätzungen verwenden den Abstand benachbarter *beat*-Maxima, der durch die Anschlußbedingung für die Phasenlage zweier *Sessions* im Abstand  $T_{\text{gap}}$  verursacht wird, bzw. die Breite des zentralen Maximums der  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$ -Verteilung als Funktion der Gesamt-Beobachtungsdauer  $T_{\text{base}}$  (s. Gl. 5.9). Dieser Wert entspricht in etwa der Auflösungsgrenze von FFT-Techniken (Raubenheimer & Ögelman 1990). Die Definition (Voges 1984, Mory 1991)

$$\Delta P = \frac{P^2}{K \cdot T_{\text{base}}} \quad (5.11)$$

unterstellt, daß bei der Faltung der Ankunftszeiten in  $K$  Phasenbins bereits die Verschiebung um ein Phasenbin eine signifikante Verschmierung des Pulsprofils herbeiführt. Ein Maß, das die Poisson-Fluktuationen in den einzelnen Phasenbins als Ursache der Ungenauigkeit benutzt, ist

$$\Delta P = \left| P(\chi^2_{r,\text{max}}) - P(\chi^2_{r,\text{max}} - 1) \right| \quad (5.12)$$

wonach die Kreuzkorrelation des verrauschten, gebinteten Pulsprofils mit dem idealen Pulsprofil innerhalb von  $P \pm \Delta P$  einen Wert  $\chi^2_r < 1$  liefert.  $P(\chi^2_{r,\text{max}})$  und  $P(\chi^2_{r,\text{max}} - 1)$  bezeichnen die Werte von  $P_{\text{test}}$ , für die  $\chi^2_r$  maximal wird bzw. in der Umgebung des Maximums um den Wert 1 abgenommen hat. Bei Verwendung des Rayleigh-Tests zur Periodenbestimmung ist (Raubenheimer & Ögelman 1990)

$$\Delta P = \frac{\sqrt{6} \cdot P^2}{2\pi \cdot T} \cdot \frac{1}{\sqrt{\phi^2}} \quad (5.13)$$

Für die *MainOn*-Beobachtungen von Her X-1 durch HEXE ergaben die Fehlerdefinitionen gemäß Gl. 5.11 und 5.12 vergleichbare Werte. Die höhere Sensitivität des Rayleigh-Tests gegenüber dem *Epoch Folding* bei sinusoidalen Pulsprofilen (Leahy *et al.* 1983b) wird aufgrund der starken Konturierung des Pulsprofils von Her X-1 nicht erzielt. Die Anpassung einer Gaußfunktion an das Maximum der  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$ -Verteilung liefert unrealistisch kleine Werte für die  $1\sigma$ -Fehler des Schwerpunktes der Gaußverteilung und wird deshalb nicht verwendet. Darüber hinaus ist die genaue Form des Maximums der  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$ -Verteilung von der Form des Pulsprofils abhängig (Klein 1977, Carli 1989).

### 5.3 Spektralanalyse

Die Spektralanalyse umfaßt im wesentlichen drei Schritte:

- *Screening*, d.h. die Vorauswahl von Daten, die bestimmten Qualitätskriterien genügen;
- Hintergrundsubtraktion, die Separation von Quell- und Hintergrundsignal; schließlich die
- Anpassung von theoretischen Modellspektren an die Beobachtungsdaten.

In nachstehender Tabelle sind die Variablen aufgeführt, die zur Beschreibung der (phasenaufgelösten) Spektren verwendet werden.

Kürzel	Größe	$E$	$\varphi$	$D$
$S(E)$	phasengemittelttes Quellphotonenspektrum	■	□	□
$Q(E,D)$	phasengemittelttes Quellzählratenspektrum	■	□	■
$Z(E,D)$	phasengemittelttes Detektorzählratenspektrum	■	□	■
$PPS(E,\varphi)$	phasenabhängiges Quellphotonenspektrum	■	■	□
$PPQ(E,D,\varphi)$	phasenabhängiges Quellzählratenspektrum	■	■	■
$PPZ(E,D,\varphi)$	phasenabhängiges Detektorzählratenspektrum	■	■	■
$BG(E,D)$	Hintergrundzählratenspektrum	■	□	■
$R(E,D)$	Responsematrix der Einzeldetektoren	■	□	■
$wfac(D)$	geometrischer Kollimator-Wichtfaktor	□	□	■
$dtfac$	Totzeitkorrekturfaktor	□	□	□
$selfac$	Korrekturfaktor für Datenqualitätskontrolle	□	□	□

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der in der Beschreibung der Standardanalyse verwendeten Abkürzungen für Spektren und Detektorparameter. Eine Abhängigkeit der aufgeführten Größen von Energie ( $E$ ), Detektor ( $D$ ) und Pulsphase ( $\varphi$ ) ist durch das Symbol ■ gekennzeichnet.

#### 5.3.1 Datenaufbereitung und Screening

Die Beobachtungsdaten der KVANT-Instrumente werden an Bord auf Magnetband geschrieben und beim Überfliegen der Bodenstationen mit einer Telemetrikapazität von 3200 byte/sec übermittelt. Am Moskauer Institut für Weltraumforschung (IKI) werden die Daten wieder den einzelnen Instrumenten zugeordnet und mit Zusatzinformation über Detektorpointierung, Satellitenorbit und Absolutzeit ausgestattet. Die HEXE-Daten gelangen anschließend per Magnetband an das Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik (MPE) in Garching, werden dort aufbereitet und *sessionweise* in einen Katalog eingetragen. Diese Aufbereitung umfaßt Paritätskontrolle, 1 min-Integration und Energiekalibration: Von den ursprünglichen Einzelereignissen werden zunächst jene ausgesondert, die Paritätsfehler aufweisen oder als Americium-Ereignisse markiert wurden (vgl. Kap. 4.2). Anschließend werden sie detektorweise zu Pulshöhenkanalspektren von typisch einer Minute Länge zusammengefaßt. Die Wahl einer Integrationszeit unterhalb der kleinsten Zeitskala für Variationen des Detektorhintergrundes vereinfacht die nachfolgende Hintergrundsubtraktion. Aus den Americium-Ereignissen werden *session-* und detektorweise Eichspektren ermittelt, die zur Energiekalibration, d.h. zur Transformation von Pulshöhen- in Energiekanalspektren herangezogen werden. Die

Datensätze enthalten somit neben Beobachtungszeit- und Pointierungsinformation detektorweise in Energiekanälen gebintete Zählratenspektren. Sie werden im folgenden als Tertiäre Datensätze (TDS) bezeichnet.

In der nächsten Stufe erfolgt die Totzeitkorrektur. Neben der Berücksichtigung von Telemetrietotzeiten, d.h. unvollständiger Bodenübertragung, umfaßt diese die Ermittlung von Elektroniktotzeiten. Die Haushaltszählrate *Eldt* (*Electronic Deadtime*) registriert formatweise<sup>1</sup> die Anzahl der aufgrund Elektroniktotzeit nicht weiterverarbeiteten Detektorereignisse. Die Auswirkungen von *Screening* und Totzeitkorrektur auf die Detektorzählraten werden durch eine Verringerung der effektiven Beobachtungszeit korrigiert .

$$\bar{Z}' = dtfac \cdot selfac \cdot \bar{Z} \quad (5.14)$$

### 5.3.2 Hintergrundsubtraktion

Vor der Hintergrundsubtraktion müssen Daten zurückgewiesen werden, die während oder kurz nach Passage der Südatlantikanomalie (SAA) registriert wurden, da die dort auftretende extreme Teilchenexposition den internen Detektorhintergrund in nicht modellierbarer Weise verändert. Einen vergleichbaren Einfluß haben solare Eruptionen sowie die Annäherung der Sojus-Raumkapsel, die eine starke Thoriumquelle enthält. Die Zurückweisung dieser Daten erfolgt aufgrund geographischer Position sowie durch visuelle Kontrolle der Antikoinzidenzzählraten (vgl. hierzu Abb. 4.6). Wie in Kap. 4.2. dargestellt variiert der interne Detektorhintergrund aufgrund der variablen Teilchenexposition im Orbit sowohl in Gesamtintensität als auch in spektraler Zusammensetzung. Mit HEXE als nichtabbildendem System ist keine unmittelbare Hintergrundbestimmung während der Quellbeobachtungen (*On*-Beobachtungen) möglich, weshalb in beiden *Rocking*-Modi 50% der Gesamtbeobachtungszeit auf den Himmelshintergrund (*Off*-Beobachtungen) verwendet werden. Im *HEXE-Rocking* liegt zunächst eine Subtraktion der Daten unterschiedlicher Detektoren nahe. Dies ist allerdings aufgrund des unterschiedlichen Ansprechverhaltens nicht sinnvoll. Ebenso erweist sich der Ansatz, das Hintergrundspektrum im *MIR-Rocking* durch Interpolation zwischen *Off*-Beobachtungen zu ermitteln, als nicht zufriedenstellend. Der Versuch, den Hintergrund als Funktion des geomagnetischen Ortes sowie der Vorgeschichte darzustellen, scheitert zum einen an der diskontinuierlichen Datenaufzeichnung, zum anderen daran, daß die Modellierung der Anregungs- und Zerfallsmechanismen im Detektor nur qualitativ gelingt (Battersby *et al.* 1994, Mory 1991). Die nachfolgend dargestellte Korrelationsmethode (Maisack 1991) wird demgegenüber erfolgreich zur Hintergrundsubtraktion aller *HEXE*-Beobachtungen angewandt. Die Untersuchung von über 600 *HEXE*-Einzelbeobachtungen ergab, daß die Hintergrundzählraten  $\overline{BG}(E,t)$  in allen Energiekanälen in guter Näherung mit Haushaltszählraten  $HH(E,t)$  linear korreliert sind. Zu einem beliebigen Beobachtungszeitpunkt setzt sich der gesamte Detektorhintergrund  $\overline{BG}(E,t)$  in einem bestimmten Energiekanal aus einem zeitunabhängigen Hintergrundspektrum  $\overline{BG}_0(E,t)$  und einem zu den Haushaltszählern  $HH$  proportionalen und geeignet normierten Spektrum  $\overline{M}(E,t)$  zusammen:

$$\overline{BG}(E,t) = \overline{BG}_0(E) + \overline{M}(E) \cdot HH(t) \quad (5.15)$$

Das Hintergrundspektrum kann somit auch während der Quellbeobachtung ermittelt werden, da insbesondere die Haushaltszählrate *Suak* unabhängig von der Quellstärke ist. Die Qualität des Modells wird verbessert, wenn nur Daten mit  $4000 < Suak < 20000$  verwendet werden, da

<sup>1</sup> Format, im DTM-Modus ein Datensatz der Länge 10.24 s

für diese eine ausreichende Statistik für die Korrelation vorliegt. Der Korrelationsansatz kann für jede Einzelbeobachtung verifiziert werden, indem für die Hintergrundbeobachtungen der wahre mit dem postulierten Hintergrund verglichen wird: abgesehen von statistischen Fluktuationen sollte in allen Energiebändern „ $BG-BG_0=0$ “ gelten.  $\overline{BG}_0$  kann als konstanter Detektorhintergrund interpretiert werden, der durch den Zerfall langlebiger Radioisotope entsteht und durch die kumulative Strahlungsexposition des Detektors seit Start sowie langfristige Änderungen der Sonnenaktivität beeinflusst wird. Eine weitere Verbesserung des Modells wird demzufolge erzielt durch die Einführung eines Korrekturfaktors  $CCF$  (*Constant Correction Factor*), der die Änderung des „konstanten“ Hintergrundes  $\overline{BG}_0$  auf langen Zeitskalen erfaßt:

$$\overline{BG}(E,t) = CCF(t) \cdot \overline{BG}_0(E) + \overline{M}(E) \cdot HH(t) \quad (5.16)$$

Der Faktor  $CCF(t)$  ist von der Größenordnung 1 und wird für jeden Detektor und jede *Session* durch  $\chi^2$ -Minimierung bestimmt, indem für alle Energiekanäle gefordert wird, daß

$$CCF = \left\{ \frac{\overline{BG} - \overline{M} \cdot HH}{\overline{BG}_0} \right\} = const \quad (5.17)$$

Alternativ zur Einführung des  $CCF$  kann zur Bestimmung der Modellspektren  $\overline{BG}_0$  und  $\overline{M}$  eine Untermenge zeitlich oder geomagnetisch benachbarter Hintergrundbeobachtungen herangezogen werden. Das Zählratenspektrum  $Q(E,t)$  der Quelle ergibt sich schließlich unter Verwendung von Gl. 5.15 aus der Beziehung

$$\begin{aligned} \overline{Z'}(E,t) &= \overline{BG}(E) + \overline{Q}(E,t) \\ &= CCF(t) \cdot \overline{BG}_0(E) + \overline{M}(E) \cdot HH(t) + \overline{Q}(E,t) \end{aligned} \quad (5.18)$$

Der bei der Hintergrundsubtraktion eingeführte systematische Fehler im Quellspektrum kann durch Analyse des hintergrundsubtrahierten *Off-Spektrums* („ $BG-BG_0$ “) ermittelt werden und beträgt typisch  $\sigma_{sys} < 10^{-3} \text{ cts cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ .

### 5.3.3 Modellanpassung

Da er für eine singuläre Responsematrix nicht möglich ist, das Photonenspektrum  $S(E)$  eindeutig aus dem hintergrundsubtrahierten Quellzählratenspektrum

$$\overline{Q}(E) = \overline{R}(E) \cdot \overline{S}(E) \cdot wfac \quad (5.19)$$

zu ermitteln, wird das „inverse Problem“ der Verträglichkeit theoretischer Photonenspektren mit den Beobachtungsdaten mittels der Pearsonschen  $\chi^2$ -Statistik

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \chi_i^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(Q_i - Q_i')^2}{\sigma_i^2} \quad (5.20)$$

untersucht<sup>2</sup>.  $Q_i'$  bezeichnet die für ein bestimmtes Modell im Energieintervall  $E_i$  erwartete,  $Q_i$  die hier beobachtete Quellzählrate.  $\sigma_i$  ist der Fehler von  $Q_i$ . Die  $Q_i'$  werden ermittelt, indem das theoretische Modellspektrum  $dN/dE$  in den  $N$  Energieintervallen aufintegriert und mit der Responsematrix auf ein Zählratenspektrum abgebildet wird. Die Modellspektren sind i.A. mit einer Anzahl  $m$  freier Parametern parametrisiert, so daß die Anpassung  $v=N-m$  Freiheitsgrade aufweist. In dieser Arbeit wird mit einem Optimierungsverfahren nach Bevington (1969) der

<sup>2</sup> Diese Verträglichkeit stellt keine hinreichende Bedingung für die Gültigkeit eines Modells dar. Somit können Modelle prinzipiell nur falsifiziert werden, genauer: mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit zurückgewiesen werden.

*best-fit*-Parametersatz einer Schar von Modellen bestimmt, für den die Summe der Residuenquadrate  $\chi^2_i$  ein Minimum  $\chi^2_{\min}$  annimmt. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Modell die Beobachtung beschreibt, beträgt

$$p(\chi^2) = \frac{2}{2^{v/2} \cdot \Gamma(v/2)} \int_{\chi^2}^{\infty} x^{v-1} \exp\left(-\frac{x}{2}\right) dx \quad (5.21)$$

Eine Modellhypothese wird verworfen, wenn diese Wahrscheinlichkeit ein zuvor festgelegtes Vertrauensintervall  $CL$  (*Confidence Limit*) nicht übertrifft:  $p(\chi^2) < CL$ . Als typischer Wert gilt  $CL=10\%$  (Lampton *et al.* 1976). Zur Abschätzung der Verträglichkeit wird die Größe („reduziertes Chiquadrat“)

$$\chi^2_v = \chi^2_{\text{red}} = \frac{1}{v} \cdot \chi^2_{\min} \quad (5.22)$$

verwendet. Ist  $\chi^2_{\text{red}} \gg 1$ , so muß das Modell verworfen werden.

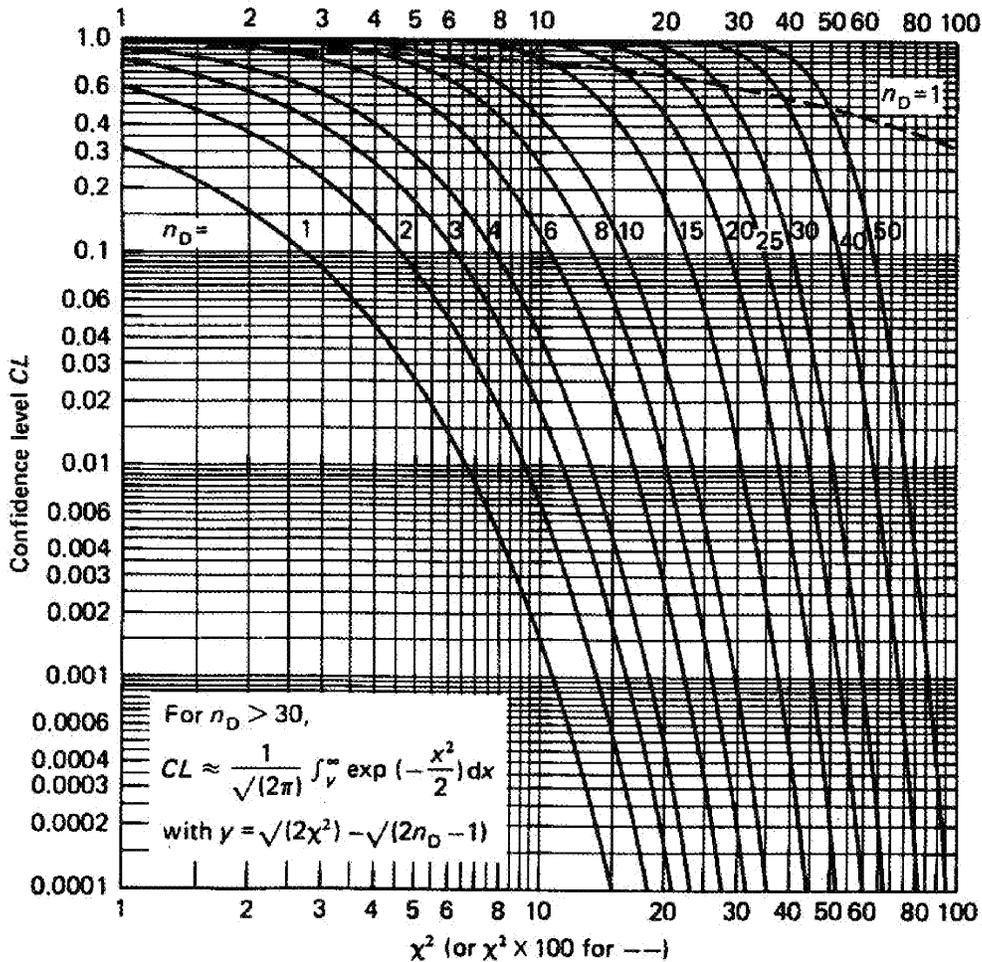


Abbildung 5.3: Das Confidence Level  $CL$  (y-Achse) als Funktion der Statistik  $\chi^2$  (x-Achse) und der Anzahl der Freiheitsgrade  $v$  (Kurvenschar). Aus Zombeck (1990).

**5.3.3.1 Fehlerbestimmung**

Unter der Voraussetzung, daß ein bestimmtes Modell die Beobachtung beschreibt, liegt der wahre Parametersatz  $\{a_i\}^0$  mit definierter Wahrscheinlichkeit innerhalb eines Volumens  $V$  im Parameterraum, das durch die Bedingung

$$\chi_{CL}^2 = \chi_{min}^2 + \Delta\chi^2(v, CL) \tag{5.23}$$

berandet wird. Für ein vorab gewähltes *Confidence Limit*  $CL$  und eine Anzahl  $v$  freier Parameter ergibt sich der Fehler  $\sigma_i$  eines Parameters  $a_i$  durch die Extrema, die  $a_i$  in  $V$  annimmt.

Signifikanz	CL	v=1	v=2	v=3	v=4	v=5
1σ	68.3%	1.00	2.30	3.53	4.72	5.89
1.6σ	90.0%	2.71	4.61	6.25	7.78	9.24
2σ	95.4%	4.00	6.17	8.02	9.70	11.3
2.6σ	99.0%	6.63	9.21	11.3	13.3	15.1

Tabelle 5.2:  $\Delta\chi^2(v, CL)$  als Funktion von  $CL$  und Anzahl  $v$  der Freiheitsgrade. Nach Press et al. (1986). Die Signifikanz  $\sigma$  wird ebenfalls zur Kennzeichnung des  $CL$  verwendet.

Soweit nicht anderweitig angegeben, beziehen sich Fehlerangaben in dieser Arbeit auf ein *Confidence Limit*  $CL=68\%$  ( $1\sigma$ ) und sind für eine gemeinsame Variation (*joint variation*) der Parameter ermittelt. Im Gegensatz hierzu führt die Variation eines einzelnen bei gleichzeitiger Fixierung der verbleibenden Parameter insbesondere bei stark korrelierenden Parametern zur Unterschätzung der Fehlergrenzen. In dieser Arbeit verwendete  $\chi^2$ -Konturen sind orthogonale Projektionen der Oberfläche  $\chi_{CL}^2$  auf die durch zwei Parameter aufgespannte Koordinatenebene. Die formalen Fehler  $\sigma_i$  sowie Korrelationen zwischen Parameterpaaren können mittels dieser  $\chi^2$ -Konturen dargestellt werden.

**5.3.3.2 F-Test**

Der  $F$ -Test quantifiziert, ob bei der  $\chi_{min}^2$ -Anpassung von Modellen an Beobachtungsdaten die Einführung zusätzlicher Modellparameter gerechtfertigt ist. Bei der vorliegenden Arbeit sind dies die Parameter der Zyklotronresonanzlinie(n). Für eine Funktion mit  $m'=m+1$  freien Parametern beträgt bei der Anpassung an  $N$  Datenpunkte die Anzahl der Freiheitsgrade  $v'=v-1=N-m-1$ . Die Statistik  $F_\chi$  für einen zusätzlichen Parameter ist wie folgt definiert:

$$F_\chi = \frac{\chi^2(m) - \chi^2(m+1)}{\chi^2(m+1) / (N - m - 1)} = \frac{\Delta\chi^2}{\chi_{v'}^2} \tag{5.24}$$

Für zwei zusätzliche Parameter und  $v''=v-2$  ist analog

$$F_\chi = \frac{\chi^2(m) - \chi^2(m+2)}{\chi^2(m+2) / (N - m - 2)} = \frac{\Delta\chi^2}{\chi_{v''}^2} \tag{5.25}$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Wert von  $F_\chi > F$  zustandekommt, wird durch eine Wahrscheinlichkeitsfunktion  $P_F(F; \Delta v, v)$  bestimmt, die z.B. bei Bevington (1969) tabelliert ist. Für  $\Delta v=1$  und  $v=10$  ist mit 1% Wahrscheinlichkeit  $F_\chi > 10$ . Für  $\Delta v=2$  und  $v=10$  ist mit 1% Wahrscheinlichkeit  $F_\chi > 7.6$ .

### 5.3.3.3 Darstellung der Spektralfits

Das aus einer Beobachtung gewonnene gebinnte Spektrum wird gemeinsam mit dem *best-fit*-Modellspektrum in standardisierter Form dargestellt (Abb. 5.4).

- Die Darstellung im Photonerraum (rechts oben) zeigt das differentielle Photonenspektrum  $dN/dE$  für die *best-fit*-Parameter  $\{a_i\}^0$  des gewählten Modells sowie eine Schätzung für das mit der *Response* der Detektoren „entfaltete“ beobachtete Spektrum in gebinnter Form.
- Im Zählratenraum (links oben) ist das mit der *Responsefunktion* der Detektoren „gefaltete“ und gebinnte *best-fit*-Spektrum als Histogramm in Einheiten von  $\text{cts}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$  dargestellt, weiterhin das beobachtete und hintergrundsabtrahierte Zählratenspektrum. Die Fehlerbalken des Zählratenspektrums stellen  $1\sigma$ -Fehler dar.
- Die Güte der Anpassung, die mit der Statistik  $\chi^2$  formal quantifiziert wird, ist außerdem aus den Residuen (links unten) ersichtlich. Beschreibt das Modell die Beobachtung korrekt, so sind die Residuen  $\chi_i$  normalverteilt mit einer Varianz  $\sigma^2=1$ .

Die Wahl eines ungeeigneten Modells ist insbesondere aus systematischen Trends im Verlauf von  $\chi_i(E)$  ersichtlich. So ist aus dem Verlauf der Residuen in Abb. 5.4 zu schließen, daß ein exponentielles Kontinuum nicht zur Beschreibung des *MainOn*-Spektrums von Her X-1 geeignet ist. Die Einführung einer zusätzlichen Linienstruktur verringert sowohl den Betrag von  $\chi^2_r$  als auch die systematischen Residuen  $\chi_i(E)$  (vgl. Kap. 6.3.).

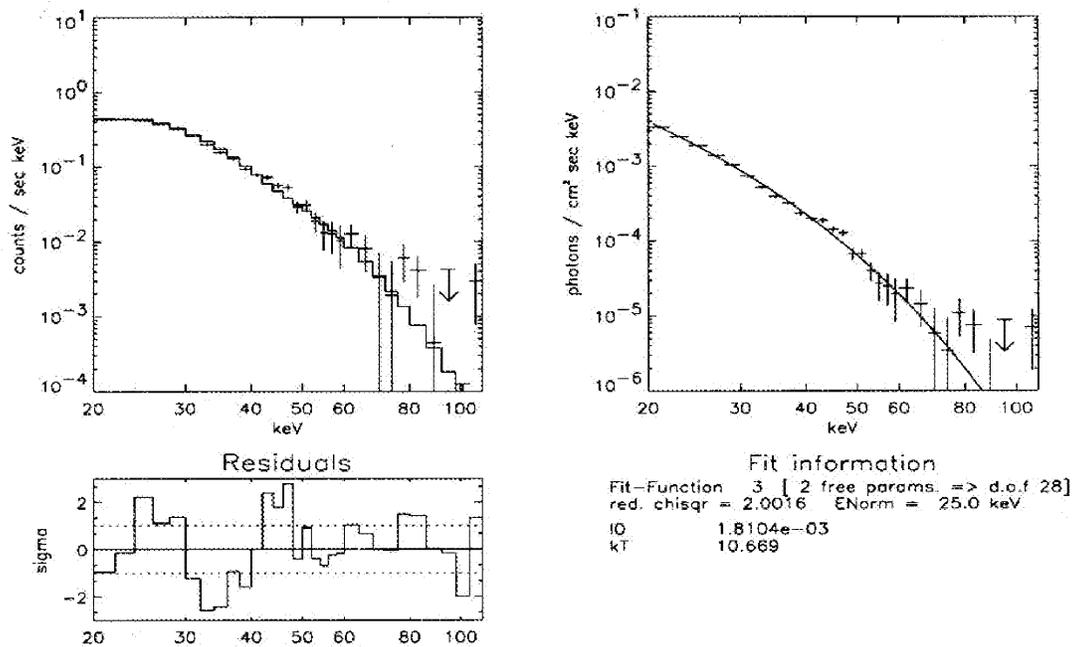


Abbildung 5.4: Die Darstellung von Spektren. Links oben: Beobachtetes Zählratenspektrum  $Q(E)$  (mit  $1\sigma$ -Fehlerbalken) und *best-fit*-Zählratenspektrum  $Q'(E)$  (Histogramm) in Einheiten von  $\text{counts}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ . Links unten: Residuen  $(Q-Q')/\sigma(Q)$  als Funktion der Energie. Rechts oben: *best-fit*-Photonenspektrum  $S(E)$  (durchgezogene Linie) und modellabhängig „entfaltete“ Beobachtung (gebinnete Daten), jeweils in  $\text{Photons}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{keV})$ . Alle Darstellungen weisen als Abszisse die Quantenenergie in Einheiten von keV auf. Rechts unten sind neben den *best-fit* Parametern die verwendete Fitfunktion, die Normierungsenergie  $E_0$ , die Anzahl der freien Parameter und die Statistik  $\chi^2_r$  der Anpassung aufgelistet.

## 5.4 Hintergrundsubtrahierte Pulsprofile

Die bei der Periodensuche für  $P=P(\chi^2_{\max})$  erhaltene Zählratenverteilung in  $K$  Bins („Faltung der Ankunftszeiten“) wird als Pulsprofil bezeichnet. Sie wird auf die effektive Beobachtungszeit  $T_{\text{eff}}$  normiert, die Fehler der individuellen Zählraten werden aus der Poisson-Statistik ermittelt. In der Literatur findet sich zuweilen der Begriff Lichtkurve, der in dieser Arbeit allerdings ausschließlich für den Intensitätsverlauf als Funktion der Zeit,  $I(t)$ , verwendet wird. Das Pulsprofil stellt eine gebinnte Messung des mittleren tatsächlichen Pulsprofils der Röntgenquelle,  $S(\varphi)$ , überlagert vom „Pulsprofil“ des Detektorhintergrundsignals,  $BG(\varphi)$ , dar. Fluktuationen der Lichtkurve  $S(t)$  der Röntgenquelle auf Zeitskalen  $\tau < T_{\text{base}}$ , insbesondere die bei Quellen wie A0535+26 bekannten Puls-zu-Puls-Variationen, bleiben hierbei unberücksichtigt. Solche Fluktuationen sind im Falle von Her X-1 nicht etabliert.

Pulsprofile können in beliebigen Energiebändern des HEXE-Energiebereiches generiert werden. Während die Periodensuche zweckmäßigerweise für einen breiten Energiekanal durchgeführt wird, der den Bereich signifikanten Quellflusses umfaßt und die alle vier Detektoren einbezieht, ist die Untersuchung der Energieabhängigkeit des Pulsprofils in schmalen Energiekanälen möglich. Die HEXE-Software sieht ein *Rebinning* der anfänglich gewählten Energiekanäle vor.

Im Idealfall einer Quelle mit stabiler Pulsation  $S(t) = S(\varphi = \Omega t)$  und einem zeitlich konstanten Detektorhintergrund  $BG(t) = \text{const}$  besteht das Pulsprofil in jedem Energiekanal aus dem Quell-Pulsprofil auf einem konstanten Sockel. Aufgrund der starken Variation des internen Detektorhintergrundes im Verlauf der *Sessions* (vgl. Abb. 4.6) ist das „Pulsprofil“ des Hintergrundes i.A. eine Funktion der Pulsphase. So muß im Falle von A0535+26 der Hintergrund als Funktion der Zeit ermittelt und auf kurzen Zeitskalen subtrahiert werden (Kretschmar 1996). Da die Pulsperiode von Her X-1 klein gegen die Zeitskalen der Hintergrundvariation ist und demnach für hinreichend lange Beobachtungen gemäß dem Poincaré-Theorem eine Gleichverteilung der Hintergrundphotonen auf alle Phasenbins angenommen werden kann, ist in diesem Fall die Ermittlung und Subtraktion des phasenunabhängigen Hintergrundes möglich. Diese Konstanz des Hintergrund-„Pulsprofils“, d.h. die Äquipartition der Ereignisse bei Faltung mit der Pulsperiode der Röntgenquelle, wurde verifiziert durch die Analyse der *Off-Pointierungen* mit HEXE. Die Werte für  $\chi^2_r$  betragen für beliebige Stichproben in verschiedenen Energiekanälen  $\chi^2_r \approx 1$ , d.h. im Rahmen der Poisson-Fluktuationen ist der Hintergrundbeitrag phasenunabhängig.

Die Zusammenfassung von Pulsprofilen zeitlich weit auseinanderliegender Epochen ( $\Delta t \gg 1$  d) erfordert eine Bestimmung der relativen Phasenlage aus den Daten. Aufgrund intrinsischer Fluktuationen der Pulsphase von Her X-1 (Gl. 6.3) ist eine direkte Phasenzuordnung nicht möglich. Sie wird deshalb im Rahmen dieser Arbeit unter Verwendung der diskreten Korrelationsfunktion *CCF*

$$CCF(\Delta) = \frac{\frac{1}{K} \cdot \sum_{i=1}^K (x_{i+\Delta} - \bar{x}) \cdot (y_i - \bar{y})}{\sigma_x \cdot \sigma_y} \quad (5.26)$$

für jeweils zwei Pulsprofile in breiten Energiebändern (16-60 keV) bestimmt.  $x_i$  und  $y_i$  bezeichnen die auf die Amplitude des gepulsten Flusses normierten Binzhählraten in  $K$  Bins,  $\bar{x}$  und  $\bar{y}$  die Mittelwerte,  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  deren Standardabweichungen. Die Pulsprofile werden um

den Wert von  $\Delta/K$  in der Phasenlage ausgerichtet („*Alignment*“), für den  $CCF(\Delta)$  maximal wird.

### 5.4.1 Pulsed Fraction

Der gepulste Anteil des Röntgenflusses  $PF$  (*Pulsed Fraction*) von Her X–1 wird aus den hintergrundsubtrahierten Pulsprofilen bestimmt. Eine konventionelle Definition von  $PF$  ist

$$PF = \frac{av - \min}{av} = 1 - \frac{\min}{av} \quad (5.27)$$

Das Minimum  $\min$  des gepulsten Signals wurde aus dem über  $\Delta k$  geglätteten Pulsprofil bestimmt. Die Glättung mit  $\Delta k=3\dots 5$  ist aufgrund der Poisson-Fluktuationen der Pulsprofile insbesondere in schmalen Energiebändern notwendig.  $av$  bezeichnet die phasengemittelte Zählrate. Der Fehler in  $PF$  ergibt sich unmittelbar durch Fehlerfortpflanzung.

## 5.5 Pulse-minus-Off-Pulse-Spektren

Zur Erstellung von *Pulse-minus-Off-Pulse-Spektren* ( $P-OP$ ) werden in mehreren Energiebins die Detektorzählraten für gleiche Phasenintervalle der Länge  $\Delta\phi$  zusammengefaßt und auf die anteilige Beobachtungszeit  $t_{\text{obs}}\Delta\phi$  normiert. Die Subtraktion der Detektorzählraten aus dem *Off-Pulse-Bereich* von denen des Pulsbereiches ergibt ein Spektrum, das näherungsweise das Spektrum des gepulsten Signalanteils beschreibt. Für Signale, die zu annähernd 100% gepulst sind, ist diese Darstellung sinnvoll, da systematische Fehler bei der Hintergrundreduzierung vermieden werden (Kap. 5.4). Dies ist insbesondere für die Pulsation von Her X–1 oberhalb 20 keV der Fall. Bei der Subtraktion werden die jeweiligen Poissonfehler berücksichtigt.

## 5.6 Pulsphasenspektroskopie

Die in den Detektoren registrierten Einzelereignisse

$$n_i = n(E_i, t_i) \quad i = 1..N \text{ Photonen} \quad (5.28)$$

werden nach der Pulsperiodenbestimmung auf die zweidimensionale Zählratenverteilung

$$cts_{i,k} = cts(E_i, \phi_k) \quad j = 1..J \text{ Energiebins, } k = 1..K \text{ Phasenbins} \quad (5.29)$$

projiziert. Die Betrachtung von Pulsprofilen in sukzessiven Energiebändern bzw. von Zählratenspektren in Phasenintervallen ist äquivalent. Beide Abbildungen der ursprünglichen Photonverteilung  $d^2N/dEd\phi$  erlauben im Prinzip eine Analyse der Phasen- und Energieabhängigkeit des Röntgensignals. Die Erstellung von Pulsphasenspektren bietet den Vorteil, daß aufgrund der guten Zeitauflösung sukzessive Phasenintervalle statistisch unabhängig sind, während durch die geringe HEXE-Energieauflösung Pulsprofile in sukzessiven Energiebins nicht separat analysiert werden können. Die generierten Pulsphasenspektren können nach Hintergrundsubtraktion der Standard-Spektralanalyse unterzogen und das ermittelte Photonenpektrum der Quelle physikalisch interpretiert werden.

Zunächst werden auf dem Zeitpfad Pulsprofile in engen Energiebins erzeugt, da auf dem Spektralpfad die Zeitinformation unberücksichtigt bleibt. Diese zweidimensionale Verteilung in Phase und Energie wird als Folge von Pulsphasenspektren angeordnet und in das Standardformat der Spektralanalyse gebracht. Da wie oben ausgeführt das „Pulsprofil“ des Detektorhintergrundes für die kurze Pulsperiode von Her X–1 konstant ist, kann der pulphasengemittelte Hintergrund auf dem Spektralpfad ermittelt und nach Normierung der Integrationszeit

subtrahiert werden. In Analogie zum pulsphasengemittelten Zählratenspektrum (Gl. 5.18) setzt sich die phasenabhängige Detektorzählrate aus phasenabhängiger Quellzählrate und phasenunabhängiger Hintergrundzählrate zusammen:

$$\overline{PPZ}'(E, D, \varphi) = selfac \cdot dtfac \cdot \overline{PPZ}(E, D, \varphi) = \overline{PPQ}(E, D, \varphi) + \overline{BG}(E, D) \quad (5.30)$$

Auf dem Spektralpfad werden Qualitätskontrolle und Totzeitkorrektur durchgeführt. Die Zählraten werden deshalb mittels der Faktoren *selfac* und *dtfac* korrigiert. Da dies auf dem Zeitpfad unterbleibt, wird die Größe *dtfac* übernommen und *selfac* durch die Bedingung bestimmt, daß die mittlere Detektorzählrate in 16-60 keV gleich der unkorrigierten Detektorzählrate des Spektralpfades in 16-60 keV ist:

$$\langle \overline{PPZ} \rangle_{16-60} = \langle \overline{Z}' \rangle_{16-60} = selfac \cdot dtfac \cdot \langle \overline{Z} \rangle_{16-60} \quad (5.31)$$

Die Quellzählrate ist gegeben durch (vgl. Gl. 5.19)

$$\overline{PPQ}(E, D, \varphi) = \overline{R}(E, D) \cdot \overline{PPS}(E, \varphi) \cdot wfac(D) \quad (5.32)$$

Die phasenaufgelösten Photonenspektren der Quelle werden wie das phasengemittelte Spektrum durch  $\chi^2$ -Fit bestimmt:

$$\overline{R}(E, D) \cdot \overline{PPS}(E, \varphi) = (selfac \cdot dtfac \cdot \overline{PPZ}(E, D, \varphi) - \overline{BG}(E, D)) \cdot wfac(D)^{-1} \quad (5.33)$$



# 6 Analyse der HEXE-Beobachtungen von Her X-1

## 6.1 Quellbeobachtung und Lichtkurve

Die Datenbasis der vorliegenden Arbeit besteht aus 114 Einzelbeobachtungen (*Sessions*) von Her X-1 durch MIR-HEXE. Im Zeitraum von Juli 1987 bis April 1989 entfiel eine Bruttobeobachtungsdauer von 122 ksec auf Her X-1. Das Instrument war hierbei für 27 *Session*gruppen auf die Röntgenquelle ausgerichtet. Als *Session*gruppe wird im folgenden ein Beobachtungsintervall bezeichnet, das aus sukzessiven Satellitenorbits (*Sessions*) besteht. Die Bezeichnung von *Session*gruppen ist in der gesamten Arbeit  $nnnnFf$ , wobei  $nnnn$  die *Session*nummer der ersten *Session* und  $f$  die Anzahl der *Sessions* in der *Session*gruppe ist, so lautet z.B. für die *Sessions* 0049-0053 die Bezeichnung 0049F5. Weitere Beobachtungen von Her X-1 durch HEXE wurden im Februar 1992 sowie im Juli 1994 durchgeführt. Letztere fanden simultan mit einer GRO-OSSE-Beobachtung von Her X-1 statt (Kunz *et al.* 1996). Für keine dieser HEXE-Beobachtungen konnte signifikanter Quellfluß etabliert werden.

Nachfolgend werden die einzelnen *Sessions* untersucht, indem ein Vergleich der beobachteten Zählraten mit denen vorgenommen wird, die aufgrund der errechneten Orbital- und  $35^d$ -Phasen  $\Phi$  bzw.  $\Psi$  zu erwarten sind. Die unvollständige Kenntnis der Detektorpointierung sowie die Instabilität der  $35^d$ -Uhr von Her X-1 schränken die Genauigkeit dieser Untersuchung ein.

Für jede individuelle *Session* wurde zunächst die hintergrundsubtrahierte Detektorzählrate bestimmt, um die Beobachtungen mit signifikantem Quellfluß zu identifizieren. Die Phasenlagen  $\Phi$  und  $\Psi$  bezüglich Orbital- und  $35^d$ -Zyklus von Her X-1 wurden unter Verwendung von Gl. 6.1 bzw. Gl. 6.2 ermittelt. Im Anhang A2 sind *session*weise die Quellzählraten  $r$  in 20-50 keV für drei Detektoren d1-d3, die Orbitalphasen  $\Phi$  sowie die  $35^d$ -Phasen  $\Psi$  tabelliert. Die Phasenlagen beziehen sich auf die Mitten der Beobachtungsintervalle. Die Quellzählrate wurde im Energieintervall 20-50 keV ermittelt. Es wurde geringer gewählt als der nominale HEXE-Energiebereich von 16-200 keV, da bei Energien  $E < 20$  keV die Quantenausbeute des Detektors  $\eta < 10\%$  beträgt und das zur Hintergrundsubtraktion verwendete Modell mit großen Unsicherheiten behaftet ist (vgl. Kap. 5.3). Bei Energien  $E > 50$  keV dominiert aufgrund des exponentiell abfallenden Spektrums von Her X-1 der interne Detektorhintergrund das Quellsignal (vgl. Abb. 4.5). Es wurden lediglich die Detektoren d1-d3 verwendet, da aufgrund von Problemen bei der Energieeichung das Hintergrundmodell für Detektor d4 unbefriedigende Ergebnisse liefert. Zur Hintergrundsubtraktion für die Detektoren d1-d3 wurde die Standardmethode angewandt, wie sie in Kap. 5.3 dargestellt ist. Als Energiebinning für die Hinter-

grundsabtraktion wurde die Unterteilung 20-24-28-32-40-50 keV gewählt, für das *Screening* der Datenqualität die Standardparameter aus Gl. 6.4. Als Hintergrundmodell diente das Standardmodell ELSUB. Die Zählraten der Beobachtungen vor Mai 1988 (mit *Sessionnummern*  $SSN < 1035$ ) sind mit dem Wichtfaktor für die Pointierung korrigiert, diejenigen für Beobachtungen ab Mai 1988 stellen untere Grenzen an den Quellfluß dar, da durch den Ausfall der Sternkamera keine Pointierungsinformation verfügbar ist.

Die Orbitalphase  $\Phi$  wurde für die Beobachtungsmitte jeder *Session* unter Verwendung der quadratischen Lösung  $\Phi(t)$  (Gl. 5.3, cf. Deeter *et al.* 1991) ermittelt. Es ist

$$\begin{aligned} P_{\text{orb}}(N) &= 1.700167523(1) \text{ d} \\ T_{\pi/2}(N) &= 2447001.334465(1) \text{ JD} \end{aligned} \quad (6.1)$$

für den Doppelsternorbit mit dem Index  $N=3336$ , so daß für eine in der Umgebung der HEXE-Beobachtungen gewählte Epoche  $t$  die Orbitalphase in linearer Näherung berechnet werden kann. Der Fehler in der Orbitalphase ist vernachlässigbar klein (vgl. Kap. 5.2).

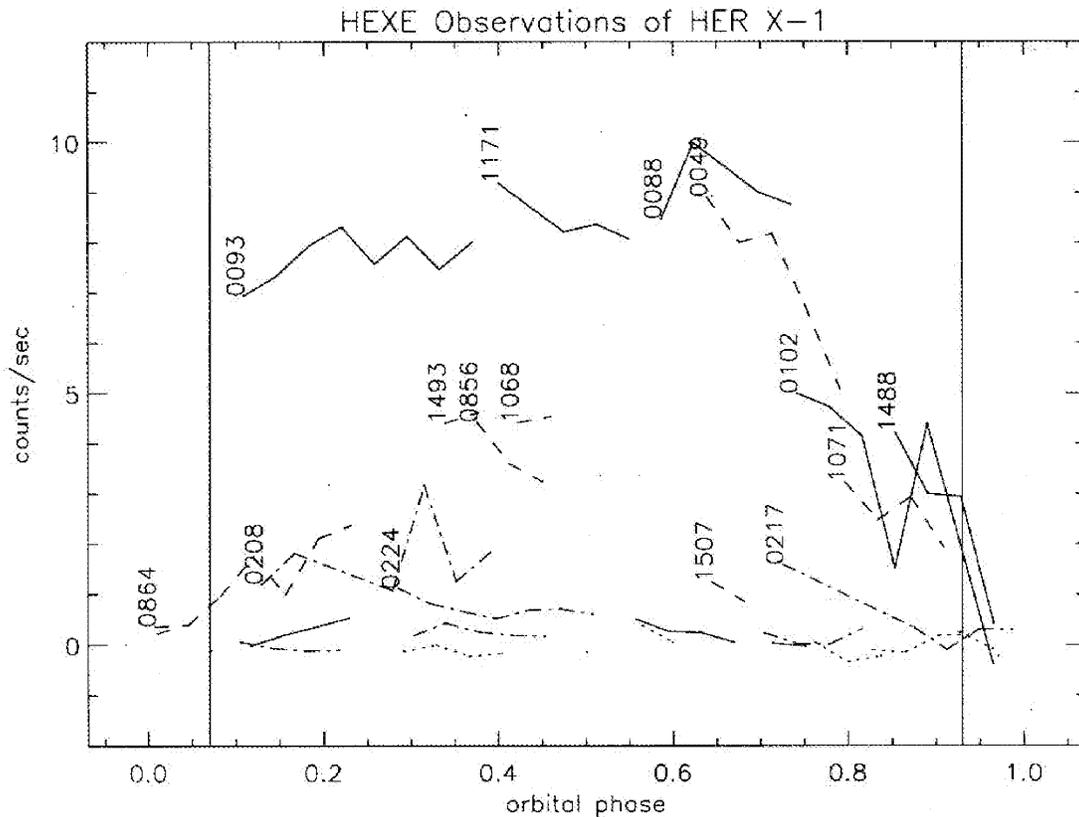


Abbildung 6.1: Die Detektorzählraten für individuelle HEXE-Beobachtungen von Her X-1. Dargestellt ist die Zählrate je *Session* für die drei Detektoren d1-d3 in 20-50 keV als Funktion der Orbitalphase  $\Phi$ . *Sessiongruppen* sind in Abhängigkeit von der  $35^{\text{d}}$ -Phasenlage  $\Psi$  (vgl. Abb. 6.2) durch verschiedene Liniensymbole gekennzeichnet: *MainOn*-Gruppen mit durchgezogenen Linien, *Decline*: gestrichelt, *ShortOn*: strichpunktiert, *Off*: punktiert. Die Gruppen mit signifikantem Quellfluß sind durch die Nummer der jeweils ersten *Session* gekennzeichnet. Die vertikalen Linien bei  $\Phi=0.07$  bzw.  $0.93$  kennzeichnen die nominale Ausdehnung der Röntgenbedeckung, die Bedeckungsmitte ist bei  $\Phi=0$ .

Die 35<sup>d</sup>-Phasen  $\Psi$  der HEXE-Beobachtungen wurden unter Verwendung der nächstgelegenen verfügbaren *Turn-On*-Epoche  $T(M=174)$  berechnet (vgl. Anhang A4):

$$\begin{aligned} P_{35} &= 20.5 \cdot P_{\text{orb}} = 34.85 \text{ d} \\ T(M=174) &= 2447399.3(3) \text{ JD} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Diese *Turn-On*-Epoche wurde der Arbeit von Scott (1993) entnommen und graphisch mittels der in Mihara (1995) veröffentlichten GINGA-Lichtkurve verifiziert. Der 68%-Fehler in der 35<sup>d</sup>-Phasenlage einzelner *Sessions* ergibt sich unter Verwendung des *random walk*-Ansatzes von Staubert *et al.* (1983) zu  $\Delta\Psi < 0.04$  für Beobachtungen in 1987 bzw.  $\Delta\Psi < 0.01$  in 1988.

Abb. 6.1 zeigt die *Session*-Zählraten als Funktion der Orbitalphase  $\Phi$ , Abb. 6.2 als Funktion der mit Gl. 6.2 ermittelten nominalen 35<sup>d</sup>-Phase  $\Psi$ . Es ist ersichtlich, daß die HEXE-Beobachtungen wie geplant vorwiegend während des *MainOn*-Zustandes von Her X-1 durchgeführt wurden, der typisch den Bereich  $\Psi \approx 0 \dots 0.25$  umfaßt. Einige Beobachtungen (0208 ff.) wurden auf den *ShortOn*-Zustand der Quelle verwandt. Wird das kanonische *MainOn*-Spektrum von Her X-1, wie es schematisch in Abb. 3.9 dargestellt ist, mit der *Response* für die HEXE-Detektoren d1-d3 gefaltet und in 20-50 keV gebinnt, so läßt sich eine Quellzählrate von  $r \approx 10$  cts/s erwarten. Die Gruppen 0088F5, 0093F8 sowie 1171F5 sind demnach eindeutig als *MainOn*-Beobachtungen einzuordnen. Die formale 35<sup>d</sup>-Phase  $\Psi$  sowie die von Kunz (1996) untersuchte Pulsbreite  $W$  bestätigen diesen Befund. Signifikante Variationen der Zählraten im Verlauf dieser *Session*gruppen sind im Einklang mit historischen Beobachtungen, da Her X-1 erratische Variationen auf Zeitskalen  $\tau < P_{\text{orb}}$  aufweist (Voges *et al.* 1985). Obwohl für die *Session*gruppe 1171F5 keine Pointierungsinformation vorliegt und die angegebene Zählrate somit eine untere Grenze darstellt, ist dieser Wert mit denen von 0093F8 und 0088F4 vergleichbar. Demnach lag die Quelle während dieser Beobachtung in der Mitte des HEXE-Gesichtsfeldes.

Die Gruppe 0049F5 ist bei formaler Ermittlung der 35<sup>d</sup>-Phasenlage mittels Gl. 6.2 dem *Decline* von Her X-1 zuzuordnen, d.h. dem Ende des *MainOn*-Zustandes, der durch eine stetige Abnahme sowohl der Röntgenintensität als auch der Pulsbreite  $W$  gekennzeichnet ist. Die Analyse der Pulsbreite ergibt allerdings eine eindeutige Zuordnung zum *MainOn*. Dieses Kriterium ist der formalen Phase  $\Psi$  vorzuziehen (Kunz 1996). Die Abnahme der Zählrate im Verlauf der Beobachtung ist nicht mit dem Eintritt des *Decline* erklärbar, da die Zeitskala der *MainOn*-Intensitätsabnahme von Her X-1 im harten Röntgenbereich mehrere Tage beträgt (vgl. Abb. 3.5). Vielmehr liegt bei *Session* 0053 ein *pre-eclipse dip* vor. Die Gruppen 0102F6 und 1488F5 sind *MainOn*- bzw. *Decline*-Beobachtungen, deren Signal ebenfalls zeitweilig durch *pre-eclipse dips* von Her X-1 verringert ist und für  $\Phi > 0.93$  durch Bedeckungseintritt auf Null absinkt. Die Literaturwerte für die Bedeckungslänge werden hierdurch bestätigt. Der genaue Intensitätsverlauf und die Orbitalphasenlage der *pre-eclipse dips* können allerdings auch bei genauer Kenntnis der jeweiligen *Turn-On*-Zeitpunkte nur qualitativ prognostiziert werden (Ushimaru *et al.* 1989). 0208F6, 0217F5 und 0224F7 sind *ShortOn*-Beobachtungen von Her X-1. Das gewichtete Mittel der *Session*-Zählraten außerhalb der Röntgenbedeckung beträgt für diese drei Gruppen  $1.2 \pm 0.3$  c/s oder 15% der mittleren Zählrate der Gruppen 0088F5, 0093F8 und 1171F5. Viele *Sessions*, die aufgrund ihrer 35<sup>d</sup>-Phasenlage  $\Psi \in (0.00, 0.25)$  formal als *MainOn*-Beobachtungen einzuordnen sind, weisen Zählraten  $r < 1$  c/s in 20-50 keV auf. Dies ist eindeutig auf mangelhafte Detektorpointierung zurückzuführen. Für *Sessions* ab Mai 1988 kann aufgrund der defekten Sternkamera keine Zählratenkorrektur vorgenommen werden. Weder die Zeit- noch die Spektralanalyse dieser Daten liefert signifikante Ergebnisse, so daß auf ihre Erörterung verzichtet wird. Somit werden folgende *Session*grup-

pen einer Zeit- und Spektralanalyse unterzogen: 0049F5, 0088F5, 0093F8, 0102F6, 0208F6, 0217F5, 0224F7, 0856F3, 0866F5, 1068F2, 1071F4, 1171F5, 1488F3 sowie 1493F2.

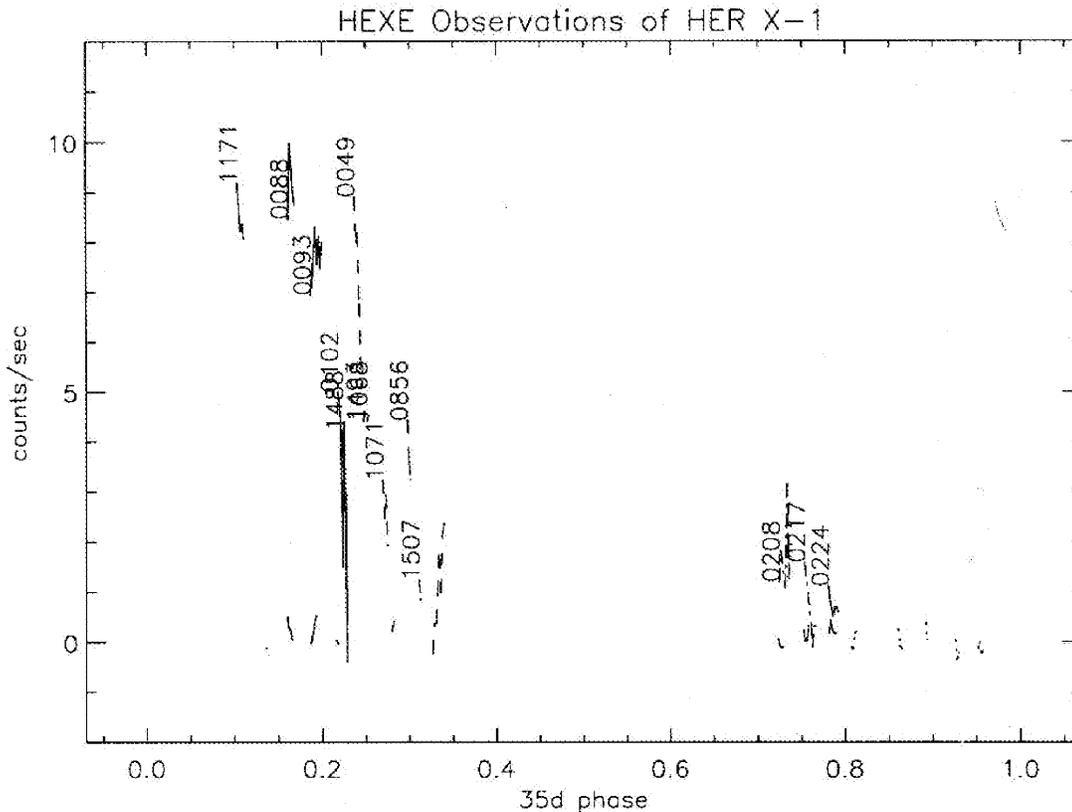


Abbildung 6.2: Die Detektorzählraten für individuelle HEXE-Beobachtungen von Her X-1. Dargestellt ist die Gesamtzählrate je Session (in drei Detektoren d1-d3 in 20-50 keV) als Funktion der 35<sup>d</sup>-Phase  $\Psi$ . Sukzessive Sessions sind durch Linien zu Beobachtungsgruppen zusammengefasst. Für die Fehlerabschätzung insbesondere der 35<sup>d</sup>-Phase siehe Text. Die Kennzeichnung der Beobachtungsgruppen entspricht derjenigen in Abb. 6.1.

## 6.2 Periodensuche

Die HEXE-Beobachtungen von Her X-1 wurden im DTM-Modus durchgeführt, in dem zusätzlich zur Energieinformation die Ankunftszeiten der Einzelereignisse übertragen werden. Somit können die Pulsperiodenwerte für endliche Beobachtungsintervalle etabliert werden. Dies bildet weiterhin die Grundlage für die Erstellung energieaufgelöster Pulsprofile und damit der Pulsphasenspektroskopie von Her X-1.

Die Korrektur der Photonenankunftszeiten auf das solare Baryzentrum wurde mit einer Standardroutine durchgeführt (Stumpff 1980). Zur Doppelsternkorrektur wurde die in  $t$  quadratische Lösung  $\Phi(t)$  für die Orbitalphase, die sich aufgrund der signifikanten Änderung in der Orbitalperiode  $P_{\text{orb}}$  ergibt (Deeter *et al.* 1991), für den jeweiligen Zeitraum der HEXE-Beobachtungen lokal linearisiert (vgl. Kap. 5.1). Die Pulsperiodensuche wurde für Detektorereignisse aller vier Detektoren d1-d4 im Energiebereich 16-60 keV durchgeführt, wobei der gewählte Energiebereich von 16-60 keV im Vergleich zu dem bei der Zählratenbestimmung

(Kap. 6.1) verwendeten Bereich erweitert ist: dem Energieintervall 16-20 keV zugeordnete Ereignisse weisen Zeitsignatur auf und sind aufgrund der Detektortransmission  $T < 10\%$  für  $E < 20$  keV und der Energieauflösung  $\Delta E/E \approx 35\%$  mit großer Wahrscheinlichkeit durch Photonen mit Quantenenergie  $E > 20$  keV verursacht. Für die Zeitanalyse in breiten Energiebändern ist diese Fehlzuordnung jedoch nicht von Belang. Vielmehr ergibt sich hierdurch wie durch Einbeziehung des Intervalls 50-60 keV eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses  $S/N$ . Die Probleme mit der Energieeichung von Detektor d4 sind bei der Periodensuche ebenfalls irrelevant.

Die erste Periodensuche mit der *Epoch Folding*-Methode in  $K=20$  Phasenbins wurde im breiten Suchintervall  $1.24 \pm 0.01$  sec durchgeführt. Sie resultierte zunächst in einer Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  für jede *Session*. Ein Wert von  $\chi^2_r > 3$  kann als Kriterium für den signifikanten Nachweis einer Pulsation für einzelne *Sessions* gelten. Erwartungsgemäß gelang für keine *Session* mit Zählrate  $r < 1$  c/s eine signifikante Detektion via  $\chi^2_r$ . Die Ergebnisse der Quelldetektion in Kap. 6.1 werden insgesamt qualitativ bestätigt. Für individuelle *Sessions* der Gruppen 0049F5, 0088F5, 0093F8, 1171F5 und 1488F4 konnte eine Pulsperiode etabliert werden.

Zur Pulsperiodenbestimmung wurden die folgenden *Session*gruppen gemeinsam mittels *Epoch Folding* untersucht, um eine Verbesserung der Statistik zu erzielen: 0049F5, 0088F4, 0093F8, 0102F6, 0208 ff., 0856F11, 1068F6, 1171F5, 1488F6, 1501F4. Die Erhöhung der Phasenbin-Anzahl auf  $K=50$  verringert die Fluktuationen in  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  beträchtlich. Der phasenrichtige Anschluß sukzessiver *Sessions* äußert sich sowohl in einer deutlichen Verbesserung der Statistik  $\chi^2_r$  als auch in einer geringeren Breite der Maxima in der  $\chi^2_r$ -Verteilung, da die charakteristische Breite  $\Delta P$  im Falle individueller *Sessions* umgekehrt proportional zur *Session*dauer, im Falle von  $n$  sukzessiven *Sessions* umgekehrt proportional zur Basislänge  $n \cdot 90$  min ist (Kap. 5.2, Gl. 5.9). Die statistischen Fehler in der Periodenbestimmung werden durch die Breite der Maxima bestimmt. Die Analyse der *Session*gruppen ergab folgendes Bild:

Die Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  für die *Session*gruppe 0049F5 wies zunächst eine merkliche Asymmetrie auf, was auf mangelhafte Datenqualität hindeutet. Die Untersuchung von  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  für Teilmengen von 0049F5 identifizierte eindeutig 0050 als fehlerhaften Datensatz. Die Ankunftszeitendifferenz sukzessiver Einzelereignisse  $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$  wich bei 0050 an zwei Positionen von der erwarteten Poissonverteilung ab; in beiden Fällen ergaben sich Werte von  $\Delta t_i \approx 10.24$  s, die auf eine fehlerhafte *Frame*zuordnung der Ereignisse zurückzuführen sind. Eine Korrektur der offensichtlichen Fehlzuordnung der beiden *Frames* ergab für das Pulsprofil von 0050 sowohl eine korrekte Phasenlage bezüglich des Pulsprofils, das für die verbleibenden vier *Sessions* 0049F4 generiert wurde, als auch die erwartete Form des *MainOn*-Pulsprofils. Die für die individuellen *Sessions* erhaltenen Pulsprofile sind im Rahmen der Meßunsicherheit identisch. Eine gemeinsame Analyse von 0049F5 resultiert in einer Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$ , wie sie aufgrund der Beobachtungsstrategie zu erwarten ist (Abb. 6.3). Die Symmetrie der Gesamtverteilung zeigt, daß keine Phasenschiebungen zwischen *Sessions* auftreten, die durch Datenfehler verursacht sind. Die Einhüllende der Verteilung reflektiert die Dauer der *On*-Pointierungen gemäß Gl. 5.9, die Abstände der Nebenmaxima gemäß Gl. 5.8 den Zeitabstand der *Sessions* von 90 Minuten. Die Identifizierung des Hauptmaximums der Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  ist eindeutig, da erstens die Symmetrie der Verteilung unzweifelhaft ist und zweitens bereits die dem Hauptmaximum benachbarten Lösungen bei  $\Delta P = 283 \mu\text{s}$  unvereinbar mit der historischen Entwicklung der Pulsperiode von Her X-1 sind (vgl. Abb. 3.2). Aus der Position des Hauptmaximums ergibt sich die Pulsperiode  $P_p = 1.2377680$  s. Der mittels  $(\chi^2_r - 1)$  bestimmte Fehler (Gl. 5.12) ist  $\Delta P_1 = 2.3 \mu\text{s}$ . Das aus den Abständen benachbarter

Maxima mittels Gl. 5.11 für  $K=80$  Phasenbins bestimmte Fehlermaß beträgt  $\Delta P_2=1.4 \mu\text{s}$  und stimmt in der Größenordnung mit  $\Delta P_1$  überein.

Bei der Untersuchung der *Session*gruppe 0088F5 wurden ebenfalls Datenfehler erkennbar. Für *Session* 0089 liegt lediglich eine der beiden Zeitmarken vor, mit denen die *Drift* der PULSAR-Uhr üblicherweise kompensiert wird. Da die Ankunftszeitdifferenzen  $\Delta t_i$  wie erwartet Poissonverteilt sind und das Pulsprofil inclusive der Phasenlage dem Ergebnis der übrigen *Sessions* entspricht, wurde 0089 unverändert berücksichtigt. 0091 weist einen fehlerhaften Eintrag der *Session*-Startzeit von exakt 1 Stunde auf, was unmittelbar aus den Zeitabständen zu den benachbarten *Sessions* ersichtlich ist, die der Umlaufdauer des Satelliten von 90 Minuten identisch sein müßten. Weiterhin beträgt die Phasenverschiebung des Pulsprofils gegenüber den verbleibenden *Sessions*  $\Delta\phi=0.45$ , was im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit dem für einen Zeitversatz von 1 Stunde theoretisch erwarteten Wert von  $\Delta\phi=(3600 \text{ s}/P_p) \bmod 1=0.4516$  entspricht. Somit konnte 0091 bei einer gemeinsamen Analyse von 0088F5 mitberücksichtigt werden, indem die *Session*-Startzeit korrigiert wurde. Die Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  in Abb. 6.3 ist hochsymmetrisch und läßt auf Fehlerfreiheit der Daten schließen. Das Hauptmaximum ist wie für 0049F5 eindeutig identifizierbar, die Form der Einhüllenden und die Abstände der Maxima entsprechen den Erwartungen gemäß Gl. 5.8-9. Die Pulsperiode ergibt sich aus dem Maximum von  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  zu  $P_p=1.2377721 \text{ s}$ . Die Fehler gemäß Gl. 5.12 und Gl. 5.11 betragen  $\Delta P_1=4.2 \mu\text{s}$  bzw.  $\Delta P_2=1.4 \mu\text{s}$ .

Aus der Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  der *Session*gruppe 0093F8 ist keine Einschränkung der Datenqualität erkennbar. Die eindeutige Identifizierung des Maximums ergibt eine Pulsperiode  $P_p=1.2377729$ . Die statistischen Fehler betragen  $\Delta P_1=2.3 \mu\text{s}$  bzw.  $\Delta P_2=0.8 \mu\text{s}$ . Im Rahmen der Meßgenauigkeit ist der Pulsperiodenwert in Einklang mit  $P_p$  für die nur einen Doppelsternorbit zuvor durchgeführte Beobachtung 0088F5.

Die *Session* 0108 der Gruppe 0102F6 wurde nicht berücksichtigt, da ihr Beobachtungsbeginn nach dem formalen Bedeckungseintritt bei Orbitalphase  $\Phi=0.93$  liegt. Die  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$ -Verteilung ist symmetrisch, das Hauptmaximum befindet sich bei  $P_p=1.237772 \text{ s}$ . Die Fehler sind  $\Delta P_1=8 \mu\text{s}$  und  $\Delta P_2=1.1 \mu\text{s}$ .

Für keine der drei *ShortOn-Session*gruppen 0208F6, 0217F5 und 0224F7 konnte selbst bei Reduzierung der Binanzahl bis  $K=5$  eine Pulsperiode etabliert werden. Dies ist aufgrund der  $35^\circ$ -Phasenlage plausibel, da im *ShortOn* sowohl die Gesamtintensität der Röntgenquelle deutlich verringert ist als auch die dort beobachtete Doppelpulsstruktur zur Verringerung der Modulationstiefe und damit der Statistik  $\chi^2_r$  führt.

Für die *Session*gruppe 0856F3 war es nicht möglich, eine Pulsperiode zu etablieren. Bei 0863F8 wurden die *Sessions* 0863-0865 wegen Bedeckung durch den Begleiter nicht berücksichtigt. Die *Eclipse Egress*-Sequenz 0866F5 zeigt wie 0856F3 keine detektierbare Pulsation.

Bei der *Session*gruppe 1068F2 gelang ein Nachweis der Pulsation lediglich für  $K=20$  Phasenbins. Nach der Symmetrie der Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  zu urteilen ist die Datenqualität gut. Die Pulsperiode beträgt  $P_p=1.237773 \text{ s}$ , die Fehler identisch  $\Delta P_1=\Delta P_2=14 \mu\text{s}$ . Für 1071F4 konnte keine Pulsation nachgewiesen werden. Dies ist verständlich aufgrund des im vorigen Abschnitt konstatierten *Eclipse Ingress* und der verringerten Intensität in 20-50 keV.

Die *Session*gruppe 1171F5 weist eine deutliche Pulsation auf, die Symmetrie der  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$ -Verteilung deutet auf exzellente Datenqualität hin. Die Pulsperiode beträgt  $P_p=1.2377665 \text{ s}$ , die statistischen Fehlermaße  $\Delta P_1=2.7 \mu\text{s}$  und  $\Delta P_2=1.4 \mu\text{s}$ .

*Session* 1491 der Gruppe 1488F3 wurde wegen Bedeckung nicht berücksichtigt. Eine Pulsperiode  $P_p=1.237765$  s konnte für die verbleibenden zwei *Sessions* etabliert werden. Es ist  $\Delta P_1=9$   $\mu$ s,  $\Delta P_2=2.8$   $\mu$ s. Bei *Session*gruppe 1493F2 Nachweis einer Pulsation trotz verringerter Röntgenintensität im *Decline* mit  $P_p=1.237760$  s,  $\Delta P_1=20$   $\mu$ s und  $\Delta P_2=5.6$   $\mu$ s.

Unter der Annahme, daß trotz der Fluktuationen der Pulsperiode von Her X-1 die Stabilität der Pulsphase und damit ein phasenrichtiger Anschluß über die Beobachtungslücken hinweg gewährleistet ist, läßt sich eine wesentliche Verbesserung in der Bestimmung der Pulsperiode erzielen. Gemäß Gl. 5.9 ist die Breite des Hauptmaximums und damit die Genauigkeit der Periodenbestimmung durch die Basislänge  $T_{\text{base}}$  der Beobachtung bestimmt. Deeter *et al.* (1995) geben ein Maß für die Variation der Pulsphase an, das auf einem *Random Walk*-Ansatz in 1. Ordnung für Fluktuationen der Pulsfrequenz basiert. Demnach ist die Variation der Pulsphase von Her X-1 als Funktion der Zeit  $\Delta t$  in Tagen gegeben durch

$$\sigma_{\phi}^2 = \frac{1}{2} \Delta t^3 \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-3} \quad (6.3)$$

Für die *Session*gruppen 0088F5 und 0093F8, die einen Abstand von  $\Delta t=22^{\text{h}}$  aufweisen, ist die Unsicherheit im Phasenanschluß  $\sigma_{\phi}<10^{-2}$ . Sie ist somit bei einer gemeinsamen Periodensuche für die *Session*gruppe 0088F13 vernachlässigbar, da der resultierende Fehler in der Periodenbestimmung  $\delta P<10^{-7}$  s ist. Für die Gruppen 1488F3 und 1493F2 mit  $\Delta t=20^{\text{h}}$  und  $\sigma_{\phi}\approx 5 \cdot 10^{-3}$  gilt entsprechendes. Sie werden als *Session*gruppe 1488F5 gemeinsam untersucht. Die Analyse der Verteilung  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  für 0088F13 ergab keine Hinweise auf Datenfehler, die zu einer Störung der Phasenbeziehung führen. Die Pulsperiode ergibt sich aus der Lage des Maximums zu  $P_p=1.2377730$  s, die Fehler betragen  $\Delta P_1=0.6$   $\mu$ s bzw.  $\Delta P_2=0.1$   $\mu$ s für 0088F13. Im Falle von 1488F5 ergibt sich die Pulsperiode zu  $P_p=1.237765$  s,  $\Delta P_1=1$   $\mu$ s,  $\Delta P_2=0.25$   $\mu$ s (vgl. Tab. 6.1).

Für alle *Session*gruppen mit etablierter Pulsperiode sind die Verteilungen  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$  in Abb. 6.3 dargestellt. Sie weisen die aufgrund der Phasenanschlußbedingung erwartete Struktur auf und unterstreichen die Qualität der untersuchten Daten. Für Untersuchungen an Teilmengen der *Session*gruppen werden konsistente Ergebnisse erzielt. Somit läßt sich feststellen, daß für alle *Sessions* mit  $\chi^2_r>3$  die *Frame*fehler identifiziert und behoben werden konnten. Die Pulsphasenentwicklung von Her X-1 ist auf Zeitskalen von 90 Minuten im Rahmen der Meßgenauigkeit stabil, insbesondere wurden während der HEXE-Beobachtungen keine *Glitches* der Pulsphase beobachtet. Abb. 6.4 stellt für alle betrachteten *Session*gruppen denselben Ausschnitt  $P_{\text{test}} \in (1.237750, 1.237790)$  s aus dem breiten Suchintervall  $P_{\text{test}} \in (1.234, 1.242)$  s dar (Abb. 6.3). Alle acht Verteilungen nehmen ihr Hauptmaximum in diesem schmalen Fenster an. Dies illustriert sowohl die relative Stabilität des Röntgenpulses von Her X-1 als auch die Gültigkeit des zur Periodensuche angewandten Verfahrens.

Als Fehler der jeweiligen Periodenbestimmungen wurden die angegebenen Werte von  $\Delta P_2$  gewählt. Das Maß  $\Delta P_1$  stellt eine vergleichsweise konservative Schätzung für den statistischen Fehler dar, wie aus Abb. 6.4 ersichtlich ist. Dort sind  $P_p$  und  $\Delta P_1$  in Gestalt vertikaler Linien eingetragen. Die Symmetrieachse des Maximums kann mit einer Genauigkeit kleiner als  $\Delta P_1$  angegeben werden. In Anbetracht der systematischen Fehler, die insbesondere durch den endlichen Fehler des Orbitalradius  $a_x \sin i$  verursacht werden (Tab. 3.1), wird auf eine genauere Bestimmung von  $\Delta P$  verzichtet. Zur Diskussion der Fehler vgl. Kap. 7.1. Die besten Periodenwerte und Fehler sind in Kap. 7.1 tabelliert und graphisch dargestellt.

Die Darstellung und Analyse der sich ergebenden Pulsprofile erfolgt in Kap. 6.5. Dort wird eine Angleichung der relativen Phasenlagen sowie die Hintergrundsubtraktion durchgeführt.

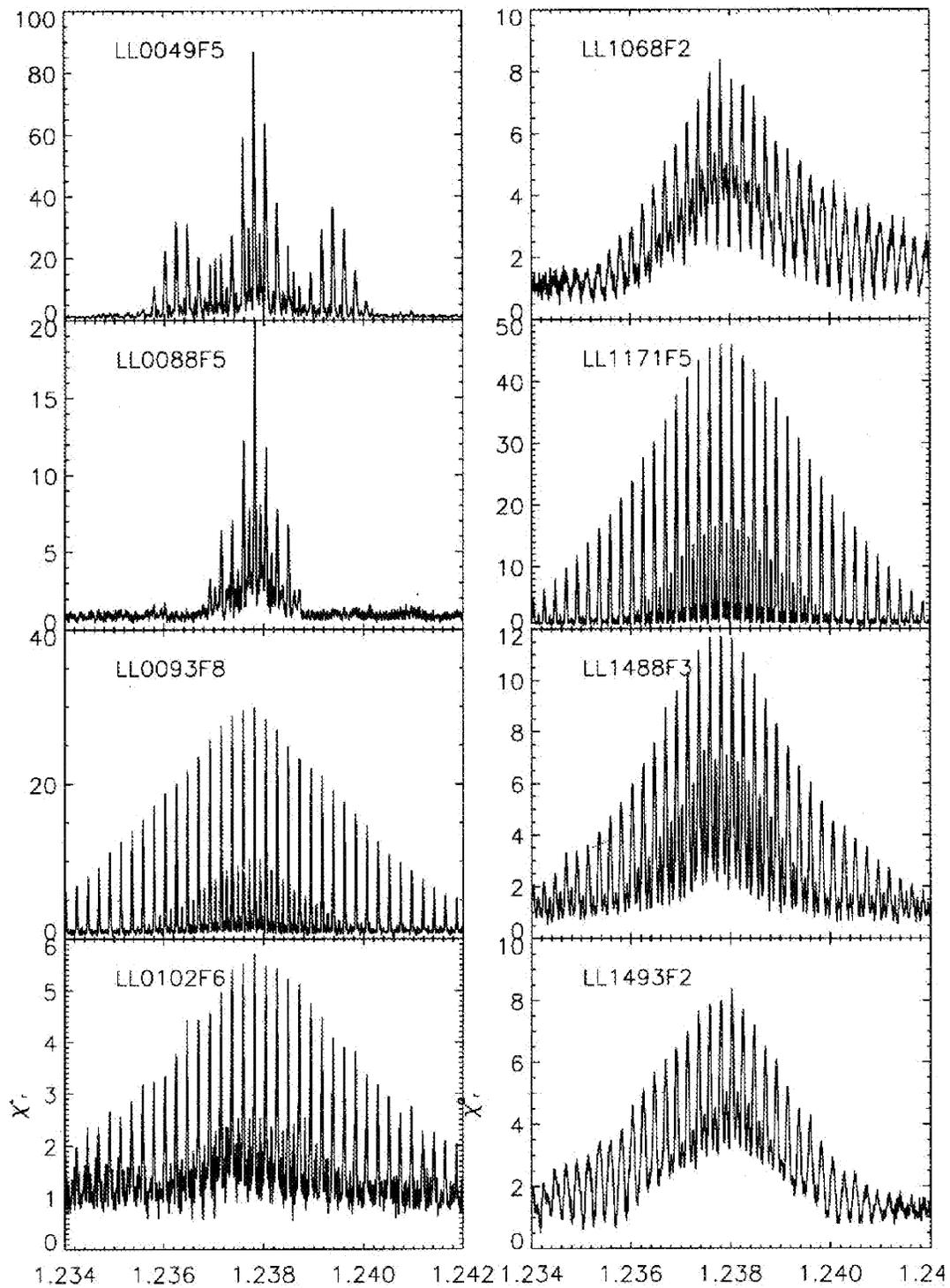


Abbildung 6.3: Die Verteilungen  $\chi^2(P_{test})$  für Gruppen mit signifikantem Quellfluß im Intervall 1.234-1.242 s. Die Symmetrie der Verteilung belegt die Datenqualität, Breite der Einhüllenden und Abstände der Peaks reflektieren die Beobachtungsstrategie (vgl. Text).

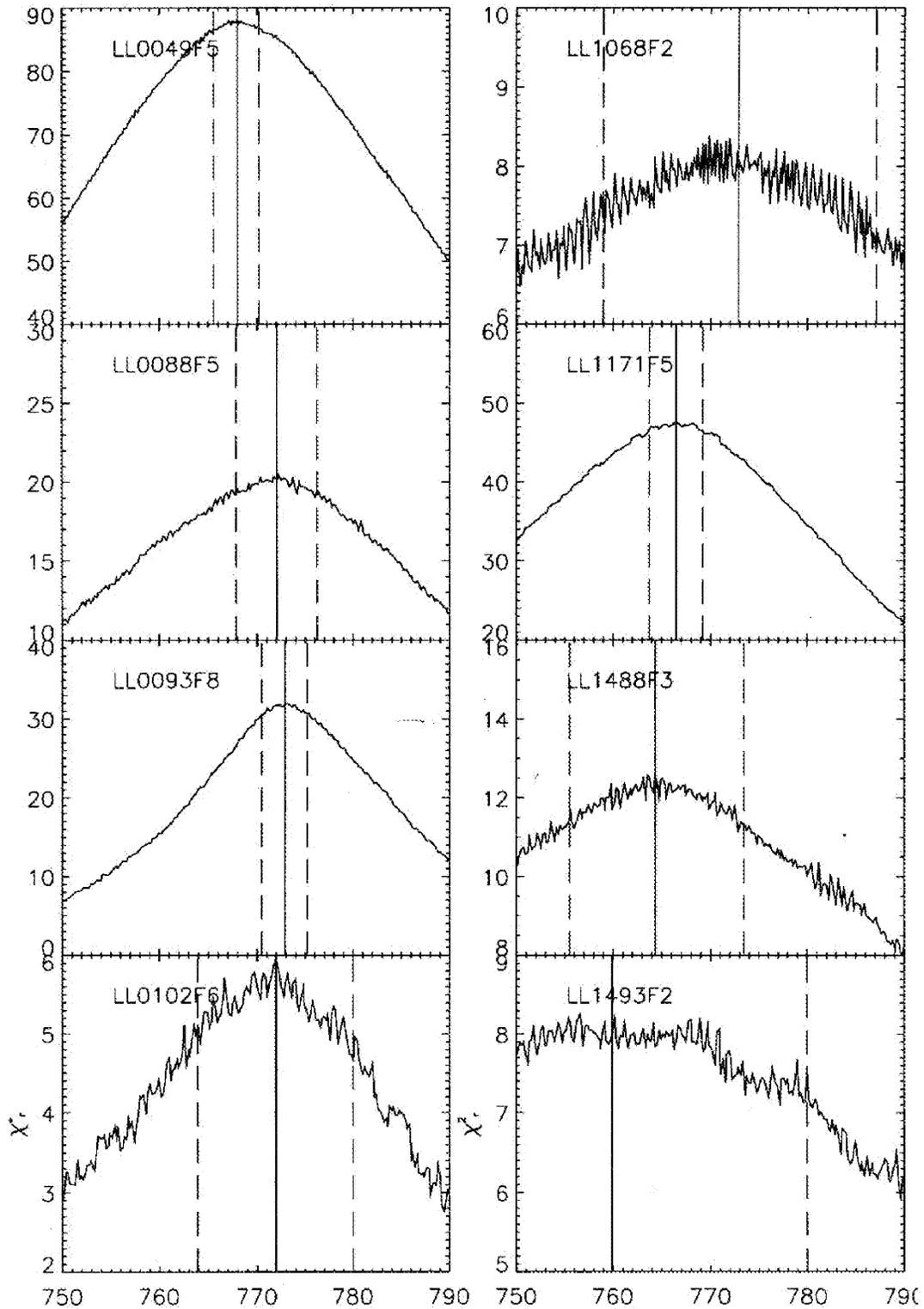


Abbildung 6.4: Die Maxima der Verteilungen  $\chi^2(P_{test})$  für Gruppen mit signifikantem Quellfluß. Dargestellt ist das Intervall  $P_{test}=1.237750\dots 1.237790$  s. Aus der Lage des Maximums läßt sich die Pulsperiode bestimmen, aus der Breite der Verteilung ein Maß für den statistischen Fehler ableiten (vgl. Text).

Session- gruppe	Datum	Beobach- tungsmitte in JD- 2440000	eff. Beobach- tungsdauer in sec	$\chi^2$ , der Einzel- suche in $K=20$ Bins	$\chi^2$ , der Gruppen- suche in $K=50$ Bins	Anzahl der Pho- tonen	Pulsperiode $P_0$ minus 1237000 $\mu$ s	$\Delta P_1$ in $\mu$ s	$\Delta P_2$ in $\mu$ s	35 <sup>3</sup> -Phase $\Psi$ der Beobachtung	Bemerkung
0049F5	12.7.87	6988.95	3030.3	50...100		63813	768.0	2.3	1.4	MainOn	Pre-Eclipse Dip
0088F5	13.8.87	7021.16	4333.4	10...20	20	41818	772.1	4.2	1.4	MainOn	
0093F8	14.8.87	7022.14	1660.3	10...20	32	36477	772.9	2.3	0.8	MainOn	
0102F6	15.8.87	7023.16	990.6	8...(<3)	5.5	16652	772.	8.0	1.1	MainOn	Pre-Eclipse Dip und Bedeckungseintritt
0088F13	13.-14.8.87	7021.70	5993.7	10...20	49	78295	773.1	0.6	0.2	MainOn	
0208F6				<3			—			ShortOn	
0217F5				<3			—			ShortOn	
0224F7				<3			—			ShortOn	
0856F3	14.3.88	7234.96	588.0	<3	<3	9353	—			Decline	
0866F5	15.3.88	7236.22	1048.4	<3	<3	14326	—			Decline	Eclipse Egress
1068F2	21.5.88	7303.02	475.0	7...(<3)	8 in 20 bins	8052	773	14.0	14.0	Decline	
1071F4	22.5.88	7303.72	1742.4	7...(<3)	<3	29146	—			Decline	Pre-Eclipse Dip und Bedeckungseintritt
1171F5	25.7.88	7367.68	1128.7	25...40	48	25265	766.5	2.7	1.4	MainOn	
1488F3	6.10.88	7441.49	711.4	15...20	12.5	11185	765	9.0	2.8	Decline	Pre-Eclipse Dip
1493F2	7.10.88	7442.28	479.5	15...20	8	8184	760	20.0	5.6	Decline	
1488F5	6.-7.10.88	7441.87	1190.9	15...20	19.5	19369	765	1.0	0.3	Decline	Pre-Eclipse Dip und Bedeckungseintritt

Tabelle 6.1: Beobachtungsparameter und Ergebnisse der Pulsperiodensuche für die einzelnen Sessiongruppen. Zur Notation und Fehlerbestimmung siehe Text.

### 6.3 Phasengemitteltes Spektrum

In diesem Abschnitt wird das phasengemittelte Spektrum von Her X-1 in Energiebereich 20-110 keV etabliert. Nach erfolgter Qualitätsprüfung und Hintergrundsubtraktion werden die Spektren der *Session*gruppen analysiert. Die Zusammenfassung zum *MainOn*-Spektrum wird begründet. Die Spektren der Einzeldetektoren werden als unabhängige Messungen etabliert. Die Fitparameter für verschiedene theoretische Photonenspektren werden bestimmt und in Kap. 7.3 mit den Ergebnissen anderer Autoren, hier insbesondere Voges *et al.* (1982), Soong *et al.* (1990) und Mihara (1995), verglichen. Mittels *Pulse-minus-Off-Pulse*-Spektren ist ein weiterer Vergleich mit anderen Beobachtungen möglich, der systematische Fehler bei der Hintergrundsubtraktion vermeidet.

#### 6.3.1 Datenqualität

Die Datenqualität der Einzelsessions wurde mit der Routine CLEANIDS untersucht, wobei Standardeinstellungen für die als Qualitätskriterien verwendeten Haushaltszählraten benutzt wurden:

Integrationszeit	$T_{int}$	$\in (10.0, 63.0)$ s	
Totzeitkorrektur	$D_{tcorr}$	$\in (0.99, 1.20)$	(6.4)
Antikoinzidenzzählrate	$S_{uak}$	$\in (4000, 20000)$	

Detektor d4 wurde aus mehreren Gründen nicht berücksichtigt. Zum einen ergaben detaillierte Studien zum Ansprechverhalten von d4 keine zufriedenstellenden Ergebnisse insbesondere bei der Messung des *Crab*-Spektrums (Kretschmar 1991). Dies wird auf einen Defekt im *Phoswich*-Kristall dieses Detektors zurückgeführt. Darüberhinaus waren bei einer Vielzahl von Her X-1-*Sessions* mehrere Energiekanäle des Detektors d4 fehlerhaft. Für die Detektoren d1-d3 zeigten sich vereinzelt Datenfehler in den Energiekanälen 16-20 keV. Da die *Response*-funktion der HEXE-Detektoren ohnehin erst für Energien  $E > 20$  keV zufriedenstellende Ergebnisse liefert, wurde die nachfolgend beschriebene Spektralanalyse für diese drei Detektoren im Bereich 20-110 keV durchgeführt. Die obere Grenze für den Energiebereich ergibt sich aus der Suche nach einer zweiten Harmonischen der Zyklotronresonanz. Als *Binning* wurde folgende Einteilung der Energiekanäle gewählt:

20-48 keV	in 2 keV-Schritten
48-60 keV	in 4 keV-Schritten
60-76 keV	in 8 keV-Schritten
76-86 keV	in 10 keV-Schritt
86-110 keV	in 24 keV-Schritt

Aufgrund der endlichen Energieauflösung von HEXE sind diese Energiekanäle nicht statistisch unabhängig. Zur Etablierung der Parameter linienhafter Strukturen im Spektrum, hier insbesondere der Zyklotronlinie(n) von Her X-1, ist jedoch ein drei- bis fünffaches *Oversampling* sinnvoll (deKool & Meurs 1994, Davelaar 1969).

Die *Sessions* 0107, 0217, 0222 wurden wegen vermehrter Daten- und Paritätsfehler nicht berücksichtigt, die *Sessions* 0223 und 1491 wegen Bedeckung durch den optischen Begleiter.

### 6.3.2 Hintergrundsubtraktion

Eine Messung des Zählratenspektrums von Her X-1 und insbesondere die Bestimmung der Linienparameter erfordern eine – von systematischen Fehlern freie – Subtraktion des internen Detektorhintergrundes, der bei *MainOn*-Beobachtungen von Her X-1 ca. 50% des integralen Detektorsignals in 20-110 keV beiträgt (vgl. Abb. 4.5). Aufgrund der Variation des Hintergrundes in Intensität wie in spektraler Zusammensetzung auf Zeitskalen bis herab zu 1 min führt es zu systematischen Fehlern, sofern das während der *Off-Source*-Pointierungen erhaltene Spektrum *ad hoc* subtrahiert wird; ein Verfahren, das beispielsweise von Soong (1988) verwendet wurde. Die in Kap. 5.3 dargestellte Korrelationsmethode zur Hintergrundsubtraktion ist dem eindeutig vorzuziehen. Allerdings ist zu beachten, daß insbesondere für die ersten Monate nach Satellitenstart durch die einsetzende Teilchenexposition des Detektors noch keine Stabilität der radioaktiven Zerfallsreihen im NaI-Kristall vorliegt. Dieser säkularen Änderung des mittleren Hintergrundspektrums wurde dadurch Rechnung getragen, daß jeweils für ein *Sample* von typisch  $10^2$  zeitlich benachbarten HEXE-Hintergrundbeobachtungen eine Korrelation gemäß Kap. 5.3 ermittelt wurde. Für jede der in Tab. 6.2 aufgeführten *Session*-gruppen wurde mehrere Hintergrundmodelle eingehend auf ihre Verwendbarkeit untersucht. Neben der grundsätzlichen Möglichkeit, Elektroniktotzeit (*Eldt*) bzw. *Suak*-Zählrate zur Korrelation heranzuziehen, wurde die Verwendung von *Samples* unterschiedlicher Größe und Zeitbasislänge getestet; weiterhin wurden *Samples* aufgrund von Merkmalen des Satellitenorbits zusammengestellt (Maisack 1991). Als Kriterien für die Qualität eines Modells wurden die Residuen des *BG-BG*-Spektrums, d.h. der Differenz aus beobachtetem und mittels des Modells vorhergesagtem Zählratenspektrum für *Off-Source*-Pointierungen, verwendet (vgl. Kap. 5.3). Modelle wurden verworfen, wenn entweder die Statistik  $\chi^2_r > 2$  betrug oder der spektrale Verlauf der Residuen systematische Trends aufwies. Auf Residuenfreiheit im Energiebereich der Zyklotronresonanz wurde besonderer Wert gelegt, um die Lage und Modulationstiefe dieser Struktur nicht zu verfälschen. Zur Vermeidung von Selektionseffekten bei der Auswahl von für die jeweiligen *Session*-gruppen geeigneten Modellen wurde angestrebt, möglichst einheitliche und einfache Merkmale zu verwenden. So wurden Modelle, die sowohl Zeitintervall als auch Satellitenorbit eingrenzen, verworfen, da sich hiermit keine signifikante Verbesserung von *BG-BG* erzielen ließ. *Samples*, die auf Merkmalen des Satellitenorbits beruhen, erwiesen sich insgesamt als ungeeignet. Für die frühen Beobachtungen (im Jahr 1987) wurden schließlich Modelle zeitlich benachbarter *Sessions* mit jeweils etwa 50 Hintergrundbeobachtungen herangezogen.

Die Ergebnisse der obigen Untersuchungen sind in Tab. 6.2 zusammengefaßt und in Abb. 6.5 als residualer Fluß *BG-BG* dargestellt. Es ist evident, daß die Korrelationsmethode zur Hintergrundsubtraktion der *On-Source*-Beobachtungen geeignet ist. Im Falle von 0049F5 wird der Wert für  $\chi^2_r$  durch Einführung eines systematischen Fehlers von  $\sigma_{\text{sys}}=0.001$  cts/s/keV von  $\chi^2_r=1.23$  auf 1.03 reduziert. Bei den *ShortOn*-Beobachtungen 0208 ff. ergibt sich für keines der verwendeten Hintergrundmodelle eine zufriedenstellende Anpassung, da weder  $\chi^2_r$  noch die Struktur der Residuen o.g. Kriterien genügten. Auf eine Analyse dieser *Session*-gruppe wird somit verzichtet. Für die verbleibenden *MainOn*-*Session*-gruppen 0088F19, 1171F5 und 1488F5 sind die Residuen ohne Einführung eines systematischen Fehlers mit *BG-BG*=0 verträglich. In Abb. 6.5 ist ebenfalls das Residuum *BG-BG* für das *MainOn*-Spektrum dargestellt, das durch Zusammenfassung von 0049F5, 0088F19, 1171F5 und 1488F5 entsteht und nachfolgend detailliert untersucht wird. Die im Vergleich zu den konstituierenden *Session*-gruppen verringerte mittlere Amplitude des Residuums zeigt, daß bei der Zusammenfassung der *MainOn*-*Session*-gruppen kein systematischer Fehler akkumuliert wird. Bei der Anpassung

theoretischer Photonenspektren an dieses *MainOn*-Spektrum wird nachfolgend ein Wert von  $\sigma_{\text{sys}}=0.001$  cts/s/keV quadratisch zum statistischen Fehler der einzelnen Energiebins addiert.  $\sigma_{\text{sys}}$  stellt eine konservative Abschätzung des systematischen Fehlers in der Hintergrundbestimmung dar.

Session-gruppe	Integrationszeit On/Off-Source	bestes Modell	Kommentar	$\chi^2_r$	$\sigma_{\text{sys}}$ in cts/s/keV
0049F5	2882.3 s/ 3074.4 s	HUELDEP	Einführung eines systematischen Fehlers aufgrund Residuum im Bereich 24-30 keV	1.23	0.001
0088F19	4709.7 s/ 6792.1 s	ZHELDEP		1.02	0.000
0208F12	4549.3 s/ 6147 s	ZWSAKDEP	extreme Residuen in BG-BG, Sessiongruppe deshalb nicht berücksichtigt	1.91	-
1171F5	1144.3 s/ 1818.8 s	SUDEPEN		0.93	0.000
1488F5	1176.0 s/ 2099.5 s	BGAKDEP		1.04	0.000
<i>MainOn</i>	9912.3 s/ 13784.8 s	diverse	Zusammenfassung von 0049F5, 0088F19, 1171F5 und 1488F5	0.78	0.001

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Hintergrundsubtraktion für die untersuchten Sessiongruppen.

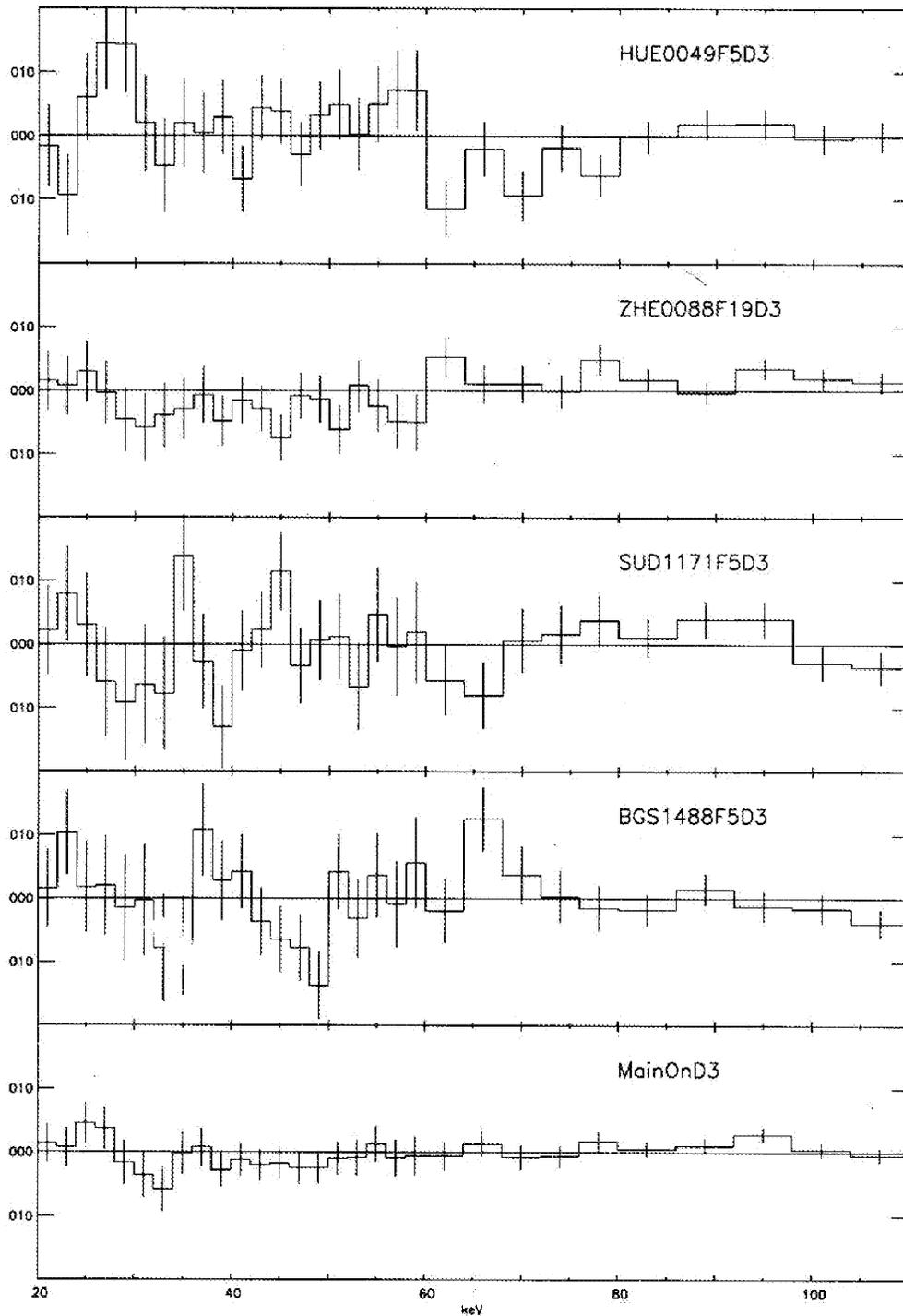


Abbildung 6.5: Vergleich des beobachteten Off-Source-Signals mit dem durch die Korrelationsmethode postulierten Detektorhintergrund für die Sessiongruppen 0049F5, 0088F19, 1171F5, 1488F sowie für die hieraus zusammengefasste MainOn-Beobachtung (von oben nach unten). Dargestellt ist die Differenz  $BG - BG$  in  $cts/s/keV$  (in drei Detektoren  $d1-d3$ ) als Funktion der Energie in keV.

### 6.3.3 Sessiongruppen-Spektren

Die phasengemittelten Spektren der *Sessiongruppen* 0049F5, 0088F19, 1171F5 und 1488F5 werden einzeln untersucht. Die Zyklotronresonanzlinie wird etabliert. Da die Fitparameter der *Sessiongruppen* vereinbar sind, ist eine Zusammenfassung zum *MainOn*-Spektrum möglich.

Die Anpassung eines Potenzgesetzes an die Spektren ergab für alle *Sessiongruppen* einen Wert von  $\chi^2_r > 4$ . Damit ist ein Potenzgesetz als spektrale Form im harten Röntgenbereich auszuschließen. Insbesondere sind Modelle, die ein Potenzgesetz annehmen, das bei 20 keV abbricht (*Broken Powerlaw*), unvereinbar mit den HEXE-Beobachtungen. Funktionen mit exponentiellem Verlauf bei Energien  $E > 20$  keV (TTB, EXPO und PLTURN) ergaben Werte von  $\chi^2_r \approx 2-3$  und weisen insbesondere im Falle der langen Beobachtungen 0049F5 und 0088F19 starke Residuen in 30-40 keV auf (Abb. 6.6). Solche Residuen deuten modellunabhängig auf die Existenz einer Linienstruktur im Spektrum hin.

Aus diesem Grund wurden an die Daten verschiedene, im Energiebereich  $E > 20$  keV exponentielle, Kontinuumverläufe angepaßt, die eine Absorptionslinie aufweisen. In der Literatur werden Kombinationen der Kontinuumdefinitionen TTB, EXPO, PLFDCO, PLTURN und PLCUT mit den Linientermen CYAB bzw. GABS verwendet. Diese Funktionen sind im Anhang A1 der Arbeit explizit aufgeführt, die Bedeutung der zugehörigen Parameter wird dort dargestellt. Als Energiebereich wurde das Intervall 20-52 keV gewählt, um den Bereich der Harmonischen zunächst auszuschließen. Die Linienbreiten sind aus einzelnen *Sessiongruppen*-Spektren nicht bestimmbar und wurden bei  $FWHM=5$  keV für die Funktion GABS bzw.  $W=3$  keV für die Funktion CYAB fixiert. Diese Werte sind aufgrund der unterschiedlichen Liniendefinition betragsmäßig verschieden, resultieren aber in einer vergleichbaren Linienbreite. Sie wurden jeweils bei der Hälfte des Wertes fixiert, der bei der Untersuchung des phasengemittelten *MainOn*-Spektrums (s.u.) als obere Grenze für die Linienbreite ermittelt werden konnte. Diese liegt unterhalb der Energieauflösung des HEXE-Detektoren. Die Verwendung verschiedener Linienbreiten ergibt im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit deshalb keine anderen Ergebnisse.

Die Kombinationen der o.g. Modelle ergaben für alle vier *Sessiongruppen* akzeptable *Fits* mit  $\chi^2_r \approx 1$ . Eine Unterscheidung zwischen diesen Modellen ist somit für *Sessiongruppen*-Spektren nicht möglich. Die *Fit*-Ergebnisse werden exemplarisch für das Modell des Potenzgesetzes mit exponentiellem *Turnover* und einer Absorptionslinie (PLTURN-CYAB) dargestellt. Da in diesem Modell weder Photonenindex  $\alpha$  noch die Lage des *Turnover* bei  $E_{\text{turn}} \approx 20$  keV aus den HEXE-Beobachtungen bestimmbar sind, wurden sie bei Literaturwerten von  $\alpha=0.93$  (Choi *et al.* 1994c, Vrtilik & Halpern 1985) und  $E_{\text{turn}}=19.2$  keV (Choi *et al.* 1994c) festgehalten. Es wurden vier Parameter angepaßt, die den Kontinuumverlauf und das Linienprofil beschreiben:

$I_0$	differentieller Photonenfluß (bei 25 keV),
$E_f$	Faltungsenergie,
$E_c$	Lage sowie \
$\tau_1$	Amplitude der Absorptionslinie.

Die *best-fit*-Parameter und  $1\sigma$ -Fehler für eine gemeinsame Variation der vier Parameter ( $\Delta\chi^2_r=4.7$ ) sind in Tab. 6.4 zusammengefaßt. Mittels des  $F_\chi$ -Tests wurde quantifiziert, ob die durch Anpassung der Funktion PLTURN-CYAB anstelle von PLTURN an die Daten erzielte Verbesserung von  $\chi^2$  signifikant ist (vgl. Kap. 5.3). Für die zwei zusätzlichen Linienparameter  $E_c$  und  $\tau_1$  und für  $\nu=12$  Freiheitsgrade beträgt die Wahrscheinlichkeit  $p=1\%$ , daß sich ein Wert  $F_\chi > 6.9$  ergibt (Bevington 1969). Für die einzelnen *Sessiongruppen* ist jeweils  $F_\chi > 12$ , d.h. eine

Absorptionslinie verbessert die Anpassung bereits für die einzelnen *Session*gruppen signifikant. Die Möglichkeit, daß die Linie in Emission beobachtet wird (Trümper *et al.* 1978), kann für die einzelnen *Session*gruppen nicht ausgeschlossen werden. Sie wird im Anschluß für das *MainOn*-Spektrum untersucht. Die Harmonische ist zur Beschreibung der *Session*gruppen-Spektren nicht erforderlich. Ihr Nachweis wird ebenfalls für das *MainOn*-Spektrum versucht.

Signifikante Unterschiede der *Session*gruppen-Spektren in  $I_0$  sind sowohl auf die Variation des Quellflusses mit Orbital- und  $35^d$ -Phase zurückzuführen als auch darauf, daß für *Sessions* ab Mai 1988 keine Pointierungsinformation vorliegt. Demnach stellen die für die *Session*gruppen 1171F5 und 1488F5 angegebenen Intensitäten  $I_0$  untere Grenzen für die Quellintensität dar. Für die Teilmenge 0088F5 der *Session*gruppe 0088F19, die die größte mit HEXE beobachtete Zählrate von Her X-1 aufweist (Abb. 6.1), ergibt sich ein differentieller Fluß von  $I_0=2.03(6)$  Photonen/( $\text{cm}^2\cdot\text{s}\cdot\text{keV}$ ) bei 25 keV.

Die drei anderen Parameter  $E_{\text{fold}}$ ,  $E_c$  und  $\tau_1$  sind für die vier Beobachtungsgruppen miteinander vereinbar. Die formalen, mit der effektiven Beobachtungsdauer gewichteten Mittelwerte der Parameter sowie der Wert für  $\chi^2_r$  als Maß für die Vereinbarkeit der Einzelbestimmungen sind in Tab. 6.3 aufgeführt. Aus Abb. 6.7 ist ebenfalls ersichtlich, daß die Parameter  $E_{\text{fold}}$  und  $E_c$  für die vier Beobachtungsgruppen vereinbar sind. Die Amplitude der Zyklotronresonanzlinie  $\tau_1$  ist signifikant von Null verschieden ( $>1\sigma$ ), wobei sie allerdings durch die *Session*gruppen-Beobachtungen nur ungenügend definiert ist. Die mittleren Parameter  $E_{\text{fold}}$ ,  $E_c$  und  $\tau_1$  sind somit zur Beschreibung des *MainOn*-Spektrums von Her X-1 oberhalb des *Turnover*  $E_c\approx 20$  keV geeignet. Insbesondere haben *pre-eclipse dips* und unterschiedliche  $35^d$ -Phasenlage keinen Einfluß auf die Form des Spektrums. Dies ist im Einklang mit Beobachtungen durch HEAO-1 A4 (Soong *et al.* 1990). Somit können zur Verbesserung der Beobachtungsstatistik und für eine genauere Bestimmung der spektralen Parameter die Spektren der vier untersuchten *Session*gruppen zu einem gemeinsamen *MainOn*-Spektrum zusammengefaßt werden.

Session-gruppe	$I_0$ in Phot/ ( $\text{cm}^2\cdot\text{s}\cdot\text{keV}$ )	$E_{\text{fold}}$ in keV	$E_{\text{cycb}}$ in keV	$\tau_1$	$\chi^2_r$	dof	$F_\chi$ -Test
0049F5	$2.5\pm 0.1$	$10.6\pm 1.0$	$33.8\pm 1.8$	$3.0^{+2.9}_{-1.7}$	1.26	12	12.5
0088F19	$1.9\pm 0.1$	$9.9\pm 1.0$	$32.3\pm 2.3$	$1.6^{+1.2}_{-0.8}$	0.92	12	46.5
1171F5	$2.2\pm 0.1$	$10.8\pm 2.0$	$35.0\pm 2.1$	$4.5^{+8.3}_{-3.4}$	1.05	12	11.2
1488F5	$1.1\pm 0.1$	$11.5\pm 3.5$	$34.6^{+2.7}_{-6.0}$	$7.6^{+2.3}_{-7.4}$	1.07	12	16.6
gewichtetes Mittel	$2.01\pm 0.05$	$10.4\pm 0.7$	$33.2\pm 1.1$	$3.1\pm 0.9$	—	—	—
$\chi^2_r$ der Mittelwert- bildung	$>30$	$<1.0$	$<1.0$	1.0	—	—	—

Tabelle 6.3: Parameter für einen Fit des Modells PLTURN-CYAB an die phasengemittelten Spektren der *Session*gruppen in 20-52 keV. Die  $1\sigma$ -Fehler sind für eine gemeinsame Variation der Parameter ermittelt.

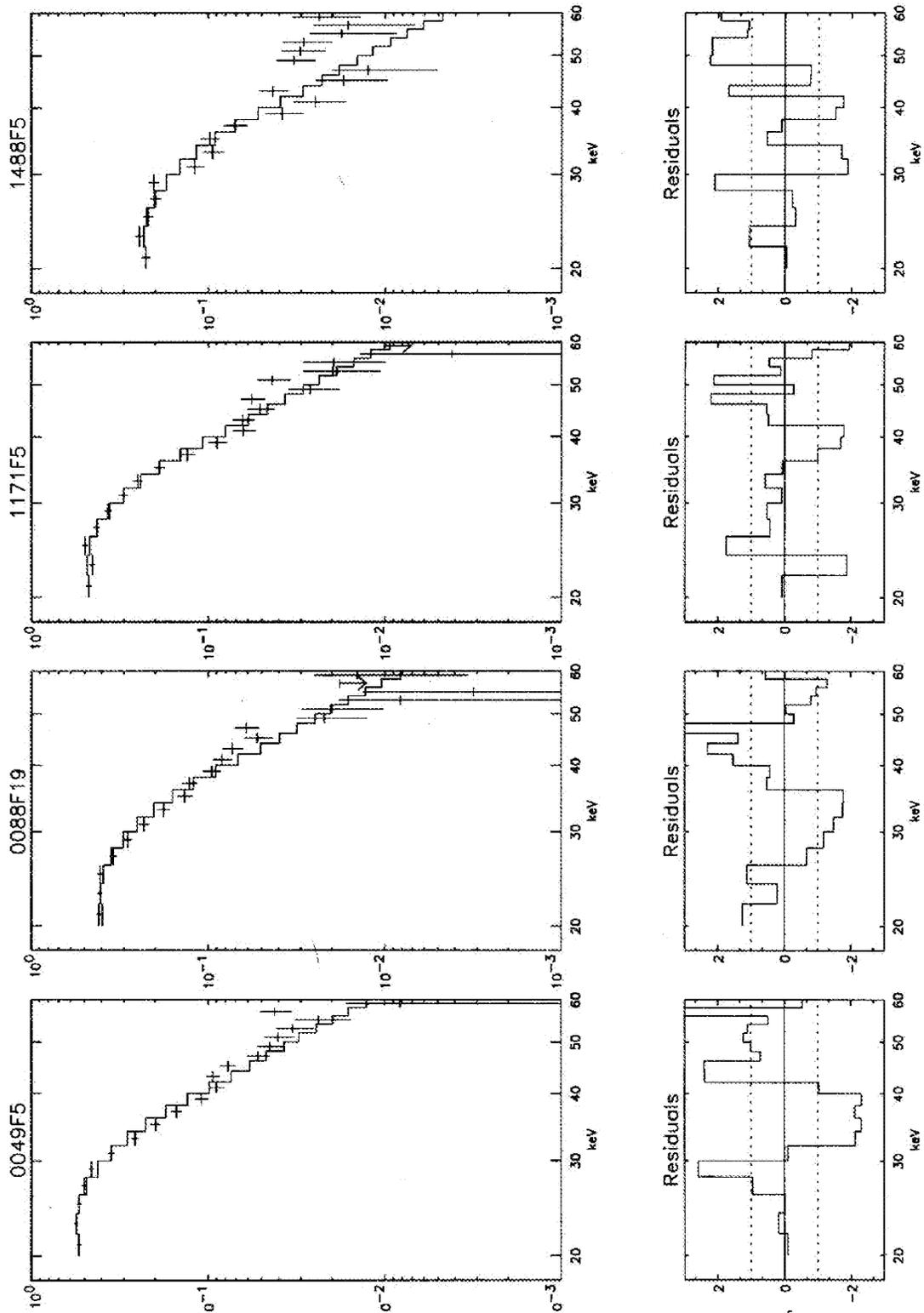


Abbildung 6.6: Zählratenspektren (oben, in  $\text{cts/s/keV}$ ) und Residuen (unten) als Funktion der Energie (in keV) für einen PLTURN-Fit an die Sessiongruppen 0049F5, 0088F19, 1171F5 und 1488F5 (v.l.n.r.). Zur generellen Darstellung vgl. Abb. 5.4.

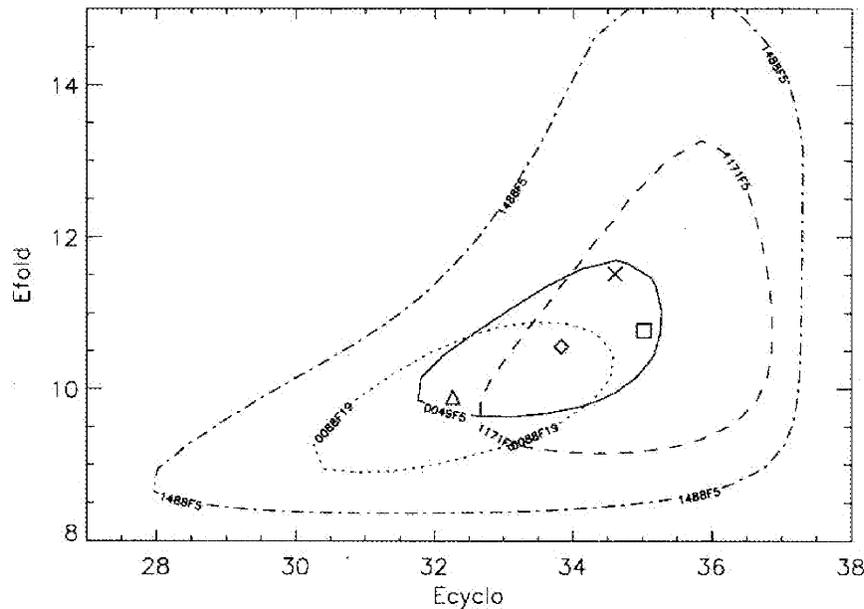


Abbildung 6.7:  $1\sigma$ -Konturen in  $E_{cyclo}$  und  $E_{fold}$  für die Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Turnover und Absorptionslinie (PLTURN-CYAB) in 20-52 keV an die Sessiongruppen 0049F5 (best-fit: Raute), 0088F13 (Dreieck), 1171F5 (Quadrat) und 1488F5 (Kreuz). Die 68%-Konturlinien für eine gemeinsame Variation der vier freien Parameter sind mit der jeweiligen Gruppenbezeichnung markiert und entsprechen  $\Delta\chi^2=4.7$ .

#### 6.3.4 MainOn-Spektrum

Zur Untersuchung des phasengemittelten *MainOn*-Spektrums von Her X-1 werden die im vorigen Abschnitt erörterten *Sessiongruppen*-Spektren 0049F5, 0088F19, 1171F5 sowie 1488F5 zusammengefaßt. Mehrere Modellspektren werden mittels eines  $\chi^2_{\min}$ -Fits (vgl. Kap. 5.3) an das mit HEXE in den drei Detektoren d1-d3 erhaltene Zählratenspektrum angepaßt. Folgende Aspekte werden dabei besonders berücksichtigt:

- Kompatibilität der HEXE-Beobachtungen mit verschiedenen publizierten Modellspektren;
- Unterscheidung zwischen Emissions- und Absorptionslinienmodellen;
- Etablierung der ersten Zyklotronresonanzlinie unabhängig von Details der verwendeten Modelle: Signifikanz der Linie; Robustheit der Linienparameter gegenüber der Kontinuumdefinition;
- Vergleich der HEXE-Ergebnisse mit historischen Beobachtungen;
- Signifikanz der Harmonischen der Zyklotronresonanzlinie.

Die Anpassung einfacher spektraler Formen muß wie im Falle der *Sessiongruppen* zurückgewiesen werden: für ein Potenzgesetz oberhalb 20 keV ergab sich ein Wert von  $\chi^2_r > 7$ , für die

Modelle mit rein exponentiellem Verlauf ohne Linienstruktur (TTB, EXPO, PLTURN, PLCUT und PLDFCO) ist durchweg  $\chi^2_r > 4$ .

Es wurden *Fits* mit den bereits bei der Untersuchung der *Sessiongruppen*-Spektren verwendeten Absorptionslinienmodellen (PLDFCO-GABS, PLCUT-GABS, PLTURN-GABS, EXPO-GABS und PLTURN-CYAB) sowie den zur Darstellung einer Emissionslinie geeigneten Funktionen EXPO+GEM und PLTURN-CYAB durchgeführt.

Vorab wurde untersucht, welche oberen  $1\sigma$ -Grenzen sich für die Linienbreite ergeben, da die intrinsische Linienbreite aufgrund der geringen Energieauflösung der HEXE bei *Fits* schlecht definiert ist. Die  $1\sigma$ -Obergrenze der Absorptionslinienbreite beträgt unabhängig vom verwendeten Modell  $FWHM < 10$  keV für eine gemeinsame Variation der Parameter ( $\nu=5$ ,  $\Delta\chi^2=5.9$ ). Somit ist  $FWHM$  kleiner als die Energieauflösung von HEXE, die sich aus  $\Delta E/E \approx 35\%$  bei 35 keV zu  $\Delta E \approx 12$  keV ergibt (vgl. Kap. 4.2). Die Linienbreite wurde bei  $FWHM=5$  keV fixiert, da die Ergebnisse für die anderen Parameter unabhängig von der Wahl von  $FWHM < \Delta E$  sind. Im Modell CYAB ergibt sich aufgrund der unterschiedlichen Liniendefinition für die Absorptionslinienbreite  $W < 6$  keV, sie wurde bei  $W=3$  keV fixiert. In Emission ist die Linienbreite mit  $FWHM < 13$  keV bzw.  $W < 7$  keV im Rahmen der Energieauflösung des Instruments ebenfalls nicht bestimmbar.

Bei dem historisch ersten Nachweis einer Zyklotronresonanzlinie (Trümper *et al.* 1978) wurde eine *Emissionslinie* an das Photonenspektrum von Her X-1 angepaßt. Es wurde mittels zweier Funktionen untersucht, ob dieser Ansatz mit den vorliegenden HEXE-Daten verträglich ist. Ein exponentielles Kontinuum mit additiver Gaußlinie (EXPO+GEM) erlaubt den Vergleich mit den Ergebnissen von Trümper *et al.* (1978), Voges *et al.* (1982), Tueller *et al.* (1984) und Soong *et al.* (1990). Die andere Funktion PLTURN-CYAB kann zur Darstellung einer Absorptions- bzw. Emissionslinie verwendet werden, indem die Amplitude  $\tau$  positiv bzw. negativ gewählt wird. Die *best-fit*-Ergebnisse und  $1\sigma$ -Fehler für die Anpassung der beiden Emissionsfunktionen an das phasengemittelte Spektrum (*S-OS*) sind ebenfalls in Tab. 6.4 aufgeführt.

In Abb. 6.8 sind für das Modell PLTURN-CYAB die  $\chi^2$ -Konturen in  $E_c$  und  $\tau_1$  dargestellt. Dies erlaubt einen unmittelbaren Vergleich der Absorptions- mit der Emissionslösung. Der Verlauf von  $\chi^2_r$  bevorzugt die Absorptionslösung eindeutig.  $\chi^2_{\min}$  beträgt für Absorption  $\chi^2_r=1.1$ , für Emission hingegen  $\chi^2_r=2.1$ . Somit ist der Emissionsansatz mit den HEXE-Beobachtungen unverträglich. Aus Abb. 6.8 ist ebenfalls ersichtlich, daß die beiden Lösungen klar getrennt sind und die Amplitude  $\tau_1$  außerdem jeweils von Null verschieden ist. Aus den Abbildungen 6.9 und 6.10 für die Anpassung der Emissionsmodelle EXPO+GEM sowie PLTURN-CYAB (mit  $\tau < 0$ ) an das phasengemittelte Spektrum ist ersichtlich, daß die *Fit*-Residuen nur durch einen stark konvexen Kontinuumverlauf im Bereich 30-60 keV kompensiert werden könnten.

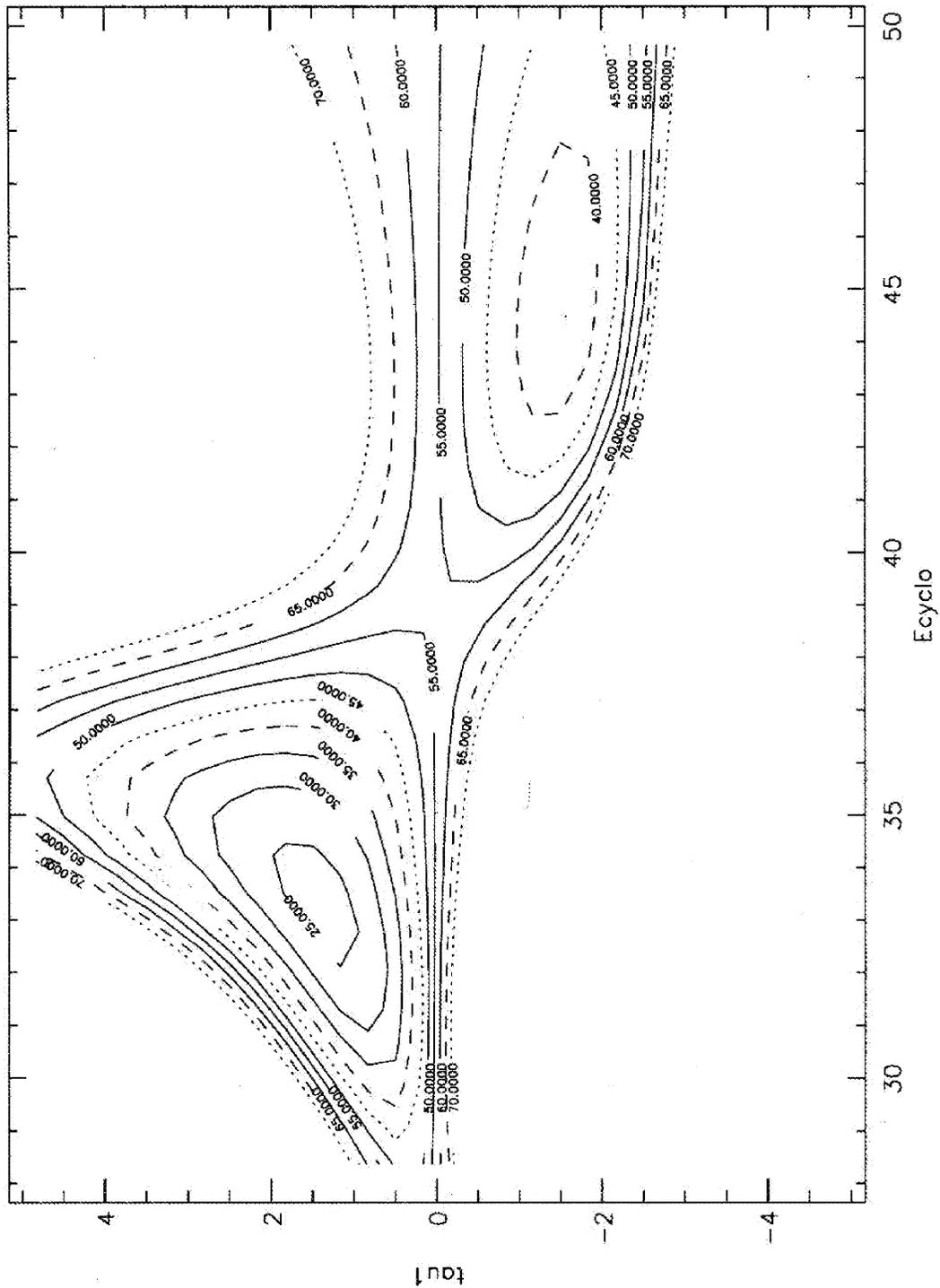


Abbildung 6.8:  $\chi^2$ -Konturen in Abhängigkeit von Absorptionslinienlage  $E_{\text{cyclo}}$  (in keV) und Linienamplitude  $\tau$  für das Modell PLTURN-CYAB in 20-80 keV. Dieses Modell gibt für  $\tau > 0$  bzw.  $\tau < 0$  ein Absorptions- bzw. Emissionslinienspektrum wieder (vgl. Text). Die  $\chi^2$ -Konturen sind in Schritten von  $\Delta\chi^2 = 5$  dargestellt.

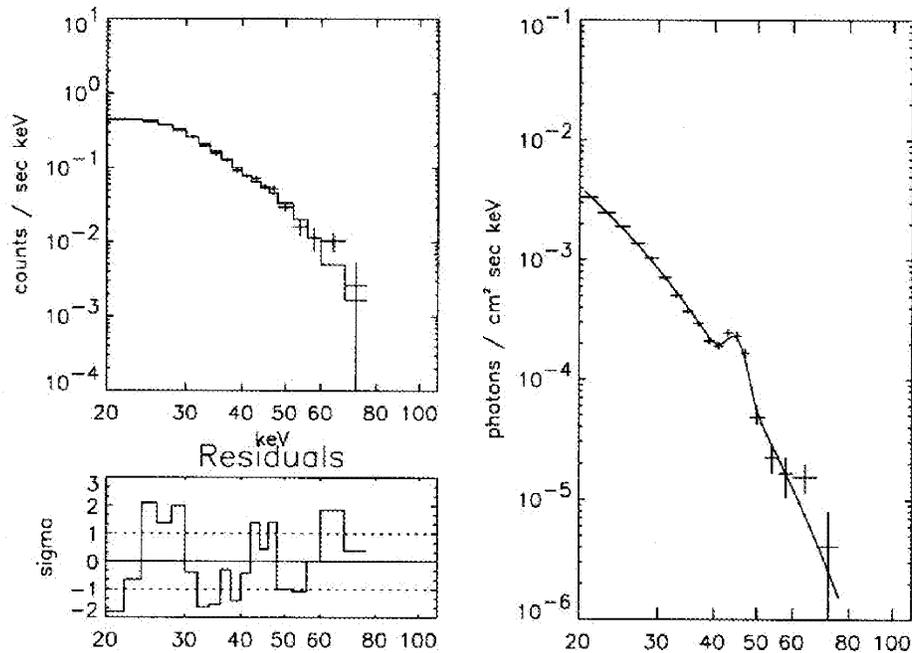


Abbildung 6.9: Fit eines Exponentialgesetzes mit gaussförmiger Emissionslinie (EXPO+GEM) in 20-80 keV an das phasengemittelte MainOn-Spektrum. Die Linienbreite wurde bei  $FWHM=5$  keV fixiert.

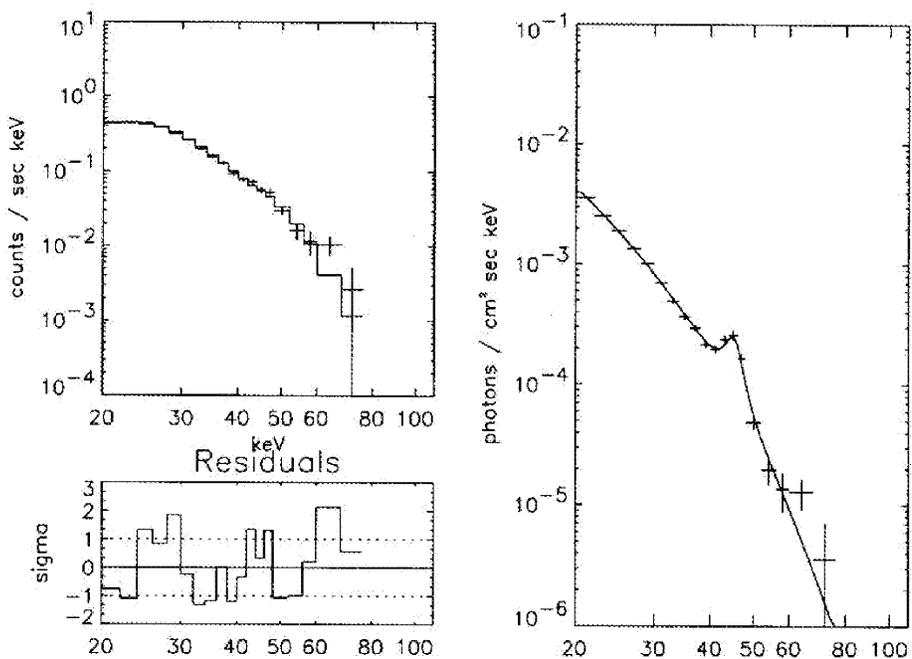


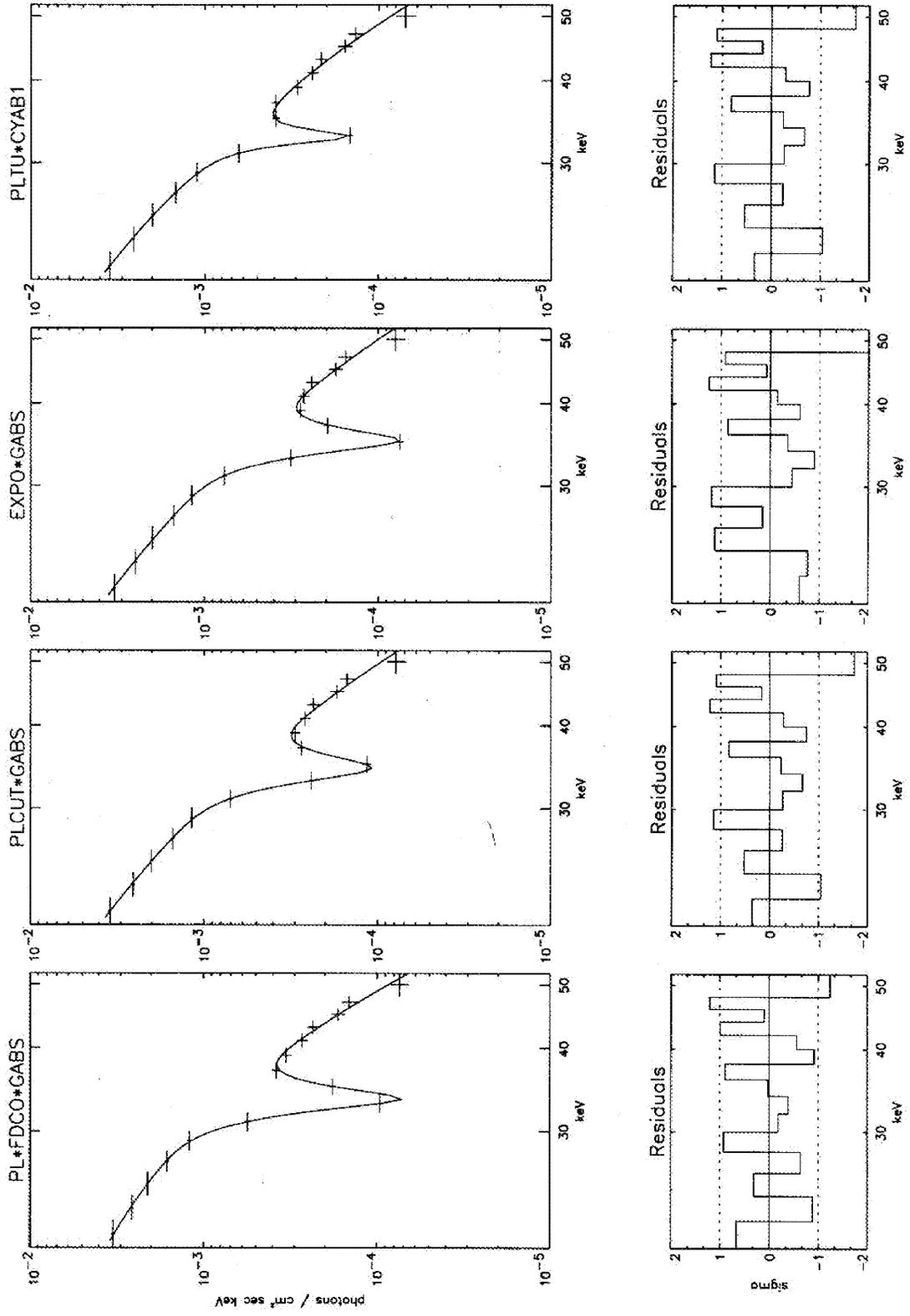
Abbildung 6.10: Fit des Emissionsmodells PLTURN-CYAB ( $\tau < 0$ ) in 20-80 keV an das phasengemittelte MainOn-Spektrum. Die Linienbreite wurde bei  $W=3$  keV fixiert, der Photonenindex  $\alpha=0.93$  und der Turnover bei 19.2 keV repräsentieren das kanonische Spektrum (vgl. Text).

Der Kontinuumverlauf wird bei allen verwendeten Modellen unterhalb des *Turnover*  $E_t=19.2$  keV durch ein Potenzgesetz beschrieben. Während der Photonenindex der Kontinua TTb und EXPO definitionsgemäß fixiert ist und  $\alpha=1.4$  bzw.  $\alpha=1.0$  beträgt (vgl. Anhang), wurde er für PLTURN, PLCUT und PLDFCO auf den kanonischen Photonenindex des phasengemittelten Spektrums von Her X-1 festgelegt:  $\alpha=0.93$  (Choi *et al.* 1994c, Vrtilik & Halpern 1985), da der Energiebereich von HEXE eine Bestimmung von  $\alpha$  mittels der vorliegenden Beobachtungen nicht erlaubt.

Insgesamt weisen alle untersuchten Modelle vier freie Parameter auf. Die Absorptions-Fits mit den in Tab. 6.4 aufgeführten Modellen ergeben durchweg Werte von  $\chi^2_r \approx 1$ , d.h. alle Modelle sind mit den HEXE-Beobachtungen verträglich. Aus Abb. 6.11 ist ersichtlich, daß keines der verwendeten Modelle systematische Residuen ergibt. Die jeweiligen *best-fit*-Parameter  $I_0$ ,  $E_f$ ,  $E_c$  und  $EW$  bzw.  $\tau_1$  sowie die  $1\sigma$ -Fehler für eine gemeinsame Variation der vier freien Parameter ( $\Delta\chi^2=4.7$ ) sind ebenfalls in Tab. 6.4 aufgeführt. Die Signifikanz der Zyklotronabsorptionslinie ergibt sich sowohl aus der immer mit über  $2\sigma$  von Null verschiedenen Linienamplitude als auch durch Anwendung des  $F_\chi$ -Tests. Es ist  $F_\chi > 30$  unabhängig vom verwendeten Modell. Gemäß Bevington (1969) übersteigt  $F_\chi$  für  $\Delta\nu=2$  und  $\nu=15$  mit nur 1% Wahrscheinlichkeit den Wert  $F_\chi=6.4$ . Demnach ist die Einführung der zwei zusätzlichen freien Linienparameter  $E_c$  und  $EW$  bzw.  $\tau_1$  gerechtfertigt. Die Absorptionslinie wird signifikant nachgewiesen.

In Abb. 6.12 sind die  $\chi^2$ -Konturen in  $E_c$  und  $E_f$  für die Modelle PLCUT-GABS, EXPO-GABS und PLTURN-CYAB dargestellt. Demnach ist der Wert für die Lage  $E_c$  der Zyklotronresonanzlinie in gewissem Maße von der Kontinuum- und der Liniendefinition abhängig. Der Wert von  $E_f$  ist eindeutig von der Definition des *powerlaw*-Kontinuums abhängig (vgl. Abb. 6.22). Die *best-fit*-Werte für  $E_{\text{cyclo}}$  und  $E_{\text{fold}}$  weisen eine geringfügige Korrelation auf.

*Abbildung 6.11 (folgende Seite): Vergleich von Modellanpassungen an das MainOn-Spektrum in dem Intervall 20-52 keV, das die Absorptionslinienlage umfaßt. V.l.n.r sind für die Modellspektren PLDFCO-GABS, PLCUT-GABS, EXPO-GABS und PLTURN-CYAB das Photonenspektrum (oben) sowie die Residuen (unten) als Funktion der Energie (in keV) dargestellt. Die zugehörigen Fitparameter sind in Tab. 6.4 aufgeführt.*



Modell	Referenz	$\chi^2_r$	$\alpha$	$I_0$ in $10^{-3}$ ph/cm <sup>2</sup> /s/keV	$E_{\text{fold}}$ in keV	$E_{\text{cyclo}}$ in keV	EW in keV	$I_{\text{Gauss}}$ in $10^{-3}$ ph/cm <sup>2</sup> /s	FWHM in keV	FWHM max (1 $\sigma$ )	$F_{\chi^2}$ -Test
EXPO -GABS	Voges	1.14	$\approx 1.0$	1.93 $\pm 0.05$	10.5 $\pm 0.6$	34.1 $\pm 1.7$	3.3 $\pm 1.3$	—	$\approx 5.0$	<10	30.4
PLCUT -GABS	Soong	0.95	$\approx 0.93 / 1.0$	3.29 $\pm 0.13$	10.2 $\pm 0.6$	33.2 $\pm 1.8$	3.1 $\pm 1.2$	—	$\approx 5.0$	<10	41.8
PL-FDCO -GABS	Mihara	0.85	$\approx 0.93$	6.33 $\pm 0.25$	8.2 <sup>§</sup> $\pm 0.4$	32.5 $\pm 1.3$	3.8 $\pm 1.0$	—	$\approx 5.0$	<12	105
PLTURN -CYAB	—	1.13	$\approx 0.93$	1.95 $\pm 0.06$	10.2 $\pm 0.6$	33.7 $\pm 1.9$	1.8 <sup>*</sup> $^{+1.4}_{-0.9}$	—	$\approx 3.0^*$	<6	31.3
PLTURN -CYAB	—	2.05	$\approx 0.93$	1.85 $\pm 0.04$	7.8 $\pm 0.4$	44.9 $\pm 2.3$	-1.5 <sup>#</sup> $\pm 0.5$	—	$\approx 3.0^*$	<7	—
EXPO +GEM	Voges	2.08	$\approx 1.0$	1.85 $\pm 0.04$	7.6 $\pm 0.3$	45.1 $\pm 2.3$	—	1.1 $\pm 0.4$	$\approx 5.0$	<14	—
PLCUT +GEM	Soong	2.06	$\approx 0.93 / 1.0$	1.86 $\pm 0.04$	7.8 $\pm 0.4$	44.1 $\pm 2.2$	—	0.9 $\pm 0.4$	$\approx 5.0$	<13	—

§: aufgrund der Definition von FDCO ist der Wert von  $E_{\text{fold}}$  nicht direkt vergleichbar.

\*: Liniendefinition CYAB verwendet  $\tau$  und  $W$ .  $W=3$  keV entspricht etwa  $FWHM=5$  keV.

#: Mit  $\tau < 0$  kann eine Emissionslinie dargestellt werden.

Tabelle 6.4: Ergebnisse der Anpassung verschiedener Modellspektren mit Linien an das MainOn-Spektrum von Her X-1. Die verwendeten Funktionen sind in Anhang A1 dargestellt. Die 1 $\sigma$ -Fehler wurden für eine gemeinsame Variation der jeweils vier freien Parameter ermittelt. Die obere Grenze der Linienbreite wurde unabhängig mittels Konturen bestimmt (z.B. Abb. 6.23). Mit  $\approx$  gekennzeichnete Parameter sind (z.T. definitionsgemäß) fixiert. Zur Signifikanz der Linie und zum F-Test siehe Text.

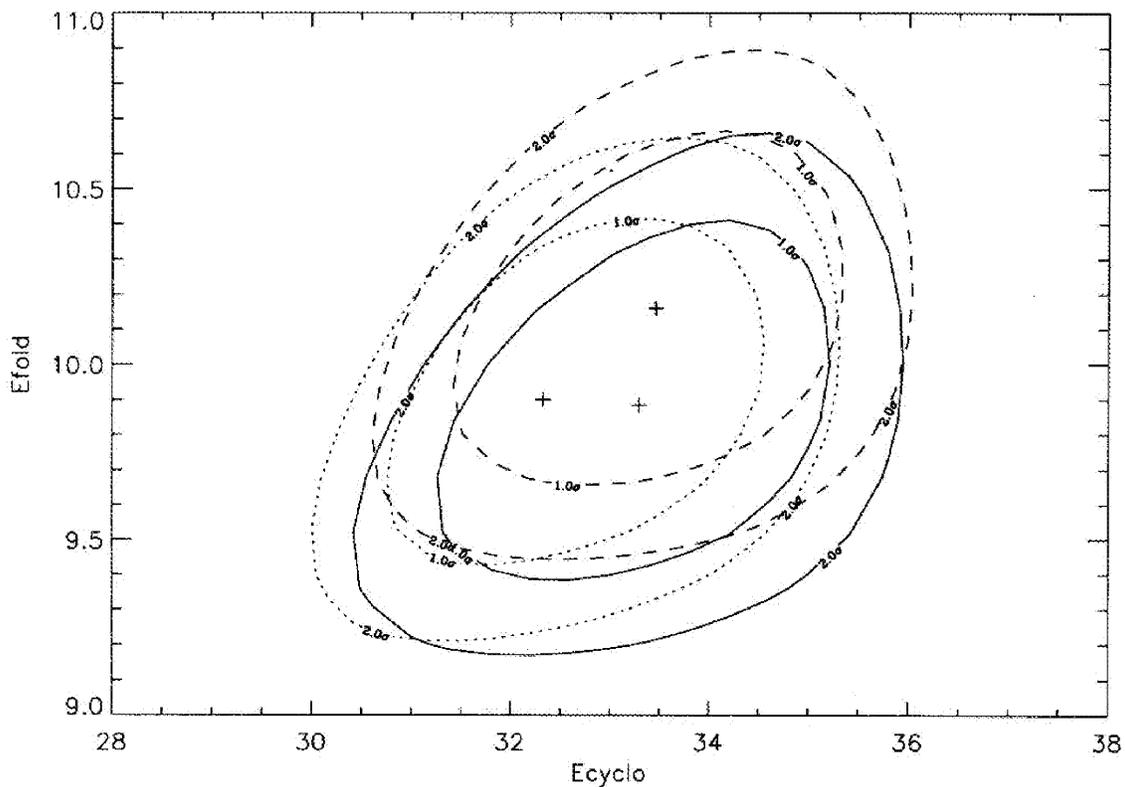


Abbildung 6.12:  $\chi^2$ -Konturen für exponentielle Kontinua mit einer Absorptionslinie in 20-80 keV. Dargestellt sind die Konturen in  $E_{\text{cyelo}}$  und  $E_{\text{fold}}$  (jeweils in Einheiten von keV) für eine gemeinsame Variation der Parameter. Durchgezogene Linie: PLTURN-CYAB; punktiert: PLCUT-GABS; gestrichelt: EXPO-GABS.

Es wurde untersucht, welchen Einfluß die endliche Energieauflösung des HEXE-Instrumentes, die statistischen Fluktuationen und die systematischen Fehler der Hintergrundsubtraktion auf die Signifikanz der Zyklotronresonanzlinie haben. Hierzu wurden die mit den drei Einzeldetektoren d1, d2 und d3 gewonnenen Daten unabhängig analysiert. Die HEXE-Detektoren gewährleisteten unabhängige Experimente, da Energieeichung und Hintergrundsubtraktion unabhängig durchgeführt werden. Das Absorptionsmodell PLTURN-CYAB wurde in 20-80 keV an die Spektren der Einzeldetektoren angepaßt, wobei  $\alpha=0.93$  und  $W=3$  keV fixiert wurden. Aus Abb. 6.13 ist ersichtlich, daß für die Spektren der Einzeldetektoren die Parameter  $E_c$  und  $E_f$  im Rahmen der Statistik vereinbar sind. Ein  $\chi^2_{\text{min}}$ -Fit der Modelle PLTURN-CYAB und EXPO-GABS an die Spektren der Einzeldetektoren ergibt für  $\tau_1$  bzw.  $EW$  die in Tab. 6.5 angegebenen Werte und  $1\sigma$ -Fehler: Die Zyklotronresonanzlinie ist demnach für Einzeldetektoren mit einer Signifikanz von über  $1\sigma$  nachweisbar.

Detektor	$\tau_1$ für PLTURN-CYAB	EW in keV für EXPO-GABS
d1	1.5 +2.6 -1.0	3.1 +2.2 -2.0
d2	1.4 +2.0 -1.0	3.0 +1.9 -2.0
d3	1.9 +4.1 -1.2	3.7 +3.0 -2.3
D3=d1-d3	1.8 +1.4 -0.9	3.3 +1.3 -1.3

Tabelle 6.5: Die Bestimmung der Amplitude der Zyklotronresonanzlinie aus den Spektren der Einzeldetektoren für die Modelle PLTURN-CYAB und EXPO-GABS. Die  $1\sigma$ -Fehler sind mit  $\Delta\chi^2=4.7$  für eine gemeinsame Variation der Parameter ermittelt. Zum Vergleich sind die best-fit-Parameter für die Anpassung an das Spektrum aller drei Detektoren aufgelistet.

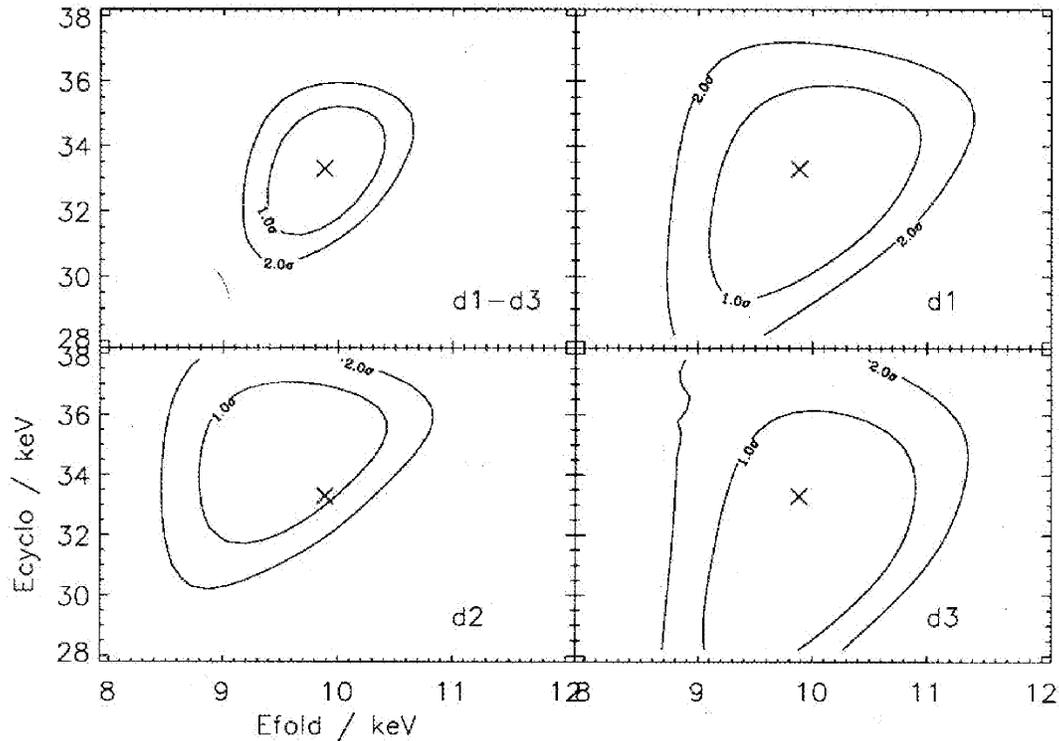


Abbildung 6.13:  $\chi^2$ -Konturen in Faltungsenergie und Linienlage für die Einzeldetektoren.  $E_{fold}$  und  $E_{cyclo}$  (jeweils in keV) für einen Fit mit PLTURN-CYAB an die Spektren der individuellen Detektoren (d1, d2 und d3) sowie an das gemeinsame Spektrum (d1-d3). Der best-fit-Wert für das gemeinsame Spektrum ist als Kreuz eingezeichnet. Die Konturen sind für  $\Delta\chi^2=4.7$  ( $1\sigma$  für  $dof=4$ ) sowie  $\Delta\chi^2=9.7$  ( $2\sigma$ ) dargestellt.

## 6.4 Pulse-minus-Off Pulse-Spektrum

Zum Vergleich der mit HEXE erhaltenen *MainOn*-Spektren mit historischen Beobachtungen als auch zum Test der hintergrundsubtrahierten Spektren werden *Pulse-minus-Off Pulse*-Spektren (*P-OP*) generiert und gefittet.

Zur Erstellung eines *MainOn*-Pulsprofils wurden zunächst die Pulsprofile der *Session*gruppen 0049F5, 0088F13, 1171F5 und 1488F5 phasengerecht aufaddiert. Ihre relativen Phasenlagen beinhalten aufgrund von intrinsischen Fluktuationen der Pulsphase (vgl. Kap. 6.2) und der großen zeitlichen Abstände keine Information, so daß ein *Alignment* möglich ist. Der Phasenversatz der Pulsprofile von 0049F5, 0088F13 und 1171F5 wurde ermittelt, indem die in 16-60 keV rebinnten und auf die gepulste Amplitude  $A=1$  normierten Pulsprofile einer Kreuzkorrelation mit variabler Phase unterzogen wurden (Kap. 5.4). Für die *Session*gruppe 1488F5, deren Pulsprofil aufgrund der fortgeschrittenen  $35^d$ -Phase  $\Psi$  signifikant schmaler ist (vgl. Kap. 6.5), wurde eine visuelle Anpassung für die abfallenden Flanke durchgeführt. Gruber *et al.* (1980) und Scott (1993) zeigen, daß mit fortschreitender  $35^d$ -Phase  $\Psi$  im *Decline* die vordere Flanke des Pulsprofils in der Intensität abnimmt, während die hintere Flanke stabil bleibt. Demnach ist eine Ausrichtung des Pulsprofils an dieser abfallenden Flanke angemessen. Abb. 6.15 zeigt die so in der Pulsphase ausgerichteten Pulsprofile der *Session*gruppen in 16-60 keV, Abb. 6.17 das durch mit der Beobachtungszeit gewichtete Addition und Hintergrundsubtraktion erzeugte *MainOn*-Pulsprofil in 16-60 keV. Die Definition der Phasenabschnitte „*Pulse*“ und „*Off Pulse*“, die zusammen die gesamte Pulsphase (0,1) überdecken, ist aus Tab. 6.9 ersichtlich. Sie erfolgt in Übereinstimmung mit den Definitionen von Voges *et al.* (1982), Tueller *et al.* (1984) u.a., wo der Phasenbereich „*Pulse*“ den Sockelbereich des Hauptpulses einbezieht.

Die Pulsprofile der *Session*gruppen 0049F5, 0088F13, 1171F5 und 1488F5 in schmalen Energiebins wurden mit den in 16-60 keV ermittelten Phasenverschiebungen phasengerecht zusammengefaßt. Für die beiden Phasenabschnitte „*Pulse*“ und „*Off Pulse*“ wurden durch Normierung auf die Länge der Phasenintervalle Zählratenspektren generiert und voneinander abgezogen. An das so erzeugte „*Pulse-minus-Off Pulse*“-Spektrum (*P-OP*) wurden mehrere spektrale Formen angepaßt. Wie im Falle des phasengemittelten Spektrums (*S-OS*) beschreiben die Funktionen, die eine Absorptionslinie enthalten, das Spektrum vergleichbar gut und sind demnach nicht unterscheidbar (vgl. Tab. 6.6). Die Anpassung einer Emissionslinie gelingt nicht zufriedenstellend, aufgrund des Wertes der Statistik  $\chi^2_r \approx 3$  für die Emissionslinien-*Codes* muß dieser Ansatz verworfen werden. Abb. 6.14 zeigt die Konturen in Linienlage  $E_c$  und -amplitude  $\tau_1$  für das Modell PLTURN-CYAB und erlaubt den unmittelbaren Vergleich zwischen Absorptions- ( $\tau_1 > 0$ ) und Emissionslösung ( $\tau_1 < 0$ ). Wie im Falle der Abb. 6.8 für das *S-OS*-Spektrum sind die Lösungen klar getrennt, die Amplituden signifikant von Null verschieden.

Die Betrachtung der hintergrundsubtrahierten Pulsprofile bei hohen Energien (Abb. 6.19) zeigt, daß die Qualität der Hintergrundsubtraktion hervorragend ist und mit Einführung der Größe  $\sigma_{\text{sys}} = 0.001$  cts/s/keV (Kap. 6.3.2) eventuelle systematische Fehler ausreichend berücksichtigt sind. Somit ist der bei der Generierung von *P-OP*-Spektren verursachte systematische Fehler wesentlich größer, da die Differenz zweier Quellspektren betrachtet wird: (a) weist Her X-1 im Zwischenpulsbereich einen von Null signifikant verschiedenen Quellfluß auf, (b) variieren die Spektralparameter signifikant über die Pulsphase (Kap. 3.5, Kap. 7.4). Demnach ist das *P-OP*-Spektrum nur eingeschränkt interpretierbar, seine Betrachtung vor allem für Vergleiche mit früheren Messungen von Interesse, bei denen die Größenordnungen der oben dar-

gestellten systematischen Fehler vergleichbar waren. Die formalen Fitparameter sind denen des  $P$ - $OS$ -Spektrums ähnlich, da die Intensität im Zwischenpuls gering ist. Ein Nachweis der Harmonischen bei  $2 \cdot E_c$  gelang für das  $P$ - $OP$ -Spektrum nicht. Eine genauere Analyse wird aus den dargestellten Gründen lediglich mittels  $S$ - $OS$ - bzw.  $P$ - $OS$ -Spektren durchgeführt.

Funktion	$\chi^2_r$	$I_0$ in $10^{-3}$ ph /cm <sup>2</sup> /s/keV	$E_{\text{fold}}$ in keV	$E_{\text{cyclo}}$ in keV	$EW$ in keV	$FWHM$ in keV
EXPO-GABS	1.12	1.32±0.05	12.9±1.2	35.6±1.1	7.4±1.5	≅5.0
EXPO-GABS'	1.26	1.32±0.04	12.7±0.9	35.6±0.9	33.1±18	≅5.0
PLCUT-GABS	0.90	2.04±0.12	12.5±1.3	35.4±1.2	9.2 <sup>+8.9</sup> <sub>-3.6</sub>	≅5.0
PLTURN-GABS	1.09	1.32±0.05	12.5±0.9	35.5±1.0	8.2±1.7	≅5.0
PL-FDCO-GABS	0.71	3.75±0.20	9.7±0.9	34.9±1.1	10.5 <sup>+9.3</sup> <sub>-4.2</sub>	≅5.0
PLTURN-CYAB	1.31	1.38±0.07	13.1±1.8	35.4±1.2	7.8±3.6 <sup>#</sup>	≅3.0 <sup>*</sup>
PLTURN-CYAB	3.1	1.18±0.04	8.1±0.5	51.9±2.1	-3.7±0.6 <sup>#</sup>	≅3.0 <sup>*</sup>

Die Liniendefinition CYAB verwendet als Linienparameter  $\tau$  und  $W$ .

\*:  $W=3$  keV entspricht etwa  $FWHM=5$  keV.

#: Linienparameter  $\tau$ . Mittels  $\tau < 0$  kann eine Emissionslinie dargestellt werden.

Tabelle 6.6: Anpassung von Absorptionsmodellen an das  $P$ - $OP$ -Spektrum in 20-80 keV. Vier Funktionen weisen eine gaußförmige Absorptionslinie auf, die beiden unteren Einträge dienen dem Vergleich von Absorptions- und Emissionslösung unter Verwendung einer einzigen Funktion. Die  $1\sigma$ -Fehler wurden für eine gemeinsame Variation der jeweils vier freien Parameter ermittelt. Mit  $\equiv$  gekennzeichnete Parameter sind (z.T. definitionsgemäß) fixiert.

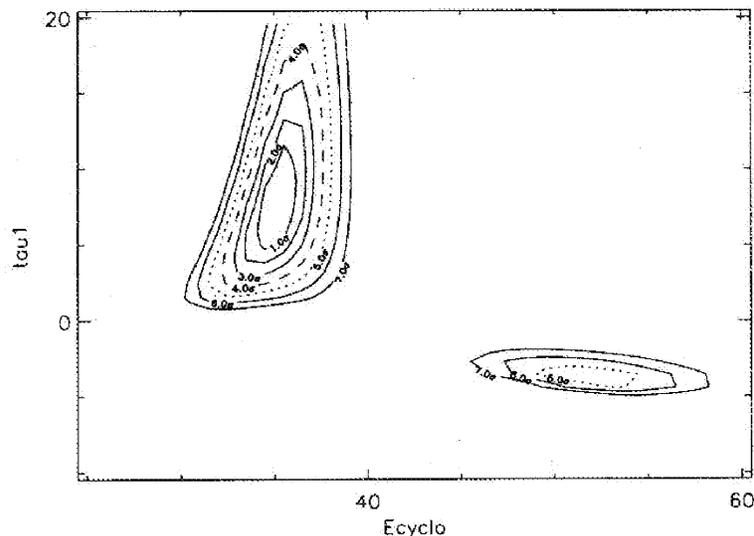


Abbildung 6.14: Konturdarstellung zum Vergleich der Absorptions- mit der Emissionslösung. Dargestellt sind Zyklotronenergie  $E_{\text{cyclo}}$  und Amplitude  $\tau_1$  für eine Anpassung der Funktion PLTURN-CYAB an das Pulse-minus-Off Pulse-Spektrum ( $P$ - $OP$ ) in 20-80 keV. Die best-fit-Lösung in Emission ist außerhalb der  $4\sigma$ -Kontur für die Absorptionslösung.

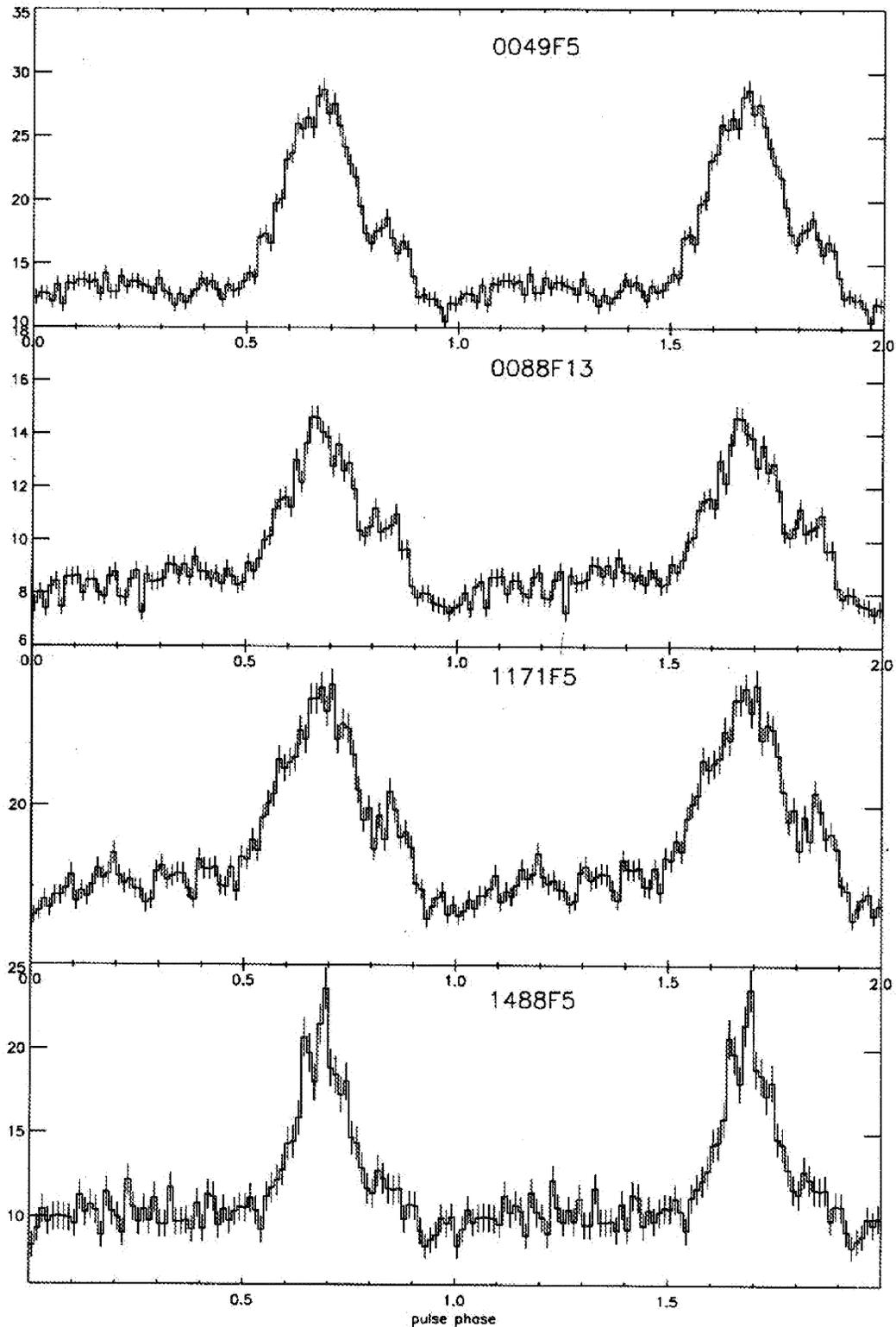


Abbildung 6.15: Pulsprofile der MainOn-Sessiongruppen (cts/s in drei Det., in 16-60 keV). Die Pulsprofile der Sessiongruppen wurden in der Phase ausgerichtet. Für die P-OP-Analyse wurden die Pulsprofile weder hintergrundsubtrahiert noch wichtfaktorkorrigiert (vgl. Text).

## 6.5 Hintergrundsubtrahierte Pulsprofile

### 6.5.1 Sessiongruppen

Für jede *MainOn-Sessiongruppe* wurden detektorweise Pulsprofile generiert. Die Energieintervalle wurden in Übereinstimmung mit den bei der Spektralanalyse verwendeten gewählt. Diese Pulsprofile wurden mit dem in Kap. 5.4 ausführlich dargestellten Verfahren hintergrundsubtrahiert, wichtfaktorkorrigiert und zusammengefaßt. Wie bei der Spektralanalyse wurden lediglich die Detektoren d1-d3 verwendet, um die nachfolgende Pulsphasenspektroskopie durchführen zu können. Darüberhinaus ist die Hintergrundsubtraktion für Detektor d4 aus den o.g. Gründen ohnehin mit Unsicherheiten behaftet.

In Abb. 6.16 sind die hintergrundsubtrahierten Pulsprofile im breiten Energieintervall 16-60 keV dargestellt. Die Sockelbreiten  $W$  der Phasenregion *Pulse* (entsprechend der Definition in Tab. 6.9, Abb. 6.26) der einzelnen Pulsprofile wurden visuell bestimmt. Es bestätigt sich die Zuordnung der drei *Sessiongruppen* 0049F5, 0088F13 und 1171F5 zur *Plateau-Phase* des *MainOn*, während die *Sessiongruppe* 1488F5 eindeutig dem *Decline* zugehörig ist, da die Breite des Hauptpulses signifikant schmaler ist. Eine Kreuzkorrelation der Pulsprofile ergibt, daß die drei *Plateau-Pulsprofile* in der Form nicht signifikant verschieden sind. Sie weisen die vom Hochenergiepuls von Her X-1 bekannte Struktur auf. Neben der sattelförmigen Einsenkung des Hauptpulses sind der schwache Zwischenpuls sowie das Minimum am Ende des Hauptpulses identifizierbar (vgl. Abb. 3.13).

<i>Sessiongruppe</i>	Sockelbreite $W$
0049F5	0.38(3)
0088F13	0.36(3)
1171F5	0.42(3)
1488F5	0.30(3)

Tabelle 6.7: Die Sockelbreiten  $W \in (0,1)$  der *Sessiongruppen-Pulsprofile* in 16-60 keV.

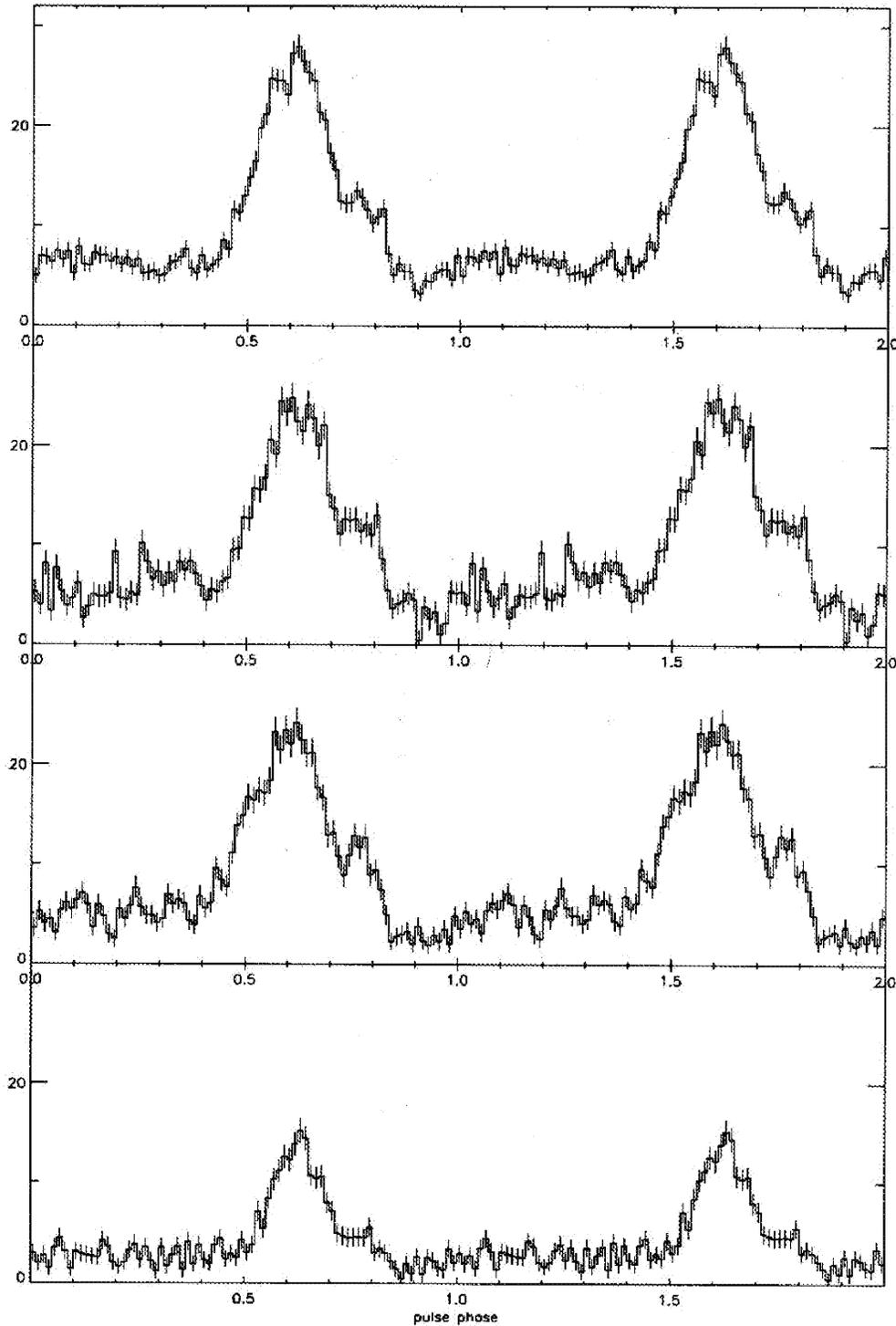


Abbildung 6.16: Hintergrundsubtrahierte Pulsprofile in 16-60 keV für die MainOn-Sessiongruppen (v.o.n.u.: 0049F5, 0088F13, 1171F5, 1488F5). Die Ausrichtung in der Pulsphase wurde wie in Kap. 5.4 beschrieben durchgeführt. Die Skalierung der Achsen ist identisch, dargestellt ist die Zählrate in cts/s in drei Detektoren (d1-d3).

### 6.5.2 MainOn-Pulsprofil

Da die Statistik für einzelne *Session*gruppen-Pulsprofile in engen Energiebändern unbefriedigend ist und ohnedies keine signifikanten Unterschiede in der Energieabhängigkeit der Pulsform zu erwarten sind, wurden sie zur weiteren Analyse zum hintergrundsubtrahierten *MainOn*-Pulsprofil zusammengefaßt. Hierfür wurde das bereits im vorigen Abschnitt angewandte Kreuzkorrelationsverfahren zur Ausrichtung der Phasenlage benutzt.

In Abb. 6.18 und 6.19 sind die Pulsprofile in schmalen Energiebändern zusammengefaßt. Die gewählte Binbreite von 4 keV entspricht etwa der halben Energieauflösung des HEXE-Detektors. Die Pulsation ist in jedem Energiebin bis 52 keV signifikant nachzuweisen. Da das Quellsignal exponentiell abfällt, während der interne Detektorhintergrund ab etwa 60 keV stark ansteigt, wurde die Information oberhalb 52 keV in den breiten Intervallen 52-72 keV und 72-110 keV zusammengefaßt. Während im Intervall 52-72 keV, das etwa auf der vermuteten Harmonischen der Zyklotronabsorptionslinie zentriert ist, die Pulsation deutlich ist, weist das Signal in 72-110 keV keine erkennbare Modulation mehr auf. Die phasengemittelten Quell- bzw. Detektorzählraten in 72-110 keV betragen 0.18 c/s und 2.46 c/s. Dies unterstreicht gleichzeitig die Qualität der Hintergrundsubtraktion und die Gültigkeit der angewandten Methode (vgl. Kap. 5.3). In Abb. 6.18 und Abb. 6.19 sind ebenfalls die phasengemittelte Quellzählrate sowie das Minimum des modulierten Signals als punktierte Linien dargestellt. Diese werden nachfolgend zur Bestimmung des gepulsten Flusses  $PF$  herangezogen. Eine quantitative Analyse der energieabhängigen Pulsprofile wird aus den in Kap. 5.6 genannten Gründen nicht vorgenommen, sondern an den (äquivalenten) pulsphasenaufgelösten Spektren durchgeführt. Das hintergrundsubtrahierte Pulsprofil von Her X-1 in 16-60 keV ist in Abb. 6.17 dargestellt.

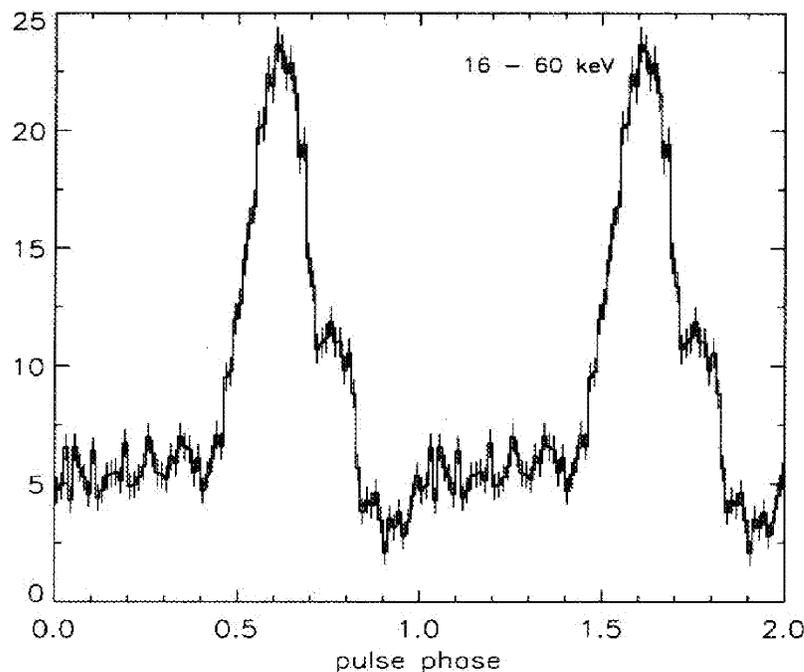


Abbildung 6.17: Das *MainOn*-Pulsprofil von Her X-1 in 16-60 keV. Dargestellt ist die hintergrundsubtrahierte und wichtfaktorkorrigierte Zählrate in 3 Detektoren.

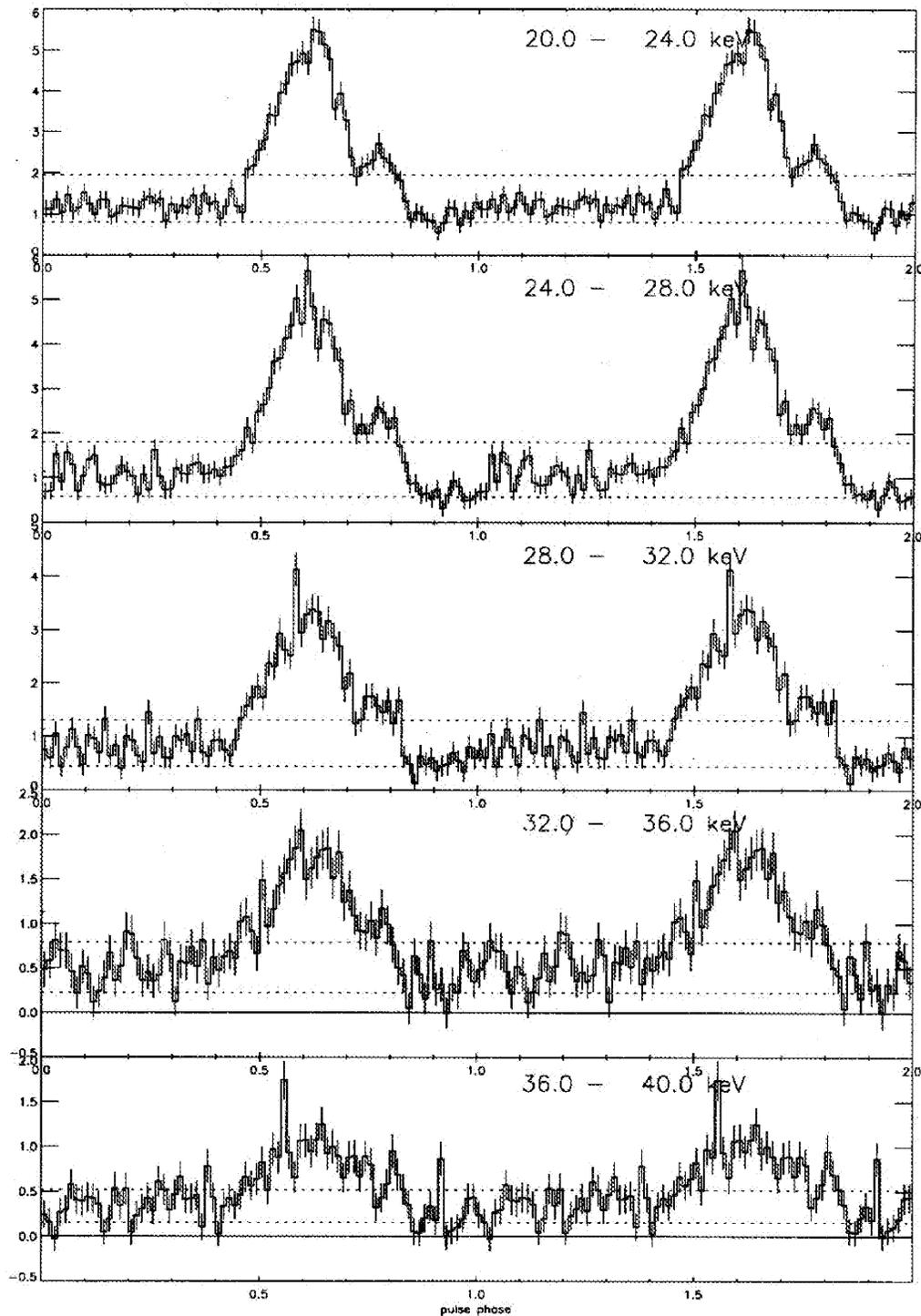


Abbildung 6.18: Das MainOn-Pulsprofil von Her X-1 in schmalen Energiebändern von 20 bis 40 keV. Die punktierten Linien bezeichnen die phasengemittelte Quellzählrate sowie das Niveau des ungelulsten Anteils (jeweils in cts/s in 3 Detektoren).

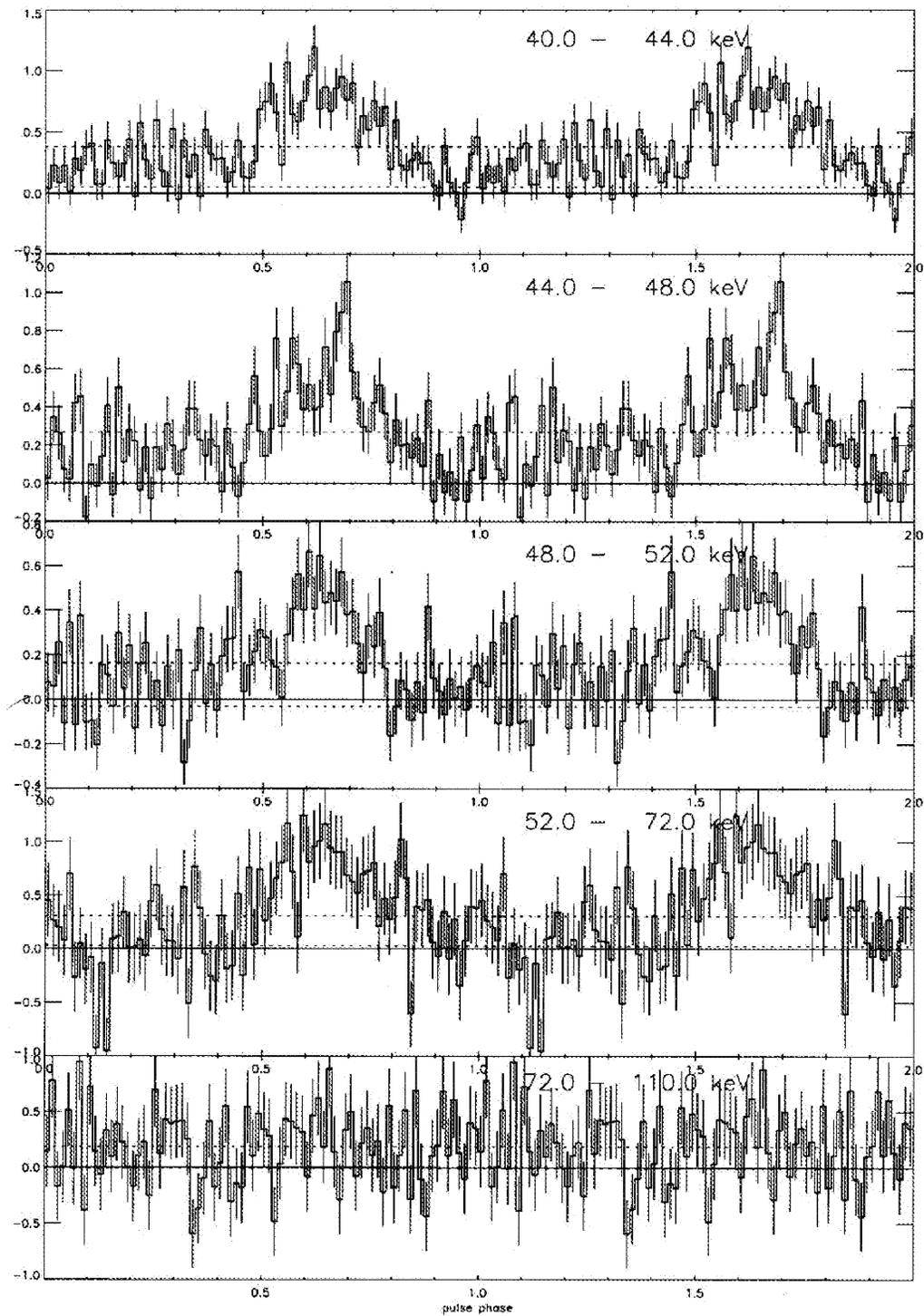


Abbildung 6.19: Das MainOn-Pulsprofil von Her X-1 in schmalen Energiebändern von 40 bis 110 keV. Zur Bezeichnung siehe vorige Abbildung.

### 6.5.3 Pulsed Fraction

Der gepulste Anteil  $PF$  am Quellsignal wurde mit dem in Kap. 5.4 beschriebenen Verfahren sowohl für die *Sessiongruppen*-Pulsprofile als auch für das *MainOn*-Pulsprofil in schmalen Energieintervallen ermittelt. Das Minimum der *MainOn*-Pulsation befindet sich in allen Energiebereichen oberhalb 2 keV unmittelbar nach dem Ende des Hauptpulses ( $\varphi=0.8-1.0$  in Abb. 6.17). Es wurde jeweils bestimmt, indem die abgebildeten Pulsprofile über  $n$  Phasenbins geglättet wurden. Für die Pulsprofile in 16-60 keV erwies sich  $n=3$  als ausreichend, während für die energieaufgelösten Pulsprofile aufgrund der größeren *Poisson*-Fluktuationen  $n=5$  gewählt wurde.

Der gepulste Anteil  $PF$  ist in 16-60 keV für die vier *Sessiongruppen* mit einem konstanten Wert verträglich ( $\chi^2_{\nu}=1.1$ ). Er beträgt im Mittel  $PF=0.72 \pm 0.04$ . Für das zusammengefaßte *MainOn*-Pulsprofil in 16-60 keV (Abb. 6.17) ergibt sich in Übereinstimmung hiermit  $PF=0.69 \pm 0.03$ . Die Energieabhängigkeit  $PF(E)$  des *MainOn*-Pulsprofils deutet sich in Abb. 6.20 dennoch an. Aufgrund der statistischen Fehler ist allerdings der erkennbare Trend, daß  $PF$  mit steigender Energie zunimmt, nicht signifikant. Es sei darauf hingewiesen, daß die Bestimmung von  $PF$  in den einzelnen Energiebändern statistisch unabhängig ist, obwohl die Binbreite etwas geringer als die Energieauflösung des Detektors gewählt wurde. Eine genaue Betrachtung und Gegenüberstellung mit historischen Bestimmungen wird in Kap. 7.2 durchgeführt.

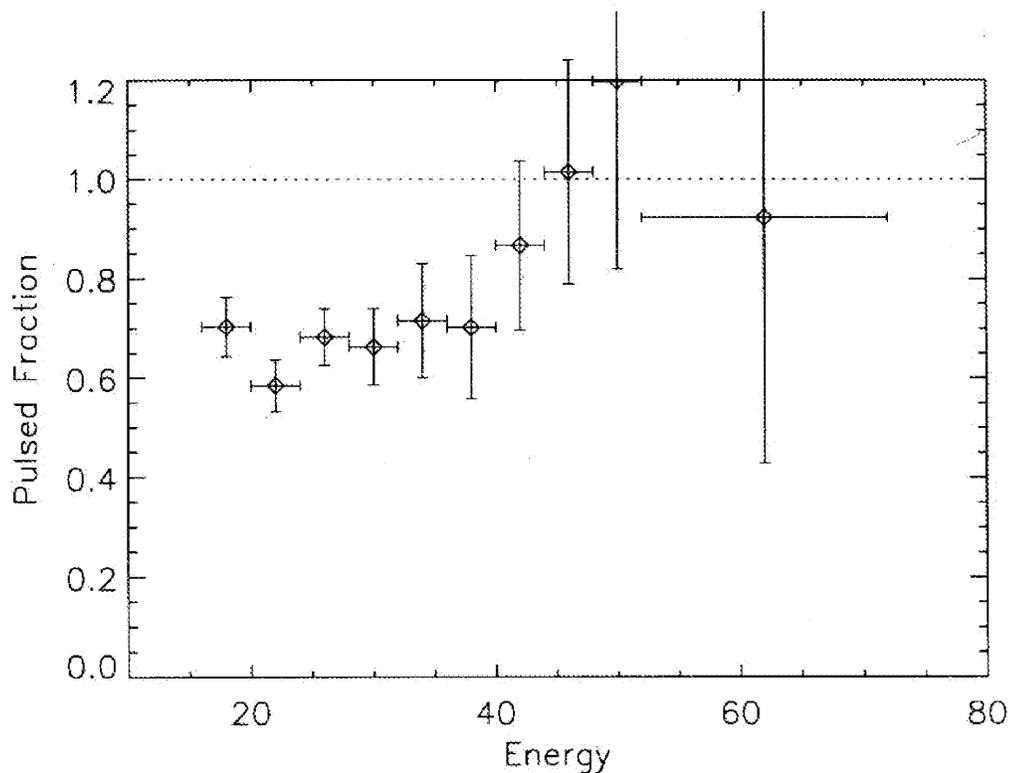


Abbildung 6.20: Der gepulste Anteil des Röntgenflusses als Funktion der Energie in keV.  $PF(E)$  ist definitionsgemäß im Intervall  $(0,1)$ . Die Datenpunkte bei ca. 50 keV sind hiermit im Rahmen der Fehler verträglich. Die Fehlerbalken entsprechen 1 Sigma.

## 6.6 Pulsphasenspektroskopie

In diesem Abschnitt wird die Variation des harten Röntgenspektrums von Her X-1 als Funktion der Pulsphase  $\phi$  untersucht. Aus historischen Messungen ist bekannt, daß sowohl das Kontinuum als auch die Parameter der Zyklotronresonanzlinie phasenabhängig variieren. Aus dem Betrag dieser Variation und aus der Phasenlage bezüglich des integralen Röntgenpulses lassen sich Rückschlüsse auf die Emissionscharakteristik ziehen.

Zur Analyse werden aus dem oben beschriebenen energieaufgelösten und hintergrundsubtrahierten *MainOn*-Pulsprofil Pulsphasenspektren  $PPZ(E, \phi)$  generiert. Eine detaillierte Darstellung der Methode findet sich in Kap. 5.6. Die 80 ursprünglichen Pulsphasenspektren können anschließend beliebig zusammengefaßt werden, um die statistische Signifikanz bei der Spektralanalyse, d.i. der Ermittlung der phasenaufgelösten Photonenspektren  $PPS(E, \phi)$ , zu verbessern.

Folgende Strategie wird hierbei verfolgt: zunächst wird die zur Darstellung am besten geeignete Modellfunktion ermittelt. Da die Beobachtungsstatistik im harten Röntgenbereich i.A. nicht ausreicht, um phasenabhängig alle zur Beschreibung des Spektrums notwendigen Parameter hinreichend einzugrenzen, werden zunächst diejenigen Parameter identifiziert, die keine Phasenabhängigkeit aufweisen, d.h. konstant über die Pulsphase sind. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Methode vorgeschlagen, die die Variation der Parameter für ein gleitendes Phasenmittel des Spektrums untersucht. Die Phasenabhängigkeit der verbleibenden Parameter wird schließlich in statistisch unabhängigen Phasenintervallen untersucht, wobei die Fehler der Parameter für eine gemeinsame Variation bestimmt werden, um die Korrelation der Parameter angemessen zu berücksichtigen.

Verschiedene Modellfunktionen zur Beschreibung des Hochenergiespektrums von Her X-1 wurden bereits zur Untersuchung des phasengemittelten Spektrums verwendet. Da zwischen den Funktionen nicht unterschieden werden kann, werden exemplarisch die Modelle eines Exponentialgesetzes (Voges *et al.* 1982) bzw. eines Potenzgesetzes mit exponentiellem *Turnover* (Tueller *et al.* 1984) verwendet, denen jeweils eine gaußförmige Absorptionslinie aufgeprägt ist (EXPO-GABS bzw. PLTURN-GABS). Oberhalb der *Turnover*-Energie bei 20 keV ist das Modell PLCUT-GABS (Soong *et al.* 1990) dem rein exponentiellen Verlauf insofern ähnlich, als es keine Abhängigkeit vom Photonenindex  $\alpha$  zeigt (vgl. Anhang A1). Anschließend wird durch Verwendung des Modells PLTURN-GABS gezeigt, daß sich die Variation des Kontinuums bei  $E > 20$  keV eindeutig auf die etablierte Variation des Photonenindex  $\alpha$  bei  $E < 20$  keV (Pravdo *et al.* 1978) zurückführen läßt.

### 6.6.1 Pulse-minus-Off Source-Spektrum

Aufgrund des hohen Modulationsgrades der Pulsation von Her X-1 läßt sich durch die Untersuchung des *Pulse-minus-Off Source*-Spektrums (*P-OS*) eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses erzielen. Bei einer Pulsbreite von ca. 40% ergibt sich für ein zu 100% gepulstes Signal unmittelbar eine Verringerung des Detektor-Hintergrundes auf 40%. Dies verringert die Poisson-Fehler der hintergrundsubtrahierten Zählraten. Weiterhin kann aufgrund der bekannten Pulsphasenvariation des Spektrums von Her X-1 die „Verschmierung“ spektraler Parameter verringert werden. Zur Analyse des *P-OS*-Spektrums im *MainOn* wurden phasenaufgelöste und hintergrundsubtrahierte Spektren  $PPZ$  für den Phasenbereich zusammengefaßt, der in Abb. 6.26 den Hauptpuls überdeckt und von LE1 bis TE2 reicht (vgl. Tab. 6.9).

Das  $P$ - $OS$ -Spektrum wurde ebenfalls mittels verschiedener, in der Literatur verwendeter Funktionen untersucht. Die Analyse mit Emissionsmodellen ergab wie im Falle der  $S$ - $OS$ -Spektren keine befriedigenden Resultate. Die Ergebnisse der Absorptionsfits im Energiebereich 20-80 keV sind in Tab. 6.8 zusammengefaßt. Die Linienbreite lag für alle verwendeten Funktionen mit  $FWHM < 8$  keV wiederum unterhalb der Energieauflösung des Detektors und wurde bei  $FWHM = 5$  keV fixiert. Als systematischer Fehler in der Hintergrundsubtraktion wurde wiederum  $\sigma_{\text{sys}} = 0.001$  cts/s/keV gesetzt.

Während bei den Literaturmodellen der Potenzgesetz-Index definitionsgemäß fixiert ist (z.B. EXPO-GABS) bzw. bei dem phasengemittelten Wert von  $\alpha = 0.93$  fixiert wurde (z.B. PLCUT-GABS), wurde für das Modell PLTURN-GABS der phasengemittelte Wert der Faltungsenergie  $E_{\text{fold}} = 10.66$  keV festgehalten (vgl. Tab. 6.8). Im nachfolgenden Abschnitt wird gezeigt, daß (nur) bei diesem Modell die Phasenvariation des Kontinuums mit der Änderung von  $\alpha$  bei konstantem  $E_{\text{fold}}$  erklärt werden kann.

Keines der verwendeten Absorptionsmodelle kann durch die HEXE-Beobachtungen zurückgewiesen werden. Die systematische Variation der Parameter entspricht derjenigen für das  $S$ - $OS$ -Spektrum und kann eindeutig auf die unterschiedliche Definition der Modellfunktionen zurückgeführt werden. Insgesamt ist das  $P$ - $OS$ -Spektrum im Vergleich mit dem  $S$ - $OS$ -Spektrum härter, die Zyklotronresonanzlinie liegt bei einem höheren Wert. Dies ist in Übereinstimmung mit den Befunden des „Spectral Hardening“ im Puls (Pravdo *et al.* 1978) bzw. der Variation der Absorptionslinie in der Form, daß das Maximum von  $E_c$  im Bereich des Pulsmaximums erreicht wird (Soong *et al.* 1980).

Modell	Referenz	$\chi^2_r$	$\alpha$	$E_{\text{fold}}$ in keV	$E_{\text{cyclo}}$ in keV	$EW$ in keV
EXPO · GABS	Voges	1.05	$\equiv 1.0$	$11.6 \pm 0.6$	$34.1 \pm 1.1$	$4.7 \pm 1.1$
EXPO · GABS'	Tueller	1.17	$\equiv 1.0$	$11.6 \pm 0.6$	$34.3 \pm 1.0$	$11.0 \pm 5.0$
PLCUT · GABS	Soong	1.22	$\equiv 0.93$ / 1.0	$11.3 \pm 0.6$	$33.7 \pm 1.1$	$4.6 \pm 1.0$
PL · FDCO · GABS	Mihara	1.23	$\equiv 0.93$	$8.8 \pm 0.4$	$33.2 \pm 1.0$	$5.2 \pm 1.0$
PLTURN · GABS	–	0.97	$0.75$ $\pm 0.10$	$\equiv 10.66$	$34.1 \pm 0.8$	$4.8 \pm 0.9$

Tabelle 6.8: Ergebnisse der Anpassung verschiedener Absorptionsspektren an das  $P$ - $OS$ -Spektrum von Her X-1. Die verwendeten Funktionen sind in Anhang A1 dargestellt. Die  $1\sigma$ -Fehler wurden für eine gemeinsame Variation der vier freien Parameter ermittelt. Mit  $\equiv$  gekennzeichnete Parameter sind (z.T. definitionsgemäß) fixiert. Die Linienbreite wurde bei allen Modellen bei  $FWHM = 5$  keV fixiert.

Die Existenz der Harmonischen bei  $2 \cdot E_{\text{cyclo}}$  wurde auf verschiedene Weisen untersucht. Bei Anpassung des Modells PLTURN-GABS1-GABS2 mit zwei Absorptionslinien bei  $E_{\text{cyclo}}$  und  $2 \cdot E_{\text{cyclo}}$  in 20-110 keV konnte die Äquivalentbreite der Harmonischen nicht signifikant etabliert werden. Zur Entkopplung von den anderen Fitparametern wurde als Maß für die Liniendefizite das Integral  $F_{G1}$  bzw.  $F_{G2}$  gewählt (Gl. 6.6) und auf die Kontinuumintensität normiert.

Eine Anpassung, bei der alle anderen Parameter als *Parameters of Non-Interest* gesetzt wurden, so daß sich der  $1\sigma$ -Fehler in  $F_{G2}/I_0$  aus  $\Delta\chi^2=1$  ergibt, erbrachte ebenfalls keinen signifikanten Nachweis. Der  $F$ -Test für die Berechtigung des zusätzlichen Parameters  $F_{G2}/I_0$  ergab  $F_x < 0.1$ . Demnach ist für das aus den HEXE-Beobachtungen erhaltene  $P$ -OS-Spektrum die Harmonische aufgrund mangelnder Signifikanz nicht nachzuweisen.

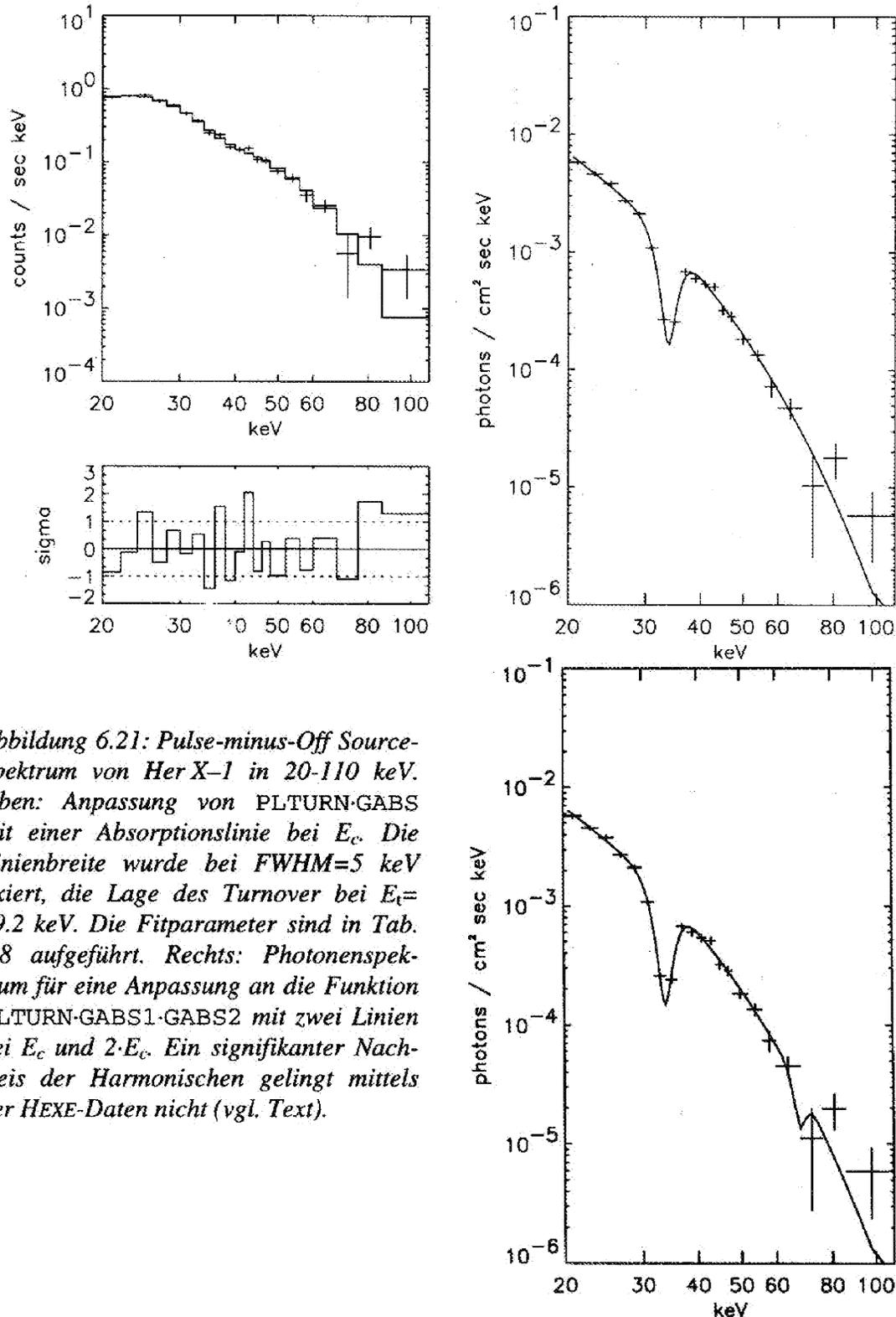


Abbildung 6.21: Pulse-minus-Off Source-Spektrum von Her X-1 in 20-110 keV. Oben: Anpassung von PLTURN-GABS mit einer Absorptionslinie bei  $E_c$ . Die Linienbreite wurde bei  $FWHM=5$  keV fixiert, die Lage des Turnover bei  $E_t=19.2$  keV. Die Fitparameter sind in Tab. 6.8 aufgeführt. Rechts: Photonenspektrum für eine Anpassung an die Funktion PLTURN-GABS1-GABS2 mit zwei Linien bei  $E_c$  und  $2 \cdot E_c$ . Ein signifikanter Nachweis der Harmonischen gelingt mittels der HEXE-Daten nicht (vgl. Text).

In Abb. 6.21 ist oben das *best-fit*-Spektrum für das Modell PLTURN-GABS in 20-110 keV dargestellt. Das Liniendefizit der Zyklotronresonanzlinie (Gl. 6.6) beträgt normiert auf die Kontinuumintensität  $F_{G1}/I_0=2.4$  keV und absolut  $F_{G1}=8.6 \cdot 10^{-3}$  Phot/(cm<sup>2</sup>·s). Zum Vergleich angegeben ist die Äquivalentbreite  $EW=4.8$  keV. Aus den Residuen im Bereich 50-110 keV ist erkennbar, daß keine Harmonische zur Beschreibung des Spektrums notwendig ist. Die Zählrate im Bin 68-76 keV weicht nicht signifikant vom Kontinuum ab, insbesondere bei Berücksichtigung des systematischen Fehlers in der Hintergrundsubtraktion. Zum Vergleich ist ebenfalls das Photonenspektrum dargestellt, das sich bei Anpassung an die Funktion PLTURN-GABS1-GABS2 ergibt. Die Amplitude der Harmonischen bei  $2 \cdot E_c$  ist nicht signifikant (s.o.).

Aus Abb. 6.22 ist evident, daß die beiden das Kontinuum PLTURN beschreibenden Parameter  $\alpha$  und  $E_{fold}$  nicht unabhängig aus Beobachtungen bei  $E > E_{turn}$  bestimmt werden können. Aus der starken Korrelation ergibt sich vielmehr, daß jeder der beiden bei der Fixierung des anderen zur eindeutigen Beschreibung des Kontinuumverlaufes herangezogen werden kann. Dieser Umstand wird im folgenden Abschnitt benutzt, wo gezeigt wird, daß die Phasenvariation des Hochenergiespektrums mit einem konstanten Wert von  $E_{fold}$  hervorragend vereinbar ist. Die Korrelation der Parameter  $\alpha$ ,  $E_{cyclo}$ ,  $F_{G1}/I_0$  und  $F_{G2}/I_0$  des Modells PLTURN-GABS1-GABS2 ist in Abb. 6.23 in Form von Konturen dargestellt.  $E_{fold}$  wurde auf das Phasenmittel  $E_{fold}=10.66$  keV fixiert und der Kontinuumverlauf durch Variation von  $\alpha$  angepaßt.

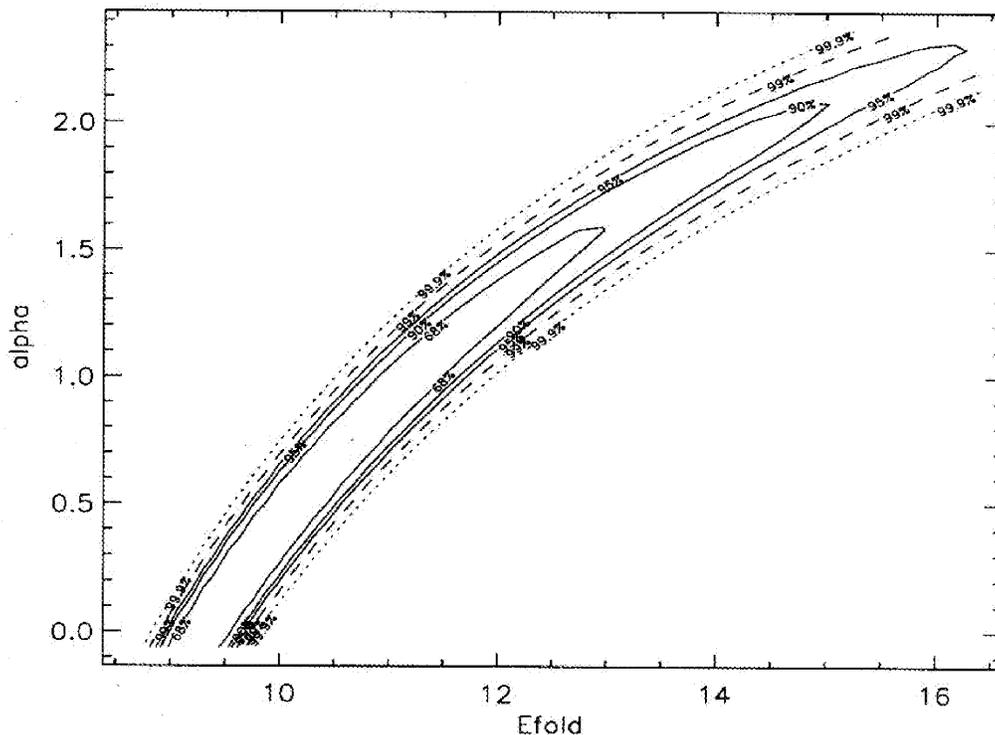


Abbildung 6.22: Die starke Korrelation der Kontinuumparameter  $\alpha$  und  $E_{fold}$  bei Verwendung der Funktion PLTURN-GABS (mit 5 freien Parametern  $I_0$ ,  $\alpha$ ,  $E_f$ ,  $E_c$  und  $EW$ ), illustriert am Beispiel des P-OS-Spektrums. Die Faltungsenergie  $E_{fold}$  ist in keV angegeben,  $\alpha$  ist dimensionslos.

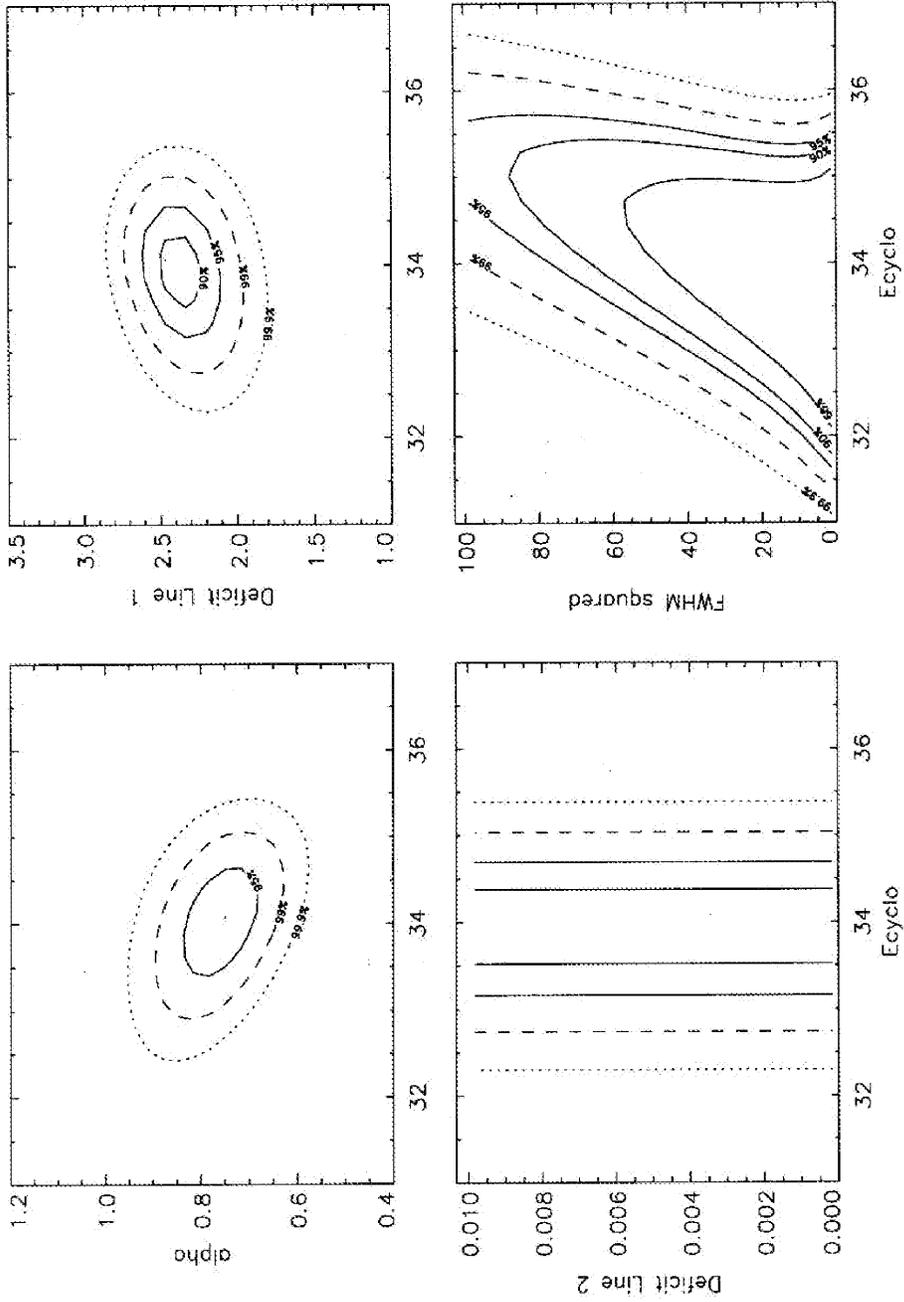


Abbildung 6.23: Anpassung der Funktion PLTURN.GABS1.GABS2 an das P-OS-Spektrum. Die  $\chi^2$ -Konturen wurden als Funktion der Parameter  $\alpha$ ,  $F_{G1}/I_0$ ,  $F_{G2}/I_0$ ,  $F_{G2}/I_0$ ,  $F_{G2}/I_0$ ,  $F_{G2}/I_0$  ermittelt.  $F_{G1}/I_0$ ,  $F_{G2}/I_0$  und  $E_{cyclo}$  sind jeweils in Einheiten von keV dargestellt. Die Linienbreite FWHM ist zur besseren Darstellung quadratisch aufgetragen (in  $keV^2$ ). Die Liniendefizite  $F_{G1}$  und  $F_{G2}$  in  $Phot/(cm^2 \cdot s)$  ergeben sich durch Multiplikation mit  $I_0 = 3.6 \cdot 10^{-3} Phot/(cm^2 \cdot s \cdot keV)$ . Zur Definition der Parameter siehe Anhang A1. Die Konturen sind für  $dof=4$  eingetragen.

## 6.6.2 Gleitendes Phasenmittel

Ist ein spektraler Parameter unabhängig von der Pulsphase, so muß dies auch für jeden beliebigen endlichen Phasenabschnitt erfüllt sein. Es werden die Pulsphasenspektren für ein gleitendes Phasenintervall der Breite  $\Delta\varphi$  analysiert. Für eine Anzahl von  $K=80$  Phasenbins ergeben sich 80 – allerdings nicht voneinander unabhängige – Pulsphasenspektren. Wählt man eine Breite des Phasenintervalls  $\Delta K$ , so repräsentieren diese Spektren das über den Phasenbereich  $\Delta K$  geglättete wahre Pulsphasenspektrum. In erster Näherung läßt sich erwarten, daß der sich bei *Fits* ergebende Parameterverlauf  $\tilde{a}_i = f(\varphi)$  eine geglättete Darstellung der wahren Parametervariation  $a_i = f(\varphi)$  ist. Für phasenkonstante Parameter gilt dies sogar exakt. Die Anzahl der statistisch unabhängigen Phasenintervalle ist  $N=K/\Delta K$ . Bei der Untersuchung des gleitenden Phasenmittels erwies sich eine Wahl von  $\Delta K=10$  entsprechend  $N=8$  als sinnvoll. Es ergibt sich eine ausreichende statistische Signifikanz der Daten im Phasenintervall, gleichzeitig sollte eine sinusoidale Variation eines Parameters trotz der Glättung erkennbar bleiben.

Die Anpassung des Modells EXPO-GABS in 20-60 keV mit fixierter Linienbreite  $FWHM=5$  keV an dieses gleitende Phasenmittel ergibt  $\chi^2_r$ -Werte im Bereich 0.7-1.5 und ist in Abb. 6.24 dargestellt. Am Verlauf der Kontinuumintensität  $I_0$  ist der Glättungseffekt gut erkennbar.  $I_0$  zeigt demnach denselben Verlauf wie die integrale Quellzählrate in 16-60 keV. Dasselbe gilt für die Äquivalentbreite  $EW$  der Gaußlinie. Das von Pravdo *et al.* (1978) entdeckte „*spectral hardening*“ ist auch im Energiebereich  $E>20$  keV als Zunahme der Faltungsenergie  $E_{fold}$  erkennbar. Insbesondere befindet sich das Maximum von  $E_{fold}$  aus HEXE-Daten wie der Symmetriepunkt von  $\alpha$  aus OSO-8-Daten in der abnehmenden Flanke des Hauptpulses. Die Lage der Zyklotronresonanzlinie  $E_{cyclo}$  variiert ebenfalls signifikant in Übereinstimmung mit verschiedenen Messungen (z.B. Soong *et al.* 1990). Die Phasenlage der maximalen Resonanzenergie  $E_{cyclo}$  befindet sich geringfügig vor dem Maximum des Hauptpulses, dies ist ebenfalls in Übereinstimmung mit publizierten Ergebnissen. Die Variation der Parameter mit gleitendem Phasenmittel wurde ebenfalls für  $\Delta K=20$ ,  $\Delta K=5$  und Phasenbins variabler Breite mit  $n=15000$  Quellphotonen untersucht. Es ergaben sich keine signifikant anderen Ergebnisse.

Die Korrelation der Äquivalentbreite  $EW$  mit  $E_{cyclo}$  erschwert die Bestimmung der Linienparameter und führt zu größeren formalen Fehlern bei einer gemeinsamen Variation der Fitparameter. Eine Ursache hierfür ist, daß die Definition der Äquivalentbreite

$$EW = \frac{f_0 - f}{f_0} \quad (6.5)$$

lediglich für ein näherungsweise konstantes Kontinuum  $f_0$  den Flächeninhalt des Absorptionsprofils der Funktion  $f$  darstellt. Für ein rein exponentielles Kontinuum ( $\alpha=0$ ) ergibt sich der Flächeninhalt  $F_G$  eines Gauß'schen Absorptionsprofils in Einheiten von Photonen/( $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ ) zu

$$F_G = I_0 \cdot EW \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_0}{E_j}\right) \cdot \exp\left(\frac{FWHM^2}{4 \ln 2 \cdot E_j^2}\right) \quad (6.6)$$

Die Definition der Parameter in Gl. 6.6 entspricht denen des Modells EXPO-GABS. Es ergibt sich für  $F_G$  eine gegenüber  $EW$  wesentlich verringerte Korrelation mit  $E_{cyclo}$ .

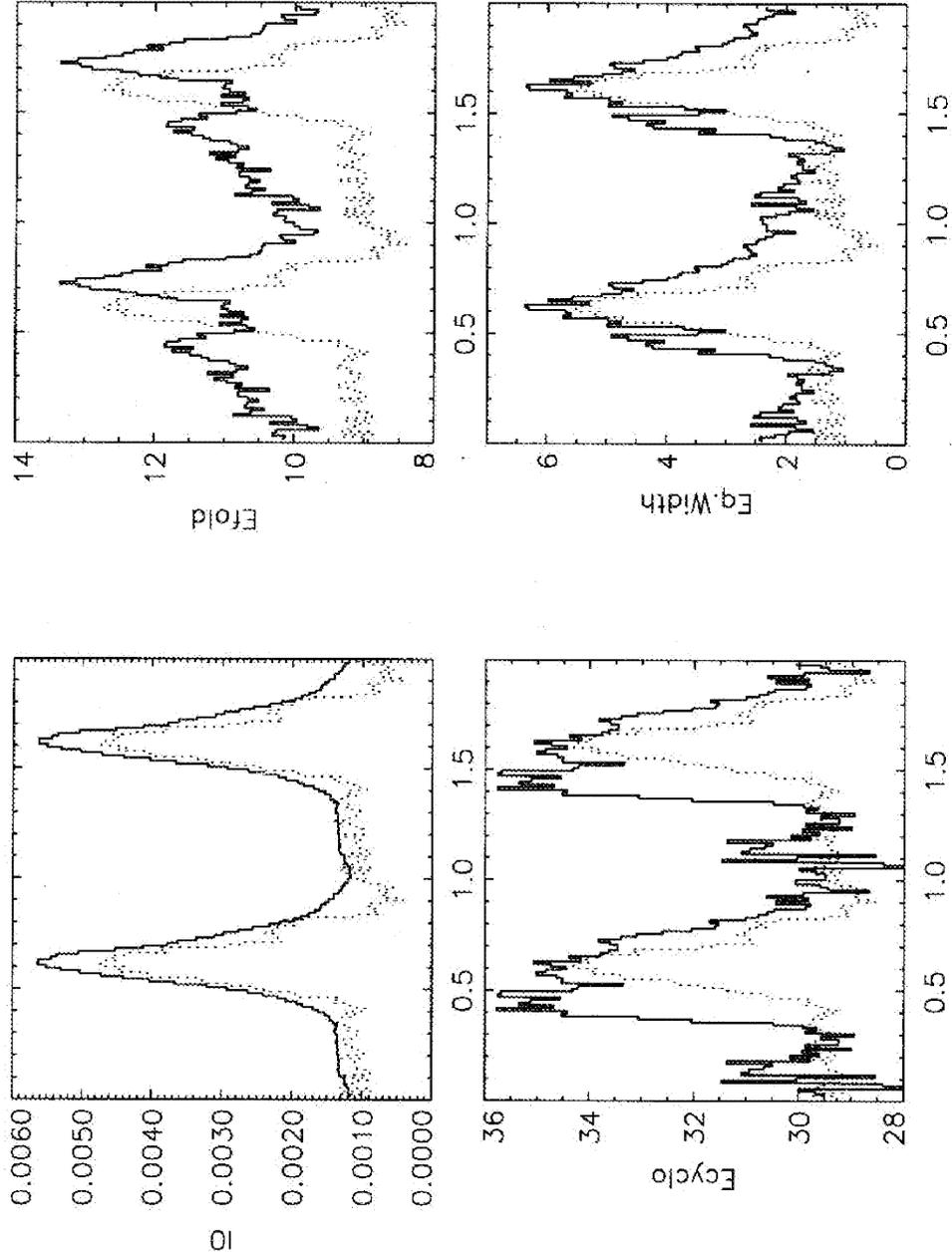


Abbildung 6.24: Der über  $\Delta K=10$  Phasenbins gemittelte Verlauf der Parameter  $I_0$ ,  $E_{\text{fold}}$ ,  $E_{\text{cyclo}}$  und EW für ein Exponentialgesetz mit Gauß'scher Absorptionslinie (EXPO · GABS) als Funktion der Pulsphase.  $I_0$  ist in Einheiten von  $\text{Phot}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{keV})$  dargestellt,  $E_{\text{fold}}$ ,  $E_{\text{cyclo}}$  und EW jeweils in keV. Zur Phasenzuordnung ist ebenfalls das Pulsprofil in 16-60 keV punktiert dargestellt.

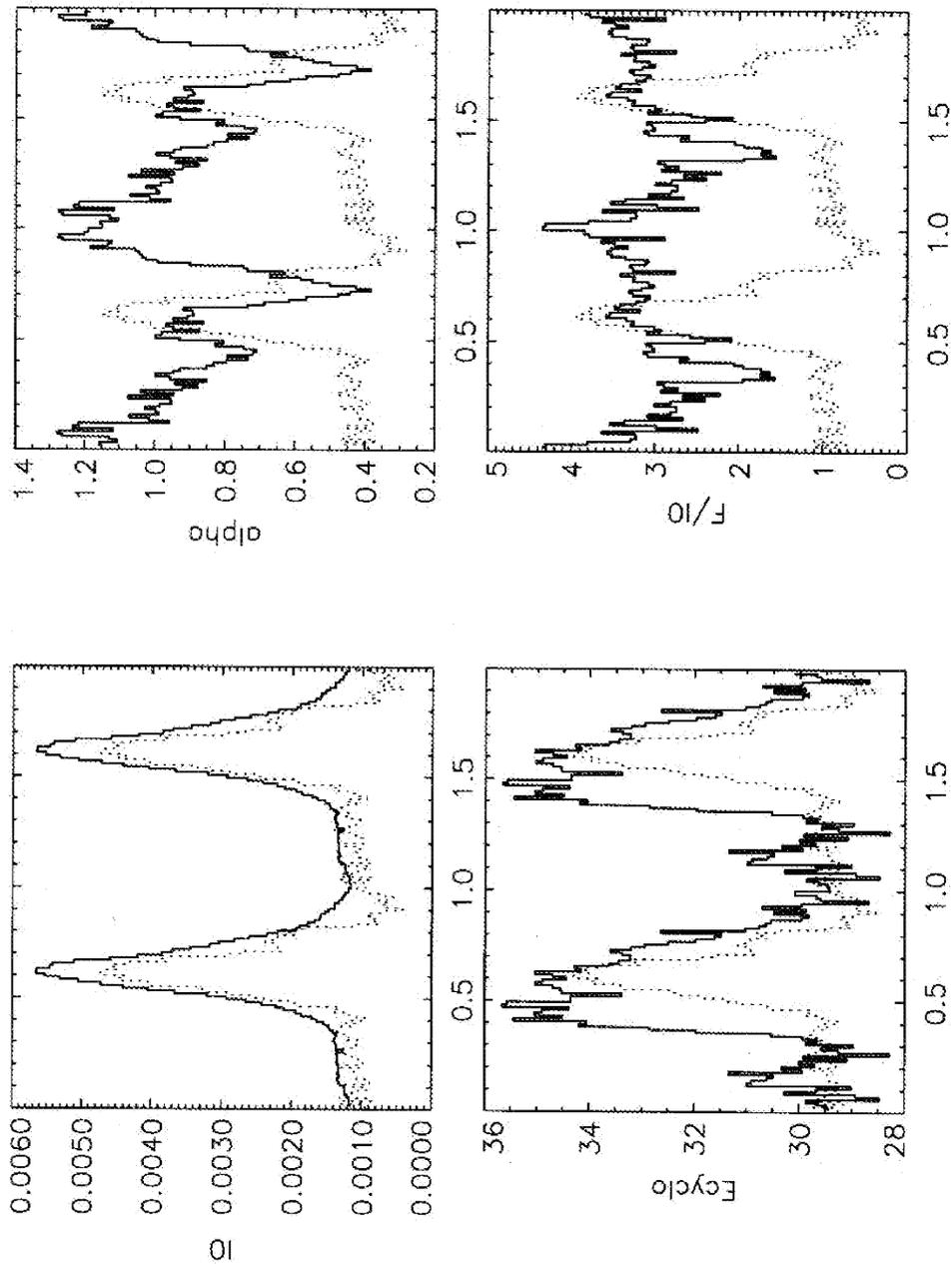


Abbildung 6.25: Der über  $\Delta K=10$  Phasenbins gemittelte Verlauf der Parameter  $I_0$ ,  $\alpha$ ,  $E_{\text{cyclo}}$  und  $F_{\text{Gauss}}/I_0$  für ein Potenzgesetz mit exponentiellem Turnover und einer Gaußschen Absorptionslinie (PLTURN-GABS) als Funktion der Pulsphase.  $I_0$  ist in Einheiten von  $\text{Phot}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{keV})$  dargestellt,  $E_{\text{cyclo}}$  und  $F_{\text{Gauss}}/I_0$  jeweils in keV. Zur Definition der Parameter siehe Text. Das Pulsprofil in 16-60 keV ist punktiert dargestellt.

Der Verlauf der Parameter für das gleitende Phasenmittel wurde ebenfalls für ein Potenzgesetz mit *Turnover* und Gaußscher Absorptionslinie (PLTURN-GABS) untersucht. Aus Abb. 6.22 ist ersichtlich, daß für ein Spektrum bei  $E > E_{\text{turn}}$  der Kontinuumverlauf durch eine eindeutige Kombination der Fitparameter  $\alpha$  und  $E_{\text{fold}}$  darstellbar ist, da diese stark korrelieren. Eine unabhängige Bestimmung dieser Parameter mittels der HEXE-Beobachtungen ist nicht möglich. Während bei der Untersuchung des phasengemittelten Spektrums der kanonische Wert des Photonenindex  $\alpha=0.93$  fixiert und die Faltungsenergie  $E_{\text{fold}}$  angepaßt wurde, wird hier  $E_{\text{fold}}$  auf den für das phasengemittelte Spektrum bestimmten Wert  $E_{\text{fold}}=10.66$  keV fixiert und die spektrale Anpassung durch die Variation des Photonenindex erzielt. Dies erlaubt den Vergleich mit den publizierten Ergebnissen. So zeigt sich, daß der Verlauf des Photonenindex  $\alpha$  hervorragend mit dem von Pravdo *et al.* (1978) und Kahabka (1987) erhaltenen übereinstimmt (vgl. Abb. 3.10 und Kap. 7.4). Der Photonenindex variiert zwischen  $\alpha \approx 1.2$  (im Zwischenpulsbereich) und  $\alpha \approx 0.4$ , die Variation ist ebenfalls symmetrisch zur abfallenden Flanke des Hauptpulses. Somit kann unter der Annahme, daß das Hochenergiespektrum von Her X-1 durch den phasengemittelten konstanten Wert für die Faltungsenergie  $E_{\text{fold}}$  beschrieben werden kann, mit den HEXE-Daten die im Energiebereich  $E < E_{\text{turn}}$  beobachtete Phasenvariation von  $\alpha$  reproduziert werden. Im folgenden wird bei der Untersuchung des gleitenden Phasenmittels  $E_{\text{fold}}=10.66$  keV gesetzt. Aufgrund der Korrelation gilt in der Umgebung von  $E_{\text{fold}}=10.66$  keV in erster Näherung

$$\frac{\delta\alpha}{\delta E_{\text{fold}}} \equiv 0.44 \text{ keV}^{-1} \quad (6.7)$$

Die Variation von  $\alpha$  ist wie oben ausgeführt äquivalent zur Variation in  $E_{\text{fold}}$  für  $E > E_{\text{turn}}$ . Somit kann die Lösung für das Liniendefizit  $F_G$  (Gl. 6.6) auf Fälle mit  $\alpha \neq 0$  übertragen werden:

$$F_G = I_0 \cdot EW \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_0}{E_f + 2.3 \cdot \alpha}\right) \cdot \exp\left(\frac{FWHM^2}{4 \ln 2 \cdot (E_f + 2.3 \cdot \alpha)^2}\right) \quad (6.8)$$

Dieser Ausdruck für den Flächeninhalt der Gaußlinie ist im Bereich  $\alpha \in (-0.5, 1.5)$  für das Spektrum von Her X-1 hinreichend genau. Aus Abb. 6.23 ist ersichtlich, daß  $F_G$  nur noch geringfügig mit  $E_{\text{cyclo}}$  korreliert. Dasselbe gilt für die Kontinuumparameter  $\alpha$  bzw.  $E_{\text{fold}}$ . Bei der Fehlerbestimmung für die Parameter  $\alpha$  und  $E_{\text{cyclo}}$  im nachfolgenden Abschnitt kann  $F_G$  damit wie  $I_0$  als *Parameter of Non-Interest* aufgefaßt werden.

Die von der Pulsphase abhängigen Parameter sind neben der Kontinuumintensität  $I_0(\varphi)$  der Photonenindex  $\alpha(\varphi)$ , die Lage der Zyklotronlinie  $E_{\text{cyclo}}(\varphi)$  und das Liniendefizit  $F_G(\varphi)$ . Deren Variation mit der Pulsphase wird nachfolgend in statistisch unabhängigen Phasenabschnitten untersucht. Zum Vergleich mit den durch Voges *et al.* und Soong *et al.* veröffentlichten Ergebnissen wird das Modell EXPO-GABS herangezogen, für den Vergleich mit Pravdo *et al.* (1978) das Modell PLTURN-GABS.

### 6.6.3 Phasenabschnitt-Spektren

Zur Untersuchung der Pulsphasenvariation der spektralen Parameter müssen zunächst die Phasenintervalle  $\Delta_i$  festgelegt werden. Es wurden Intervalle variabler Breite so gewählt, daß sich vergleichbar signifikante Ergebnisse in den einzelnen Intervallen erzielen lassen. Bei der Definition wurde weiterhin versucht, einen unmittelbaren Vergleich mit den Ergebnissen von Pravdo *et al.* (1978), Voges *et al.* (1982) und Soong *et al.* (1990) zu ermöglichen. Schließlich sollte eine hinreichende Anzahl von Intervallen definiert werden, um die Phasenlage und den Betrag der Parametervariationen etablieren zu können.

Die in Abb. 6.26 dargestellte Phaseneinteilung genügt diesen Forderungen. Für alle Intervalle ist die Anzahl der Quellereignisse  $n_i = n(\Delta_i) = 10000$  mit Ausnahme des Zwischenpulsbereiches, für den  $n = 20000$  gewählt wurde, um die Signifikanz der Linienamplitude untersuchen zu können. Der Hauptpuls ist in fünf Intervalle unterteilt: zwei für die ansteigende Flanke, je eines für das Maximum, die abfallende Flanke sowie den Nebepuls (zur Notation vgl. Tab. 6.9). Diese fünf Intervalle konstituieren den Bereich des „Pulse“, der zuvor mittels *P-OS* und *P-OP*-Spektren untersucht wurde. Der Phasennullpunkt  $\phi = 0$  wurde willkürlich am Beginn des Zwischenpuls-Bereiches IP gewählt, um den Hauptpuls sinnvoll darzustellen. Das Maximum des Hauptpulses in 16-60 keV weist somit die Phasenlage  $\phi_{\max} = 0.6$  auf.

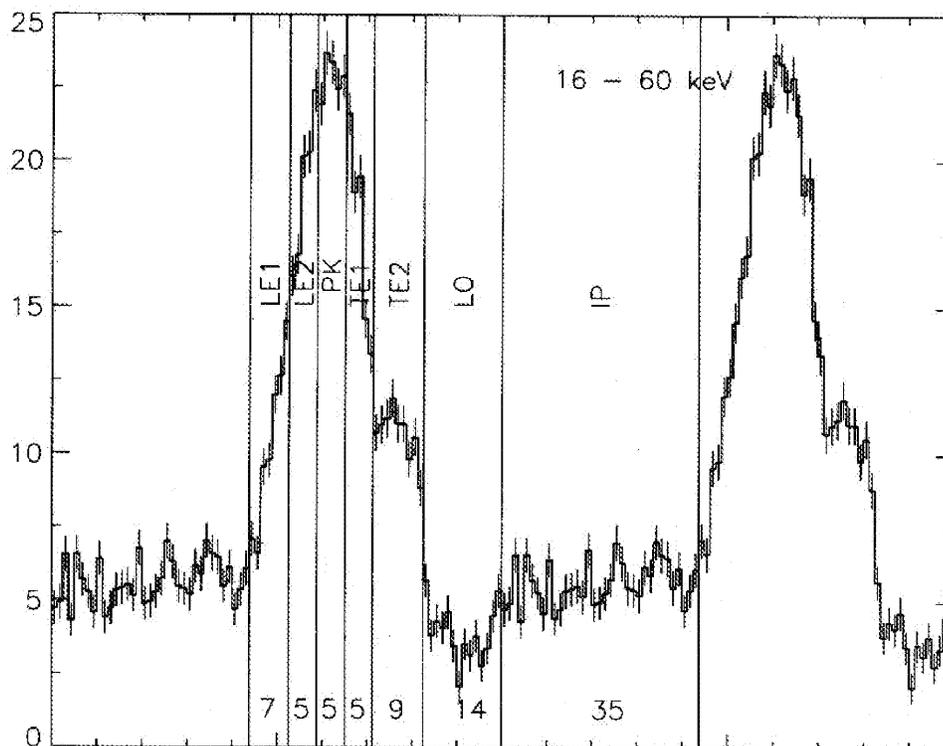


Abbildung 6.26: Definition der Pulsbereiche. Die in Tab. 6.9 aufgelisteten Phasenabschnitte sind über dem MainOn-Pulsprofil in 16-60 keV eingetragen. Die Breite der einzelnen Phasenabschnitte – bezogen auf  $K=80$  Phasenbins – ist am unteren Rand der Abbildung aufgeführt.

Phasenintervall	Nomenklatur			
0.438-0.525	Pulse	LE1	<i>Leading Edge 1</i>	Ansteigende Flanke 1
0.525-0.588		LE2	<i>Leading Edge 2</i>	Ansteigende Flanke
0.588-0.650		PK	<i>Peak</i>	Puls-Maximum
0.650-0.713		TE1	<i>Trailing Edge 1</i>	Abfallende Flanke 1
0.713-0.825		TE2	<i>Trailing Edge 2</i>	Abfallende Flanke 2 =Nebepuls
0.825-0.000	Off-	LO	<i>Low</i>	Minimum der Pulsation
0.000-0.438	Pulse	IP	<i>Interpulse</i>	Zwischenpulsbereich

Tabelle 6.9: Die zur Analyse der Pulsphasenvariation verwendeten Phasenintervalle. Die Abkürzungen sind der Literatur angelehnt. Als Phasennullpunkt wurde (willkürlich) der Beginn des Zwischenpulsbereiches gewählt, das Maximum des Hauptpulses befindet sich bei  $\varphi=0.6$ . Die zur Analyse des P-OS- bzw. P-OP-Spektrums verwendeten Phasenbereiche sind ebenfalls dargestellt. Vgl. auch Abb. 6.26

Die Pulsphasenabhängigkeit von Kontinuum und Absorptionslinie wurde zuerst mittels der Funktion EXPO-GABS untersucht. Die Linienbreite wurde wie zuvor bei  $FWHM=5$  keV fixiert, somit verbleiben als freie Parameter der Anpassung die Kontinuumintensität  $I_0$ , die Faltungsenergie  $E_f$ , die Linienlage  $E_c$  und die Äquivalentbreite  $EW$ . Bei der Fehlerbestimmung wurde  $I_0$  als *Parameter of Non-Interest* identifiziert, da er nicht mit den anderen korreliert. Somit ergeben sich die  $1\sigma$ -Fehler für die drei verbleibenden Parameter aus  $\Delta\chi^2=3.5$  für eine gemeinsame Variation („*Joint Variation*“). Aus Abb. 6.27 ist bereits ersichtlich, daß sowohl Kontinuum als auch Linienlage und -defizit signifikant mit der Pulsphase variieren. Die Kontinuumintensität  $I_0$  variiert wie die breitbandige Pulsation in 16-60 keV, was lediglich auf eine sinnvolle Wahl der Normierungsenergie  $E_0$  hindeutet. Der Verlauf der Faltungsenergie  $E_f(\varphi)$  ist unverträglich mit einem konstanten Wert von  $E_f$ , es ist  $\chi^2=19.7$  für 6 dof. Er zeigt, daß das durch Pravdo *et al.* (1978) erstmals beobachtete *Spectral Hardening* auch im Energiebereich  $E>20$  keV beobachtet wird. Das Maximum von  $E_f$  fällt eindeutig nicht mit dem Pulsmaximum zusammen, vielmehr ist der Verlauf symmetrisch zur abfallenden Pulsflanke. Dieser Befund ist in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Pravdo *et al.* (1978) und Kahabka (1987), die in der Flanke eine Verringerung des Photonenindex  $\alpha$  konstatieren. Die Äquivalenz der Variation von  $E_f$  bzw.  $\alpha$  wird nachfolgend durch Verwendung des Modells PLTURN-GABS demonstriert und eingehend untersucht. Die Lage der Zyklotronlinie  $E_c(\varphi)$  variiert ebenfalls signifikant ( $\chi^2=23.4$  für 6 dof) und nimmt ihr Maximum im Bereich des Pulsmaximums an. Dies ist in Übereinstimmung mit den Befunden durch Soong *et al.* (1990) und Voges *et al.* (1982). Letztere studieren die Linienvariation allerdings in Emission. Die Äquivalentbreite  $EW$  ist in Phase mit dem Puls moduliert ( $\chi^2=28.8$  für 6 dof). Die Untersuchung einer Proportionalität von  $EW$  mit  $I_0$  wird ebenfalls bis Kap. 7.4 zurückgestellt.

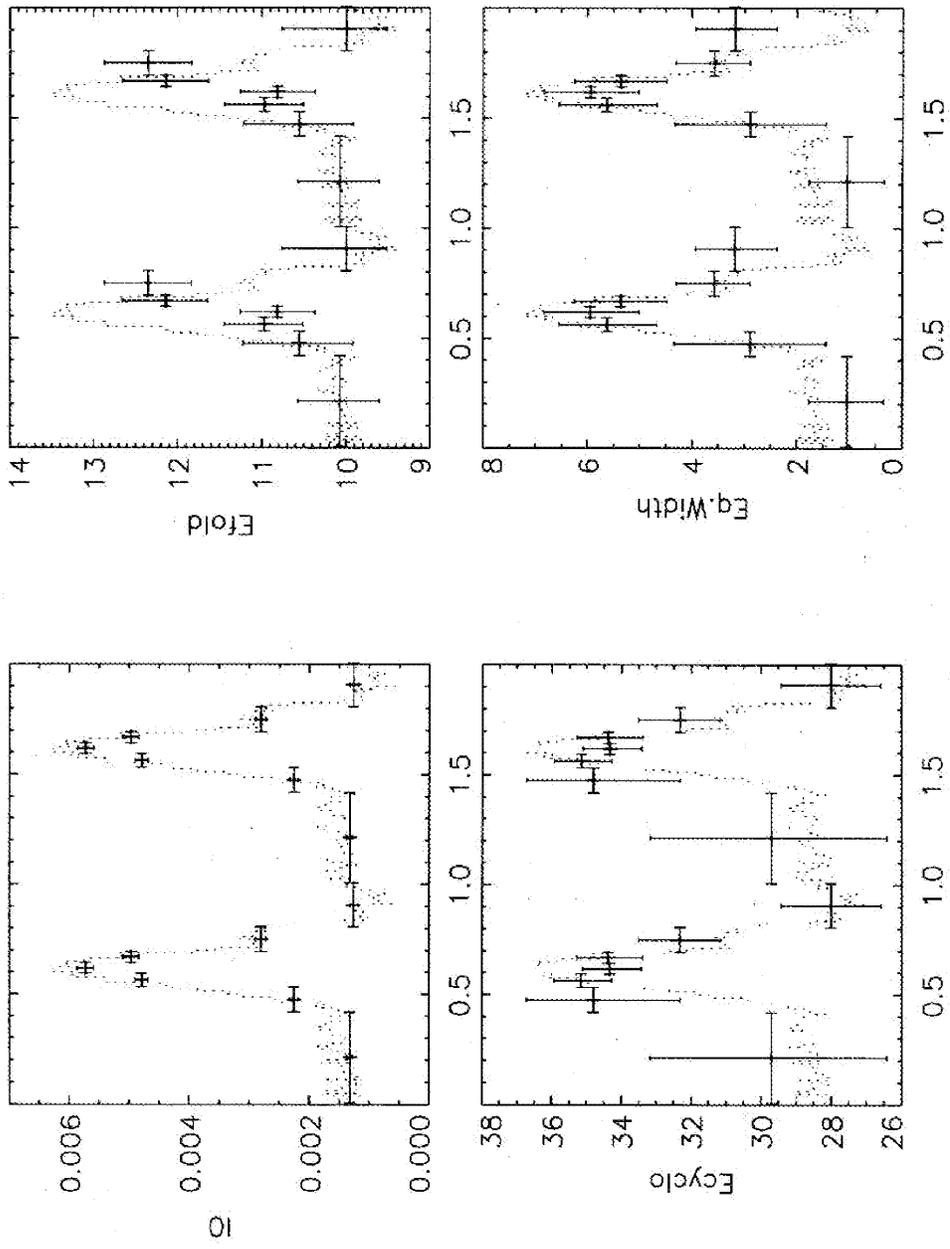


Abbildung 6.27: Die Phasenabhängigkeit der Fitparameter  $I_0$ ,  $E_{fold}$ ,  $E_{cyclo}$  und EW bei der Anpassung der Funktion EXPO-GABS an die Spektren der Pulsphasenabschnitte. Die Breite der Fehlerbalken bezeichnet die Phasenabschnitte, die Höhe den  $1\sigma$ -Parameterfehler für eine gemeinsame Variation der Parameter.  $I_0$  ist in Einheiten von Photonen/( $cm^2 \cdot s \cdot keV$ ) dargestellt,  $E_{fold}$ ,  $E_{cyclo}$  und EW jeweils in keV. Die Linienbreite wurde mit  $FWHM=5$  keV fixiert. Zur Zuordnung der Pulsphase ist das Pulsprofil in 16-60 keV jeweils punktiert dargestellt.

Zum Vergleich der Kontinuumvariation mit den Ergebnissen im Energiebereich  $E < 20$  keV, d.h. insbesondere dem durch Pravdo *et al.* (1978) beobachteten *Spectral Hardening* wird ein Potenzgesetz mit exponentiellem *Turnover* und gaußförmiger Absorptionslinie (PLTURN-GABS) verwendet. Im Gegensatz zu den Funktionen EXPO-GABS (Voges *et al.*) und PLCUT-GABS (Soong *et al.*) ist das Kontinuum oberhalb der *Turnover*- bzw. *Cutoff*-Energie durch die Parameter  $\alpha$  und  $E_f$  bestimmt. Bei der Analyse des *P-OS*-Spektrums wurde gezeigt, daß diese Parameter streng korreliert sind, so daß im Rahmen der Meßgenauigkeit genau eine Kombination des Tupels  $(\alpha, E_f)$  den Verlauf des Kontinuums oberhalb des *Turnovers*  $E_t$  bestimmt (vgl. hierzu Abb. 6.22). Bei der Untersuchung des gleitenden Phasenmittels konnte die Phasenvariation des Kontinuums zufriedenstellend reproduziert werden, indem der Wert für die Faltungenergie beim Phasenmittel  $E_f = 10.66$  keV fixiert wurde. Die resultierende Variation des Photonenindex  $\alpha$  war bezüglich Phasenlage und Amplitude in Übereinstimmung mit den durch Pravdo *et al.* (1978) ermittelten Werten. Somit ist die Annahme einer konstanten Faltungenergie  $E_f = 10.66$  keV gerechtfertigt, sofern das Modell PLTURN-GABS Verwendung findet. In Abb. 6.29 ist die sich hierfür ergebende Phasenvariation der Kontinuumintensität  $I_0$ , des Photonenindex  $\alpha$ , der Linienlage  $E_c$  und des relativen Liniendefizites  $F_G/I_0$  dargestellt. Die Linienbreite wurde wiederum bei  $FWHM = 5$  keV fixiert,  $I_0$  als *Parameter of Non-Interest* gesetzt. Die Lage des *Turnover* wurde bei dem durch verschiedene Autoren etablierten Wert  $E_f = 19.2$  keV (Choi *et al.* 1994c, Vrtilik & Halpern 1985), d.h. am Rande des HEXE-Energiebereichs fixiert. Die Fehler der Parameter sind für eine gemeinsame Variation ermittelt. Die Verwendung des Liniendefizites  $F_G$  anstelle der Äquivalentbreite  $EW$  erfolgte, um die Korrelation insbesondere mit  $\alpha$  und  $E_c$  zu vermeiden (vgl. Kap. 6.6.2).

Es ergibt sich eine signifikante Variation von  $\alpha$  mit der Pulsphase ( $\chi^2 = 18.3$  für 6 dof). Das *Spectral Hardening* ist maximal in der abfallenden Flanke des Hauptpulses, Phasenlage und Betrag von  $\alpha(\varphi)$  sind qualitativ mit den durch Pravdo *et al.* (1978) erhaltenen Werten vereinbar. Entsprechendes gilt auch für die Lage der Zyklotronresonanzlinie  $E_c(\varphi)$ , für die  $\chi^2 = 23.0$  für 6 dof ist. Das Liniendefizit  $F_G$  wurde auf die Kontinuumintensität  $I_0$  normiert, um die relative Änderung der integralen Absorption bezüglich des Kontinuumflusses zu untersuchen. Aus Abb. 6.29 ist eine deutliche Variation von  $F_G/I_0$  in Phase mit dem Puls erkennbar ( $\chi^2 = 19.6$  für 6 dof). Die Variation erfolgt innerhalb der statistischen Fehler proportional zur Zählrate in 16-60 keV und damit zu  $I_0$  (s.o.). Unter Annahme dieser Proportionalität folgt zunächst  $F_G \propto I_0^2$ . Es wurde untersucht, ob die Spektren der einzelnen Phasenabschnitte mit einem Verhältnis  $r(x)$  der Form

$$r(\varphi, x) = \frac{F_G'}{(I_0')^x} = const \quad (6.9)$$

vereinbar sind, wobei die dimensionslosen Größen  $F_G'$  und  $I_0'$  das Liniendefizit in Einheiten von  $10^{-3}$  Photonen/(cm<sup>2</sup>·s) bzw. den differentiellen Photonenfluß in Einheiten von  $10^{-3}$  Photonen/(cm<sup>2</sup>·s·keV) bei der Normierungsenergie  $E_0$  bezeichnen. Für  $x=2$  ist  $r(\varphi)=const$  nicht mit den Messungen vereinbar ( $\chi^2 = 3.27$ ). Hingegen ergibt sich für Werte im Bereich  $x=1.3...1.7$  bei der Anpassung des Parameters  $r(\varphi)$  in den sieben Phasenabschnitten eine Verträglichkeit mit der Annahme  $r(\varphi)=const$ . In Tab. 6.10 sind für verschiedene Werte von  $x$  die Mittelwerte  $r(x)$  und die  $\chi^2$ -Werte aufgelistet. Somit liegt unter der Annahme einer Proportionalität der Form Gl. 6.9 der Wert für  $x$  mit 68% Wahrscheinlichkeit im Intervall  $x \in (1.3, 1.7)$ .  $\chi^2_{min}$  wird für  $x=1.4$  angenommen.

$x$	$r(x)=\text{const}$	$\chi^2_r$ für 6 dof
1	2.48	3.27
1.1	2.19	2.15
1.2	1.93	1.57
1.3	1.68	1.31
$\sqrt{2}$	1.44	0.87
1.5	1.26	1.07
$\sqrt{3}$	0.94	1.35
2	0.58	3.27
2.2	0.42	4.83
2.5	0.28	10.3
3	0.11	15.2

Tabelle 6.10: Reduziertes  $\chi^2$  und gewichteter Mittelwert  $r(x)$  für verschiedene Exponenten  $x$  in Gl. 6.9 bei Annahme einer phasenunabhängigen Proportionalität  $F_{G'} \propto (I_0')^x$  (vgl. Text).

Die Fitparameter  $\alpha$  und  $E_{\text{cyclo}}$  sind durch die Wahl von  $x$  unbeeinflusst, bei ihrer Fehlerbestimmung kann demnach sowohl  $I_0$  als auch  $r(x)$  als *Parameter of Non-Interest* gesetzt werden.

In Abb. 6.28 sind für alle sieben Phasenintervalle IP...LO die  $\chi^2$ -Konturen in  $\alpha$  und  $E_{\text{cyclo}}$  dargestellt, die sich bei Anpassung der Funktion PLTURN-GABS an die jeweiligen Phasenabschnitts-Spektren ergeben. Die negative Korrelation von  $\alpha$  und  $E_c$ , die bereits in Abb. 6.23 für das *Pulse-minus-Off Source*-Spektrum dargestellt ist, ist für alle Einzel-Konturen ersichtlich. Während die Spektren von LE1, LE2 und PK im Rahmen der Meßgenauigkeit vereinbar sind, ist insbesondere für TE1 und TE2 das Spektrum signifikant hiervon verschieden. Aus dieser Darstellung ist insbesondere ersichtlich, daß die Variation von  $\alpha$  und  $E_c$  mit der Pulsphase nicht auf eine numerische Korrelation bei der Anpassung zurückgeführt werden kann, sondern dem phasenabhängigen Spektrum von Her X-1 eigen ist.

Die Existenz einer Harmonischen der Zyklotronresonanzlinie bei  $2 \cdot E_c$  wurde für ein Spektrum  $P'-OS$  untersucht, das aus den Phasenabschnitten LE2, PK und TE1 generiert wurde. Für diesen Phasenbereich ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis maximal, weiterhin ist die Linie bei  $E_c$  voll ausgeprägt (s.o). Es wurde eine Funktion PLTURN-GABS-GABS2 im Energiebereich 20-110 keV angepaßt, wobei GABS2 analog zu GABS definiert ist und mittels  $E_c' = 2 \cdot E_c$  an den Funktionsverlauf im Bereich der ersten Linie gekoppelt ist. Eine Anpassung mit  $E_f = 10.66$  keV,  $FWHM = 5$  keV ergab für eine gemeinsame Variation der Parameter  $I_0$ ,  $\alpha$ ,  $E_c$ ,  $F_{G1}$  und  $F_{G2}$  keine signifikant von Null verschiedene Lösung für das Liniendefizit  $F_{G2}$ . Mit dem F-Test wurde verglichen, ob die Einführung des zusätzlichen Parameters  $F_{G2}$  gerechtfertigt ist. Es ergab sich  $F_\chi \ll 1$ , d.h. es ist keine zweite Zyklotronresonanzlinie bei  $2 \cdot E_c$  notwendig, um das Spektrum  $P'-OS$  zu beschreiben. Aus der für  $P'-OS$  in  $E_c$  und  $F_{G2}$  ermittelten  $\chi^2$ -Kontur läßt sich wie im Falle des  $P-OS$ -Spektrums keine Harmonische nachweisen.

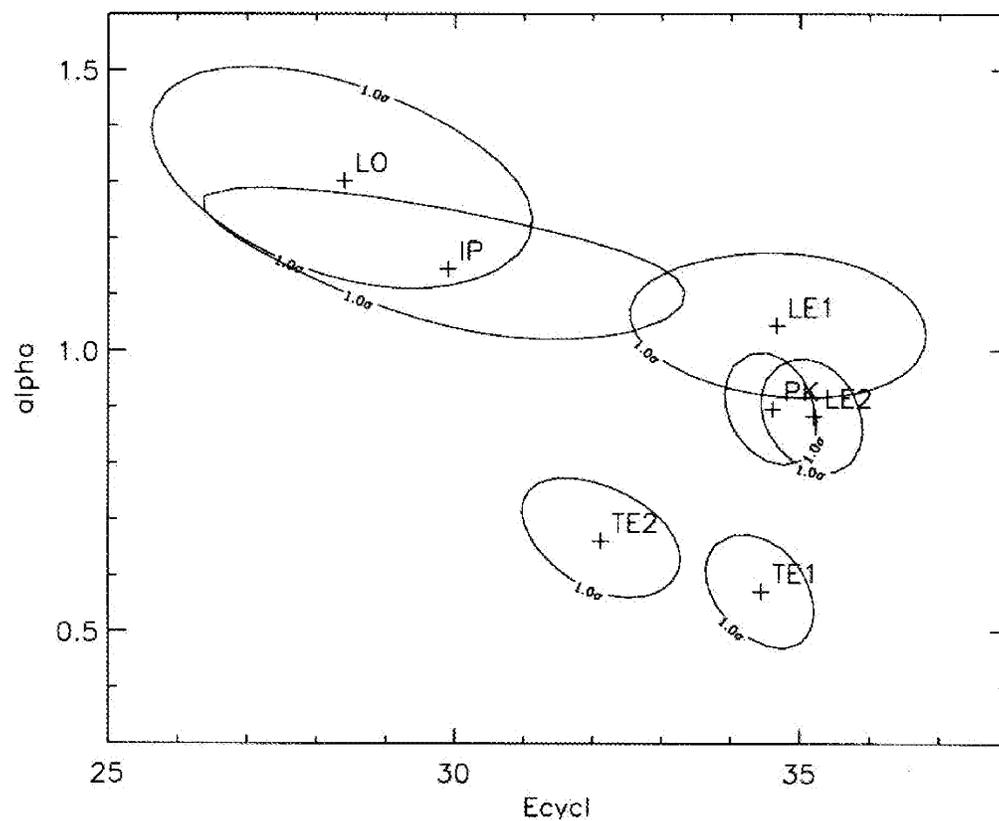


Abbildung 6.28: Die  $1\sigma$ -Konturen in den Parametern  $\alpha$  und  $E_{\text{cyclo}}$  (in keV) für verschiedene Phasenintervalle. Es wurde das Modell PLTURN-GABS in 20-80 keV an die Daten angepasst. Die Phasenintervalle sind jeweils indiziert (vgl. Tab. 6.9), die best fit-Parametersätze durch Kreuze gekennzeichnet.

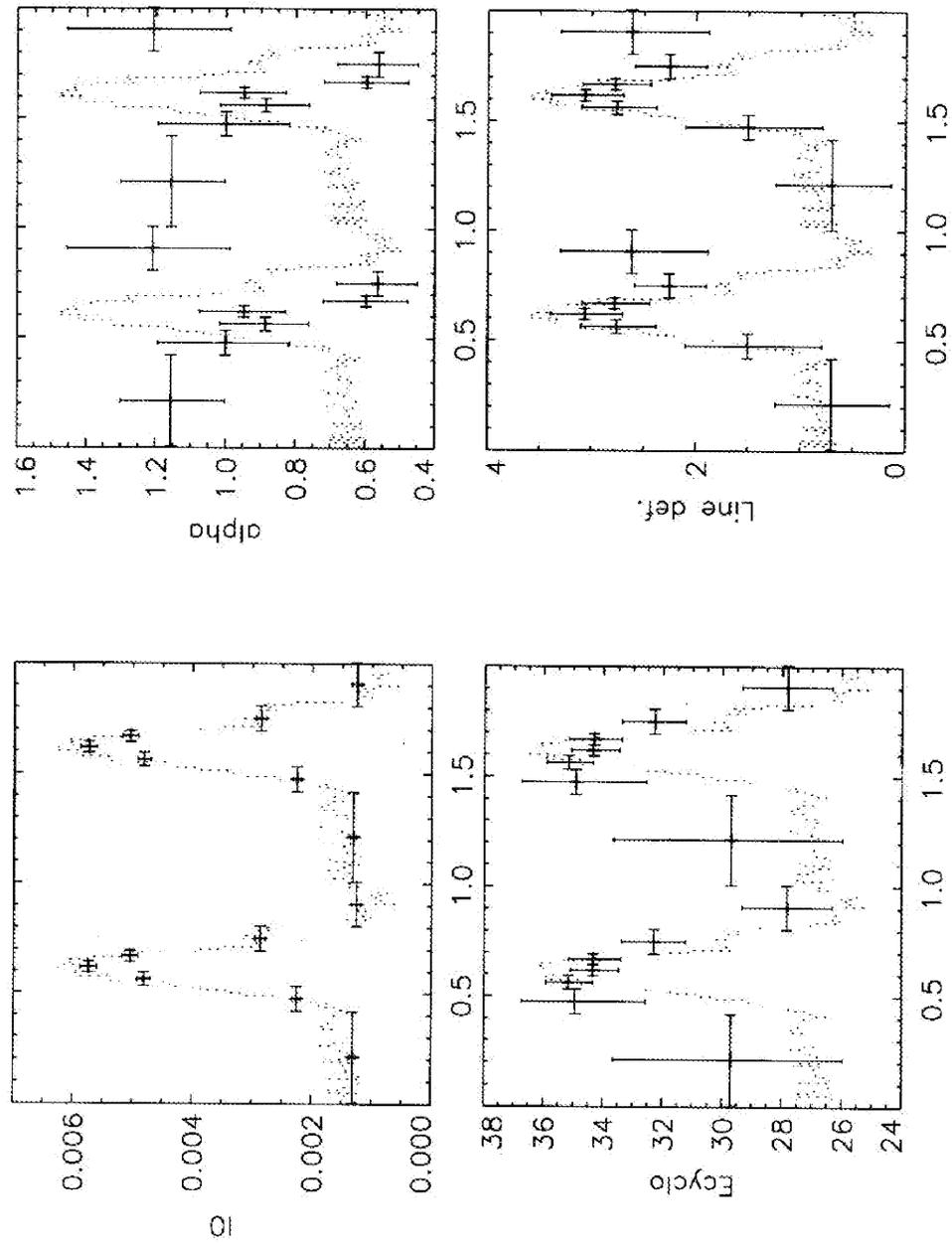


Abbildung 6.29: Die Phasenabhängigkeit der Fitparameter  $I_0$ ,  $\alpha$ ,  $E_{cyclo}$  und  $F_{Gaap}/I_0$  (relatives Liniendefizit) bei der Anpassung der Funktion PLTURN-GABS an die Spektren der Pulsphasenabschnitte. Die Breite der Fehlerbalken bezeichnet die Phasenabschnitte, die Höhe den  $1\sigma$ -Parameterfehler für eine gemeinsame Variation der Parameter.  $I_0$  ist in Einheiten von Photonen/( $cm^2 \cdot s \cdot keV$ ) dargestellt,  $E_{cyclo}$  und  $F_{Gaap}/I_0$  jeweils in keV. Die Linienbreite wurde bei  $FWHM=5$  keV fixiert,  $E_{totid}$  bei 10.66 keV. Zur Zuordnung der Pulsphase ist das Pulsprofil in 16-60 keV punktiert dargestellt.

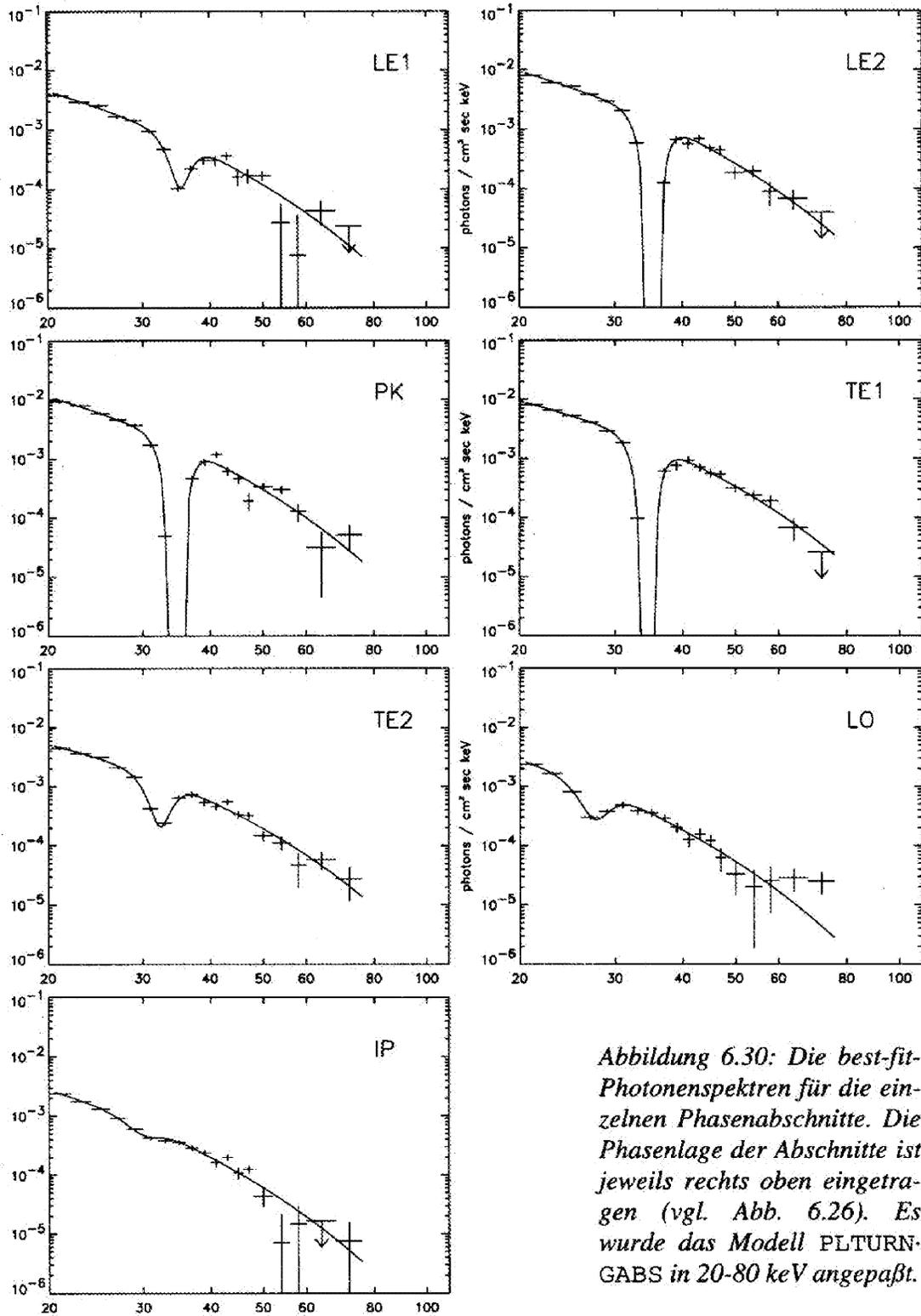


Abbildung 6.30: Die best-fit-Photonenspektren für die einzelnen Phasenabschnitte. Die Phasenlage der Abschnitte ist jeweils rechts oben eingetragen (vgl. Abb. 6.26). Es wurde das Modell PLTURN-GABS in 20-80 keV angepaßt.

# 7 Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der HEXE-Beobachtungen zusammengefaßt und diskutiert. Neben einer Darstellung und Interpretation der Ergebnisse *per se* wird ein Vergleich mit historischen Beobachtungen angestellt. Diese Veröffentlichungen werden z.T. einer kritischen Würdigung unterzogen.

## 7.1 Pulsperiodenentwicklung

In Kap. 6.2 wurden die Pulsperioden für mehrere *MainOn-Session*gruppen mittels *Epoch Folding* bestimmt. Hierzu wurde die von Deeter *et al.* (1991) gegebene Ephemeris verwendet. Es gelang nicht, Pulsperioden für die *ShortOn*-Beobachtungen zu etablieren. Die statistischen Fehler der Periodenbestimmung wurden mit zwei unabhängigen Maßen quantifiziert. Die  $(\chi^2-1)$ - bzw.  $(P^2/K \cdot T)$ -Ansätze zur Fehlerbestimmung (Gl. 5.12 bzw. Gl. 5.11) ergaben vergleichbare Größen. Systematische Fehler können im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit vernachlässigt werden. Insbesondere ist aufgrund der Symmetrie in der  $\chi^2_r(P_{\text{test}})$ -Verteilung (Abb. 6.3) zurückzuweisen, daß Fehler im Phasenanschluß die Ergebnisse verfälschen. Ein Vergleich der in dieser Arbeit gegebenen Fehlerbeträge mit den Literaturangaben ist problematisch, da meist nicht angegeben ist, auf welche Weise die Fehler bestimmt wurden.

In Tab. 7.1 sind für fünf *MainOn*-Gruppen die auf die Beobachtungsmitten bezogenen besten Pulsperioden und deren Fehler gemäß Gl. 5.11 zusammengefaßt. Ein im selben Zeitraum durch GINGA erhaltener Wert (Scott 1993) ist ebenfalls aufgeführt.

Instrument	Zeitraum	Beobachtungsmitte JD-2440000	$P_p$ -1237000 in $\mu\text{s}$	$\sigma(P_p)$ in $\mu\text{s}$	Sessiongruppe
HEXE	7/87	6988.95	768.0	2.3	0049F5
HEXE	8/87	7021.70	773.1	0.6	0088F13
HEXE	5/88	7303.02	773.0	14.0	1068F2
HEXE	7/88	7367.68	766.5	2.7	1171F5
GINGA	8/88	7404.2	765.884	0.002	–
HEXE	10/88	7441.87	765.0	1.0	1488F5

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Pulsperiodenwerte von Her X-1 sowie Gegenüberstellung mit den auf GINGA-Beobachtungen basierenden Daten für den Zeitraum der HEXE-Beobachtungen (Scott 1993). Siehe auch Abb. 7.1.

Eine mit den statistischen Fehlern gewichtete Anpassung aller sechs Pulsperiodenwerte in Tab. 7.1 ergibt für den linearen Ansatz  $P_p(t) = P_p(t_0) + \dot{P}_p \cdot (t - t_0)$  einen mittleren *Spin Up* mit

$$\dot{P} = -1.79 \cdot 10^{-8} \text{ s/d} = -4.9 \cdot 10^{-11} \text{ s/s} \quad (7.1)$$

und  $\chi^2_r = 1.4$ . Dieser lokale Wert ist, wie aus Abb. 7.1 ersichtlich, konsistent mit der historischen Entwicklung im Zeitraum JD 2446000...2448500. Dort sind neben den mit HEXE bestimmten Pulsperioden die EXOSAT- und GINGA-Ergebnisse dargestellt. Fluktuationen der Pulsperiode auf kurzen Zeitskalen  $\tau \approx 10^1 \text{ d}$  – wie beispielsweise jene im Bereich JD 2447000 – sind von Her X-1 und anderen Röntgenpulsaren bekannt. Der große  $\chi^2$ -Wert bei der linearen Anpassung in Gl. 7.1 ist hierauf zurückzuführen. Für die langfristige Periodenentwicklung im Zeitraum JD 2446000...2448500 ergibt sich durch Einbeziehung von EXOSAT- und GINGA-Daten ein formaler  $\chi^2_r$ -Wert der linearen Anpassung von  $\chi^2_r > 10^5$ ! Durch Einführung einer systematischen Fluktuation  $\sigma_{\text{sys}} = 1 \text{ } \mu\text{s}$ , die quadratisch zu den einzelnen Meßfehlern addiert wird, verbessert sich die Anpassung wesentlich, es ergibt sich  $\chi^2_r \approx 1$  und ein *Spin Up*-Wert  $\dot{P}_p = -1.8 \cdot 10^{-8} \text{ s/d}$ . Die historischen Periodenbestimmungen sind in Anhang A3 tabelliert sowie in Abb. 3.3 zusammen mit den HEXE-Ergebnissen dargestellt.

Die einzelnen, mit HEXE bestimmten Pulsperiodenwerte sind demzufolge sowohl untereinander wie auch im Rahmen der historischen Pulsperiodenentwicklung konsistent. Sie bestätigen den historischen *Spin Up*-Trend auf langen Zeitskalen. Pulsfluktuationen auf Zeitskalen  $\tau < 10^2 \text{ d}$  können durch Einführung einer systematischen Fluktuation  $\sigma_{\text{sys}} = 1 \text{ } \mu\text{s}$  quantifiziert werden.

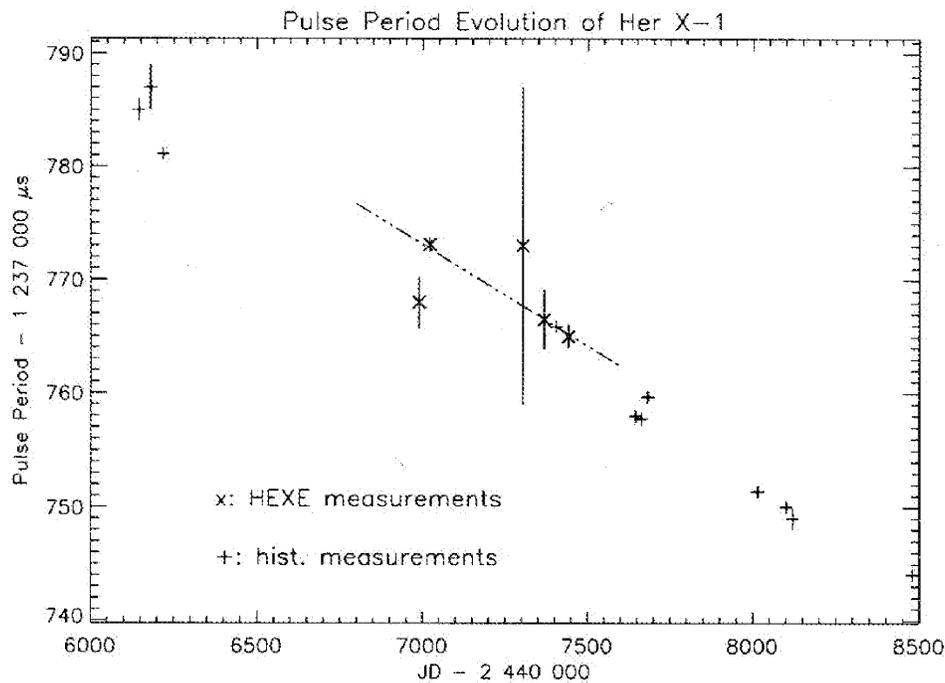


Abbildung 7.1: Die Pulsperiodenentwicklung von Her X-1 im Zeitraum JD 2446000...2448500 (ca. 1986-1990). Dargestellt sind die mit EXOSAT, HEXE und GINGA bestimmten Pulsperioden  $P_p(t)$  (cf. Anhang A3). Die Fehler sind z.T. kleiner als die verwendeten Symbole. Die Linie repräsentiert den lokalen *Spin Up* gemäß Gl. 7.1.

## 7.2 Pulsprofil

### 7.2.1 Pulsed Fraction

Der gepulste Anteil des Röntgensignals wurde für das *MainOn*-Pulsprofil als Funktion der Energie bestimmt. Obwohl die Werte von  $PF(E)$  in 16-72 keV formal mit einem konstanten Wert  $PF=69(3)\%$  verträglich sind ( $\chi^2_r=1.12$ ), ist aus Abb. 6.20 ein deutlicher Trend zu erkennen, wonach der gepulste Anteil von ca. 65% auf 100% mit der Quantenenergie zunimmt. Eine Präzisierung dieses Befundes ist aufgrund der Größe der statistischen Fehler nicht möglich. Diese sind im Wesentlichen durch die Meßunsicherheit des Pulsminimums *min* bedingt (Gl. 5.27). Voges (1984) erhält in 20-70 keV einen etwas geringeren Mittelwert von  $PF=56(5)\%$ . Der hier ermittelte energieabhängige Verlauf von  $PF(E)$  ist in Übereinstimmung mit den in der Arbeit von Voges (1984) zitierten Ergebnissen verschiedener Autoren, ebenso mit Soong (1988) (Abb. 7.3). Demnach steigt der gepulste Anteil von ca. 60% bei 15 keV auf 100% oberhalb  $\approx 50$  keV. Eine physikalische Ursache für die Abnahme des gepulsten Anteils oberhalb von 70 keV (vgl. Abb. 7.3) ist nicht evident, da bei diesen Energien weder die Verschmierung des Signals durch Streuung in einer heißen Korona (ADC) noch eine starke Änderung in der Emissionscharakteristik der *Hot-Spots* zu erwarten ist. Es ist vielmehr zu vermuten, daß die Hintergrundsubtraktion durch Kendziorra *et al.* (1977) und Soong (1988) oberhalb 70 keV nicht vollständig erfolgte. In diesem Bereich variiert der interne Detektorhintergrund von Szintillationsdetektoren stark mit der Energie (vgl. Abb. 4.5). Eine Unterschätzung des Hintergrundsignals führt zu systematisch niedrigeren Werten von  $PF$  (Gl. 5.27). Dieser Befund weist zugleich auf einen Mangel konventioneller Methoden für die Hintergrundsubtraktion hin. Im Gegensatz zu der Methode, die im Rahmen dieser Arbeit angewendet wurde (Kap. 5.3) und die die kurzfristigen Änderungen in der Hintergrundzählrate berücksichtigen kann, sind bei der Subtraktion der *Off-Source*-Spektren systematische Residuen unvermeidlich. Die statistischen Fehler in Abb. 7.3 (oben) sind vermutlich unterschätzt, da offensichtlich die statistischen Fehler im Minimumlevel bei der Bestimmung des Fehlers von  $PF$  nicht fortgepflanzt wurden (vgl. Abb. p.88, Soong 1988). Der gepulste Anteil des Röntgensignals von Her X-1 ist für Energien  $E > 20$  keV größer als 50%. Dieser Grad der Pulsmodulation weist auf eine Emissionscharakteristik vom *pencil beam*-Typ hin (Mészáros & Nagel 1985b).

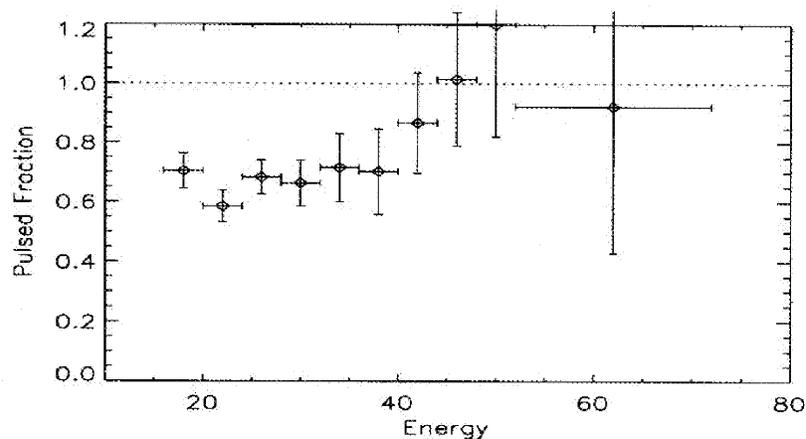


Abbildung 7.2: HEXE-Messung des gepulsten Anteils  $PF(E)$  am *MainOn*-Pulsprofil als Funktion der Energie (in keV).

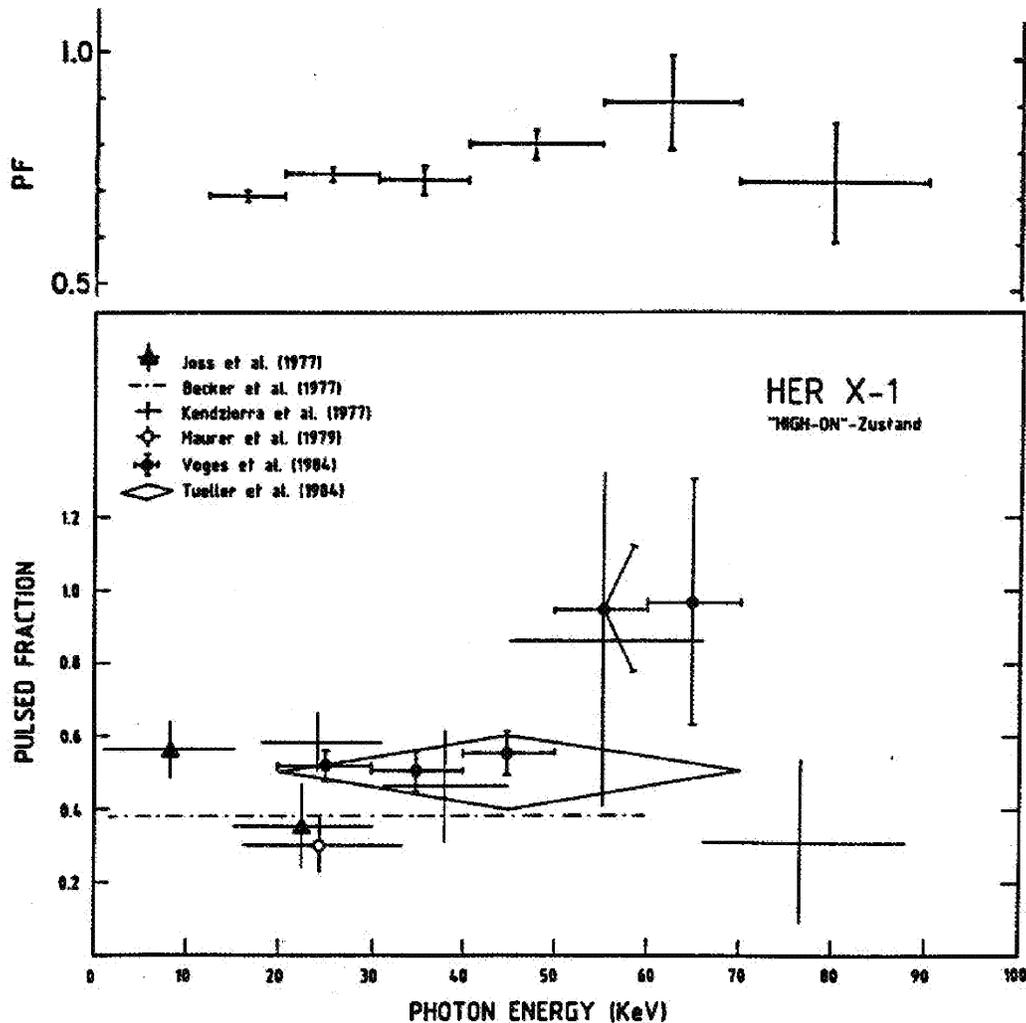


Abbildung 7.3: Der gepulste Fluß  $PF(E)$  als Funktion der Energie im Bereich 0...100 keV. Oben (Soong 1988):  $PF(E)$  aus HEAO-1 A4-Messungen im MainOn. Unten (Voges 1984): Eine Zusammenstellung von MainOn-Beobachtungen des gepulsten Flusses  $PF(E)$  durch verschiedene Instrumente. Die Definitionen und Bestimmungsmethoden für  $PF$  weichen z.T. voneinander ab (vgl. Übersicht in Voges 1984).

### 7.2.2 Die Emissionscharakteristik von Her X-1

Da das (energieabhängige) Pulsprofil im Prinzip ein Abbild der Emissionscharakteristik der *Hot Spots* an den Magnetfeldpolen eines Röntgenpulsars darstellt, wurde in Zusammenarbeit mit einer Arbeitsgruppe am Lehrstuhl für Theoretische Astrophysik Tübingen (TAT) versucht, aus den mit HEXE beobachteten Pulsprofilen die Emissionscharakteristik von Her X-1 zu rekonstruieren. Die zur Rekonstruktion aus asymmetrischen Pulsprofilen geeignete Methode ist ausführlich in der Arbeit von Kraus *et al.* (1995a) dargestellt. Ihre Anwendung am Beispiel von Cen X-3 illustrieren Kraus *et al.* (1995b). Die Analyse der HEXE-Daten sowie der zum Vergleich herangezogenen EXOSAT-Pulsprofile ist nachfolgend zusammengefaßt. Details finden sich in der Arbeit von Blum (1995).

Folgende zeitunabhängige Größen beeinflussen die „Abbildung“ der Emissionscharakteristik  $f(\theta, \varphi)$  eines *Hot Spot* via Pulsprofil, wobei  $\theta$  und  $\varphi$  die Winkel der Beobachterraichtung gegen die Magnetfeldachse bzw. senkrecht hierzu bezeichnen: der Winkel  $\Theta_i$  zwischen Rotations- und Magnetfeldachse, der Winkel  $\Theta_o$  zwischen Rotationsachse und Beobachterraichtung, die Inklination  $i$  der Bahnebene des Systems gegen die Beobachterraichtung und der Winkel  $i'$  der Rotationsachse gegen die Bahnnormale (vgl. Abb. 7.4 und 7.5). Der Winkel  $\theta = \theta(t)$  ist zeitabhängig und variiert im Betrag zwischen  $|\Theta_i + \Theta_o|$  und  $|\Theta_i - \Theta_o|$ . Aufgrund der spezifischen Evolution des Doppelsternsystems HZ Her/Her X-1, während der durch massiven Materieüberstrom eine Umkehrung des Massenverhältnisses  $q$  stattfand (Sutantyo 1975), ist anzunehmen, daß Orbital- und Spindrehimpuls der Komponenten parallel sind. Ein Winkel  $i' \neq 0$  wird auf Zeitskalen kleiner der Evolutionszeitskala durch Tidenwechselwirkung der Komponenten abgebaut, bevor der Neutronenstern entsteht (siehe auch Kap. 2.4). Somit kann  $i' = 0$  angenommen werden, so daß  $\Theta_o = i$  ist. Aus Untersuchungen der Systemdynamik ergibt sich  $i = 83(4)^\circ$  (Dennerl 1991). Dieser Wert wird nachfolgend verwendet.

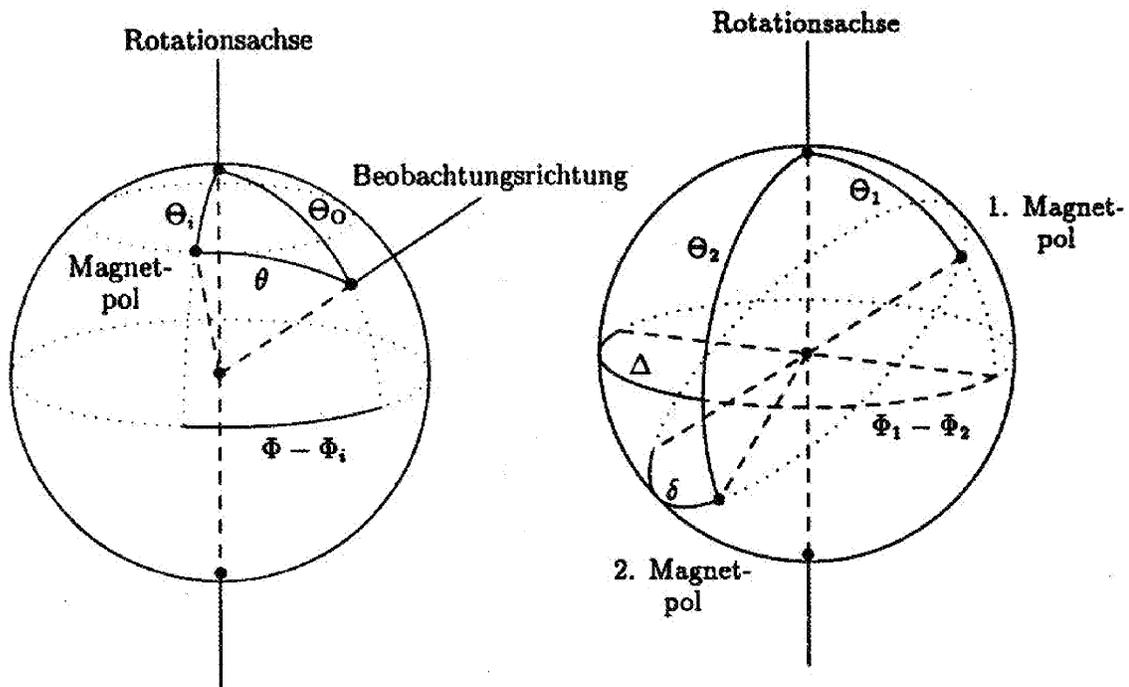
Die Rekonstruktion gelingt unter der Annahme, daß das asymmetrische Pulsprofil von Her X-1 durch die Überlagerung der Emission zweier *Hot Spots* zustande kommt, deren Emissionscharakteristiken identisch ( $f_1 = f_2 = f$ ) und rotationssymmetrisch bezüglich der Magnetfeldachse sind:  $f = f(\theta)$ . Aus der Rotationssymmetrie folgt direkt, daß das Pulsprofil  $I_i(\phi)$  eines einzelnen *Hot Spots* spiegelsymmetrisch ist:  $I_i(\phi_i - \phi) = I_i(\phi_i + \phi)$ . Die Asymmetrie des beobachteten Pulsprofils wird durch einen *Offset*  $\delta$  von der antipodalen Position der *Hot Spots* erzielt (vgl. Abb. 7.5). Mészáros & Riffert (1988) und Riffert *et al.* (1993) zeigen weiterhin, daß der Effekt der allgemeinrelativistischen Lichtablenkung im Gravitationsfeld des Neutronensterns bei der Ermittlung der lokalen Emissioncharakteristik aus der asymptotischen Lösung für Entfernungen  $r \rightarrow \infty$  nicht vernachlässigt werden kann. Nachfolgend wird die Rekonstruktion des lokalen Emissionscharakteristik aus dem *MainOn*-Pulsprofil skizziert.

Als Beobachtungsdaten wurden ein HEXE-Pulsprofil in 16-30 keV sowie ein EXOSAT-Pulsprofil in 2-4 keV herangezogen (cf. Kahabka 1987). Die beiden Pulsprofile wurden zunächst in ihre Fourierkomponenten zerlegt. Es erwies sich eine Anzahl von 16 bzw. 32 Fourierkomponenten für die HEXE- bzw. EXOSAT-Daten als sinnvoll zur Darstellung der Pulsform (Abb. 7.6.a). Anschließend wurden die Pulsprofile in jeweils zwei symmetrische Anteile zerlegt, die die Einzelbeiträge der *Hot Spots* repräsentieren. Mittels der Forderungen, daß beide Einzelbeiträge immer positiv sind und einen verhältnismäßig glatten Verlauf zeigen, gelingt eine eindeutige Zerlegung (Abb. 7.6.b). Im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit ergab sich für beide Pulsprofile ein Wert von  $\delta \approx 20^\circ$  für den *Offset*. Zur Ermittlung der (für die Pole identischen) Emissionscharakteristik wurde mittels der Beziehungen

$$\begin{aligned} \cos(\phi - \phi_1) &= q \\ \cos(\phi - \phi_2) &= (q - a) / b \end{aligned} \quad (7.2)$$

eine Transformation von der Pulsphase  $\phi$  auf die Variable  $q$  vorgenommen.  $\phi_1$  und  $\phi_2$  bezeichnen die Phasenlagen der *Hot Spots*, wobei  $\phi_2 - \phi_1 = 180^\circ$  eine antipodale Position charakterisiert.  $a$  und  $b$  parametrisieren die Systemgeometrie. Da die Pulsprofile  $I_i(q)$  der einzelnen Pole *qua* Ansatz durch eine einzige Funktion  $I(q)$  darstellbar sind, wurden sie durch eine  $\chi^2_{\min}$ -Anpassung der Parameter  $a$  und  $b$  im Überlappungsbereich zur Deckung gebracht (Abb. 7.6.c). Solch ein Überlappungsbereich existiert, sofern  $\Theta_1 + \Theta_o \geq 90^\circ$  ist. Die Ermittlung der *best-fit*-Parameter  $a$  und  $b$  wurde gemeinsam für das HEXE-Pulsprofil sowie EXOSAT-Daten in drei verschiedenen Energiebändern vorgenommen, da sie für alle untersuchten Pulsprofile identisch sein müssen. Es ergaben sich  $a = -0.861$ ,  $b = 1.394$  und hieraus die Winkel  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  der

Magnetpole mit dem „Nordpol“ der Rotationsachse (Abb. 7.5). Aus den asymptotischen Lösungen  $I(q)$  aus den HEXE- und EXOSAT-Daten für einen Abstand  $r \rightarrow \infty$  vom Neutronenstern wurde die lokale Emissionscharakteristik für die Energiebereiche 2-4 keV und 16-30 keV ermittelt (Abb. 7.6.d). Durch die Winkelkonfiguration ist nur ein endlicher Ausschnitt  $\theta \approx 45^\circ \dots 135^\circ$  der asymptotischen Emissionscharakteristik ermittelbar, über den übrigen Raumwinkelbereich können keine Aussagen getroffen werden.



Abbildungen 7.4 (links) und 7.5 (rechts). Links: Die relative Orientierung von Rotationsachse  $L$ , Dipolachse des Magnetpols  $B_i$  sowie Beobachtrichtung  $O$  (Winkel  $L-O$ :  $\Theta_0$ ,  $L-B_i$ :  $\Theta_i$ ,  $O-B_i$ :  $\theta$ ). Die Phasenlage der Neutronensternrotation ( $\phi - \phi_i$ ) bezüglich des Meridiandurchganges des Poles  $i$  ist ebenfalls eingetragen. Rechts: Die Orientierung der Magnetpole ( $\Theta_1, \Theta_2$ ) bezüglich des „Nordpols“ der Rotationsachse. Der Offset  $\delta$  von einer antipodalen Lage der Magnetpole ist ebenso dargestellt wie seine Projektion  $\Delta$  auf den Äquator des Neutronensterns.

Die Zerlegung der Pulsprofile ergibt in beiden untersuchten Energiebereichen denselben Wert  $\delta \approx 20^\circ$  für den Offset zwischen den Magnetpolen. Die Winkel der Magnetpole mit dem „Nordpol“ der Rotationsachse betragen  $\Theta_1 \approx 20^\circ$  und  $\Theta_2 \approx 150^\circ$ . Aus Abb. 7.6.d ist ersichtlich, daß die Emissionscharakteristik von Her X-1 sowohl *pencil*- als auch *fan beam*-Komponenten aufweist. Obwohl der größte Teil des *pencil beam*-Bereichs ( $\theta < 45^\circ$ ) durch diese Analyse nicht zugänglich ist, ist dessen beobachtbarer Beitrag zum Gesamtsignal bereits wesentlich größer als der des *fan beams*. Insbesondere im HEXE-Energiebereich  $E > 16$  keV ist die Emissionscha-

rakteristik vom *pencil beam* dominiert. Dieser Befund wird in Kap. 7.4 untermauert durch die Analyse der Pulsphasenvariation der Zyklotronlinienlage und -amplitude.

Während im Hauptpuls die *pencil beam*-Komponente des dem Beobachter zugewandten Pols 1 das Gesamtsignal dominiert, ist im Zwischenpuls (*Interpulse*) der Beitrag des *pencil beam* von Pol 2 vergleichbar (2-4 keV) bzw. dominant (16-30 keV) (Abb. 7.6.b). Die Breite  $W$  des Hauptpulses wird im Energiebereich 2-4 keV durch den *fan beam* von Pol 2 bestimmt. Der beobachteten leichten Abnahme von  $W(E)$  mit zunehmender Energie (*cf.* Kunz 1996) entspricht die geringere Amplitude des *fan beam*-Anteils der Emissionscharakteristik im Bereich 16-30 keV.

Ein zentraler Kritikpunkt an dem Modell der präzedierenden Akkretionsscheibe als Grund für die  $35^d$ -Variation ist, daß die Bedeckung eines Emissionsgebietes als Ursache für die Intensitätsabnahme im *Decline*, nicht jedoch für die Abnahme der Pulsbreite  $W(\Psi)$  gelten kann. Nimmt man hingegen an, daß die beiden Emissionsregionen zeitversetzt okkultiert werden (*cf.* Bai 1981, Petterson, Rothschild & Gruber 1991), so kann die gegen Ende des *MainOn* beobachtete Abnahme von  $W(\Psi)$  entsprechend mit der früher einsetzenden Abschattung des 2. Pols und der folgenden Abnahme des *fan beam*-Beitrags zum Hauptpuls erklärt werden. Die Pulsbreite insbesondere bei niedrigen Energien nimmt demzufolge wie beobachtet ab (*cf.* Kunz 1996). Eine Änderung der Emissionscharakteristik im *Decline* aufgrund variabler intrinsischer Leuchtkraft ist auszuschließen, da zum einen die Röntgenheizung des Begleiters weiterhin beobachtet wird (Gerend & Boynton 1976), zum anderen im Falle von EXO2030+375 selbst bei extremer Änderung von  $L_x$  um 3 Größenordnungen nur eine geringfügige Änderung des Pulsprofils beobachtet wurde (Parmar *et al.* 1989).

Da der Hauptpuls in beiden Energiebereichen vom Beitrag des Poles 1 dominiert wird, fällt die Phasenlage des Hauptpuls-Maximums nahezu mit  $\phi_1$  zusammen (vgl. Abb. 7.6.a,b). Der *Offset*  $\delta$  resultiert in einer Pulsphasenverzögerung von  $180^\circ + \Delta$  der Pulskomponente 2 mit  $\Delta \approx 19^\circ$  (Abb. 7.5). Diese Verschiebung zwischen den Symmetriegenauigkeiten ist in Abb. 7.6.b deutlich erkennbar. Sie koinzidiert im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit mit der Symmetriegenauigkeit des von Pravdo *et al.* (1978) erstmals entdeckten *Spectral Hardening*, dessen Maximum gegenüber dem Hauptpuls um ca.  $16^\circ$  phasenverschoben im Abfall des *Peak* erreicht wird (siehe auch Abb. 7.10)! Im Rahmen der oben durchgeführten Zerlegung ist hierfür die Einsattelung im *fan beam*-Beitrag von Pol 2 verantwortlich: während der *pencil beam*-Puls von Pol 1 nur eine geringe Energieabhängigkeit zeigt, nimmt die Intensität der *fan beam*-Beiträge von Pol 2 stark mit zunehmender Energie ab (Abb. 7.6.b). Hierdurch sind die Flanken des Hauptpulses spektral weicher als der Bereich kurz nach dem Maximum, es kommt dort zum beobachteten *Spectral Hardening*.

Zur Reproduzierung asymmetrischer Pulsprofile werden neben dem oben dargestellten Ansatz weitere Modelle diskutiert. Eine aufgrund der hohen Rotationsgeschwindigkeit von Her X-1 denkbare Beugung des Akkretionsstroms ist nicht ausreichend, um die starke Asymmetrie zu erklären (vgl. Basko & Sunyaev 1976). Parmar, White & Stella (1989) untersuchen die Emission gestörter Dipolgeometrien, Leahy (1991) die Emission nicht antipodaler Emissionsringe. Dieser Ansatz erfordert allerdings extreme Werte für den *Offset*  $\delta$  und kann die beobachteten Pulsprofile von Röntgenpulsaren nur qualitativ reproduzieren. Bulik *et al.* (1992) vergleichen diese Ansätze bei der Untersuchung von 4U 1538-52.

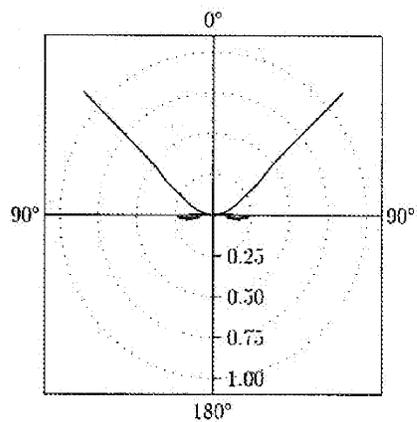
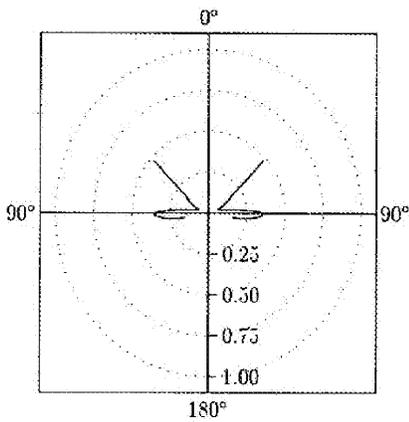
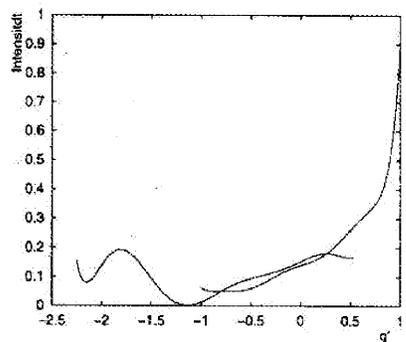
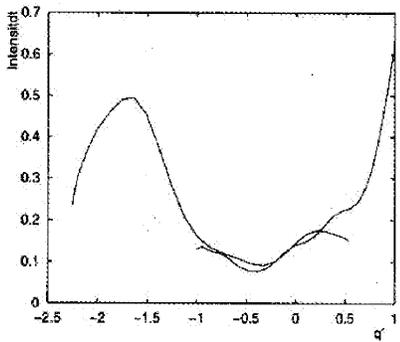
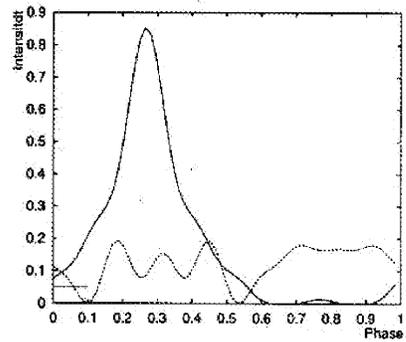
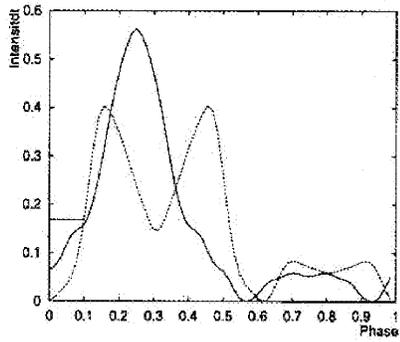
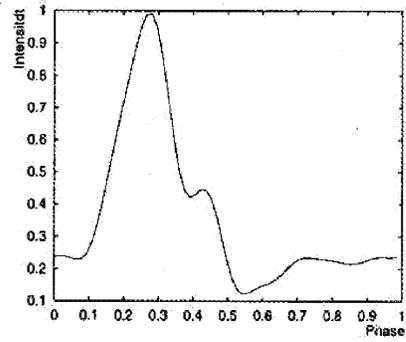
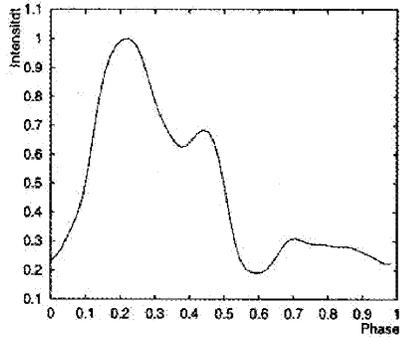
Abbildung 7.6 (folgende Seite): Die einzelnen Schritte zur Ermittlung der Emissionscharakteristik aus den Pulsprofilen von EXOSAT (2-4 keV, links) und HEXE (16-30 keV, rechts). Details siehe Text.

a: das durch Einbeziehung von 32 (EXOSAT) bzw. 16 (HEXE) Fourierkomponenten geglättete und auf die Amplitude  $A=1$  normierte Pulsprofil. Dargestellt ist ein Phasenzklus  $(0,1)$ .

b: die Zerlegung des Gesamtpulsprofils aus (a) in zwei symmetrische Beiträge der Einzelpole. Der Offset zwischen den Symmetriepunkten der Einzelbeiträge beträgt übereinstimmend  $\Delta=19^\circ$  für beide Instrumente. Die Summe der Beiträge ergibt das normierte Pulsprofil von (a), aus (b) sind somit die relativen Beiträge erkennbar.

c: Die Intensität als Funktion der Hilfsvariablen  $q$  (cf. Gl. 7.2). Dargestellt ist die „beste“ Überlappung der Einzelbeiträge, mit der die Funktion  $I(q)$  ermittelt wurde. Der best-fit-Parametersatz der – den Instrumenten gemeinsamen Anpassung – ist  $(a=-0.861, b=1.394)$ . Der Definitionsbereich von  $q$  ergibt sich, indem zunächst das Phasenintervall  $\varphi \in (0,1)$  eines Pulsprofilanteils gemäß Gl. 7.2 auf das Intervall  $q \in (-1,1)$  abgebildet wird. Anschließend wird durch Variation von  $a$  und  $b$  die beste Überlappung der Einzelbeiträge  $I_i(q)$  bestimmt. Das Phasenintervall  $(0,1)$  des verbleibenden Pulsprofilanteils wird auf eine Intervall der Breite  $\Delta q=2b$  abgebildet.

d: die lokale Emissionscharakteristik  $f(\theta)$  als Polardiagramm  $(f, \theta)$ . Aufgrund der Winkelkonfiguration von Magnetfeld-, Rotationsachse und Beobachterraichtung ist  $f(\theta)$  nur für einen endlichen Winkelbereich aus den Daten rekonstruierbar.  $\theta=0$  bezeichnet die Richtung der jeweiligen Magnetfeldachse. Die Amplitude von  $f$  ist willkürlich gewählt. Deutlich erkennbar sind die pencil- und fan-beam-Komponenten der Emissionscharakteristik sowie deren unterschiedliche relative Amplitude in den Energiebereichen von EXOSAT (2-4 keV) und HEXE (16-30 keV). Zur Diskussion der Ergebnisse siehe Text.



### 7.3 Phasengemittelttes Spektrum

Zur Untersuchung des phasengemittelten *MainOn*-Spektrums von Her X-1 wurden in Kap. 6 diverse Spektralfunktionen mittels  $\chi^2_{\min}$ -Fits an das mit HEXE in drei Detektoren d1-d3 erhaltene Zählratenspektrum angepaßt. Folgende Aspekte werden nachfolgend diskutiert:

- Verträglichkeit der HEXE-Beobachtungen mit verschiedenen publizierten Modellspektren;
- Unterscheidung zwischen Emissions- und Absorptionslinienmodellen;
- Etablierung der Zyklotronresonanzlinie unabhängig von Details der verwendeten Modelle: Signifikanz der Linie; Robustheit der Linienparameter gegenüber der Kontinuumdefinition;
- Vergleich der HEXE-Ergebnisse mit historischen Beobachtungen;
- Signifikanz der Harmonischen der Zyklotronresonanzlinie.

Das *MainOn*-Spektrum von Her X-1 im harten Energiebereich  $E > 20$  keV wurde historisch mit mehreren Instrumenten untersucht. Hierbei wurden von den Autoren verschiedene funktionale Formen des Kontinuums wie der Zyklotronlinie verwendet. Die Linie wurde in Emission (E) wie auch in Absorption (A) angesetzt. Schließlich wurden die Funktionen an *Source-minus-Off Source*-, *Pulse-minus-Off Source*- oder *Pulse-minus-Off Pulse*-Daten (S-OS, P-OS sowie P-OP) angepaßt oder pulsphasenaufgelöst untersucht (P $\phi$ S). In Tabelle 7.2 sind die Charakteristika der historischen Beobachtungen zusammengefaßt, auf die im Rahmen dieser Arbeit Bezug genommen wird. Die Definition der verwendeten Spektralfunktionen ist in Anhang A1 wiedergegeben.

Autoren	Instrument	Linie	Funktion	S-OS	P-OS	P-OP	P $\phi$ S
Pravdo <i>et al.</i> 1978	OSO-8	-	PLTURN	■			■
Trümper <i>et al.</i> 1978	Ballon-HEXE	E	EXPO+GEM	■	■	■	■
Scheepmaker <i>et al.</i> 1981	Ballon	E	?		■		
Ubertini <i>et al.</i> 1981	Ballon	E	EXPO+GEM	■			
Voges <i>et al.</i> 1982	Ballon-HEXE	E A	EXPO+GEM EXPO · GABS	■ ■	■ ■	■ ■	■ ■
Tueller <i>et al.</i> 1984	Germanium-Spektrometer	E A	EXPO+GEM EXPO · GABS'		■ ■		
Soong <i>et al.</i> 1990	HEAO-1 A4	E A	PLCUT+GEM PLCUT · GABS	■ ■	■ ■	■ ■	■ ■
Mihara 1995	GINGA	E A	PL · FDCO+GEM PL · FDCO · GABS	■ ■			■ ■

Tabelle 7.2: Historische Beobachtungen des Hochenergie-Röntgenspektrums von Her X-1 im *MainOn*-Zustand. Es wurden von den Autoren sowohl Modelle mit Emissions- (E) wie Absorptionslinien (A) angepaßt. Die Funktionen sind im Anhang A1 dargestellt. Weitere Erläuterungen siehe Text.

### 7.3.1 Kontinuumverlauf

In Einklang mit mehreren historischen Beobachtungen erfordert die Beschreibung des mit HEXE beobachteten *MainOn*-Spektrums von Her X-1 eine dem Kontinuum aufgeprägte Linienstruktur. In Kap. 6.3 wurde dargestellt, daß bereits für die einzelnen *Session*gruppen sowohl ein Potenzgesetz (PL) als auch exponentielle Kontinua (PLCUT, TTB, EXPO, PLTURN) eine unbefriedigende Anpassung ergeben und deshalb formal zurückzuweisen sind, sofern dem Kontinuum keine Linie aufgeprägt ist.

Im Rahmen der statistischen Fehler stimmen die Parameter der *Session*gruppen-Spektren überein, weshalb die *Session*gruppen zu einem *MainOn*-Spektrum zusammengefaßt und in Kap. 6.3 ff. gemeinsam analysiert wurden. Dieser Befund entspricht den Ergebnissen von Soong *et al.* (1990), die trotz der abnehmenden Pulsbreite am Ende des *MainOn* eine konstante, von der 35<sup>d</sup>-Phase  $\Psi$  unabhängige spektrale Form erhielten.

### 7.3.2 Zyklotronresonanzlinie

Es wurden in Kap. 6.3 verschiedene funktionale Formen eines linienbehafteten Kontinuums an das pulphasengemittelte *MainOn*-Spektrum angepaßt. Während die Absorptionsmodelle durchweg Werte von  $\chi^2_{\nu} \approx 1$  ergaben und damit verträglich mit den HEXE-Beobachtungen sind, betrug für die Emissionsmodelle  $\chi^2_{\nu} \approx 2$  (vgl. Tab. 6.4). Durch Analyse der *Pulse-minus-Off Source*- und *Pulse-minus-Off Pulse*-Spektren (*P-OS* bzw. *P-OP*) konnte dieser Befund bestätigt werden (Kap. 6.6 und 6.4). Nachdem verschiedene Autoren aufgrund mangelnder Signifikanz der Daten grundsätzlich nicht zwischen Absorptions- und Emissionsmodellen unterscheiden konnten (Trümper *et al.* 1978, Voges *et al.* 1982) bzw. nur marginale Hinweise auf eine Bevorzugung der Absorption erlangten (Tueller *et al.* 1984, Soong *et al.* 1990), wird durch die MIR-HEXE-Beobachtungen des *MainOn*-Spektrums von Her X-1 erstmals eindeutig der Nachweis erbracht, daß die Zyklotronresonanz in Absorption beobachtet wird. Abb. 6.8 illustriert, daß für Absorption und Emission getrennte Lösungen existieren, die jeweils signifikant von Null verschiedene Amplituden  $\tau > 0$  bzw.  $\tau < 0$  aufweisen. Während jedoch das lokale Minimum der Absorptionslösung  $\chi^2_{\nu} \approx 1$  ergibt, ist das lokale Minimum der Emissionslösung mit den HEXE-Beobachtungen unvereinbar. Insgesamt ist die Äquivalentbreite *EW* bzw. Amplitude  $\tau$  der Absorptionslinie für alle untersuchten Funktionen und für alle drei spektralen Formen (*S-OS*, *P-OS*, *P-OP*) mit mehr als  $2\sigma$  signifikant von Null verschieden (Tab. 7.5).

Die Beobachtung, daß bei Her X-1 die Zyklotronresonanzlinie phasengemittelt in Absorption beobachtet wird, ist in Einklang mit den Ergebnissen für andere akkretierende Röntgenpulsare. Bei den Objekten 4U 0115+63 (White, Swank & Holt 1983, Nagase *et al.* 1991), 4U 1538-52 (Clark *et al.* 1990), A0535+26 und Vela X-1 (Kretschmar 1996) wurde die Linie ebenfalls in Absorption nachgewiesen. Trotz der Schwierigkeiten, den Strahlungstransfer in magnetisierten Plasmen zu modellieren, werden zunehmend selbstkonsistente Lösungen favorisiert, bei denen die resonante Streuung zu einer Absorptionslinie im Kontinuumspektrum der Polkappe führt (Mészáros & Nagel 1985a). Insbesondere für eine *pencil beam*-Charakteristik (vgl. auch Kap. 7.2) ist eine Linie in Absorption wahrscheinlicher (Nagel 1981).

Die Signifikanz der Absorptionslinie bei  $E=E_c$  wurde auf mehrere Weisen überprüft. Der Verlauf der Residuen für rein exponentielle Spektren wie TTB oder EXPO weist modellunabhängig auf die Existenz einer Linie hin. Der  $F_{\chi}$ -Test wurde verwendet, um die Einführung der Linienparameter zu rechtfertigen. Es ergaben sich sowohl für die Spektren der individuellen *Session*gruppen als auch für die Spektren der Einzeldetektoren d1-d3 Wahrscheinlichkeiten

$p > 99\%$ , daß eine Absorptionslinie zur Modellierung notwendig ist. Das *MainOn*-Spektrum wurde für verschiedene funktionale Formen in gleicher Weise untersucht (Tab. 6.4), es ergaben sich modellunabhängig Werte von  $p > 99.9\%$ .

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der Nachweis einer Zyklotronabsorptionslinie im *MainOn*-Spektrum von Her X-1 robust gegen die konkrete Wahl der Kontinuum- und Liniendefinition ist. Dasselbe gilt für die Festlegung des Energieintervalls bei der Anpassung. Umgekehrt ist es aufgrund der geringen Energieauflösung nicht möglich, die genaue funktionale Form des Kontinuums bzw. der Absorptionslinie zu ermitteln. Die in der Literatur wie in dieser Arbeit verwendeten Funktionen sind phänomenologischer Natur, da die selbstkonsistente Modellierung von Röntgenpulsar-Spektren nur unter stark vereinfachenden Annahmen gelingt und ein direkter Vergleich mit Beobachtungsdaten aufgrund der begrenzten Energieauflösung der Szintillationsdetektoren im Bereich oberhalb 20 keV erschwert ist.

Aus dem angeführten Grund sind die zur Beschreibung des Spektrums bei Energien  $E > 20$  keV verwendeten Parameter korreliert. Dies gilt aufgrund der begrenzten Energieauflösung insbesondere für die Linienparameter  $EW$  und  $FWHM$ . Im Rahmen dieser Arbeit konnte nur eine obere Grenze  $FWHM \leq 10$  keV für die phasengemittelte Linienbreite der Zyklotronresonanz ermittelt werden. Sie ist somit höchstens von der Größenordnung der Energieauflösung  $\Delta E \approx 12$  keV des Detektors bei 35 keV. Diese Messung ist im Einklang mit dem Wert  $FWHM = 8.4^{+3.3}_{-3.3}$ , der sich für die mit einem hochauflösenden Germaniumdetektor bestimmte Linienbreite des *P-OS*-Spektrums ergab (Tueller *et al.* 1984). Aufgrund der bekannten Phasenvariation der Linienlage kommt es bei der Phasenmittelung zu einer Verschmierung des Linienprofils, weshalb o.g. Wert von  $FWHM$  eine obere Grenze darstellt. Bei der Analyse der HEXE-Daten wurde die Linienbreite auf den Wert  $FWHM = 5$  keV fixiert. Da dieser Wert geringer als die Detektorauflösung ist, hat die genaue Wahl keine Auswirkungen auf die Güte der Anpassung.

### 7.3.3 Magnetfeldstärke

In diesem Abschnitt wird durch einen Vergleich der publizierten Absorptionslinien-Lagen untersucht, ob die Unterschiede in  $E_c$  auf eine Variation der Magnetfeldstärke zurückzuführen sind. Die Veröffentlichungen, die von einer Emissionslinie ausgingen, bleiben unberücksichtigt, da wie oben ausgeführt die HEXE-Beobachtungen diese Möglichkeit ausschließen.

Die Bestimmung der Resonanzenergie  $E_c$  und damit der effektiven Oberflächenfeldstärke  $B$  ist aufgrund der Korrelationen zwischen den Fitparametern in gewissem Maße von der Wahl der Kontinuumfunktion abhängig. Aus Tab. 7.3 ist ersichtlich, daß für die Anpassung verschiedener Funktionen an dasselbe phasengemittelte HEXE-*MainOn*-Spektrum eine systematische Streuung in den Fitparametern auftritt.

Ein Vergleich der HEXE-Ergebnisse mit publizierten Daten sowie dieser untereinander wird dadurch erschwert, daß jeweils geringfügig unterschiedliche Definitionen des Kontinuumverlaufes gewählt und auf die drei spektralen Formen *S-OS*, *P-OS* und *P-OP* angewandt wurden (vgl. Tab. 7.2). In Kap. 6.6 wurde gezeigt, daß die das Kontinuum beschreibenden Parameter  $\alpha$  und  $E_{\text{fold}}$  extrem korreliert sind, sofern die Funktionen nur an Daten im harten Röntgenbereich angepaßt werden (Abb. 6.22). Dies trifft auf Szintillationsdetektoren generell zu. Weiterhin wird die Lage  $E_c$  der Zyklotronlinie ebenfalls vom Kontinuumverlauf beeinflusst (Abb. 6.23). Da die Autoren unterschiedliche Photonenindices verwenden bzw. die angepaßten

Funktionen – z.T. implizit – verschiedene aufweisen, sind  $E_{\text{fold}}$  und schließlich  $E_{\text{cyclo}}$  modellabhängig.

Modell	$E_{\text{fold}}$ in keV	$E_{\text{cyclo}}$ in keV	$EW$ in keV	$\alpha$	$FWHM$ in keV
EXPO·GABS	10.5 $\pm 0.6$	34.1 $\pm 1.7$	3.3 $\pm 1.3$	$\equiv 1.00$	$\equiv 5.0$
EXPO·GABS'	10.5 $\pm 0.7$	34.2 $\pm 1.7$	5.6 $^{+1.8}_{-2.9}$	$\equiv 1.00$	$\equiv 5.0$
PLCUT·GABS	10.2 $\pm 0.6$	33.2 $\pm 1.8$	3.1 $\pm 1.2$	$\equiv 0.93/$ 1.00	$\equiv 5.0$
PL·FDCO·GABS	8.2 $\pm 0.4$	32.5 $\pm 1.3$	3.8 $\pm 1.0$	$\equiv 0.93/$ 1.00	$\equiv 5.0$
PLTURN·GABS	10.7 $\pm 0.6$	33.7 $\pm 1.3$	3.2 $\pm 1.2$	$\equiv 0.93$	$\equiv 5.0$
PLTURN·CYABL	10.2 $\pm 0.6$	33.7 $\pm 1.9$	$\tau=1.8$ $^{+1.5}_{-0.9}$	$\equiv 0.93$	$W=3.0$

Tabelle 7.3: Zusammenfassung der Absorptionslinienfits an HEXE-Messungen des phasengemittelten MainOn-Spektrums (S-OS). Die  $1\sigma$ -Fehler sind für eine gemeinsame Variation der Parameter ermittelt.  $\equiv$  bezeichnet fixierte Parameter, weitere Erläuterungen in Tab. 6.4.

Signifikante Unterschiede der Parameter bei der Anpassung eines bestimmten Datensatzes an diese drei Formen sind aufgrund der bekannten Pulsphasenvariation von Her X-1 unausweichlich. Der Vergleich wird weiterhin dadurch erschwert, daß der effektive Energiebereich von GINGA wesentlich niedriger liegt als der der übrigen diskutierten Instrumente, und daß die Resultate des hochauflösenden Germaniumdetektors (Tueller *et al.* 1984) nur für P-OS-Spektren vorliegen.

Die MainOn-Beobachtungen durch HEXE wurden bereits in Kap. 6.3 mit den in Tab. 7.2 angegebenen Kombinationen von Spektren (S-OS, P-OS, P-OP) und spektralen Funktionen untersucht. Ein detaillierter Vergleich der HEXE-Fitparameter (Tabellen 6.4, 6.6, 6.8) mit den historischen Ergebnissen (Tab. 7.6) zeigt, daß mit Ausnahme der Beobachtungen durch Voges *et al.* (1982) bei der Verwendung der angegebenen Modelle die HEXE-Beobachtungen mit den Beobachtungen durch Tueller *et al.* (1984), Soong *et al.* (1990) und Mihara (1995) jeweils vereinbar sind.

Für den Vergleich mit den Beobachtungen durch HEAO-1 A4 ist zu berücksichtigen, daß Soong *et al.* (1990) für alle Parameter lediglich die unkorrelierten Fehler für  $\Delta\chi^2=1$  angeben, d.h. die nach Fixierung der jeweils verbleibenden Parameter erhaltenen Fehler. Aufgrund der starken Korrelation z.B. von  $\alpha$  und  $E_f$  (vgl. Abb. 6.22) ist der realistische Fehler jedes Parameters etwa um den Faktor 3 größer (siehe unmittelbar Abb. 3.26 in Soong 1988). Für eine gemeinsame Variation von vier Parametern ist darüberhinaus  $\Delta\chi^2=4.7$ , sodaß insgesamt ein  $1\sigma$ -Fehler für die von Soong *et al.* gegebenen Parameter realistisch erscheint, der mindestens um den Faktor 5 (fünf) größer ist als die angegebenen Werte. Dieser Faktor wurde bei den in Abb. 7.8 dargestellten Parameterfehlern angewandt. Bei einer exemplarischen Ermittlung der Fehler in  $E_c$  für HEXE-Beobachtungen waren die „Fehler“ für  $\Delta\chi^2=1$  um den Faktor sechs geringer als die Fehler für eine gemeinsame Variation mit  $\Delta\chi^2=4.7$ . Eine weitere Einschränkung

der durch Soong gegebenen *best-fit*-Parameter besteht darin, daß sie als gewichtete Mittel aus Einzelbeobachtungen ermittelt sind, deren  $\chi^2_r$ -Werte zum Teil inakzeptabel sind ( $\chi^2_r \approx 1 \dots 2$  in Soong 1988, Tab. 3.8). Eine mögliche Ursache ist darin zu suchen, daß die HEAO-1 A4-Daten im Energiebereich 12-120 keV angepaßt wurden. Mihara (1995) weist anhand von GINGA-Beobachtungen nach, daß das von Soong *et al.* (1990) verwendete Modell PL-CUT · GABS im Bereich des abrupten *Cutoff* starke Residuen ergibt und eine gute Anpassung verhindert.

Die von Mihara (1995) gegebenen Parameterwerte für die Zyklotronresonanzlinie sind ebenfalls mit Vorsicht zu betrachten, da die effektive Fläche von GINGA oberhalb 40 keV stark abnimmt. Wird das von Mihara angepaßte Spektrum (PL-FDCO · GABS) mit den dort angegebenen Fitparametern durch die HEXE-Detektorresponse gefaltet, so ergibt sich das in Abb. 7.7.a als Histogramm dargestellte Zählratenspektrum. Zum Vergleich ist das mit HEXE erhaltene *S-OS*-Spektrum ebenfalls dargestellt. Aus dieser Abbildung ist evident, daß die Anpassung von GINGA-Spektren nur bis ca. 40 keV sinnvolle Ergebnisse liefert. Die extremen Residuen oberhalb 40 keV zeigen, daß die von Mihara zur Beschreibung des Her X-1-Spektrums gegebenen Parameter nicht aussagekräftig sind. Insbesondere sind die tatsächlichen Parameterfehler stark unterschätzt (vgl. Tab. 7.6). Der von Mihara angegebene Wert für  $E_{\text{cyclo}}$  in *S-OS* ist zum Vergleich in Abb. 7.8.a dargestellt. Er wird bei der Ermittlung der phasengemittelten Feldstärke (s.u.) nicht berücksichtigt. Ein Fehler in  $E_{\text{fold}}$  ist nicht angegeben.

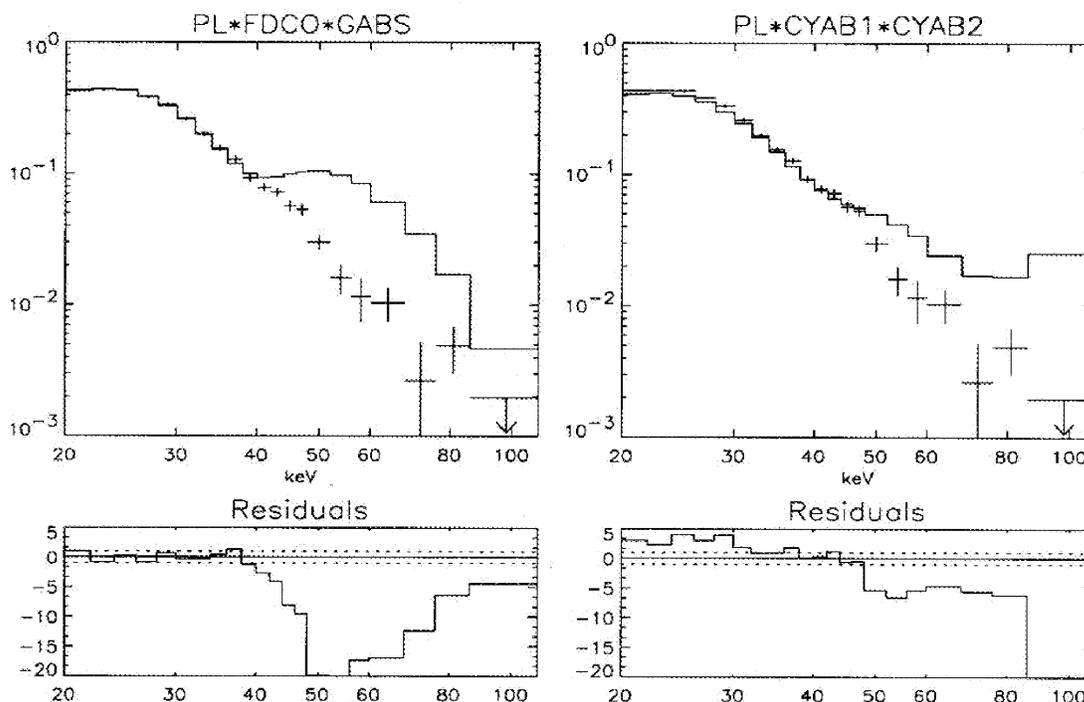


Abbildung 7.7: Beobachtete HEXE-Zählratenspektren (Bins mit Fehlerbalken) sowie mit der HEXE-Response gefaltete *best-fit*-Funktionen aus GINGA-Beobachtungen (Histogramme). Rechts (a): Faltung des von Mihara (1995) angegebenen *best-fit* an PL-FDCO · GABS. Links (b): Faltung des von Mihara *et al.* (1990) angegebenen *best-fit* an PL-CYAB1 · CYAB2. Aus den jeweiligen Residuen ist erkennbar, daß die GINGA-Ergebnisse bei einer Anpassung oberhalb 40 keV nicht das wahre Spektrum von Her X-1 repräsentieren. Im Falle a sind die mit GINGA ermittelten Fitparameter zurückzuweisen, im Fall b das verwendete Kontinuummodell.

Tueller *et al.* (1984) untersuchen das *P-OS*-Spektrum von Her X-1 mit einem Germanium-Detektor. Dieses Ballonexperiment weist zwar eine geringere Fläche als die anderen Detektoren, dafür aber eine hervorragende Energieauflösung von  $FWHM=1.4$  keV auf. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß die Linienstrukturen im Detektorhintergrund bei 23 keV und 67 keV liegen und nicht wie im Falle der NaI-Detektoren bei 30 keV, d.h. in der Nähe von  $E_{\text{cyclo}}$ .

In Abb. 7.8.a-c sind die *best-fit*-Parameter  $E_{\text{cyclo}}$  und  $E_{\text{fold}}$  sowie Fehlermaße eingetragen, wie sie den in Tab. 7.6 genannten Publikationen entnommen wurden. Die von Soong angegebenen Fehler wurden dabei mit dem Faktor Fünf multipliziert (s.o.). Es wurden lediglich die Absorptionslösungen berücksichtigt. Die Literaturangaben wurden für die *S-OS*, *P-OS* und *P-OP*-Spektren getrennt dargestellt. Die ebenfalls dargestellten Fehlerkonturen bezeichnen die  $1\sigma$ - und  $2\sigma$ -Fehler der HEXE-Daten bei der Anpassung an die Funktion EXPO-GABS (wie von Voges *et al.* verwendet). Während für die *S-OS*-Spektren alle publizierten Daten mit einem konstanten Wertepaar ( $E_c, E_f$ ) vereinbar sind, weicht bei den *P-OS*- und *P-OP*-Spektren das Ergebnis von Voges *et al.* zunächst deutlich von den anderen Resultaten ab.

Nachfolgend wird argumentiert, daß diese Abweichungen nicht zwingend auf eine Variation der effektiven Magnetfeldstärke schließen lassen, sondern mit größerer Wahrscheinlichkeit auf instrumentelle Unterschiede sowie Unterschiede bei der Datenreduktion zurückzuführen sind.

(1) Oben wurde dargelegt, wie die Fitergebnisse für die Parameter  $E_f$  und  $E_c$  von der (impliziten) Definition des Photonenindex  $\alpha$  beeinflusst werden. Da die Autoren durchweg unterschiedliche Fitfunktionen verwenden, sind folglich die *best-fit*-Werte nicht direkt vergleichbar. Der Versuch, aus den HEXE-Ergebnissen für die unterschiedlichen Funktionen Skalierungsfaktoren abzuleiten, um die jeweiligen Werte für  $E_f$  und  $E_c$  zu vergleichen, ergab unbefriedigende Resultate, da hier die statistischen Fehler die systematischen Effekte dominieren. (2) Aus Abb. 7.8 ist ersichtlich, daß die Wertepaare ( $E_c, E_f$ ) in Richtung der Korrelation gruppiert sind, die durch die HEXE-Fehlerkontur aufgezeigt wird. Diese Korrelation vermehrt den Einfluß unzureichender Kontinuumanpassungen auf die Lage der Resonanzlinie. (3) Eine weitere Quelle für systematische Unterschiede ist der verwendete Energiebereich der Anpassung. Voges *et al.* betrachten beispielsweise den Bereich  $E > 26$  keV, Soong *et al.*  $E > 12$  keV. (4) Als vierte mögliche Fehlerquelle ist die Detektorkalibration in Erwägung zu ziehen. Die Zyklotronresonanzlinie befindet sich bei NaI-Detektoren im Bereich der Jod-Absorptionskante, so daß sich die Anzahl und Interpolation der Stützstellen bei der Eichung der Szintillationsausbeute (Kap. 4.2) kritisch auswirken kann (*cf.* Kretschmar 1991).

Als physikalische Ursachen für eine säkulare Variation der Resonanzenergie kommen im Prinzip in Betracht: (1) eine Änderung des magnetischen Moments  $\mu$ , (2) eine Variation der Multipolarität des Magnetfeldes im *Hot Spot*, (3) eine Verlagerung des effektiven Emissionsgebietes und (4) eine Beobachtung unterschiedlicher Emissionsgebiete. Periodische Variationen von  $E_c$  mit der  $35^{\text{d}}$ -Phase  $\Psi$  sind nicht beobachtet worden (Soong 1988).

ad (1): Eine Änderung des magnetischen Moments  $\mu$  von Röntgenpulsaren wird in der Literatur ausschließlich in Form eines Zerfalls diskutiert, da die Verankerung des Feldes im Neutronenstern bei Rekonfigurierung ohmsche Dissipation bewirkt (siehe z.B. Bhattacharya & Srinivasan 1991, Romani 1990). Ob solcher Zerfall auf Zeitskalen  $\tau \approx 10^9$  Jahren stattfindet, wird kontrovers diskutiert, insbesondere wird Her X-1 als altes System mit einem starken Magnetfeld als Befund gegen den Zerfall herangezogen (z.B. Lamb 1991). Ein beobachtbarer Zerfall innerhalb der Zeit seit Entdeckung der Linie 1976 kann jedenfalls ausgeschlossen werden.

ad (2): Die Änderung des Multipolcharakters in der Umgebung des *Hot Spot* wäre sicherlich mit einer Änderung der Akkretionsgeometrie und damit der Emissionscharakteristik verbunden. Die Pulsform von Her X-1 gibt diese unmittelbar wieder. Somit kann diese Möglichkeit ausgeschlossen werden, da keine Änderungen der Pulsform zwischen den publizierten Beobachtungen eintrat.

ad (3): Eine Variation der Resonanzlage um 10% erfordert in der Dipolgeometrie aufgrund der  $1/r^3$ -Abhängigkeit der Feldstärke z.B. eine Änderung in der Höhe des effektiven Emissionsgebietes über der Neutronensternoberfläche von ca. 3% oder 300 m. Dies übertrifft jedoch die für eine *slab*-Geometrie erwartete Skalenhöhe des Emissionsgebietes bei weitem.

ad (4) Die Beobachtung unterschiedlicher Emissionsregionen zu verschiedenen Zeitpunkten sollte ebenfalls eine Änderung der Pulsform nach sich ziehen (vgl. (2)).

Als gewisses Indiz für die Stabilität der Resonanzlage können umgekehrt die Beobachtungen durch HEAO-1 A4 und HEXE herangezogen werden. Für die insgesamt neun bzw. vier Einzelbeobachtungen im Verlauf mehrerer Monate sind keine signifikanten Änderungen nachzuweisen, wenngleich die statistischen Fehler der Einzelbeobachtungen im Bereich der möglichen Variation von 10% liegen.

Unter der Annahme, daß das aus der Zyklotronresonanz bestimmte Magnetfeld von Her X-1 zeitkonstant ist, läßt sich der formale Mittelwert aus den aufgeführten Einzelbestimmungen errechnen. Hierbei bleiben die Unterschiede in den jeweils verwendeten Fitfunktionen, insbesondere in  $\alpha$ , unberücksichtigt. Für die Anpassung einer Kontinuumsfunktion mit exponentiellem Verlauf,  $\alpha \approx 1$  sowie einer gaußförmigen Absorptionslinie (EXPO-GABS) an das pulsphasengemittelte Spektrum ist  $E_{\text{cyclo}} = 35.2 \pm 0.8$  keV, die Oberflächenfeldstärke gemäß Gl. 2.38 beträgt demnach  $B = (3.03 \pm 0.07) \cdot 10^{12}$  Gauß.

Spektrum		$E_{\text{cyclo}}$ in keV	$E_{\text{fold}}$ in keV	$\chi^2_r$
<i>Source-minus-Off Source</i>	<i>S-OS</i>	$35.2 \pm 0.8$	$10.9 \pm 0.4$	0.67
<i>Pulse- minus-Off Source</i>	<i>P-OS</i>	$36.1 \pm 0.5$	$11.7 \pm 0.3$	1.79
<i>Pulse- minus-Off Pulse</i>	<i>P-OP</i>	$35.9 \pm 0.6$	$12.9 \pm 0.6$	1.93

Tabelle 7.4: Mittelwerte historischer Beobachtungen für die Absorptionslinienlage  $E_c$  und die Faltungenergie  $E_f$  des MainOn-Spektrums von Her X-1. Hierfür wurden die in Abb. 7.8 dargestellten Wertepaare herangezogen (außer Mihara 1995, siehe Text).  $\chi^2_r$  quantifiziert die Vereinbarkeit mit einem gemeinsamen Wertepaar ( $E_c, E_f$ ). Der Einfluß unterschiedlicher Funktionsdefinitionen wurde nicht berücksichtigt (vgl. Text).

Die Bestimmung von  $E_c$  ausschließlich mittels der HEXE-Daten ergibt einen geringeren Wert für die Feldstärke. Dies ist bereits aus den Abb. 7.8 ersichtlich, wo die HEXE-Konturen jeweils geringere Werte von  $E_c$  aufweisen als die historischen Messungen. Nimmt man als Fitfunktion ein Potenzgesetz mit exponentiellem *Turnover* und gaußförmiger Absorptionslinie an (PLTURN-GABS), so ergibt sich für das phasengemittelte Spektrum  $E_{\text{cyclo}} = 33.7 \pm 1.3$  keV und somit  $B = (2.9 \pm 0.1) \cdot 10^{12}$  Gauß. Die Fitparameter  $\alpha$ ,  $E_{\text{tum}}$  und  $FWHM$  wurden dabei fixiert:  $\alpha = 0.93$  ist das Phasenmittel für den Photonenindex im Energiebereich unterhalb 20 keV (Vrtilek *et al.* 1991, Choi *et al.* 1994c), die Lage des *Turnover* befindet sich außerhalb des HEXE-Energiebereichs bei  $E_{\text{tum}} = 19.2$  keV (Choi *et al.* 1994c). Diese Lage des *Turnover* ist

weiterhin in Übereinstimmung mit der empirischen Korrelation  $E_{\text{cyclo}} \approx 1.8 \dots 2.0 \cdot E_{\text{turn}}$  für die Röntgenpulsare mit direkt bestimmter Linienenergie (Makishima & Mihara 1992).

Die gewählte Linienbreite von  $FWHM=5$  keV ist geringer als die in Kap. 6.3 bestimmte obere Grenze von  $FWHM_{\text{max}}=10$  keV und damit ebenfalls geringer als die Energieauflösung der HEXE bei 35 keV. Aus den HEXE-Messungen kann lediglich eine obere Grenze für  $FWHM$  abgeleitet werden. Die Fixierung bei  $FWHM=5$  keV beeinträchtigt in keine Weise die Qualität der Anpassung, allerdings muß aufgrund der Korrelation von  $FWHM$  mit  $EW$  ein *best-fit*-Ergebnis für  $EW$  auf  $FWHM$  Bezug nehmen. Auch aus diesem Grund wurde das Liniendefizit  $F_G$  eingeführt (Gl. 6.6).

Die Verwendung der Funktion PLTURN-GABS wird durch die Ergebnisse der Pulsphasenspektroskopie motiviert (Kap. 6.6). In Tab. 7.5 sind die *best-fit*-Ergebnisse einer Anpassung an diese Funktion für die  $S$ -OS,  $P$ -OS und  $P$ -OP-Spektren aus Kap. 6 zusammengefaßt.

Spektrum	$\alpha$	$E_{\text{fold}}$ in keV	$E_{\text{cyclo}}$ in keV	Linien- defizit $F_G$ in $10^{-3}$ ph/cm <sup>2</sup> /s	$FWHM$ in keV	$FWHM_{\text{max}}$ ( $1\sigma$ ) in keV
$S$ -OS	$\approx 0.93$	10.7 $\pm 0.6$	33.7 $\pm 1.3$	6.8 $\pm 2.6$	$\approx 5.0$	10
$P$ -OS	0.75 $\pm 0.10$	$\approx 10.66$	34.1 $\pm 0.8$	8.6 $\pm 1.7$	$\approx 5.0$	8
$P$ -OP	$\approx 0.93$	12.5 $\pm 0.9$	35.5 $\pm 1.0$	14.6 $\pm 3.0$	$\approx 5.0$	11

Tabelle 7.5: Zusammenfassung der Fits von PLTURN-GABS an die Spektren  $S$ -OS,  $P$ -OS und  $P$ -OP (vgl. Kap. 6). Die  $1\sigma$ -Obergrenzen der Linienbreite  $FWHM$  wurden unabhängig hiervon mittels Konturen bestimmt.  $\approx$  kennzeichnet fixierte Parameter.

Prantzos & Durouchoux (1984) diskutieren die Korrelation von Linienlage und -intensität für verschiedene Beobachtungen von Her X-1. Sie erhalten eine positive Korrelation und sehen darin eine Unterstützung für ein Modell (Bonazzola *et al.* 1979), in dem das Kontinuumspektrum durch Comptonkühlung und eine Absorptionslinie durch Resonanzstreuung geformt werden. Diese physikalische Interpretation muß als nicht zur Erklärung der Beobachtungen notwendig zurückgewiesen werden, da eine eindeutige numerische Korrelation zwischen den Parametern Linienlage  $E_c$  und Äquivalenzbreite  $EW$  vorliegt (vgl. auch Voges 1984, p.53). Aus diesem Grund wurde bei der Analyse im Rahmen dieser Arbeit die Äquivalentbreite  $EW$  durch das Liniendefizit  $F_G$  als Parameter ersetzt, um die Korrelation zu verringern (Gl. 6.6).

*Source-minus-Off Source Spektrum (S-OS)*

Autoren	Modell	$\alpha$	$E_{\text{fold}}$ in keV	$E_{\text{cyclo}}$ in keV	EW	FWHM in keV
Voges <i>et al.</i> 1982	EXPO·GABS	$\cong 1.0$	12.2 $\pm 0.9$	36.8 $\pm 1.4$	3.2 $\pm 0.6$	$\cong 3.0$
Soong <i>et al.</i> 1990	PLCUT·GABS	1.13 $\pm 0.15$	10.50 $\pm 0.55$	34.8 $\pm 1.1$	5.8 $\pm 1.1$	$\cong 11$
Mihara 1995	PL·FDCO·GABS	0.50 $\pm 0.08$	$\cong 8$	35.6 $\pm 1.0$	16 $\pm 3$	21 $\pm 2$
diese Arbeit	EXPO·GABS	$\cong 1.0$	10.5 $\pm 0.6$	34.1 $\pm 1.1$	3.3 $\pm 1.3$	$\cong 5.0$

*Pulse-minus-Off Source Spektrum (P-OS)*

Autoren	Modell	$\alpha$	$E_{\text{fold}}$ in keV	$E_{\text{cyclo}}$ in keV	EW in keV	FWHM in keV
Voges <i>et al.</i> 1982	EXPO·GABS	$\cong 1.0$	13.5 $\pm 0.7$	37.6 $\pm 0.8$	4.3 $\pm 0.5$	$\cong 4.0$
Tueller <i>et al.</i> 1984	EXPO·GABS'	$\cong 1.2$	9.9 $\pm 1.6$	35.4 $\pm 2.1$	14.5 $\begin{smallmatrix} +13.8 \\ -8.5 \end{smallmatrix}$	8.4 $\begin{smallmatrix} +5.3 \\ -3.3 \end{smallmatrix}$
Soong <i>et al.</i> 1990	PLCUT·GABS	0.99 $\pm 0.15$	11.0 $\pm 0.5$	35.36 $\pm 0.80$	6.65 $\pm 0.90$	$\cong 11$
diese Arbeit	EXPO·GABS	$\cong 1.0$	11.6 $\pm 0.6$	34.1 $\pm 1.1$	4.7 $\pm 1.1$	$\cong 5.0$

*Pulse-minus-Off Pulse Spektrum (P-OP)*

Autoren	Modell	$\alpha$	$E_{\text{fold}}$ in keV	$E_{\text{cyclo}}$ in keV	EW	FWHM in keV
Voges <i>et al.</i> 1982	EXPO·GABS	$\cong 1.0$	15.3 $\pm 1.2$	38.3 $\pm 0.9$	6.0 $\pm 0.9$	$\cong 5.6$
Soong <i>et al.</i> 1990	PLCUT·GABS	0.63 $\pm 0.25$	12.04 $\pm 0.75$	36.28 $\pm 1.05$	8.10 $\pm 1.31$	$\cong 11$
diese Arbeit	EXPO·GABS	$\cong 1.0$	12.9 $\pm 1.2$	35.6 $\pm 1.1$	7.4 $\pm 1.5$	$\cong 5.0$

*Tabelle 7.6: Publierte Fitparameter für das Absorptionsspektrum von Her X-1. Die Funktionen und Parameter sind in Anhang A1 definiert. Mit  $\cong$  gekennzeichnete Parameter wurden fixiert bzw. sind im Falle des Photonenindex  $\alpha$  in der Funktionsdefinition enthalten. Die hier angegebenen Fehlerwerte reflektieren den Fehler für eine gemeinsame Variation der Parameter. Aus diesem Grunde wurden die von Soong (1988) angegebenen Werte mit dem Faktor Fünf multipliziert (vgl. Text).*

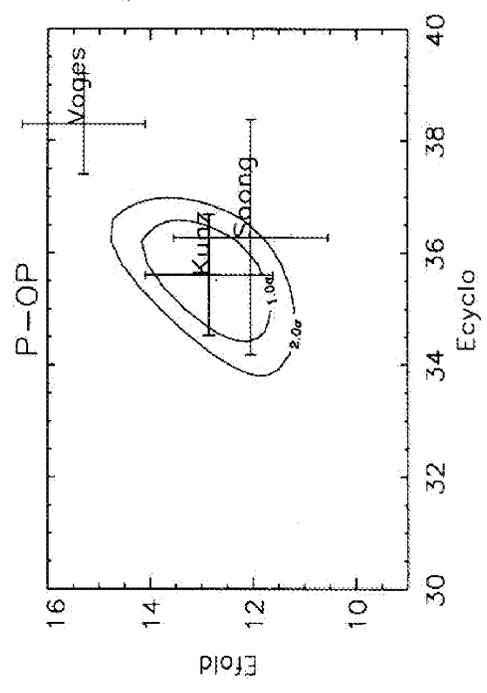
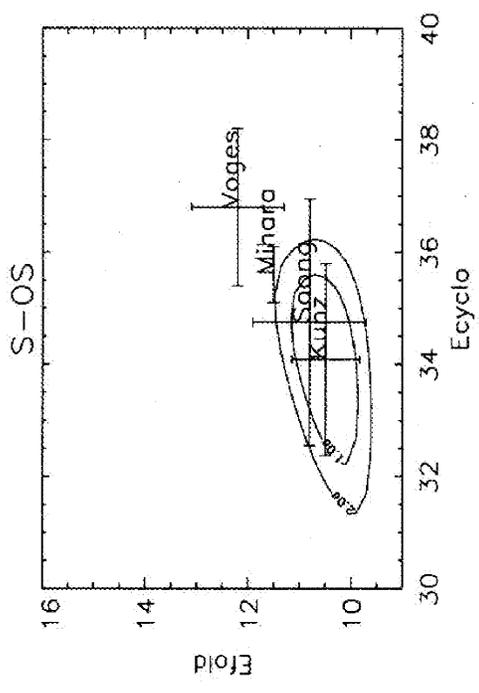
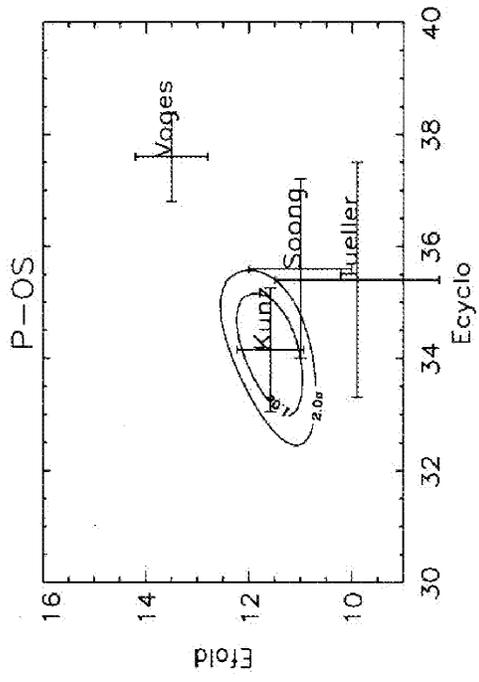


Abbildung 7.8: Die Fitparameter  $E_{\text{cyclo}}$  und  $E_{\text{fold}}$  aus historischen MainOn-Beobachtungen von Her X-1. Die HEXE-Ergebnisse sind als Konturen dargestellt, um die Korrelation der Fitparameter zu illustrieren. Die Parameter und ihre Fehler sind in Einheiten von keV dargestellt. Zu den Bezeichnungen, Funktionsdefinitionen und Fehlerangaben siehe Text und Tab. 7.6.

### 7.3.4 Die Harmonische der Zyklotronresonanzlinie

Die Existenz einer Harmonischen der Zyklotronabsorptionslinie bei  $2 \cdot E_c$  wurde mit mehreren Methoden für verschiedene Datensätze untersucht. Weder  $F_\chi$ -Test noch Konturendarstellung ergaben einen signifikanten Nachweis der Harmonischen im  $S-OS$ ,  $P-OP$ ,  $P-OS$  oder  $P'-OS$ -Spektrum (vgl. Kap. 6.3, 6.4, 6.6). Dieser negative Befund ist auf die Beobachtungsstatistik zurückzuführen, da die Poissonfehler und die systematischen, durch die Hintergrundsubtraktion eingeführten Fehler im Energiebereich  $E > 70$  keV zu groß sind, um das Kontinuum oberhalb  $2 \cdot E_c$  zu etablieren.

Die Beobachtung einer Harmonischen wurde bislang durch Trümper *et al.* (1978) und Mihara *et al.* (1990) berichtet. Die in Emission von Trümper *et al.* mit einer Signifikanz von  $3\sigma$  registrierte Linie konnte durch nachfolgende Experimente (Voges *et al.* 1982, Tueller *et al.* 1984, Soong *et al.* 1990) nicht bestätigt werden. Insbesondere das negative Ergebnis durch Tueller *et al.*, deren Nachweispfindlichkeit für eine schmale Linie mit der berichteten Intensität ausreichend war, stellt die ursprüngliche Entdeckung in Frage. Der Hinweis aufgrund von GINGA-Beobachtungen (Makishima & Mihara 1992) auf Harmonische im harten Röntgenspektrum mehrerer Röntgenpulsare (4U0115+63, Her X-1, X0331+53, Vela X-1 und 4U1907+09) ist auf die Verwendung einer ungeeigneten Fitfunktion (PL-CYAB1-CYAB2) zurückzuführen: wie bereits den Abbildungen in der Arbeit von Makishima & Mihara zu entnehmen ist, wird in allen Fällen mit Ausnahme von 4U0115+63 lediglich der rote Flügel der „Harmonischen“ angepaßt, das Kontinuum oberhalb der Linie ist aufgrund des GINGA-Energiebereiches nicht zu etablieren. In Abb. 7.9 ist der Verlauf der Funktion PL-CYAB1-CYAB2 für die von Mihara *et al.* (1990) angegebenen *best-fit*-Parameter für Her X-1 dargestellt (cf. Tab 7.7). Es ist evident, daß große Werte für die Linienbreite  $W$  und insbesondere für die Tiefe der 2. Linie  $\tau_2$  einen exponentiellen Verlauf des Spektrums simulieren können. Insbesondere nimmt durch die Definition der Absorptionslinie CYAB (vgl. Anhang A1) die Absorption  $\sigma(E)$  für  $E \gg E_c$  einen endlichen Wert  $\tau \cdot (W/E_c)^2$  an und reduziert das Kontinuum entsprechend auf  $\exp(-\tau \cdot (W/E_c)^2)$ . Da weiterhin im Falle von Her X-1 die Leuchtkraft für das *Powerlaw*-Kontinuum mit  $\alpha=0.54$  divergiert, ist der durch Makishima & Mihara berichtete Nachweis einer Harmonischen zumindest im Falle von Her X-1 eindeutig in Frage zu stellen.

In Abb. 7.7 sind die Zählratenspektren dargestellt, die mit HEXE im *MainOn* beobachtet wurden bzw. nach den Angaben von Mihara *et al.* (1991) für die Funktion PL-CYAB1-CYAB2 zu erwarten sind. Die Diskrepanz im Energiebereich  $E > 40$  keV ist eklatant, wie insbesondere aus den Residuen ersichtlich ist.

Autoren	Funktion	$\alpha$	$E_{\text{cyclo}}$ in keV	$\tau_1$	$\tau_2$	$W$ in keV
Mihara <i>et al.</i> 1991 Mihara 1995	PL-CYAB1-CYAB2	0.54	33.2(4)	1.9(1)	3.2(7)	13.2(1.0)
diese Arbeit	PL-CYAB1-CYAB2	0.54	34.4(7)	1.6(2)	2.9(3)	<7

Tabelle 7.7: Formale Fitparameter für das *Source-minus-Off Source* Spektrum ( $S-OS$ ) von Her X-1 für eine Funktion mit zwei Absorptionslinien.

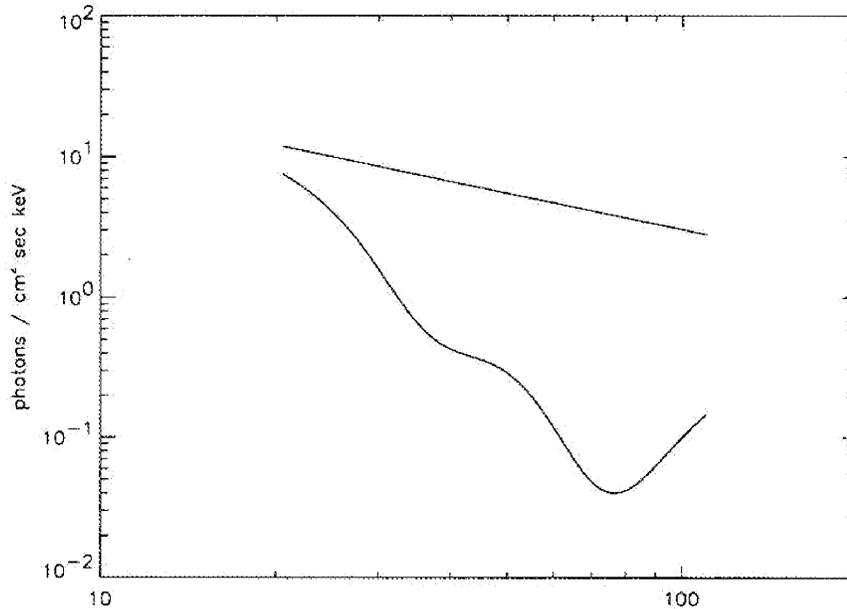


Abbildung 7.9: Darstellung der Funktion PL-CYAB1-CYAB2. Das differentielle Photonen-spektrum mit den von Mihara et al. (1990) angegebenen best-fit-Parametern im Energiebereich 20-110 keV. Das unabsorbierte Powerlaw-Kontinuum ist ebenfalls eingetragen. Im Text wird erläutert, daß durch die beiden Absorptionsterme ein exponentieller Kontinuumverlauf simuliert werden kann, weshalb diese Anpassung zurückzuweisen ist.

Der Versuch, die Harmonische in  $P$ -OS bzw.  $P'$ -OS zu etablieren, war ebenfalls erfolglos. Harding (1994) zufolge nimmt die relative Stärke der Harmonischen für kleine Beobachtungswinkel gegen die Feldrichtung ( $\vartheta \approx 0$ ) stark ab. Für die in Kap. 7.2.2 aufgezeigte *pencil beam*-Geometrie ist demnach die Harmonische im Pulsmaximum schwächer ausgeprägt, das negative Ergebnis trotz der verbesserten Statistik bei Verwendung von  $P$ -OS erklärbar. Für Plasmatemperaturen  $kT \leq E_c$  befinden sich die Elektronen fast ausschließlich im Landau-Grundzustand  $n=0$ , die Besetzungsdichte höherer Niveaus wird nicht thermisch, sondern durch das Strahlungsfeld determiniert (Wang, Wasserman & Salpeter 1988).

## 7.4 Pulsphasenspektroskopie

In Kap. 6.6 wurde anhand der HEXE-Beobachtungen gezeigt, daß das Hochenergiespektrum von Her X-1 mit der Pulsphase signifikant variiert. Dies gilt sowohl für den Kontinuumverlauf wie für Lage und Ausprägung der Zyklotronabsorption. Nachfolgend werden diese Ergebnisse im Kontext historischer Beobachtungen sowie theoretischer Untersuchungen diskutiert. In Kap. 2.6 wurde dargestellt, daß die quantitative Lösung des Strahlungstransfers in magnetisierten Plasmen nur unter stark vereinfachenden Annahmen gelingt, so daß nur ein Bezug auf die qualitativen Ergebnisse gerechtfertigt scheint.

*„Despite the considerable complexity of present accretion column models for neutron stars, it is probably fair to say that they still neglect too many important physical effects for detailed comparison with X-ray observations to be worthwhile.“* (Zitat aus: Frank, King & Raine 1985)

### 7.4.1 Historische Untersuchungen

Pulsphasenaufgelöste Spektroskopie wurde durchgeführt von Pravdo *et al.* (1978), Voges *et al.* (1982), Soong *et al.* (1990), Kahabka (1987) und Mihara *et al.* (1991). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abb. 7.10 zusammengefaßt. Diese werden grundsätzlich in Form von Parametervariationen als Funktion der Pulsphase dargestellt. Es gilt auch hier die Einschränkung von Kap. 7.3: die Wertebereiche der Parameter sind in gewissem Maße von der Wahl der Fitfunktion abhängig (vgl. auch Tab. 7.3).

Pravdo *et al.* (1978) untersuchten historisch erstmals die Variation des Kontinuumspektrums eines Röntgenpulsars mit der Pulsphase. Sie fanden eine signifikante Variation des Photonenindex  $\alpha$  bei der Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem *Turnover* (PLTURN) an OSO-8-Daten von Her X-1.  $\alpha$  variiert stetig im Intervall 1.1...0.4, der Verlauf ist symmetrisch zu einem Phasenpunkt im Abfall nach dem Pulsmaximum (Abb. 7.10.a). Dieser *Spectral Pulse* kann den Autoren zufolge durch eine Emissionsgeometrie vom *Pencil beam*-Typ erklärt werden. Weder die Lage des *Turnover*  $E_t$  noch die Faltungenergie  $E_f$  variieren signifikant. Eine Linienstruktur ist aufgrund des Empfindlichkeitsbereiches des Detektors nicht notwendig zur Beschreibung des exponentiellen Verlaufs.

Voges *et al.* (1982) beobachteten erstmals die Variation der durch Trümper *et al.* (1977, 1978) entdeckten Zyklotronresonanzlinie mit der Pulsphase. Beidesmal wurde ein ballongetragenes Vorläufermodell der MIR-HEXE eingesetzt. Die Analyse wurde für eine Linie in Emission (EXPO+GEM) durchgeführt, so daß die publizierten Werte der Parameter  $E_f$ ,  $E_c$  und  $I_G$  hier nur bedingt aussagekräftig sind. Weder die Faltungenergie  $E_f$  noch der auf die Kontinuumsintensität bezogene Linienfluß  $I_G/I_0$  variieren demnach signifikant. Die Variation der Emissionslinienlage  $E_c$  um den Mittelwert  $\langle E_c \rangle = 39(4)$  keV wurde durch eine Cosinusfunktion beschrieben:

$$E_c(\varphi) = \langle E_c \rangle + \Delta E_c \cdot \cos(2\pi(\varphi - \varphi_0)) \quad (7.3)$$

Die Semiamplitude der Variation ist  $\Delta E_c = 14.5(3.5)$  keV,  $\varphi_0$  ergibt das Maximum der Linienlage um  $25^\circ(13^\circ)$  vor dem Maximum des Hauptpulses (Abb. 7.10.b).

Soong *et al.* (1990) bestätigten die Variation der Linienlage in Phase und Amplitude bei Untersuchung in Emission. Eine Analyse derselben HEAO-1 A4-Daten in Absorption (PLCUT-GABS) ergab eine wesentlich geringere Semiamplitude der Variation von ca. 6 keV, das Maximum der Linienlage fällt in etwa mit dem Maximum des Hauptpulses zusammen. Somit kann aus dem Ergebnis von Voges *et al.* mittelbar auf die Phasenlage einer Absorptionslinie geschlossen werden. Photonenindex  $\alpha$ , Faltungenergie  $E_f$  und Äquivalentbreite  $EW$  variieren ebenfalls signifikant (Abb. 7.10.c). Die massive Unterschätzung der statistischen Fehler sei allerdings nochmals betont (vgl. Kap. 7.3). Die Lage des *Cutoff*  $E_{cut}$  ist konstant.

Kahabka (1987) bestätigte die von Pravdo *et al.* entdeckte Variation von  $\alpha$  in Amplitude und Symmetrielage bezüglich des *Trailing Edge*. Allerdings sei auf die z.T. mangelhafte Qualität der  $\chi^2$ -Anpassung hingewiesen, die Werte von  $\chi^2_r = 10...100$  im Puls ergibt.

Mihara *et al.* (1991) schließlich erhielten ebenfalls eine Variation des Photonenindex zwischen  $\alpha = 1.0...0.2$ . Die Ergebnisse für die Parameter  $E_f$ ,  $E_c$  und  $EW$  (bei Anpassung von PL-FDCO-GABS) müssen allerdings aus mehreren Gründen in Frage gestellt werden, die letztlich auf den effektiven Energiebereich von GINGA zurückgehen. Aus Abb. 7.10.d ist die extreme Korrelation von  $\alpha$ ,  $E_f$  und  $EW$  offensichtlich, so daß die Fixierung (!) von  $E_f$  beim jeweiligen formalen *best-fit*-Wert systematische Fehler in  $\alpha$  und  $EW$  induziert. Wie in Kap. 7.3 gezeigt wurde, sind die Aussagen über die Linienlage  $E_c$  ebenfalls nicht aussagekräftig.

Zusammenfassend können folgende Beobachtungen als etabliert, da robust gegen die jeweiligen Modellannahmen angesehen werden: (a) die Variation des *Powerlaw*-Kontinuums mit  $\alpha$  im Intervall  $\approx 1.1 \dots 0.4$ , welche symmetrisch bezüglich des *Trailing Edge* des Hauptpulses ist (Pravdo *et al.*, Soong *et al.*, Kahabka 1987); (b) die Variation des exponentiellen Kontinuums (Soong *et al.*) sowie (c) die Variation der Absorptionslinienlage etwa in Phase mit dem Pulsmaximum (Soong *et al.* sowie auch Voges *et al.* durch Induktion). (d): Die Äquivalentbreite *EW* der Absorptionslinie variiert in Phase mit der Pulsation. „In Phase“ soll bedeuten, daß ein Parameter seinen Maximalwert bei der Phasenlage des Pulsmaximums annimmt.

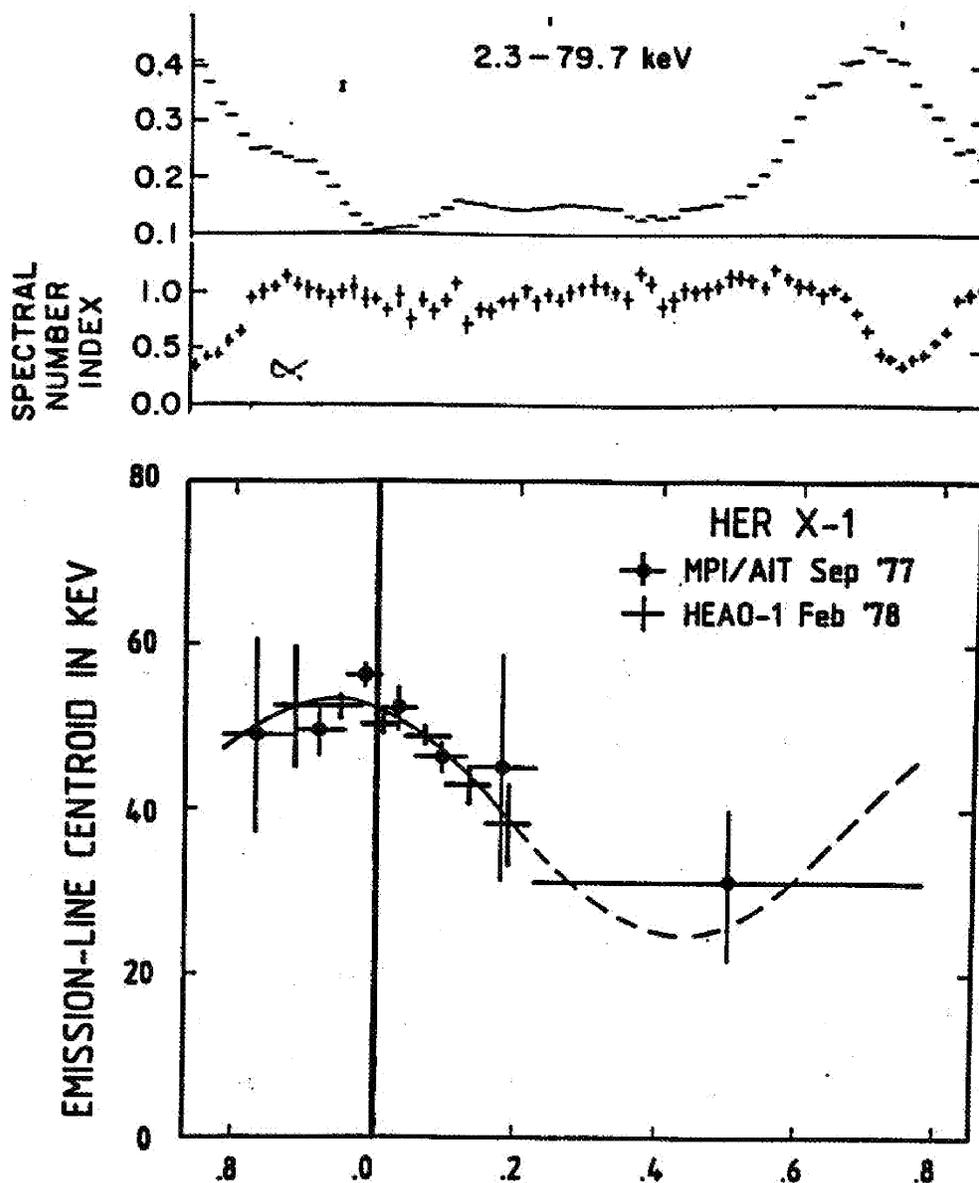


Abbildung 7.10 a,b: Die Variation von spektralen Parametern mit der Pulsphase  $\varphi$ . Oben (a): Der Photonenindex  $\alpha(\varphi)$ , als Referenz ist die mit OSO-8 beobachtete Pulsform dargestellt (Pravdo *et al.* 1978). Unten (b): die Phasenvariation der Emissionslinienlage  $E_c(\varphi)$  in keV. Voges (1984) faßt die Fit-Ergebnisse für Ballou-HEXE und HEAO-1 A4 zusammen und paßt eine Cosinusfunktion an. Die senkrechte Linie markiert die Lage des Pulsmaximums.

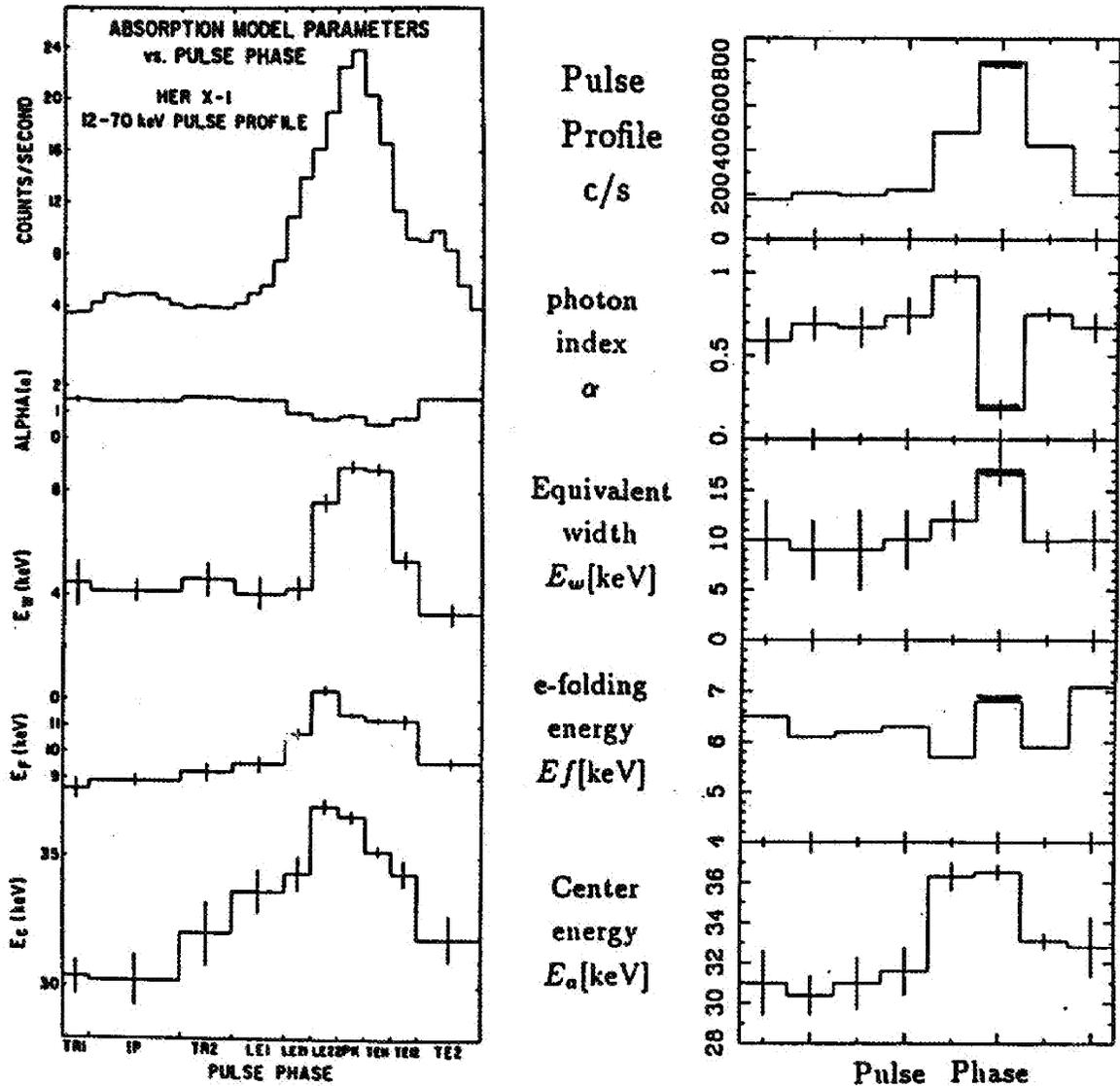


Abbildung 7-10 c,d: Die Variation von spektralen Parametern mit der Pulsphase  $\phi$ . Zur Bewertung der Fehlermaße und numerischen Korrelationen siehe Text. Links (c): Parameterverlauf für eine Anpassung der Funktion PLCUT-GABS an Daten von HEAO-1 A4 (Soong 1990). Rechts (d): Anpassung der Funktion PL-FDCO-GABS an GINGA-Daten (Mihara 1995). Die Faltungsenergie wurde jeweils fixiert. Die numerische Korrelation der Fitparameter im Pulsmaximum ist evident.

## 7.4.2 Diskussion der HEXE-Ergebnisse

In Kap. 6.6 wurde gezeigt, daß unabhängig von der Wahl der Fitfunktion das Kontinuum im Bereich  $E > 20$  keV und die Absorptionslinienparameter mit der Pulsphase variieren.

Die Anpassung an ein Exponentialgesetz mit Absorptionslinie (EXPO-GABS) ergab eine Variation der Faltungenergie etwa zwischen  $E_f = 10 \dots 12$  keV symmetrisch zum *Trailing Edge*. Da die von Soong *et al.* verwendete Fitfunktion (PLCUT-GABS) oberhalb  $E_{\text{cut}}$  identisch mit EXPO-GABS ist, ist dieses Ergebnis im Rahmen der statistischen Fehler in guter Übereinstimmung mit Soong *et al.*, die  $E_{\text{cut}} = 9 \dots 12$  erhalten. Während allerdings Soong *et al.* eine Variation in Phase mit dem Puls erhalten, ist den HEXE-Ergebnissen zufolge die Variation von  $E_f$  eindeutig symmetrisch bezüglich des *Trailing Edge*, d.h. es weist dieselbe Symmetrielage auf wie der von Pravdo *et al.* bestimmte, phasenabhängige *Powerlaw*-Index  $\alpha(\varphi)$  (s.u.).

Die Linienlage variiert in Phase mit dem Puls zwischen ca. 30 und 34 keV, die Äquivalentbreite desgleichen im Intervall 2...5.5 (für  $FWHM = 5$  keV). Beides ist in Übereinstimmung mit Soong *et al.*, wobei der Betrag der Äquivalentbreite empfindlich gegen die Festlegung der Linienbreite  $FWHM$  ist (Gl. 6.6). Eine Quantifizierung wird nachfolgend vorgenommen.

Die Anpassung der phasenaufgelösten Spektren an ein Potenzgesetz mit exponentiellem *Turnover* und gaußförmiger Absorptionslinie (PLTURN-GABS) ist verträglich mit einem konstanten Wert der Faltungenergie  $E_f$  bei gleichzeitiger Variation des Photonenindex  $\alpha$ . Der Verlauf von  $\alpha(\varphi)$  ist in Phasenlage und Amplitude in hervorragender Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Pravdo *et al.* und Kahabka *et al.*, die für einen unabhängigen Energiebereich erhalten wurden! Somit kann das phasenabhängige Kontinuumspektrum von Her X-1 im gesamten Energiebereich von 1 keV bis 100 keV zufriedenstellend mit einer einzigen funktionalen Form beschrieben werden. Das *Spectral Hardening* im Puls unterstützt die Vorstellung einer *pencil beam*-Emissionscharakteristik (White, Swank & Holt 1983), die demnach sowohl im Energiebereich unterhalb wie oberhalb 20 keV vorliegt. Die in Kap. 7.2 durch Analyse der HEXE- und EXOSAT-Pulsprofile erhaltene Befund wird demnach bestätigt.

Der nichtthermische, durch ein Potenzgesetz parametrisierte Kontinuumverlauf kann mittels Modellen reproduziert werden, bei denen weiche Röntgenphotonen („*seed photons*“) mit  $E = 1 \dots 2$  keV durch resonante Bremsstrahlung sowie 2-Photonen-Prozesse (vgl. Kap. 2.6) erzeugt werden (Mészáros & Nagel 1985a, Alexander & Mészáros 1991b). Diese *seed*-Photonen erzeugen durch die Wechselwirkung mit den Elektronen des heißen Plasmas der Temperatur  $kT$  ein Potenzgesetzespektrum bis zu einer Energie  $E_{\text{turn}} \approx kT$  (Mészáros 1986).

Es sei nochmals betont, daß im Energiebereich  $E > E_{\text{turn}}$  die Variation von  $\alpha$  bei fixiertem  $E_{\text{fold}}$  äquivalent zur Variation von  $E_{\text{fold}}$  bei Verwendung der Funktionen von Soong *et al.* (PLCUT-GABS) bzw. Voges *et al.* (EXPO-GABS) ist, die implizit ein fixiertes  $\alpha$  aufweisen. Der Wert für die Faltungenergie  $E_{\text{fold}} = 10.7(6)$  keV ist in guter Übereinstimmung mit den Phasenmitteln von Voges *et al.*, Soong *et al.* und Tueller *et al.* (1984) (vgl. Tab. 7.6).

Harding (1994) und White, Swank & Holt (1983) stellen fest, daß bei Plasmatemperaturen  $kT \leq E_c$  der dominierende Kühlprozeß für das akkretierte Plasma resonante Bremsstrahlung (die sgn. „Zyklotronkühlung“ ist), wobei im wesentlichen nur das erste angeregte Landau-Niveau besetzt werden kann ( $\Delta n = 1$ ) (cf. Nelson *et al.* 1993). Somit stellt das Magnetfeld einen wirksamen Thermostat (Krolik 1994) für die Temperatur  $kT$  des Elektronenplasmas dar, in der Dipolnäherung ist die Magnetfeldstärke  $B$  ein Maß hierfür:  $kT \sim B$ . Da sowohl Lage  $E_{\text{turn}}$  als auch Faltungenergie  $E_{\text{fold}}$  des exponentiellen *Turnover* proportional zur Plasmatemperatur

sind (Nagel 1981, Mészáros 1986), ist die Konstanz von  $E_f$  ein Indiz für die Stabilität der Plasmatemperatur über lange Zeiträume hinweg. Die Phasenunabhängigkeit von  $E_{fold}$  weist darauf hin, daß die Plasmatemperatur konstant über die im Verlauf der Pulsphase beobachteten Emissionsregionen ist.

Die Lage der Absorptionslinie  $E_c$  variiert im Intervall  $E_c \approx 30...37$  keV, das Maximum von  $E_c$  wird im oder leicht vor dem Maximum des Hauptpulses erreicht. Diese Phasenlage ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Soong *et al.*, und, sofern die Phasenrichtigkeit der Emissionslinienvariation von Soong *et al.* und Voges *et al.* als Indiz genommen wird, auch in Übereinstimmung mit Voges *et al.*. Diese Phasenbeziehung zwischen Absorptionslinienlage  $E_c$  und Hauptpuls-Maximum ist ein weiteres starkes Indiz dafür, daß die Emissionscharakteristik von Her X-1 vom *pencil beam*-Typus ist, d.h. bevorzugt in Feldrichtung stattfindet (Mészáros & Nagel 1985b, Nagel 1981). In *pencil beam*-Geometrien ist die Emissionsregion eine Scheibe („*slab*“), deren Skalenhöhe nur wenige Meter beträgt (Harding 1994).

Die Amplitude der Linienvariation kann nicht ausschließlich durch die relativistische Korrektur der Resonanzbedingung gemäß (Harding & Daugherty 1991)

$$E_c = \frac{m_e c^2}{\sin^2 \vartheta} \left\{ \sqrt{1 + 2nB' \sin^2 \vartheta} - 1 \right\}$$

$$B' = B / B_{crit} \quad (7.4)$$

$$B_{crit} = \frac{m^2 c^3}{e\hbar} = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ Gauss}$$

erzielt werden, da für das mittlere Oberflächenmagnetfeld von Her X-1 mit  $B' \approx 0.1$  selbst bei idealer Winkelgeometrie die relative Variation von  $E_c$  kleiner als 4% ist (vgl. Abb. 7.11).

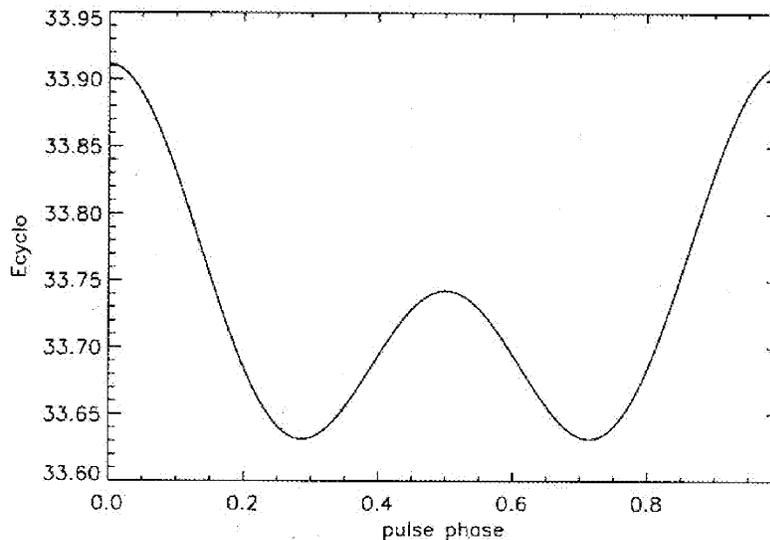


Abbildung 7.11: Die Variation der Linienlage  $E_{cyclo}$  mit der Pulsphase gemäß Gl. 7.4, dargestellt in keV. Zur Abbildung des Winkels  $\theta_1$  zwischen Dipol- und Rotationsachse auf die Pulsphase wurde in Gl. 2.40  $\theta_1 \approx 20^\circ$  und  $\theta_0 = i = 84^\circ$  angenommen,  $B$  ist  $3 \cdot 10^{12}$  G. Die durch die relativistische Korrektur verursachte Amplitudenvariation ist offensichtlich nicht ausreichend zur Erklärung der Beobachtungen (vgl. Text).

Unter Annahme einer reinen Dipolgeometrie

$$B(r) = B(r_0) \cdot \frac{\cos \vartheta}{(r/r_0)^3} \quad (7.5)$$

ist es für eine Variation von  $\Delta E_c/E_c \approx 10\%$  mit der Pulsphase erforderlich, daß die effektive Emissionregion in der Höhe um  $\Delta R/R \approx 3\%$  oder lateral um  $\vartheta \approx 30^\circ$  variiert. Als typische laterale Ausdehnung der Polkappen wird  $\vartheta \approx 5^\circ$  angenommen (e.g. Frank, King & Raine 1985), so daß eine Linienvariation aufgrund lateraler Wanderung des Emissionsgebietes zurückzuweisen ist. Für *slab*-Emission beträgt die typische Skalenhöhe der Atmosphäre wenige Meter (Harding 1994), wogegen  $\Delta R/R \approx 3\%$  für einen Neutronensternradius von  $R=10$  km eine Höhenvariation von etwa 300 m erfordert. Bulik *et al.* (1992) führen die Variation der Linienlage bei 4U1538 auf Abweichungen von der Dipolgeometrie zurück, wobei in diesem Falle nicht entscheidbar ist, ob ein nicht antipodales Dipolmoment oder lokale Störungen des Feldes verantwortlich sind. Ersteres wird im Falle von Her X-1 durch die Pulsprofilanalyse nahegelegt (vgl. Kap. 7.2.2). Mészáros & Riffert (1988) untersuchen die Variation einer Emissionslinienlage unter dem Einfluß allgemeinrelativistischer Ablenkung und sind in der Lage, die bei Her X-1 unter (fälschlicher) Annahme von Emission erhaltenen Linienvariationen zu reproduzieren. Eine weitere Erklärungsmöglichkeit für die Phasenänderung von  $E_c$  besteht darin, daß die Pole eine unterschiedliche Oberflächenfeldstärke aufweisen, so daß bei Zugrundelegung der Pulsprofilzerlegung von Kap. 7.2.2 die Linienlage im Hauptpuls durch Pol 1 mit einem Magnetfeld von  $B_1 \approx 3 \cdot 10^{12}$  G, die im Interpuls durch Pol 2 mit  $B_2 \approx 2.5 \cdot 10^{12}$  G verursacht wird. In Anbetracht der unzureichenden statistischen Signifikanz der Beobachtungsdaten insgesamt sowie der bei der Modellierung von Akkretionssäulenatmosphären auftretenden Probleme (vgl. Kap. 2.6) kann hierüber keine Aussage getroffen werden.

Aus den HEXE-Beobachtungen ergibt sich für die Linienbreite einer Absorptionslinie  $FWHM < 10$  keV. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Resultaten von Voges *et al.* (1982) und Soong *et al.* (1990), die in Absorption aufgrund der Energieauflösung der Detektoren ebenfalls nur obere Grenzen angeben konnten. Mit dem von Tueller *et al.* (1984) verwendeten hochauflösenden Germaniumdetektor wurde die Linienbreite zu  $FWHM = 8.4_{-3.3}^{+5.3}$  keV bestimmt. Als Ursachen für eine endliche Linienbreite mit  $FWHM < 10$  keV kommen in Betracht (vgl. Trümper *et al.* 1978)

(a) Dopplerverbreiterung im Plasma der Temperatur  $kT$ , das in z-Richtung eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung aufweist:

$$\frac{FWHM_D}{E_{cycl}} = \cos \theta \cdot 2 \cdot \sqrt{\ln 2 \cdot \frac{kT}{m_e c^2}} \quad (7.6)$$

bei Beobachtung unter einem Winkel  $\theta$  gegen die Bewegungs-, d.h. Magnetfeldrichtung. Für die in Kap. 7.2.2 nachgewiesene *pencil beam*-Emissionscharakteristik gilt  $\cos \theta \leq 1$ , für  $kT \approx 10$  keV ist somit  $FWHM_D \leq 11$  keV. Damit kann aufgrund der Messungen ausgeschlossen werden, daß das emittierende Plasma eine Temperatur aufweist, die größer als die das Röntgenkontinuum charakterisierende Temperatur  $kT$  ist. Trümper *et al.* (1977) hatten diese Möglichkeit für eine dem Kontinuum additiv aufgeprägte Emissionslinie erörtert.

(b) Linienverbreiterung durch Integration über Wechselwirkungsgebiete unterschiedlicher Magnetfeldstärke. In Analogie zu der Argumentation über die Pulsphasenvariation der Linienlage  $E_c$  (s.o.) kann eine endliche Ausdehnung  $\Delta \vartheta$  in lateraler Richtung oder Höhe  $\Delta z$  angesetzt werden. Aus  $FWHM < 10$  keV folgt für eine Dipolgeometrie (Gl. 7.5) und  $R_{NS} \approx 10$  km als obere

Grenze  $\Delta z < 1$  km. Für die laterale Ausdehnung folgt formal mit Gl. 7.5  $\Delta\vartheta < 70^\circ$ . Da die Polkappen von akkretierenden Röntgenpulsaren eine typische Ausdehnung von  $\Delta\vartheta \approx 5^\circ$  aufweisen, ist dieser Beitrag zur Linienverbreiterung vernachlässigbar, sofern eine Dipolgeometrie unterstellt wird.

(c) Linienverbreiterung durch Inhomogenität des Magnetfeldes. Die Magnetfeldgeometrie und -stärke wird durch den inneren Aufbau des Neutronensterns bestimmt und in der Kruste „eingefroren“ (vgl. Ruderman 1991). Aus  $FWHM/E_c < 0.3$  läßt sich die Variation der lokalen Feldstärke über die Entstehungsregion der Absorptionslinie mit  $\Delta B/B < 0.3$  nur wenig eingrenzen.

Unter der Annahme, daß Kontinuummmission und Linienabsorption in einer gemeinsamen Plasmaregion über der Polkappe stattfinden – oder mittels der schwächeren Forderung, daß die Temperaturen von *hot spot* und Absorptionsregion identisch sind – ergibt sich bereits eine Linienbreite von  $FWHM_D \approx 8$  keV im Pulsmaximum, wenn diese durch Dopplerverbreiterung verursacht ist. Aus den HEXE-Beobachtungen wurde für das *P-OS*-Spektrum  $FWHM < 8$  keV ermittelt (Tab. 7.5). Somit ist dieser Effekt bereits ausreichend zur Erklärung endlicher Linienbreiten, die Beiträge insbesondere der Feldinhomogenität (c) sind demnach geringer. Die zuvor diskutierte Variation der Linienlage  $\Delta E/E_c$  um 10% kann dennoch durch solche Inhomogenitäten verursacht werden; eine weitere Einschränkung ist aufgrund des geringen Energieauflösungsvermögens der verwendeten Detektoren bislang nicht möglich.

Zur Untersuchung des Liniendefizites wurde – wie in Kap. 6.6 erläutert – das Integral des Liniendefizites  $F_G$  anstelle der Äquivalentbreite  $EW$  benutzt (Gl. 6.6). Hiermit wird die numerische Korrelation des Liniendefizits mit  $E_c$  und  $FWHM$  verringert. Für die Phasenvariation des Liniendefizits  $F_G$  gilt näherungsweise

$$F'_G = (I'_0)^x \quad (7.7)$$

$$x = 1.5 \pm 0.2$$

$F'_G = F_G / (10^{-3} \text{ Photonen/cm}^2/\text{s})$  und  $I'_0 = I_0 / (10^{-3} \text{ Photonen/cm}^2/\text{s/keV})$  bezeichnen einen dimensionslosen Linien- bzw. Kontinuumsfluß. Demnach ist die Absorption im Pulsmaximum mit  $x > 1$  überproportional groß. Für eine *pencil*-Geometrie ist folglich die Absorption in Richtung des magnetischen Feldes erhöht.

Für parallel zur Feldrichtung propagierende Photonen ist der elektrische Dipolvektor senkrecht zur Magnetfeldachse orientiert, diese sind somit grundsätzlich X-Moden-Photonen. Für ein unpolarisiertes Strahlungsfeld senkrecht zur Magnetfeldachse sind O- und X-Moden-Photonen gleichermaßen im Ensemble vertreten. Da sich für den O-Modus der energieabhängige Streuquerschnitt in der Umgebung von  $E_c$  kontinuierlich ändert, der für den X-Modus hingegen resonant zunimmt, ist das relative, auf den Kontinuumsfluß normierte Liniendefizit in Magnetfeldrichtung stärker ausgeprägt als senkrecht dazu (Nagel 1981), es folgt  $x > 1$ . Die mit HEXE erstmals signifikant beobachtete Pulsphasenvariation des Liniendefizites gemäß Gl. 7.7 stellt eine Randbedingung an Modelle des Strahlungstransfers dar. Die mittels der Zerlegung des Pulsprofils abgeleitete *pencil beam*-Charakteristik wird durch diese unabhängige Analyse bestätigt.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Der Gegenstand dieser Arbeit war die Auswertung und Interpretation von Beobachtungen, die mit dem Instrument HEXE im Zeitraum 1987/88 an dem Röntgenpulsar Her X-1 durchgeführt wurden. Die Zeit- und Energieauflösung von HEXE im Bereich  $E > 20$  keV erlaubten es, die Pulsation sowie das pulphasengemittelte und -aufgelöste Spektrum zu studieren.

### Pulsperiodenentwicklung

Für fünf Beobachtungsepochen des *MainOn*-Zustandes von Her X-1, die einen Beobachtungszeitraum von ca. 500 Tagen überdecken, konnten Pulsperioden etabliert werden. Die Ergebnisse sind konsistent mit einer GINGA-Beobachtung in demselben Zeitraum und bestätigen den langfristigen *Spin Up* von Her X-1.

### Phasengemitteltes *MainOn*-Spektrum

Das pulphasengemittelte *MainOn*-Spektrum wurde untersucht, indem diverse spektrale Formen an die Beobachtungsdaten angepaßt wurden. Die Beobachtungsdaten sind mit einem exponentiellen Kontinuumverlauf des Spektrums oberhalb der *Cutoff*-Energie verträglich. Eine Absorptionslinie ist notwendig zur Beschreibung des phasengemittelten harten Röntgenspektrums, die obere Grenze für die Linienbreite beträgt  $FWHM < 10$  keV. Im Rahmen der Energieauflösung des HEXE-Instrumentes konnte diese nicht genauer eingegrenzt werden, ist aber in guter Übereinstimmung mit der Linienbreite, die mit einem hochauflösenden Germaniumdetektor ermittelt wurde (Tueller *et al.* 1984).

Mit den vorliegenden Daten war es erstmals möglich, die Existenz der Zyklotronresonanzlinie eindeutig in Absorption nachzuweisen, eine Emissionslösung ist für konvexe Kontinua nicht verträglich mit den Beobachtungsdaten. Frühere Beobachtungen hatten allenfalls marginale Hinweise darauf ergeben, daß eine Absorptionslinie vorzuziehen ist.

Der signifikante Nachweis einer Harmonischen der Absorptionslinie bei  $2 \cdot E_c$  gelang mit den vorliegenden Daten nicht, da die Sensitivität der Beobachtungen auf den Energiebereich  $E < 70$  keV begrenzt war. Es wurde außerdem nachgewiesen, daß die Veröffentlichungen der GINGA-Gruppe über die Existenz der Harmonischen in den Spektren mehrerer Röntgenpulse in der Mehrzahl der Fälle, u.a. auch bei Her X-1, auf die Verwendung einer unphysikalischen Kontinuumdefinition zurückzuführen und damit zurückzuweisen sind.

Eine Untersuchung wurde vorgenommen, die historische Absorptionslinienmessungen durch Voges *et al.* (1982), Tueller *et al.* (1984), Soong *et al.* (1990) und Mihara (1995) prüft und gegenüberstellt. Die möglichen physikalischen Ursachen für eine säkulare Variation des Magnetfeldes und damit der Linienlage  $E_c$  wurden den systematischen Effekten gegenübergestellt,

die aus den Beobachtungsbedingungen und Analysemethoden resultieren. Hieraus ergab sich, daß im Lichte der veröffentlichten Messungen die zeitliche Konstanz sowohl des Oberflächenmagnetfeldes wie auch der Plasmatemperatur plausibel ist. Außerdem wurde gezeigt, daß Korrelationen von Linienlage und -amplitude auf numerische Effekte zurückzuführen sind.

### Phasenvariation des harten Röntgenkontinuums

Die HEXE-Ergebnisse zeigen, daß die Form des Kontinuums signifikant mit der Pulsphase variiert. Es wurde erstmals gezeigt, daß diese Variation im Energiebereich  $E > 20$  keV die unabhängigen Ergebnisse im weichen Röntgenbereich (Pravdo *et al.* 1978, Kahabka 1987) exakt reproduziert. Dies bezieht sich auf die Variation des Photonenindex  $\alpha(\varphi)$  sowohl in der Amplitude als auch in der Symmetrielage, die sich in der abfallenden Flanke des Hauptpulses befindet. Aus der Beobachtung, daß das Kontinuumspektrum von Her X-1 im gesamten Energiebereich von 2...100 keV durch einen gemeinsamen Photonenindex  $\alpha(\varphi)$  beschreibbar ist, folgt unmittelbar, daß die effektive Plasmatemperatur konstant über die Pulsphase ist. Diese Befunde sind in Einklang mit den Ergebnissen numerischer Simulationen, wonach das Röntgenspektrum durch *Up-scattering* weicher Photonen im Elektronenplasma der Temperatur  $kT$  durch ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall beschreibbar ist.

### Emissionscharakteristik

Durch eine Zerlegung des Pulsprofils in symmetrische Anteile und die Analyse der Pulsphasenvariation von Linienlage und -defizit konnte unabhängig gezeigt werden, daß die Emissionscharakteristik der Emissionsgebiete im harten Röntgenbereich  $E > 20$  keV vom *pencil beam*-Beitrag dominiert ist.

Die Zerlegung des Pulsprofils in zwei phasenumkehrsymmetrische Beiträge ergibt im HEXE- und im EXOSAT-Energiebereich übereinstimmend, daß (a) die Emissionsgebiete von der antipodalen Lage um ca.  $20^\circ$  abweichen und (b) der Hauptpuls von der *pencil beam*-Emission des einen, der Zwischenpuls von der *fan beam*-Emission des anderen Emissionsgebiets dominiert ist. Die Abnahme des *fan beam*-Beitrages mit zunehmender Quantenenergie  $E$  ist in Übereinstimmung mit der Abnahme des gepulsten Anteils  $PF(E)$ . Die Symmetrielage von  $\alpha(\varphi)$  und die Symmetrielage des Pulsbeitrages des 2. Poles bei der Pulsprofilzerlegung sind im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit identisch.

Die Linienlage  $E_c(\varphi)$  nimmt ihr Maximum in Phase mit der Pulsation an. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit Soong *et al.* (1990) sowie – durch Induktion – mit Voges *et al.* (1982). Diese Phasenlage ist ein starkes Indiz für eine *pencil beam*-Emission der *hot spots*. Die aufgrund relativistischer Effekte prognostizierte Modulation von  $E_c$  ist nicht ausreichend zur Erklärung der HEXE-Beobachtungen. Sie kann u.a. durch die Beiträge zweier Emissionsregionen erklärt werden, die eine unterschiedliche effektive Feldstärke aufweisen.

Mittels der HEXE-Beobachtungen wurde erstmalig nachgewiesen, daß das relative Liniendefizit  $F_C/I_0$  signifikant über die Pulsphase variiert. Die Beobachtung, daß es im Pulsmaximum ebenfalls seinen größten Wert annimmt, stützt das *pencil beam*-Modell, da der Streuquerschnitt für ein unpolarisiertes Photonenensemble parallel zur Feldrichtung erhöht ist.

## Einordnung und Ausblick

Trotz der Einschränkungen, denen die vorliegende Auswertung aufgrund der begrenzten effektiven Beobachtungszeit und der geringen Energieauflösung der MIR-HEXE unterworfen war, konnten substantiell neue Erkenntnisse gewonnen werden. Dazu zählen die Zurückweisung der Emissionslösung, die hervorragende Übereinstimmung in der Pulsphasenvariation des Kontinuums über den gesamten Röntgenbereich von 2...100 keV sowie der eindeutige Nachweis, daß die Emissionscharakteristik der Emissionsregionen vom *pencil beam* dominiert ist. Einen wesentlichen Beitrag zur Qualität der Ergebnisse leistet die zur Hintergrundsubtraktion verwendete Korrelationsmethode, die den historisch angewandten Verfahren klar überlegen ist und die Größenordnung des resultierenden systematischen Fehlers signifikant reduziert.

Eine qualitative Verbesserung der Kenntnisse über das Röntgenspektrum von Her X-1 im Energiebereich von 2...200 keV sowie die Variation desselben mit der Pulsphase steht in Aussicht, sofern die ab Dezember 1995 geplante Mission XTE (*X-Ray Timing Explorer*) erfolgreich verläuft. Für die erste Beobachtungsphase dieses Instrumentes konnte durch eine Forschungsgruppe (*Principal Investigator* M. Kunz) eine 50 ksec-Beobachtung von Her X-1 gewonnen werden. Da ein XTE-Instrument, HEXTE, dem HEXE-Instrument hinsichtlich des Designs sehr ähnlich, in seiner Empfindlichkeit und spektralen Auflösung jedoch deutlich verbessert ist, läßt sich eine wesentlich präzisere Bestimmung der Pulsphasenvariation der Zyklotronresonanzlinie erwarten. Ein signifikanter Nachweis der Harmonischen bzw. des Röntgenkontinuums oberhalb der Linienlage scheint in Anbetracht der Spezifikation des Instrumentes möglich. Die simultane Beobachtung des Breitbandspektrums und seiner Pulsphasenvariation mit HEXTE und PCA, einem weiteren Instrument auf XTE, läßt erwarten, daß für eine Lösung des Strahlungstransfers in stark magnetisierten Plasmen, wie sie die Akkretionssäulen von Her X-1 darstellen, starke Randbedingungen geschaffen werden. Die Vereinbarkeit solcher numerischen Lösungen mit der Beobachtungen wird die Anzahl bzw. den Parameterbereich solcher Modelle stark einschränken.

Aufgrund der Vielfalt der beobachtbaren Phänomene und der hieraus resultierenden Informationsfülle läßt sich zusammenfassend feststellen, daß das Standardmodell der akkretierenden Röntgenpulsare durch Beobachtungen des Systems Her X-1/HZ Her entscheidend geformt worden ist. Die HEXE-Beobachtungen konnten dabei zur Klärung zentraler Fragestellungen beitragen.



# Anhang

## A1 Theoretische Photonenspektren

Bei der Spektralanalyse im Rahmen dieser Arbeit wurden die nachfolgend aufgeführten theoretischen Photonenspektren verwendet. Sie sind von der allgemeinen Form

$$\frac{dN}{dE} = I_0 \cdot \frac{f(E, a_i)}{f(E_0, a_i)} \otimes g(E, a_i) \quad (\text{A.1})$$

$dN/dE$  ist der differentielle Photonenfluß in Einheiten von Photonen/(cm<sup>2</sup>·s·keV),  $I_0$  ist der differentielle Fluß des Kontinuums bei der Normierungsenergie  $E_0$ .  $g(E, a_i)$  bezeichnet ein dem Kontinuum aufgeprägtes Linienprofil zur Darstellung insbesondere der Zyklotronresonanzlinie(n). Je nach Definition von  $g$  können Linienprofile in Absorption oder Emission dargestellt werden, die Verknüpfung  $\otimes$  mit dem Kontinuum kann additiv oder multiplikativ sein. Kontinuum und Linienprofil sind durch einen Parametersatz  $\{a_i\}$  charakterisiert. Die Normierungsenergie  $E_0$  wird sinnvoll so gewählt, daß die Korrelation der Kontinuumparameter minimal wird. Dies ist näherungsweise für den Schwerpunkt des Zählratenspektrums der Fall.

In der vorliegenden Arbeit bleiben sowohl Wasserstoffsäulen-Absorption als auch die Eisenlinienfluoreszenz unberücksichtigt, da sie nur im weichen Röntgenbereich  $E < 10$  keV relevant sind. Eine detaillierte Darstellung von theoretischen Photonenspektren findet sich bei Kunz (1991), dort wird ebenfalls illustriert, wie die Wahl der Normierungsenergie  $E_0$  eine unterschiedliche Korrelation von Kontinuumparametern bedingt.

## Kontinua

### Potenzgesetz

Der spektrale Verlauf eines Potenzgesetzes (*power law, PL*) ist charakteristisch für nichtthermische Wechselwirkungsprozesse. Im Röntgenbereich werden die Synchrotron-Emission dünner Elektronenplasmen, die nichtrelativistische Comptonstreuung sowie stochastische Fermi-beschleunigung beobachtet. Prominentes Beispiel für den erstgenannten Prozeß ist der Crab-Nebel, dessen Spektrum vom Radio- bis in den  $\gamma$ -Bereich mit einem Potenzgesetz darstellbar ist. Zur Entstehung von Potenzgesetzespektren siehe Achterberg (1979), Blandford & Ostriker (1978), Katz (1967), Tucker (1967) und Tucker (1975).

Die funktionale Form ist

$$\text{PL: } f(E, \alpha) = E^{-\alpha} \quad (\text{A.2})$$

mit dem dimensionslosen Photonenindex (*power law index, photon index, photon number index*)  $\alpha$ . Die Verwendung des Spektralindex (*spectral index, energy index*)  $\alpha-1$  ist ebenfalls gebräuchlich. Die Verwendung der Symbole ( $\alpha, \Gamma, a, s$ ) wird in der Literatur allerdings nicht einheitlich gehandhabt! Das differentielle Photonenspektrum ergibt sich gemäß Gl. A-1 zu

$$\frac{dN}{dE} = I_0 \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad (\text{A.3})$$

### **Bremsstrahlung**

Die Bremsstrahlung mild relativistischer Elektronen in einem optisch dünnen Plasma der mittleren Temperatur  $kT$  stellt einen effektiven Strahlungs- und Kühlmechanismus dar (Tucker 1975). Für eine Maxwell-Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten ist die Emissivität

$$j(\nu) \propto \frac{\langle g_{ff} \rangle}{\sqrt{kT}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (\text{A.4})$$

$\langle g_{ff} \rangle$  ist der temperaturgemittelte Gauntfaktor, der von verschiedenen Autoren in Näherung angegeben wird (Mätzler *et al.* 1978, Gorenstein *et al.* 1968, Karzas & Latter 1961). Mit der von Mätzler *et al.* (1978) angegebenen Energieabhängigkeit ist schließlich

$$\text{TTB: } f(E, kT) = E^{-1.4} \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (\text{A.5})$$

Dieses Photonenspektrum wird als Bremsstrahlungsspektrum (Bremsstrahlungsspektrum eines heißen dünnen Plasmas, *Thin Thermal Bremsstrahlung spectrum, TTB*) bezeichnet. Zu beachten ist, daß in der Literatur verschiedentlich ein Photonenspektrum mit Index  $\alpha=1.0$  als Bremsstrahlung bezeichnet wird, das somit identisch mit dem nachfolgend beschriebenen Exponentialgesetz ist.

### **Exponentialgesetz**

Den Beobachtungsbefunden für akkretierende Röntgenpulsare wird im harten Röntgenbereich generell durch ein Spektrum von exponentieller Form Rechnung getragen (White *et al.* 1983, vgl. Kap. 2.3). Für ein Energiespektrum der Form  $\exp(-E/E_f)$  ist die Photonverteilung

$$\text{EXPO: } f(E, E_f) = E^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_f}\right) \quad (\text{A.6})$$

Der Parameter  $E_f$  wird als Maß für die Temperatur des Elektronenplasmas betrachtet, mit dem das ursprüngliche Photonenfeld wechselwirkt, und z.T. mit  $kT$  abgekürzt.

### **Potenzgesetz mit Turnover**

Da die Spektren akkretierender Röntgenpulsare im Energiebereich  $E < 10$  keV i.A. durch ein Potenzgesetz und für  $E > 20$  keV durch einen exponentiellen Verlauf gut beschrieben werden (White *et al.* 1983), kann das Breitbandspektrum phänomenologisch mit einer Funktion dargestellt werden, die als Potenzgesetz mit *Turnover* bezeichnet wird:

$$\text{PLTURN: } f(E, \alpha, E_t, E_f) = E^{-\alpha} \cdot \begin{cases} 1 & E < E_t \\ \exp\left(\frac{E_t - E}{E_f}\right) & E > E_t \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

$\alpha$	Photonenindex, dimensionslos
$E_t, E_{\text{turn}}$	Lage des <i>Turnover</i> in keV
$E_f, E_{\text{fold}}$	Faltungsenergie in keV

### Potenzgesetz mit Cutoff

Eine geringfügig von PLTURN abweichende Definition verwenden Soong *et al.* (1990). Der Verlauf der Funktion ist oberhalb der *Cutoff*-Energie unabhängig vom Photonenindex  $\alpha$ . Es ist

$$\text{PLCUT: } f(E, \alpha, E_c, E_f) = \begin{cases} E^{-\alpha} & E < E_{\text{cut}} \\ E^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E_{\text{cut}} - E}{E_{\text{fold}}}\right) & E > E_{\text{cut}} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

$\alpha$	Photonenindex, dimensionslos
$E_{\text{cut}}$	Lage des <i>Cutoff</i> in keV
$E_f, E_{\text{fold}}$	Faltungsenergie in keV

### Fermi-Dirac-Cutoff

Ein modifiziertes Potenzgesetz-Spektrum schlagen Tanaka (1991) und Makishima *et al.* (1990) vor. Der Term in Gl. A.9, mit dem das PL-Kontinuum multipliziert wird, beschreibt die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion eines entarteten Elektronengases:

$$\text{FDCO: } f(E, \alpha, E_t, E_f) = E^{-\alpha} \cdot \frac{1}{1 + \exp((E - E_{\text{turn}}) / E_{\text{fold}})} \quad (\text{A.9})$$

$\alpha$	Photonenindex, dimensionslos
$E_{\text{turn}}, E_t$	Lage des <i>Turnover</i> in keV
$E_{\text{fold}}, E_f$	Faltungsenergie in keV

### Liniendarstellungen

Zur Darstellung der Zyklotronresonanzlinie von Her X-1 finden in der Literatur vor allem das Gaußprofil sowie eine funktionale Form, bei der der energieabhängige Streuquerschnitt als Lorentzprofil angesetzt wird, Verwendung.

### Gaußlinie

Nachfolgende gebräuchliche Definitionen erlauben die Darstellung einer Emissions- bzw. Absorptionslinie mittels eines normierten Gaußprofils:

$$\begin{aligned}
\text{GEM: } g(E, I_G, E_c, FWHM) &= I_G \cdot G(E, E_c, FWHM) \\
\text{GABS: } g(E, EW, E_c, FWHM) &= 1 - EW \cdot G(E, E_c, FWHM) \\
\text{GABS': } g(E, EW, E_c, FWHM) &= (1 + EW \cdot G(E, E_c, FWHM))^{-1}
\end{aligned} \tag{A.10}$$

$$\begin{aligned}
G(E, E_c, FWHM) &= \frac{2 \cdot \sqrt{\ln 2 / \pi}}{FWHM} \cdot \exp \left\{ -4 \cdot \ln 2 \cdot \left( \frac{E - E_c}{FWHM} \right)^2 \right\} \\
&= \frac{0.9395}{FWHM} \cdot \exp \left\{ -2.773 \left( \frac{E - E_c}{FWHM} \right)^2 \right\}
\end{aligned}$$

$I_G$	Fluß der Emissionslinie in Photonen/cm <sup>2</sup> /s bzw.
$EW$	Äquivalentbreite der Absorptionslinie in keV
$E_c$	Schwerpunkt der Linie in keV
$FWHM$	Full width at half maximum des Linienprofils in keV = $2 \cdot \sigma \cdot \sqrt{2 \ln 2} \approx 2.35 \cdot \sigma$

Die Definition der Äquivalentbreite

$$EW = \frac{f_0 - f}{f_0} \tag{A.11}$$

gibt lediglich für ein näherungsweise konstantes Kontinuum  $f_0$  den Flächeninhalt des Absorptionsprofils der Funktion  $f$  wieder. Für ein rein exponentielles Kontinuum ( $\alpha=0$ ) ergibt sich der Flächeninhalt  $F_G$  eines Gauß'schen Absorptionsprofils in Einheiten von Photonen/(cm<sup>2</sup>·s) zu

$$F_G = I_0 \cdot EW \cdot \exp \left( -\frac{E_c - E_0}{E_f} \right) \cdot \exp \left( \frac{FWHM^2}{4 \ln 2 \cdot E_f^2} \right) \tag{A.12}$$

Der Vorteil von  $F_G$  gegenüber  $EW$  bei spektralen Untersuchungen besteht darin, daß  $F_G$  nur noch geringfügig mit den Parametern  $E_{\text{fold}}$  (bzw.  $\alpha$ ) und  $E_{\text{cyclo}}$  korreliert. Bei der Fehlerbestimmung für die Parameter  $\alpha$  und  $E_{\text{cyclo}}$  kann  $F_G$  damit als *Parameter of Non-Interest* aufgefaßt werden.

### Lorentzlinie

Die nichtrelativistische quantenmechanische Behandlung der Thomsonstreuung im magnetisierten kalten Plasma ergibt einen Wirkungsquerschnitt proportional zu (Mészáros 1992):

$$\text{CYAB1: } g(E, \tau_1, E_c, W) = \exp(-\sigma_1)$$

$$\text{CYAB2: } g(E, \tau_2, E_c, W) = \exp(-\sigma_2)$$

$$\sigma_1 = \tau_1 \cdot \frac{(W/E_c)^2 \cdot E^2}{(E - E_c)^2 + W^2} \tag{A.13}$$

$$\sigma_2 = \tau_2 \cdot \frac{(W/E_c)^2 \cdot E^2}{(E - 2E_c)^2 + (2W)^2}$$

$\tau_1, \tau_2$	optische Tiefen der Zyklotronresonanzlinien bei $E=E_c$ bzw. $E=2 \cdot E_c$
$E_c$	Resonanzenergie in keV und
$W$	Lorentzbreite der ersten Zyklotronresonanzlinie in keV

Tanaka (1986) schlägt die Verwendung dieser multiplikativen Terme zur Beschreibung der Zyklotronresonanzabsorption in akkretierenden Röntgenpulsaren vor. Es ist allerdings zu beachten, daß oberhalb der Zyklotronenergie  $E_c$  der Streuquerschnitt  $\sigma$  gegen  $\tau \cdot (W/E_c)^2$  konvergiert, d.h. bei relativen Linienbreiten  $W/E_c \approx 1$  dort einen endlichen Wert annimmt. Insbesondere wird hierdurch verständlich, weshalb die Verwendung eines PL-Kontinuums durch die GINGA-Autoren (Nagase, Mihara, Makishima) systematisch zu großen Linienbreiten führt: der exponentielle Charakter der Spektren akkretierender Röntgenpulsare wird hierdurch simuliert. Aus diesem Grund sind die dort angegebenen Parameter nur eingeschränkt verwendbar (zur Diskussion siehe auch Kap. 7). Nagase (1989), Leahy (1993) und Ford *et al.* (1993) verwenden geringfügig unterschiedliche Liniendefinitionen. Die hier gegebene entspricht Nagase (1989).

## Literaturspektren

Obwohl die aufgeführten Funktionen durchweg phänomenologischen Charakter aufweisen, sind sie zur Beschreibung von Hochenergie-Röntgenspektren geeignet. Aufgrund der geringen Energieauflösung insbesondere von NaI-Szintillationsdetektoren ist die Unterscheidung z.B. zwischen den spektralen Formen EXPO und TTB nicht möglich. Dasselbe gilt für das Profil der Resonanzlinie, so daß CYAB und GABS gleichermaßen zur Darstellung geeignet sind. Die Anpassung der verschiedenen Modellspektren an die Beobachtungsdaten ergibt aufgrund der abweichenden Definitionen allerdings unterschiedliche *best-fit*-Parametersätze. Zum Vergleich der HEXE-Ergebnisse insbesondere mit jenen von Pravdo *et al.* (1978), Voges *et al.* (1982), Tueller *et al.* (1984), Soong *et al.* (1990) und Mihara (1995) wurden die dort definierten und verwendeten Spektralgesetze auf die HEXE-Daten angewandt.

### Absorptionscodes

Voges *et al.* (1982) und Voges (1984) verwenden ein Spektralgesetz der Form EXPO·GABS, so daß sich für das differentielle Photonenspektrum insgesamt folgende Darstellung ergibt:

$$\frac{dN}{dE} = I_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E_0 - E}{E_f}\right) \cdot (1 - EW \cdot G(E)) \quad (\text{A.14})$$

Tueller *et al.* (1984) passen eine geringfügig andere Form EXPO·GABS' an die Daten an, um eine Absorptionslinie darzustellen:

$$\frac{dN}{dE} = I_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E_0 - E}{E_f}\right) \cdot (1 + EW \cdot G(E))^{-1} \quad (\text{A.15})$$

Soong *et al.* (1990) und Soong (1988) verwenden die Funktion PLCUT·GABS (die für  $E > E_c$  einen Potenzgesetz-Index  $\alpha=1$  aufweist!):

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} I_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} & E < E_{cut} \\ I_0' \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_f}\right) & E > E_{cut} \end{cases} \cdot (1 - EW \cdot G(E)) \quad (\text{A.16})$$

Eine Stetigkeit der Funktion wird mit der Anschlußbedingung  $I_0(E_{cut})=I_0'(E_{cut})$  erreicht.

Mihara *et al.* (1991) und Mihara (1995) benutzen sowohl PL·CYAB1·CYAB2

$$\frac{dN}{dE} = I_0 \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \cdot \exp\left(-\tau_1 \cdot \frac{(W/E_c)^2 \cdot E^2}{(E-E_c)^2 + W^2}\right) \cdot \exp\left(-\tau_2 \cdot \frac{(W/E_c)^2 \cdot E^2}{(E-E_c)^2 + (2W)^2}\right) \quad (\text{A.17})$$

als auch PL·FDCO·GABS

$$\frac{dN}{dE} = I_0 \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \cdot \frac{1 + \exp((E_0 - E_t)/E_f)}{1 + \exp((E - E_t)/E_f)} \cdot (1 - EW \cdot G(E)) \quad (\text{A.18})$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird ebenfalls die Funktion PLTURN·GABS angepaßt, die im Unterschied zu PLCUT·GABS eine Variation des Photonenindex  $\alpha$  auch oberhalb des *Turn-over* berücksichtigen kann (vgl. Kap. 6.6)

$$\frac{dN}{dE} = I_0 \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \cdot \begin{cases} 1 & E < E_{turn} \\ \exp\left(-\frac{E}{E_f}\right) & E > E_{turn} \end{cases} \cdot (1 - EW \cdot G(E)) \quad (\text{A.19})$$

### **Emissionscodes**

Zur Untersuchung, ob die Zyklotronresonanzlinie in Emission vorliegt, werden die von Trümper *et al.* (1978), Voges *et al.* (1982) und Ubertini *et al.* (1981) angegebene Form EXPO+GEM

$$\frac{dN}{dE} = I_0 \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E_0 - E}{E_f}\right) + I_G \cdot G(E) \quad (\text{A.20})$$

sowie die in Soong *et al.* (1990) und Soong (1988) genannte Form PLCUT+GEM

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} I_0 \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} & E < E_{cut} \\ I_0' \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_f}\right) & E > E_{cut} \end{cases} + I_G \cdot G(E) \quad (\text{A.21})$$

verwendet. Weitere in der Literatur benutzte Codes sind PLTURN+GEM (Tueller *et al.* 1984) und PL·FDCO+GEM (Mihara 1995).

## A2 Sessionliste

Nachfolgende Zusammenstellung gibt eine Übersicht über die Datenbasis der vorliegenden Arbeit. Für die einzelnen *Sessions* werden in tabellarischer Form aufgelistet:

- B fortlaufende *Session*-Nummer der HEXE-Beobachtungen,
- C Julianisches Datum der Beobachtungsmitte in TJD=JD-2 400 000.0,
- D nominale 35<sup>d</sup>-Phase  $\Psi$ ,
- E,F Orbitalphasenlage von Beobachtungsbeginn und -ende in  $\phi \in (0,1)$
- G Quellzählrate (in cts/s) in 20-50 keV für 3 Detektoren (D1-D3)
- H Poisson-Fehler der Zählrate (in cts/s)
- I Signifikanz  $\sigma$  der Quelldetektion ( $\equiv$ Zählrate/Fehler, negative Werte sind durch die Unsicherheit der Hintergrundbestimmung bedingt)

In der ersten Spalte sind die *Sessions* mit „M“ gekennzeichnet, die als *MainOn*-Beobachtungen identifiziert und zur Pulsphasenspektroskopie in Kap. 6.6 herangezogen wurden. In den Spalten D, E und F ist den *Session*gruppen jeweils die Zyklusnummer des 35<sup>d</sup>-Zyklus, *M*, bzw. die Orbitnummer, *N*, der ersten Beobachtung vorangestellt. Sukzessive *Sessions* sind zu Gruppen zusammengefaßt. Zeitlich getrennte Beobachtungen sind durch vertikale Linien gekennzeichnet. Den einzelnen *Session*gruppen ist jeweils ihre Bezeichnung (z.B. 0049F5, zur Notation vgl. Kap. 6.1) vorangestellt. Als Konvention für die Zyklenindizierung gilt

$$\begin{aligned} & T(N=1456) = \text{JD } 2443805.019408 \\ \text{und} & T(M=0) = \text{JD } 2441325.68(6) \end{aligned}$$

in der Nähe der HEXE -Beobachtungen entspricht dies

$$\begin{aligned} & T(N=3336) = \text{JD } 2447001.334465(1) \\ \text{und} & T(M=174) = \text{JD } 2447399.3(3) \end{aligned}$$

(vgl. Deeter *et al.* 1991, Staubert *et al.* 1983 und Ögelman *et al.* 1987). Zur Berechnung der Phasenlagen sowie zur Fehlerdiskussion siehe Kap. 6.1. Die Zählraten der *Sessions* 0049-0870 sind auf den Kollimatorwichtfaktor korrigiert, bei den anderen *Sessions* ist dies aufgrund mangelnder Pointierungsinformation nicht möglich. Deren Zählraten stellen demnach untere Grenzen für den Quellfluß dar.

A	B	C	D	E	F	G	H	I
0049F5			M=162	N=3328				
M	49	6988.809	0.23672	0.63238	0.64490	8.907	0.201	44.354
M	50	6988.872	0.23853	0.66961	0.68195	7.993	0.181	44.072
M	51	6988.936	0.24035	0.70684	0.71936	8.171	0.195	41.954
M	52	6988.999	0.24216	0.74408	0.75658	6.757	0.185	36.436
M	53	6989.072	0.24425	0.78690	0.79382	5.096	0.311	16.397
0088F5			M=163	N=3347				
M	88	7021.028	0.16112	0.58264	0.58958	8.469	0.576	14.696
M	89	7021.091	0.16293	0.61985	0.62674	9.982	0.513	19.475
M	90	7021.154	0.16475	0.65707	0.66400	9.489	0.465	20.396
M	91	7021.217	0.16656	0.69416	0.70110	9.001	0.491	18.341
M	92	7021.281	0.16838	0.73149	0.73842	8.756	0.409	21.398

A	B	C	D	E	F	G	H	I
0093F8								
M	93	7021.918	0.18665	0.10612	0.11121	6.942	0.385	18.012
M	94	7021.981	0.18847	0.14332	0.14842	7.328	0.470	15.576
M	95	7022.044	0.19028	0.18049	0.18559	7.939	0.395	20.114
M	96	7022.106	0.19207	0.21706	0.22280	8.310	0.390	21.299
M	97	7022.171	0.19391	0.25492	0.26001	7.565	0.400	18.890
M	98	7022.234	0.19573	0.29212	0.29722	8.121	0.433	18.739
M	99	7022.297	0.19754	0.32933	0.33444	7.462	0.445	16.764
M	100	7022.360	0.19936	0.36655	0.37164	8.000	0.484	16.520
0102F6								
	102	7022.993	0.21752	0.73879	0.74397	4.995	0.380	13.152
	103	7023.057	0.21933	0.77600	0.78110	4.726	0.343	13.778
	104	7023.120	0.22115	0.81322	0.81832	4.144	0.326	12.725
	105	7023.183	0.22296	0.85043	0.85553	1.509	0.683	2.210
	106	7023.246	0.22478	0.88764	0.89275	4.385	0.446	9.822
	108	7023.373	0.22841	0.96208	0.96718	-0.383	0.425	-0.901
0208F6			M=163	N=3359				
	208	7040.652	0.72417	0.12521	0.13377	1.198	0.815	1.470
	209	7040.715	0.72599	0.16240	0.17096	1.807	0.836	2.161
	211	7040.905	0.73143	0.27407	0.28263	1.072	0.695	1.543
	212	7040.968	0.73325	0.31126	0.31784	3.158	0.918	3.439
	213	7041.032	0.73506	0.34845	0.35388	1.254	1.034	1.212
	214	7041.095	0.73687	0.38563	0.39420	1.823	0.671	2.717
0217F5								
	217	7041.666	0.75327	0.72179	0.72873	1.587	1.490	1.065
	220	7041.921	0.76057	0.87136	0.87918	0.333	0.161	2.076
	221	7041.983	0.76235	0.90780	0.91636	-0.101	0.197	-0.511
	222	7042.046	0.76416	0.94499	0.95356	0.310	0.184	1.691
	223	7042.109	0.76597	0.98218	0.99075	0.304	0.157	1.940
0224F7								
	224	7042.617	0.78054	0.28071	0.28927	1.114	0.339	3.287
	225	7042.680	0.78235	0.31790	0.32601	0.810	0.465	1.741
	226	7042.743	0.78417	0.35509	0.36365	0.656	0.194	3.388
	227	7042.806	0.78598	0.39227	0.40084	0.512	0.170	3.011
	228	7042.869	0.78779	0.42946	0.43803	0.686	0.197	3.485
	229	7042.933	0.78961	0.46665	0.47522	0.705	0.188	3.742
	230	7042.996	0.79142	0.50384	0.51241	0.601	0.194	3.108
0856F3			M=169	N=3473				
	856	7234.891	0.29719	0.37219	0.37726	4.423	0.291	15.201
	858	7234.954	0.29901	0.40939	0.41450	3.597	0.295	12.173
	862	7235.018	0.30083	0.44663	0.45173	3.243	0.360	9.016

A	B	C	D	E	F	G	H	I
0863F8								
	863	7235.904	0.32626	0.96794	0.97304	-0.224	0.256	-0.875
	864	7235.967	0.32807	0.00517	0.01028	0.358	0.257	1.392
	865	7236.031	0.32991	0.04293	0.04752	0.384	0.275	1.398
	866	7236.094	0.33170	0.07965	0.08475	0.965	0.275	3.510
	867	7236.157	0.33352	0.11689	0.12198	1.740	0.290	6.003
	868	7236.220	0.33534	0.15412	0.15902	0.995	0.303	3.283
	869	7236.284	0.33715	0.19136	0.19646	2.109	0.329	6.419
	870	7236.347	0.33897	0.22860	0.23370	2.366	0.302	7.838
1068F2								
			M=171	N=3513				
	1068	7302.978	0.25070	0.41912	0.42422	4.412	0.252	17.489
	1069	7303.041	0.25252	0.45643	0.46153	4.532	0.251	18.039
1071F4								
	1071	7303.612	0.26890	0.79221	0.80078	3.221	0.573	5.625
	1072	7303.675	0.27072	0.82954	0.83809	2.469	0.170	14.519
	1073	7303.739	0.27254	0.86682	0.87539	2.935	0.171	17.207
	1074	7303.802	0.27436	0.90412	0.91270	1.933	0.166	11.609
1171F5								
			M=173	N=3551				
M	1171	7367.547	0.10330	0.39741	0.40251	9.175	0.303	30.297
M	1172	7367.610	0.10512	0.43473	0.43983	8.689	0.282	30.774
M	1173	7367.674	0.10694	0.47205	0.47715	8.211	0.282	29.112
M	1174	7367.737	0.10876	0.50937	0.51447	8.363	0.279	29.927
M	1175	7367.801	0.11058	0.54669	0.55179	8.067	0.305	26.431
1180F5								
	1180	7368.689	0.13607	0.06918	0.07427	-0.113	0.529	-0.214
	1182	7369.514	0.15975	0.55456	0.55966	0.504	0.207	2.431
	1183	7369.578	0.16157	0.59188	0.59699	0.263	0.204	1.291
	1184	7369.641	0.16339	0.62921	0.63432	0.238	0.199	1.193
	1185	7369.705	0.16521	0.66654	0.67164	0.047	0.199	0.238
1187F3								
	1187	7370.466	0.18706	0.11448	0.11958	-0.024	0.199	-0.121
	1188	7370.530	0.18888	0.15180	0.15691	0.188	0.202	0.931
	1190	7370.657	0.19252	0.22646	0.23156	0.525	0.214	2.453
1192F2								
	1192	7371.482	0.21620	0.71172	0.71583	0.029	0.203	0.143
	1193	7371.545	0.21802	0.74904	0.75415	-0.034	0.200	-0.169
1264F3								
			M=173	N=3566				
	1264	7393.941	0.86059	0.92188	0.93046	0.255	0.147	1.732
	1265	7394.005	0.86242	0.95929	0.96786	-0.085	0.146	-0.585
	1266	7394.068	0.86424	0.99669	0.00526	-0.143	0.145	-0.990
1270F2								
	1270	7395.027	0.89174	0.56040	0.56898	0.377	0.168	2.236
	1271	7395.086	0.89343	0.59506	0.60364	0.044	0.146	0.303

A	B	C	D	E	F	G	H	I
1488F4			M=175	N=3595				
M	1488	7441.425	0.22299	0.85090	0.85601	4.219	0.243	17.374
M	1489	7441.489	0.22481	0.88822	0.89332	2.995	0.230	13.026
M	1490	7441.552	0.22663	0.92553	0.93064	2.942	0.229	12.875
M	1491	7441.616	0.22845	0.96285	0.96795	0.424	0.200	2.126
1493F2								
M	1493	7442.250	0.24665	0.33597	0.34108	4.402	0.245	17.949
M	1494	7442.313	0.24847	0.37328	0.37839	4.612	0.245	18.806
1501F2								
	1501	7443.392	0.27941	0.00756	0.01267	0.223	0.206	1.083
	1502	7443.455	0.28123	0.04488	0.04999	0.416	0.203	2.052
1507F2								
	1507	7444.470	0.31035	0.64179	0.64689	1.239	0.244	5.073
	1508	7444.533	0.31217	0.67909	0.68420	0.853	0.285	2.996
1822F4			M=179	N=3687				
	1822	7598.265	0.72297	0.10061	0.10960	0.055	0.113	0.481
	1823	7598.329	0.72480	0.13805	0.14704	-0.073	0.111	-0.658
	1824	7598.393	0.72662	0.17550	0.18448	-0.119	0.111	-1.071
	1825	7598.456	0.72845	0.21294	0.22193	-0.109	0.114	-0.960
1827F9								
	1827	7599.284	0.75221	0.70006	0.70903	0.228	0.112	2.032
	1828	7599.348	0.75404	0.73748	0.74648	0.013	0.109	0.122
	1829	7599.412	0.75586	0.77493	0.78391	0.012	0.111	0.112
	1830	7599.475	0.75769	0.81236	0.81959	0.314	0.130	2.416
	1832	7600.303	0.78143	0.29904	0.30802	0.187	0.121	1.549
	1833	7600.366	0.78326	0.33648	0.34103	0.427	0.174	2.454
	1834	7600.430	0.78508	0.37391	0.38290	0.249	0.120	2.065
	1835	7600.494	0.78691	0.41135	0.42033	0.181	0.114	1.595
	1836	7600.557	0.78874	0.44878	0.45778	0.169	0.116	1.453
1838F4								
	1838	7601.194	0.80700	0.82313	0.83211	-0.106	0.129	-0.823
	1839	7601.257	0.80882	0.86056	0.86955	-0.152	0.111	-1.367
	1840	7601.321	0.81065	0.89800	0.90698	0.177	0.115	1.541
	1841	7601.385	0.81247	0.93544	0.94442	0.196	0.121	1.620
1931F3			M=180	N=3711				
	1931	7640.188	0.92581	0.75891	0.76581	0.043	0.149	0.287
	1932	7640.250	0.92758	0.79503	0.80361	-0.344	0.135	-2.543
	1933	7640.314	0.92942	0.83283	0.84140	-0.226	0.139	-1.620
1934F4								
	1934	7641.085	0.95154	0.28635	0.29493	-0.136	0.138	-0.980
	1935	7641.149	0.95339	0.32415	0.33272	-0.008	0.138	-0.056
	1936	7641.214	0.95523	0.36194	0.37052	-0.227	0.137	-1.660
	1937	7641.278	0.95708	0.39974	0.40831	-0.176	0.136	-1.291

### A3 Pulsperiodenentwicklung

Die Pulsperiodenentwicklung von Her X-1 wird durch mehrere Autoren diskutiert. Nachfolgende Zusammenstellung von Daten wurde v.a. den Arbeiten von Giacconi *et al.* (1973), Nagase (1989) und Deeter *et al.* (1981) entnommen. Referierte Angaben wurden anhand der Originalliteratur überprüft. Die Darstellung der Pulsperiodenentwicklung in Kap. 3 basiert auf dieser Tabelle.

JD-2440000	$P_p$ -1237000 in $\mu$ s	angegebener Fehler in $\mu$ s	Instrument	Datum	Referenz
1258.3	820.644	0.051	UHURU	11/71	Deeter <i>et al.</i> 1981
1294.0	820.104	0.044	UHURU	12/71	Giacconi <i>et al.</i> 1973
1311.0	819.521	0.340	UHURU	12/71	..
1329.9	820.577	0.007	UHURU	1/72	..
1365.9	820.592	0.010	UHURU	2/72	..
1398.8	820.005	0.008	UHURU	3/72	..
1423.2	818.866	0.030	UHURU	4/72	..
1473.0	817.019	0.021	UHURU	6/72	..
1507.05	815.472	0.011	UHURU	7/72	..
1539.0	815.046	0.009	UHURU	8/72	..
1576.0	815.121	0.013	UHURU	9/72	..
1611.0	818.111	0.017	UHURU	10/72	..
1645.0	817.817	0.045	UHURU	11/72	..
1678.0	816.601	0.024	UHURU	12/72	..
1713.0	815.339	0.018	UHURU	1/73	..
1745.0	814.2	0.2	UHURU	3/72	..
2482.5	796.	8.	ARIEL V	3/75	Davison & Fabian 1977
2623.15	808.25	0.080	SAS 3	7/75	Joss <i>et al.</i> 1977
2656.26	806.541	0.006	OSO 8	8/75	Becker <i>et al.</i> 1977
2901.83	803.	3.	BALLON-HEXE	5/76	Kendziora <i>et al.</i> 1977
3176.7	813.	5.	ARIEL V	2/77	Parmar <i>et al.</i> 1980
3356.93	799.1	0.4	SAS 3	7/77	Joss <i>et al.</i> 1977
3389.5	796.600	0.004	OSO 8	8/77	Pravdo <i>et al.</i> 1978
3390.49	796.3	0.7	BALLON-HEXE	9/77	Voges <i>et al.</i> 1982
3569.5	793.725	0.004	HEAO 1	2/78	Deeter <i>et al.</i> 1981
3737.0	794.019	0.007	HEAO 1	8/78	Deeter <i>et al.</i> 1981
3774.0	794.14	0.45	HEAO 1	9/78	Soong 1990
3950.53	791.325	0.006	EINSTEIN	3/79	Deeter <i>et al.</i> 1981
4368.45	790.	4.	BALLON-HEXE	5/80	Voges <i>et al.</i> 1985
4370.45	792.	1.	BALLON-HEXE	5/80	..
4507.44	791.	2.	GBALL	9/80	Tueller <i>et al.</i> 1984

4767.05	792.	3.	ARIEL V	6/81	Ricketts <i>et al.</i> 1982
5135.5	793.9	0.1	HAKUCHO	6/82	Nagase 1989
5478.	794.22	0.01	TENMA	5/83	-"
5761.	797.3	0.3	ASTRON	3/84	Sunyaev <i>et al.</i> 1988
5778.56	792.00	0.05	EXOSAT	3/84	Ögelman 1985
5798.	792.3	0.2	ASTRON	4/84	Sunyaev <i>et al.</i> 1988
5864.	791.1	0.3	EXOSAT	6/84	-"
5938.	791.5	0.17	ASTRON	8/84	-"
6145.	785.	1.	EXOSAT	3/85	-"
6180.	787.	2.	EXOSAT	4/85	-"
6218.	781.1	0.2	EXOSAT	6/85	-"
6988.95	768.0	1.4	MIR-HEXE	7/87	diese Arbeit
7021.70	773.1	0.2	MIR-HEXE	8/87	diese Arbeit
7303.02	773.0	14.0	MIR-HEXE	5/88	diese Arbeit
7367.68	766.5	1.4	MIR-HEXE	7/88	diese Arbeit
7404.2	765.884	0.002	GINGA	8/88	Deeter <i>et al.</i> 1995
7441.87	765.0	0.3	MIR-HEXE	10/88	diese Arbeit
7646.0	757.973	0.007	GINGA	4/89	Deeter <i>et al.</i> 1995
7663.7	757.758	0.013	GINGA	5/89	-"
7682.4	759.653	0.003	GINGA	6/89	-"
8014.7	751.400	0.260	GINGA	5/90	-"
8100.5	750.046	0.004	GINGA	7/90	-"
8120.3	749.	1.	ROSAT	8/90	Mavromatakis 1993
8478.9	744.060	0.090	GINGA	8/91	Deeter <i>et al.</i> 1995
8516.5	742.86	0.05	OSSE	9/91	Kunz <i>et al.</i> 1995
8653.	745.5	0.7	OSSE	2/92	Ulmer, <i>priv.comm.</i>
8895.8	746.212	0.003	BATSE	10/92	Wilson <i>et al.</i> 1993

## A4 Die historischen Beobachtungen des 35<sup>d</sup> Turn-On

In nachfolgender Tabelle sind die historischen *Turn-On*-Beobachtungen von Her X-1 aufgeführt. Die Basis bilden die in den Arbeiten von Staubert, Bezler & Kendziorra (1983, abgekürzt SBK) und Ögelman *et al.* 1985) zusammengestellten Daten. Sie wurden in der angegebenen Literatur überprüft, gegebenenfalls anhand von vorhandenen Lichtkurven verifiziert und durch weitere *Turn-On*-Epochen ergänzt.

Die Indizierung *M* der *Turn-On*-Epochen folgt der Konvention, verfügbare Lichtkurven sind durch das Symbol „p“ in der 4. Spalte gekennzeichnet. Lichtkurven, aus denen die Lage des *Turn-On* nur in etwa abzuschätzen ist, sind mit „(p)“ gekennzeichnet. Die Referenzen bezeichnen die Literaturstellen der aufgeführten Epochen bzw. der Abbildungen („p:“). Im Rahmen dieser Arbeit ermittelte *Turn-On*-Epochen sind durch „MK“ gekennzeichnet.

<i>M</i>	<i>Turn-On</i> in JD-2440000	Fehler in Tagen	Plot	Instrument	Referenz
-1	1290.024	0.022	(p)	UHURU	SBK 1983, p: Ulmer <i>et al.</i> 1973
0	1325.680	0.060	p	UHURU	SBK 1983, p: Giacconi <i>et al.</i> 1973
1	1361.370	0.040		UHURU	SBK 1983
2	1397.000	0.040	p	UHURU	SBK 1983, p: Giacconi <i>et al.</i> 1973
3	1432.092	0.070		UHURU	SBK 1983
4	1466.860	0.050		UHURU	SBK 1983
5	1501.649	0.038	p	UHURU	SBK 1983, p: Giacconi <i>et al.</i> 1973
6	1536.490	0.040		UHURU	SBK 1983
7	1572.108	0.023		UHURU	SBK 1983
8	1606.090	0.040		UHURU	SBK 1983
9	1640.224	0.033	p	OSO7	SBK 1983, p: Crosa & Boynton 1980, p: McClintock <i>et al.</i> 1974
10	1675.004	0.030	p	UHURU	SBK 1983, Giacconi <i>et al.</i> 1975, p: Crosa & Boynton 1980
10	1674.35	0.10	p	UHURU	p: Ulmer 1975
11	1709.19	0.07		UHURU	SBK 1983
12	1743.22	0.04		UHURU	SBK 1983
13	1777.12	0.05		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
14	1812.81	0.05		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
15	1848.51	0.05		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
16	1884.23	0.05		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
17	1918.591	0.410		UHURU	SBK 1983
18	1953.940	0.050		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
24	2163.744	0.017	p	COPERNICUS	SBK 1983, p: Davison & Fabian 1977
30	2375.602	0.100		UHURU	SBK 1983
31	2410.443	0.100		UHURU	SBK 1983

32	2445.0	1.0	(p)	ARIEL V	MK, p: Cooke & Page 1975
33	2480.14	0.07	p	ARIEL V	SBK 1983, p: Davison & Fabian 1977
34	2514.10	0.02	p	COPERNICUS	SBK 1983, p: Davison & Fabian 1977
38	2652.685	0.035	p	OSO 8	SBK 1983, Pravdo <i>et al.</i> 1979, p: Crosa & Boynton 1980
43	2826.011	0.100		ARIEL 5	SBK 1983
46	2931.547	0.100		ARIEL 5	SBK 1983
47	2968.010	0.045		SAS3	SBK 1983
53	3178.130	0.042	p	ARIEL V	SBK 1983, Parmar <i>et al.</i> 1980
58	3350.59	0.05		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
59	3386.2	0.1	p	OSO8, HEAO-1 A4	SBK 1983, p: Pravdo <i>et al.</i> 1979, p: Soong <i>et al.</i> 1990
64	3560.66	0.04	p	HEAO-1 A4	Soong 1988, p: Gorecki <i>et al.</i> 1982,
69	3732.9	0.15	p	HEAO-1 A4	SBK 1983, Gorecki <i>et al.</i> 1982, p: Gorecki <i>et al.</i> 1982, p: Soong <i>et al.</i> 1990,
70	3768.5	0.5	p	HEAO-1 A4	MK, p: Soong <i>et al.</i> 1987, p: Gorecki <i>et al.</i> 1982
72	3838.4	0.2		ARIEL V	SBK 1983
73	3873.5	0.2		ARIEL V	SBK 1983
75	3945.0	0.5		EINSTEIN MPC	Vrtilek & Halpern 1985
77	4015.35	0.05		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
84	4261.0	0.2		ARIEL V	SBK 1983
88	4400.469	0.050		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
97	4709.012	0.050		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
98	4743.910	0.050		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
99	4779.5	1.0		ARIEL 6	SBK 1983
109	5128.14	0.05		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
110	5163.84	0.05		opt.	Thomas <i>et al.</i> 1983
110	5156.	2.5		HAKUCHO	Ohashi <i>et al.</i> 1984
119	5469.87	0.05		opt.	Delgado, Schmidt & Thomas 1983
119	5471.5	1.0	p	TENMA	Ohashi <i>et al.</i> 1984, Ushimaru <i>et al.</i> 1989
127	5753.0	1.0		EXOSAT	Ögelman <i>et al.</i> 1985
128	5788.0	0.5		EXOSAT	Ögelman <i>et al.</i> 1985
140	6208.3	0.5		EXOSAT	Ögelman <i>et al.</i> 1985, Kahabka 1985, <i>priv. comm.</i>
174	7399.3	0.3	p	GINGA	MK, p: Mihara <i>et al.</i> 1991
174	7398.8	1.0		GINGA	Scott 1993
181	7642.7	0.2	p	GINGA	Scott 1993
182	7677.	2.	(p)	GINGA	MK, p: Scott 1993
200	8304.85	0.05	p	ROSAT	MK, p: Voges 1992, <i>priv. comm.</i>
202	8373.8	0.1		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994

203	8408.0	0.1		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
204	8443.3	0.1		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
205	8478.6	0.3		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
205	8478.3	0.2	p	GINGA	Scott 1993
206	8513.7	0.8		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
206	8514.1	0.2	p	OSSE	MK, p: Ulmer 1992, <i>priv.comm.</i>
207	8548.8	0.1		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
208	8583.8	0.5		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
211	8684.9	0.2		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
212	8719.9	0.1		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
213	8755.5	0.5		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
215	8821.9	0.1		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
216	8856.0	1.0	p	WATCH	MK, p: Brandt 1994
216	8857.9	0.3		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
217	8891.8	0.3		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
218	8926.1	0.6		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
219	8961.1	0.2		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
221	9030.8	0.1	p	BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
222	9065.7	0.4		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
223	9102.2	0.1		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
224	9137.1	0.1		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
225	9171.3	0.3		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
226	9205.3	1.0		BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
227	9240.0	0.5	p	BATSE	Wilson <i>et al.</i> 1994
228	9275.5	0.5	(p)	BATSE PSS	MK, p: Wilson 1995, <i>priv.comm.</i>
229	9309.5	0.5	(p)	BATSE PSS	MK, p: Wilson 1995, <i>priv.comm.</i>
230	9343.5	0.5	(p)	BATSE PSS	MK, p: Wilson 1995, <i>priv.comm.</i>
231	9377.5	0.5	(p)	BATSE PSS	MK, p: Wilson 1995, <i>priv.comm.</i>
232	9412.5	0.5	(p)	BATSE PSS	MK, p: Wilson 1995, <i>priv.comm.</i>
233	9447.5	0.5	(p)	BATSE PSS	MK, p: Wilson 1995, <i>priv.comm.</i>
234	9482.5	0.5	(p)	BATSE PSS	MK, p: Wilson 1995, <i>priv.comm.</i>
236	9552.0	0.2	p	OSSE	Kunz <i>et al.</i> 1995



# Literaturverzeichnis

- Alexander, M.E., 1976, *Ap&SS*, **45**, 105  
Alexander, S.G., Mészáros, P., 1991a, *ApJ*, **372**, 554  
Alexander, S.G., Mészáros, P., 1991b, *ApJ*, **372**, 565  
Alpar, M.A., Shaham, J., 1985, *Nature*, **316**, 239  
Aly, J.J., 1980, *A&A*, **86**, 192  
Anzer, U., Börner, G., 1983, *A&A*, **122**, 73  
Anzer, U., Börner, G., Meyer-Hofmeister, E., 1987, *A&A*, **188**, 85  
Anzer, U., Börner, G., Monaghan, J.J., 1987, *A&A*, **176**, 235  
Arnett, W.D., Bowers, R.L., 1977, *ApJS*, **33**, 415  
Arons, J., Lea, S.M., 1976, *ApJ*, **207**, 914  
Arons, J., Lea, S.M., 1980, *ApJ*, **235**, 1016  
Arons, J., 1987, *IAUS*, **125**, 207  
Avni, Y., Bahcall, J.N., 1974, *ApJ*, **191**, 221  
Avni, Y., Bahcall, J.N., 1975, *ApJ*, **202**, L131  
Avni, Y., Fabian, A.C., Pringle, J.E., 1976, *MNRAS*, **175**, 297  
Avni, Y., Lamb, D.Q., Lamb, F.K., Milgrom, M., 1978, *ApJ*, **222**, L113  
Baade, W., Zwicky, F., (abgedruckt in: Gursky & Ruffini 1975), 1934, *Phys.Rev.*, **45**, 138  
Bahcall, J.N., Bahcall, N.A., 1972, *ApJ*, **178**, L1  
Bai, T., 1980, *ApJ*, **239**, 328  
Bai, T., 1981, *ApJ*, **243**, 244  
Basko, M.M., Sunyaev, R.A., 1976, *MNRAS*, **175**, 395  
Battersby, S.J.R., Quenby, J.J., Dyer, C.S. *et al.*, in: Fichtel, Gehrels & Norris 1994, p. 706  
Baykal, A., Boynton, P.E., Deeter, J.E., Scott, D.M., 1993, *MNRAS*, **265**, 347  
Baym, G., in: Ventura & Pines 1991, p. 21  
Becker, R.H., Boldt, E.A., Holt, S.S. *et al.*, 1977, *ApJ*, **214**, 879  
Bevington, P.R., *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. – McGraw-Hill, 1969  
Bhattacharya, D., in: Ventura & Pines 1991, p. 103  
Bhattacharya, D., Srinivasan, G., in: Ventura & Pines 1991, p. 219  
Blum, S., 1995, *Diplomarbeit, Universität Tübingen*  
Boldt, E.A., Holt, S.S., Rothschild, R.E., Serlemitsos, P.J., 1976, *A&A*, **50**, 161  
Bonazzola, S., Heyvaerts, J., Puget, J.L., 1979, *A&A*, **78**, 53  
Börner, G. *et al.*, in: Proceed. Fermi Summer School 1976, p. 764 (eds. Giacconi & Ruffini)  
Boynton, P.E., Crosa, L.M., Deeter, J.E., 1980, *ApJ*, **237**, 169  
Boynton, P.E., Deeter, J.E., Miyamoto, S. *et al.*, 1991, *BAAS*, **23**, 945  
Brandt, S., 1994, *Dissertation, Universität Kopenhagen*

- Brecher, K., 1972, *Nature*, **239**, 325
- Brinkman, A., Dam, J., Mels, W.A., Skinner, G.K., Willmore, W.P., in: Perola & Salvati 1985, p. 263
- Bulik, T., Mészáros, P., Woo, J.W., Nagase, F., Makishima, K., 1992, *ApJ*, **395**, 564
- Burnard, D.J., Arons, J., Klein, R.I., 1991, *ApJ*, **367**, 575
- Bussard, R.W., Mészáros, P., Alexander, S., 1985, *ApJ*, **297**, L21
- Canuto, V., Bowers, R.L., in: Sieber & Wielebinski 1981, p. 321
- Carli, R., 1989, *Dissertation, Universität Tübingen*
- Chadwick, P.M., Dowthwaite, J.C., Harrison, A.B. *et al.*, 1985, *Nature*, **317**, 236
- Chandrasekhar, S., (abgedruckt in: Gursky & Ruffini 1975), 1931, *MNRAS*, **91**, 456
- Cheng, F.H., Vrtilik, S.D., Raymond, J.C., 1995, *ApJ*, **452**, 825
- Choi, C.S., Nagase, F., Makino, F., Dotani, T., Mink, W., 1994a, *ApJ*, **422**, 799
- Choi, C.S., Dotani, T., Nagase, F. *et al.*, 1994b, *ApJ*, **427**, 400
- Choi, C.S., Nagase, F., Makino, F. *et al.*, 1994c, *ApJ*, **437**, 449
- Clark, D., Stephenson, R., *The Historical Supernovae*. – Pergamon Press, 1977
- Clark, G.W., Woo, J.W., Nagase, F., Makishima, K., Sakao, T., 1990, *ApJ*, **353**, 274
- Coe, M.J., Engel, A.R., Quenby, J.J., Dyer, C.S., 1977, *Nature*, **268**, 508
- Cooke, B.A., Page, C.G., 1975, *Nature*, **256**, 712
- Corbet, R.H.D., 1986, *MNRAS*, **220**, 1047
- Corbet, R.H.D., Woo, J.W., Nagase, F., 1993, *A&A*, **276**, 52
- Córdova, F.A., Howarth, I.D., in: Kondo 1987
- Crampton, D., 1974, *ApJ*, **187**, 345
- Crampton, D., Hutchings, J.B., 1974, *ApJ*, **191**, 483
- Crawford, J.A., 1955, *ApJ*, **121**, 71
- Crosa, L., Boynton, P.E., 1980, *ApJ*, **235**, 999
- Darbro, W., Ghosh, P., Elsner, R.F. *et al.*, 1981, *ApJ*, 231
- Daugherty, J.K., Harding, A., 1986, *ApJ*, **309**, 362
- Davelaar, J., 1969, *Dissertation, Universität Leiden*
- Davidson, A., Henry, J.P., Middleditch, J., Smith, H.E., 1972, *ApJ*, **177**, L97
- Davison, P.J.N., Fabian, A.C., 1977, *MNRAS*, **178**, 1P
- Delgado, A.J., Schmidt, H.U., Thomas, H.-C., 1983, *A&A*, **127**, L15
- de Kool, M., Meurs, E., 1994, *A&A*, **281**, L65
- de Loore, C.B. (ed.), *Late Stages of Stellar Evolution*. – Springer Lecture Notes in Physics Vol. 373, Springer, 1991
- Deeter, J.E., Crosa, L., Gerend, D., Boynton, P.E., 1976, *ApJ*, **206**, 861
- Deeter, J.E., Boynton, P.E., Pravdo, S.H., 1981, *ApJ*, **247**, 1003
- Deeter, J.E., Boynton, P.E., Miyamoto, S. *et al.*, 1991, *ApJ*, **383**, 324
- Deeter, J.E., Scott, D.M., Boynton, P.E. *et al.*, 1995, *submitted to ApJ*
- Dennerl, K., 1991, *Dissertation, LMU München*
- Eggleton, P.P., 1983, *ApJ*, **268**, 368
- Elsner, R.F., Lamb, F.K., 1976, *Nature*, **262**, 356
- Englhauser, J., 1995, *Dissertation, LMU München*
- Fichtel, C.E., Gehrels, N., Norris, J.P. (eds.), *The Second Compton Symposium*. – AIP Conference Proceedings 304, AIP Press, 1994
- Forman, W., Jones, C.A., Cominsky, L. *et al.*, 1978, *ApJS*, **38**, 357
- Forman, W., Jones, C.A., Liller, W., 1972, *ApJ*, **177**, L103

- Frank, J., King, A., Raine, D., *Accretion Power in Astrophysics*. – Cambridge University Press 1985
- Frontera, F., Dal Fiume, D., in: Hunt & Battick 1989, p. 57
- Gerend, D., Boynton, P.E., 1976, *ApJ*, **209**, 562
- Ghosh, P., Lamb, F.K., 1978, *ApJ*, **223**, L83
- Ghosh, P., Lamb, F.K., 1979a, *ApJ*, **232**, 259
- Ghosh, P., Lamb, F.K., 1979b, *ApJ*, **234**, 296
- Ghosh, P., Lamb, F.K., in: Ventura & Pines 1991, p. 363
- Ghosh, P., in: Holt & Day 1994, p. 439
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F.R., Rossi, B.B. (abgedruckt in: Gursky & Ruffini 1975), 1962, *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 439
- Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., Schreier, E., Tananbaum, H., 1971, *ApJ*, **167**, L67
- Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E. *et al.*, 1973, *ApJ*, **184**, 227
- Giacconi, R., Ruffini, R. (eds.), *Proc. Fermi Summer School LXV*. – North Holland, 1978
- Gilfanov, M., Sunyaev, R., Churazov, E. *et al.*, in: Hunt & Battick 1989, p. 71
- Goldreich, P., Julian, W.H., 1969, *ApJ*, **157**, 869
- Gorecki, A., Levine, A., Bautz, F. *et al.*, 1982, *ApJ*, **256**, 234
- Grove, E., Strickman, M.S., Johnson, W.N. *et al.*, 1995, *ApJ*, **438**, L25
- Gruber, D.E., Matteson, J.L., Nolan, P.L. *et al.*, 1980, *ApJ*, **240**, L127
- Gruber, D.E., Soong, Y., Rothschild, R.E., 1988, *Adv. Space Res.*, **8**, 2
- Gunn, J.E., Ostriker, J.P., 1970, *ApJ*, **160**, 979
- Gursky, R., Ruffini, R. (eds.), *Neutron Stars, Black Holes and Binary X-Ray Sources*. – Astrophysics & Space Science Library Vol.48, Reidel, 1975
- Harding, A.K., Mészáros, P., Kirk, J.G., Galloway, D.J., 1984, *ApJ*, **278**, 369
- Harding, A., Preece, R., 1989, *ApJ*, **338**, L21
- Harding, A., Daugherty, J.K., 1991, *ApJ*, **374**, 687
- Harding, A., in: Holt & Day 1994, p. 429
- Hasinger, G., van der Klis, M., 1989, *A&A*, **225**, 79
- Henrichs, H., in: Lewin & van den Heuvel 1983, p. 393
- Hillebrandt, W., in: Ventura & Pines 1991, p. 125
- Hoffmeister, C., 1936, *Astron. Nachr.*, **6195**, 37
- Holt, S.S., Day, C.S. (eds.), *The Evolution of X-Ray Binaries*. – AIP Conference Proceedings 308, AIP Press, 1994
- Horn, S., 1992, *Dissertation, LMU München*
- Howarth, I.D., Wilson, B., 1983, *MNRAS*, **204**, 1091
- Hudec, R., Wenzel, W., 1986, *A&A*, **158**, 396
- Hulse, R.A., Taylor, J.H., 1975, *ApJ*, **195**, L51
- Hünkerkopf, A., 1985, *Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, München*
- Hunt, J., Battick, B. (eds.), *Proceedings of the 23rd ESLAB Symposium*. – ESA SP-296, 1989
- Hutchings, J.B., Crampton, D., 1977, *A&A*, **59**, 441
- Hutchings, J.B., Gibson, E.M., Crampton, D., Fisher, W.A., 1985, *ApJ*, **292**, 670
- Irvine, J.M., *Neutron Stars*. – Clarendon Press, Oxford 1978
- Iwasawa, K., Koyama, K., Halpern, J.P., 1992, *PASJ*, **44**, 9
- Jones, C.A., Forman, W., Liller, W., 1973, *ApJ*, **182**, L109
- Joss, P.C., Li, F.K., Wang, Y.M., Hearn, D.R., 1977, *ApJ*, **214**, 874

- Kahabka, P., Ögelman, H., Pietsch, W., Trümper, J., Voges, W., 1985, *Space Sci. Rev.*, **40**, 355
- Kahabka, P., 1987, *Dissertation, TU München*
- Kendziorra, E., Staubert, R., Pietsch, W. *et al.*, 1977, *ApJ*, **217**, L93
- Kii, T., Hayakawa, S., Nagase, F., Ikegami, T., Kawai, N., 1986, *PASJ*, **38**, 751
- King, A., Frank, J., Ritter, H., 1985, *MNRAS*, **213**, 181
- King, A.R., in: Ventura & Pines 1991, p. 493
- Kippenhahn, R., Weigert, A., 1967, *Z.f.Astroph.*, **65**, 251
- Kippenhahn, R., Weigert, A., *Stellar Structure and Evolution*. – Springer, 1990
- Kitamura, M., 1970, *Ap&SS*, **7**, 272
- Klein, W., 1977, *Zulassungsarbeit, Universität Tübingen*
- Kondo, Y., Van Flandern, T.C., Wolff, C.L., 1983, *ApJ*, **273**, 716
- Kondo, Y. (ed.), *Scientific Accomplishments of the IUE*. – Reidel, 1987
- Kopal, Z., *Close Binary Systems*. – Chapman & Hall, 1959
- Kopal, Z., *Dynamics of Close Binary Systems*. – Astrophysics & Space Science Library Vol.68, Reidel, 1978
- Kraus, U., Nollert, H.-P., Ruder, H., Riffert, H., 1995a, *ApJ*, **450**, 763
- Kraus, U. *et al.*, 1995b, *submitted to ApJ*
- Kretschmar, P., 1991, *Diplomarbeit, Universität Tübingen*
- Kretschmar, P., 1996, *Dissertation, Universität Tübingen*
- Krolik, J.H., in: Holt & Day 1994, p. 681
- Kundt, W., in: Trümper, Lewin & Brinkmann 1986
- Kunz, M., 1991, *Diplomarbeit, Universität Tübingen*
- Kunz, M., Staubert, R., Gruber, D.E. *et al.*, in: Holt & Day 1994, p. 463
- Kunz, M., 1996, *accepted for A&AS*
- Kunz, M., Kendziorra, E., Kretschmar, P. *et al.*, 1996, *accepted for A&AS*
- Lamb, D.Q., in: Tanaka & Koyama 1992, p. 33
- Lamb, F.K., in: ESA SP-148, p. 1
- Lamb, F.K., Pethik, C.J., Pines, D., 1973, *ApJ*, **184**, 271
- Lamb, F.K., in: Ögelman & v.d.Heuvel 1989, p. 649
- Lamb, P., Sanford, P.W., 1979, *MNRAS*, **188**, 555
- Lampton, M., Margon, B., Bowyer, S., 1976, *ApJ*, **208**, 177
- Landau, L.D. (abgedruckt in: Gursky & Ruffini 1975), 1932, *Phys.Z.Sovietunion*, **1**, 285
- Lea, S.M., 1976, *ApJ*, **209**, L69
- Leahy, D.A., Darbro, W., Elsner, R.F. *et al.*, 1983a, *ApJ*, **266**, 160
- Leahy, D.A., Elsner, R.F., Weisskopf, M.C., 1983b, *ApJ*, **272**, 256
- Leahy, D.A., 1991, *MNRAS*, **251**, 203
- Leahy, D.A., in: Holt & Day 1994, p. 476
- Leahy, D.A., Yoshida, A., 1995, *MNRAS*, **276**, 611
- Lewin, W.H.G., Joss, P.C., in: Lewin & van den Heuvel 1983
- Lewin, W.H.G., van den Heuvel, E.P.J. (eds.), *Accretion Driven X-Ray Sources*. – Cambridge University Press, 1983
- Lewin, W.H.G., Van Paradijs, J., Taam, R.E., 1993, *Space Sci. Rev.*, **62**, 223
- Lewin, W.H.G., van Paradijs, J., van den Heuvel, E.P.J. (eds.), *X-Ray Binaries*. – Cambridge University Press, 1995
- Liller, W., 1973, *ApJ*, **184**, L37
- Lipunov, V.M., 1982, *Ap&SS*, **82**, 343

- Lipunov, V.M., *Astrophysics of Neutron Stars*. – Springer, 1992
- Livio, M., in: Nussbaumer & Orr 1994, p. 135
- Lucy, L.B., Solomon, P.M., 1970, *ApJ*, **159**, 879
- Lyne, A.G., Graham-Smith, F., *Pulsars*. – dt.: Barth, 1993
- Maisack, M., 1991, *Dissertation, Universität Tübingen*
- Makishima, K., Ohashi, T., Sakao, T. *et al.*, 1988, *Nature*, **333**, 746
- Makishima, K., Mihara, T., in: Tanaka & Koyama 1992, p.23
- Manchester, R.N., Taylor, J.H., *Pulsars*. – Freeman & Co., 1977
- Maraschi, L., Treves, A., 1976, *Nature*, **259**, 292
- Mardia, K.V., *Statistics of Directional Data*. – Academic Press, 1972
- Mavromatakis, F., 1993, *A&A*, **273**, 147
- Menacher, R., 1986, *Diplomarbeit, MPE*
- Mészáros, P., 1984, *Space Sci. Rev.*, **38**, 325
- Mészáros, P., Nagel, W., 1985a, *ApJ*, **298**, 147
- Mészáros, P., Nagel, W., 1985b, *ApJ*, **299**, 138
- Mészáros, P., Riffert, H., 1988, *ApJ*, **327**, 712
- Mészáros, P., Novick, R., Chanan, G.A., Weisskopf, M.C., Szentgyörgyi, A., 1988, *ApJ*, **324**, 1056
- Mészáros, P., in: Hunt & Battrick 1989, p. 447
- Mészáros, P., in: Ventura & Pines 1991, p. 483
- Meyer, F., Duschl, W.J., Frank, J., Meyer-Hofmeister, E. (eds.), *Theory of Accretion Disks*. – NATO ASI Ser. C, Kluwer 1989
- Michel, F.C., *Theory of Neutron Star Atmospheres*. – University of Chicago Press, 1991
- Middleditch, J., Nelson, J., 1976, *ApJ*, **208**, 567
- Middleditch, J., 1983, *ApJ*, **275**, 278
- Mihara, T., Makishima, K., Ohashi, T. *et al.*, 1990, *Nature*, **346**, 250
- Mihara, T., Makishima, K., Kamijo, S. *et al.*, 1991, *ApJ*, **379**, L61
- Mihara, T., 1995, *Dissertation, University of Tokyo*
- Mony, B., 1991, *Dissertation, Universität Tübingen*
- Nagase, F., 1989, *PASJ*, **41**, 1
- Nagase, F., Dotani, T., Tanaka, Y. *et al.*, 1991, *ApJ*, **375**, L49
- Nagel, W., 1981, *ApJ*, **251**, 278
- Nelson, R.W., Salpeter, E.E., Wasserman, I.M., 1993, *ApJ*, **418**, 874
- Nomoto, K., Shigeyama, T., Kumagai, S., Yamaoka, H., Tsujimoto, T., in: Ventura & Pines 1991, p. 143
- Nussbaumer, H., Orr, A. (eds.), *Interacting Binaries*. – 22<sup>nd</sup> Saas Fee Course 1992, Springer, 1994
- Ögelman, H., Kahabka, P., Trümper, J., Pietsch, W., Voges, W., 1985, *Space Sci. Rev.*, **40**, 347
- Ögelman, H., 1987, *A&A*, **172**, 79
- Ögelman, H., van den Heuvel, E.P.J. (eds.), *Timing Neutron Stars*. – NATO ASI Ser. C, Vol. 262, Kluwer Acad. Publ., 1989
- Ohashi, T., Inoue, H., Kawai, N. *et al.*, 1984, *PASJ*, **36**, 719
- Paczýnski, B., 1981, *Acta Astron.*, **31**, 1
- Parmar, A.N., Sanford, P.W., Fabian, A.C., 1980, *MNRAS*, **192**, 311
- Parmar, A.N., Pietsch, W., McKechnie, S. *et al.*, 1985, *Nature*, **313**, 119
- Parmar, A.N., White, N.E., Stella, L., Izzo, C., Ferri, P., 1989a, *ApJ*, **338**, 359

- Parmar, A.N., White, N.E., Stella, L., 1989b, *ApJ*, **338**, 373
- Parmar, A.N., in: Holt & Day 1994, p. 415
- Pavlov, G.G., 1984, *Adv. Space Res.*, **3**, 255
- Perola, G.C., Salvati, M. (eds.), *Non-Thermal and very high Temperature Phenomena in X-Ray Astronomy*. – Istituto Astronomico Roma, 1985
- Petterson, J.A., 1975, *ApJ*, **201**, L61
- Petterson, J.A., Rothschild, R.E., Gruber, D.E., 1991, *ApJ*, **378**, 696
- Plavec, M., 1967, *Bull. Astron. Inst. Czech.*, **18**, 253
- Prantzos, N., Durouchoux, P., 1984, *A&A*, **136**, 363
- Pratt, J.P., Strittmatter, P.A., 1976, *ApJ*, **204**, L29
- Pravdo, S.H., Bussard, R.W., Becker, R.H. *et al.*, 1978, *ApJ*, **225**, 988
- Pravdo, S.H., White, N.E., Boldt, E.A. *et al.*, 1979, *ApJ*, **231**, 912
- Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., *Numerical Recipes*. – Cambridge University Press, 1986
- Rappaport, S., Joss, P.C., in: Lewin & van den Heuvel 1983
- Raubenheimer, B.C., Ögelman, H., 1990, *A&A*, **230**, 73
- Reppin, C., Pietsch, W., Trümper, J., Kendziorra, E., Staubert, R., in: Perola & Salvati 1985, p. 279
- Reynolds, A.P., Parmar, A.N., 1995, *accepted by A&A*
- Ricketts, M.J., Hall, R., Page, C.G., Whitford, C.H., Pounds, K.A., 1982, *MNRAS*, **201**, 759
- Riffert, H., Nollert, H.-P., Kraus, U., Ruder, H., 1993, *ApJ*, **406**, 195
- Roberts, W.J., 1974, *ApJ*, **187**, 575
- Roberts, D.H., Lehár, J., Dreher, J.W., 1987, *AJ*, **93(4)**, 968
- Romani, R.W., 1990, *Nature*, **347**, 741
- Ruder, H., Wunner, G., Herold, H., Geyer, F., *Atoms in Strong Magnetic Fields*. – Springer, 1994
- Rybicki, G.B., Lightman, A.P., *Radiative Processes in Astrophysics*. – Wiley, 1979
- Salpeter, E.E., 1964, *ApJ*, **140**, 796
- Schandl, S., Meyer, F., 1994, *A&A*, **289**, 149
- Scheepmaker, A., Jansen, F.A., Deerenberg, A.J. *et al.*, 1981, *Space Sci. Rev.*, **30**, 325
- Scott, D.M.S., 1993, *Dissertation, University of Washington*
- Seward, F.D., Harnden, F.R., Helfand, D.J., 1984, *ApJ*, **287**, L19
- Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973, *A&A*, **24**, 337
- Shore, S.N., in: Nussbaumer & Orr 1994, p. 1
- Sieber, W., Wielebinski, R. (eds.), *Pulsars*. – IAU Symp. 95, Reidel, 1981
- Slettebak, A., Snow, T.P. (eds.), *Physics of Be-Stars*. – Cambridge University Press, 1987
- Smith, A., in: Perola & Salvati 1985, p. 271
- Soong, Y., Gruber, D.E., Rothschild, R.E., 1987, *ApJ*, **319**, L77
- Soong, Y., 1988, *Dissertation, University of California, San Diego*
- Soong, Y., Gruber, D.E., Peterson, L.E., Rothschild, R.E., 1990, *ApJ*, **348**, 641
- Staubert, R., Kendziorra, E., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Voges, W., 1980, *ApJ*, **239**, 1010
- Staubert, R., Kendziorra, E., Pietsch, W. *et al.*, 1981, *Space Sci. Rev.*, **30**, 311
- Staubert, R., Bezler, M., Kendziorra, E., 1983, *A&A*, **117**, 215
- Stumpff, P., 1980, *A&AS*, **41**, 1
- Sunyaev, R., Gilfanov, M., Churazov, E. *et al.*, 1988, *SvAL*, **14**, 418
- Sunyaev, R.A., Titarchuk, L.G., 1980, *A&A*, **86**, 121

- Sutantyo, W., 1975, *A&A*, **41**, 47
- Sutantyo, W., van der Linden, Th., van den Heuvel, E.P.J., in: Trümper *et al.* 1986, p. 261
- Tanaka, Y., in: Radiation Hydrodynamics in Stars and Compact Objects, Mihalas, D., Winkler, K.H. (eds.). – Springer 1986, p. 198
- Tanaka, Y., Koyama, K. (eds.), *Frontiers of X-Ray Astronomy*. – Proc. Yamada Conf. XXVIII, Universal Academy Press, 1992
- Tananbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E. *et al.*, 1972, *ApJ*, **174**, L143
- Taylor, J.H., Weisberg, J.M., 1989, *ApJ*, **345**, 434
- Thomas, H.C., Africano, J., Delgado, A.J., Schmidt, H.U., 1983, *A&A*, **126**, 45
- Trümper, J., Pietsch, W., Reppin, C., Sacco, B., Kendziorra, E., Staubert, R., 1977, *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, **302**, 538
- Trümper, J., Pietsch, W., Reppin, C., Voges, W., Staubert, R., Kendziorra, E., 1978, *ApJ*, **219**, L105
- Trümper, J., Kahabka, P., Ögelman, H., Pietsch, W., Voges, W., 1986, *ApJ*, **300**, L63
- Trümper, J., Lewin, W.H.G., Brinkmann, W. (eds.), *The Evolution of Galactic X-Ray Binaries*. – NATO ASI Ser.C 167, Reidel, 1986
- Tucker, W.H., *Radiation Processes in Astrophysics*. – MIT Press, 1975
- Tucker, W.H., Giacconi, R. (eds.), *The X-Ray Universe*. – Harvard University Press, 1985
- Tueller, J., Cline, T.L., Teegarden, B.J. *et al.*, 1984, *ApJ*, **279**, 177
- Ubertini, P., Bazzano, A., La Padula, C. *et al.*, 1981, *Space Sci. Rev.*, **30**, 327
- Ulmer, M.P. *et al.*, 1973, *ApJ*, **181**, L34
- Ulmer, M.P., 1975, *ApJ*, **196**, 827
- Umeda, H., Shibazaki, N., Nomoto, K., Tsuruta, S., 1993, *ApJ*, **408**, 186
- Ushimaru, N., Tawara, Y., Koyama, K. *et al.*, 1989, *PASJ*, **41**, 441
- Van den Heuvel, E., in: Ventura & Pines 1991, p. 171
- Van den Heuvel, E., Rappaport, S. (eds.), *X-Ray Binaries and Recycled Pulsars*. – Kluwer Acad. Publ., 1992
- Van den Heuvel, E., in: Nussbaumer & Orr 1994, p. 263
- Van der Klis, M., Jansen, F., van Paradijs, J. *et al.*, 1985, *Nature*, **316**, 225
- Van der Klis, M., 1989, *ARA&A*, **27**, 517
- Van der Klis, M., in: Ventura & Pines 1991, p. 319
- Van Kerkwijk, M.H., van Paradijs, J., Zuiderwijk, E.J., 1995, *subm. to A&A*
- Van Paradijs, J., 1991a, in: Ventura & Pines 1991, p. 245
- Van Paradijs, J., 1991b, in: Ventura & Pines 1991, p. 289
- Van Paradijs, J., Maitzen, H.M. (eds.), *Galactic High Energy Astrophysics*. – Springer Lecture Notes in Physics Vol. 418, Springer, 1993
- Van Paradijs, J., in: Lewin, van Paradijs & van den Heuvel 1995, p. 536
- Vasyliunas, V.M., 1979, *Space Sci. Rev.*, **24**, 609
- Ventura, J., Pines, D. (eds.), *Neutron Stars: Theory and Observation*. – NATO ASI Ser. C, Vol. 344, Kluwer Acad. Publ., 1991
- Voges, W., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Kendziorra, E., Staubert, R., 1982, *ApJ*, **263**, 803
- Voges, W., 1984, *Dissertation, LMU München*
- Voges, W., Kahabka, P., Ögelman, H., Pietsch, W., Trümper, J., 1985, *Space Sci. Rev.*, **40**, 339
- Vrtilek, S.D., Halpern, J.P., 1985, *ApJ*, **296**, 606

- Vrtilek, S.D., McClintock, J.E., Seward, F.D., Kahns.M., Wargelin, B.J., 1991, *ApJS*, **76**, 1127
- Vrtilek, S.D., Mihara, T., Primini, F.A. *et al.*, 1994, *ApJ*, **436**, L13
- Wang, J.C.L., Lamb, D.Q., Loredó, T.J. *et al.*, 1989, *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1550
- Wang, J.C.L., Wasserman, I.M., Salpeter, E.E., 1988, *ApJS*, **68**, 735
- Wang, Y., 1987, *A&A*, **183**, 257
- Wang, Y., Welter, G.L., 1981, *A&A*, **102**, 97
- White, N.E., Swank, J.H., Holt, S.S., 1983, *ApJ*, **270**, 711
- White, N.E., 1989, *ARA&A*, **1**, 85
- Wilson, R.E., Finger, M.H., Pendleton, G.N., Briggs, M, Bildsten, L., in: Fichtel, Gehrels & Norris 1994, p. 235
- Wilson, R.E., *priv.comm.* 1995
- Wolszcan, A., in: v.d.Heuvel & Rappaport 1992
- Zel'dovich, Y.B., Guseynov, O.K., 1964, *ApJ*, **144**, 840
- Zombeck, M., *Handbook of Space Astronomy and Astrophysics*. – Cambridge University Press, 1990

## Lebenslauf von Wolfgang Mathias Gabriel Kunz

### Persönliche Daten

geboren am 6. August 1963 in Tübingen als Sohn der Gudrun Kunz, geb. Haertel und des Siegfried Kunz

### Schulbildung

1969-1973	Grundschule Pfrondorf
1973-1974	Kepler-Gymnasium Tübingen
1974-1983	Quenstedt-Gymnasium Mössingen
1983	Abitur

### Hochschulausbildung

1983/84	Studium Generale, Leibniz-Kolleg Tübingen
1984	Studium der Philosophie, neueren deutschen Literatur und vergleichenden Literaturwissenschaft, Eberhard-Karls-Universität Tübingen
ab 1984	Studium der Physik (Diplom), Eberhard-Karls-Universität Tübingen
1986	Vordiplom in Physik
1987/88	Graduate Program in Physics, Oregon State University, Corvallis, OR, USA
1990/91	Diplomarbeit am Astronomischen Institut der Eberhard-Karls-Universität Tübingen unter Anleitung von Prof. Dr. R. Staubert über das Thema „Pulsation und Energiespektrum des Röntgendoppelsterns SMC X-1 im Energiebereich 20-80 keV“
1991	Diplom in Physik
1992-1995	Dissertation am Astronomischen Institut der Eberhard-Karls-Universität Tübingen unter Anleitung von Prof. Dr. R. Staubert über das Thema „HEXE-Beobachtungen des Röntgenpulsars Her X-1“

### Meine akademischen Lehrer waren vor anderen die Professoren und Dozenten

Dr. M. Baumann, Dr. V. Braitenberg, Dr. M. Grewing, Dr. D. Griffiths, Dr. W. Hartmann, Dr. W. Hoering, Dr. H. Keuth, Dr. C. Kocher, Dr. K. Krane, Dr. H. Lichte, Dr. O. Lutz, U. Opolka, Dr. H. Pfister, Dr. O. Rössler, Dr. H. Ruder, Dr. S. Ruisenaars, Dr. W. Schweizer, Dr. R. Staubert, Dr. G. Staudt, Dr. A. Stetz