Anwendung Linearer Zustandsraummodelle auf die Kurzzeitvariabilität des Schwarzlochkandidaten Cygnus X-1

Diplomarbeit

vorgelegt von

Katja Pottschmidt

Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Institut für Astronomie und Astrophysik, Abt. Astronomie

Mai 1997

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **5**
1.1 Die Entdeckung der Schwarzen Löcher: Theorie und Praxis 5
1.1.1 Die Vorhersage Schwarzer Löcher 5
1.1.2 Die Suche nach Schwarzen Löchern 7
1.1.3 Stellare Schwarzlochkandidaten 10
1.2 Aufgabenstellung 11

2 Die EXOSAT Mission **13**
2.1 Der EXOSAT Satellit 13
2.1.1 Dauer und Aufgaben der Mission 13
2.1.2 Orbit und Beobachtungsarten von EXOSAT 14
2.1.3 Aufbau und Instrumentierung von EXOSAT 14
2.2 EXOSAT Daten und deren Prozessierung 17
2.2.1 Die *Final Observation Tapes* 17
2.2.2 Die *Interactive Analysis* Software 18
2.2.3 Cyg X-1 Lichtkurven aus dem EXOSAT Archiv 21

3 Methoden der Zeitreihenanalyse **23**
3.1 Beschreibung von Zeitreihen 23
3.1.1 Empirische Kenngrößen 23
3.1.2 Das Periodogramm 26
3.1.3 Zeitreihen als Realisierungen von Prozessen 28
3.2 Stochastische Prozesse 31
3.2.1 Definition 31
3.2.2 Wold'scher Zerlegungssatz 31
3.2.3 Autoregressive Prozesse 32
3.3 Lineare Zustandsraummodelle 33
3.3.1 Definition 33
3.3.2 Parameterschätzung 34

4 Der Schwarzlochkandidat Cygnus X-1 **43**
4.1 Die Systemparameter von Cyg X-1 44
4.2 Das Röntgenspektrum von Cyg X-1 51
4.3 Die Variabilität der Röntgenstrahlung von Cyg X-1 58
4.3.1 Einleitung 58
4.3.2 Die Kurzzeitvariabilität 62
4.3.3 Das Shot Noise Modell 68

5 Auswertung der EXOSAT ME **Lichtkurven von Cygnus X-1** **73**
5.1 Fourieranalyse 73
5.1.1 Periodogramm für kurze Zeitskalen 73
5.1.2 Periodogramm für lange Zeitskalen 76
5.2 Anwendung linearer Zustandsraummodelle auf die Lichtkurven 80
5.2.1 Auswahl und Vorbearbeitung der Lichtkurven 80
5.2.2 Ergebnisse 83
5.2.3 Zusammenfassung und Diskussion 87

6 Ausblick **91**

7 Anhang **93**
7.1 Lichtkurve und PSD für die `ZURAMO` analysierten Beobachtungen 93
7.2 Verteilung der Relaxationszeiten für die `ZURAMO` analysierten Beobachtungen 98
7.3 Literatur 103

Kapitel 1

Einleitung

"Like the unicorn and the gargoyle the black hole seems much more at home in science fiction or in ancient myth than in the real universe. Nevertheless, the laws of modern physics virtually demand that black holes exist."
Kip Thorne (zitiert nach Novikov (1995), S. 1)

1.1 Die Entdeckung der Schwarzen Löcher: Theorie und Praxis

Die Schwarzen Löcher gehören zu den faszinierendsten Objekten, mit denen sich die moderne Astronomie auseinandersetzt. Die spannende Geschichte ihrer Entdeckung ist Gegenstand dieser Einführung. Als Basis für den Überblick dienten vor allem eine populäre Behandlung des Themas von Novikov (1995), sowie das ausführliche Lehrbuch über kompakte Objekte von Shapiro & Teukolsky (1983).

1.1.1 Die Vorhersage Schwarzer Löcher

Die ersten Ideen, die später zur Vorhersage dieser erstaunlichen Objekte führen sollten, wurden bereits im 18. Jahrhundert diskutiert. Unabhängig voneinander schlugen der englische Priester und Geologe John Michell 1783 und der berühmte französische Mathematiker und Astronom Pierre Laplace 1795 die mögliche Existenz "Schwarzer Sterne" vor (Michell 1784; Laplace 1795; Laplace 1799). Die Gedankengänge, die zu dieser Hypothese führten, beruhten auf der Newton'schen Gravitationstheorie und der Annahme von Newton, daß das Licht aus "Lichtkorpuskeln" aufgebaut ist, die wie normale Materie eine bestimmte Masse besitzen: Um die Oberfläche eines Körpers, z.B. eines Sterns, verlassen und sich immer weiter von diesem entfernen zu können, muß eine Masse, z.B. ein Lichtkorpuskel, nach der Gravitationstheorie eine bestimmte Fluchtgeschwindigkeit v_{F} haben, die von der Dichte ρ und dem Radius R des Sterns abhängt:

$$v_{\mathrm{F}} = R \cdot \sqrt{\frac{8}{3}\pi G\rho}$$

In der Formel ist $G = 6.67259 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{cm}^3/(\mathrm{g\,s}^2)$ die Gravitationskonstante. Wenn v_{F} für einen bestimmten Stern größer als die Lichtgeschwindigkeit c wäre, so die damalige Argumentation, so könne kein Licht von seiner Oberfläche abgestrahlt werden, er wäre unsichtbar. Laplace bzw. Michell berechneten erstmals, daß ein Stern mit der Dichte der Sonne ($1.41\,\mathrm{g/cm^3}$) einen Radius von ≈ 500 Sonnenradien ($\mathrm{R}_\odot = 6.96 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}$) haben müsse, um ein solcher "Schwarzer Stern" zu sein. Diese hypothetischen Objekte entsprachen aber noch nicht dem, was man heute unter einem Schwarzen Loch versteht. Zunächst geriet der Ansatz allerdings ganz in Vergessenheit, nachdem Thomas Young 1801 die Interferenzfähigkeit des Lichts, d.h. seine Wellennatur, entdeckt hatte.

Erst die Entwicklung der Quantenmechanik mit dem Welle-Teilchen-Dualismus, sowie weiterer neuer Theorien zu Beginn des 20. Jahrhunderts führte zum heutigen Konzept der Schwarzen Löcher. Zum einen wurde durch die spezielle Relativitätstheorie, die die Lichtgeschwindigkeit als größtmögliche Geschwindigkeit postuliert, erkannt, daß außer dem Licht auch keinerlei sonstige Information von einem "Schwarzen Stern" entkommen kann. Diese Tatsache soll durch die Bezeichnung "Schwarzes Loch" deutlich gemacht werden. Außerdem weiß man heute, daß die Newton'sche Theorie für hohe Gravitationskräfte nicht mehr gültig ist, sondern daß in diesem Fall die Allgemeine Relativitätstheorie (ART) angewendet werden muß.

Im Dezember 1915, nur einen Monat nach Einsteins Veröffentlichung der ART, gelang dem deutschen Astronomen Karl Schwarzschild die Lösung der ART Gleichungen für sphärisch symmetrische, nichtrotierende Körper (Schwarzschild 1916). Ein wesentlicher Parameter dieser Lösung ist der sogenannte Schwarzschildradius R_S. Nach der ART ist die Gravitationskraft an der Oberfläche eines Körpers der Masse M unendlich groß, wenn er den Radius $R_\mathrm{S}(M)$ hat. Für R_S gilt:

$$R_\mathrm{S} = \frac{2GM}{c^2} \approx 3\,\mathrm{km}\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}$$

Die moderne Vorstellung von Schwarzen Löchern wurde geboren, als die amerikanischen Physiker Robert Oppenheimer und Hartland Snyder 1939 zeigten, daß ein Körper, der bis auf seinen Schwarzschildradius zusammengepreßt ist, einen relativistischen Gravitationskollaps erleidet (Oppenheimer & Snyder 1939). Von dem Körper bleibt danach nur das Gravitationsfeld, das bei R_S unendlich groß wird, und das eventuell vor dem Kollaps vorhandene Drehmoment übrig (die Erhaltung der elektrischen Ladung spielt hier keine Rolle, da Sterne i.a. keine Gesamtladung aufweisen).

Damals wußte man auch bereits, daß starke Gravitationsfelder in den Endstadien der Sternentwicklung auftreten. Wenn nämlich mit der Einstellung der Kernfusionsreaktionen im Sterninneren der thermische Druck abnimmt, so wird das Kräftegleichgewicht des Sterns zerstört und er beginnt, unter dem Einfluß der Gravitationskraft zu kontrahieren. Am Ende dieser Entwicklungsphase steht entweder ein Weißer Zwerg mit einer Masse unterhalb der Chandrasekhargrenze ($M \approx 1.4\,\mathrm{M}_\odot$), einer durchschnittlichen mittleren Dichte von $\approx (10^5$–$10^6)\,\mathrm{g/cm^3}$ und einem Radius von einigen tausend Kilometern, oder es kommt zu einer Supernovaexplosion. Außer der völligen Vernichtung des Sterns durch die Supernova, kann danach auch ein Objekt mit einer bestimmten Restmasse M zurückbleiben. Für Restmassen unterhalb der Stabilitätsgrenze für Neutronensterne, die nach heutigem Wissen bei 3–$5\,\mathrm{M}_\odot$ liegt, handelt sich dabei um einen Neutronenstern von ca. 20 km Durchmesser, dessen Zentrum die Dichte von Kernmaterie aufweist (10^{13}–$10^{16}\,\mathrm{g/cm^3}$). Für Restmassen oberhalb der Stabilitätsgrenze führt der Gravitationskollaps schließlich zur Entstehung eines Schwarzen Lochs mit dem Schwarzschildradius $R_\mathrm{S}(M)$.

Trotz dieser Theorien, die die Bildung stellarer Schwarzer Löcher als ein Endprodukt der Sternentwicklung beschreiben, glaubte lange Zeit kaum jemand, daß diese exotischen Objekte wirklich existierten. Insbesondere der einflußreiche englische Astronom Arthur Eddington (1882–1944) lehnte diese Möglichkeit strikt ab. In den 60er Jahren wurden dann aber eine Reihe von Entdeckungen gemacht, die die bisherigen Vorstellungen über viele Vorgänge im Universum grundlegend änderten. Dazu zählen z.B. die Entdeckung der sehr leuchtkräftigen Quasare 1963, die Messung der Mikrowellenhintergrundstrahlung 1965, die eine Bestätigung der Urknalltheorie lieferte, und die Beobachtung eines Radiopulsars, d.h. eines Neutronensterns, 1967, eine Bestätigung der bis dahin nicht allgemein anerkannten Sternentwicklungstheorien. Zu dieser Zeit begann man, die Existenz Schwarzer Löcher ernsthaft in Erwägung zu ziehen und nach ihnen zu suchen.

1.1.2 Die Suche nach Schwarzen Löchern

Zunächst herrschte keine Klarheit darüber, ob und wie ein Schwarzes Loch nachgewiesen werden kann, da es selbst keinerlei elektromagnetische Strahlung emittiert oder reflektiert. Seine einzigen Kenngrößen sind sein eventuell vorhandener Drehimpuls und vor allem seine Masse. Deshalb suchte man zunächst nach spektroskopischen Doppelsternsystemen, in deren Spektrum nur ein Liniensystem zu erkennen ist und deren unsichtbare Komponente eine größere Masse als ihr optischer Begleiter besitzt. Da die Leuchtkraft normaler Sterne umso größer ist, je größer ihre Masse ist, kann es sich bei der unsichtbaren Komponente nicht um einen normalen Stern handeln. Die auf diese Art gefundenen "verdächtigen" Fälle konnten aber immer ohne die Anwesenheit eines Schwarzen Lochs erklärt werden, z.B. durch ein System mit mehr als zwei Komponenten. Es wurde damals auch noch nicht bedacht, daß es im Laufe der Entwicklung enger Doppelsternsysteme zum Massenaustausch zwischen den beiden Komponenten kommt, so daß das Schwarze Loch nicht unbedingt massereicher als sein Begleiter sein muß.

Schließlich erkannte man, daß die Auswirkung des Gravitationsfeldes eines Schwarzen Lochs auf die Materie in seiner unmittelbaren Umgebung, wie z.B. das interstellare Medium (ISM), im Prinzip beobachtbar sein sollte. Nähert sich nämlich Materie einem Schwarzen Loch, so kann sie nach der ART von diesem eingefangen werden. Während sie immer weiter auf den Schwarzschildradius zustürzt und schließlich dahinter verschwindet, gibt sie einen Teil ihrer potentiellen Energie in Form von Strahlung ab. Die bei der Akkretion emittierte mittlere Leuchtkraft L_{Akk} hängt dabei von der Massenakkretionsrate $\dot{M}$ ab, mit der Material auf das Schwarze Loch trifft, sowie von der Effektivität, mit der die potentielle Energie in Strahlung umgesetzt wird. Die Effektivität der sphärischen Akkretion eines stellaren Schwarzen Lochs aus dem ISM ist jedoch so gering, daß die Leuchtkraft für typische Dichten des ISM ($1\,\mathrm{H\text{-}Atom/cm^3}$) höchstens derjenigen sehr leuchtschwacher Sterne entspricht (Shapiro & Teukolsky 1983, S. 427). Die Suche nach Schwarzen Löchern dieser Art war daher nicht sehr vielversprechend und blieb ebenfalls erfolglos. Die ihr zugrundeliegende Idee, nämlich nach Auswirkungen von Akkretionsvorgängen zu suchen, führte aber schließlich auf einen erfolgversprechenderen Ansatz:

In einem engen Doppelsternsystem kann Material vom Begleitstern in das Gravitationsfeld des Schwarzen Lochs hinüberfließen, wodurch sehr viel höhere Werte für $\dot{M}$ und damit für L_{Akk} erreicht werden können als bei der Akkretion aus dem ISM. Wegen ihres Drehimpulses bewegt sich die Materie in diesem Fall zunächst auf Bahnen um das Schwarze Loch, die in erster Näherung als Keplerbahnen betrachtet werden können. Es bildet

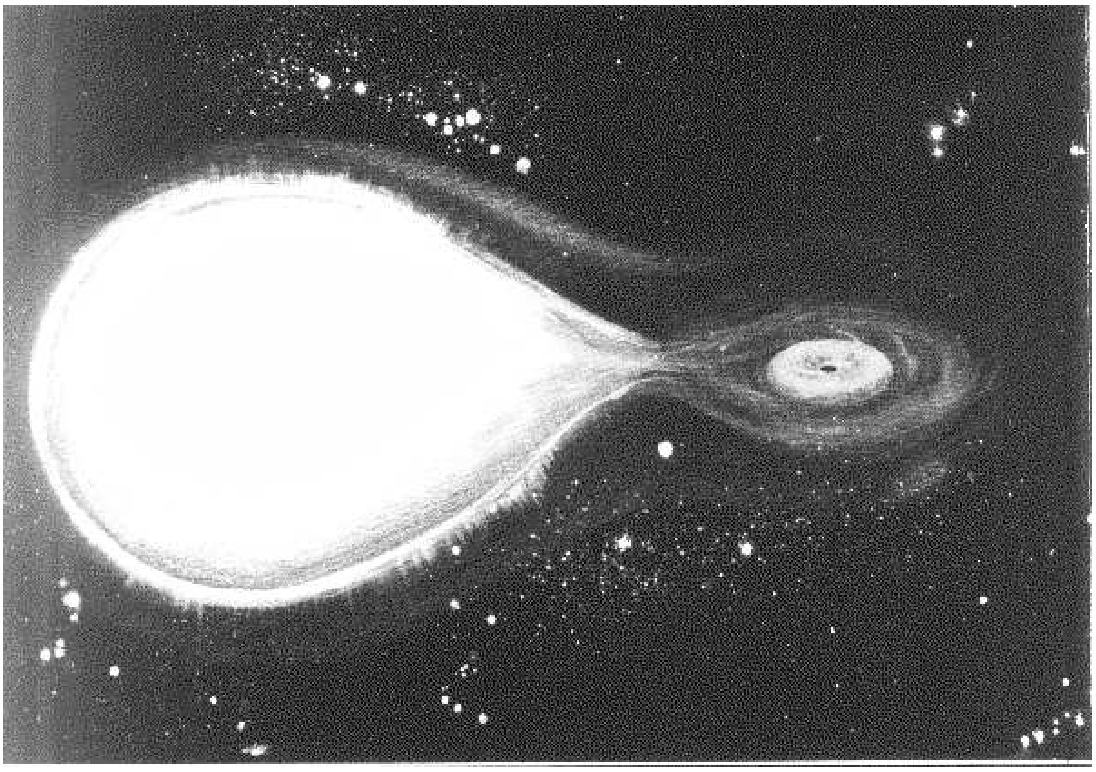

Abbildung 1.1: Künstlerische Darstellung des Röntgendoppelsternsystems Cyg X-1 (`http://www-xray.ast.cam.ac.uk/oday/bh.html`). Nachbearbeitet von Ingo Kreykenbohm.

sich eine Akkretionsscheibe. Durch viskose Reibung wird das Material in der Scheibe aufgeheizt und gibt seinen Drehimpuls nach und nach ab, so daß es sich dem Schwarzen Loch unter Emission elektromagnetischer Strahlung weiter nähert. Wenn das Material den letzten stabilen Orbit von $\approx 3R_\mathrm{S}$ (der genaue Wert hängt vom Drehmoment des Schwarzen Lochs ab; siehe Shapiro & Teukolsky 1983, S. 364 und Kap. 12.7) erreicht hat, wird die Bahnbewegung instabil und die Materie fällt in das Schwarze Loch. Ein Beispiel für dieses Szenario zeigt die künstlerische Darstellung eines solchen Systems in Abb. 1.1. Natürlich kann diese Art der Akkretion auch in Doppelsternsystemen auftreten, in denen die kompakte Komponente ein weißer Zwerg oder ein Neutronenstern ist. Im Unterschied zur Akkretion auf ein Schwarzes Loch, fällt das Material in diesem Fall auf die Oberfläche des kompakten Objekts und strahlt dabei seine gesamte Energie ab.

Die beim Akkretionsvorgang produzierte Leuchtkraft L_Akk ist nach oben beschränkt. Sie wird maximal, wenn der Strahlungsdruck auf die akkretierte Materie sich im Gleichgewicht mit der Gravitationskraft des Schwarzen Lochs befindet. Bei einer weiteren Erhöhung von $\dot{M}$ bzw. des Strahlungsdrucks würde sich das Material vom kompakten Objekt entfernen, so daß $\dot{M}$ wieder nach unten geregelt wird. Diese maximale Leuchtkraft, das Eddingtonlimit L_Edd, wird für den Fall sphärisch symmetrischer Akkretion angegeben. Nimmt man an, das akkretierte Material bestehe aus ionisiertem Wasserstoff, was eine gute Näherung darstellt, so wechselwirkt die Strahlung mit der Materie hauptsächlich durch Thomsonstreuung an den Elektronen. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung an den Protonen ist dagegen um den Faktor $(m_\mathrm{e}/m_\mathrm{p})^2 \approx 3 \cdot 10^{-7}$ geringer. Die elektrostatische Kopplung der Elektronen mit den Protonen bewirkt, daß auf ein Wasserstoffatom im Abstand r vom kompakten Objekt der Masse M die durch die Strahlung verursachte Kraft $F_\mathrm{S} = L_\mathrm{Akk}\sigma_\mathrm{T}/(4\pi c r^2)$ wirkt. Wegen ihrer größeren Masse bestimmen die Protonen die Größe der Gravitationskraft $F_\mathrm{G} = GMm_\mathrm{p}/r^2$. Sind F_S und F_G im Gleichgewicht, so ergibt sich die Eddingtonleuchtkraft eines kompakten Objekts der Masse M in dieser Näherung zu (Shapiro & Teukolsky 1983, S. 396):

$$L_\mathrm{Edd} = \frac{4\pi c G M m_\mathrm{p}}{\sigma_\mathrm{T}} = 1.3 \cdot 10^{38} \left(\frac{M}{\mathrm{M}_\odot}\right) \mathrm{erg/s}$$

In der Formel ist $m_\mathrm{p} = 1.67 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{g}$ die Protonenmasse und $\sigma_\mathrm{T} = 6.652 \cdot 10^{-25}\,\mathrm{cm}$ der Wirkungsquerschnitt für die Thomsonstreuung. Für ein Schwarzes Loch mit einer Masse von 10 Sonnenmassen erhält man daraus $L_\mathrm{Edd} \approx 10^{39}\,\mathrm{erg/s}$ bzw. $2.5 \cdot 10^5$ Sonnenleuchtkräfte. Die Massenakkretionsrate in Röntgendoppelsternen ist jedoch i.a. nicht so groß, daß diese maximale Abstrahlung erreicht wird.

Die tatsächliche Akkretionsleuchtkraft, die in einem Doppelsternsystem mit einer kompakten Komponente entsteht, kann wie folgt abgeschätzt werden (Shapiro & Teukolsky 1983, S. 394 und 429):

$$L_\mathrm{Akk} = 2\eta \frac{GM\dot{M}}{R} \tag{1.1}$$

Der Faktor η gibt die Effizienz an, mit der die potentielle Energie der Materie beim Akkretionsvorgang in Strahlungsenergie umgewandelt wird, M und R sind die Masse und der Radius des akkretierenden Objekts. Für ein Schwarzes Loch gilt $R = R_\mathrm{S}$ und damit $L_\mathrm{Akk} = \eta \dot{M} c^2$. Für die hier betrachtete Scheibenakkretion liegt η zwischen 0.057 und 0.42, je nach dem Drehmoment des Schwarzen Lochs (Shapiro & Teukolsky 1983, S. 429). Die Effizienz dieses Prozesses ist also sehr groß: für die Energiegewinnung aus dem pp-Prozeß, dem primären Kernfusionsprozeß der Sonne, beträgt η im Vergleich dazu "nur" ≈ 0.007. Für ein Schwarzes Loch mit $M = 10\,\mathrm{M}_\odot$, eine realistische Massenakkretionsrate von $\dot{M} = 10^{-9}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{a}$ und $\eta = 0.1$ erhält man nach Gl. (1.1) eine Akkretionsleuchtkraft L_Akk von $\approx 10^{37}\,\mathrm{erg/s}$. Wenn man annimmt, daß es sich hierbei um Schwarzkörperstrahlung handelt, kann man eine untere Grenze T_Sk für die Temperatur der akkretierten Materie angeben. Für T_Sk gilt das Stefan-Boltzmann Gesetz:

$$T_\mathrm{Sk}^4 = \frac{L_\mathrm{Akk}}{4\pi R^2 \sigma_\mathrm{B}},$$

wobei $\sigma_\mathrm{B} = 5.67 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{erg/(cm^2\ s\ K^4)}$ die Stefan-Boltzmann-Konstante ist. Für die hergeleitete typische Leuchtkraft von $10^{37}\,\mathrm{erg/s}$ ergibt sich unter der Annahme, daß die Emission aus der unmittelbaren Nähe des Schwarzen Lochs stammt (also $R \approx 30\,\mathrm{km}$), eine Temperatur von $6 \cdot 10^6\,\mathrm{K}$. Die Energie der abgegebenen Strahlung liegt damit im Bereich von $kT_\mathrm{Sk} = 0.5\,\mathrm{keV}$, d.h. es handelt sich um Röntgenstrahlung.

Aufgrund solcher Überlegungen schlugen die sowjetischen Astrophysiker Yakov Zel'dovich und Oktay Guseynov 1965 vor, in Doppelsternen, die Röntgenstrahlung emittieren, nach Schwarzen Löchern zu suchen (Zel'dovich & Guseynov 1965). Dabei war erst 1962 mit Scorpius X-1 die erste Röntgenquelle außerhalb des Sonnensystems entdeckt worden (Giacconi et al. 1962). Da Röntgenstrahlen von der Erdatmosphäre absorbiert werden, sind für Beobachtungen in diesem Energiebereich Ballon-, Raketen- oder Satellitenexperimente notwendig. Der erste vollständig der Röntgenastronomie gewidmete Satellit *Uhuru* war von 1970 bis 1973 im Einsatz (eine Zusammenfassung dieser und der darauf folgenden Satellitenmissionen bietet z.B. der Artikel von Bradt, Ohashi & Pounds 1992). Das *Uhuru* Experiment bestand aus einem kollimierenden Proportionalzähler, der für Energien von 2–20 keV empfindlich war. Seine Beobachtungen führten zu der Entdeckung und optischen Identifikation zahlreicher Röntgendoppelsterne, wie z.B. Hercules X-1, Vela X-1 oder Cygnus X-1. Und mit Cyg X-1 hatte man nun tatsächlich einen Kandidaten für ein Schwarzes Loch gefunden.

Die im Rahmen dieser Arbeit wichtigen stellaren Schwarzlochkandidaten wie Cyg X-1 werden im nächsten Abschnitt genauer betrachtet. Zuvor soll noch erwähnt werden, daß heute mit den Kernen Aktiver Galaxien (Active Galactic Nuclei (AGNs)) noch eine weitere Art von Schwarzen Löchern bekannt ist. Die Aktiven Galaxien (z.B. Quasare, Seyfert-Galaxien, ...) besitzen im Vergleich zu normalen Galaxien gleichen Hubbletyps eine stark erhöhte, variable Leuchtkraft von bis zu 10^{49} erg/s. Nach dem allgemein akzeptierten Standardmodell der Aktiven Galaxien befindet sich im Zentrum einer solchen Galaxie ein Schwarzes Loch von 10^6–$10^9\,\mathrm{M}_\odot$, welches in der aktiven Phase Materie akkretiert und so die beobachteten hohen Leuchtkräfte erzeugt (siehe z.B. König 1994 und die dort angegebene Literatur).

1.1.3 Stellare Schwarzlochkandidaten

Als kompaktes Objekt eines Röntgendoppelsterns kommt sowohl ein Weißer Zwerg, wie auch ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch in Frage. Dabei ist insbesondere die Leuchtkraft, die bei der Akkretion auf einen Neutronenstern entsteht, mit derjenigen, die bei der Akkretion auf ein Schwarzes Loch entsteht, vergleichbar (Shapiro & Teukolsky 1983, S. 429). In manchen Fällen weiß man, daß es sich bei der kompakten Komponente um einen Neutronenstern handeln muß und zwar dann, wenn in der Röntgenstrahlung des Systems sogenannte Typ I Bursts oder Pulsationen auftreten. Die Typ I Bursts entstehen laut Theorie durch thermonukleare Reaktionen auf der Neutronensternoberfläche, während die gepulste Röntgenstrahlung dadurch verursacht wird, daß der Neutronenstern ein Magnetfeld besitzt, das schräg zur Rotationsachse des Neutronensterns steht: da die akkretierte Materie haupsächlich an den Magnetpolen auf den Neutronenstern trifft und dort Röntgenstrahlung erzeugt, kommt es zum bekannten "Leuchtturmeffekt". Da ein Schwarzes Loch weder eine feste Oberfläche, noch ein Magnetfeld ("No Hair Theorem") besitzt, kann ein Röntgendoppelstern, der Typ I Bursts oder Pulsationen zeigt, kein Schwarzes Loch enthalten.

Fehlen solche Eigenschaften der Röntgenstrahlung, so ist die Unterscheidung zwischen einem System mit einem Neutronenstern oder einem Schwarzen Loch nicht trivial. Als verläßlichstes Unterscheidungsmerkmal gilt die Masse M des kompakten Objekts: bestimmt man mit Hilfe der Massenfunktion (Gl. (4.2), S. 47) für M einen Wert, der oberhalb der theoretischen Stabilitätsgrenze für Neutronensterne von $\approx 3\,\mathrm{M}_\odot$ liegt, so geht man davon aus, daß es sich bei dem kompakten Objekt um ein Schwarzes Loch handelt. Da diese Argumentation keinen direkten Beweis für die Anwesenheit eines Schwarzen Lochs in dem System darstellt, spricht man von einem Schwarzloch-"Kandidaten" (Black Hole Candidate (BHC)). Cyg X-1 war der erste Röntgendoppelstern, für dessen kompakte Komponente eine Masse $>3\mathrm{M}_\odot$ bestimmt wurde, und somit der erste anerkannte Schwarzlochkandidat (siehe Unterkapitel 4.1). Die typischen Merkmale seiner Röntgenstrahlung (Millisekundenvariabilität, spektrale Zustände mit sehr weichem Spektrum, Potenzgesetzspektrum bis zu Energien >20 keV, siehe Unterkapitel 4.2 und 4.3), galten lange Zeit als spezifisches Schwarzlochverhalten und führten zur Klassifikation weiterer Röntgendoppelsterne als BHCs (z.B. A 0620-00, LMC X-1 und andere). Inzwischen kennt man zwar Beispiele dafür, daß diese Charakteristika auch in Systemen mit Neutronensternen auftreten können, sie sind aber dennoch ein starker Hinweis auf die Anwesenheit eines Schwarzen Lochs: A 0620-00 und LMC X-1, z.B., stellten sich aufgrund der Massenbestimmung tatsächlich als BHCs heraus. Die heute bekannten BHCs sind in verschiedenen Übersichtsartikeln beschrieben worden, z.B. von Cowley (1992), Tanaka & Lewin (1995) oder White & van Paradijs (1996).

Je nachdem, ob der optische Begleiter in einem Röntgendoppelstern ein massereicher O- oder B-Stern oder ein massearmer Stern späteren Typs ist, spricht man von einem *High Mass X-Ray Binary* (HMXB) bzw. einem *Low Mass X-Ray Binary* (LMXB). Nach White & van Paradijs (1996) kennt man 27 Schwarzlochkandidaten, von denen drei Teil eines HMXBs sind und 24 sich als LMXB klassifizieren lassen. Dabei liegt für alle drei HMXBs (Cyg X-1, LMC X-1, LMC X-3) und für sieben der LMXBs (z.B. A 0620-00) eine Massenbestimmung, also eine optische Messung der Radialgeschwindigkeiten, vor. Die Mehrheit der LMXB Schwarzlochkandidaten sind *Transients*, d.h. ihre Röntgenintensität zeigt sehr viel stärkere Variationen als die anderer Röntgendoppelsterne, die als *Persistent Sources* bezeichnet werden. Die Röntgenleuchtkraft der Transients steigt üblicherweise innerhalb einiger Tage um einen Faktor von 10^3–10^4 auf bis zu 10^{39} erg/s an und fällt dann mit einer Abklingzeit von ungefähr einem Monat wieder ab (Tanaka & Lewin 1995). Auch der optische Begleiter wird während des Ausbruchs ca. 100 mal heller, was häufig zur Entdeckung der Transients führt. In den meisten Fällen wiederholen sich die Ausbrüche periodisch oder irregulär auf Zeitskalen von weniger als einem Monat und bis zu mehreren dutzend Jahren. Sie werden auf ein plötzliches Ansteigen der Massenakkretionsrate $\dot{M}$ zurückgeführt, über deren Ursachen (z.B. Instabilitäten in der Akkretionsscheibe oder Ausdehnung der Begleitsternatmosphäre durch Röntgenheizung) noch keine Klarheit besteht. Die HMXB Schwarzlochkandidaten sind alle Persistent Sources.

1.2 Aufgabenstellung

Die Beschreibung der beobachteten Röntgenstrahlung eines Röntgendoppelsterns und der ihr zugrundeliegenden physikalischen Prozesse, welche in der unmittelbaren Umgebung der kompakten Komponente des Systems ablaufen, stellt ein sehr komplexes und bisher nur teilweise verstandenes Problem dar. Eine wichtige Aufgabe der diesbezüglichen Forschungen ist nach wie vor die Suche nach einer Möglichkeit, anhand von Signaturen der Röntgenstrahlung zwischen einem Neutronenstern und einem Schwarzen Loch als akkretierendem Objekt zu unterscheiden.

Wie bereits angedeutet wurde, ist außer den spektralen Eigenschaften insbesondere die Änderung der Röntgenintensität auf sehr kurzen Zeitskalen charakteristisch für stellare Schwarzlochkandidaten. Diese Kurzzeitvariabilität ist besonders ausführlich am Beispiel der Lichtkurven des "Musterschwarzlochkandidaten" Cyg X-1 untersucht worden, es existiert aber noch keine einheitliche Beschreibung der Beobachtungen. Ziel dieser Arbeit ist es, die hochaufgelösten Lichtkurven von Cyg X-1 mit einem erst kürzlich entwickelten Verfahren zur Modellierung gemessener Zeitreihen zu analysieren und zu prüfen, ob die Theorie der linearen Zustandsraummodelle, auf der das Verfahren aufgebaut ist, eine konsistente Beschreibung der beobachteten Variabilität ermöglicht. Die analysierten Lichtkurven stammen von dem Röntgensatelliten EXOSAT. Diese Mission und die Gewinnung der Lichtkurven sind Gegenstand von Kapitel 2. In Kapitel 3 werden im Rahmen einer Darstellung der Methoden der Zeitreihenanalyse sowohl die üblicherweise angewendeten Fouriertechniken, wie auch die weniger bekannte Theorie der linearen Zustandsraummodelle diskutiert. Außerdem wird der Algorithmus, der zur Anpasssung linearer Zustandsraummodelle an die Lichtkurven von Cyg X-1 verwendet wurde, vorgestellt und mit einem Beispiel illustriert. Das nächste Kapitel bietet einen Überblick über den heutigen Kenntnisstand des Röntgendoppelsterns Cyg X-1. Nach einer Zusammenfassung der Systemparameter und der spektralen Eigenschaften der Quelle wird dort besonders auf die Untersuchung ihrer Variabilität eingegangen. Kapitel 5 schließlich beschäftigt sich mit der Neuauswertung der EXOSAT Lichtkurven von Cyg X-1. Zunächst werden dabei die Schwankungen der Röntgenintensität auf Zeitskalen von einigen Millisekunden bis hin zu einigen Stunden mit den üblichen Fouriertechniken untersucht. Anschließend werden die Ergebnisse der Anpassung linearer Zustandsraummodelle an die Lichtkurven dargestellt. Den Abschluß der Arbeit bildet ein Ausblick auf weitere Anwendungsmöglichkeiten der linearen Zustandsraummodelle in der Astronomie.

Kapitel 2

Die EXOSAT Mission

2.1 Der EXOSAT Satellit

2.1.1 Dauer und Aufgaben der Mission

Die EXOSAT (European X-Ray Observatory Satellite) Mission, bereits Ende der 60er Jahre geplant, wurde 1973 von der ESA beschlossen. Der Satellit wurde am 26. Mai 1983 von der Vandenberg Air Force Base (USA) gestartet und war bis zum 9. April 1986 in Betrieb. Seine Instrumentierung bestand aus zwei abbildenden Wolter-Teleskopen im Energiebereich von 0.04–2.0 keV (Low Energy: LE1, LE2), einem kollimierenden Proportionalzähler im Bereich 1.5–50 keV (Medium Energy: ME) und einem Gas-Szintillations-Proportionalzähler für Energien von 1.5–80 keV (GSPC). Die Aufgaben der Mission waren folgende (Taylor et al. 1981):

- Präzise Lokalisierung der Quellen im LE (Wolter-Teleskope) und ME (Mondokkultation) Energiebereich,
- Abbildung diffuser, ausgedehnter Quellen mit den LE-Teleskopen,
- Breitband-Spektroskopie von Quellen im gesamten zugänglichen Energiebereich,
- Energiedispersive Spektroskopie von Punktquellen im LE Bereich,
- Untersuchung der zeitlichen Variabilität von Quellen auf Zeitskalen von Millisekunden bis Tagen,
- Entdeckung neuer Quellen.

EXOSAT hat 1780 Beobachtungen von verschiedensten Objekten (z.B. Aktiven Galaxien, Sternkoronen, kataklysmischen Veränderlichen, weißen Zwergen, Röntgendoppelsternen, Galaxienhaufen und Supernovaüberresten) gemacht. Die ersten detaillierten Beobachtungen im EUV (100–300 Å) wurden durchgeführt. Aufsehen erregt hat die Entdeckung und Untersuchung von *Quasiperiodischen Oszillationen* (QPOs) (siehe dazu auch Seite 65) in den Lichtkurven einiger Röntgendoppelsterne (Bradt, Ohashi & Pounds 1992; van der Klis et al. 1985).

Ausführlich beschrieben wird der EXOSAT Satellit mit seinen Instrumenten im "EXOSAT Observers Guide Part II: Observers Handbook" der ESA. Eine Zusammenfassung des gesamten Missionsablaufs findet man im World Wide Web unter:
`http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/journal/exosat_archive6.html`.

Tabelle 2.1: Orbitparameter von EXOSAT (die in Klammern stehenden Zahlen geben die geplanten Werte im Gegensatz zu den tatsächlich erreichten an).

Apogäum	1.91×10^5 (2×10^5) km
Perigäum	350 (500) km
Inklination	72.5°
Perigäumslänge	286.5°
Umlaufzeit	90.6 (99) h
Zeit oberhalb 5×10^4 km, d.h. oberhalb der Strahlungsgürtel	76 (80) h
Bodenstation	Villafranca, Spanien

2.1.2 Orbit und Beobachtungsarten von EXOSAT

Im Gegensatz zu anderen Röntgensatelliten wurde EXOSAT auf einen hochexzentrischen Orbit mit den in Tab. 2.1 angegebenen Charakteristika gebracht, um Bedeckungen von Röntgenquellen durch den Mond über einen möglichst großen Himmelsbereich zu ermöglichen. Dadurch waren zum ersten mal lange, ununterbrochene Beobachtungen von Röntgenquellen möglich, allerdings mit einem erhöhten, von der Sonnenaktivität abhängenden Teilchenhintergrund. Der Satellit konnte auf zwei Arten betrieben werden, zum einen durch Pointierung auf eine Röntgenquelle für bis zu 76 Stunden und zum anderen durch Beobachtung von Mond- und Erdbedeckungen der Röntgenquelle. Im Laufe der Mission hat sich die erste Betriebsart als größter Vorteil von EXOSAT erwiesen.

2.1.3 Aufbau und Instrumentierung von EXOSAT

Die Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des Satelliten, der aus folgenden Hauptkomponenten bestand: Einem drehbaren Sonnenpaddel (260 W) und der in drei Achsen stabilisierten Plattform, die die vier Experimente (LE1, LE2, ME und GSPC) trug. Diese Instrumente wurden entlang der optischen Achse ausgerichtet, welche von zwei Star Trackern definiert wurde (auf ca. $1''$ genau), die an jeweils einem LE-Instrument angebracht waren. Orbit und Ausrichtung konnten mit Hilfe des *Attitude and Orbit Control Systems* (AOCS) kontrolliert werden. Dabei wurde die Lage jeder der drei Achsen mit einem Kreisel (Gyros) gemessen und durch eine Hydrazin- und Propanantriebssystem auf $\pm 2''$ stabilisiert bzw. neu eingestellt.

Zu den wissenschaftlichen Instrumenten:

LE: Jedes der beiden voneinander unabhängigen LE Experimente umfaßte ein abbildendes Wolter-Teleskop und zwei verschiedene Detektoren, den *Position Sensitive Proportional Counter Detector* (PSD) und das *Channel Multiplier Array* (CMA). PSD und CMA konnten wahlweise in die Fokalebene des Teleskops gefahren werden. Außerdem konnten noch jeweils verschiedene Filter und ein Gitter, das *Transmission Grating Spectrometer* (TGS), in den Strahlengang gebracht werden. Die PSDs erlaubten eine gleichzeitige Bestimmung der Spektren und Positionen aller im Bildfeld liegenden Röntgenquellen, sie fielen aber schon zu Beginn der Mission aus. Die

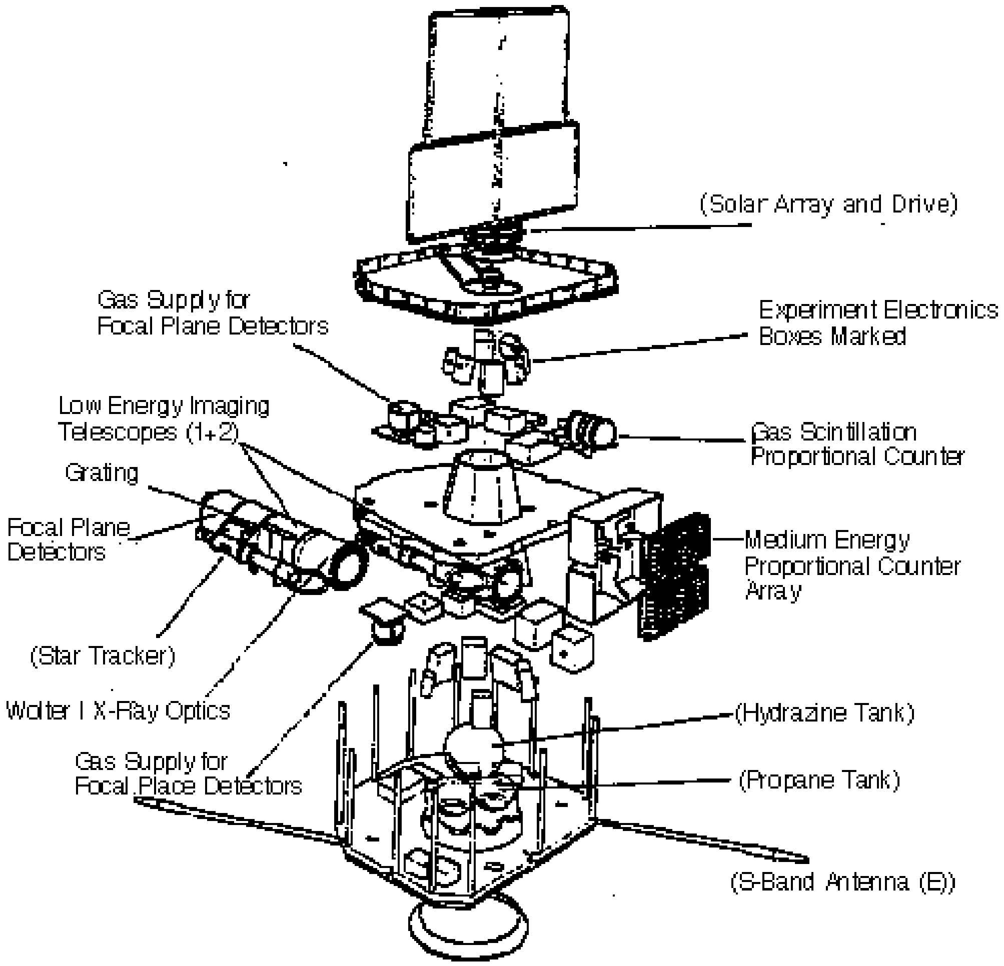

Abbildung 2.1: Aufbau von EXOSAT (schematisch), Quelle:
`http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Images/journal/exosat_archive1.gif`.

CMAs, von denen jedes ein Gesichtsfeld von 2° Durchmesser und eine maximale effektive Fläche von 10 cm^2 besaß, lieferten keine Energieinformation. Sie wurden zur Bestimmung von Quellpositionen genutzt (mit einem Fehlerradius von 8° bei einer Vertrauenswahrscheinlichkeit von 90%). Mit Hilfe der verschiedenen Filter, die vor die CMAs in den Strahlengang gebracht werden konnten, war breitbandige, ortsaufgelöste Filterspektroskopie möglich. Durch die Gitter konnte auch hochaufgelöste Spektroskopie mit einer spektralen Auflösung von bis zu 1 Å betrieben werden. Allerdings fiel auch eines der CMAs bereits im Oktober 1983 aus, und das verbleibende CMA konnte ab September 1983 nicht mehr mit dem Gitter betrieben werden. Unter den für 24 Quellen gemessenen hochaufgelösten LE Spektren befinden sich aber einige der qualitativ hochwertigsten (z.B. für Capella oder Sco X-1), die bis dahin produziert worden waren. Ausführlich beschrieben werden die LE Experimente von de Korte et al. (1981).

ME: Dieses Instrument war aus acht Vieldrahtproportionalzählern aufgebaut, von denen jeweils zwei zu einem Quadranten zusammengefügt waren und dadurch immer die gleiche Blickrichtung hatten. Jeder der acht Zähler bestand aus zwei Kammern. Die obere Kammer war mit Argon gefüllt und im Bereich von 1.5–20 keV empfindlich, die untere enthielt Xenon und deckte einen Energiebereich von 5–50 keV ab. Die beiden Kammern standen unter einem Druck von 2 bar und waren durch ein Berylliumfenster voneinander getrennt. Das Gesichtsfeld des ME Experiments war durch einen Mikrokanalplattenkollimator aus Bleiglas vor jedem Proportionalzähler gegeben und betrug $45'$ FWHM. Die gesamte effektive Fläche umfaßte $1600\,\mathrm{cm}^2$. Es wurden Energieauflösungen von $\Delta E/E = 0.22$ FWHM bei 6 keV für die Argon Messungen und von 0.24 FWHM bei 22 keV für die Xenon Messungen erreicht. Die Hintergrundzählrate (Sonnenwind, kosmische Strahlung, Radioaktivität des Detektormaterials, extragalaktischer Röntgenhintergrund) wurde durch die Kombination verschiedener Techniken niedrig gehalten (Turner & Smith 1981). Unter anderem wurden die jeweils äußeren Anodendrähte jeder Anodendrahtebene und die Endkathode zur Abschirmung benutzt. Das ME Experiment konnte sowohl zur Positionsbestimmung (Mondokkultation), wie zur Messung von Röntgenspektren von 1–50 keV als auch zur Untersuchung der Variabilität von Röntgenquellen eingesetzt werden.

GSPC: Der Gas-Szintillations-Proportionalzähler bestand aus einer Detektorzelle aus Keramik, die mit einer Mischung aus Xenon und Helium unter dem Druck von 1 bar gefüllt war. Die durch ein Berylliumfenster einfallenden Röntgenphotonen erzeugten durch Photoabsorption freie Elektronen, die in einem elektrischen Feld beschleunigt wurden, bis sie die Edelgasatome durch Stoßionisation anregen konnten. Die anschließend emittierten UV-Photonen verließen den Detektor durch eine Quarzplatte und wurden von einem Photomultiplier registriert. Das Gesichtsfeld des GSPC war durch den gleichen Kollimator wie für den ME Detektor zu $45'$ FWHM gegeben. Seine Energieauflösung $\Delta E/E$ war im Vergleich zum ME Detektor mit 0.47 FWHM bei 6 keV ungefähr doppelt so groß, seine effektive Fläche mit $\approx 100\,\mathrm{cm}^2$ jedoch wesentlich kleiner. Die Hauptanwendung des GSPCs bestand deshalb in der genauen Vermessung des spektralen Kontinuums und der Linien starker Röntgenquellen. Peacock et al. (1981) geben einen detaillierten Überblick über den Gas-Szintillations-Proportionalzähler.

Der gemessene Datenstrom wurde von einem *On Board Computer* (OBC) bearbeitet und komprimiert, bevor er zur Bodenstation gesendet wurde (max. 8 kb/s). Dadurch, daß der OBC vom Boden aus programmierbar war, konnte auf Probleme mit den Instrumenten eingegangen werden. Außerdem wurden die OBC Programme und damit die zur Verfügung gestellten Datenformate während der Mission nach Bedarf ergänzt. Die OBC Programme waren insbesondere zur Vorreduktion und Komprimierung der umfangreichen Daten von den 16 ME Detektorkammern wichtig und stehen für dieses Instrument in großer Zahl zur Verfügung.

2.2 EXOSAT Daten und deren Prozessierung

2.2.1 Die *Final Observation Tapes*

Die von den vier Instrumenten gelieferten Rohdaten wurden in *Final Observation Tapes* (FOTs) eingeteilt, die jeweils eine Beobachtung mit einem der Instrumente enthalten, und auf jeweils einem oder mehreren 1600 BPI Bändern pro FOT an die Beobachter verteilt. Seit Mai bzw. Oktober 1994 sind diese Rohdaten via FTP vom EXOSAT Archiv bei der *High Energy Astrophysics Science Archive Research Center* HEASARC Datenbank zugänglich (allerdings sind von den Originalbeobachtungen inzwischen ca. 50 verloren gegangen, einige andere dagegen sind doppelt vorhanden). Detaillierte Informationen über den Aufbau der FOTs bietet der "EXOSAT Observers Guide Part III: Final Observation Tape Handbook" der ESA.

Man erhält die Rohdaten in folgenden Schritten:

1. Suche nach den FOTs mit den erwünschten Beobachtungen:
   Die EXOFOT Datenbank bei HEASARC enthält eine Liste sämtlicher FOTs. Um eine bestimmte Beobachtung zu identifizieren, dienen der Name des beobachteten Objekts oder das Instrument oder die Anfangs- und Endzeit der Beobachtung (nicht die Koordinaten des Objekts). Ein Eintrag in dieser Liste stimmt nicht automatisch mit einem Eintrag in der EXOLOG Datenbank bei HEASARC überein, welche das EXOSAT *Observation Log* enthält und in der Beobachtungen mit Hilfe der Koordinaten ausgewählt werden können. Eine Empfehlung für eine kombinierte Suche in beiden Listen findet man im World Wide Web unter:
   `http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/exosat/exofot.html`
   Die Final Observation Tapes, die EXOSAT ME Beobachtungen von Cyg X-1 enthalten, sind in Tab. 2.2 auf der nächsten Seite aufgeführt.

2. Beschaffung der ausgewählten FOTs:
   Der Zugriff auf die Daten erfolgt über den anonymen FTP Account auf der Maschine `legacy.gsfc.nasa.gov`. Die FOTs liegen als Binärdateien vor, die mit der öffentlichen Software `zoo` komprimiert sind. HEASARC plant außerdem, diese Rohdaten ab Dezember 1996 über einen Zeitraum von zwei Jahren in das FITS Format zu konvertieren.

3. Entkomprimieren der FOT Dateien:
   Beim Entkomprimieren von `zoo` Dateien können folgende Besonderheiten auftreten:

   - Es können mehrere FOT Dateien mit aufeinanderfolgenden Nummern entstehen, von denen die erste die gleiche Nummer trägt wie die komprimierte Datei. Wenn man die Daten mit der zur weiteren Bearbeitung entwickelten *Interactive Analysis* Software lesen will, werden bei Angabe der Nummer der ersten Datei alle entstandenen Teilstücke mit eingelesen.
   - In manchen Fällen läßt sich die komprimierte Datei gar nicht mehr entkomprimieren oder beim Entkomprimieren treten Fehlermeldungen auf. In dieser Arbeit wurden nur FOTs verwendet, die in dieser Hinsicht unproblematisch sind.

   Die so vorbereiteten Daten können nun mit der *Interactive Analysis* Software gelesen und weiterverarbeitet werden.

Tabelle 2.2: Final Observation Tapes aller EXOSAT ME Beobachtungen von Cyg X-1.

Nr.	FOT Nr.	Name des Objekts	Startzeit [yy.ddd hh:mm:ss]	Endzeit [yy.ddd hh:mm:ss]	Länge der zoo–Datei [Byte]
X01	EE5228	ME CYGNUS X-1	83.170 20:23:54	83.173 07:29:54	26301875
X02	EE2856	ME N CYG X-1	83.171 14:00:02	83.172 14:05:30	15671538
X03	EE5355	ME CYG X-1	83.209 16:13:00	83.209 18:55:56	550950
X04	EE8085	ME CYG X-1	83.209 18:41:00	83.210 03:27:48	4840884
05	EE8087	ME CYG X-1	83.209 18:41:00	83.210 03:37:56	4878267
X06	EE8080	ME CYG X-1	83.210 03:29:48	83.210 03:31:24	50714
X07	EE7018	ME CYG X-1	83.210 03:29:48	83.210 03:30:44	48263
X08	EE7143	ME CYG X-1	83.210 03:29:48	83.210 03:30:44	48262
X09	EE7187	ME CYG X-1	83.210 03:29:48	83.210 03:37:56	79541
10	EE1723	ME CYG X-1	83.268 02:40:46	83.268 09:25:42	5138242
11	EE8090	ME CYG X-1	83.268 06:57:02	83.268 12:18:54	2378016
12	EE2461	ME CYG X-1	84.142 02:52:18	84.142 14:01:22	8344014
13	EE2956	ME CYG X-1	84.189 09:16:28	84.189 18:33:56	7676242
14	EE2859	ME CYG X-1	84.189 22:45:24	84.190 06:45:00	6034734
15	EE2929	ME CYG X-1	84.191 09:30:52	84.191 19:55:56	6904596
16	EX3620	ME CYG X-1	84.206 13:19:00	84.207 00:23:56	11563789
17	EE3962	ME CYG X-1	84.307 16:12:18	84.308 01:39:54	5904823
X18	EE6000	ME LE CAL	85.157 09:53:56	85.157 21:11:56	8277617
19	EE6505	ME LE CAL	85.224 03:38:06	85.224 14:39:58	8103075
20	EE6733	ME CYG X-1	85.257 10:18:38	85.257 21:29:58	11202542
21	EY3302	ME CYG X-1	85.288 20:20:00	85.289 07:22:00	9728943
22	EE6986	ME CYG X-1	85.291 09:10:40	85.292 00:40:56	16136688

Bemerkungen:
FOTs, die sich zeitlich überschneiden, sind zusammengefaßt (Querstriche). Die mit X gekennzeichneten FOTs sind aus verschiedenen Gründen nicht verwendet worden:
Nr. 01, 02, 03: Für diese Beobachtungen existiert kein zeitlich hochaufgelöster Datenstrom.
Nr. 04: Diese Beobachtung ist in Nr. 05 enthalten.
Nr. 06, 07, 08, 09: Diese FOTs enthalten keine Beobachtung.
Nr. 18: Beim Entkomprimieren der zoo-Datei erhält man eine Warnmeldung für einen defekten Header. Das FOT läßt sich allerdings trotzdem lesen.

2.2.2 Die *Interactive Analysis* Software

2.2.2.1 Allgemeines

Die EXOSAT *Interactive Analysis* (IA) Software ermöglicht es, aus den FOT Dateien Lichtkurven, Spektren und Photonenlisten zu extrahieren, die von Standard-Analyse-Programmen wie `XSPEC`, `XIMAGE` und `XRONOS` gelesen werden können. Eine kurze Einführung mit Beispielen einer typischen IA Anwendung ist im World Wide Web zu finden:
`http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/journal/exosat_analysis6.html`
Ab 1983 wurde mit der Entwicklung der IA Programme auf selbst damals "altertümlichen" HP1000 Rechnern begonnen, was sich noch in der Sperrigkeit der heutigen IA Version niederschlägt. Seit 1990 existiert die Software auch für UNIX-Systeme. Die in dieser Arbeit verwendeten Lichtkurven der EXOSAT ME Rohdaten von Cyg X-1 wurden mit der neuesten IA Version (v2.0) auf die in Abschnitt 2.2.2.3 beschriebene Art aus den FOT Dateien gewonnen. Die IA Software, die via FTP von `astro.estec.esa.nl` erhältlich ist, läuft auf einem HP9000/712 Rechner und ist in der Praxis auf HP Rechner beschränkt.

2.2.2.2 Komponenten der IA Software

Das in Fortran-77 und ANSI-C geschriebene System besteht aus fünf Hauptkomponenten:

1. User Shell — OP
   Damit wird die Ausführung der übrigen Programme kontrolliert und die Verbindung zu `XRONOS`, `XSPEC` und `XIMAGE` hergestellt.

2. Telemetry Filing — FOTF
   FOTF liest die FOT Daten ein, teilt sie in Beobachtungsintervalle (mit konstanter Satelliten- und Instrumentenkonfiguration) ein und macht sie für die IA Programme lesbar. Informationen über die Beobachtungsintervalle und die jeweilige Instrumentenkonfiguration können dann ebenfalls innerhalb dieser Programme abgerufen werden.

3. ME Interactive Analysis — MXIA2
   Für ausgewählte Datenstücke können Spektren und Lichtkurven erzeugt, aufgelistet und dargestellt (nur Spektren) werden, wobei Totzeit- und Kollimatortransmissionseffekte korrigiert werden können. Zur Hintergrundskorrektur kann man entweder Slewing- oder Array-Swap-Daten (siehe Seite 20) verwenden. Für Lichtkurven ist außerdem eine baryzentrische Korrektur der Ankunftszeiten möglich.

4. LE Interactive Analysis — LXIA7
   Für ausgewählte Datenstücke können Bilder, Lichtkurven und Photonenlisten erstellt und diverse Korrekturen durchgeführt werden (Totzeit, "Wobbel-Bewegung" des Satelliten, Vignettierung).

5. GS Interactive Analysis — GXIA7
   Für ausgewählte Datenstücke können Spektren und Lichtkurven erzeugt, aufgelistet und dargestellt (nur Spektren) werden. Außerdem können Kollimatortransmissions-, Totzeit- und für die Spektren auch Hintergrundskorrekturen durchgeführt werden.

2.2.2.3 Extraktion von Lichtkurven für EXOSAT ME Beobachtungen mit IA

Aufgrund der hohen Zeitauflösung ($<16\,\mathrm{ms}$) der zur weiteren Analyse verwendeten Lichtkurven von Cyg X-1 wird die Extraktionsprozedur mit Hilfe der ME Interactive Analysis sehr zeitaufwendig, so daß es sich anbot, dafür ein automatisiertes Standardverfahren zu entwickeln, das aus folgenden Schritten besteht:

1. Lesen einer FOT Datei mit FOTF.

2. Abspeichern des Inhaltsverzeichnisses der in der FOT Datei enthaltenen Beobachtungen.

3. Abspeichern der Informationen zu jeder Beobachtung, die von der IA Software geliefert werden (Detektorkonfiguration, Pointierung, vorhandene Datenströme, Zeitauflösung, …). Hierbei hat sich gezeigt, daß z.B. die Detektorkonfiguration oder der Name des beobachteten Objekts nicht immer korrekt angegeben sind und deshalb insbesondere die Koordinaten der Pointierung überprüft werden müssen.

4. Auswahl einer Beobachtung aus dem Inhaltsverzeichnis mit Hilfe der abgespeicherten Informationen. Die Auswahlkriterien, die dafür im Zusammenhang mit der Analyse der Kurzzeitvariabilität von Cyg X-1 verwendet wurden, werden im Unterkapitel 5.2 besprochen. Je nachdem, welche OBC Programme für die Beobachtung verwendet wurden, stehen verschiedene Datenströme zur Verfügung. In dieser Arbeit werden die primär für die Zeitanalyse entwickelten Formate (T3 bzw. OBC HTR3, I6 bzw. OBC HER6) verwendet, die Lichtkurven mit einer Zeitauflösung von bis zu einigen Millisekunden liefern.

5. Berechnung des Faktors für die Totzeitkorrektur. Er wird in Schritt 7 von `XRONOS`, einer Standardsoftware zur Lichtkurvenanalyse, automatisch angewendet. Eine Überprüfung hat ergeben, daß für Cyg X-1 keine zeitabhängige Totzeitkorrektur notwendig ist.

6. Erstellen einer Lichtkurve in einem Format, das von `XRONOS` gelesen werden kann, dabei automatische Durchführung der Kollimatortransmissionskorrektur. Das Programm berechnet dazu die tatsächliche Kollimatoreffektivität (aus den Koordinaten der Quelle und der Satellitenpointierung) und normiert die Lichtkurvenzählrate auf eine Kollimatoreffektivität von eins.

7. Erstellen einer Lichtkurve im ASCII Format mit dem `asc` Programm von `XRONOS`.

In dieser Standardanalyse eine Korrektur der Ankunftszeiten und eine zusätzliche Hintergrundssubtraktion durchzuführen, ist wegen der Zielsetzung der weiteren Analyse nicht sinnvoll:

- Zur Korrektur der Ankunftzeiten:
  IA ermöglicht die Umrechnung der in den Lichtkurven gegebenen Ankunftszeiten von EXOSAT auf das Baryzentrum des Sonnensystems und eine Korrektur der Satellitenzeit. Da hier aber keine absoluten Zeiten betrachtet werden sollen und die Beobachtungen höchstens wenige Stunden lang sind, muß diese zeitaufwendige Rechnung nicht durchgeführt werden.

- Zur Hintergrundskorrektur:
  Der ME Hintergrund war i.a. stabil und wurde hauptsächlich durch den erdnahen Teilchenhintergrund und die Radioaktivität des Detektormaterials verursacht. Gelegentlich traten Flares durch verstärkten Sonnenwind auf. Während solarer Stürme wurde der Detektor abgeschaltet. Die Techniken zur Abschirmung des größten Teils des Hintergrunds (ca. 99%) werden von Turner & Smith (1981) beschrieben. Zur Bestimmung des restlichen Hintergrundes ($\approx 9.4\,$counts/s für eine Argonkammer bei 1–20 keV, $\approx 59.1\,$counts/s für eine Xenonkammer bei 10–50 keV) wurden zwei unterschiedliche Methoden angewendet: Zum einen konnten zwei Quadranten auf quellenfreie Regionen gerichtet werden und den Hintergrund messen, während die anderen beiden Quadranten die Quelle beobachteten, wobei die Rollen in unregelmäßigen Zeitabständen vertauscht wurden (Array Swap). Außerdem können die während der Neuausrichtung des gesamten Detektorarrays zwischen zwei Beobachtungen gewonnenen Daten zur Hintergrundsbestimmung verwendet werden (Slewing). Im Falle eines Array Swaps muß berücksichtigt werden, daß Mittelwert und Varianz des Hintergrunds für die beiden Detektorhälften unterschiedlich sind.

IA bietet verschiedene, auf diesen beiden Methoden beruhende Arten der Korrektur an. Für die Untersuchung der Kurzzeitkorrelationen in den Cyg X-1 Lichtkurven kommt die Hintergrundsubtraktion aber weder mit Daten in Frage, die zu einem anderen Zeitpunkt gewonnen wurden als die Lichtkurve selbst, noch mit solchen, die von einem Detektor mit anderem Rauschverhalten stammen. Für diese sehr helle Quelle (einige hundert counts/s für die Argonkammern des halben Detektorarrys; für die hier betrachteten Beobachtungen stehen ausschließlich Argondaten zur Verfügung (siehe Kapitel 5.2.1)) ist der Anteil des Hintergrunds an den Gesamtzählraten außerdem gering. Deshalb und weil beim Anpassen linearer Zustandsraummodelle an die Lichtkurven das Poissonrauschen des Hintergrunds durch die explizite Modellierung des Beobachtungsrauschens berücksichtigt wird (siehe Unterkapitel 3.3), ist bei der Extraktion der hochaufgelösten Lichtkurven von Cyg X-1 keine Hintergrundssubtraktion erforderlich.

2.2.3 Cyg X-1 Lichtkurven aus dem EXOSAT Archiv

Außer den Rohdaten stellt HEASARC auch mit einem automatischen Verfahren erzeugte Spektren, Bilder und Lichtkurven der EXOSAT Beobachtungen im FITS Format zur Verfügung. Die für das ME Experiment erhältlichen Spektren und Lichtkurven stammen nur von den Argondetektoren und sind in dem Katalog "EXOSAT ME spectra and lightcurves 60 ME" des EXOSAT Archivs aufgeführt. Im Falle von Cyg X-1 sind dort für 25 Beobachtungen (von denen jeweils mehrere den Anfangszeiten nach aus jeweils dem gleichen FOT stammen) Produkte erhältlich. Für jede dieser 25 Beobachtungen liegt eine auf Hintergrund, Totzeit und Kollimatortransmission korrigierte Lichtkurve im Energiebereich 0.8–9 keV mit einer Binzeit von 30 Sekunden vor, sowie drei weitere Lichtkurven (0.6–3.8 keV, 3.6–9 keV, 0.8–9 keV) mit etwas besserer, von der jeweiligen Beobachtung abhängender Zeitauflösung (1–10 s). Ein Großteil der Lichtkurven mit 30 s Auflösung ist auch im EXOSAT Archiv am IAAT abgelegt. Aus Platzgründen enthalten die Archive jedoch keine der hochaufgelösten Lichtkurven, die in dieser Arbeit hauptsächlich untersucht werden sollen. Diese müssen, wie oben beschrieben, aus den Rohdaten gewonnen werden. Im EXOSAT Archiv am IAAT findet man für die in Tab. 2.3 (nächste Seite) aufgeführten Beobachtungen jeweils ein oder mehrere Lichtkurvenstücke. Das entsprechende Angebot bei HEASARC ist inzwischen überarbeitet worden, hat sich aber nicht wesentlich geändert. Die Lichtkurven der mit einem X bezeichneten Einträge entsprechen dabei jeweils genau denen der in Klammern angegebenen Beobachtung. Im HEASARC Archiv ist der Lichtkurvensatz, der einem solchen IAAT Archiveintrag entspricht, aufgeteilt, wobei sich die neu gebildeten Beobachtungsabschnitte auch zeitlich überlappen können. Für diese Abschnitte werden Parameter (Länge, Zählrate ± Unsicherheit, Koordinaten) angegeben, die denen der Beobachtungen mit identischen Lichtkurven im IAAT Archiv in der Tabelle entsprechen. Das IAAT Archiv listet also eine Einteilung auf, die derjenigen des HEASARC Archivs entspricht, wendet sie jedoch bei der Erzeugung eines Lichtkurvensatzes nicht an. Insgesamt liefert das IAAT Archiv 36 unterschiedliche Lichtkurvenstücke, deren zeitliche Strukturen in Kapitel 5.1.2 näher betrachtet werden.

Tabelle 2.3: Cyg X-1 EXOSAT ME Beobachtungen, für die im EXOSAT Archiv am IAAT Lichtkurven mit 30 s Auflösung zur Verfügung stehen.

X	Nr.	Name des Objekts	Starttag [yy.ddd]	Länge [s]	Zählrate ± Fehler [cts/s/half]	Rektaszension [hh mm ss]	Deklination [° ′]
X(07)	01	CYGX-1	83.170	6230	54.17 ± 0.14	19 56 17	+35 03.9
X(03)	02	CYGX-1	85.257	10897	487.92 ± 1.07	19 56 29	+35 03.9
	03	CYGX-1	85.257	7770	499.62 ± 1.12	19 56 29	+35 03.9
	04	CYGX-1	83.268	9552	430.27 ± 1.83	19 56 29	+35 03.9
X(14)	05	CYGX-1	84.191	1280	460.85 ± 1.20	19 56 29	+35 03.9
X(08)	06	CYGX-1	85.157	14717	394.80 ± 0.86	19 56 29	+35 03.9
	07	CYGX-1	83.170	1760	56.45 ± 0.24	19 56 17	+35 03.9
	08	CYGX-1	85.157	6510	390.94 ± 0.88	19 56 29	+35 03.9
	09	CYGX-1	84.190	20115	334.95 ± 0.73	19 56 29	+35 03.9
	10	CYGX-1	85.291	21320	402.80 ± 0.88	19 56 29	+35 03.9
X(18)	11	CYGX-1	84.206	12727	288.62 ± 0.89	19 56 28	+35 03.9
	12	CYGX-1	85.224	20070	428.81 ± 0.94	19 56 29	+35 03.9
	13	CYGX-1	85.288	25601	320.17 ± 0.69	19 56 29	+35 03.9
	14	CYGX-1	84.191	1357	435.72 ± 1.49	19 56 29	+35 03.9
	15	CYGX-1	84.142	30624	448.70 ± 0.96	19 56 29	+35 03.9
X(19)	16	CYGX-1	84.189	17457	459.62 ± 1.01	19 56 29	+35 03.9
	17	CYGX-1	83.209	11979	457.98 ± 2.72	19 56 29	+35 03.9
	18	CYGX-1	84.206	3969	260.82 ± 0.81	19 56 28	+35 03.9
	19	CYGX-1	84.189	1030	367.58 ± 1.04	18 21 35	+64 20.5
	20	CYGX-1	83.268	3142	351.56 ± 0.85	19 56 29	+35 03.9
	21	CYGX-1	85.289	1140	286.34 ± 0.82	19 56 29	+35 03.9
	22	CYGX-1-15'	83.171	7610	401.26 ± 0.90	19 56 17	+35 03.9
	23	CYGX-1-15'	83.171	24580	407.58 ± 0.89	19 56 17	+35 03.9
	24	CYGX-1-30'	83.171	17020	295.55 ± 0.65	19 56 17	+35 03.9
	25	CYGX-1-3'	83.171	68290	495.43 ± 1.06	19 56 17	+35 03.9

Bemerkungen:

Nr.: Die Numerierung des IAAT Archivs wurde beibehalten, sie gibt nicht die zeitliche Reihenfolge der Beobachtungen wieder.

Länge: Die Gesamtlänge der im HEASARC Archiv verwendeten Abschnitte, einschließlich der Lücken zwischen den Einzellichtkurven, wird angegeben.

Zählrate und Fehler: Sie stellen eine (nicht genauer beschriebene) Mittelung über die einzelnen im HEASARC Archiv für diesen Eintrag verwendeten Einzellichtkurven vor der Kollimatorkorrektur dar. Sie werden, wie für EXOSAT üblich, als Counts pro Sekunde und halbem Detektorarray (also auf 4 Proportionalzähler normiert) angegeben.

Koordinaten: Äquinoktium B1950.0

Nr. 01 bzw. 07: Trotz der niedrigen angegebenen Zählrate enthält das IAAT Archiv eine Lichtkurve mit dem nicht ungewöhnlichen Mittelwert von 438 count/s/half.

Nr.16 bzw. 19: Die erste Teillichtkurve dieses Lichtkurvensatzes wird ausgeschlossen, da nicht Cyg X-1 beobachtet wurde.

Kapitel 3

Methoden der Zeitreihenanalyse

3.1 Beschreibung von Zeitreihen

3.1.1 Empirische Kenngrößen

Eine zeitlich geordnete Folge $(x(t))_{t \in T}$ von Beobachtungen einer Meßgröße wird als Zeitreihe bezeichnet. Dabei ist T eine i.a. endliche, diskrete Menge von N Beobachtungszeitpunkten: $T = \{t_1, t_2, \ldots, t_N\}$. Die Zeitreihe hat dann die Form $(x(t_1), x(t_2), \ldots, x(t_N))$.

Die Untersuchung zeitabhängiger Phänomene spielt in vielen verschiedenen Bereichen eine wichtige Rolle. In der Medizin werden z.B. Tremorzeitreihen analysiert (Timmer 1995) oder in der Ökonomie Aktienkurse. Von großer Bedeutung sind Zeitreihen auch für die Klimaforschung und Meteorologie und natürlich für die Astronomie, vor allem in Form von Lichtkurven. Als berühmtes Beispiel für die astronomische Zeitreihenanalyse ist aber auch die Untersuchung der Variabilität der Sonnenfleckenanzahl zu nennen (Yule 1927). Die verschiedenen Methoden der Zeitreihenanalyse können in zahlreichen Werken im Detail nachgelesen werden, so z.B. in den Büchern von Schlittgen & Streitberg (1995), Papoulis (1991), Honerkamp (1994), Press et al. (1992), Hamilton (1994) oder Wei (1990).

Die wesentlichen Kenngrößen einer Zeitreihe $(x(t))$ sind diejenigen erster und zweiter Ordnung:

Arithmetisches Mittel:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} x(t_j)$$

Das arithmetische Mittel $\bar{x}$ beschreibt die zentrale Lage der Werte der Zeitreihe.

Varianz:

$$s^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} (x(t_j) - \bar{x})^2$$

Die empirische Varianz mißt die Stärke der Schwankungen um die zentrale Lage.

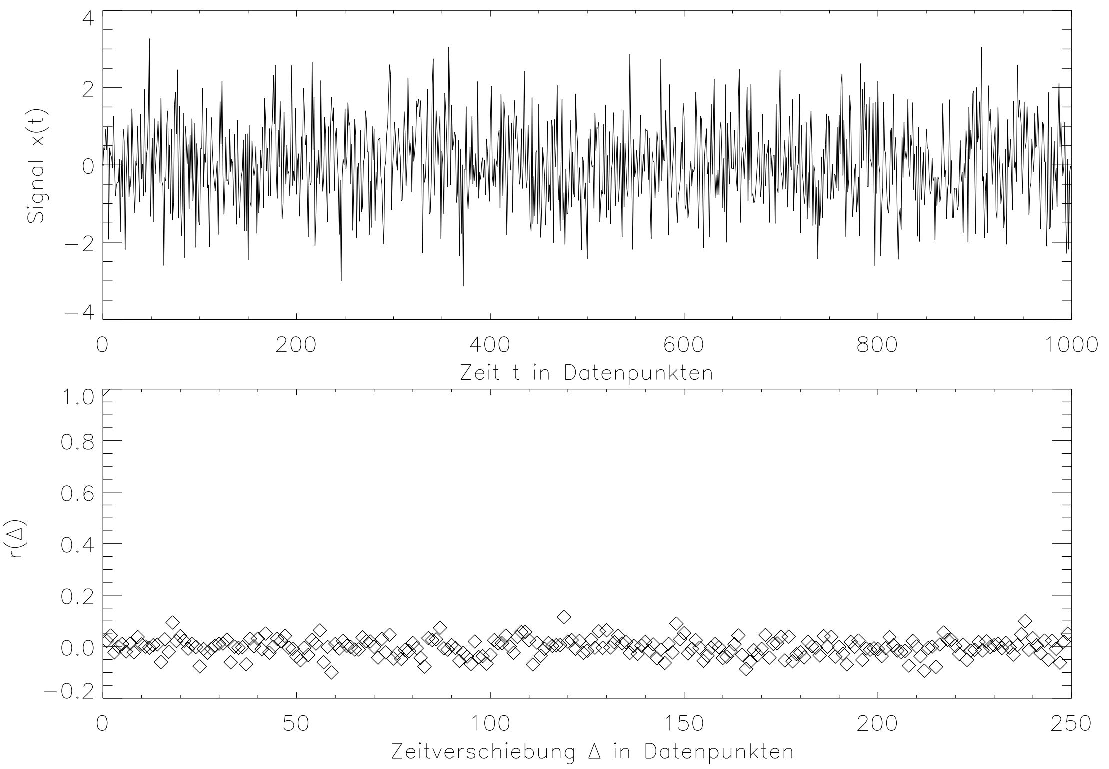

Abbildung 3.1: Oben: White Noise Zeitreihe. Empirische Momente: Mittelwert $\bar{x} = 0.032$, Standardabweichung $s = 1.075$. Bintime: $\Delta t = 1$ Datenpunkt; Länge: $N = T_{\mathrm{Ges}} = 1000$ Datenpunkte. Unten: Empirische Autokorrelationsfunktion der White Noise Zeitreihe für Timelags bis zu 250 Datenpunkten.

Autokovarianzfunktion (ACF):

$$c(\Delta) = \frac{1}{(N-\Delta)} \sum_{j=1}^{N-\Delta} (x(t_j) - \bar{x})(x(t_j + \Delta) - \bar{x}), \tag{3.1}$$

wobei gilt: $c(\Delta) = c(-\Delta)$. Mit ihrer Hilfe wird die Stärke des linearen Zusammenhangs von im Zeitabstand Δ aufeinanderfolgender Beobachtungen gemessen. Oft wird die auf die Varianz $s^2 = c(0)$ normierte Autokovarianzfunktion, die Autokorrelationsfunktion, verwendet:

Autokorrelationsfunktion (normierte ACF):

$$r(\Delta) = \frac{c(\Delta)}{c(0)} \tag{3.2}$$

Es ist: $-1 \leq r(\Delta) \leq 1$. Im Falle N äquidistanter Beobachtungen oder auch *evenly spaced Data*[1], im Abstand der *Bintime* $\Delta t = T_{\mathrm{Ges}}/N$ mit der Gesamtbeobachtungslänge T_{Ges}, wird $c(\Delta)$ bzw. $r(\Delta)$ für die *Timelags* $\Delta_n = n \cdot \Delta t$ mit $n \in \{-(N-1), \ldots, N-1\}$ berechnet.

[1] Zur Korrektur der ACF für *unevenly spaced Data* siehe z.B. Scargle (1989).

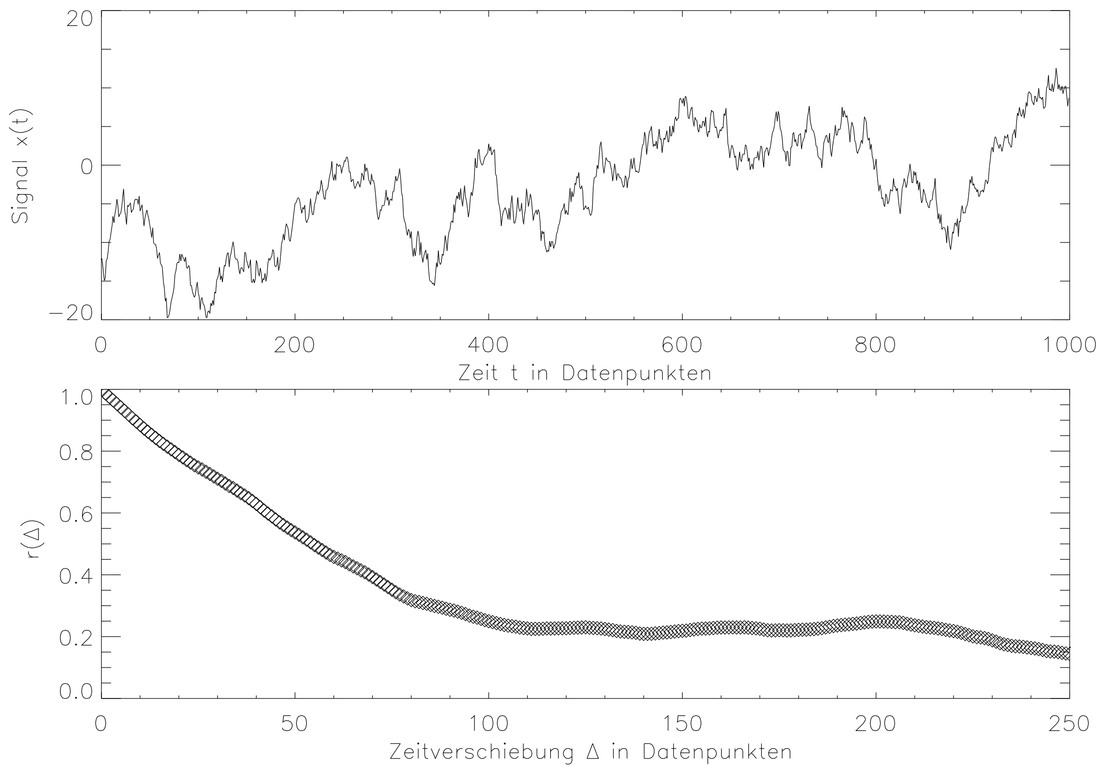

Abbildung 3.2: Oben: Autoregressive Zeitreihe. Empirische Momente: Mittelwert $\bar{x} = -3.056$, Standardabweichung $s = 6.873$. Bintime: $\Delta t = 1$ Datenpunkt; Länge: $N = T_{\mathrm{Ges}} = 1000$ Datenpunkte. Unten: Empirische Autokorrelationsfunktion der Autoregressiven Zeitreihe für Timelags bis zu 250 Datenpunkten.

Als Beispiel zeigt Abb. 3.1 eine *White Noise* (WN) Zeitreihe mit Mittelwert $\bar{x} = 0.032$ und Standardabweichung $s = 1.075$, sowie deren normierte ACF. Das Korrelogramm der White Noise Zeitreihe macht deutlich, daß in diesem Fall die einzelnen Beobachtungen vollkommen unkorreliert sind, d.h. $r(\Delta) \approx 0$ für alle $\Delta \neq 0$ und $r(0) = 1$.

Eine weitere Beispielzeitreihe mit $\bar{x} = -3.056$ und $s = 6.873$ ist oben in Abb. 3.2 zu sehen. Die Natur dieser sogenannten *Autoregressiven* (AR) Zeitreihe wird in Kapitel 3.2.3 ausführlich erläutert. Das entsprechende Korrelogramm in der unteren Hälfte der Abbildung zeigt, daß die einzelnen Beobachtungen in dieser Zeitreihe einen Zusammenhang haben, der aber mit zunehmendem zeitlichen Abstand Δ der Beobachtungen zueinander zerfällt.

Die Korrelogramme werden nur bis zu einer Zeitverschiebung $\Delta = 250$, die einem Viertel der Gesamtlänge der Zeitreihe entspricht, dargestellt. Mit größer werdendem Δ ist die Überlappung der verschobenen und der unverschobenen Zeitreihe und damit auch die Zahl N_{eff} der Wertepaare, über die bei der Bildung der ACF summiert wird, immer geringer. Deshalb wächst der Fehler der einzelnen ACF Werte, der aus Gl. (3.1) durch Fehlerfortpflanzung hervorgeht und proportional zu $1/\sqrt{N_{\mathrm{eff}}}$ ist, mit steigendem Δ rasch an. Die statistischen Fluktuationen im Korrelogramm werden dann so groß, daß dieses im Bereich großer Timelags seine Aussagekraft verliert.

Gelegentlich werden auch Kenngrößen höherer Ordnung betrachtet. Insbesondere kann die *Time Skewness* Funktion (TSF) $k(\Delta)$, die die Zeitreihe bis zur dritten Potenz enthält, dazu verwendet werden, um die Symmetrie von Strukturen in der Zeitreihe zu untersuchen. Im Gegensatz zur ACF ist die TSF nicht symmetrisch in der Zeit und erlaubt deshalb z.B. eine Unterscheidung zwischen ansteigenden und abfallenden Strukturen.

Time Skewness Funktion:

$$k(\Delta) = \frac{1}{(N-\Delta)} \sum_{j=1}^{N-\Delta} (x(t_j) - \bar{x})^2 (x(t_j+\Delta) - \bar{x}) - (x(t_j) - \bar{x})(x(t_j+\Delta) - \bar{x})^2 \tag{3.3}$$

Für $\Delta = 0$ erhält man daraus das dritte Moment m_3 der Zeitreihe, das auch als Skewness bezeichnet wird:

Skewness:

$$m_3 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} (x(t_j) - \bar{x})^3 \tag{3.4}$$

Dieses Moment m_3 ist 0, wenn der betrachtete Datensatz symmetrisch zum Mittelwert verteilt ist, und positiv bzw. negativ für Verteilungen, bei denen mehr Datenpunkte oberhalb bzw. unterhalb des Mittelwerts liegen.

3.1.2 Das Periodogramm

Für die Beschreibung der Variabilität in Röntgenlichtkurven waren Fouriertechniken schon immer von großer Bedeutung. Alle diese Techniken beruhen auf einem Vergleich der gemessenen Lichtkurve mit einer theoretischen Sinuskurve einer bestimmten Testfrequenz ω. Das *Periodogramm* $P(\omega)$ einer Zeitreihe — oft auch als *Power Spectrum Density* (PSD) bezeichnet — gibt für jede Frequenz ω ein Maß dafür an, mit welcher "Stärke" harmonische Wellen dieser Frequenz in der Zeitreihe enthalten sind. Eine periodische Komponente in den Daten führt deshalb zu einem (oder mehreren, siehe *Spectral Leakage* S. 28) Peaks im Periodogramm. Es kann also zur Periodensuche eingesetzt werden, bietet aber natürlich ganz allgemein Informationen über die Verteilung der beobachteten Variabilität auf die verschiedenen Frequenzen (Parseval'sches Theorem, siehe Gl. (3.7)). Wegen der diskreten Natur der betrachteten Zeitreihen benutzt man die *Diskrete Fouriertransformierte* (DFT):

$$\mathrm{DFT}(\omega) = \sum_{j=1}^{N} (x(t_j) - \bar{x}) \cdot e^{-i\omega t_j}$$

aus deren Betrag sich $P(\omega)$ berechnen läßt:

$$P(\omega) = \frac{1}{N} \cdot |\mathrm{DFT}(\omega)|^2 \tag{3.5}$$

$$= \frac{1}{N} \left[\left(\sum_{j=1}^{N} (x(t_j) - \bar{x}) \cos(\omega t_j) \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^{N} (x(t_j) - \bar{x}) \sin(\omega t_j) \right)^2 \right] \tag{3.6}$$

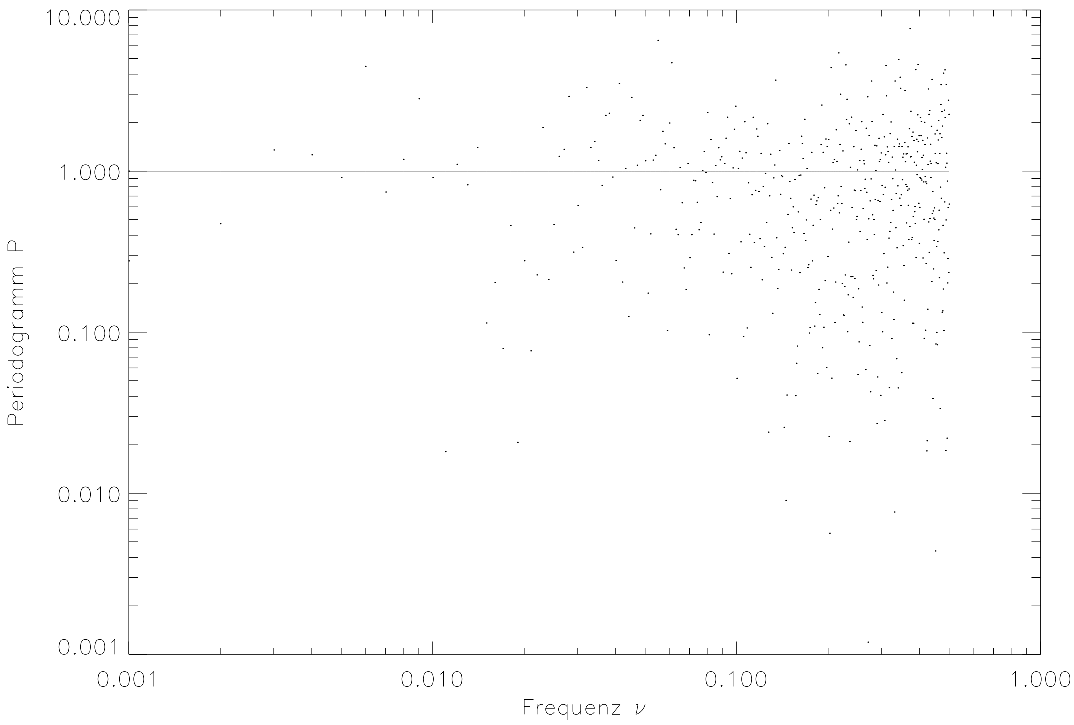

Abbildung 3.3: Punkte: Periodogramm P der White Noise Zeitreihe von Abb. 3.1 in doppelt-logarithmischer Darstellung, Normierung von P siehe Schlittgen & Streitberg (1995), niedrigste Frequenz: $\nu_{\min} = 1/T_{\text{Ges}} = 10^{-3}$; Nyquistfrequenz: $\nu_{\max} = 1/2\Delta t = 1/2$. Durchgezogene Linie: Verlauf des theoretischen Spektrums des zugrundeliegenden Prozesses (siehe dazu auch S. 29).

Hier wurde für P die von Schlittgen & Streitberg (1995) verwendete Normierung gewählt. Wenn keine anderen Angaben gemacht werden, sind die in dieser Arbeit gezeigten Periodogramme immer mit dieser Formel berechnet worden. In der Astronomie findet man oft auch andere Normierungen (Leahy et al. 1983; van der Klis 1995). Für evenly spaced Data mit N Datenpunkten wird das Periodogramm an den Fourierfrequenzen $\omega_k = (2\pi/T_{\text{Ges}})\cdot k$ mit $k \in \{-M, \dots, M\}$, wobei $M = [N/2]$ der ganze Anteil von $N/2$ ist, berechnet. Für den in der Astronomie häufig auftretenden Fall von unevenly spaced Data (Bestimmung von Photonenankunftszeiten, Beobachtungslücken), existieren erweiterte Periodogrammformeln (Scargle 1982). Diese Formeln sorgen dafür, daß die Statistik des klassischen Periodogramms erhalten bleibt (χ^2_2-Statistik (Timmer & König 1995)).

Das Periodogramm hängt eng zusammen mit der Kovarianz, da $P(\omega)$ und $c(\Delta)$ ein Fourierpaar bilden:

$$c(\Delta) = \sum_{k=-M}^{M} P(\omega_k) \cdot e^{-i\omega_k \Delta} \tag{3.7}$$

Aus diesem, auch als *Parseval'sches Theorem* bekannten Zusammenhang, folgt für $\Delta = 0$ eine spezielle Deutung des Periodogramms:

$$c(0) = \sum_{k=-M}^{M} P(\omega_k),$$

d.h. $P(\omega)$ gibt an, wie sich die empirische Varianz $s^2 = c(0)$ der gesamten Zeitreihe auf die einzelnen Frequenzen aufteilt. Die Varianz läßt sich demnach als Fläche unter dem Periodogramm berechnen.

Der Bereich von Fourierfrequenzen ω_k, über den das Periodogramm Aussagen machen kann, wird durch die Länge $T_{\rm Ges}$ und die Bintime Δt der zu untersuchenden Zeitreihe beschränkt. Die niedrigste Frequenz, für die P Informationen liefern kann, ist durch $T_{\rm Ges}$ gegeben: $\omega_{\rm min} = 2\pi/T_{\rm Ges}$. Die höchste sinnvolle Frequenz ist die *Nyquistfrequenz*, die durch den Abstand der Einzelbeobachtungen Δt bestimmt wird: $\omega_{\rm max} = \pi/\Delta t$.

Die Punkte in Abb. 3.3 auf der vorhergehenden Seite bilden das Periodogramm der White Noise Zeitreihe ($\Delta t = 1$, $T_{\rm Ges} = 1000$) aus Abb. 3.1. Abgesehen von den großen statistischen Fluktuationen tragen hier alle Frequenzen gleich stark zur Variabilität der Zeitreihe bei. In Analogie zu weißem Licht wurde deshalb die Bezeichnung "White Noise" gewählt. Wie in dieser Abbildung, wird für Periodogramme zur Charakterisierung aperiodischer Röntgenvariabilität in der Astronomie i.a. die doppelt-logarithmische Darstellung gewählt. Als Abszisse wird $\nu = \omega/2\pi$ aufgetragen.

Bei der Analyse von Periodogrammen muß das Beobachtungssampling der Zeitreihe und das dadurch verursachte *Spectral Leakage* beachtet werden: Wegen der endlichen Gesamtlänge $T_{\rm Ges}$ und der häufig vorkommenden Beobachtungslücken astronomischer Lichtkurven (Tag-Nacht-Zyklus, Südatlantikanomalie), mißt man statt der intrinsischen Lichtkurve des Objekts $x_{\rm int}(t)$ immer eine Lichtkurve $x(t)$, die das Beobachtungssampling $w(t)$ enthält:

$$x(t) = x_{\rm int}(t) \cdot w(t)$$

Die Fouriertransformierte der gemessenen Lichtkurve, $\mathrm{FT}(x(t))$, ergibt sich dann durch Faltung der *Window Function*, $\mathrm{FT}(w(t))$, mit der Fouriertransformierten der intrinsischen Lichtkurve $\mathrm{FT}(x_{\rm int}(t))$:

$$FT(x(t)) = FT(x_{\rm int}(t)) \otimes FT(w(t))$$

Die Effekte (zusätzliche Peaks), die dieses Spectral Leakage genannte Phänomen im Periodogramm erzeugt, sind vor allem bei der Periodensuche ein Problem (Roberts, Lehar & Dreher 1987). Die Röntgenvariabilität von Cyg X-1 im hier betrachteten Zeitbereich (Millisekunden bis Stunden) ist nicht periodisch und die untersuchten Lichtkurven weisen keine wesentlichen Beobachtungslücken auf, so daß das Spectral Leakage in diesem Fall keine große Rolle spielt. Ein wesentlicher Vorteil der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse mit linearen Zustandsraummodellen ist außerdem, daß die Modellanpassung im Zeitraum und nicht im Frequenzraum vorgenommen wird, womit das Problem des Spectral Leakage ganz umgangen wird.

3.1.3 Zeitreihen als Realisierungen von Prozessen

Eine erweiterte Deutung von Zeitreihen ergibt sich, wenn man sie als durch einen bestimmten zugrundeliegenden Prozeß entstanden betrachtet. Die gemessene Zeitreihe stellt so die Beobachtung eines Abschnitts im Ablauf des Prozesses — die Beobachtung einer Realisierung — dar. Die White Noise Zeitreihe von Abb. 3.1 ist z.B. eine Realisierung eines gaußverteilten Normalprozesses $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ mit den theoretischen Größen $\mu = 0$ und $\sigma^2 = 1$ für Mittelwert und Varianz mit $N = 1000$ Datenpunkten. Die dem Periodogramm $P(\omega)$

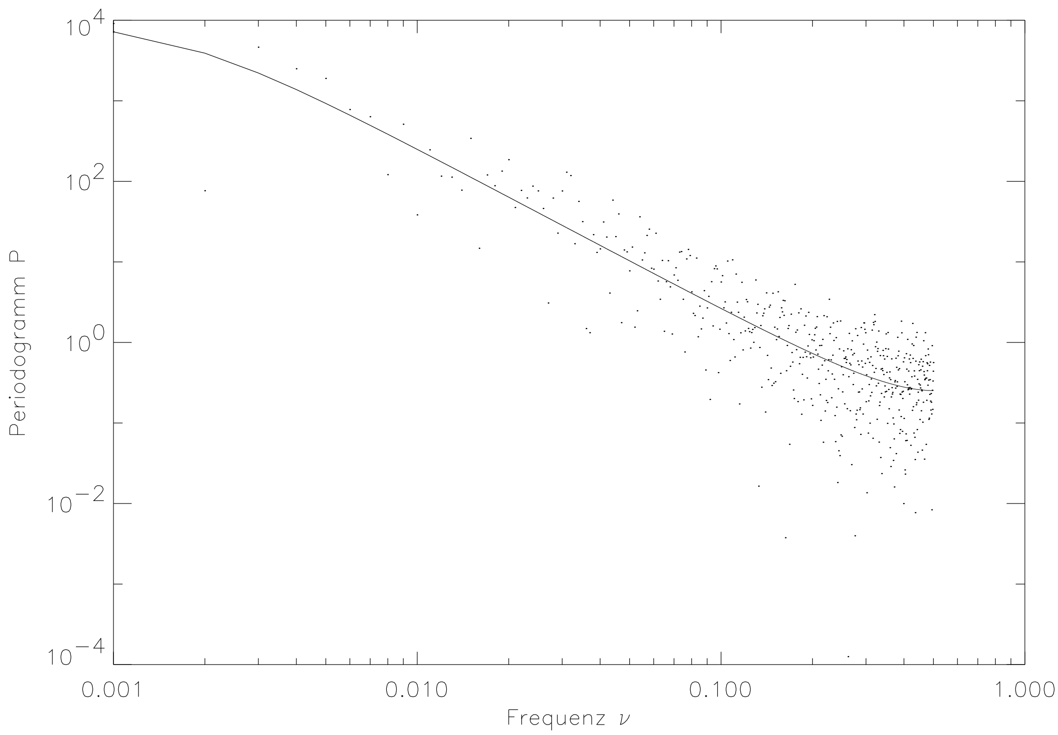

Abbildung 3.4: Punkte: Periodogramm der Autoregressiven Zeitreihe von Abb. 3.2, einer Realisierung mit 1000 Datenpunkten. Durchgezogene Linie: Verlauf des theoretischen Spektrums des zugrundeliegenden Prozesses (Formel für Prozeß und Spektrum siehe Abschnitt 3.2.3).

entsprechende theoretische Größe, die Spektraldichte $f(\omega)$, ist für den White Noise Prozeß durch die Konstante σ^2 gegeben. In Abb. 3.3 ist $f(\omega)$ zusätzlich zu den Periodogrammwerten der Zeitreihe als durchgezogene Linie eingezeichnet.

Während die empirischen Kenngrößen $\bar{x}$, s^2 und $c(\Delta)$ für lange Zeitreihen, d.h. für $N \to \infty$, gegen die theoretischen Werte μ, σ^2 und $\gamma(\Delta)$ konvergieren, ist dies für das Periodogramm $P(\omega)$ und die Spektraldichte $f(\omega)$ nicht der Fall. Wie das Spectral Leakage muß dieser Umstand bei der Interpretation des Periodogramms berücksichtigt werden.

Abb. 3.4 zeigt das Periodogramm der Autoregressiven Zeitreihe von Abb. 3.2 mit der Länge $N = 1000$. Die starken Fluktuationen im Periodogramm (Punkte) werden durch die Erhöhung von N nicht geringer, da wegen $\lim_{N\to\infty} \sigma^2(P_N(\omega)) = f^2(\omega)$, das Rauschen von $P(\omega)$ so groß ist, wie die zu schätzende Größe $f(\omega)$ selber. Das liegt daran, daß mit zunehmender Zahl der Datenpunkte auch die Zahl der verfügbaren Fourierfrequenzen im gleichen Maße vergrößert wird, wodurch sich keine Verbesserung ergibt (Scargle 1982). Ebenfalls in der Abbildung zu sehen ist der Verlauf des theoretischen Spektrums $f(\omega)$ des Beispielprozesses (durchgezogene Linie), dem die Autoregressive Zeitreihe entstammt (Formeln siehe Abschnitt 3.2.3). Dieser Verlauf wird von dem Periodogramm einer Realisierung auch für größere N nicht gut wiedergegeben. Das Periodogramm $P(\omega)$ ist also kein konsistenter Schätzer der wahren Spektraldichte $f(\omega)$ des Prozesses:

$$\lim_{N\to\infty} P_N(\omega) \neq f(\omega)$$

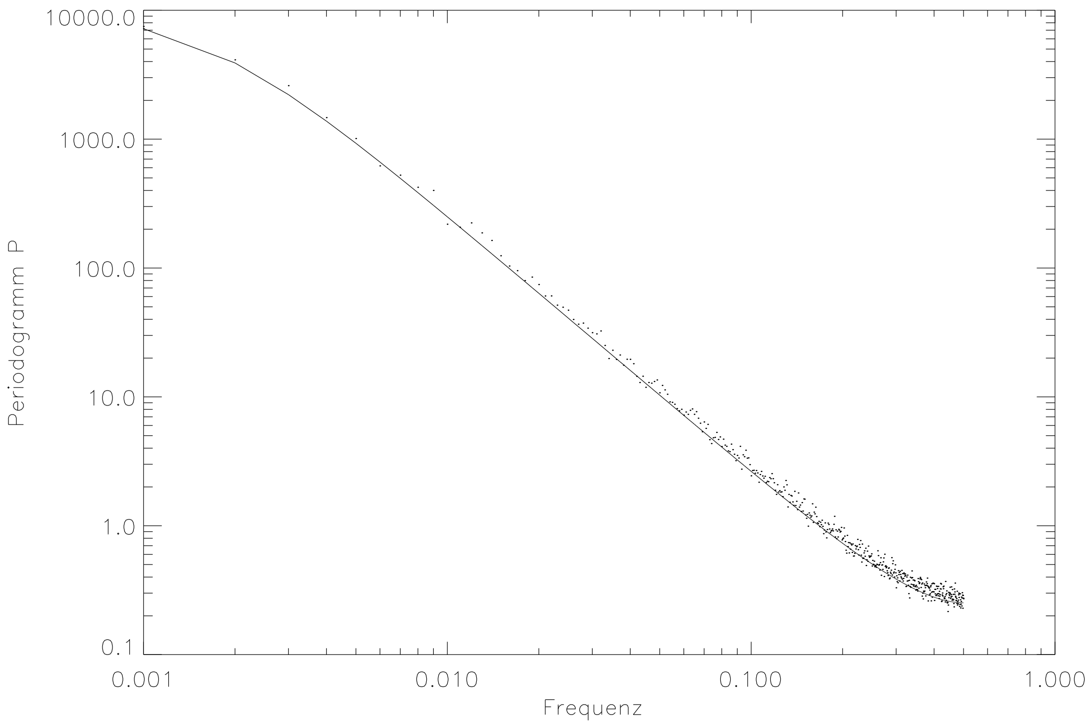

Abbildung 3.5: Punkte: Sampleperiodogramm für 100 Realisierungen des Autoregressiven Beispielprozesses mit je 1000 Datenpunkten. Durchgezogene Linie: siehe Abb. 3.4.

Dennoch läßt sich mit Hilfe von $P(\omega)$ das wahre Spektrum des beobachteten Prozesses schätzen. Es gilt nämlich

$$\lim_{N\to\infty} <P_N(\omega)>= f(\omega),$$

das heißt, daß der Mittelwert mehrerer Periodogramme des betreffenden Prozesses — das *Sampleperiodogramm* — für $N \to \infty$ ein konsistenter Schätzer für $f(\omega)$ ist. Dies wird deutlich, wenn man Abb. 3.4 mit Abb. 3.5 vergleicht. Abb. 3.5 zeigt das Sampleperiodogramm für 100 Realisierungen des Prozesses, der auch die Autoregressive Beispielzeitreihe erzeugt hat, mit je 1000 Datenpunkten. Die statistischen Fluktuationen sind hier gegenüber denen in Abb. 3.4 sehr zurückgegangen und die Form des theoretischen Spektrums wird gut wiedergegeben.

Aus diesem Grund werden die Lichtkurven in der Praxis meist in kleinere Abschnitte unterteilt, für die getrennte Periodogramme berechnet und dann gemittelt werden. Dabei wird wegen $T_{\mathrm{Abschnitt}} < T_{\mathrm{Ges}}$ allerdings die niedrigste zugängliche Frequenz $\omega_{\min} = 2\pi/T$ und der Abstand der Fourierfrequenzen $\Delta\omega = 2\pi/T$ erhöht. Das mittlere Periodogramm wird dann zur Analyse verwendet (siehe z.B. Sampleperiodogramm von Cyg X-1, Abb. 5.1 auf S. 74).

3.2 Stochastische Prozesse

3.2.1 Definition

Die den Zeitreihen zugrundeliegenden Prozesse sollen von nun an als stochastisch vorausgesetzt werden, sie sollen also dynamische Vorgänge mit Zufallscharakter sein. Chaotische Prozesse, die die Alternative zur Beschreibung irregulärer Zeitreihen darstellen, werden hier nicht betrachtet: Versuche, die Variabilität von Röntgendoppelsternen (Her X-1, Cyg X-1) mit chaotischen Modellen zu beschreiben (Voges, Atmanspacher & Scheingraber 1987; Unno et al. 1990) haben sich nicht durchgesetzt. Außerdem hat sich gezeigt, daß viele als chaotisch klassifizierte Zeitreihen wahrscheinlich von bestimmten stochastischen Prozessen stammen (Timmer 1995).

Eine Zeitreihe ergibt sich dann als eine Folge $(X(t))_{t\in T}$ von i.a. abhängigen Zufallsvariablen $X(t)$. Ein einfaches Beispiel für einen stochastischen Prozeß ist wiederum durch den White Noise Prozeß $(\epsilon(t))_{t\in T}$ gegeben, eine Folge identisch verteilter (im Beispiel: gaußverteilter), unabhängiger Zufallsvariablen $\epsilon(t)$. Die Bedeutung dieses Prozesses liegt darin, daß er einen Grundbaustein der komplexeren stochastischen Prozesse, so auch der für die Analyse der Cyg X-1 Lichtkurven verwendeten Autoregressiven Prozesse (siehe Unterkapitel 3.2.3), bildet.

Wenn die theoretischen Kenngrößen Mittelwert, Varianz und Autokovarianz jeder Zufallsvariable $X(t)$ für alle $t \in T$ gleich sind, spricht man von einem (schwach) *stationären* stochastischen Prozeß (Schlittgen & Streitberg 1995, S. 100). Ein solcher Prozeß wird also, was seine Kenngrößen erster und zweiter Ordnung betrifft, sein Verhalten nicht mit der Zeit ändern. Sinnvollerweise geht man davon aus, daß der physikalische Prozeß, der die Röntgenstrahlung von Cyg X-1 erzeugt, stationär ist und prüft, ob sich die beobachteten Lichtkurven auf diese Art erklären lassen.

3.2.2 Wold'scher Zerlegungssatz

Nach Wold (1938) kann jeder stationäre Prozeß $(X(t))$ eindeutig als Summe

$$X(t) = D(t) + R(t)$$

zweier stationärer Prozesse $(D(t))$ und $(R(t))$ dargestellt werden, für die gilt:

1. $(D(t))$ und $(R(t))$ sind unkorreliert,
2. $(D(t))$ ist deterministisch,
3. $(R(t))$ ist rein nichtdeterministisch.

"Deterministisch" bedeutet in diesem Zusammenhang, daß der Prozeß für alle Zeiten t beliebig genau vorhersagbar ist, wie z.B. eine streng periodische Oszillation (im Gegensatz dazu bedeutet es in der Bezeichnung "deterministisches" Chaos, daß der Prozeß keine Zufallskomponente enthält!). In der Röntgenvariabilität von Cyg X-1 wurde keine deterministische Komponente auf den hier wichtigen Zeitskalen (Millisekunden bis Stunden) gefunden.

Für die nicht exakt vorhersagbare Komponente $R(t)$ kommen zwei verschiedene Ansätze in Frage: der stochastische und der chaotische, wobei das Gelingen der Modellanpassung an eine gemessene Zeitreihe diese Ansätze qualifiziert. Für den hier betrachteten Fall ist $R(t)$ also die eigentliche stochastische Komponente über deren Natur und eingeschränkte Prognostizierbarkeit nachgedacht werden muß. Für viele Probleme (z.B. die Analyse von Tremorzeitreihen (Timmer 1995)) hat es sich bewährt, bei der Formulierung des stochastischen Prozesses von einer linearen Beziehung der beobachteten Zufallsvariablen zum White Noise Prozeß auszugehen (für den nichtlinearen Fall gibt es bisher noch keine ausformulierte Theorie (Timmer 1995)). Bei der Analyse der Lichtkurven von Cyg X-1 hat sich gezeigt, daß der lineare, stochastische Ansatz sich auch in diesem Fall bewährt (siehe Unterkapitel 5.2.2).

3.2.3 Autoregressive Prozesse

Autoregressive (AR) Prozesse wurden 1927 von Yule eingeführt und auf die Variabilität der Sonnenfleckenzahl angewendet (Yule 1927). Eine ausführliche Beschreibung der AR Prozesse gibt z.B. Scargle (1981). Bei diesen diskreten, linearen, stochastischen Prozessen setzt sich der Wert $x(t)$ der Zufallsvariablen $X(t)$ aus einer linearen Funktion der Werte der vorherigen Zufallsvariablen und einem gaußverteilten White Noise Anteil $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ zusammen:

$$\text{AR[p] Prozeß:} \qquad x(t) = \sum_{i=1}^{p} a_i \cdot x(t-i) + \epsilon(t), \qquad \epsilon(t) \propto \mathcal{N}(0, \sigma^2) \tag{3.8}$$

In der Formel ist Δt auf 1 normiert, und mit p wird die Ordnung des AR-Prozesses bezeichnet.

Formal entspricht diese Darstellung der einer linearen Regression zweier Variablen $x(t)$ und $y(t)$, aber statt der unabhängigen Variable $y(t)$ stehen hier die vorherigen Werte von $x(t)$ selber. Daher erklärt sich der Name: Autoregressive Prozesse.

Die Vergangenheit des Prozesses in Form der $(x(t-i))$ bestimmt also in dem von den Parametern (a_i) gegebenen Maße die Gegenwart $x(t)$. Man sagt auch, der Prozeß habe ein "Gedächtnis". Allerdings nimmt der Einfluß eines bestimmten Vergangenheitswertes im Laufe der Zeit ab (vergleiche ACF für AR[1] Prozesse, S. 33). Außerdem geben die (a_i) die Dynamik des Systems wieder: Je nach der Ordnung p stehen sie in Beziehung zu der Relaxationszeit τ reiner Relaxatoren oder der Relaxationszeit τ und Periode T von gedämpften Oszillatoren. Im einfachsten Fall, d.h. für $p = 1$, gilt z.B.:

$$a_1 = e^{-1/\tau}$$

Es werden hier nur Werte $a_1 > 0$ betrachtet, da nur sie physikalisch sinnvolle Zeitreihen ergeben (vgl. Gl. (3.9)). Der AR[1] Prozeß ist danach also ein durch die Rauschkomponente immer wieder neu angetriebener Relaxator. Die entsprechende Zeitreihe zeigt deshalb mit τ zerfallende Strukturen, wie z.B. die Autoregressive Beispielzeitreihe von Abb. 3.2, die auf einen AR[1] Prozeß mit $a_1 = 0.99$ bzw. $\tau = 99.5$ Datenpunkten zurückgeht.

In der noch allgemeineren Formulierung der ARMA Prozesse ist zusätzlich zu einem Autoregressiven Anteil auch noch ein *Moving Average* (MA) Anteil enthalten, der sich als gewichtetes Mittel aus dem gegenwärtigen und den vorhergegangenen White Noise Werten ergibt:

$$\text{ARMA[p,q] Prozeß:} \qquad x(t) = \sum_{i=1}^{p} a_i \cdot x(t-i) + \epsilon(t) - \sum_{j=1}^{q} b_j \cdot \epsilon(t-j)$$

Im stationären Fall ist es jedoch immer möglich, einen ARMA Prozeß durch einem AR Prozeß genügend hoher Ordnung zu approximieren (Honerkamp 1994, S. 422ff.). Aus der Stationaritätsforderung ergeben sich allerdings Beschränkungen für die Parameter (a_i) (bzw. (b_j)). Für den AR[1] Prozeß z.B. lautet die Stationaritätsbedingung:

$$|a_1| < 1$$

Wegen seiner besonderen Bedeutung für die Modellierung der Cyg X-1 Lichtkurven soll der stationäre AR[1] noch einmal genauer betrachtet werden:

AR[1] Prozeß:

$$x(t) = a_1 \cdot x(t-1) + \epsilon(t), \quad \epsilon(t) \propto \mathcal{N}(0, \sigma^2) \tag{3.9}$$

Die Autoregressive Zeitreihe von Abb. 3.2 stellt beispielsweise eine Realisierung des folgenden AR[1] Prozesses dar:

$$x(t) = 0.99 \cdot x(t-1) + \epsilon(t), \quad \epsilon(t) \propto \mathcal{N}(0, 1)$$

Autokorrelationsfunktion $\varrho(\Delta)$ für den AR[1] Prozeß:

$$\varrho(\Delta) = \frac{\gamma(\Delta)}{\gamma(0)} = \frac{1}{\gamma(0)} \frac{{a_1}^{|\Delta|}}{1 - {a_1}^2} \sigma^2 = {a_1}^{|\Delta|} = e^{|\Delta| \ln(a_1)} = e^{-(|\Delta|/\tau)}, \tag{3.10}$$

mit $\tau = -1/\ln(a_1)$ und $0 < a_1 < 1$. Der Time Lag Δ der ACF muß dabei sorgfältig von der Lebensdauer τ des Relaxators des AR Prozesses unterschieden werden. Das "Erinnerungsvermögen" $\varrho(\Delta)$ des Prozesses zerfällt also für $0 < a_1 < 1$ mit fortschreitender Zeit exponentiell mit der Lebensdauer τ (vergleiche Abb. 3.2 (unten)).

Spektraldichte $f(\omega)$ für den AR[1] Prozeß:

$$f(\omega) = \sum_{\Delta=-\infty}^{\infty} \gamma(\Delta) e^{i\omega\Delta} = \frac{\sigma^2}{1 + {a_1}^2 - 2a_1 \cos\omega} \tag{3.11}$$

Die Form von $f(\omega)$ hängt von a_1 ab. Für $0 < a_1 < 1$ liegt der Hauptanteil der Varianz bei kleineren Frequenzen. Ein Beispiel dafür war bereits auf den Abbildungen 3.4 bzw. 3.5 zu sehen, die die Spektraldichte (durchgezogene Linie) des Beispiel-AR[1] Prozesses mit $a_1 = 0.99$ zeigen.

3.3 Lineare Zustandsraummodelle

3.3.1 Definition

Bisher wurde angenommen, daß die Zeitreihe als Beobachtung einer Realisierung eines stochastischen Prozesses nur diesen einen Prozeß ohne irgendwelche Störungen wiedergibt. In der Praxis enthalten die beobachteten Lichtkurven aber immer einen weiteren Rauschanteil, das Beobachtungsrauschen. Die Vernachlässigung dieser Tatsache erklärt, warum frühere Versuche, die Variabilität astronomischer Lichtkurven (Zwergnovae, Sco X-1, siehe Robinson & Nather 1979) mit AR Prozessen zu modellieren, nicht erfolgreich waren. Wenn das Beobachtungsrauschen nicht explizit berücksichtigt wird, wird es bei der Beschreibung einer gemessenen Zeitreihe zusammen mit der eigentlich interessierenden Variabilität des beobachteten Prozesses betrachtet. Dies führt dazu, daß vorhandene Korrelationen der intrinsischen Variabilität durch das Beobachtungsrauschen zerstört werden. Das lineare Zustandsraummodell oder *Linear State Space Model* (LSSM) erweitert das AR Modell nun derart, daß dieses Beobachtungsrauschen berücksichtigt wird. Dazu dienen zwei Gleichungen: Zum einen die *Systemgleichung*, die die Zeitreihe des intrinsischen, in dieser reinen Form nicht zu beobachtenden Prozesses $x(t)$ beschreibt, zum anderen die *Beobachtungsgleichung* für die gemessene Lichtkurve $y(t)$, die beschreibt, wie der intrinsische Prozeß durch das Rauschen beeinflußt wird.

$$\begin{array}{rrcll} \textbf{Systemgleichung:} & \mathbf{x}(t) & = & \mathsf{A}\mathbf{x}(t-1)+\epsilon(t), & \epsilon(t) \propto \mathcal{N}(0,\mathsf{Q}) \quad (3.12) \\ \textbf{Beobachtungsgleichung:} & y(t) & = & \mathsf{C}\mathbf{x}(t)+\eta(t), & \eta(t) \propto \mathcal{N}(0,R) \quad (3.13) \end{array}$$

A, Q, C und sind hier Matrizen, R ist die skalare Varianz des Beobachtungsrauschens. Die Systemgleichung entspricht der Gleichung (3.8) für AR[q] Prozesse in Matrixdarstellung und wird multivariate AR[1] Darstellung genannt. Der Anschauung halber betrachten wir wieder die erste Ordnung. Für diesen Fall gehen die Matrizen und Vektoren in Skalare über:

$$\begin{array}{rrcll} \text{Systemgleichung:} & x(t) & = & a_1 \cdot x(t-1)+\epsilon(t), & \epsilon(t) \propto \mathcal{N}(0,\sigma_\epsilon^2) \\ \text{Beobachtungsgleichung:} & y(t) & = & c \cdot x(t)+\eta(t), & \eta(t) \propto \mathcal{N}(0,\sigma_\eta^2) \end{array}$$

Die beobachtete Lichtkurve $y(t)$ wird als lineare Kombination aus der intrinsischen stochastischen Zeitreihe $x(t)$ und dem Störsignal $\eta(t)$ gebildet, wobei der Faktor c die relative Stärke der beiden Komponenten zueinander angibt. $\epsilon(t)$ und $\eta(t)$ beschreiben das Systemrauschen bzw. das Beobachtungsrauschen jeweils als White Noise mit Gauß'scher Normalverteilung und den Varianzen σ_ϵ^2 bzw. σ_η^2.

Der Unterschied zwischen der **Autokovarianzfunktion eines linearen Zustandsraummodells** und derjenigen des entsprechenden AR Prozesses besteht in einem um die Varianz des Beobachtungsrauschens σ_η^2 erhöhten Wert bei $\Delta = 0$. Die ACF eines LSSMs weist also einen auffälligen Sprung zwischen dem Wert für $\Delta = 0$ und dem Wert für $\Delta = 1 \cdot \Delta t$ auf. Dementsprechend ergeben sich die **Frequenzspektren der linearen Zustandsraummodelle** aus den AR Spektren durch Addition der Varianz des Beobachtungsrauschens für jede Frequenz.

Die Aufspaltung der linearen Zustandsraummodelle in den System- und den Beobachtungsraum erlaubt eine besonders stabile Art der Parameterschätzung (EM Algorithmus).

3.3.2 Parameterschätzung

Ziel ist es, unter das Beobachtungsrauschen der Lichtkurven zu schauen, um die Dynamik des unbeobachtbaren AR Prozesses, der in dem beobachteten System abläuft, zu bestimmen. Die durch A, Q, C und R gegebenen Parameter des Zustandsraummodells sollen also aus der beobachteten Lichtkurve $y(t)$ bestimmt werden (dabei ist R von Q und C abhängig). Nach dem Prinzip der *Maximum Likelihood Schätzung* werden diese Parameter so gewählt, daß die Wahrscheinlichkeit, die tatsächlich beobachtete Zeitreihe $y(t)$ mit diesem Modell zu erzeugen, maximal wird. Dazu sucht man das Maximum der *Likelihood*

Funktion L:

$$
\begin{aligned}
L(y(1),\dots,y(N),\Theta_{\max}) &= \max_{\Theta}(L(y(1),\dots,y(N),\Theta)) \\
&= \max_{\Theta}\left(\prod_{t=1}^{N} p(y(t),\Theta)\right) \qquad (3.14)
\end{aligned}
$$

Θ ist ein fester Satz von Parametern A, Q, C, R.

$p(y(t),\Theta)$ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, bei einem Modell mit den Parametern Θ den Wert $y(t)$ zu beobachten.

$\Theta_{\max}$ ist der gesuchte Schätzer für die Modellparameter.

Für das Zustandsraummodell stellen die $(y(t))$ keinen vollständigen Datensatz zur Beschreibung des Modells dar, sondern man muß auch die unbeobachtbaren Werte $(\mathbf{x}(t))$ berücksichtigen, da nur der Datensatz $(y(t),\mathbf{x}(t))$ das Modell ganz beschreibt. In diesem Fall gibt es zwei Möglichkeiten, die gesuchten Parameter $\Theta_{\max}$ zu bestimmen:

1. Direkte numerische Maximierung der Likelihood Funktion aus Gl. (3.14). Dabei ist $p(y(t),\Theta)$ implizit auch von $\mathbf{x}(t)$ abhängig und damit eine i.a. sehr komplizierte Funktion der gesuchten Parameter.

2. Anwendung des *Expectation Maximization* (EM) Algorithmus.

Beide Methoden sind iterativ und gehen von einem Satz von Startparametern Θ_s aus. Der EM Algorithmus ist zwar viel speicherintensiver als die direkte Maximierung, hat sich aber als sehr stabil erwiesen (Gantert 1993). Zur Modellierung der Lichtkurven von Cyg X-1 mit linearen Zustandsraummodellen wurde ein Programm benutzt, das auf dem EM Algorithmus aufgebaut ist. Es wurde im Rahmen einer Diplom- (Gantert 1989) und zweier Doktorarbeiten (Gantert 1993; Timmer 1995) entwickelt und angewendet. Im folgenden wird es als `ZURAMO` (Zustandsraummodell) Programm bezeichnet. Der Algorithmus soll nun kurz beschrieben werden (ausführlich besprochen wird er z.B. in Gantert 1993 oder in Honerkamp 1994):

Der EM Algorithmus besteht aus zwei Schritten, dem Erwartungs- und dem Maximierungsschritt:

Erwartungsschritt: Für die Modellparameter werden Startwerte Θ_s angenommen. Die sogenannte *Markov Eigenschaft* stationärer Prozesse erlaubt es, für lineare Zustandsraummodelle aufgrund der angenommenen Parameter zunächst eine Schätzung der unbeobachtbaren Systemzustände $\mathbf{x}(t)$ aus den Beobachtungen $y(t)$ zu berechnen. Für die Prognose der Systemzustände wird dabei der *Kalman Filter* verwendet (Honerkamp 1994, S. 446).

Maximierungsschritt: Statt wie bei der direkten Maximierung $p_y(y(t),\Theta_s)$, kann man jetzt die gemeinsame Verteilung $p_{x,y}(\mathbf{x}(t),y(t),\Theta_s)$ in der Likelihood Funktion verwenden. Diese Verteilung ist von den im Erwartungsschritt berechneten Größen abhängig und i.a. leichter zu maximieren. Man erhält das Maximum für den Parametersatz $\Theta_{s,\max}=\Theta_{s+1}$. Mit diesen neuen Werten Θ_{s+1} wird das ganze Verfahren wiederholt, bis sich die im Maximierungsschritt erhaltenen Maximum Likelihood

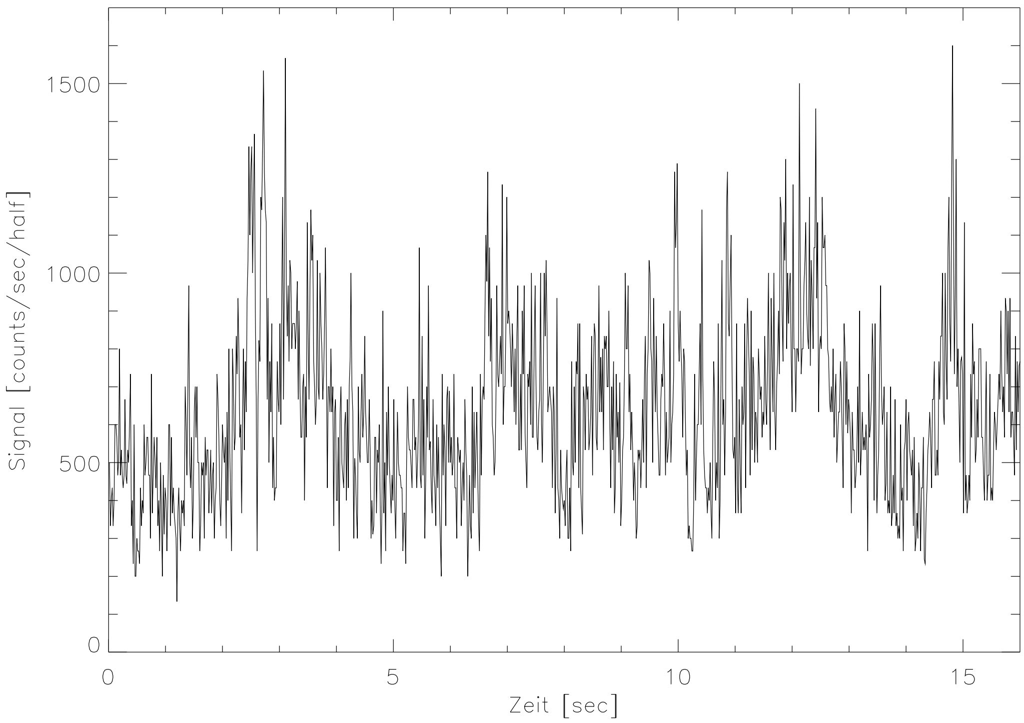

Abbildung 3.6: Typischer, 16 Sekunden langer Ausschnitt aus einer EXOSAT ME Lichtkurve von Cyg X-1. Die Bintime beträgt 0.016 Sekunden. Das Signal wird in Counts pro Sekunde und halbem Detektorarray angegeben.

Schätzer nicht mehr von den vorherigen unterscheiden. Man erhält so eine selbstkonsistente Lösung $\Theta_{\max} = \{\mathsf{A}, \mathsf{Q}, \mathsf{C}, R\}_{\max}$ für die Modellparameter und eine beste Schätzung $(\mathbf{x}(t))_{\max}$ für die Systemzustände $(\mathbf{x}(t))$.

Abb. 3.6 zeigt einen typischen, 16 Sekunden langen (1000 Datenpunkte bei 0.016 s Bintime) Ausschnitt einer Cyg X-1 EXOSAT ME Lichtkurve, die von starkem Beobachtungsrauschen geprägt ist. In Abb. 3.7 ist die beste Schätzung des Verlaufs der intrinsischen Systemlichtkurve, die man als Ergebnis der Anpassung eines linearen Zustandsraummodells erhält, dargestellt. Dabei handelt es sich um ein Modell erster Ordnung mit dem dynamischen Parameter $a_1 = 0.917$. Die Varianz des Beobachtungsrauschens wird in Bezug auf die auf 1 normierte Gesamtvarianz der Lichtkurve zu $\sigma_\epsilon^2 = 0.38$ bestimmt. Dadurch und durch den Skalierungsfaktor $c = -0.31$ ist auch die Varianz des Systemrauschens σ_η festgelegt.

Für die Dynamik der Lichtkurve ausschlaggebend ist der Parameter a_1: Der im System ablaufende AR[1] Prozeß besitzt einen Relaxator der Länge $\tau = -1/\ln(a_1) = 11.6$ Datenpunkte bzw. 0.185 Sekunden. Betrachtungen zur Unsicherheit dieser Größe werden im Rahmen der Auswertung in Abschnitt 5.2.2 angestellt. Strukturen in der Größenordnung von τ sind in der Systemlichtkurve erkennbar ("Shots").

Man sollte sich auch vor Augen führen, daß Abb. 3.7 keine einfache Glättung der verrauschten Beobachtungslichtkurve darstellt: durch bloßes Glätten würde die Variabilität des Systems auf kleinen Zeitskalen, auf die es ja gerade ankommt, unterdrückt werden.

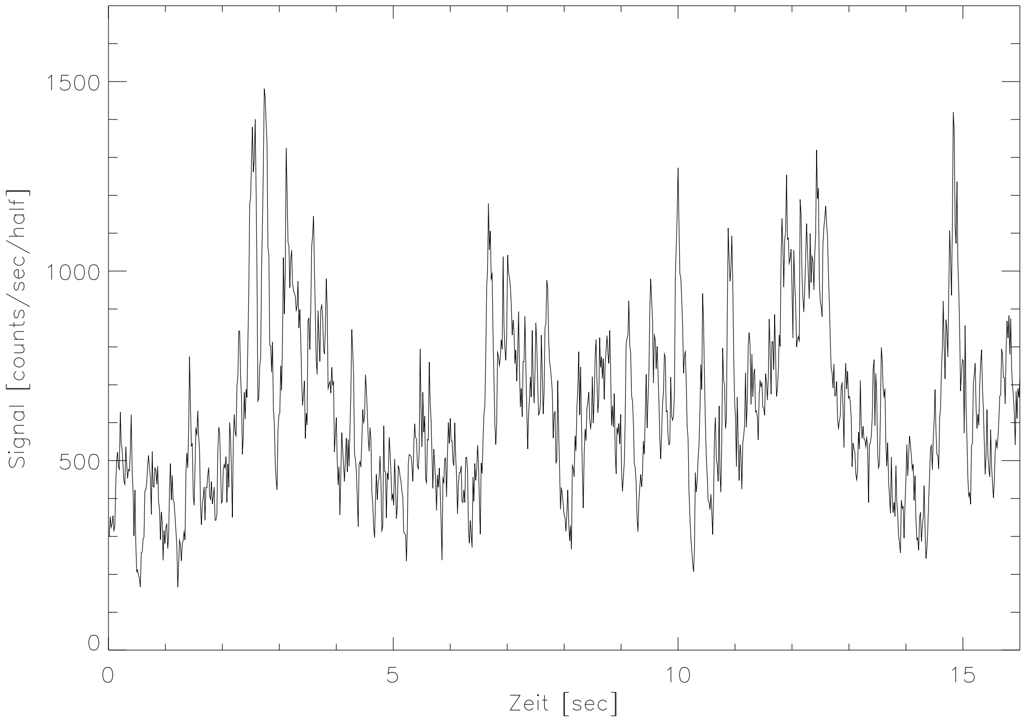

Abbildung 3.7: Beste Schätzung der intrinsischen Lichtkurve durch Anpassung eines linearen Zustandsraummodells erster Ordnung an die Beobachtung von Abb. 3.6.

Der Kolmogorov-Smirnov Test: Wenn man mit dem `ZURAMO` Programm das beste Zustandsraummodell einer bestimmten Ordnung für eine Lichtkurve bestimmt hat, muß man entscheiden, ob das Modell die Dynamik des Systems vollständig erfaßt. Dazu wird die Differenz zwischen der Beobachtung $y(t)$ und der aus dem Maximierungsschritt zu erhaltenen Schätzung $C \cdot \mathbf{x}(t)_{\max}$ untersucht. Man prüft die Zeitreihe $R(t)$, die die Residuen bilden, darauf hin, ob sie mit der Hypothese H_0 verträglich ist, einem White Noise Prozeß zu entstammen. Ist dies der Fall, d.h. sind die Residuen unkorreliert, dann erklärt das gewählte lineare Zustandsraummodell die gesamte Struktur der Daten. Gesucht wird dann dasjenige Zustandsraummodell, das dies mit der geringsten Zahl von Parametern, also mit der niedrigsten Ordnung, erreicht. Der im `ZURAMO` Programm enthaltene Test für die Unkorreliertheit der Residuen ist der *Kolmogorov-Smirnov Test* (KS). Dieser Test beruht auf der Berechnung des kumulierten Periodogramms der Residuen:

$$\text{kumuliertes Periodogramm:} \qquad F(\omega_r) = \frac{\sum_{k=1}^{r} P(\omega_k)}{\sum_{k=1}^{M} P(\omega_k)}$$

Nach dem Parseval'schen Theorem (Gl. (3.7)) gibt $F(\omega_r)$ den Beitrag der Variabilität im Bereich der ersten r Fourierfrequenzen zur gesamten Varianz der Residuenzeitreihe an. Für das Spektrum des White Noise (WN) Prozesses gilt $f(\omega) = \sigma^2_{\mathrm{WN}}$, d.h. die Variabilität ist auf allen Frequenzen gleich stark. Wenn man das kumulierte WN Spektrum gegen $x = r/M$ aufträgt, erhält man daher die erste Winkelhalbierende. Man bestimmt nun die maximale Abweichung S des kumulierten Periodogramms

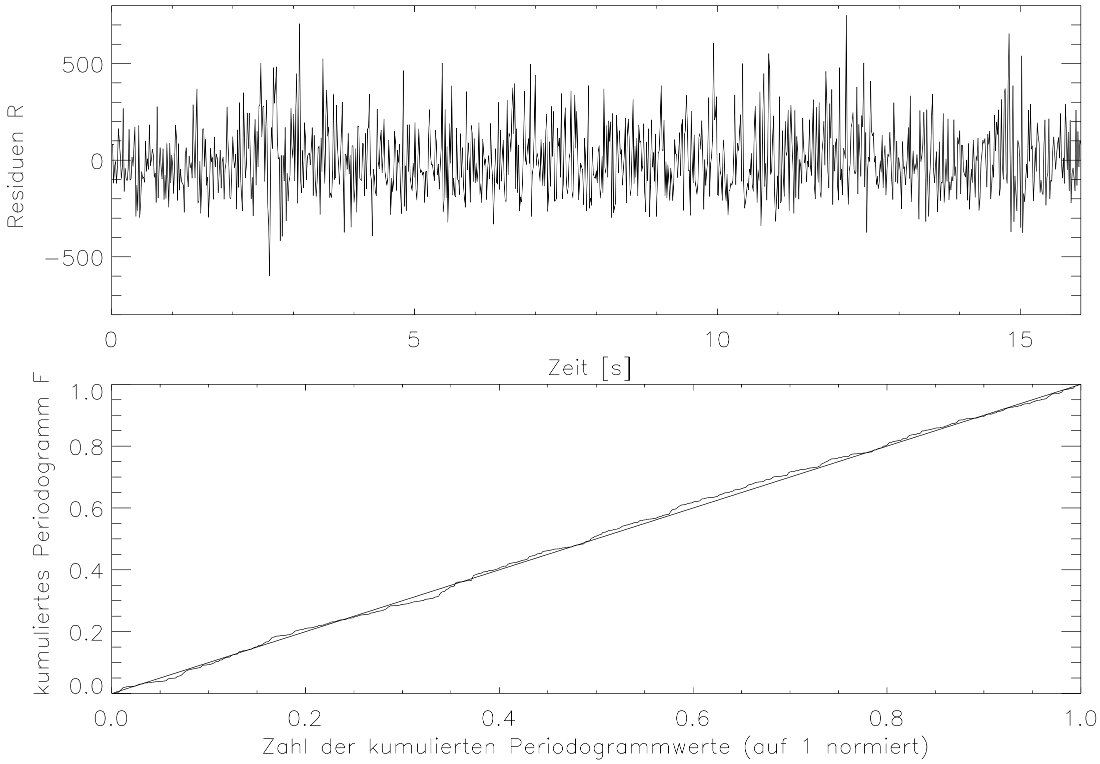

Abbildung 3.8: Oben: Residuenzeitreihe des LSSM(AR[1]) Fits von Abb. 3.7 (zur Normierung siehe Text). Unten: Kumuliertes Periodogramm für die Residuen des Fits und kumuliertes Spektrum für White Noise (Erklärung siehe Text).

der Residuen von dieser Geraden:

$$\text{Supremum: } S = \max_r \left| F(\omega_r) - \frac{r}{M} \right|$$

Die Nullhypothese H_0 wird abgelehnt, wenn diese Abweichung zu groß ist. Mit Hilfe der Tatsache, daß, wenn H_0 zutrifft, die Statistik der kumulierten Periodogrammwerte $F(\omega_r)$ für $r = \{1, \ldots, (M-1)\}$ derjenigen von $(M-1)$ gleichverteilten Zufallsvariablen entspricht, kann man die Wahrscheinlichkeit α dafür, daß S den Wert S_{Grenz} annimmt oder sogar überschreitet, wenn wirklich Weißes Rauschen vorliegt, berechnen. Wenn S den Grenzwert überschreitet, wird H_0 auf dem Fehlerniveau α abgelehnt. Der Kolmogorov-Smirnov Test benutzt als Grenzwert das Supremum des kumulierten Periodogramms der Residuen und gibt den daraus berechneten Wert für α als *Wahrscheinlichkeit für White Noise* — WfWN — an.

Wenn man an die Lichtkurve aus Abb. 3.6 ein lineares Zustandsraummodell nullter bis fünfter Ordnung anfittet und für die jeweiligen Residuen einen KS Test durchführt, ergeben sich die in Tab. 3.1 aufgeführten WfWN Werte. Das Modell nullter Ordnung, das nur aus weißem Rauschen besteht, liefert wie erwartet keine gute Beschreibung der Variabilität. Abb. 3.8 zeigt im oberen Teil die Residuen des LSSM(AR[1]) Fits von Abb. 3.7 und im unteren Teil deren kumuliertes Periodogramm F. Die Normierung der Residuenzeitreihe ergibt sich aus der innerhalb des `ZURAMO` Programms verwendeten Normierung, die Absolutwerte von R sind deshalb nicht in [counts/sec/half] anzugeben. Das kumulierte

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Anpassung linearer Zustandsraummodelle verschiedener Ordnung an die Lichtkurve aus Abb. 3.6.

Modell-ordnung	Relaxator τ [s]	Periode P [s]	WfWN [%]	s_R
0	-	-	0.0	234.50
1	0.185	-	93.5	179.97
2	0.209	-	87.0	179.91
	0.018	-		
3	0.177	-	97.5	179.84
	0.022	0.092		
4	0.204	-	88.5	179.90
	0.046	0.128		
	0.011	-		
5	0.175	-	97.4	179.86
	0.046	0.128		
	0.015	0.096		

Periodogramm der Residuen weicht nur wenig von dem ebenfalls eingezeichneten kumulierten Spektrum für White Noise ab. Mit einer WfWN von 93.5% wird dies quantitativ vom Kolmogorov-Smirnov Test bestätigt.

Wenn die Dynamik der Systemlichtkurve von einem AR[1] Prozeß vollständig erfaßt werden kann, sollte der Fit mit einem Modell höherer Ordnung, welches mehr dynamische Parameter zur Verfügung stellt, keine wesentliche Verbesserung der Beschreibung mehr bewirken. Im Beispiel liegt für die höheren Ordnungen jeweils einer der dynamischen Parameter im Bereich von 0.175–0.209 s (siehe Tab. 3.1). Alle diese Modelle finden also den typischen Relaxator des AR[1] Prozesses wieder. Die übrigen Relaxationszeiten liegen mit Werten von 0.011–0.046 s in der Größenordnung der Zeitauflösung und stellen daher keine realen Systemgrößen dar: der Fit zweiter Ordnung findet z.B. einen zweiten Relaxator mit einer Länge von 0.018 s und der Fit dritter Ordnung liefert einen gedämpften Oszillator (Periode: 0.092 s) mit einer Abklingzeit von 0.022 s. Wie aufgrund der statistischen Natur dieser zusätzlichen dynamischen Parameter zu erwarten ist, streuen die WfWN der Fits höherer Ordnung um die WfWN für die erste Ordnung. Die Dynamik der Systemlichtkurve wird also durch einen AR[1] Prozeß vollständig beschrieben. Es hat sich gezeigt, daß dies für die hochaufgelösten Lichtkurven von Cyg X-1 typischerweise der Fall ist (siehe Unterkapitel 5.2.2).

Allerdings treten bei den LSSM(AR[1]) Fits an das in Unterkapitel 5.2.1 beschriebene EXOSAT ME Lichtkurvensample auch wesentlich geringere WfWN bis hinunter zu wenigen Prozent auf. Das liegt daran, daß der KS Test sehr empfindlich ist: enthält die Residuenzeitreihe realisierungsbedingte Korrelationen auf Zeitskalen, die mit einer Abklingzeit im Bereich der Zeitauflösung zerfallen und die daher vernachlässigbar sind (s.o.), so führt dies zu kleinen WfWN Werten, obwohl die Residuen des Fits sich augenscheinlich kaum von weißem Rauschen unterscheiden. Diese Eigenschaft des KS Tests ist darin begründet, daß das für die WfWN ausschlaggebende Supremum ein kumulatives Maß für die durch zusätzliche Korrelationen erzeugten Beiträge zum Periodogramm darstellt.

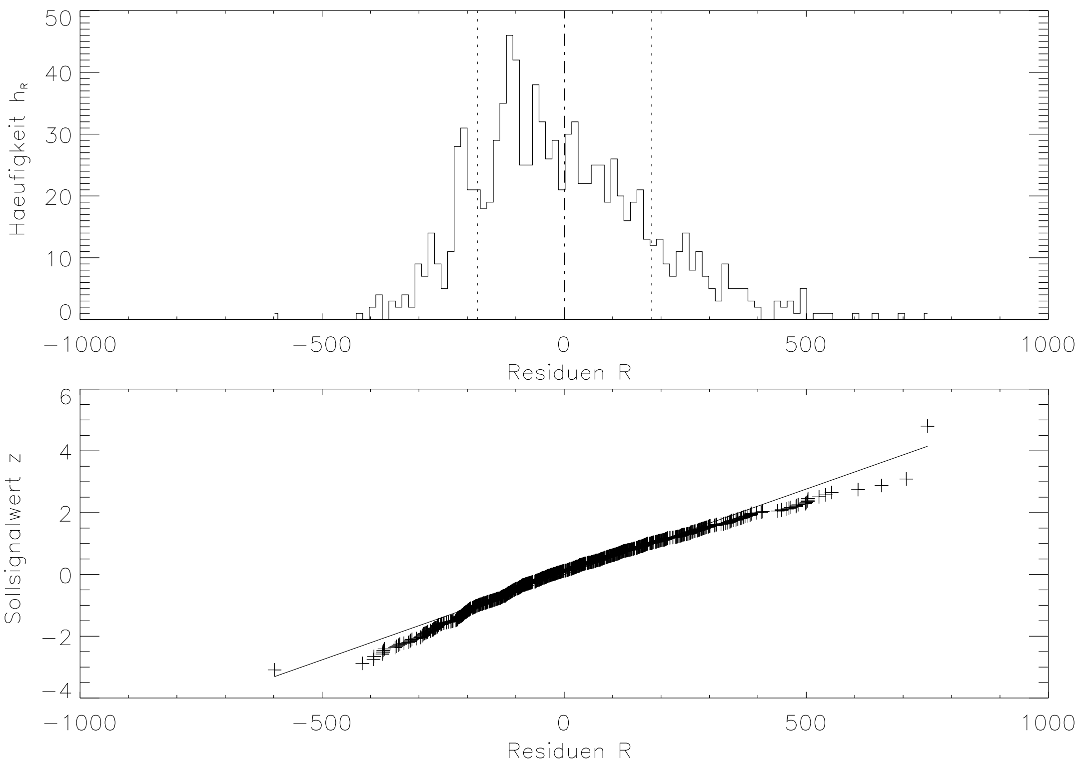

Abbildung 3.9: Oben: Häufigkeitsverteilung der Signalwerte der Residuenzeitreihe aus 3.8 (oben). Unten: Sollsignalwerte der Gauß'schen Normalverteilung $\mathcal{N}(0, 1)$ in Abhängigkeit von den Signalwerten der Residuenzeitreihe (Kreuze) und zum Vergleich auch in Abhängigkeit von den theoretischen Signalwerten einer gaußverteilten Zeitreihe, die den gleichen Mittelwert und die gleiche Standardabweichung wie die Residuenzeitreihe besitzt (durchgezogene Linie).

Ein verläßlicheres Maß dafür, ob die Modellordnung der Dynamik genüge tut, ergibt eine einfache Berechnung der Varianz der Residuenzeitreihe s_R^2: Gelingt es, mit einem AR Prozeß einer bestimmten Ordnung die Dynamik der Systemlichtkurve ausreichend zu beschreiben, so kann zu s_R^2 keine Variabilität auf signifikanten Zeitskalen mehr beitragen, da deren Einfluß schon von dem angepaßten Modell berücksichtigt wird. Die Varianz der Residuenzeitreihe wird also im Vergleich zu niedrigeren Ordnungen deutlich kleiner, wenn die gesuchte Modellordnung erreicht ist und bleibt für noch höhere Ordnungen auf diesem niedrigeren Niveau annähernd konstant. Im Falle der LSSM Fits an die Beispiellichtkurve von Cyg X-1 aus Abb. 3.6 sinkt s_R von 234.50 für die nullte Ordnung auf 179.97 für die erste Ordnung und bleibt dann konstant (siehe Tab. 3.1). Diese Methode zur Bestimmung der Modellordnung bestätigt also, daß die beobachtete Variabilität vollständig mit einem linearen Zustandsraummodell erster Ordnung beschrieben werden kann.

Zum Abschluß dieses Kapitels soll noch auf eine wichtige Eigenschaft der Residuenzeitreihen hingewiesen werden. Dazu wird die Häufigkeitsverteilung h_R der Residuen aus Abb. 3.8 (oben) betrachtet, die in der oberen Hälfte von Abb. 3.9 zu sehen ist. Die Theorie der linearen Zustandsraummodelle geht davon aus, daß die dem Beobachtungsrauschen $\eta(t)$ entsprechenden Residuen gaußverteilt sind (siehe Gl. (3.13)). Im Beispiel markieren die eingezeichneten Linien den Mittelwert $\bar{R}$ bei 0 und die empirische Standardabweichung s_R bei ± 179.97. Wie man sieht, stimmt die Verteilung der Residuen zwar näherungsweise mit der Annahme einer Gaußverteilung überein, aber es sind bereits mit dem bloßen Auge systematische Abweichungen erkennbar.

Die Art dieser Abweichung wird deutlich, wenn man sie mit folgender Methode untersucht: Zunächst werden diejenigen Werte z der Gauß'schen Normalverteilung $h(z^{'})$ mit $\bar{z}^{'} = 0$ und $\sigma_{z'} = 1$ bestimmt, für die man bei der Integration von $h(z^{'})$ über den Bereich von $-\infty$ bis z die Werte j/N mit $j = 1, \ldots, N$ erhält. Dabei ist N die Anzahl der Punkte, aus denen die Residuenzeitreihe besteht. Da die Integralwerte j/N die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß j Punkte der Verteilung Signalwerte $\leq z$ besitzen, erhält man so die N theoretischen Sollsignalwerte z einer nach der Gauß'schen Normalverteilung $\mathcal{N}(0,\,1)$ verteilten Zeitreihe der Länge N. Nun trägt man die gefundenen Sollsignalwerte z in Abhängigkeit von den Signalwerten der zu untersuchenden Verteilung auf. Im unteren Teil der Abb. 3.9 ist z in Abhängigkeit von den Signalwerten der Residuenzeitreihe (Kreuze) und zum Vergleich auch in Abhängigkeit von den theoretischen Signalwerten einer gaußverteilten Zeitreihe (durchgezogene Linie), die den gleichen Mittelwert und die gleiche Standardabweichung wie $R(t)$ besitzt, aufgetragen. Im letzteren Fall erhält man eine Gerade. Man sieht, daß sich für die Residuenzeitreihe wie erwartet Abweichungen von der Geraden, die die Gaußverteilung repräsentiert, ergeben: für kleine Signalwert ist die Verteilung der Residuen im Vergleich zu einer Gaußverteilung gestaucht und für große Signalwerte gestreckt. Dies entspricht den Eigenschaften einer Poissonverteilung. Wenn man bedenkt, daß für eine gemessene Lichtkurve $y(t)$ mit einer Zeitauflösung von einigen Millisekunden (im Beispiel: 16 ms) und einer mittleren Zählrate von einigen hundert counts/sec/half (im Beispiel: 633 counts/sec/half) im Mittel pro Zeitintervall nur etwa 10 Ereignisse zur Zählrate beitragen, entspricht eine Poissonverteilung des Beobachtungsrauschens genau den Erwartungen.

Kapitel 4

Der Schwarzlochkandidat Cygnus X-1

Ein Großteil der in Kapitel 3 vorgestellten Methoden ist im Rahmen dieser Arbeit zur Analyse der charakteristischen, aperiodischen Variabilität der Röntgenstrahlung des galaktischen Schwarzlochkandidaten Cyg X-1 auf kurzen Zeitskalen, von Millisekunden bis zu Stunden, angewendet worden. Dabei wurden zum ersten Mal lineare Zustandsraummodelle zur Modellierung der Lichtkurven eines Röntgendoppelsterns verwendet. Bevor diese Untersuchungen mit ihren Ergebnissen in Kapitel 5 beschrieben werden, soll zunächst das Cyg X-1 System näher betrachtet werden.

Das große Interesse an diesem Objekt und seinen spezifischen Eigenschaften erklärt sich daraus, daß eine der beiden Doppelsternkomponenten anscheinend ein Schwarzes Loch ist. Wie in Unterkapitel 1.1.3 geschildert, ist Cyg X-1 der bekannteste Schwarzlochkandidat und war lange Zeit der einzige aufgrund von dynamischen Massenbestimmungen fest etablierte BHC (Cowley 1992). Seine Eigenschaften wurden und werden immer wieder gründlich untersucht und sind in einer Reihe von Übersichtsartikeln beschrieben worden (siehe z.B. Oda 1977; Liang & Nolan 1984; Ebisawa 1997; van der Klis 1995 und die darin angegebenen Referenzen). Die Hoffnung, dabei Beobachtungscharakteristika zu finden, die ausschließlich von der Existenz eines Schwarzen Lochs in dem System herrühren können, um damit eine Nachweismöglichkeit für Schwarze Löcher außer der Massenbestimmung zu gewinnen, hat sich bisher nicht erfüllt. Allerdings gilt die Beobachtung typischer Eigenschaften des Spektrums und der Variabilität von Cyg X-1 als starker Hinweis auf die Anwesenheit eines Schwarzen Lochs in dem betrachteten Röntgendoppelsternsystem.

In diesem Kapitel soll zunächst im Abschnitt 4.1 ein Überblick über die Entdeckung, Zusammensetzung und Geometrie des Cyg X-1 Systems geben werden. In Unterkapitel 4.2 wird die Herkunft der Röntgenstrahlung besprochen und kurz auf die Theorien zur Erklärung der beobachteten Röntgenspektren eingegangen. Für detaillierte Ausführungen zur Modellierung der Spektren sei auf Arbeiten, die am IAAT zu diesem Themengebiet durchgeführt wurden (z.B. Wilms et al. 1997; Dove et al. 1997), und auf die umfangreiche Literatur verwiesen (Haardt et al. 1993; Titarchuk 1994; Hua & Titarchuk 1995 und viele mehr).

Die Variabilität der Röntgenstrahlung von Cyg X-1 ist Gegenstand des Unterkapitels 4.3. In der Einleitung 4.3.1 zu diesem Thema wird zunächst ein Überblick über die verschiedenen Variabilitätsphänomene auf allen Zeitskalen gegeben. Hier wird auch auf den 1996 beobachteten seltenen *High State* der Quelle eingegangen. Die charakteristischste Komponente der Variabilität, die typische Kurzzeitvariabilität, die Informationen über die Vorgänge in der unmittelbaren Nachbarschaft des Schwarzen Lochs liefert, wird in 4.3.2

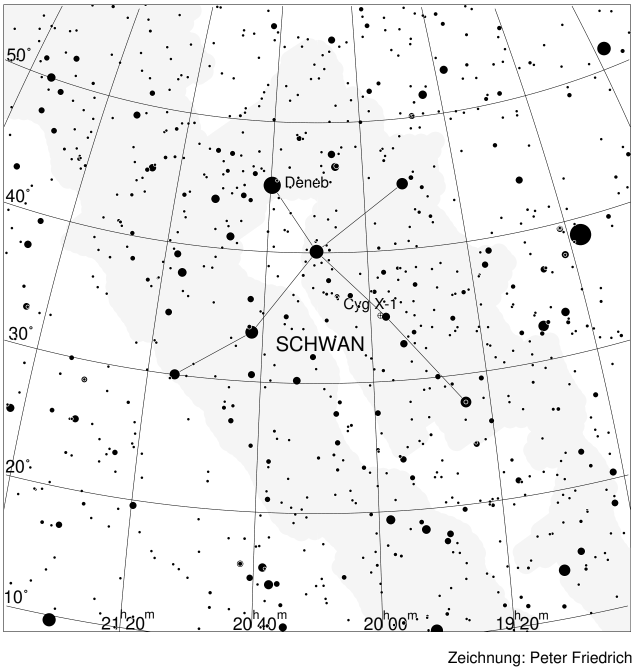

Abbildung 4.1: Ausschnitt aus dem Sternbild Schwan mit der Röntgenquelle Cyg X-1 bei den Koordinaten $\alpha = 19^{\mathrm{h}}58^{\mathrm{m}}21\overset{\mathrm{s}}{.}700$ und $\delta = +35°12'05''\!.82$ (J2000.0). Die Karte wurde von Susanne Friedrich mit einem Programm von Peter Friedrich erstellt.

besprochen. Unter 4.3.3 werden die bisher zur Beschreibung dieses Verhaltens verwendeten Modelle zusammengefaßt, die üblicherweise auf dem *Shot Noise* Modell basieren.

4.1 Die Systemparameter von Cyg X-1

Die Röntgenquelle Cyg X-1 wurde bereits durch Beobachtungen entdeckt, die 1964 während eines Raketenfluges gemacht wurden (Bowyer et al. 1965). Es handelt sich dabei um eine der hellsten Röntgenquellen des Himmels. Abb. 4.1 zeigt einen Ausschnitt aus dem Sternbild Schwan, in dem die Position von Cyg X-1 bei den in der Bildbeschreibung gegebenen Koordinaten markiert ist. Die genaue Lokalisierung von Cyg X-1 und die Bestimmung seines optischen Begleiters gelang trotz der mit der Positionsbestimmung aus den Röntgendaten verbundenen großen Fehlerbalken, als der *Uhuru*-Satellit 1971 eine Änderung der Röntgenleuchtkraft beobachtete, die simultan zum Auftreten einer Radioquelle stattfand (Hjellming & Wade 1971; Braes & Miley 1971). Die Lokalisierung der Radioquelle erlaubte die optische Identifikation mit einem spektroskopischen Doppelstern mit einem Liniensystem und einer Bahnperiode von 5.6 Tagen (Murdin & Webster 1971; Wade & Hjellming 1972; Bolton 1972). Diese Bahnperiode konnte später auch in den Röntgenlichtkurven (Holt et al. 1976) und erst kürzlich auch in Radiomessungen (Fender & Brocksopp 1997) nachgewiesen werden.

Bei der im Optischen sichtbaren Komponente des Systems, HDE 226868, handelt es sich um einen Stern mit der Spektralklassifikation O9.7 Iab, also einen blauen Überriesen (siehe z.B. Walborn 1973; Gies & Bolton 1986a; Herrero et al. 1995 und die von diesen Autoren angegebenen Referenzen). Es ist deshalb ein sogenanntes *High Mass X-Ray Binary* (HMXB) System.

Für das nicht sichtbare Objekt ergaben schon erste Massenbestimmungen Werte, die deutlich über der Stabilitätsgrenze für Neutronensterne von ca. $3\,\mathrm{M}_\odot$ lagen (Webster & Murdin 1972; Bolton 1972; Mauder 1973; Bolton 1975). Außer der Hypothese, daß es sich bei dieser Komponente um ein Schwarzes Loch handeln müsse, wurden noch zwei weitere Erklärungsmöglichkeiten in Betracht gezogen:

- Modelle für Dreifachsternsysteme, bei denen sich die Masse der unsichtbaren Komponente auf einen Neutronenstern und einen normalen dunklen Stern verteilt, wurden entwickelt (Bahcall et al. 1974), konnten aber nicht bestätigt werden (Shaftner et al. 1980).

- Es wurde vorgeschlagen, daß es sich bei dem optischen Begleiter um einen massearmen B Stern in einer späten Entwicklungsphase handeln könnte, der das beobachtete Spektrum erzeugt (Trimble, Rose & Weber 1973). Damit läge auch die Masse der unsichtbaren Komponente niedriger und wäre mit einem Neutronenstern verträglich. Da der optische Begleiter jedoch in diesem Fall eine geringere absolute Helligkeit hätte, müßte seine Entfernung $\lesssim 1\,\mathrm{kpc}$ sein. Die verschiedenen Verfahren zur Entfernungsbestimmung weisen jedoch alle auf einen Wert $> 2\,\mathrm{kpc}$ hin.

Cyg X-1 wurde also als Schwarzlochkandidat klassifiziert. Der heutige Kenntnisstand der HDE 226868/Cyg X-1 Systemparameter ist in Tab. 4.1 auf der nächsten Seite zusammengefaßt, die von Jörn Wilms erstellt wurde. Die in Klammern gegebenen Werte sind Unsicherheiten in Einheiten der letzten Dezimalstelle.

Die Entfernung des Systems, wie auch die Massen seiner beiden Komponenten, sind entscheidende Beobachtungsgrößen des Systems, deren Angabe jedoch schwierig und mit großen Unsicherheiten behaftet ist. Die Methoden, Probleme und Ergebnisse der Entfernungs- und Massenbestimmung für Cyg X-1 sollen im folgenden zusammengefaßt werden (für eine ausführlichere Darstellung siehe z.B. Wilms 1996).

Die Entfernung des HDE 226868/Cyg X-1 Systems: Als normaler O9.7 Iab Stern sollte der optische Begleiter eine absolute Helligkeit von $M_\mathrm{V} \approx (-5 \pm 2)^\mathrm{m}$ besitzen (Walborn et al. 1995). Mit der beobachteten scheinbaren Helligkeit von $m_\mathrm{V} = 8\overset{\mathrm{m}}{.}91$ erhält man also ein Entfernungsmodul von $m - M \approx 14\overset{\mathrm{m}}{.}0$. Daraus ergibt sich unter Nichtberücksichtigung der Extinktion die Obergrenze der Entfernung zu 6 kpc. Für eine bessere Abschätzung wurden unterschiedliche Verfahren angewendet:

- Um die Auswirkung der interstellaren Rötung für den relevanten Himmelsbereich abzuschätzen, bestimmt man den Farbexzeß $E_{\mathrm{B-V}}$ von mehreren Hauptreihensternen in der unmittelbaren Nachbarschaft des interessierenden Objekts. Daraus erhält man mit den absoluten Leuchtkräften der Hauptreihensterne eine Beziehung zwischen der visuellen Extinktion $A_\mathrm{V} = 3E_{\mathrm{B-V}}$ und der Entfernung für diesen Himmelsbereich. Margon, Bowyer & Stone (1973) z.B. erhalten so aus der Beobachtung einer visuellen Extinktion von $A_\mathrm{V} = 3.3$ für HDE 226868 eine Entfernung von $(2.5 \pm 0.4)\,\mathrm{kpc}$. Allerdings besitzen in diesem Fall von den 50 Vergleichssternen nur 3 eine Entfernung größer als 2 kpc, so daß das Ergebnis statistisch nicht gut untermauert ist.

Tabelle 4.1: Systemparameter von HDE 226868/Cyg X-1.

	Optischer Begleiter HDE 226868	Gesamtes System	Massives Objekt Cyg X-1	Referenz
Position der Quelle:				
J2000.0: α		$19^h58^m21\overset{s}{.}700$		[1]
J2000.0: δ		$+35°12'05''\!.82$		[1]
galaktisch: l, b		$71\overset{\circ}{.}33$, $+3\overset{\circ}{.}07$		[1]
Spektraltyp	O9.7 Iab			[3]
Effektivtemperatur [K]	32 000			[4]
$E_{\mathrm{B-V}}$	0.95(7)			[7]
N_{H} [cm^{-2}]	$6(2) \times 10^{21}$			[2]
Entfernung [kpc]		2.5(3)		[5]
m_{V} [mag]	8.91			[8]
B − V [mag]	+0.81			[8]
U − B [mag]	−0.28			[8]
Leuchtkraft [$\mathrm{L}_\odot$]	$10^{5.4}$		10^4	[4],[9]
Leuchtkraft [erg/s]	10^{39}		$4 \cdot 10^{37}$	
Inklinationswinkel		35°		[10]
$a \sin i$ [km]	$5.82(8) \times 10^6$			[6]
Orbitalperiode [d]		5.59974(8)		[6]
große Halbachse [$\mathrm{R}_\odot$]	14.6		26.3	[10]
$v \sin i$ [km/s]	75.6(10)			[6]
Massenfunktion [$\mathrm{M}_\odot$]		0.252(10)		[6]
Masse [$\mathrm{M}_\odot$]	18		10	[10]
Radius	17 $\mathrm{R}_\odot$		30 km[1]	[4]
Separation [$\mathrm{R}_\odot$]		41		[10]
Massenverlustrate [$\mathrm{M}_\odot$/a]	3×10^{-6}			[4]
Windendgeschwindigkeit [km/s]	2100			[10]

[1] Turon et al. 1992, [2] Bałucińska-Church et al. 1995, [3] Walborn 1973, [4] Herrero et al. 1995, [5] Ninkov, Walker & Yang 1987b, [6] Gies & Bolton 1982, [7] Wu et al. 1982, [8] Lutz & Lutz 1972, [9] Liang & Nolan 1984 [10] siehe Erläuterungen in diesem Kapitel
[1] Schwarzschildradius

- Eine zweite Version der obigen Methode macht sich die durch das interstellare Medium verursachte Absorptionsstruktur im UV-Band um 2200 Å zunutze, aus der $E_{\mathrm{B-V}}$ für die Vergleichssterne auf einfache Art bestimmt werden kann. Wu et al. (1982) geben nach dieser Methode die Entfernung von Cyg X-1 mit ≥ 1.9 kpc an. Aber auch hier stehen wieder nur wenige der Vergleichssterne in einer mit Cyg X-1 vergleichbaren Entfernung.
- Eine dritte, von der Rötung unabhängige Möglichkeit zur Entfernungsbestimmung bietet die Tatsache, daß bei O-Sternen eine Beziehung zwischen der Äquivalentbreite der $H\gamma$ Linie und der absoluten Leuchtkraft besteht. Aus Messungen dieser Äquivalentbreite für HDE 226868 bestimmen Ninkov, Walker & Yang (1987b) die Entfernung zu (2.5 ± 0.3) kpc. Das Problem bei dieser Methode liegt darin, daß die Akkretionsvorgänge im Cyg X-1 System Emissionsstrukturen er-

zeugen, die das Spektrum des O9.7Iab Sterns überlagern und die Bestimmung der $H\gamma$ Breite beeinflussen.

Man erhält mit diesen Verfahren also Ergebnisse, die mit einer Entfernung von ca. 2.5 kpc verträglich sind. Wegen der geschilderten Probleme ist dieser Wert jedoch unsicherer als die gegebenen Fehlergrenzen behaupten.

Die Massen des HDE 226868/Cyg X-1 Systems: Die Massenbestimmung stellt die einzige, wenn auch indirekte, Möglichkeit dar, auf die Anwesenheit eines Schwarzen Lochs in einem Röntgendoppelsternsystem zu schließen. Um in einem Doppelsternsystem Aussagen über die Massen der beiden Komponenten zu machen, betrachtet man dessen Massenfunktion f. Die auf den optischen Begleiter bezogenen Größen werden ab jetzt mit dem Index 1, die des Schwarzen Lochs mit dem Index 2 bezeichnet. Unter der Voraussetzung kreisförmiger Keplerbahnen erhält man f aus folgenden Überlegungen:

Die Projektion der Geschwindigkeit des Sterns auf die Sichtlinie ist gegeben durch:

$$v_1 = \frac{2\pi}{P} a_1 \sin i, \tag{4.1}$$

mit: P: Orbitperiode,
a_1: große Halbachse des Sterns bezogen auf den Schwerpunkt des Systems,
i: Inklination des Systems relativ zur Sichtlinie
($i = 90°$: "edge on", $i = 0°$: "face on").

Im Schwerpunktsystem gilt außerdem $a_1 M_1 = a_2 M_2$ bzw. mit $a = a_1 + a_2$:

$$a_1 = \frac{a M_2}{M_1 + M_2}$$

Setzt man dies in Gl. (4.1) ein und verwendet dann das 3. Keplersche Gesetz

$$\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^2,$$

um a zu ersetzen, bekommt man die Massenfunktion f:

$$f(M_1, M_2, i) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P v_1^3}{2\pi G} \tag{4.2}$$

Ihr Wert kann angegeben werden, indem man die Periode P und die Geschwindigkeitsprojektion v_1 aus dem Spektrum der sichtbaren Komponente gewinnt. Außer den gesuchten Massen M_1 und M_2 ist auch die Inklination i unbekannt. Dies stellt ein Hauptproblem bei der Massenbestimmung dar, denn i muß entweder unabhängig bestimmt werden, was i.a. nur mit großen Fehlerbalken möglich ist, oder es müssen zusätzliche Annahmen über das System gemacht werden (z.B. Größe und Rotationsgeschwindigkeit des optischen Begleiters betreffend). Aus der Abwesenheit von Röntgenbedeckungen kann man vorerst schließen, daß i kleiner als 65° ist (Cowley 1992).

Eine umfangreiche Analyse des Spektrums von HDE 226868 zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeit von wurde von Gies & Bolton (1982) und Ninkov, Walker

& Yang (1987a); Ninkov, Walker & Yang (1987b) durchgeführt. Dabei müssen verschiedene Effekte berücksichtigt werden, die die Spektrallinien beeinflussen können, aus deren Dopplerverschiebung man v_1 erhält. So fallen Schwerpunkt und Photozentrum des Sterns aufgrund seiner starken Gezeitenverformung nicht mehr zusammen, was eine Asymmetrie der Spektrallinien erzeugt. Auch der für O-Sterne des Sterns signifikante Sternwind (typische Windgeschwindigkeit: 2100 km/s) verformt die Linien. Die Aufheizung des Sterns durch die Röntgenstrahlung, die nahe der kompakten Komponente entsteht, ist für den Überriesen HDE 226868 allerdings vernachlässigbar.

Gies & Bolton (1982) bestimmen aus ihren Beobachtungsdaten den Wert der Massenfunktion $f(M_1, M_2, i)$ zu 0.251 ± 0.010. Dieses Ergebnis stellt eine Untergrenze für die Masse der kompakten Komponente dar, die man durch Einsetzen von $i = 90°$ und $M_1 = 0$ in Gl. (4.2) erhält. Im Falle eines HMXB ist $M_1 = 0$ natürlich keine gute Näherung und man gewinnt eine realistischere Abschätzung der unteren Grenze von M_2 zu $5.5\,\mathrm{M}_\odot$, wenn man eine für O-Sterne typische Masse von $M_1 = 20\,\mathrm{M}_\odot$ annimmt. Selbst wenn man für HDE 226868 mit $M_1 = 8.5\,\mathrm{M}_\odot$ die niedrigste mögliche Masse, die noch mit der beobachteten Leuchtkraft verträglich ist (Shapiro & Teukolsky 1983), wählt, ergibt sich immer noch eine untere Grenze für die Masse des kompakten Objekts von $3.3\,\mathrm{M}_\odot$. Wegen des Beispielcharakters von Cyg X-1 für einen BHC wurde eine genauere Bestimmung der Massen im Laufe der Jahre immer wieder aus verschiedenen Beobachtungen und mit verschiedenen Methoden durchgeführt:

- Das Standardverfahren für Schwarzlochkandidaten beruht auf optischen Photometriebeobachtungen. Die Lichtkurven des Sterns zeigen ellipsoidale Variationen, die von seiner Gezeitenverformung herrühren. Diese Lichtkurven können in Abhängigkeit von i, q und ρ modelliert werden, wobei ρ angibt, wie weit der optische Begleiter seinen Roche Lobe ausfüllt, und q das Massenverhältnis M_2/M_1 ist (siehe dazu Gl. (4.3) und Abb. 4.2). Mit diesem Vorgehen erhält man einen Bereich möglicher Werte für die drei Parameter. Für Cyg X-1 wurden unter der Annahme, daß der O-Stern seinen Roche Lobe annähernd ausfüllt, als wahrscheinlichste Werte $i \approx 30°$, $M_1 \approx 20\,\mathrm{M}_\odot$ und $M_2 \approx 9\,\mathrm{M}_\odot$ (Hutchings 1974; Avni & Bahcall 1975; Balog, Goncharskiĭ & Cherepashchuk 1981) bestimmt.
- Das Standardverfahren kann erweitert werden, indem man ausnutzt, daß das gemessene Verhältnis zwischen der Rotationsverbreiterung der Spektrallinien und der Radialgeschwindigkeitskomponente außer von q und ρ nur vom Verhältnis der Orbit- zur Rotationswinkelgeschwindigkeit Ω abhängt. Mit Annahmen über ρ und Ω kann man also das Massenverhältnis unabhängig von i bestimmen. i und damit die Massen erhält man dann wiederum aus der Modellierung der Lichtkurve. Gies & Bolton (1986a) geben nach diesem Verfahren $i = (27-39)°$, $M_1 = (33 \pm 9)\,\mathrm{M}_\odot$ und $M_2 = (16 \pm 5)\,\mathrm{M}_\odot$ an. Da man jedoch erwartet, daß der O-Stern durch die Doppelsternentwicklung weniger massereich ist als ein entsprechender Einzelstern ($20\,\mathrm{M}_\odot$–$30\,\mathrm{M}_\odot$), liegen diese Massenwerte wahrscheinlich zu hoch (Hutchings et al. 1979; Conti 1978; Rappaport & Joss 1983 und die dort angegebene Literatur).

- Weiterhin ist es möglich, die Masse des optischen Begleiters aus der Analyse seines Spektrums mit Sternatmosphärenmodellen zu gewinnen. Für eine Reihe von Einzelsternen hat sich gezeigt, daß solche Modelle den starken Sternwind der O-Sterne berücksichtigen müssen, um nicht im Widerspruch zu den Entwicklungsrechnungen für diese Sterne zu stehen (Herrero et al. 1992). Die Modellierung des Spektrums von HDE 226868 wurde von Herrero et al. (1995) mit einem Modell, daß den Wind und die Abplattung des Sterns einschließt, durchgeführt. Die so gewonnenen Werte für Temperatur, Leuchtkraft, Radius und Massenverlustrate des Sterns sind in Tab. 4.1 aufgeführt. Nach zusätzlichen, im Modell nicht enthaltenen Korrekturen (z.B. Einfluß des Akkretionsstroms auf das Linienprofil) geben die Autoren M_1 zu $17.8\,\mathrm{M}_\odot$ an. Um nun die Masse des Schwarzen Lochs aus der Massenfunktion zu berechnen, muß i unabhängig bestimmt werden (z.B. aus Polarisationsmessungen, siehe Dolan 1992). Mit einem Wert von 35°, der im Zentrum der veröffentlichten Wertebereiche für die Inklination liegt, erhalten Herrero et al. (1995) $M_2 = 10.1\,\mathrm{M}_\odot$.

Die Geometrie des HDE 226868/Cyg X-1 Systems: Nach dem heutigen Kenntnisstand hat der optische Begleiter also wahrscheinlich eine Masse von ca. $18\,\mathrm{M}_\odot$ und das Schwarze Loch ist ca. $10\,\mathrm{M}_\odot$ schwer. Die großen Halbachsen der beiden Komponenten $a_1 = 14.6\,\mathrm{R}_\odot$ und $a_2 = 26.3\,\mathrm{R}_\odot$, die in Tab. 4.1 aufgeführt sind, können aus den Massen und mit den ebenfalls in der Tabelle gegebenen Werten für $a_1 \sin i$ und i berechnet werden. Die Systemseparation $(a_1 + a_2)$ ergibt sich dann zu $40.9\,\mathrm{R}_\odot$. Da der Radius des Sterns nach Herrero et al. (1995) ca. $17\,\mathrm{R}_\odot$ beträgt, handelt es sich also um ein sehr enges Doppelsternsystem.

Die gegebenen Parameter erlauben es, den Verlauf des Gravitationspotentials Φ des Doppelsternsystems zu berechnen. Dieses sogenannte Rochepotential wurde zuerst im 19. Jahrhundert von dem französischen Mathematiker Eduard Roche studiert. Wie bei der Ableitung der Massenfunktion werden auch in der Rocheformel kreisförmige Keplerorbits vorausgesetzt. In engen Doppelsternsystemen wie Cyg X-1 ist diese Voraussetzung erfüllt, da durch die starken Gezeitenkräfte anfangs exzentrische Orbits auf Zeitskalen, die kurz sind gegenüber den Entwicklungszeitskalen des Doppelsternsystems, in Kreise übergehen. Außerdem geht man bei der Herleitung der Potentialformel davon aus, daß die Massen der beiden Komponenten in deren Mittelpunkten kondensiert sind, womit man normalerweise eine gute Näherung für das tatsächliche Potential erhält. Im mitrotierenden Koordinatensystem ist das Potential gegeben durch (Frank, King & Raine 1992, S. 48):

$$\text{Rochepotential:} \qquad \Phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r_1}|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r_2}|} - \frac{(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})^2}{2}, \tag{4.3}$$

mit:
$\mathbf{r}$: Position, für die das Potential bestimmt wird,
$\boldsymbol{\omega}$: Winkelgeschwindigkeit im nicht mitrotierenden Koordinatensystem,
$\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}$: Positionen der beiden Doppelsternkomponenten.

Das Potential im Doppelsternsystem setzt sich also aus den Gravitationspotentialen der beiden Massen und der Corioliskraft zusammen. Um Probleme des Massentransfers zwischen den beiden Komponenten zu untersuchen, betrachtet man die Äquipotentialflächen bzw. ihren Verlauf im Schnitt durch die Bahnebene. Für Cyg X-1 kann dieser Verlauf unter Verwendung der Parameter aus Tab. 4.1 berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abb. 4.2 zu sehen.

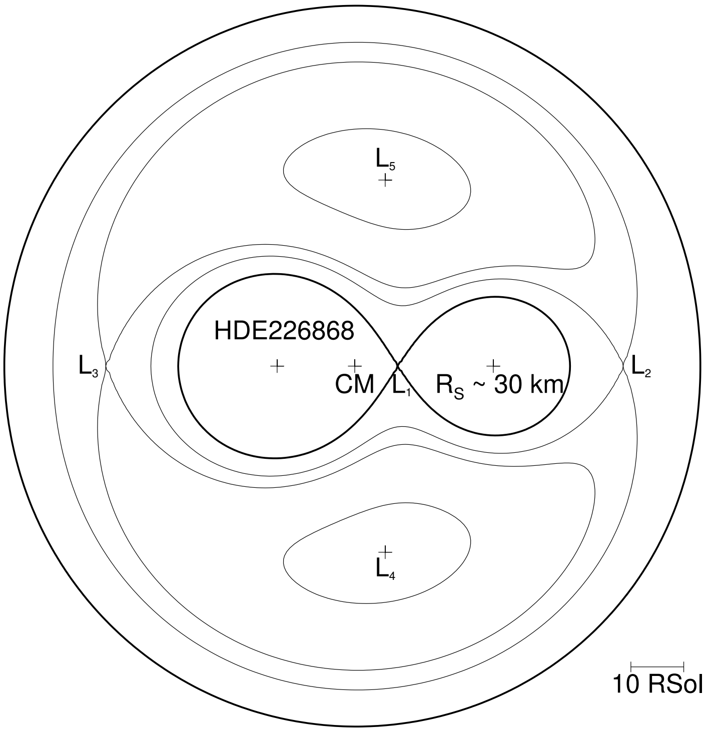

Abbildung 4.2: Rochepotential für Cyg X-1, berechnet mit den Werten aus Tab. 4.1 und einem von Jörn Wilms und Peter Kretschmar freundlicherweise zur Verfügung gestellten Programm.

Die Form der Äquipotentiallinien wird dabei nur vom Massenverhältnis der beiden Körper $q = M_1/M_2$, die Skalierung von Φ dagegen durch den Abstand ihrer Mittelpunkte a bestimmt. Die Lagrangepunkte L_1 bis L_5 sind die Sattelpunkte (L_1–L_3) bzw. Extremstellen (L_4, L_5) des Potentials. Für Materie, die sich weit entfernt von den beiden Massen befindet, entspricht das Potential dem eines Einzelsterns. Die Bewegungen von Materie innerhalb der ∞- förmigen kritischen Fläche, den *Roche Lobes* der beiden Komponenten, werden vollständig von der jeweils näheren Doppelsternkomponente bestimmt. Der Massenaustausch zwischen den beiden Körpern durch die kritische Oberfläche kann nur stattfinden, wenn die Materie einen zusätzlichen Impuls besitzt. Der niedrigste Impuls wird für den Massentransfer über den Lagrangepunkt L_1 benötigt, so daß Materie hauptsächlich über diesen Punkt akkretiert wird. Es sind verschiedene Akkretionsmechanismen möglich:

- Wenn ein Stern seinen Roche Lobe ausfüllt, fließt Materie über L_1 auf die andere Komponente über: Roche Lobe Overflow. In den verschiedenen Röntgendoppelsterntypen beobachtet man Massentransferraten von $10^{-11} - 10^{-8}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{a}$ (Frank, King & Raine 1992).

- Hat eine der beiden Doppelsternkomponenten einen starken Sternwind (O-, B-Sterne: $M_{\mathrm{Wind}} = 10^{-6} - 10^{-5}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{a}$), kann dieses Material den Roche Lobe verlassen und zum Teil von dem zweiten Objekt eingefangen werden: Windakkretion. Die Massenakkretionsrate beträgt in diesem Fall $10^{-4} - 10^{-3} M_{\mathrm{Wind}}$ (Frank, King & Raine 1992).

- Einen speziellen Fall stellen Be-Sterne dar, die an ihrem Äquator eine Scheibe ausbilden können. Ein kompaktes Objekt auf einer exzentrischen Umlaufbahn kann durch dieses Material laufen und es dabei akkretieren (Slettebak 1988). Man nimmt an, daß die Akkretionsraten $\lesssim 10^{-8}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{a}$ sind (King 1993).

Im Cyg X-1 System füllt der optische Begleiter seinen Roche Lobe wahrscheinlich annähernd ganz aus. Das Akkretionsmodell von Friend & Castor (1982) sagt für diesen Fall einen asymmetrischen Sternwind voraus, bei dem der größte Massenfluß in Richtung der kompakten Komponente gerichtet ist, den sogenannten fokussierten Sternwind. Diese Theorie wurde für Cyg X-1 durch die Untersuchung der Linienprofile der optischen Linien He II $\lambda 4686$ und Hα bestätigt (Gies & Bolton 1986b; Ninkov, Walker & Yang 1987a). Ninkov, Walker & Yang (1987a) fanden für die He Linie eine Phasenverschiebung von 134° zwischen dem Absorptionsprofil der Sternatmoshäre und dem Emissionsprofil des Sternwindes. Dies deutet darauf hin, daß das Hauptemissionsgebiet für Strahlung aus dem Sternwind zwischen dem Überriesen und der kompakten Komponente liegt, wie es im Falle eines fokussierten Sternwinds zu erwarten ist.

Das von HDE 226868 in den Roche Lobe des Schwarzen Lochs gelangte Material bildet aufgrund seines Drehimpulses eine Akkretionsscheibe aus, d.h. es bewegt sich auf Keplerbahnen um das kompakte Objekt. Die Akkretionsscheibe kann bis zum letzten stabilen Orbit von ca. drei Schwarzschildradien an die kompakte Komponente heranreichen. Wegen seiner Viskosität heizt sich das Material auf und gibt einen Teil seiner potentiellen Energie in Form von Strahlung ab (vgl. Unterkapitel 1.1.2). Die Theorie der Akkretionsscheiben wird z.B. von Frank, King & Raine (1992) behandelt. Auf diesem Gebiet sind noch viele Fragen offen, wie z.B. die nach der Natur der Scheibenviskosität. Wie stark die Cyg X-1 Scheibe ausgeprägt ist, welche Form und Struktur sie besitzt, ist noch immer Gegenstand der Forschung. Man sucht dabei nach Akkretionsscheibenmodellen, die das zeitliche und spektrale Verhalten der beobachteten Röntgenstrahlung beschreiben können, wobei in bisherigen Modellen hauptsächlich letzteres berücksichtigt wird. Das Röntgenspektrum von Cyg X-1 und die Vorstellungen über seine Entstehung sollen im nächsten Unterkapitel diskutiert werden.

4.2 Das Röntgenspektrum von Cyg X-1

Durch den Akkretionsprozeß im Cyg X-1 System wird Strahlung im gesamten Röntgenenergiebereich von $E = 1\,\mathrm{keV}$ bis $E = 1\,\mathrm{MeV}$ produziert.

Abb. 4.3 zeigt ein typisches Breitbandspektrum der Quelle. Es wurde aus Beobachtungen mehrerer Röntgensatelliten (BBXRT, TTM, HEXE, OSSE) zusammengesetzt, die in unterschiedlichen Energiebereichen empfindlich sind (zur Gewinnung und Auswertung dieser Daten siehe Wilms 1996 bzw. Wilms et al. 1997). Aus der Abbildung geht auch hervor, in welchem Energiebereich jedes der Instrumente zum gemessenen Spektrum beiträgt. Es handelt sich um die f_ν-Darstellung des Spektrums, die den beobachteten Energiefluß angibt und sich durch Multiplikation der gemessenen Photonendichte $N_{\mathrm{ph}}(E)$ (Einheit: [Photonen cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}]) mit der Energie E ergibt.

In diesem Abschnitt werden zunächst die verschiedenen zum Gesamtspektrum von Cyg X-1 beitragenden Komponenten und dann die zu ihrer Beschreibung entwickelten Modelle kurz vorgestellt. Erst in den letzten Jahren werden in diesem Zusammenhang Modelle zur selbstkonsistenten Beschreibung des gesamten Breitbandspektrums untersucht,

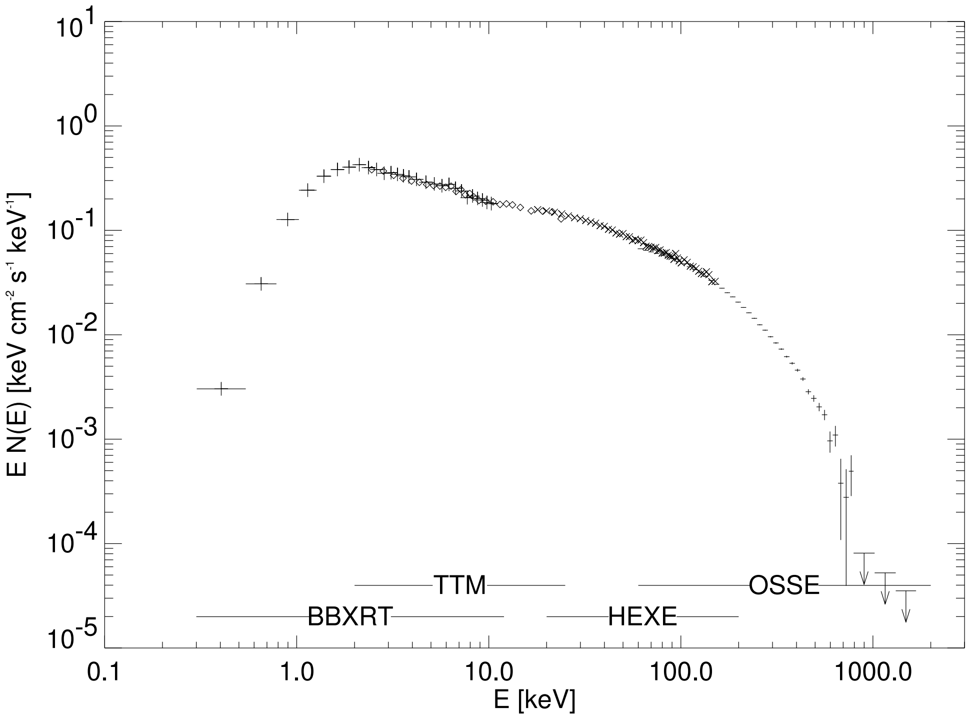

Abbildung 4.3: Breitbandspektrum von Cyg X-1 für Energien von 1 keV–1 MeV in der f_ν-Darstellung (Wilms et al. 1997).

die im Rahmen der Theorie der Akkretionsscheibenkoronen entwickelt wurden (Dove, Wilms & Begelman 1997; Dove et al. 1997). Vorher waren die Modelle i.a. auf bestimmte Komponenten der Emission, d.h. auf bestimmte Energiebereiche beschränkt. Die Bezeichnung verschiedener Energiebereiche ist übrigens in der Literatur nicht einheitlich. In dieser Arbeit werden Energien von 1–10 keV als weich und von 10 keV–1 MeV als hart bezeichnet. Photonen mit Energien unterhalb 1 keV stellen ultrasofte Strahlung und solche mit Energien oberhalb 1 MeV Gammastrahlung dar.

In den Spektren der meisten Schwarzlochkandidaten werden zwei Hauptkomponenten beobachtet, die als (quasi-)thermisch bzw. nicht-thermisch bezeichnet werden. Die thermische Komponente, die haupsächlich im weichen Energiebereich zur Emission beiträgt, kann als Überlagerung einzelner Schwarzkörperspektren der Form $N_{\mathrm{ph}}(E)$ für unterschiedlche Plasmatemperaturen T beschreiben werden:

$$N_{\mathrm{ph}}(E) \propto \frac{E^2 T^{-4}}{(\exp(\frac{E}{kT}) - 1)} \tag{4.4}$$

und die nicht-thermische Komponente kann durch ein Potenzgesetz ("Power Law") mit exponentiellem Abfall ("Cutoff") angenähert werden:

$$N_{\mathrm{ph}}(E) = \begin{cases} I_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} & \text{, für } E \leq E_{\mathrm{C}} \\ I_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \cdot \exp\left(\frac{E_{\mathrm{C}}-E}{E_{\mathrm{F}}}\right) & \text{, für } E > E_{\mathrm{C}} \end{cases} \tag{4.5}$$

mit: E_0 : Normierungsenergie,
I_0 : Intensität bei E_0,
E_C : Cutoff-Energie,
E_F : Faltungsenergie,
Γ : Spektralindex vor dem Cutoff.

Je nach der relativen Stärke dieser Komponenten für die betrachtete Quelle zum Zeitpunkt der Beobachtung, spricht man von verschiedenen Zuständen oder *States*. Bei dieser Einteilung unterscheidet man hauptsächlich zwischen einem *High* und einem *Low State*, je nachdem, ob im weichen Energiebereich ein eher thermisches oder nicht-thermisches Spektrum beobachtet wird (Nowak 1995). Cyg X-1 befindet sich die meiste Zeit über im nicht-thermischen Low State, der durch eine Power Law Komponente mit einem Photonenindex $\Gamma \approx 1.7$ und einem bei ≈ 100 keV einsetzenden exponentiellen Cutoff gekennzeichnet ist. Im selten auftretenden High State bewirkt der Einfluß der thermischen Komponente einen steileren Verlauf des Spektrums, der formal durch ein Power Law mit $\Gamma \approx 2.5$ (Zhang et al. 1997) angenähert werden kann. Ursprünglich bezog sich die Bezeichnung "High State" auf die Leuchtkraft im weichen Röntgenbereich, die im Falle des thermischen Spektrums größer ist. Der harte Fluß von Cyg X-1 ist bei Zustandsübergängen antikorreliert mit dieser Leuchtkraft und damit im Low State größer als im High State[1]. Ein Vergleich der Flüsse von Cyg X-1 im High und Low State in verschiedenen Energiebändern wird in Abb. 4.5 gezeigt und im Zusammenhang mit der zeitlichen Variabilität der Quelle besprochen.

Das hier betrachtete typische Breitbandspektrum (Abb. 4.3) zeigt den Low State Verlauf, weist also keine dominante thermische Komponente im weichen Röntgenbereich auf. Die bisherigen Beobachtungen liefern folgendes Bild für die komplexe Zusammensetzung des charakteristischen Röntgenspektrums von Cyg X-1:

Spektrale Beobachtungen:

Die nicht-thermische Röntgenstrahlung ($\Gamma \approx 1.7$, $E_\mathrm{C} \approx 100$ keV) wird unterhalb 10 keV stark durch das interstellare Medium ($N_\mathrm{H} \approx 6 \cdot 10^{21}$ H-Atome cm^{-2}) absorbiert. Außerdem kann der Fluß durch zusätzliche Absorption nahe der Quelle besonders im weichen Röntgenbereich für Sekunden bis Stunden stark absinken (Kitamoto et al. 1984 und ebenda). Diese Intensitätsdips werden im Rahmen der zeitlichen Variabilität von Cyg X-1 in den Abschnitten 4.3.2 und 5.1.2 genauer betrachtet. Das Spektrum zeigt eine Eisen-Kα-Emissionslinie mit 6.4 keV und ≈ 10 eV als wahrscheinlichste Werte für Lage und Äquivalentbreite der Linie (Ebisawa 1997). Außerdem wurde unter anderem in EXOSAT ME und ROSAT PSPC Beobachtungen ein Strahlungsüberschuß für ultrasofte Photonen festgestellt. Dieser *Soft Excess* wurde als schwache thermische Komponente identifiziert, die sich als Schwarzkörperstrahlung mit einer Temperatur von $kT = (130 \pm 20)$ eV für das emittierende Material beschreiben läßt (Bałucińska & Hasinger 1991; Bałucińska-Church et al. 1995). Ersten Untersuchungen von ASCA Beobachtungen des 1996er High States zufolge, steigt die Temperatur in diesem Fall auf $kT = (340 \pm 20)$ eV (Donati et al. 1996; von früheren High State Beobachtungen liegen keine Schwarzkörper Fits vor). Done et al. (1992) zeigten anhand von HEAO 1-A2 Beobachtungen der Quelle, daß das Spektrum besser beschrieben werden kann, wenn man einen breitbandigen Beitrag zum Kontinuum im Bereich von ca. 0.1–100 keV berücksichtigt, der durch reflektierte

[1] Deshalb wird von Cui et al. (1997) vorgeschlagen, für diese Quelle statt High/Low State die anschaulicheren Bezeichnungen Soft/Hard State zu verwenden. Hier soll aber die für BHCs allgemein gebräuchliche High/Low State Einteilung beibehalten werden.

Strahlung gebildet wird. Beobachtungen von Variationen im harten Röntgenbereich auf Zeitskalen von Tagen bis Monaten, die 1979 und 1980 mit HEAO 3 (0.05–10 MeV) gemacht wurden, führten zu einer Einteilung in die spektralen Unterzustände γ_1, γ_2 und γ_3, die sich hauptsächlich durch einen steigenden Gesamtfluß bei härteren Energien unterscheiden (Integrierter Fluß von 50 keV bis 1.5 MeV in $10^{-2}\,\mathrm{ph/cm^2}s$ nach Ling et al. 1987: γ_1: 10.1 ± 0.28, γ_2: 15.0 ± 0.077, γ_3: 19.8 ± 0.52). Während des in diesen Beobachtungen auftretenden Wechsels vom γ_2 in den γ_3 Zustand wurde von Ariel V bei Energien von 3–6 keV keine Flußänderung beobachtet. Die beobachteten Übergänge zwischen den γ-Unterzuständen finden also nicht unbedingt in Zusammenhang mit den High/Low State Übergängen statt. Es scheint sich vielmehr um ein extra Phänomen der harten Röntgenstrahlung zu handeln. Im Gammabereich, also für Photonenenergien >1 MeV werden von den spektralen Modellen für Cyg X-1 nur sehr geringe bzw. nicht mehr meßbare Flüsse vorhergesagt. Die wenigen Gammabeobachtungen von Cyg X-1 schließen daran gemessen einen Strahlungsexzeß für diese Energien nicht aus (siehe z.B. Ling et al. 1987).

Die Untersuchungen der spektralen Beobachtungen haben bisher zu folgenden Vorstellungen über die Entstehung der Röntgenstrahlung geführt:

Modelle zur Beschreibung der spektralen Beobachtungen:

Die **thermische Komponente** in BHC Spektren wird auf die Emission einer geometrisch dünnen (Höhe $h \ll$ Radius r_{max}) Akkretionsscheibe zurückgeführt, in der für jeden Radius r thermodynamisches Strahlungsgleichgewicht herrscht. Bei jedem Radius r wird also ein Schwarzkörperspektrum (Gl. (4.4)) abgestrahlt, das der lokalen Temperatur $T \propto r^{-3/4}$ des Scheibenmaterials entspricht (Shakura & Sunyaev 1973). Das Gesamtspektrum solcher **Standard Thin Disk Modelle** (STD) wird durch die Überlagerung dieser Schwarzkörperspektren gebildet. Ross, Fabian & Mineshige (1992) haben gezeigt, daß STD Spektren gut durch ein einziges Schwarzkörperspektrum genähert werden können, dessen Temperatur derjenigen der Scheibe bei sieben Schwarzschildradien entspricht. Deshalb wird der Soft Excess von Cyg X-1 als Emission einer STD mit einer Temperatur von $kT \approx 130\,\mathrm{keV}$ bzw. $T \approx 1.5 \cdot 10^6\,\mathrm{K}$ bei einem Radius von 210 km identifiziert. Allerdings ist diese schwache Komponente im Spektrum von Cyg X-1 nicht immer sichtbar (siehe BBXRT Beobachtung aus Abb. 4.3). Man nimmt daher an, daß die STD des Systems, sofern sie vorhanden ist (die weichen Photonen könnten z.B. auch aus wolkenartigen Strukturen stammen), sehr klein ist. Bałucińska-Church et al. (1995) bestimmen beispielsweise aus der Leuchtkraft der Schwarzkörperkomponente einen maximalen Radius von 460 km für die Scheibe.

Das im wesentlichen **nicht-thermische Spektrum** von Cyg X-1 kann mit den STDs nicht erklärt werden. Seit der Mitte der siebziger Jahre geht man davon aus, daß die exponentiell abbrechende Power Law Komponente (Gl. (4.5)) durch *thermische Comptonisierung* in einem heißen Plasma erzeugt wird.

- **Thermische Comptonisierung:** Bei diesem Vorgang treffen weiche Photonen der Energie E_{S} auf sehr heiße Elektronen der Temperatur T_{e} mit $4kT_{\mathrm{e}} \gg E_{\mathrm{S}}$ und gewinnen durch inverse Comptonstöße mit diesen Elektronen Energie. Mit der Bezeichnung thermisch wird in diesem Fall ausgedrückt, daß für die heißen Elektronen eine (eventuell relativistische) Maxwellverteilung angenommen wird, die der Temperatur T_{e} entspricht.

Die thermische Comptonisierung kann durch eine Gleichung für die Photonenbesetzungszahl n bei der Photonenenergie E beschrieben werden, aus deren Lösung sich das comptonisierte Spektrum ergibt. Diese Gleichung heißt Kompaneets-Gleichung und hat die Form:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}x^4\left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x}\right) \tag{4.6}$$

In der Formel ist $x = E/kT_e$ ein Maß für die Energie der Photonen. $y = (kT_\mathrm{e}/m_\mathrm{e}c^2)\sigma_\mathrm{T}n_\mathrm{e}ct$ wird Kompaneets-Parameter genannt und stellt ein Maß für den mittleren Energiegewinn eines comptonisierten Photons dar, das das Plasma nach $u = \sigma_\mathrm{T}n_\mathrm{e}ct$ Streuakten verlässt. Darin ist $\sigma_\mathrm{T} = 6.652 \cdot 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$ der Thomsonstreuquerschnitt für Compton-Streuung elektromagnetischer Wellen an freien Elektronen (der entsprechende Wert für eine Streuung an den Protonen des heißen Plasmas ist um einen Faktor $(m_\mathrm{e}/m_\mathrm{p})^2 \approx 10^{-7}$ geringer und kann daher vernachlässigt werden) und n_e ist die Dichte der Elektronen.

Die Summanden in der Klammer von Gl. (4.6) berüchsichtigen folgende zur Änderung des Photonenspektrums beitragende Vorgänge: Durch n wird der Rückstoß der Elektronen beschrieben, durch n^2 der Quanteneffekt der induzierten Streuung und durch $\partial n/\partial x$ der durch die Bewegung der Elektronen verursacht Dopplereffekt. Für die hier betrachteten Röntgenenergien ist das Strahlungsfeld so gering ($n \ll 1$), daß die induzierte Emission vernachlässigt werden kann.

Die Kompaneets-Gleichung wurde von vielen Autoren untersucht. Bis vor kurzem stellte die Arbeit von Sunyaev & Titarchuk (1980) die ausführlichste Behandlung des Themas dar. Darin wird das Photonenspekrum abgeleitet, das durch thermische Comptonisierung in einer Elektronenwolke einer bestimmten Geometrie (Kugel, Zylinder oder Würfel mit geometrischer Tiefe R) mit zeitunabhängiger, isotroper Dichte n_e und Temperatur T_e aus einem einfallenden zeitunabhängigen Linienspektrum weicher Photonen der Energie E_S entsteht. Unter der Voraussetzung, daß die Anfangsenergie der Photonen sehr viel geringer ist, als ihre Energie nach der Comptonisierung durch viele Streuakte, werden auch kompliziertere einfallende Spektren gut durch ein Linienspektrum genähert, in dem Sinne, daß sich die der Elektronenwolke entweichenden Spektren kaum unterscheiden.

Das unter diesen Voraussetzungen gewonnene Comptonisierungsspektrum ist für $E \ll kT_\mathrm{e}$ proportional zu $(x/x_0)^\Gamma$. Der Photonenindex Γ dieses Potenzgesetz-Spektrums ist dabei von der gewählten Geometrie der Elektronenwolke, ihrer Temperatur kT_e und ihrer optischen Tiefe $\tau_\mathrm{e} = \sigma_\mathrm{T}n_\mathrm{e}R$ abhängig. Für $E \gg kT_\mathrm{e}$ ist das Spektrum proportional zu $x^3\exp(-x)$, entspricht also einem Wien-Spektrum. Wie stark diese Komponente im Spektrum vertreten ist, hängt von dem mittleren Energieübertrag auf ein comptonisiertes Photon ab, der durch $y_\mathrm{Compton} = (4kT_\mathrm{e}/m_\mathrm{e}c^2)\max(\tau_\mathrm{e}, \tau_\mathrm{e}^2)$, das sogenannte Compton-y, gegeben ist. Ist y_Compton groß, so werden viele Photonen zu Energien $\gg kT_\mathrm{e}$ gestreut. Im Spektrum bildet sich Wien-Buckel bei $3kT_\mathrm{e}$ aus, da Photonen, die einmal Energien in diesem Bereich erreicht haben, im Mittel keine weitere Energieänderung im comptonisierenden Medium der Temperatur T_e mehr erfahren. In diesem Fall spricht man von gesättigter Comptonisierung. Wenn y_Compton

dagegen klein ist, ist der Beitrag der Wien-Komponente zum Gesamtspektrum geringer, der Wien-Buckel ist nicht mehr zu sehen, sondern nur noch der exponentielle Abfall. Man spricht dann von ungesättigter Comptonisierung. Das Röntgenspektrum von Cyg X-1 zeigt also die gleichen Charakteristika wie ein durch ungesättigte thermische Comptonisierung entstandenes Spektrum.

Tatsächlich hat sich durch die erfolgreiche Anpassung der theoretischen Spektren von Sunyaev & Titarchuk (1980) an Beobachtungen von Cyg X-1, die 1975, 1976 und 1977 im Rahmen eines AIT/MPE Ballonexperiments im Energiebereich von 15–160 keVdurchgeführt wurden, die Vorstellung durchgesetzt, daß das Röntgenspektrum der Quelle durch ungesättigte thermische Comptonisierung produziert wird (Steinle 1980; Steinle et al. 1982). Seitdem wurde die Theorie immer wieder auf Cyg X-1 Spektren angewendet und lieferte typische Werte von $kT_\mathrm{e} \approx 35$–50 keV und $\tau_\mathrm{e} \approx 1$–$5$ (abhängig von der gewählten Geometrie) für die Temperatur und die optische Tiefe der Elektronenwolke.

Man darf allerdings nicht außer Acht lassen, daß der Ableitung der Comptonisierungsspektren von Sunyaev & Titarchuk (1980) Annahmen zugrunde liegen (häufige Streuung mit geringem Energieübertrag pro Streuung, Berücksichtigung relativistischer Korrekturen nur in erster Ordnung in $E/m_\mathrm{e}c^2$), die den Geltungsbereich der Formeln auf große optische Tiefen, d.h. $\tau_\mathrm{e} > 3$, und Energien unterhalb von 100 keV einschränken. Zur Beschreibung des gemessenen Spektrums von Cyg X-1 sind aber höhere Elektronentemperaturen (exponentieller Cutoff erst oberhalb von 100 keV) und geringere optische Tiefen (kein Wien Buckel) erforderlich. Formeln für Comptonisierungsspektren, die auch für $\tau_\mathrm{e} \lesssim 3$ und $100\,\mathrm{keV} < kT_\mathrm{e} < m_\mathrm{e}c^2$ gültig sind, wurden von Titarchuk (1994) entwickelt und auf Beobachtungen von Cyg X-1 angewendet. Mit $\tau_\mathrm{e} = 0.62$ und $kT_\mathrm{e} = 150\,\mathrm{keV}$ bzw. $T_\mathrm{e} = 1.7 \cdot 10^9\,\mathrm{K}$ als ersten Ergebnissen ist die optische Tiefe der Elektronenwolke geringer und ihre Temperatur höher als man bisher dachte. Dies wird auch von anderen neueren Arbeiten bestätigt (Haardt et al. 1993, siehe aber auch S. 58).

Die Beschreibung des nicht-thermischen Röntgenspektrums von Cyg X-1 durch ungesättigte thermische Comptonisierung führte zu verschiedenen Modellansätzen für Ort und Herkunft der heißen Elektronenwolke. Abb. 4.4 verdeutlicht die beiden, in diesem Zusammenhang hauptsächlich betrachteten Szenarien.

Shapiro, Lightman & Eardley (1976) stellten fest, daß außer der geometrisch dünnen, optisch dicken, kühlen Standard-Akkretionsscheibe (STD) noch eine weitere Lösung der Gleichungen für Akkretionscheiben möglich ist. Bei dieser Lösung besteht die Akkretionscheibe aus zwei Bereichen: Außen liegt eine STD vor, die die weichen Photonen zur Verfügung stellt, innen hat sich ein Torus aus optisch dünnem, heißem Material gebildet, in dem die Comptonisierung stattfindet. Diese Situation zeigt die linke Hälfte von Abb. 4.4. Modelle dieser Art sind jedoch problematisch, da sie thermisch instabil sind und bei kleinen Störungen entweder zu einer kühlen STD zusammenfallen oder bis zum Verdampfen aufgeheizt werden (Narayan 1996 und ebenda). Seit einigen Jahren wird noch eine weitere Klasse von Lösungen untersucht, die die gleiche zweigeteilte Struktur aufweisen aber thermisch stabil sind. Bei diesen sogenannten **advektionsdominierten Akkretionsscheiben** ist die optische Tiefe des heißen Plasmas im inneren Bereich der Scheibe so gering, daß die

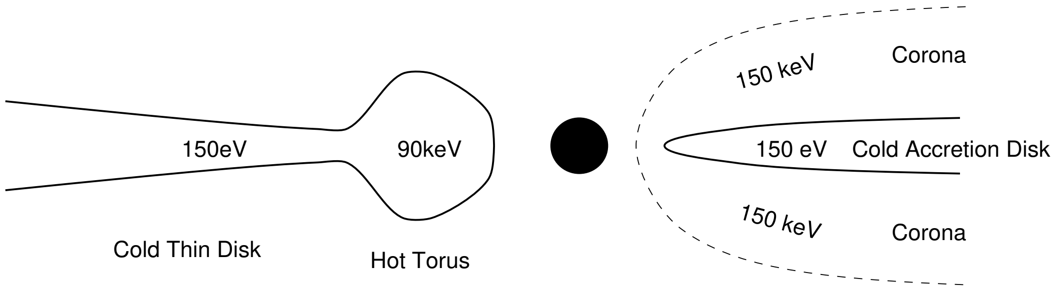

Abbildung 4.4: Schematische Zeichnung der beiden meistdiskutierten Konzepte für den Aufbau der Entstehungsregion der Röntgenstrahlung von Cyg X-1. Der Radius des schwarzen Punkts entspricht dem Schwarzschildradius des Schwarzen Lochs. Die Abbildung wurde von Jörn Wilms erstellt. Erläuterungen siehe Text.

Energie des Plasmas zu einem großen Teil in Form von thermischer Energie der akkretierten Teilchen ins Schwarzen Loch transportiert wird, anstatt als Röntgenstrahlung freigesetzt zu werden (Narayan 1996 und ebenda).

Alternativ zu diesen Modellen wurden z.B. von Liang & Price (1977) **Modelle mit Akkretionsscheibenkoronen** (oder Accretion Disk Coronae (ADC)) vorgeschlagen. In diesem Szenario, für das in der rechten Hälfte von Abb. 4.4 ein Beispiel gegeben wird, ist eine STD von einer heißen Korona umgeben. Die Frage, wie eine solche Korona entstehen kann, ist noch nicht geklärt. Viele der theoretischen Ansätze zur Erklärung der Bildung von ADCs, gehen von den entsprechenden Theorien für die Sonnenkorona aus: Man versucht, die Aufheizung des Plasmas durch magnetische Rekonnexion oder andere dissipative Prozesse in Magnetfeldschleifen über der Akkretionsscheibe zu beschreiben. In diesem Zusammenhang ist die Entdeckung einer magnetohydrodynamischen Instabilität in Akkretionscheiben, die zum Aufsteigen von Flußröhren aus der Scheibe führt, von besonderer Bedeutung (Balbus & Hawley 1991; Hawley & Balbus 1991).

Mit Hilfe von ADC Modellen wurde auch die Eisenlinie und die Reflektionskomponente im beobachteten Spektrum von Cyg X-1 interpretiert: Sie entstehen durch Reflektion und Reprozessierung (hauptsächliche Strahlungsprozesse: Comptonstreuung und Photoionisation) des Teils der harten Röntgenstrahlung, der beim Verlassen der Korona auf die kühle, eventuell ionisierte Akkretionscheibe trifft (Done et al. 1992; Haardt et al. 1993; Marshall et al. 1993).

Seit kurzem können ADC-Modelle mit einem nichtlinearen Monte Carlo Code selbstkonsistent simuliert werden (Dove, Wilms & Begelman 1997 und die dort angegebene Literatur). Im Gegensatz zu den bisherigen Modellen wird hier ein temperaturabhängiges heißes Plasma angenommen. Die Temperaturstruktur und das comptonisierte Spektrum der Korona werden unter Berücksichtigung von Paarbildung und -vernichtung, sowie der korrekten relativistischen Wirkungsquerschnitte selbstkonsistent berechnet. Dabei wird nicht nur die Reflektion der harten Strahlung an der Akkretionsscheibe, sondern auch die erneute Comptonisierung der reflektierten Strahlung in die Berechnungen miteinbezogen. Mit diesen Modellen wurde erstmals das Breitbandspektrum von Cyg X-1 untersucht. Es hat sich gezeigt, daß das Spektrum nicht mit der üblicherweise verwendeten Modellgeometrie, bei der die kühle Akkretionsscheibe zwischen zwei heißen Koronascheiben eingeschlossen ist (vgl.

Abb. 4.4, rechts), beschrieben werden kann (Wilms et al. 1997). Die aus solchen Modellen abgeleiteten Werte von $\tau_\mathrm{e} \gtrsim 0.3$ und $kT_\mathrm{e} = 150\,\mathrm{keV}$ liegen außerhalb des Bereichs der selbstkonsistenten Lösungen. Eine gute Beschreibung des Spektrums erhält man dagegen mit einem Koronamodell, bei dem eine innere, kugelförmige, heiße Korona von einer dünnen, kühlen Scheibe umgeben ist, also mit einer Geometrie, die derjenigen aus dem linken Teil von Abb. 4.4 ähnlich ist (Dove et al. 1997; Gierliński et al. 1997). Dove et al. (1997) finden so für die optische Tiefe und die Temperatur der Korona die Werte $\tau_\mathrm{e} = 1.5$ und $kT_\mathrm{e} = 90\,\mathrm{keV}$.

Mit diesem Ausblick auf die neuesten Entwicklungen auf dem Gebiet der spektralen Modelle soll die zusammenfassende Betrachtung des Röntgenspektrums abgeschlossen werden. Im nächsten Unterkapitel wird die zeitliche Variabilität der Röntgentstrahlung von Cyg X-1 diskutiert.

4.3 Die Variabilität der Röntgenstrahlung von Cyg X-1

4.3.1 Einleitung

Die geschilderten Ansätze zur Erklärung des Röntgenspekrums gehen i.a. kaum oder gar nicht auf die beobachtete zeitliche Variabilität der Strahlungsintensität ein. Die Timing Eigenschaften einer Röntgenquelle liefern jedoch wichtige Informationen über das System (Perioden, Strahlungsprozesse, Instabilitäten im Akkretionsprozeß). Dazu gehört auch die Bestimmung der dynamischen Parameter (Relaxatoren, gedämpfte Oszillatoren) des im System ablaufenden stochastischen Prozesses aus der typischen Kurzzeitvariabilität der BHCs, die in dieser Arbeit am Beispiel von Cyg X-1 durchgeführt wird. In diesem Abschnitt soll zunächst ein Überblick über die Variabilität der Röntgenstrahlung von Cyg X-1 auf allen Zeitskalen gegeben werden, bevor in den folgenden Unterkapiteln näher auf die Kurzzeitvariabilität der Quelle eingegangen wird.

Cyg X-1 ist auf allen beobachteten Zeitskalen variabel und zeigt folgende fundamentale Arten der Variabilität:

Lange Perioden: Außer der Orbitperiode von 5.6 Tagen wurden noch zwei weitere, längere Perioden vermutet. Zum einen sahen Kemp, Herman & Barbour (1978) eine 39.2 bzw. 78.4 Tage Periode in Polarisations- und Photometriemessungen, sowie im weichen Röntgenbereich, die aber in Radialgeschwindigkeitsmessungen nicht nachzuweisen war (Gies & Bolton 1982). Außerdem wurde noch eine 294 Tage Periode im weichen Röntgenbereich (Priedhorsky, Terrell & Holt 1983) und im Optischen (Kemp 1983) gefunden. Die Existenz dieser beiden Perioden ist jedoch umstritten und die Interpretationsansätze (78.4 Tage: Änderung der Massentransferrate, Pulsation von HDE 226868; 294 Tage: Präzession der Akkretionsscheibe) wurden meines Wissens nicht weiterverfolgt.

Übergänge zwischen *States*: Auf Zeitskalen von Wochen bis Jahren beobachtet man einen Wechsel zwischen den bereits auf S. 53 erwähnten High und Low States der Röntgenquelle, die sich in ihren spektralen Eigenschaften, aber auch in ihrer Kurzzeitvariabilität unterscheiden. Die Zuordnung verschiedener Zustände zu einer Quelle ist auch für einige andere Schwarzlochkandidaten möglich (siehe Tabelle von van der Klis 1995, S. 262) und gilt als Kriterium für die Klassifikation als möglicher BHC.

Es hat sich allerdings herausgestellt, daß auch Systeme, deren kompakte Komponente ein Neutronenstern ist, wie z.B. Circinius X-1, dieses Verhalten zeigen können (Tennant, Fabian & Shafer 1986). Und obwohl Cyg X-1 oft als Musterbeispiel für das Auftreten verschiedener States genannt wird, ist in diesem Fall der High State seltener und weniger ausgeprägt als für einige andere BHCs, wie z.B. GX 339-4.

Cyg X-1 geht nur gelegentlich für einige Wochen bis Monate in den High State über:

1971 wurde ein High nach Low Übergang beobachtet
(mit *Uhuru* zwischen 2 und 20 keV (Tannanbaum et al. 1972)).

1975 sah man eine gesamte High State Episode einschließlich der Übergänge
(mit *Ariel 5* zwischen 3 und 6 keV (Holt et al. 1976) und mit *Vela 5B* zwischen 3 und 12 keV (Priedhorsky, Terrell & Holt 1983)).

1980 wurde zunächst der Beginn eines High States
(mit HEAO 3 zwischen 48 und 183 keV (Ling et al. 1983))
und etwas später der High State gemessen
(mit *Hakucho* zwischen 1 und 12 keV (Ogawara et al. 1982)).

Bei keiner dieser Gelegenheiten wurden simultane Messungen im weichen und harten Energiebereich für den gesamten Zyklus (von Low nach High und zurück) durchgeführt. Dies wurde erst möglich, als Cyg X-1 1996 das erste Mal seit 1980 wieder im High State gesehen wurde. Der gesamte Zyklus dauerte in diesem Fall etwa 200 Tage, von Februar bis September, und wurde unter anderem simultan vom ASM Experiment des RXTE Satelliten im Energiebereich von 1.3–12 keV und vom BATSE Instrument auf CGRO für Energien von 20–200 keV beobachtet. Die Lichtkurven aus den jeweils über einen Tag gemittelten Zählraten von ASM und BATSE sind in Abb. 4.5 (nächste Seite) für 3 verschiedene Energiebänder pro Instrument zu sehen.

In der Abbildung sind die gemessenen Zählraten auf die Crab Zählraten in dem jeweiligen Energieband normiert. Hätte Cyg X-1 also den gleichen spektralen Verlauf wie der Crab (Potenzgesetz mit $\Gamma \approx 2$), so wären die normierten Lichtkurvenwerte für verschiedene Energien gleich groß und bei einem steileren, d.h. weicheren Spektrum lägen die niederenergetischeren Lichtkurven über den höherenergetischeren. Letzteres ist für Cyg X-1 im ASM Energiebereich von TJD10220–TJD10307 (17.05.–12.08.96) der Fall gewesen. Dabei war der Fluß im 1.3–3 keV Band gegenüber seinem Ausgangangsniveau von ca. 0.5 Crab deutlich erhöht, während der Fluß im 4.8–12 keV Band auf ungefähr dem gleichen Ausgangsniveau fast konstant blieb. Der Zustand der Quelle in diesem Zeitraum wird als High(Soft) State interpretiert ($\Gamma \approx 2.5$ für 1.3–200 keV nach Zhang et al. 1997). Die Messungen vor und nach diesem Zeitraum werden dementsprechend als Low(Hard) State Beobachtungen bezeichnet. In diesem Zustand ($\Gamma \approx 1.8$ für 1.3–100 keV nach Zhang et al. 1997) weicht die spektrale Form weniger von der des Crab ab (der genaue Verlauf für die einzelnen Energiebänder ist daher in der Abbildung aus der Veröffentlichung von Zhang et al. 1997 schwer zu unterscheiden). Der Fluß im harten Energiebereich, der von BATSE gemessen wurde, ist antikorreliert zum ASM Fluß in dem Sinne, daß er im High State für alle drei Energiebänder niedriger ist, als im Low State. Im Gegensatz zum Verhalten im ASM Energiebereich, wird das Spektrum im BATSE Energiebereich im High State nicht weicher gegenüber dem Low State Spektrum. Außerdem verlaufen der Abfall und der in der Mitte des High States direkt anschließende Anstieg der

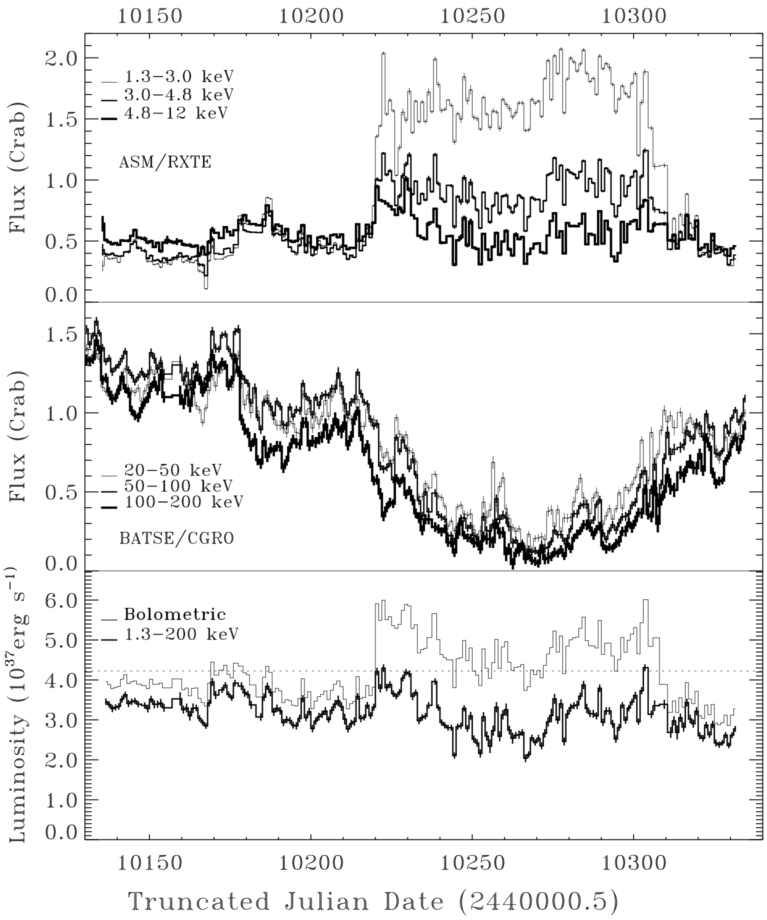

Abbildung 4.5: Lichtkurven und Leuchtkraftvariationen von Cyg X-1 für den 1996 beobachteten Soft State (Zhang et al. 1997).

BATSE Lichtkurven kontinuierlich auf Zeitskalen von jeweils etwa 100 Tagen. Damit reichen sie zeitlich über den eigentlichen, 87 Tage dauernden High State hinaus. In den ASM Lichtkurven passieren die Übergänge innerhalb weniger Tage und der eigentliche High State weist Zählraten auf vergleichsweise konstantem Niveau auf. Die von Zhang et al. (1997) berechneten Variationen der gesamten Leuchtkraft für Energien von 1.3–200 keV, und der daraus gewonnenen maximalen bolometrischen Helligkeit ist im unteren Teil von Abb. 4.5 aufgetragen (dafür wurden 2.5 kpc für die Entfernung von Cyg X-1 angenommen). Die nach diesen Rechnungen um 50–70% erhöhte bolometrische Helligkeit der Quelle zu Beginn und am Ende des High States ist dabei hauptsächlich auf Schwarzkörperemission unterhalb von 1.3 keV zurückzuführen. In der Mitte des High States ist die bolometrische Helligkeit wegen der zu diesem Punkt hin kontinuierlich abnehmenden Intensität der harten Strahlung höchstens noch um 20% gegenüber dem Low State erhöht.

Trotz umfangreicher Beobachtungen und theoretischer Untersuchungen in den letzten Jahrzehnten gibt es kein Akkretionscheibenmodell für BHCs, das sowohl High als auch Low States beschreiben, geschweige denn die Ursache der Übergänge erlären könnte (Nowak 1995). Ansätze mit der neu entdeckten Klasse von Akkretionsscheiben, den advektionsdominierten Scheiben (siehe S. 56), scheinen jedoch erfolgsversprechend zu sein , da bei diesen Modellen für höhere Massenakkretionsraten ($\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd} > 10^{-1}$) die heiße, advektionsdominierte Comptonisierungszone kleiner und die kühle Standardscheibe größer wird (Narayan 1996).

Aperiodische Kurzzeitvariabilität: Die Bezeichnung "kurze Zeitskalen" bezieht sich in dieser Arbeit auf einen Zeitbereich von wenigen Millisekunden bis zu wenigen Stunden, wobei die Zeitskalen, die das Aussehen der Variabilität von Cyg X-1 hauptsächlich bestimmen, einige Zehntelsekunden betragen (siehe Abschnitt 4.3.3 und 5.2.2). Diese Größenordnungen findet man nahe des kompakten Objekts: Für ein Schwarzes Loch von $10\,\mathrm{M}_\odot$ erhält man z.B. für eine Keplerbahn mit einem Radius von $100\,R_S \approx 3000\,\mathrm{km}$ eine Umlaufzeit von ca. 0.1 s und für den letzten stabilen Orbit mit $R = 3\,R_S \approx 90\,\mathrm{km}$ ergeben sich 0.7 ms, was nur wenig unterhalb der schnellsten gemessenen Strukturen von 1–10 ms für Cyg X-1 liegt (Meekings et al. 1984).

Dies heißt natürlich nicht, daß die gefundenen Zeitskalen als Umlaufzeiten zu interpretieren sind, es handelt sich ja nicht um periodische Signaturen. Mögliche physikalische Interpretationen werden in Kapitel 5.2.3 angesprochen.

Cyg X-1 war die erste Röntgenquelle, bei der aperiodische Intensitätsschwankungen unterhalb einer Sekunde festgestellt wurden (Oda et al. 1971), deshalb galt dieses Verhalten zunächst als BHC Eigenschaft. Inzwischen hat man bei allen Typen von Röntgendoppelsternen (BHC's, sowie Systeme mit Neutronensternen mit schwachem oder starkem Magnetfeld; HMXB's sowie LMXB's) aperiodische Kurzzeitvariabilität beobachtet. In manchen Neutronensternsystemen treten zusätzlich Pulsationen oder Röntgenbursts auf, die die Zuordnung erlauben. Es ist bisher nicht möglich, einen Schwarzlochkandidaten allein aufgrund der Art seiner aperiodischen Kurzzeitvariabilität als solchen zu identifizieren, so ähnelt z.B. in dieser Hinsicht das System $X0331 + 53 = V0332 + 53$, ein Röntgenpulsar mit einer Periode von 4.4 s, sehr dem BHC Cyg X-1 (Stella et al. 1985).

Ausführliche und zahlreiche Analysen der Timing-Eigenschaften insbesondere von Cyg X-1 wurden auf der Suche nach einer einheitlichen Beschreibung der beobachteten Kurzzeitvariabilität durchgeführt (erst ab Mitte der 80er Jahre standen allerdings lange, hochaufgelöste Lichtkurven zur Verfügung (EXOSAT, *Ginga*), vorher dominierte die Erforschung der Röntgenpulsare). Übersichtsartikel zu diesem Thema sind z.B. von van der Klis (1995) oder Belloni & Hasinger (1990a) veröffentlicht worden.

Die verschiedenen, meist Shot Noise Lichtkurven (siehe Unterkapitel 4.3.3) voraussetzenden Modelle werden üblicherweise durch Fits an das Periodogramm oder die Autokorrelationsfunktion bewertet. Da diese Kenngrößen bei genügend hoher Parameterzahl immer mit mehreren verschiedenen Shot Noise Modellen verträglich sind, konnte sich bis jetzt keines durchsetzen. Einige der Probleme und künstlichen Beschränkungen der Shot Noise Modelle werden vom Zustandsraummodell per definitionem vermieden (`ZURAMO`: Direktes Fitten der Lichtkurven, Berücksichtigung des System- und Beobachtungsrauschens, diskrete Beschreibung, allgemeinerer Ansatz), so daß die Analyse der Kurzzeitvariabilität mit dem `ZURAMO` Programm eine vielversprechende Alternative darstellt.

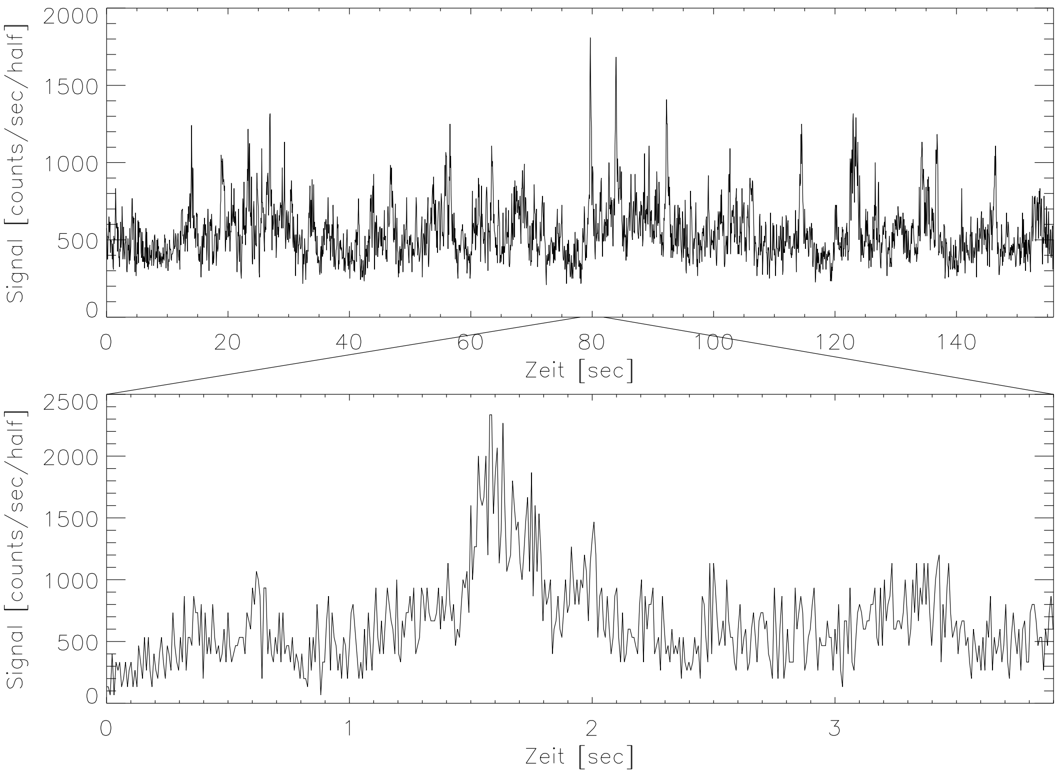

Abbildung 4.6: Lichtkurven, die die typische Kurzzeitvariabilität von Cyg X-1 im Low State zeigen. Oben: 156 s langer Ausschnitt der Beobachtung EE8087(05) aus Tab. 2.2 mit einer Bintime von 62.4 ms. Unten: 3.9 s langer Auschnitt der oberen Lichtkurve mit der Orginalbintime der Beobachtung von 7.8 ms. Man sieht eine für die Quelle typische Shotstruktur.

4.3.2 Die Kurzzeitvariabilität

Alle EXOSAT Beobachtungen fanden Cyg X-1 im für die Quelle üblichen Low State vor, daher konzentrieren sich die Betrachtungen und Analysen dieser Arbeit auf die typische Kurzzeitvariabilität dieses Zustands. Das Verhalten von Cyg X-1 auf kurzen Zeitskalen ist in Abb. 4.6 am Beispiel der Beobachtung EE8087(05) (vgl. Tab. 2.2) zu sehen. Der 156 s lange Ausschnitt der Beobachtung, der im oberen Teil der Abbildung mit einer Zeitauflösung von 62.4 ms dargestellt ist, zeigt die starke Variabilität der Quelle auf allen Zeitskalen. Besonders auffällig sind dabei individuelle Ereignisse, die als Shots bezeichnet werden. Der untere Teil der Abbildung zeigt eine der markanten Shotstrukturen im Detail, mit der Originalbinzeit der Beobachtung von 7.8 ms. Dieses sogenannte *Low State Noise* (LSN) der Quelle wird üblicherweise durch folgende Eigenschaften und Kenngrößen charakterisiert:

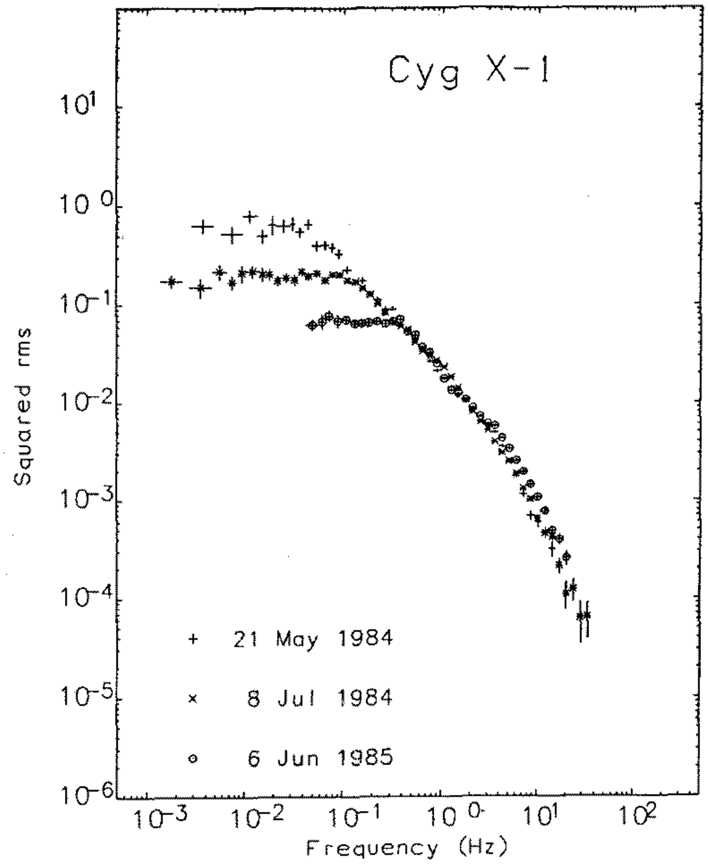

Abbildung 4.7: Drei Sampleperiodogramme von Cyg X-1, die aus EXOSAT ME Beobachtungen gewonnen wurden, in der üblichen Darstellung, d.h. nach dem Abzug einer White Noise Komponente (Belloni & Hasinger 1990b). Zur Normierung siehe Belloni & Hasinger (1990a).

Millisekunden–Bursts: Gelegentlich wurde in den Lichtkurven für ≈ 1 ms eine um ein Vielfaches erhöhte Zählrate gemessen (Oda et al. 1974; Rothschild et al. 1974; Giles 1981). Die Frage ob diese Bursts unabhängig vom LSN sind (oder z.B. zufällige Überlagerungen von LNS Strukturen darstellen), oder ob sie überhaupt signifikant sind, kann aufgrund der Shot Noise Modelle nicht entschieden werden (Weisskopf & Sutherland 1978; Giles 1981). Wegen der schlechten Statistik der betreffenden Lichtkurven gibt es aber kein überzeugendes Argument für die Realität der Ausbrüche. Rothschild et al. (1974) beobachteten z.B. 8 Bursts mit einer Länge von je einem 1.28 ms Bin, die zusammen 85 Counts enthielten, und Oda et al. (1974) sahen in einem anderen Experiment mehrere Ausbrüche mit $4 - 6$ Counts pro 1 ms Bin.

Periodogramm: Um die Verteilung der Variabilität auf die verschiedenen Frequenzen zu untersuchen, wird das Periodogramm $P(\nu)$ der Lichtkurve berechnet (siehe Gl. (3.6)). Die Fourieranalyse ist die am häufigsten zur Untersuchung von Röntgenvariabilität eingesetzte Technik. Für Cyg X-1 wurden zahlreiche PSDs veröffentlicht (Terrell 1972; Weisskopf, Kahn & Sutherland 1975; Nolan et al. 1981; Miyamoto et al. 1992; Lochner, Swank & Szymkowiak 1991). Abb. 4.7 zeigt die LSN Sample-Periodogramme dreier EXOSAT ME Beobachtungen der Quelle für den Frequenzbereich von $10^{-3} - 10^{2}$ Hz, berechnet von Belloni & Hasinger (1990b).

Wie allgemein üblich wurde auch hier eine Konstante vom PSD abgezogen. Dem liegt zugrunde, daß das PSD bei hohen Frequenzen ($\nu \gtrsim 10\,\mathrm{Hz}$) durch den White Noise Prozeß des Beobachtungsrauschens dominiert wird, dessen Beitrag zum PSD durch seine Varianz σ_η^2 gegeben, d.h. konstant ist (nicht zu verwechseln mit dem Plateau bei niedrigen Frequenzen!). Der z.B. von Belloni & Hasinger (1990b) gefundene und in Abb. 4.7 sichtbare steilere Verlauf des PSDs für Frequenzen oberhalb 1–10 Hz ist wahrscheinlich eine Auswirkung der White Noise Abspaltung und weist darauf hin, daß die Bestimmung des Beobachtungsrauschniveaus aus dem hochfrequenten Teil des Periodogramms problematisch ist. Ein Fehler bei der Bestimmung von σ_η^2 ist insbesondere dann zu erwarten, wenn bei hohen Frequenzen außer der Varianz des Beobachtungsrauschens noch weitere Beträge zum PSD berücksichtigt werden müssen, die größer sind als das i.a. angenommene abfallende Potenzgesetz (Belloni & Hasinger 1990a). Ein solcher Verlauf des PSDs läßt sich gut mit einem AR[1]-Prozeß erklären, dessen Spektrum bei hohen Frequenzen eine Abflachung aufweist (siehe Abb. 3.4).

Ein vollständiges Modell der Kurzzeitvariabilität von Cyg X-1 sollte den Verlauf des Periodogramms von 10^{-2}–100 Hz in einem Stück wiedergeben, einschließlich des Beobachtungsrauschniveaus. Lineare Zustandsraummodelle können dies leisten, indem sie die Kurzzeitvariabilität mit *einem* Prozeß beschreiben, der von Beobachtungsrauschen überlagert wird. Meistens wird das PSD allerdings so betrachtet, als ob es aus unterschiedlichen Komponenten zusammengesetzt wäre, die jeweils an einen bestimmten Frequenzbereich gebunden sind. Dazu trägt die doppelt-logarithmische Darstellung bei, die optisch zu folgender charakteristischer Unterteilung des LSN Periodogramms von Cyg X-1 führt:

- Auf kleinen Zeitskalen bzw. für Frequenzen $\gtrsim 10\,\mathrm{Hz}$ zeigt das Periodogramm ohne den Abzug irgendwelcher Komponenten einen annähernd konstanten Verlauf.
- Ab 10 Hz erhebt sich das PSD über das Rauschniveau und steigt zu kleinern Frequenzen hin an. In Analogie zum optischen Spektrum spricht man von *Red Noise*. Es kann mit einem Power Law der Form $f^{-\alpha}$ genähert werden. Power Law Fits ergaben, daß α nahe bei 1 liegt (Nolan et al. 1981; Belloni & Hasinger 1990b). Solches $1/f$ Verhalten, auch *Flicker Noise* genannt, beobachtet man bei vielen verschiedenen Vorgängen (z.B. bei Geschwindigkeitsänderungen von Meeresströmungen oder der relativen Änderung der Lautstärke klassischer Musik, siehe Press 1978). Da sich die Steigung von AR[1]-Spektren durch die Wahl des dynamischen Parameters a_1 anpassen läßt, kann mit solchen Prozessen das $1/f$ Spektrum reproduziert werden (siehe Gl. (3.11)). Die untere Frequenzgrenze, bis zu der das Red Noise reicht, wird oft als *Break Frequency* bezeichnet und ist variabel im Bereich von 0.04–0.4 Hz (Belloni & Hasinger 1990b).
- Für $\lesssim 0.1\,\mathrm{Hz}$ ist das Periodogramm in der Regel wieder annähernd konstant, d.h. auf Zeitskalen $\gtrsim 10\,\mathrm{s}$ treten keine zusätzlichen temporalen Strukturen auf. Nach Belloni & Hasinger (1990b) sind die Höhe dieses *Flat Top* Niveaus und die Break Frequency antikorreliert, was wegen der Normierung des PSDs auf die Gesamtvarianz auch anschaulich klar ist. Das Flat Top wird vom AR[1] Prozeß ebenfalls reproduziert (siehe Abb. 3.4).

Alle bisher beschriebenen Eigenschaften des LSN Periodogramms von Cyg X-1 stimmen qualitativ mit denen eines AR[1]-Spektrums überein, das von Beobachtungsrauschen überlagert wird. Sie entsprechen also denjenigen eines LSSM(AR[1]) Modells.

In manchen Fällen beobachtet man für noch kleinere Frequenzen als in Abb. 4.7 berücksichtigt, ein erneutes Ansteigen der Power (siehe z.B. Abb. 5.4–Abb. 5.6). Dieses Low Frequency Noise ab $\approx 10^{-3}$ Hz stellt also eine echte Extrakomponente des PSDs dar, die nicht Teil des normalen LSN ist. Es tritt auf, wenn die Lichtkurve entweder zusätzliche Schwankungen auf längeren Zeitskalen zeigt oder, wenn sie Absorptionsdips enthält (Angelini & White 1992).

Dips mit einer Länge von Sekunden bis Stunden wurden gesehen, wenn sich das kompakte Objekt nahe der oberen Konjunktion befindet (Kitamoto et al. 1984 und ebenda). Die Absorption betrifft hauptsächlich die weiche Röntgenstrahlung und wird auf Material aus dem Sternwind von HDE 226868 auf der Sichtlinie zurückgeführt, das eventuell in Klumpen oder Wolken unterteilt ist. In welchem Zustand (Temperatur, Ionisationszustand) sich das Material befindet, konnte bisher noch nicht geklärt werden. Es kann sich nicht um kühles, neutrales Gas handeln, da sonst die weiche Röntgenstrahlung noch stärker als beobachtet absorbiert werden würde. Man geht daher von einer Ionisation des Sternwindmaterials durch die Röntgenstrahlung des Akkretionsvorgangs aus. Kitamoto et al. (1984) haben mit dem *Tenma* Satelliten während eines Dips eine Eisen-K-Absorptionskante bei 7.18 ± 0.18 keV beobachtet und schließen daraus, daß die Wolken höchstens fünffach ionisiertes Eisen enthalten und eine Temperatur von $< 3 \cdot 10^4$ K besitzen. Priedhorsky, Brandt & Lund (1995) gehen dagegen davon aus, daß keine Eisenabsorptionskante beobachtet werden kann und daß das absorbierende Material hochionisiert ist (zum Zusammenhang zwischen Eisen-K-Absorptionskantenenergie und der Ionisationsstufe siehe z.B. Wilms 1996, Abb. 2.3 auf S. 18).

Quasiperiodische Oszillationen: Als *Quasiperiodische Oszillationen* (QPOs) bezeichnet man Strukturen in den Lichtkurven, die sich als "breiter Peak" im PSD äußern. Der Peak sollte annähernd symmetrisch sein und eine relative Breite (FWHM/Zentrumsfrequenz) von $\lesssim 0.5$ besitzen um als QPO zu gelten (ansonsten spricht man von *Peaked Noise*) aber es existiert keine feste Definition (van der Klis 1995). Zum ersten Mal gesehen wurde das Phänomen von EXOSAT in der Strahlung des LMXBs GX 5-1 (van der Klis et al. 1985). Inzwischen weiß man, daß viele LMXBs QPOs aufweisen, wobei die Zentrumsfrequenzen 6–60 Hz betragen und die Amplituden wenige Prozent der Gesamtvarianz entsprechen (Hasinger & van der Klis 1989). Abb. 4.8 zeigt als Beispiel für das Auftreten von QPOs ein Periodogramm des LMXBs Sco X-1, das aus einer Beobachtung des RXTE Satelliten gewonnen wurde (van der Klis et al. 1996). Das PSD zeigt den schon lange bekannten QPO Peak der Quelle bei 6 Hz, sowie eine durch diese Beobachtung neu entdeckte QPO Struktur bei ≈ 45 Hz. Neuerdings wurden mit dem RXTE Satelliten bei einigen LMXBs auch QPOs im Kilohertz Bereich gefunden (siehe z.B. van der Klis et al. 1996).

Die Theorie der linearen Zustandsraummodelle bietet eine mögliche Beschreibung solcher nichtkohärenter Oszillationen. So kann z.B. ein AR[2] Prozeß, der eine zufällige Überlagerung einzelner gedämpfter Oszillatoren darstellt, das beobachtete QPO–Verhalten der LMXB Periodogramme erklären (Lamb et al. 1985; König & Timmer 1997).

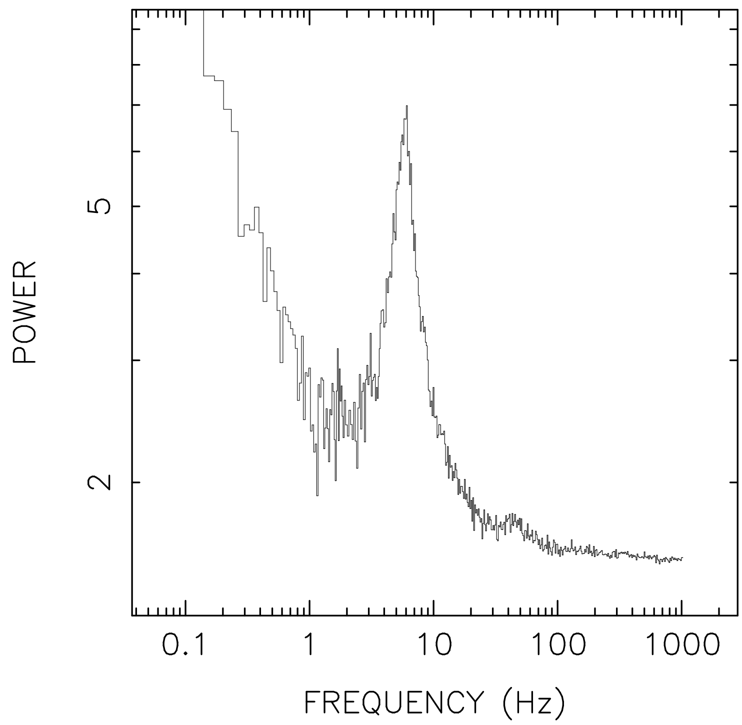

Abbildung 4.8: Periodogramm des LMXBs Sco X-1 (van der Klis et al. 1996). Die Einheit der Power entspricht der Normierung von Leahy et al. (1983). Bei 6 Hz tritt ein deutlicher Peak auf, der auf Quasiperiodische Oszillationen in der Lichtkurve zurückzuführen ist. Bei ≈ 45 Hz ist ebenfalls eine QPO-ähnliche Struktur zu sehen.

Auch die Periodogramme einiger Schwarzlochkandidaten zeigen QPOs, deren Frequenz davon abhängt, in welchem Zustand sich die Quelle befindet (siehe Tab. "QPOs in black-hole candidates" auf S. 267 des Artikels von van der Klis (1995)). Die Low State QPOs der BHCs wurden bei wesentlich geringeren Frequenzen (<1 Hz) als die QPOs der LMXBs gefunden.

Für Cyg X-1 im Low State werden normalerweise keine QPOs beobachtet. So weisen auch die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Periodogramme aus EXOSAT ME Lichtkurven keine QPOs auf (siehe Abschnitt 5.1.1). Es gibt jedoch einige Low State PSDs der Quelle für verschiedene Energiebänder aus dem $1-300$ keV Bereich, in denen um 0.04 Hz herum Strukturen auftreten, die als QPO interpretiert wurden (Angelini, White & Stella 1994 (EXOSAT ME), Kouveliotou et al. 1992 (CGRO/BATSE), Vikhlinin et al. 1994 (*Granat*/SIGMA), Borkus et al. 1995 (MIR/HEXE)). Zum ersten Mal berichteten Frontera & Fuligni (1975) über einen zeitweise in den 30–200 keV Lichtkurven dreier Ballonexperimente (aus den Jahren 1971, 1972 und 1973) auftretenden Peak bei 0.06 Hz.

Bei genauerer Betrachtung der Strukturen zeigt sich jedoch, daß die Interpretation als QPO problematisch ist: Erstens ist die Höhe der "Peaks" gegenüber typischen LMXB Peaks sehr viel geringer, so daß die Signifikanz Cyg X-1 QPOs umstritten ist. Da außerdem die meisten der QPO Beobachtungen unterhalb von einigen 10^{-3} Hz auch starkes Low Frequency Noise zeigen (Angelini, White & Stella 1994; Vikhlinin et al. 1994; Borkus et al. 1995) und sich die Zentrumsfrequenz mit 0.04 Hz in dem Bereich des Periodogramms befindet, wo dieses vom Flat Top ins Red Noise

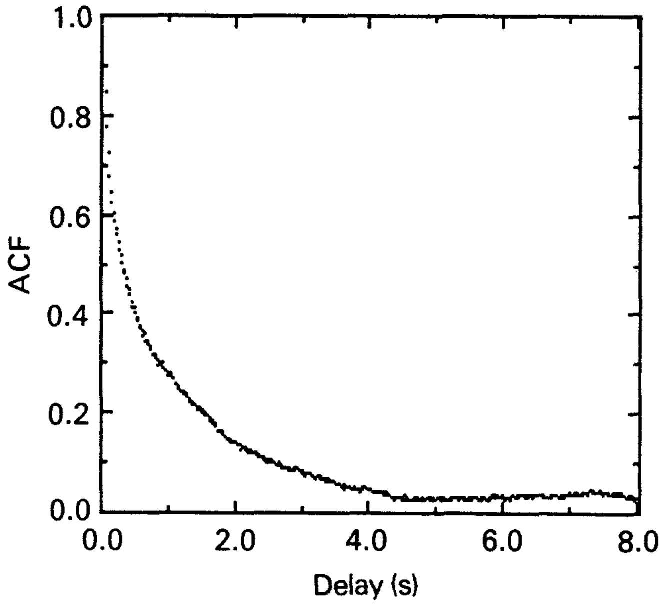

Abbildung 4.9: Mittlere Autokorrelationsfunktion von Cyg X-1 die Lochner, Swank & Szymkowiak (1991) aus einer EXOSAT ME Beobachtung der Quelle vom 25.09.83 berechnet haben (aus 99 Lichtkurvenstücken mit je 2048 Datenpunkten und einer Bintime von 19.5 ms).

übergeht, ist es möglich, daß sich in der gefundenen Erhebung ein Anschlußeffekt der zusätzlichen Low Frequency Komponente niederschlägt. Vikhlinin et al. (1994) schließlich verwenden jeweils zwei hintereinander durchgeführte Beobachtungen, die einen unterschiedlichen Frequenzbereich überdecken, um daraus ein Breitbandsampleperiodogramm zu berechnen. Dabei überschneiden sich die beiden Frequenzbereiche genau in der QPO Region, so daß sich auch dadurch Anschlußeffekte ergeben könnten.

Autokorrelationsfunktion: Ebenso wie das Periodogramm $P(\nu)$ ist auch die Autokorrelationsfunktion $r(\Delta)$ (siehe Gl. (3.2)) von Cyg X-1 häufig berechnet und mit der entsprechenden theoretischen Funktion der (Shot Noise) Modelle verglichen worden (Sutherland, Weisskopf & Kahn 1978; Meekings et al. 1984; Lochner, Swank & Szymkowiak 1991). Abb. 4.9 zeigt den typischen Verlauf der ACF von Cyg X-1, wie ihn Lochner, Swank & Szymkowiak (1991) aus einer EXOSAT ME Beobachtung der Quelle gewonnen haben.

Der exponentielle Zerfall der Funktion entspricht dem eines AR[1] Prozesses (vgl. Abb. 3.2 bzw. Gl. (3.10)). Allerdings haben genauere Untersuchungen gezeigt, daß die beobachteten ACFs neben den bei der Betrachtung einer Realisierung zu erwartenden Fluktuationen eine zusätzliche Differenz zwischen $r(0) = 1$ und den übrigen Werten der ACF aufweisen (Weisskopf, Kahn & Sutherland 1975). Dieser Effekt wird verständlich, wenn man bedenkt, daß das Beobachtungsrauschen den im System ablaufenden Prozeß (z.B. AR[1]) überlagert, wodurch die Systemkorrelation gestört wird. Die theoretische ACF eines LSSM(AR[1]) Modells setzt sich deshalb aus der Summe der exponentiell abfallenden ACF des AR[1]-Prozesses und einem Beitrag für $\Delta = 0$ zusammen, der durch die Varianz σ_η^2 des Beobachtungsrauschens gegeben ist. Wie für das Periodogramm stimmt daher auch für die Autokorrelationsfunktion von Cyg X-1 die Phänomenologie mit den Eigenschaften der entsprechenden Größen eines LSSM(AR[1]) Modells überein.

Shots: Die visuelle Inspektion der hochaufgelösten Lichtkurven von Cyg X-1 (Abb. 4.6) legt die Vermutung nahe, daß sie durch die Überlagerung einzelner, zeitlich begrenzter Ausbruchsereignisse oder Shots gebildet werden. Auf dieser durch den optischen Eindruck motivierten Annahme beruhen alle auf die Kurzzeitvariabilität von Cyg X-1 angewendeten Shot Noise Modelle.

Zum ersten Mal wurde ein solches Modell von Terrell (1972) mit dem PSD von Cyg X-1 verglichen. Er ging dabei von zufällig überlagerten Shots mit instantanem Anstieg und exponentiellem Abfall aus. Dieses "reine" Shot Noise ist Gegenstand des nächsten Unterkapitels, wie auch dessen verschiedene Modifikationen, die in Betracht gezogen wurden, um PSD und ACF von Cyg X-1 besser zu beschreiben.

4.3.3 Das Shot Noise Modell

Eine Shot Noise Zeitreihe $s(t)$ ist folgendermaßen definiert:

$$s(t) = \sum_i h(t - t_i) \tag{4.7}$$

In diesem Unterkapitel ist $h(t)$ die gewählte, in t kontinuierliche Shotform und die t_i sind zufällige Zeitpunkte, deren Abstände poissonverteilt sind.

$s(t)$ kann nach dieser Festlegung als Output eines linearen Systems mit der Impulsantwort $h(t)$ aufgefaßt werden. Der Input besteht dabei aus einer Sequenz von Poissonimpulsen $z(t) = \sum_i \delta(t - t_i)$.

Die Wahrscheinlichkeit k Poissonimpulse im Zeitintervall Δt zu finden, wenn sie mit einer mittleren Rate λ auftreten, ist gegeben durch:

$$P_k(\Delta t) = \frac{(\lambda \Delta t)^k}{k!} \cdot e^{-\lambda \Delta t}$$

Für die Shotform $h(t)$ gilt im **Standard Shot Noise** (SSN) Modell:

$$h_{\mathrm{SSN}}(t) = e^{-t/\tau} \cdot U(t), \qquad \text{mit } \tau > 0 \tag{4.8}$$

und mit

$$U(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ h_0 & \text{für } t \geq 0. \end{cases}$$

Es werden also exponentiell zerfallende Shots verwendet, die alle die gleiche mittlere Lebensdauer τ und Höhe h_0 besitzen. Die Autokovarianz– bzw. Autokorrelationsfunktion dieses Prozesses lauten (Papoulis 1991, S. 360):

$$c_{\mathrm{SSN}}(\Delta) = \frac{\lambda \tau}{2} e^{-\Delta/\tau}, \qquad r_{\mathrm{SSN}}(\Delta) = e^{-\Delta/\tau}.$$

Das Spektrum ergibt sich zu (Papoulis 1991, S. 360):

$$f_{\mathrm{SSN}}(\omega) = \frac{\lambda}{(1/\tau)^2 + \omega^2} \tag{4.9}$$

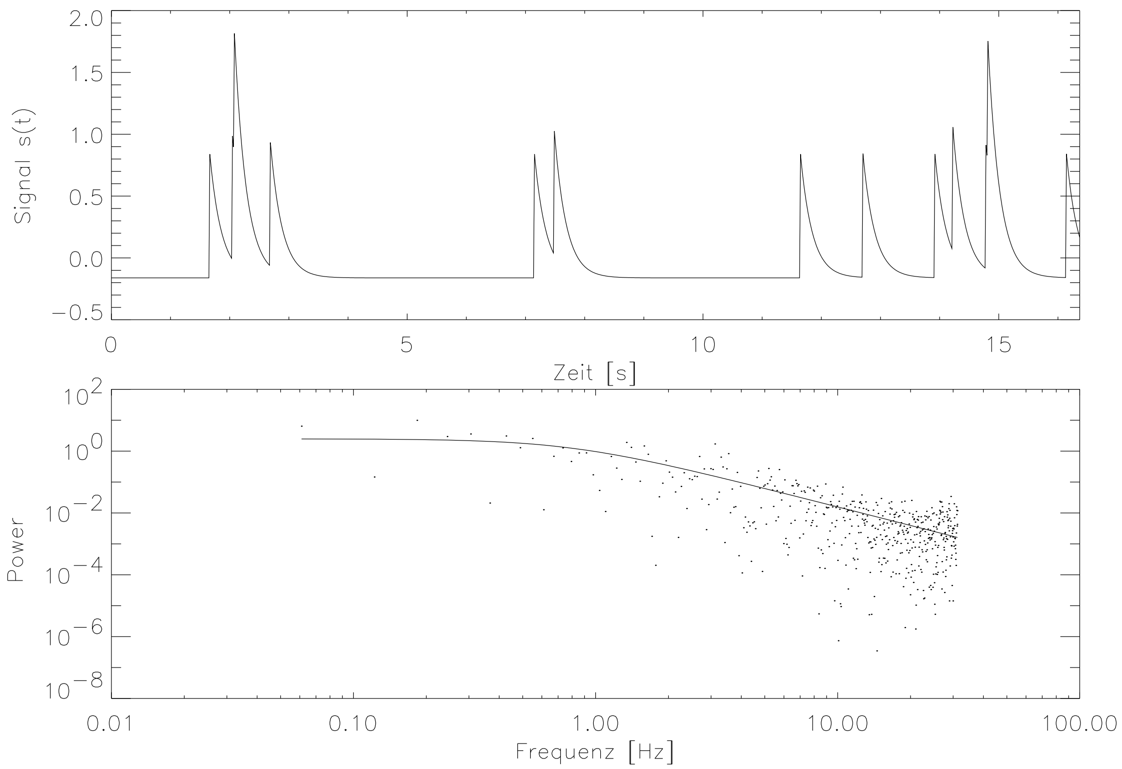

Abbildung 4.10: Oben: Standard Shot Noise Zeitreihe aus poissonverteilten, exponentiell zerfallenden Shots mit $\tau = 0.2\,\mathrm{s}$, $\lambda = 1\,\mathrm{s}^{-1}$ und $h_0 = 1$. Der Mittelwert wurde subtrahiert. Unten: Periodogramm (Punkte) und Spektrum der Standard Shot Noise Zeitreihe. Normierung siehe Gl. (4.9).

Die Gleichung für f_{SSN} von Papoulis (1991) enthält noch den zusätzlichen Term $2\pi\lambda\tau^2\delta(\omega)$, der nur für $\omega = 0$ einen Beitrag liefert und eine Folge der kontinuierlichen Beschreibung ist. Er spielt in der Praxis keine Rolle und wird hier deshalb nicht betrachtet. Außerdem ist in der ACF und im Spektrum in dieser Darstellung h_0 auf 1 normiert. Wäre dies nicht der Fall, so müßte in beiden Fällen noch ein zusätzlicher Faktor h_0^2 berücksichtigt werden.

Der obere Teil von Abb. 4.10 zeigt eine nach Gl. (4.7) simulierte, mittelwertsubtrahierte Shot Noise Zeitreihe $s(t)$. Die Shots haben die in Gl. (4.8) angegebene Form h_{SSN} mit $\tau = 0.2\,\mathrm{s}$. Die Shotrate λ der Simulation beträgt $1\,\mathrm{s}^{-1}$. Das Periodogramm dieser Zeitreihe wurde berechnet und ist im unteren Teil der Abbildung zusammen mit dem theoretischen Spektrum des Prozesses nach Gl. (4.9) dargestellt.

Sutherland, Weisskopf & Kahn (1978) führten zur Beschreibung der Cyg X-1 Lichtkurven außerdem noch einen konstanten Zählratenbeitrag C zusätzlich zu den Shot Noise Lichtkurven $s(t)$ ein, der als *Shot Fraction* f (=Anteil der Gesamtzählrate, der auf Shots zurückgeht) angegeben wird, sowie Korrekturen der ACF und der Momente (Berücksichtigung der Poissonstatistik, Korrekturen für endliche und diskrete Daten). In der häufig angewendeten, im folgenden mit SWK abgekürzten Shot Noise Analyse nach dem Vorbild dieser Autoren werden τ, λ, h_0 und C durch den Vergleich der korrigierten Formeln für die normierte ACF $r(\Delta)$, den Mittelwert $\bar{x}$, die Varianz s^2, und das Moment dritten Grades m_3 mit den Beobachtungen gewonnen (siehe Tab. 4.2). Die Betrachtung der Skewness m_3 wird durch den zusätzlichen Parameter C notwendig.

Auch aus dem Vergleich von Shot Noise Spektren mit dem Periodogramm von Cyg X-1 wurden Shot Noise Parameter abgeleitet (siehe Tab. 4.2). Das SSN Spektrum ist dazu jedoch nicht geeignet: es liefert zwar das für Cyg X-1 beobachtete Flat Top für $\omega \ll 1/\tau$, fällt jedoch für höhere Frequenzen wie $1/\omega^2$ ab. Es hat also in doppelt-logarithmischer Darstellung die feste Steigung -2, im Gegensatz zum beobachteten Wert von ≈ -1. Da die Shot Noise Modelle kein Beobachtungsrauschen berücksichtigen, fehlt außerdem das beobachtete White Noise Niveau bei hohen Frequenzen. Aus diesem Grund wird aus den Periodogrammen von Cyg X-1 vor dem Vergleich mit Shot Noise Spektren eine Konstante abgezogen, ein Vorgehen, das, wie erwähnt, künstliche Strukturen im PSD erzeugen kann.

Die Diskrepanzen zwischen dem theoretischen Spektrum und dem beobachteten Periodogramm, sowie die auf dem Beobachtungsrauschen und der ausgewählten Realisierung beruhenden Abweichungen der beobachteten Autokorrelationsfunktion von einer abfallenden Exponentialfunktion führten dazu, daß man **Modifiziertes Shot Noise** (MSN) betrachtete. In den MSN Modellen liegt ein komplizierterer Aufbau der Lichtkurve aus Shots vor, in dem Sinne, daß entweder alle Shots eine komplexere Form besitzen (z.B. exponentieller Anstieg + exponentieller Abfall) oder, daß mehrere verschiedene Shotarten verwendet werden (z.B. exponentieller Abfall mit zwei verschiedenen Relaxationszeiten) oder, daß eine Verteilung von Shotarten betrachtet wird (z.B. exponentieller Abfall mit einer Verteilung von Relaxationszeiten).

Einen Überblick über die Entwicklung der Shot Noise Modelle und deren Ergebnisse für verschiedene Beobachtungen von Cyg X-1 (Instrumente, Energiebänder, Zeitauflösung, ... siehe angegebene Quellen) gibt Tab. 4.2. Die Zahlenangaben sollen die Größenordnung der Shot Noise Parameter und die steigende Komplexität der Modelle illustrieren. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden deshalb typische von den Autoren gefundene Werte ohne Fehler angegeben.

Die Tabelle zeigt, wie die Komplexität der Modelle, d.h. die Größe ihrer Parameterbereiche, zunimmt. Bereits Doi (1978) und Press (1978) machten aber darauf aufmerksam, daß für einen beliebigen stochastischen Prozeß (auch für einen, für den die Shots keine physikalische Interpretation haben, wie z.B. für die Braun'sche Bewegung) mehrere modifizierte Shot Noise Modelle gefunden werden können, die Mittelwert, Varianz, ACF und PSD, also alle statistischen Größen, die die Lichtkurve $x(t_i)$ bis zur zweiten Potenz enthalten, reproduzieren können. Deshalb braucht man sowohl für die physikalische Interpretation (zur physikalischen Interpretation der Shotstrukturen in den Cyg X-1 Lichtkurven siehe Kapitel 5.2.2) von Shot Noise Modellen als auch für die Unterscheidung zwischen den möglichen Modifikationen weitere Informationen. Letzteres wurde für Cyg X-1 z.B. durch die Zuhilfenahme von statistischen Größen dritten Grades versucht. Von Weisskopf et al. (1978) und Priedhorsky et al. (1979) wurde in diesem Zusammenhang die Berechnung der Time Skewness $k(\Delta)$ eingeführt (Gl. (3.3), S. 26). Sie ergibt sich im wesentlichen aus der Summation von Termen der Form $(x(t_i)-\bar{x})^2(x(t_i+\Delta)-\bar{x})-(x(t_i)-\bar{x})(x(t_i+\Delta)-\bar{x})^2$ über die Zeiten t_i und kann, da sie im Gegensatz zur ACF nicht symmetrisch in der Zeit ist, zur Untersuchung der Symmetrie der Shots verwendet werden. Lochner, Swank & Szymkowiak (1991) versuchten durch die Berechnung von Shotform-abhängigen *Phase Portrait* Plots (dabei wird die Intensität $x(t)$ in Abhängigkeit von der um die konstante Zeitspanne Δ verschobenen Intensität $x(t+\Delta)$ aufgetragen) zwischen verschiedenen Modellen zu unterscheiden. Bisher konnte sich aber weder eine bestimmte Shotform oder Verteilung der Shotparameter auszeichnen, noch konnte geklärt werden, ob sich diese Eigenschaften mit der Zeit oder dem betrachteten Energieband ändern. Zusammenfassend sollen noch

Tabelle 4.2: Shot Noise (SN) Modelle für Cyg X-1.

Modell	τ [s]	λ [s^{-1}]	f [%]	Bemerkungen, /zur Analyse verwendete Größen	Referenz
en[a]	0.3	$(30 \ldots 780)$[b]	100	erste Anwendung von SSN auf Cyg X-1 /PSD, s^2, $\bar{x}$	[1]
en+C	0.5	1, (10)[c]	30	/SWK[d]	[2]
en+C	1	2	40	keine Energieabh. der Parameter, Profil symmetrischer als en /SWK, Time Skewness[d]	[3]
en+C en1+en2	1 0.2, 2.2	1 -	40 -	en+C wegen (1/f) PSD abgelehnt /SWK /$r(\tau)$	[4]
en1+en2+C	0.0035, 0.3	10, 0.2	5, 7	Vorschlag: $\tau = 0.0035$–$6\,\mathrm{s}$ /$c(\tau)$	[5]
a: ep1+ep2 b: ep1+ep2	0.7, 0.2 0.54, 0.1	- -	- -	a,b: Energiebänder mit $E_a < E_b$, Vorschlag: 2 weitere, kürzere τ's /$r(\tau)$	[6]
(en1–en2)+C	0.02–(0.8 … 8)	-	-	/PSD	[7]
(en o. epn o. Rechteck)+C τ, h_0 Verteilung	$(0.0053 \ldots 3.42)$[e]	1.08 … 26.5	50	epn bevorzugt? /PSD, /Phase Portraits[d]	[8]

[1] Terrell 1972, [2] Sutherland, Weisskopf & Kahn 1978, [3] Priedhorsky et al. 1979, [4] Nolan et al. 1981, [5] Meekings et al. 1984, [6] Miyamoto & Kitamoto 1989, [7] Belloni & Hasinger 1990b, [8] Lochner, Swank & Szymkowiak 1991

[a] en: exponentiell fallende Shots, ep: exponentiell steigende Shots, epn: symmetrische exponentielle Shots, C: konstanter Beitrag zur Lichtkurve

[b] Interpretation der hohen λ Werte: teilweise High State Beobachtungen, außerdem gilt $\lambda \propto f$

[c] High State

[d] Erklärung siehe Text

[e] charakteristische τ's verschiedener Shotformen und Verteilungen für τ und h_0

einmal die Schwierigkeiten bei der Verwendung von Shot Noise Modellen zur Beschreibung der Kurzzeitvariabilität von Cyg X-1 aufgelistet werden. Die Gegenüberstellung der entsprechenden Eigenschaften der LSSMs zeigt, daß die LSSMs diese Schwierigkeiten per definitionem vermeiden und deshalb einen vielversprechenderen Ansatz zur Beschreibung der Beobachtungen darstellen.

- Das Standard Shot Noise Modell mit einer exponentiellen Abklingzeit τ gibt das 1/f Verhalten des beobachteten Periodogramms und sein Abflachen für hohe Frequenzen, wie auch die Abweichungen der Autokorrelationsfunktion vom exponentiell abfallenden Verlauf, insbesondere den Sprung zwischen ihrem ersten und zweiten Wert, nicht wieder. Die verschiedenen modifizierten Shot Noise Modelle können die

Beobachtungen besser reproduzieren, sie haben aber unanschaulich viele Parameter. Außerdem sind Ansätze zur Beschreibung der Variabilität mit modifizierten Shot Noise Modellen willkürlich, in dem Sinne, daß nicht entschieden werden kann, welches Modell die Daten am besten beschreibt, und in ihrer Allgemeinheit eingeschränkt, da sie auf die Definition bestimmter Shotgeometrien angewiesen sind. Dagegen gibt bereits ein LSSM(AR[1]) Modell (Parameter: c, a_1, σ_ϵ, σ_η), das durch einen Relaxator $\tau = -1/\ln(a_1)$ repräsentiert wird, den qualitativen Verlauf von ACF und PSD für Cyg X-1 richtig wieder.

- Die Parameter der Shot Noise Modelle werden durch Vergleich ihrer theoretischen Autokorrelation oder ihres Frequenzspektrums mit dem beobachteten Verlauf von ACF und PSD gewonnen (Ausnahme: Lochner, Swank & Szymkowiak (1991) benutzten auch das Sampleperiodogramm simulierter Shot Noise Lichtkurven für ihre Fits). Dabei müssen spezielle Fehlerquellen, wie z.B. das im Periodogramm auftretende Spectral Leakage berücksichtigt werden. Die linearen Zustandsraummodelle haben den Vorteil, daß sie direkt an die beobachtete Lichtkurve angepaßt werden, so daß solche störenden Effekte nicht auftreten.

- Den Shot Noise Modellen liegt eine kontinuierliche Theorie zugrunde, die betrachteten Lichtkurven sind aber diskret. Deshalb sind zusätzliche Korrekturen der Shot Noise Formeln für die statistischen Kenngrößen notwendig (Sutherland, Weisskopf & Kahn 1978; Lochner, Swank & Szymkowiak 1991). Die Theorie der LSSMs dagegen ist von vorne herein diskret formuliert.

- Die Variabilität der Lichtkurven, die nicht auf die Shots selbst zurückgeht, ist in den Shot Noise Modellen nicht enthalten. Sie wird lediglich entweder durch die Varianz einer White Noise Komponente repräsentiert, die als konstanter Wert vom beobachteten PSD abgezogen wird bzw. durch zusätzliche Korrekturen der ACF und der Momente für die Poissonstatistik berücksichtigt (Sutherland, Weisskopf & Kahn 1978). LSSMs beziehen neben den Relaxatoren und gedämpften Oszillatoren sowohl den Beitrag des Systemrauschens, wie auch den des Beobachtungsrauschens direkt in die Beschreibung der Lichtkurve explizit mit ein, d.h. explizit für jeden Meßwert $y(t_i)$.

Kapitel 5

Auswertung der EXOSAT ME Lichtkurven von Cygnus X-1

5.1 Fourieranalyse

5.1.1 Periodogramm für kurze Zeitskalen

Zur vollständigen phänomenologischen Charakterisierung der Variabilität von Cyg X-1 auf kurzen Zeitskalen, d.h. im Bereich von $\approx$(100–0.01) s wurde ein typisches Sampleperiodogramm aus einer hochaufgelösten EXOSAT ME Lichtkurve berechnet. Dafür wurde die fünfte Beobachtung des Final Observation Tapes EE8087 (siehe Tab. 2.2), die am 28. Juli 1983 gemacht wurde, in 48 Segmente von je 156 s Länge unterteilt. Für jedes dieser Segmente wurde nach Gl. (3.6) das Periodogramm berechnet. Durch Mittelung dieser 48 Periodogramme wurde das Sampleperiodogramm gewonnen. Es deckt den Frequenzbereich von der unteren Grenze bei $1/T = (1/156)\, s^{-1} = 6.4 \cdot 10^{-3}$ Hz bis hin zur Nyquistfrequenz von $1/(2 \cdot \text{Bintime}) = 1/(2 \cdot 7.8\,\text{ms}) = 64$ Hz ab. Der Verlauf des Sampleperiodogramms wird in Abb. 5.1 von der durchgezogenen Linie wiedergegeben. Die Punkte in der Abbildung geben die Periodogrammwerte für das erste der 48 Lichtkurvensegmente an. Die große Streuung dieser Punkte verdeutlicht noch einmal, daß ein einzelnes Periodogramm im Gegensatz zum Sampleperiodogramm kein konsistenter Schätzer für das theoretische Spektrum des Prozesses ist, der den beobachteten Lichtkurven zugrundeliegt.

Die in Abschnitt 4.3.2 beschriebene Phänomenologie der Kurzzeitvariabilität der Quelle im Low State wird von diesem typischen Sampleperiodogramm bestätigt. Allerdings ist hier im Gegensatz zur sonst üblichen Darstellung (Abb. 4.7) das Weiße Rauschen, das für Frequenzen oberhalb 10 Hz überwiegt, nicht entfernt worden, da es als integraler Teil der Beobachtung bei der quantitativen Analyse der Variabilität mittels LSSMs mitberücksichtigt wird (Kapitel 5.2). Unterhalb von 10 Hz zeigt das Periodogramm den “Red Noise” Anstieg der Power zu kleineren Frequenzen, der bei dieser Beobachtung bei $\approx$ 0.08 Hz in das Flat Top übergeht, ein Wert der innerhalb des von Belloni & Hasinger (1990b) angegebenen Bereichs von 0.04–0.4 Hz für die Break Frequency liegt.

Diese Änderung der Steigung des Periodogramms in einem kleinen Frequenzbereich wird durch die doppelt-logarithmische Darstellung optisch besonders betont. Dadurch und durch den Begriff der Break Frequency wird die nicht zutreffende Idee suggeriert, daß bei dieser Frequenz zwei unterschiedliche Komponenten des Periodogramms ineinan-

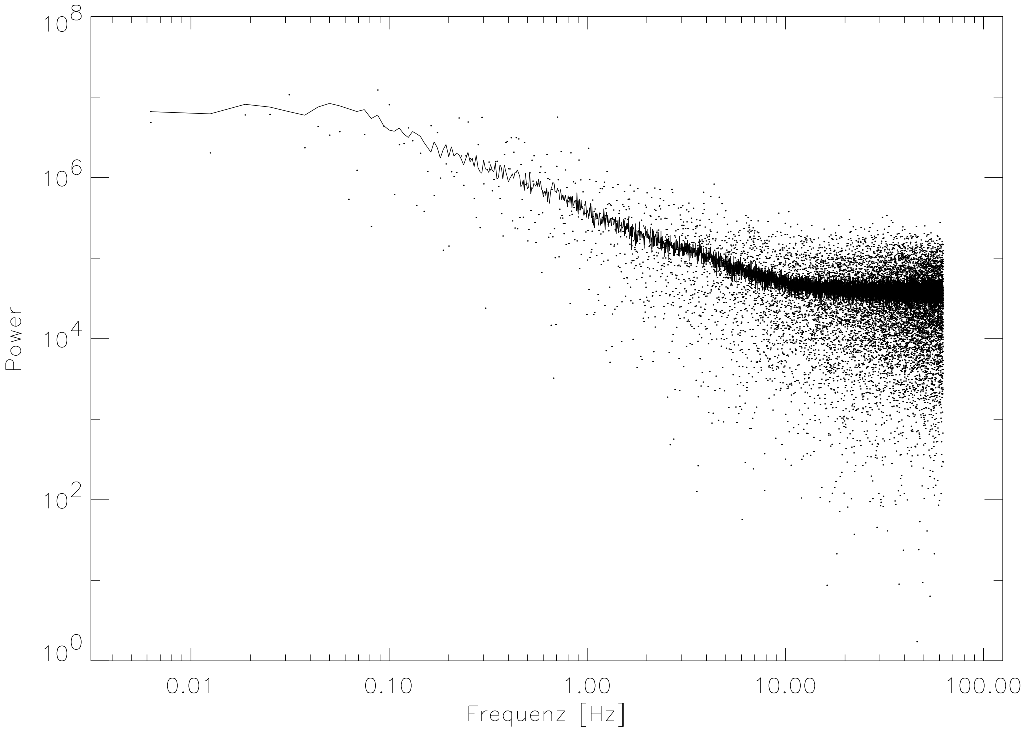

Abbildung 5.1: Durchgezogene Linie: Sampleperiodogramm von Cyg X-1 (EXOSAT ME, 28.07.83, FOT EE8087(05), 1.0–20.0 keV, 0.0078 s Bintime), gemittelt über die Periodogramme von 48 aufeinanderfolgenden Teillichtkurven von jeweils 156 s Länge. Punkte: Periodogramm des ersten der 48 Einzelperiodogramme.

der übergehen. Diese Vorstellung geht auf die Beschreibung von Röntgenenergiespektren zurück, welche auf verschiedenen Strahlungsmechanismen (z.B. Schwarzkörperstrahlung, Comptonisierung, ...) beruhende Komponenten enthalten. Durch die Beschreibung mit linearen Zustandsraummodellen läßt sich die Kurzzeitvariabilität von Cyg X-1 im gesamten hier betrachteten Frequenzbereich jedoch auf einen einzigen Prozeß (AR[1], Spektrum siehe Abb. 3.4) zurückführen, der vom Beobachtungrauschen überlagert wird. Das Spektrum eines AR[1] Prozesses beinhaltet sowohl das Flat Top, wie auch den Red Noise Anstieg und eine Abflachung bei hohen Frequenzen. Die für jede Frequenz zusätzlich zu berücksichtigende Varianz des Beobachtungsrauschens (siehe S. 34) bewirkt eine noch stärkere Abflachung des Periodogramms, genau wie es im Sampleperiodogramm zu sehen ist (zur Anpassung von LSSMs im Frequenzraum siehe König & Timmer 1997). Die Break Frequency gibt daher keine physikalisch ausgezeichnete Zeitskala an.

Die gesamte, 130 Minuten lange Lichtkurve der für das Sampleperiodogramm verwendeten Beobachtung EE8087(05) ist in Abb. 5.2 (oben) mit einer Zeitauflösung von 7.8 Sekunden zu sehen. Die Beobachtung weist keine Lücken auf und die Variabilität scheint auf allen Zeitskalen gleich stark zu sein. Dieser optische Eindruck wird vom entsprechenden Periodogramm bestätigt, das einen konstanten Verlauf zeigt (Abb. 5.2 (unten)).

Es handelt sich hier natürlich nur um ein Einzelperiodogramm mit einer großen Streuung der Einzelwerte (Punkte). Um das Rauschen zu reduzieren und so den Verlauf des gemessenen Periodogramms deutlicher zu machen, wurde ein logarithmisches Frequenz-

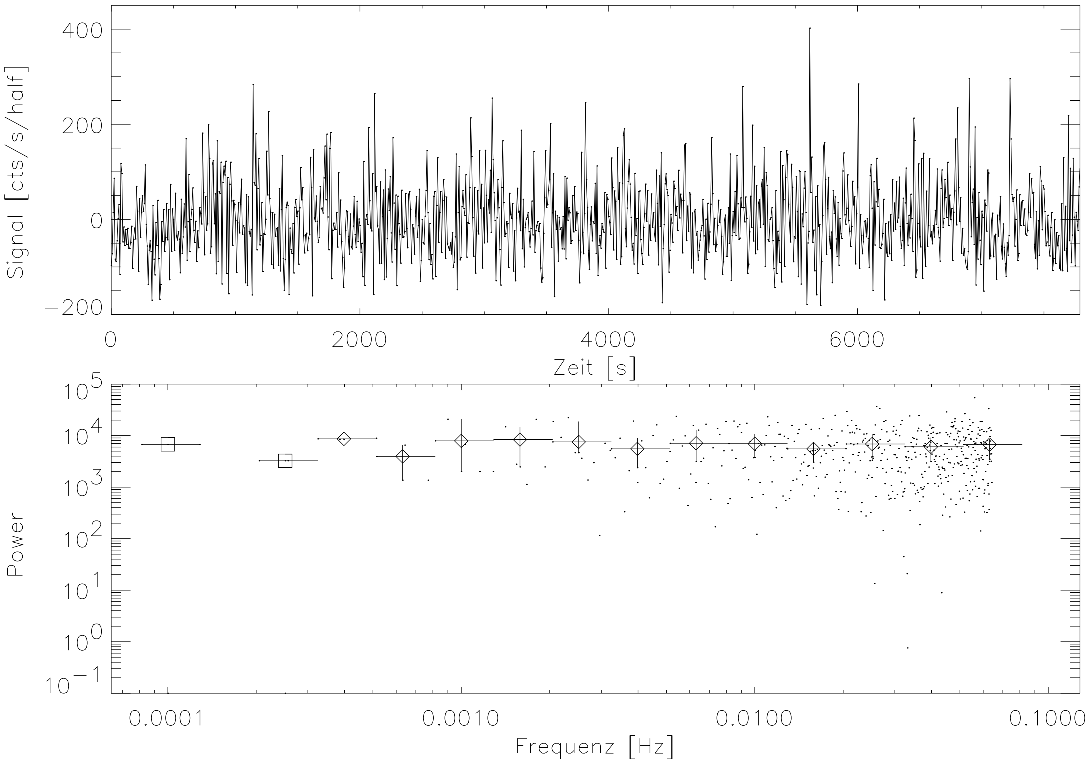

Abbildung 5.2: Oben: Gesamte EE8087(05) Lichtkurve mit 7.8 Sekunden Auflösung nach Abzug des Mittelwerts von 572 cts/s/half. Die Streuung um den Mittelwert beträgt 80 cts/s/half. Unten: Periodogramm der oben gezeigten Lichtkurve, Darstellung der Einzelwerte (Punkte) und der Werte nach logarithmischem Frequenzbinning (Rauten und Quadrate mit Fehlerbalken, Erklärung siehe Text).

binning durchgeführt. Dabei darf man nicht vergessen, daß mit dieser Methode nicht der Verlauf des Spektrums des verantwortlichen Prozesses angenähert werden kann, sondern nur eine geglättete Version des Periodogramms produziert wird. Zur Glättung wird jede Frequenzdekade in M Abschnitte (hier und für alle folgenden PSD Abbildungen: $M{=}5$) unterteilt, die im logarithmischen Maßstab gleich lang sind. Als Periodogrammwert wird für ein solches Frequenzbin der Mittelwert aller Einzelpunkte berechnet, die in diesen Abschnitt fallen. Das Ergebnis wird in der Mitte des Frequenzbins als rautenförmiges Symbol eingezeichnet (wenn nur ein Einzelpunkt im Frequenzbin liegt, wird statt dessen ein Quadrat verwendet). Sein Fehlerbalken gibt getrennt für kleinere und größere Werte den Bereich an, in dem 68% der verwendeten Punkte liegen. Die Unsicherheit in der Frequenz ist durch die Breite des Frequenzbins gegeben.

Das Periodogramm umfaßt den Frequenzbereich von $1.3\cdot10^{-4}$–$6.4\cdot10^{-2}$ Hz, überschneidet sich also teilweise mit dem Flat Top des Sampleperiodogramms aus Abb. 5.1. Bei dieser Beobachtung setzt sich das Flat Top der Kurzzeitvariabilität für Zeitskalen $\lesssim 100$ s zu den längeren Zeitskalen hin fort. Das Verhalten der Röntgenvariabilität auf Zeitskalen $\gtrsim 100$ s ist jedoch für verschiedene Beobachtungen nicht so einheitlich, wie die typische Frequenzaufteilung der Variabilität für kürzere Zeiten. Zur Untersuchung der Variabilität auf Zeitskalen $>$100 s werden im nächsten Kapitel die EXOSAT ME Archivlichtkurven von Cyg X-1, die mit 30 Sekunden Auflösung vorliegen, betrachtet (siehe Tab. 2.3).

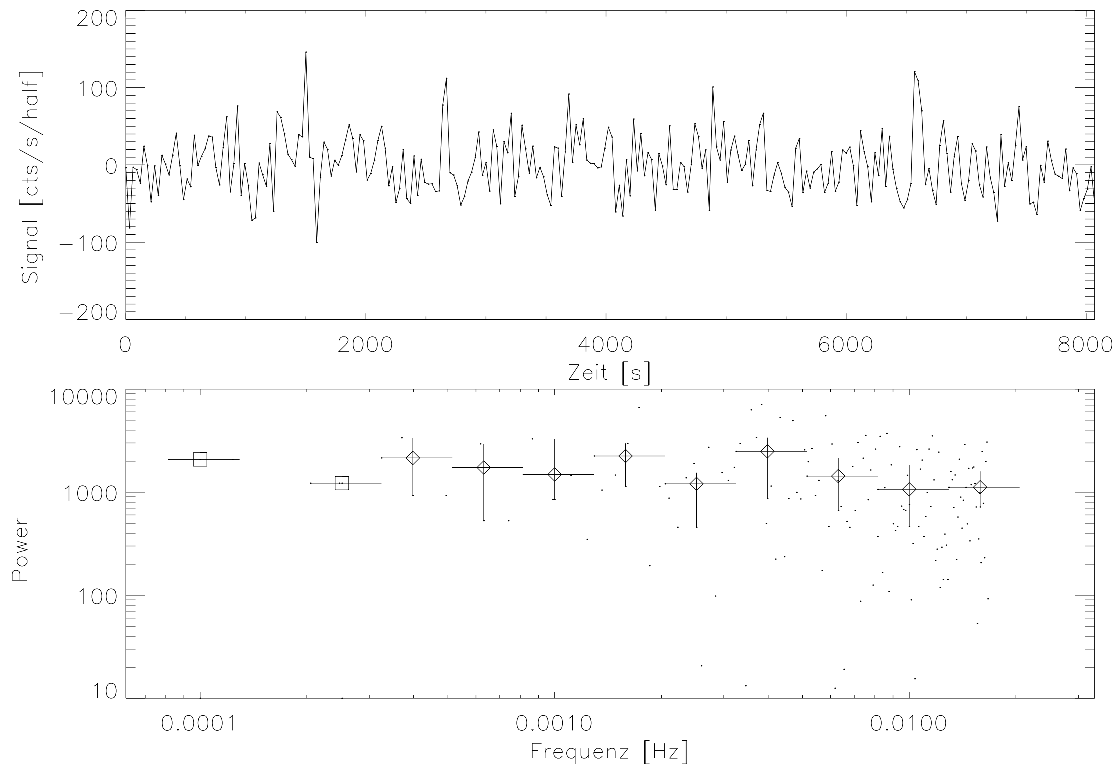

Abbildung 5.3: Lichtkurve (Mittelwert ± Standardabweichung: (433 ± 38) cts/s/half) und PSD von Cyg X-1 aus EXOSAT ME Archivdaten, Nr. 10(1) aus Tab. 2.3.

5.1.2 Periodogramm für lange Zeitskalen

Das White Noise Verhalten der EE8087(Nr. 5) Beobachtung von Cyg X-1 auf längeren Zeitskalen, also im Bereich von $\approx (10^4–100)$ s, ist auch in den Archivlichtkurven mit 30 s Bintime zu finden. Abb. 5.3 zeigt als weiteres Beispiel für dieses Verhalten die Lichtkurve Nr. 10(1), d.h. den ersten Datensatz der Beobachtung 10 aus Tab. 2.3, und deren Periodogramm. Man findet aber noch zwei weitere Formen der Variabilität, die in Abb. 5.4 und 5.5 zu sehen sind. Der besseren Vergleichbarkeit wegen werden von den drei typischen Lichtkurven jeweils gleich lange Abschnitte (8.1 ks) betrachtet:

In manchen Lichtkurven treten Dips von einigen hundert Sekunden Länge und/oder dipähnliche Strukturen von einigen tausend Sekunden Länge auf. Die Lichtkurve Nr. 09(2) in Abb. 5.4 zeigt einen Abfall der Intensität, beginnend bei $t \approx 1000\,s$. Erst ca. 5000 s später erreicht die Intensität wieder ihr Ausgangsniveau. Innerhalb dieses langen Dips beobachtet man bei $t \approx 4500\,s$ den eigentlichen kurzen Dip von $\lesssim 500$ s Länge. Die Angabe der Diplängen soll hier nur die Größenordnung verdeutlichen, es handelt sich nicht um berechnete Werte. Das Periodogramm zeigt entsprechend der Länge des kurzen Dips, daß zusätzliche Variabilität in diesem Frequenzbereich vorhanden ist, da die Power zwischen $2 \cdot 10^{-3}$ Hz und $3 \cdot 10^{-3}$ Hz zu kleineren Frequenzen hin über das Flat Top Niveau hinaus erneut ansteigt. Ab ca. $7 \cdot 10^{-4}$ Hz steigen die Periodogrammwerte auf Grund der längeren dipähnlichen Strukturen noch weiter an. Diese Phänomenologie des Periodogramms bleibt auch erhalten, wenn man zu seiner Berechnung nur die ersten 7200 Sekunden der Lichtkurve verwendet, um den Einfluß der Beobachtungslücke am Ende der Beobachtung zu vermeiden.

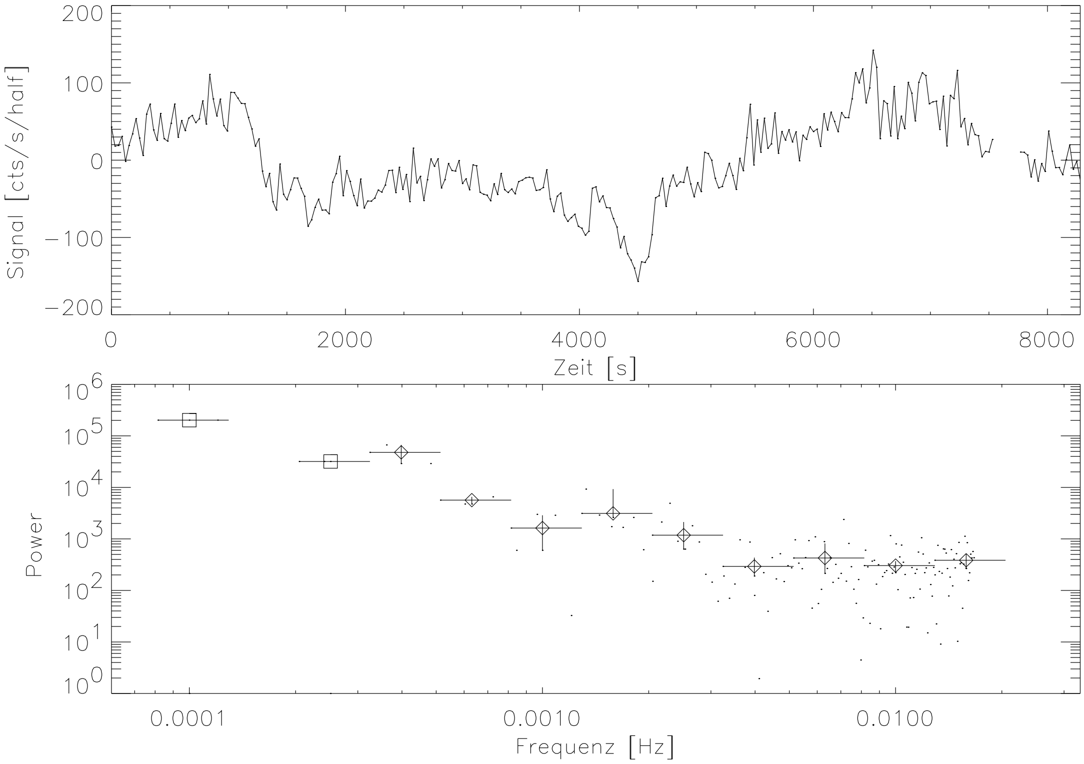

Abbildung 5.4: Lichtkurve (Mittelwert ± Standardabweichung: (372 ± 55) cts/s/half) und PSD von Cyg X-1 aus EXOSAT ME Archivdaten, Nr. 09(2) aus Tab. 2.3.

Wie in Abschnitt 4.3.2 beschrieben, werden Klumpen aus dem Sternwindmaterial des optischen Begleiters für die Absorption verantwortlich gemacht. Dies wird aus der Tatsache geschlossen, daß die Dips meist nahe der oberen Konjunktion des kompakten Objekts auftreten, also zu einem Zeitpunkt auf der Umlaufbahn, an dem die Wahrscheinlichkeit, daß sich Material aus dem fokussierten Sternwind vor der Röntgenquelle befindet, am größten ist. Nach Kitamoto et al. (1984) beobachtet man die Dips in einem Zeitraum von 15 Stunden vor bis 15 Stunden nach der oberen Konjunktion. Für die EXOSAT ME Archivlichtkurven kann dies überprüft werden[1]: In Tab. 5.1 sind diejenigen Archivlichtkurven aufgeführt, in denen sich Dips bzw. dipähnliche Strukturen zeigen.

Kitamoto et al. (1984) geben mit Hilfe der von Gies & Bolton (1982) berechneten Bahnelemente 19 h±2 h UT am 9. September 1983 als Zeitpunkt einer oberen Konjunktion (Phase $\Phi = 0$) an. Bezogen auf diesen Wert wird für jede Dipbeobachtung aus Tab. 5.1 unter Verwendung einer Orbitperiode von 5.5997 Tagen (siehe Tab. 4.1) die Phase berechnet, die dem Zeitpunkt des Auftretens einer charakteristischen Dipstruktur entspricht. Dabei genügt es, diesen Zeitpunkt aus den Lichtkurven auf einige 100 Sekunden genau zu bestimmen. Zu dieser Unsicherheit kommt der Zeitfehler durch die fehlende baryzentrische Korrektur der Lichtkurven hinzu, der in der gleichen Größenordnung liegt. Außerdem trägt noch die Unsicherheit der Orbitperiode von Cyg X-1 von ca. 10^{-4} Tagen, entsprechend einem Zeitfehler von ≈ 600 s ein Jahr nach dem Referenzzeitpunkt, zur Unsicherheit der Phasenbestimmung bei. Mit einer oberen Abschätzung von 1500 s für

[1] Bałucińska & Hasinger (1991) haben ebenfalls Phasen für EXOSAT ME Beobachtungen berechnet und Dips nahe der oberen Konjunktion gefunden.

Tabelle 5.1: Cyg X-1EXOSAT ME Archivlichtkurven (Tab. 2.3) mit Dips.

Beobachtung mit Dips	Länge der Beobachtung [s]	Startzeit T_{Start} der Beobachtung [yy ddd.ddd]	Dipzeit bezogen auf T_{Start} [10^3 s]	Dipphase Φ	Zeitl. Differenz zur oberen Konjunktion [h]
19(2)	8430	84 189.445	6.0	0.882	−15.9
19(3)	9150	84 189.560	4.0	0.898	−13.7
09(1)	9960	84 190.018	4.5	0.981	−2.6
09(2)	9600	84 190.152	4.5	0.005	+0.7
18(1)	12390	84 206.698	1.0	0.953	−6.3
18(2)	3960	84 206.850	2.0	0.982	−2.4
13(1)	25170	85 288.856	1.0	0.985	−2.0

Erläuterungen zu den Unsicherheiten der Werte: siehe Text.

den typischen Fehler durch diese Effekte erhält man eine Unsicherheit von 0.003 für die Dipphasen in Bezug auf den Referenzzeitpunkt. Der eigentliche Unsicherheitsfaktor bei der Bestimmung der Dipphasen ist jedoch dadurch gegeben, daß der Zeitpunkt der oberen Konjunktion nur auf ± 2 h bzw. ± 0.015 in der Phase genau bekannt ist. Zur Überprüfung, ob die Dips in einem Bereich ca. 15 Stunden um die obere Konjunktion herum auftreten, ist die Genauigkeit der Phasenbestimmung von dennoch ausreichend. Die Tabelle zeigt, daß die Orbitphasen, bei denen in den EXOSAT ME Beobachtungen von Cyg X-1 Dips auftreten, mit den bisherigen Ergebnissen im Rahmen der Fehler übereinstimmen.

Auch die Lichtkurve Nr. 04(2) in Abb. 5.5 zeigt zusätzliche Variabilität auf längeren Zeitskalen. In diesem Fall treten allerdings keine Dips auf, sondern die Lichtkurve wird von einem abfallenden Trend beherrscht, der einen Anstieg des Periodogramms zu kleineren Frequenzen ab $\approx 10^{-3}$ Hz bewirkt. Diese Beobachtung steht stellvertretend für das Auftreten kontinuierlich ansteigender oder abfallender niederfrequenter Tendenzen.

Die Low State Variabilität von Cyg X-1 im Bereich von 100–10000 Sekunden setzt sich also aus einem ständig vorhandenen Beitrag (Flat Top) des Prozesses, der auch für die Kurzzeitvariabilität verantwortlich ist, und einer nicht immer auftretenden, unabhängigen Komponente, dem sogenannten Low Frequency Noise, zusammen. Fits linearer Zustandsraummodelle verschiedener Ordnung an alle Archivlichtkurven mit 30 s Auflösung ergeben keine konsistenten Ergebnisse, wodurch die Annahme bestätigt wird, daß sich die Variabilität von Cyg X-1 in diesem Frequenzbereich nicht auf einen einheitlichen stochastischen Prozeß zurückführen läßt. Während die einheitliche Kurzzeitvariabilität auf einen in der Umgebung des Schwarzen Lochs ablaufenden Prozeß zurückgeführt wird (siehe Abschnitt 5.2.3), liegt die Vermutung nahe, daß das Low Frequency Noise durch Unregelmäßigkeiten im Akkretionsstrom entsteht, was auch mit der Interpretation der Dips als Absorption im Sternwindmaterial übereinstimmt. Angelini & White (1992) berichten ebenfalls von Low Frequency Noise durch Dips und kontinuierliche Variationen in den EXOSAT ME Beobachtungen von Cyg X-1, allerdings zeigen diese Autoren keine Periodogramme für den Frequenzbereich unterhalb von 10^{-3} Hz.

Das niederfrequente Verhalten sämtlicher zur Verfügung stehender 30 s Lichtkurven kann zusammengefaßt werden, indem man die Periodogramme der 36 Einzellichtkurven in

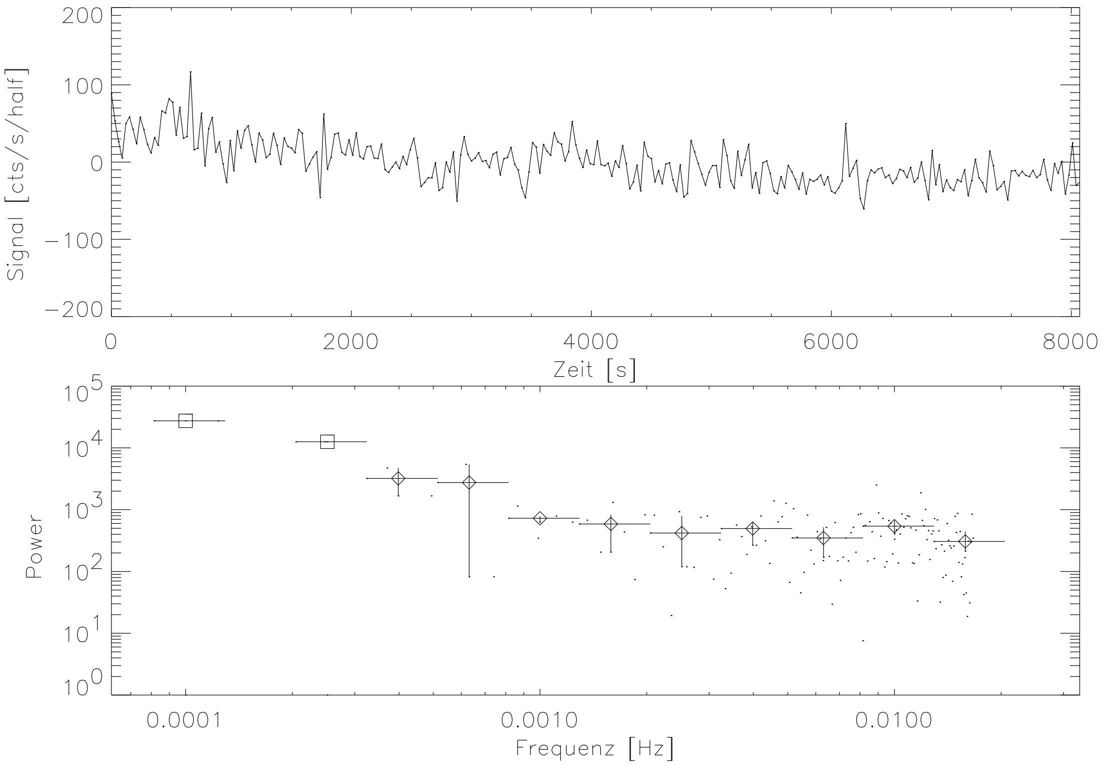

Abbildung 5.5: Lichtkurve (Mittelwert ± Standardabweichung: (313 ± 28) cts/s/half) und PSD von Cyg X-1 aus EXOSAT ME Archivdaten, Nr. 04(2) aus Tab. 2.3.

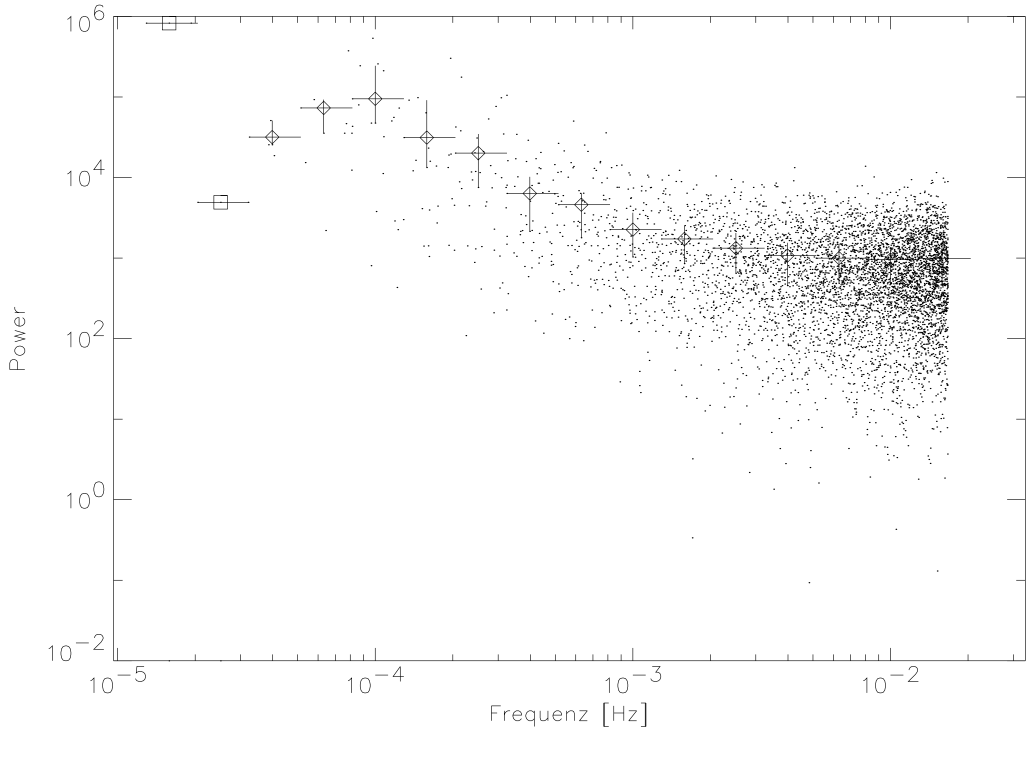

Abbildung 5.6: Gemeinsame Darstellung der Einzelperiodogramme aller 36 EXOSAT ME Archivlichtkurvenstücke.

einem Plot wiedergibt, wie in Abb. 5.6 (Punkte) geschehen (es handelt sich hierbei nicht um ein Sampleperiodogramm, wie bei der durchgezogenen Linie in Abb. 5.1, da nicht gemittelt wird). Das logarithmische Frequenzbinning macht deutlich, daß die meisten Beobachtungen ungefähr bei $2 \cdot 10^{-3}$ Hz einsetzendes Low Frequency Noise zeigen, das bis 10^{-4} Hz eine kontinuierliche Erhöhung der Power auf einen Wert bewirkt, der zwei Zehnerpotenzen über dem Flat Top liegt. Man sieht aber auch Punkte, die einem flachen Verlauf entsprechen. Aus Stationaritätsgründen kann sich der Anstieg der Variabilität durch die extra Komponente nicht zu beliebig kleinen Frequenzen hin fortsetzen und in der Tat beobachtet man ab 10^{-4} Hz kein weiteres Ansteigen der Power. Allerdings sind die Periodogrammwerte für Frequenzen unter 10^{-4} Hz schwierig zu interpretieren, da für so große Beobachtungslängen nur noch wenige Lichtkurven zu der Abbildung beitragen und der Fehler der Einzelpunkte im Periodogramm ja in der Größenordnung der Werte selbst liegt (siehe Unterkapitel 3.1.3). Es kommt also zu starken statistischen Fluktuationen, wie man besonders an den beiden Punkten mit den niedrigsten Frequenzen sieht.

5.2 Anwendung linearer Zustandsraummodelle auf die Lichtkurven

5.2.1 Auswahl und Vorbearbeitung der Lichtkurven

Auswahl der Lichtkurven

Die FOT Dateien, die die EXOSAT Rohdaten enthalten, sind in verschiedene Beobachtungsabschnitte unterteilt, wobei zwischen den einzelnen Beobachtungen eventuell die Pointierung, die Detektorkonfiguration und das OBC Programm geändert wurde. Wie in Abschnitt 2.2.2.3 beschrieben, werden für jede in den FOTs aus Tab. 2.2 enthaltene Beobachtung die von der IA Software zur Verfügung gestellten Informationen gespeichert. Mit Hilfe dieser Angaben werden Beobachtungen ausgewählt, die für die Analyse mit dem ZURAMO Programm geeignet sind. Dabei müssen folgende Kriterien beachtet werden:

Koordinaten: Zunächst müssen die Koordinaten der Pointierung überprüft werden, da der Name der beobachteten Quelle nicht immer korrekt angegeben ist.

Datenstrom: Für die Beobachtung müssen die primär für die Zeitanalyse entwickelten Datenformate (T3 bzw. OBC HTR3, I6 bzw. OBC HER6) zur Verfügung stehen. Diese Datenströme enthalten hochaufgelöste Messungen, die in allen hier betrachteten Fällen von den Argondetektoren stammen. Die T3 Daten kommen aus dem gesamten Argonenergieband (1–20 keV bzw. Energiekanäle 1–128). Die I6 Daten wurden jeweils für einen Teil des Argonenergiebandes gewonnen, wobei sich dieser Teil von Beobachtung zu Beobachtung ändern kann. Die mittleren Zählraten der Lichtkurven (in [counts/sec/half]) sind deshalb nicht direkt vergleichbar.

Länge der Beobachtung: Um bei der Bestimmung der ZURAMO Parameter eine gute Statistik zu erhalten, wurden von jeder analysierten Beobachtung mindestens 1600 Sekunden verwendet. Um trotz eventueller Lücken pro Beobachtung Daten für 1600 Sekunden zu erhalten, wurden zunächst die längsten Beobachtungen (1–4 Stunden) gewählt (welche auch i.a. die hochaufgelösten Datenströme liefern).

Tab. 5.2 zeigt diejenigen FOT Beobachtungen von Cyg X-1, aus denen aufgrund dieser Kriterien mit der Standard-Extraktion aus Abschnitt 2.2.2.3 Lichtkurven für die `ZURAMO` Analyse erzeugt wurden. Im Anhang 7.1 sind die vollständigen Lichtkurven dieser Beobachtungen mit einer Zeitauflösung von 16 s zu sehen. Außerdem sind dort auch deren Periodogramme abgebildet. Wie man diesen Darstellungen entnehmen kann, ist die Variabilität der ausgewählten Beobachtungen auf längeren Zeitskalen repräsentativ für die in Unterkapitel 5.1.2 besprochenen diesbezüglichen Eigenschaften der Quelle: sie läßt sich entweder als Weißes Rauschen (Nr. 1, 3) oder als Low Frequency Noise durch Dips (Nr. 4, 5, 7) bzw. längere Trends (Nr. 2, 5, 6, 8, 9) beschreiben. Die aus den FOTs gewonnenen Lichtkurven der Beobachtungen Nr. 4, 5, 7 entsprechen dabei den im Zusammenhang mit den Dips bereits untersuchten Archivlichtkurven 19(2), 19(3) und 18(2) aus Tab. 5.1. Ebenso wurde Beobachtung Nr. 2 alias 04(2) bereits in Zusammenhang mit dem Low Frequency Noise besprochen (Abb. 5.5).

Tabelle 5.2: FOT Beobachtungen von Cyg X-1, für die eine Anpassung von linearen Zustandsraummodellen durchgeführt wurde.

Nr.	FOT Beobachtung	Datum [dd.mm.yy]	Startzeit [hh:mm]	Endzeit [hh:mm]	Detektoren Nr.	Zeitauflösung [ms]	OBC	Energiekanäle
1	EE8087(05)	28.07.83	22:52	01:02	1–8	07.813	HTR3	1–128
2	EE1723(06)	25.09.83	05:15	08:05	1–8	01.953	HTR3	1–128
3	EE2461(06)	21.05.84	04:59	08:45	5–8	07.813	HER6	9–21, 22–51
4	EE2956(06)	07.07.84	10:57	13:13	1–4	15.630	HER6	5–19, 27–65
5	EE2956(07)	07.07.84	13:24	15:40	5–8	15.630	HER6	5–16, 27–65
6	EE2929(10)	09.07.84	15:00	16:55	5–8	11.720	HER6	7–21, 26–81
7	EX3620(08)	24.07.84	20:21	21:33	1–8	07.813	HTR3	1–128
8	EE3962(13)	02.11.84	19:21	20:23	1–8	09.766	HER6	5–16, 17–49
9	EE3962(16)	02.11.84	20:28	22:47	1–8	11.720	HER6	5–16, 17–49

Vorbearbeitung der Lichtkurven

Die Lichtkurven aus Tab. 5.2 wurden so unterteilt und rebinnt, daß alle Einzelstücke die gleiche Länge und Zeitauflösung aufweisen. Dadurch sind die Ergebnisparameter der linearen Zustandsraummodellfits an diese Lichtkurvenstücke direkt miteinander vergleichbar. Für alle analysierten Lichtkurvenstücke gilt:

Zeitauflösung: Die Bintime muß natürlich wesentlich kleiner sein als die typischen Zeitskalen des stochastischen Prozesses (Relaxatoren, gedämpfte Oszillatoren) aus dem die zu untersuchende Lichtkurve stammt. Die Analyse von simulierten Zeitreihen mit LSSMs, die von Michael König am IAAT durchgeführt wurde, hat gezeigt, daß die Bintime mindestens um einen Faktor 10 unterhalb der Länge dieser Strukturen liegen sollte (König 1997). Der Grund dafür sind die in einer verrauschten Zeitreihe immer auftretenden Strukturen von einigen Bins Länge. Dieser systematische Effekt kann nur bei einer Zeitauflösung im angegebenen Bereich von den gesuchten realen Strukturen unterschieden werden. Andererseits bedeuten eine größere Binzeit weniger Rechenaufwand und eine Reduktion des Fehlers pro Zeitbin. Da im Falle von Cyg X-1 typische Zeitskalen von wenigen Zehntelsekunden zu erwarten sind, wurde für die analysierten Lichtkurven eine Zeitauflösung von 16 Millisekunden gewählt. Zur Überprüfung dieser Wahl wurden lineare Zustandsraummodelle erster und zweiter Ordnung an mehrere 16 und 4 Sekunden lange Lichtkurvenstücke von Cyg X-1 angepaßt und zwar für eine Bintime von 8 bzw. 16 ms. Die Ergebnisse dieser Fits unterscheiden sich für eine bestimmte Ordnung nicht für diese beiden Zeitauflösungen. Die 16 Millisekunden stellen also einen guten Wert für die Bintime dar.

Länge: Damit bei der `ZURAMO` Analyse einer Lichtkurve die Parameter des stochastischen Prozesses richtig erkannt werden können, müssen die charakteristischen Zeitskalen des Prozesses genügend oft in der Lichtkurve enthalten sein. Zur Klärung der Frage nach der richtigen Länge der Lichtkurven wurden auch in diesem Fall LSSMs an simulierte Zeitreihen gefittet (König 1997). Dabei hat sich ergeben, daß die charakteristischen Zeitskalen mindestens 5–10 Mal in der Lichtkurve enthalten sein sollten, um erkannt zu werden. Die analysierten Lichtkurvenstücke von Cyg X-1 haben alle eine Länge von 16 Sekunden und erfüllen damit diese Bedingung gut.

Behandlung von Zeitinkonsistenzen und Nullzählraten: Die von `XRONOS` produzierten ASCII Lichtkurven der Beobachtungen aus Tab. 5.2 weisen verschiedene Abweichungen der Zeitwerte von einem regelmäßig im Abstand der Bintime ansteigenden Verlauf auf. Diese Abweichungen müssen bei der Unterteilung in die 16 Sekunden langen Einzelstücke berücksichtigt werden: Jeder Lichtkurvenzeitpunkt wird daraufhin geprüft, ob er größer als der vorherige ist. Bei einigen der Ausgangslichtkurven springt die Zeitzählung nach den ersten 0.5 Sekunden auf einen bereits vorgekommenen Wert, läuft aber ab da richtig weiter. In diesen Fällen werden die ersten 0.5 Sekunden bei der Bildung der Einzellichtkurven übersprungen. Außerdem treten Sprünge zu größeren Zeitwerten auf. Wenn so ein Zeitsprung größer als 16 ms ist, d.h. wenn er nach dem Rebinnen der Ausgangslichtkurven noch auftritt, wird der Lichtkurvenabschnitt zwischen dem Ende der letzten Teillichtkurve und dem Sprung nicht verwendet. Zusätzlich muß jetzt noch beachtet werden, daß wegen der hohen Zeitauflösung der Lichtkurven pro 16 ms Zeitbin nur einige wenige und Photonen registriert werden (die dann auf [counts/sec/half] hochgerechnet werden) und daß gelegentlich während eines solchen Zeitbins gar kein Photon registriert wird. Die sich daraus ergebenen Nullzählraten in [counts/sec/half] stellen einen tiefen Einbruch in den Lichtkurven dar und müssen vor der Anpassung von LSSMs durch vernünftige Zählratenwerte ersetzt werden. Aus allen 16 ms gebinnten Einzellichtkurven werden dazu zunächst die Nullzählraten entfernt. Dabei enthält keine der Lichtkurven mehr als zwei Nullzählraten hintereinander und insgesamt sind weniger als 5% der Werte jeder Einzellichtkurve Nullzählraten. Die wenigen durch diese Prozedur entstandenen Lücken müssen wieder sinnvoll gefüllt werden. Dazu wurden der lokale Mittelwert und die lokale Standardabweichung der Orginallichtkurve verwendet.

Durch die beschriebenen Bearbeitungsschritte werden die endgültigen Einzellichtkurven erzeugt, an die LSSMs angefittet werden können: Sie sind regelmäßig mit 16 ms gebinnt, haben eine Länge von 16 s und enthalten keine Nullzählraten mehr.

Um für die Ergebnisse der `ZURAMO` Fits eine ausreichende Statistik zu gewinnen und gleichzeitig die Rechenzeit vertretbar zu halten, wurden für jede der 9 Beobachtungen aus Tab. 5.2 100 Lichtkurvenstücke der beschriebenen Art erzeugt. Den insgesamt 900 Lichtkurven wurde jeweils ein lineares Zustandsraummodell nullter, erster und zweiter Ordnung angepaßt.

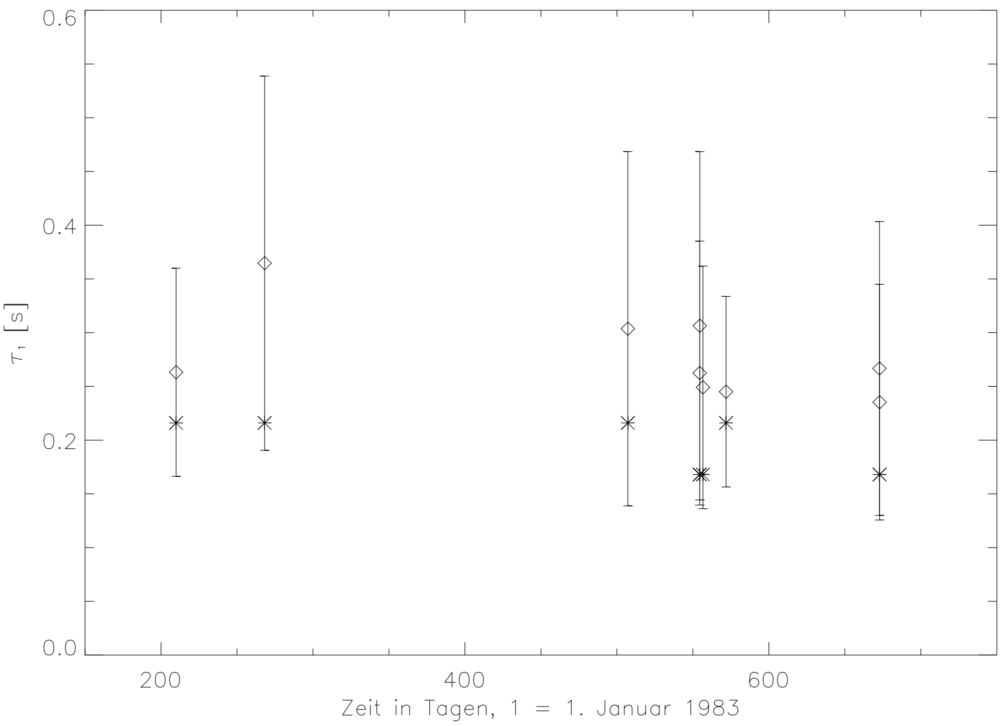

Abbildung 5.7: Mittelwert (Rauten) und Standardabweichung der LSSM(AR[1]) Fitergebnisse τ_1 für jede der 9 Beobachtungen aus Tab. 5.2, aufgetragen über dem Beobachtungszeitpunkt. Zusätzlich ist für jedes Lichtkurvensample diejenige Relaxationszeit markiert, für die die entsprechende Verteilung $h(\tau_1)$ maximal wird (Sterne). Die Verteilungen $h(\tau_1)$ sind im Anhang 7.2 aufgeführt.

5.2.2 Ergebnisse

Ein Beispiel für die Ergebnisse von `ZURAMO` Anpassungen an eines der 16 s langen Lichtkurvenstücke wurde zur Erläuterung der Theorie der Zustandsraummodelle bereits in Unterkapitel 3.3 vorgestellt. Dort wurde auch erklärt, wie die Zahl der dynamischen Parameter, die zur Beschreibung der Variabilität notwendig sind, bestimmt werden kann, d.h. welche Modellordnung betrachtet werden muß. Die Fitergebnisse für diese typische Beispiellichtkurve zeigen, daß die gesamte Dynamik der Systemlichtkurve durch einen AR[1] Prozeß mit dem dynamischen Parameter a_1 erzeugt werden kann. Bei der Bestimmung der Modellordnung ergibt sich mit der ersten Ordnung ein konsistentes Bild für das ganze Lichtkurvensample. Dies wird durch die Tatsache bestätigt, daß das Maximum der Verteilung des zweiten dynamischen Parameters a_2 der LSSM(AR[2]) Fits einem Relaxator τ_2 entspricht, der mit 14 ms in der Größenordnung der Bintime liegt und daher auf statistische Fluktuationen zurückzuführen ist (warum das Maximum der Verteilung betrachtet wird, wird auf den folgenden Seiten erklärt). Die Kurzzeitvariabilität der Röntgenstrahlung von Cyg X-1 wird also durch eine einzige Relaxationszeitskala $\tau_1 = -1/\ln(a_1)$ vollständig beschrieben (das so berechnete τ_1 gibt die Zeitskala in Datenpunkten an und wird i.a. noch mit der Bintime multipliziert). Deshalb soll jetzt genauer untersucht werden, welche Ergebnisse die LSSM(AR[1]) Fits an die Samplelichtkurven für diesen charakteristischen Parameter liefern:

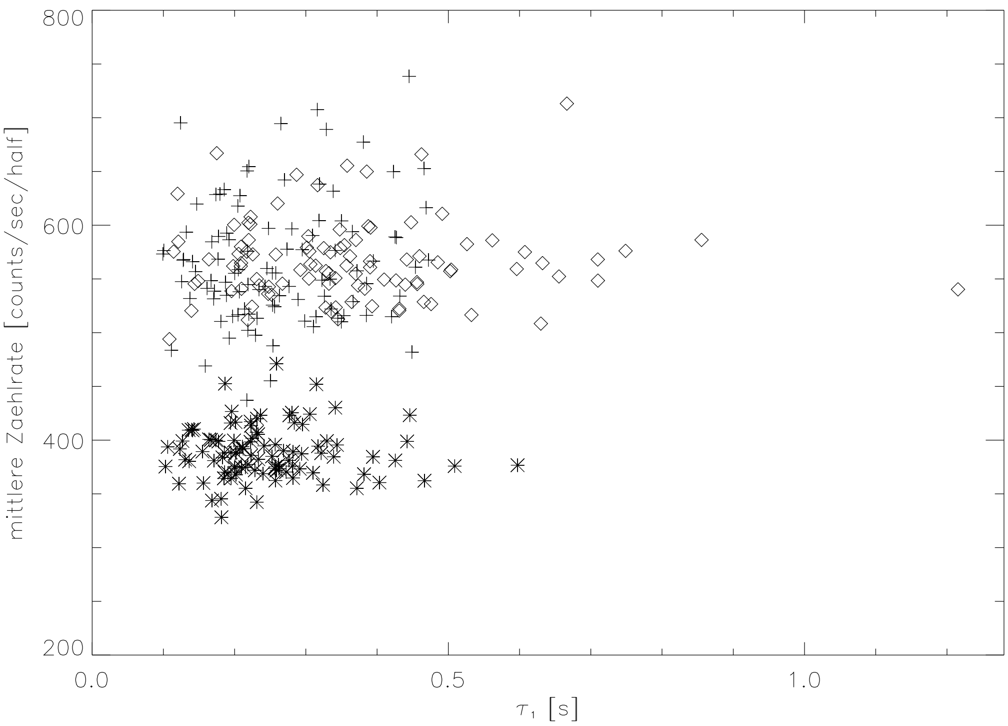

Abbildung 5.8: Mittlere Zählrate der 100 Lichtkurvenstücke von Beobachtung Nr. 1 (Kreuze), 2 (Rauten) und 7 (Sterne) aus Tab. 5.2, aufgetragen über den zugehörigen LSSM(AR[1]) Fitergebnissen für τ_1.

Abb. 5.7 auf der vorhergehenden Seite gibt einen Überblick über die Größenordnung der Relaxationszeiten. Für die jeweils 100 Lichtkurvenstücke der 9 Beobachtungen ist dort der Mittelwert $\bar{\tau}_1$ und die Standardabweichung s_{τ_1} der gefundenen τ_1 Werte aufgetragen. Mit einem durchschnittlichen Mittelwert von 0.28 s und einer Standardabweichung der Mittelwerte von 0.04 s erhält man ein einheitliches Bild für die verschiedenen Beobachtungen. Die Streuung der einzelnen Werte einer Beobachtung ist dagegen relativ groß. Mit Standardabweichungen der Einzelmessungen von im Mittel (0.13 ± 0.03) s ist jedoch auch diese Eigenschaft für die verschiedenen Beobachtungen vergleichbar. Die genaue Verteilung $h(\tau_1)$ der 100 τ_1 Werte ist für jede der 9 Beobachtungen im Unterkapitel 7.2 des Anhangs aufgeführt. Betrachtet man diese Verteilungen, so fällt auf, daß sie nicht gaußförmig sind. Das Maximum der Verteilung liegt bei Zeiten $\tau_{1,\max}$, die deutlich kleiner sind als der Mittelwert $\bar{\tau}_1$ der Relaxatoren. Dabei ist der Unterschied zu diesem Mittelwert typischerweise nicht größer als die Standardabweichung s_{τ_1} der Einzelmessungen. Der Wert $\tau_{1,\max}$, für den die Verteilung maximal wird, stellt den wahrscheinlichsten Wert für den Systemrelaxator dar. Deshalb ist er in Abb. 5.7 für jede der Beobachtungen mit einem Stern gekennzeichnet. Man findet für $\tau_{1,\max}$ entweder den Wert 0.17 s oder 0.22 s. Die Genauigkeit dieser Angaben ist durch die Schrittweite der Verteilungen beschränkt. Hier wurde in allen Fällen eine Schrittweite von 0.048 s gewählt, die sich zur Bestimmung des Maximums der Verteilungen als geeignet erwiesen hat (vgl. Anhang 7.2). Im Rahmen dieser Unsicherheit stimmen also die durch die Anpassung linearer Zustandsraummodelle erster Ordnung an die EXOSAT ME Lichtkurven von Cyg X-1 gewonnenen wahrscheinlichsten Abklingzeiten des für die Kurzzeitvariabilität dieser Lichtkurven verantwortlichen Relaxators für alle analysierten Beobachtungen überein.

Um eventuelle Korrelationen zwischen dem ermittelten τ_1 und der mittleren Zählrate einer Einzellichtkurve zu untersuchen, wird in Abb. 5.8 für drei der Beobachtungen die mittlere Zählrate jeder Einzellichtkurve in Abhängigkeit von τ_1 gezeigt. Bei den drei Beobachtungen handelt es sich um die Nummern 1 (Kreuze) , 2 (Rauten) und 7 (Sterne) aus Tab. 5.2. Sie wurden deshalb ausgewählt, weil sie mit 1–20 keV alle den gesamten Energiebereich der Argondetektoren umfassen und ihre absoluten Zählraten somit direkt vergleichbar sind. Innerhalb der drei Lichtkurvensamples findet man keinerlei Korrelation zwischen der mittleren Zählrate und τ_1. Die nicht gaußförmige Verteilung $h(\tau_1)$ mit ihrem für $\tau_1 > \tau_{1,\max}$ vergleichsweise gestreckten bzw. für $\tau_1 > \tau_{1,\max}$ gestauchten Verlauf schlägt sich dabei in der Form der Punktwolken nieder. Vergleicht man die Punktwolken der drei verschiedenen Beobachtungen miteinander, so weiß man nach dem oben gesagten über die $\tau_{1,\max}$ Werte der Verteilungen, daß die Konzentration der Punkte für jedes Sample bei einem τ_1 von ca. 0.2 s am größten ist. Außerdem fällt zunächst auf, daß das Lichtkurvensample Nr. 7 (Sterne) mit den niedrigsten Intensitäten keine so hohen Werte für τ_1 erreicht, wie das Lichtkurvensample Nr. 2 (Rauten). Daß es sich hierbei aber wohl nicht um einen systematischen Effekt handelt, zeigt das dritte Lichtkurvensample, Nr. 1 (Kreuze), welches zwar ebenso hohe Zählraten wie Nr. 2 beinhaltet aber keine höheren τ_1 Werte als Nr. 7 (zufälligerweise weisen Nr. 1 und Nr. 2 die kleinste bzw. größte Streuung s_{τ_1} der 9 Beobachtungen auf). Es läßt sich also keine signifikante Änderung der Verteilung $h(\tau_1)$ in Abhängigkeit von der Röntgenleuchtkraft von Cyg X-1 feststellen.

Da sich die $h(\tau_1)$ der verschiedenen Beobachtungen als vergleichbar erwiesen haben, kann nun die in der rechten Hälfte von Abb. 5.9 dargestellte gemeinsame Verteilung aller 900 Fitergebnisse für τ_1 betrachtet werden, wodurch sich die Form der Verteilung natürlich viel besser festlegen läßt.

In diesem Zusammenhang muß man beachten, daß der eigentliche Fitparameter der dynamische Parameter a_1 ist. Die asymmetrische Verteilung $h(\tau_1)$ von $\tau_1 = g(a_1) = -1/\ln(a_1)$ ergibt sich deshalb aus der Verteilung $H(a_1)$ von a_1 (Papoulis 1991, S. 93):

$$\begin{aligned} h(\tau_1) &= \frac{H(a_1)}{|\mathrm{d}g(a_1)/\mathrm{d}a_1|} \\ &= H(a_1)\cdot a_1 \\ &= H(\exp(-1/\tau_1))\cdot\exp(-1/\tau_1) \end{aligned}$$

Hier werden physikalisch sinnvolle Werte von a_1 vorausgesetzt, es gilt also $|a_1| < 1$ (Stationaritätsbedingung) und $a_1 > 0$ ($a_1 < 0$ entspricht einer von Punkt zu Punkt alternierenden Zeitreihe). Die linke Hälfte von Abb. 5.9 zeigt die Verteilung $H(a_1)$, die von den a_1 Parametern aller angepaßten LSSM(AR[1]) Modelle gebildet wird. Wie die daneben abgebildete Verteilung $h(\tau_1)$ zeigt auch diese grundlegendere Verteilung keinen gaußförmigen Verlauf.

Die bei der Schätzung von AR Parametern mit der Maximum Likelihood Methode (siehe Kapitel 3.3.2) theoretisch zu erwartende Verteilung kann nicht analytisch angegeben werden, ist aber insbesondere für a_1 durch Simulationen untersucht worden (Hamilton & Wu 1987; König 1997).

Die Simulationen haben gezeigt, daß die Verteilung der a_1 durch numerisch bedingte Ausreißer mit großem a_1 beeinflußt wird. Man kann deshalb davon ausgehen, daß $a_{1,\max}$,

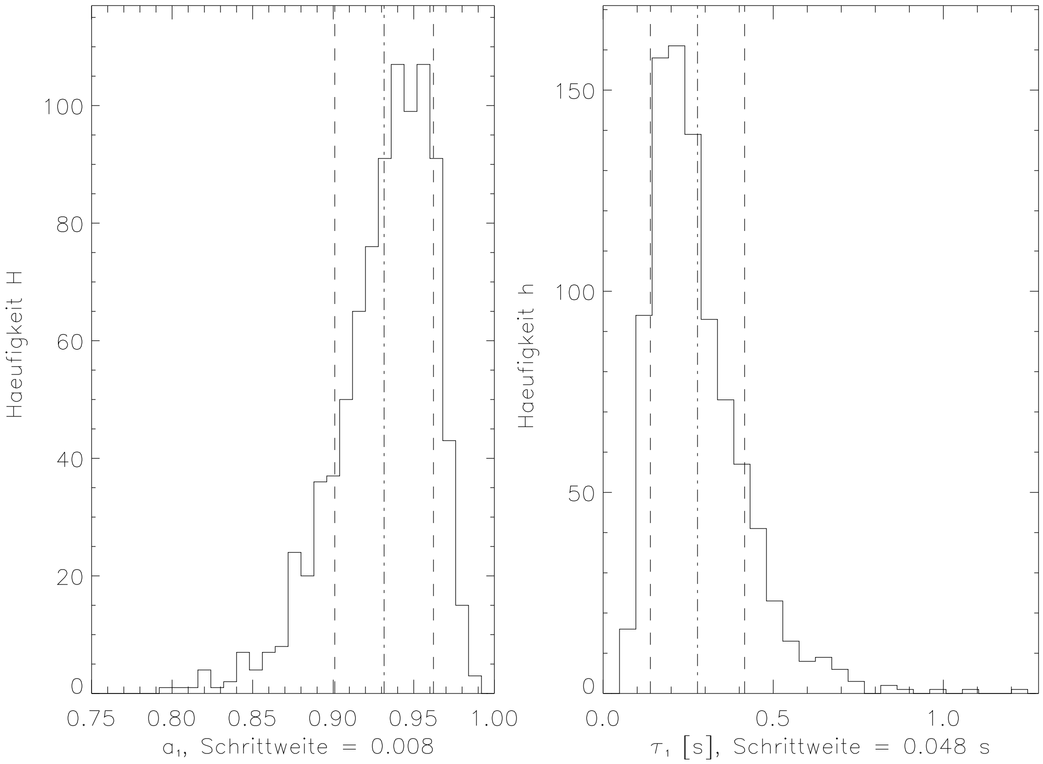

Abbildung 5.9: Links: Gemeinsame Verteilung $H(a_1)$ aller 900 LSSM(AR[1]) Fitergebnisse für den dynamischen Parameter a_1, mit einem Mittelwert von 0.932 (strichpunktierte Linie) und einer empirischen Standardabweichung von 0.030 (gestrichelte Linien). Rechts: Die der linken Bildhälfte entsprechende Verteilung $h(\tau_1)$ für die Relaxationszeiten τ_1, Mittelwert $\pm$ Standardabweichung: (0.28 ± 0.14) s. Das Maximum von $h(\tau_1)$ liegt bei 0.22 s. Weitere Einzelheiten siehe Text.

der wahrscheinlichste der gefundenen a_1 Werte, den dynamischen Parameter überschätzt. Wegen des funktionellen Zusammenhangs zwischen $H(a_1)$ und $h(\tau_1)$ liegt $\tau_{1,\max}$ immer unterhalb der $a_{1,\max}$ entsprechenden Relaxationszeit. Daher wurde $\tau_{1,\max}$ für die Bestimmung der in den Lichtkurven enthaltenen Zeitskala gewählt.

Eine weitere Eigenschaft der simulierten Verteilungen ist besonders für die Bestimmung der Unsicherheit, mit der ein durch einen Fit gewonnenes a_1 bzw. τ_1 angegeben werden kann, von Bedeutung: die theoretischen Fehler σ_{a_1} der Verteilungen, die mit Hilfe der Theorie der Maximum Likelihood Schätzung berechnet werden könne, weichen systematisch von der empirischen Standardabweichung s_{a_1} der simulierten Verteilung ab (Hamilton & Wu 1987). Dabei ist $\sigma_{a_1} < s_{a_1}$. Damit ist auch der Fehler, der bei der Angabe von τ_1 berücksichtigt werden muß, kleiner als die für die Verteilung $h(\tau_1)$ aus Abb. 5.9 bestimmte Standardabweichung s_{τ_1} von 0.14 s. König (1997) konnte zeigen, daß das Verhältnis $V = s_{\tau_1}/\sigma_{\tau_1}$ davon abhängt, wie oft der Relaxator $\tau_{1,\max}$ in das betrachtete Lichtkurvenstück der Länge T_{ges} "hineinpaßt". Für das hier gültige Verhältnis $T_{\text{ges}}/\tau_{1,\max} = 16\,\text{s}/0.22\,\text{s} = 72.7$ erhält man danach: $\sigma_{\tau_1} = 0.85 \cdot s_{\tau_1} = 0.12$ s. Das einzelne τ_1 Fitergebnis beinhaltet also einen Fehler von ± 0.12 s.

Wie man im Vergleich der Verteilungen der verschiedenen Beobachtungen gesehen hat, kann die Lage des Maximums der Verteilung und damit der eigentliche Relaxator $\tau_{1,\max}$

jedoch genauer bestimmt werden. Eine Möglichkeit dafür, die sämtliche Fits berücksichtigt, ist durch die Berechnung eines gewichteten Mittels aus den $\tau_{1,\max,j}$ $(j = 1, \ldots, 9)$ der Verteilungen $h_j(\tau_1)$ der 9 Lichtkurvensamples gegeben:

$$\bar{\tau}_{1,\max} = \frac{\sum_{j=1}^{9}(\tau_{1,\max,j}/(\sigma'_{\tau_1,j})^2)}{\sum_{j=1}^{9}(1/(\sigma'_{\tau_1,j})^2)}$$

In dieser Formel setzt sich der Fehler $\sigma'_{\tau_1,j}$ der Einzelmessungen additiv aus dem theoretischen Fehler $\sigma_{\tau_1,j} = V^{-1} \cdot s_{\tau_1,j}$ der jeweiligen Verteilung und einer Konstanten $k{=}0.024\,\mathrm{s}$ zusammen. Der Umrechnungsfaktor V^{-1} kann für alle Beobachtungen zu 0.85 angenommen werden und mit k wird die Unsicherheit berücksichtigt, die bei der Bestimmung der $\tau_{1,\max,j}$ durch die gewählte Auflösung der Verteilungen $h_j(\tau_1)$ (siehe Anhang) entsteht. Damit erhält man:

$$\bar{\tau}_{1,\max} = 0.19\,\mathrm{s}$$

Der Fehler des gewichteten Mittels ergibt sich zu:

$$s_{\bar{\tau}_{1,\max}} = \frac{1}{\sum_{j=1}^{9}(1/(\sigma'_{\tau_1,j})^2)} = 0.04\,\mathrm{s}$$

Die Modellierung der EXOSAT ME Lichtkurven von Cyg X-1 mit linearen Zustandsraummodellen hat somit gezeigt, daß die Low State Kurzzeitvariabilität dieser Röntgenquelle im betrachteten Energiebereich gut durch die Annahme beschrieben werden kann, daß in dem System ein stochastischer, autoregressiver Prozeß erster Ordnung abläuft, der durch eine einzige Relaxationszeitskala

$$\bar{\tau}_{1,\max} \pm s_{\bar{\tau}_{1,\max}} = (0.19 \pm 0.04)\,\mathrm{s}$$

bestimmt wird.

5.2.3 Zusammenfassung und Diskussion

Wie in Unterkapitel 4.3.3 ausführlich besprochen wurde, hat man bisher versucht, die Kurzzeitvariabilität der Röntgenstrahlung von Cyg X-1 mit modifizierten Shot Noise Modellen zu beschreiben. Dabei mußten immer mehr Parameter, insbesondere unterschiedliche Abklingzeiten der Shots, eingeführt werden, um die Beobachtungen zu reproduzieren. Diese Modelle sind so angelegt, daß eine Reihe von Abweichungen der inhärenten Modelleigenschaften von den Eigenschaften einer realen Messung beachtet und, wenn möglich, korrigiert werden müssen (keine Berücksichtigung des System- und Beobachtungsrauschens, kontinuierliche Formulierung). Das übliche Vorgehen, die Anpassung der Shot Noise Modelle an das PSD und die ACF anstatt an die Zeitreihe selbst, stellt eine weitere Fehlerquelle dar. Das Hauptproblem dieser komplexen Modelle ist aber, daß die Shotparameter (z.B. die Verteilung der Abklingzeiten) verschiedener Modelle (z.B. mit unterschiedlichen Shotformen) an die beobachteten Verläufe von PSD und ACF angepaßt werden können und somit keine eindeutige Aussage über die variabilitätsbestimmenden Systemparameter von Cyg X-1 auf der Basis von Shot Noise Modellen möglich zu sein scheint.

Wegen der in der Theorie der LSSMs bereits enthaltenen erwünschten Modelleigenschaften (Berücksichtigung von System- und Beobachtungsrauschen, diskrete Formulierung), der Vorteile der Modellanpassung im Zeitraum, sowie der phänomenologischen Übereinstimmung der beobachteten PSDs und ACFs von Cyg X-1 mit den entsprechenden Größen eines LSSM(AR[1]) Modells, stellt die Anpassung linearer Zustandsraummodelle an die hochaufgelösten Lichtkurven von Cyg X-1 einen einsichtigeren Ansatz zur Beschreibung der Kurzzeitvariabilität der Quelle dar.

Die Analyse der EXOSAT ME Lichtkurven von Cyg X-1 im Low State mit Hilfe des `ZURAMO` Programms hat ergeben, daß sich dieser Ansatz bewährt. Er ermöglicht es, die intrinsische Systemvariabilität auf **eine** charakteristische Abklingzeit zurückzuführen, die für den betrachteten Energiebereich (1–20 keV) zu $0.19 \pm 0.04\,\mathrm{s}$ bestimmt werden kann. Dieser Systemparameter ist für die untersuchten Beobachtungen zeitlich konstant und hängt nicht von der Leuchtkraft ab. Die Lichtkurven müssen demnach als Realisierungen eines autoregressiven Prozesses erster Ordnung verstanden werden, die von Beobachtungsrauschen überlagert werden. Die Werte der Systemlichtkurven setzen sich aus einem bestimmten Bruchteil des vorherigen Werts und dem Beitrag des Systemrauschens zusammen, wobei der Zusammenhang mit den vergangenen Werten, d.h. die ACF des Prozesses, mit der charakteristischen Abklingzeit exponentiell abnimmt.

Eine mögliche physikalische Interpretation des AR[1] Prozesses ist die **stochastische** Überlagerung individueller Shotereignisse, die alle gleich schnell zerfallen. Welcher physikalische Vorgang die typischen relaxierenden Strukturen der Röntgenemission von Cyg X-1 erzeugt, konnte bisher noch nicht geklärt werden.

Oft wird versucht, sie auf magnetische Flares an der Oberfläche der Akkretionsscheibe zurückzuführen (Galeev, Rosner & Vaiana 1979; Pudritz & Fahlman 1982; Lochner, Swank & Szymkowiak 1991). In diesem Szenario steigen unter dem Einfluß des durch den Gasdruck verursachten Auftriebs Flußröhren aus der magnetischen Akkretionsscheibe auf (Galeev, Rosner & Vaiana 1979; Balbus & Hawley 1991; Hawley & Balbus 1991). Wie in Abschnitt 4.2 erwähnt, liefert eventuell die Rekonnexion des Magnetfelds der Flußröhren an der Oberfläche der Akkretionsscheibe die für die Heizung einer Korona erforderliche Energie. Das Plasma, das von den Flußröhren mitgeführt wird, wird aufgeheizt und die Flußröhren emittieren eruptiv Strahlung (Galeev, Rosner & Vaiana 1979). Die Identifikation der Shots von Cyg X-1 mit magnetischen Flares in der Korona ist aber prinzipiell problematisch, weil die Theorie der magnetischen Rekonnexion dafür noch nicht genügend weit entwickelt ist.

Da man die für die Entstehung des größten Teils der Röntgenstrahlung von Cyg X-1 inverse Comptonisierung verantwortlich macht, ist es außerdem erforderlich, den Einfluß dieses Prozesses auf die Variabilität der Strahlung zu berücksichtigen. Wie z.B. in der frühen Arbeit von Payne (1980) über zeitabhängige Comptonisierung, wird in diesem Zusammenhang davon ausgegangen, daß in einer kühlen Akkretionsscheibe plötzliche, niederenergetische Strahlungsschübe auftreten, als deren Ursache unter anderem Scheibeninstabilitäten oder Inhomogenitäten im Massentransfer in Frage kommen. Die weichen Photonen, die die Scheibe in Form eines Blitzes verlassen, dessen zeitliche und energetische Struktur als Deltapeak angenommen wird, treffen auf das comptonisierende Medium.

In der vom Beobachter gemessenen Strahlung haben sich die Photonen im Mittel umso länger im comptonisierenden Medium aufgehalten, je höher ihre Energie ist. Deshalb erwartet man eine Verzögerung — einen *Timelag* — der Variabilitätsstrukturen der harten Röntgenstrahlung gegenüber den entsprechenden Strukturen bei weicheren Energien. Aus der Asymmetrie der Kreuzkorrelation zweier Lichtkurven, die demselben Beobachtungszeitraum aber unterschiedlichen Energiebändern entstammen, kann der Timelag bestimmt werden. Für Cyg X-1 wurde so in den Beobachtungen verschiedener Satelliten tatsächlich eine Verzögerung der härteren Strahlung festgestellt (Priedhorsky et al. 1979; Nolan et al. 1981; Page 1985). Wegen der Kürze der gefundenen Timelags (einige Millisekunden), ist der Effekt jedoch aus der Kreuzkorrelation nur schwer zu bestimmen. Inzwischen ist die Verzögerung der härteren Strahlung von Cyg X-1 mit Hilfe von Fouriertechniken bestimmt und bestätigt worden (Miyamoto et al. 1988; Miyamoto & Kitamoto 1989). Seit dabei aber auch die Abhängigkeit der Timelags von der betrachteten Fourierfrequenz entdeckt wurde, wird erneut diskutiert, ob und in welchem Maße die inverse Comptonisierung für die beobachteten Verzögerungen verantwortlich sein kann (Miyamoto et al. 1988; Miller 1995; Nowak & Vaughan 1996).

Neuere Untersuchungen zeigen, daß das im vorigen Abschnitt entworfene einfache Bild von der Herkunft und Comptonisierung der Systemvariabilität außerdem einen vielversprechenden Ansatz zur Erklärung der Relaxationszeit bietet, die mit der `ZURAMO` Analyse in den Cyg X-1 Lichtkurven gefundenen wurde: Simulationen, die zur Zeit am IAAT mit dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen selbstkonsistenten Koronamodell durchgeführt werden, bestätigen, daß ein niederenergetischer Blitz der beschriebenen Art durch inverse Comptonisierung spektral gehärtet und zeitlich ausgedehnt wird. Die Relaxationszeit des Shots nimmt dabei mit der Aufenthaltsdauer im comptonisierenden Medium zu. Wenn die Abklingzeit der beobachteten Shotstrukturen auf diese Art entsteht, sollte sie daher in einem härteren Energieband länger als in einem weicheren Energieband sein. Demnach stellt die `ZURAMO` Analyse von Cyg X-1 Lichtkurven aus unterschiedlichen Energiebereichen den nächsten Schritt auf dem Weg zu einem besseren Verständnis der Kurzzeitvariabilität dieser Röntgenquelle dar. Auf diese Analyse, sowie auf weitere Anwendungsmöglichkeiten linearer Zustandsraummodelle in der Astronomie soll im nächsten Kapitel noch ein kurzer Ausblick gegeben werden.

Kapitel 6

Ausblick

Mit der praktischen Anwendung von linearen Zustandsraummodellen steht eine vielseitige Methode zur Analyse von Zeitreihen zur Verfügung, die erst in den letzten Jahren genutzt wird.

Auf dem Gebiet der astronomischen Zeitreihenanalyse wurde das `ZURAMO` Programm am IAAT von Michael König erfolgreich zur Untersuchung der Variabilität der Röntgenlichtkurven Aktiver Galaxien eingesetzt (König & Timmer 1997; König 1997; König, Wilms & Staubert 1997). Es hat sich gezeigt, daß alle zur Verfügung stehenden Lichtkurven des betrachteten AGN Samples gut mit einem LSSM(AR[1]) beschrieben werden können, wobei man für die verschiedenen AGNs Relaxationszeiten von 2.00–31.77 ks erhält. Außerdem wurde anhand dieser Ergebnisse zum ersten Mal eine Korrelation zwischen den spektralen und zeitlichen Eigenschaften der AGNs gefunden: Die Abklingzeit τ_1 des Systemprozesses ist umso größer, je härter das Spektrum der Galaxie ist, d.h. je kleiner die Steigung Γ des spektralen Power Laws ist. Diese Relation untermauert die Hypothese, daß in der Akkretionsscheibe um das kompakte Objekt individuelle, deltapeakförmige Shots auftreten, die durch inverse Comptonisierung spektral gehärtet und zeitlich verlängert werden.

Da die LSSMs neben der Dynamik, die von stochastischen Relaxatoren erzeugt wird, auch Prozesse beschreiben können, die auf gedämpfte stochastische Oszillatoren zurückzuführen sind, eignen sie sich sehr gut zur Modellierung quasiperiodischer Phänomene. In diesem Zusammenhang findet das `ZURAMO` Programm in der Astronomie auch beim Studium ganz anderer physikalischer Vorgänge als der Akkretion auf ein kompaktes Objekt Anwendung und zwar bei der Untersuchung semiregulärer Veränderlicher. So beschäftigt sich z.B. ein aktuelles Projekt von Michael König mit der Analyse optischer Lichtkurven von δ-Scuti Sternen. Die variable Zeitskala der Pulsationen dieses Zwerg-Cepheiden Typs wird üblicherweise mit einer Vielzahl verschiedener Fourierperioden beschrieben (die Perioden sind i.a. kleiner als 6 h). Den `ZURAMO` Ergebnissen zufolge läßt sie sich jedoch mit wesentlich weniger Parametern charakterisieren und zwar mit einem LSSM(AR[2]) Prozeß, dessen dynamische Parameter einen gedämpften Oszillator definieren.

Wie bereits im letzten Kapitel angedeutet, bietet es sich für Cyg X-1 selbst an, die `ZURAMO` Analyse der Kurzzeitvariabilität auf unterschiedliche Energiebereiche der Röntgenstrahlung auszudehnen. Ziel hierbei ist es, die Abhängigkeit der Relaxationszeitskala von der Energie zu bestimmen und damit die Vorstellungen über den Einfluß der inversen Comptonisierung auf die Variabilität zu überprüfen. Für solche Untersuchungen sind hochaufgelöste Beobachtungen der Quelle notwendig, die auch nach der Unterteilung in verschiedene Energiebänder noch so hohe Zählraten liefern, daß die Lichtkurven nicht ausschließlich vom Poissonrauschen dominiert werden.

Lichtkurven heller galaktischer Quellen mit einer Auflösung im ms–μs Bereich bei vergleichsweise hoher Zählrate zu liefern, stellt die Hauptstärke des 1995 gestarteten RXTE Satelliten dar. Im Anschluß an die ZURAMO Analysen der EXOSAT ME Beobachtungen von Cyg X-1 wurden deshalb LSSM Fits an eine RXTE/PCA Beobachtung der Quelle im Low State vom 24.10.1996 durchgeführt. Das *Proportional Counter Array* (PCA) Experiment von RXTE besteht aus 5 einzelnen Detektoren (jeweils mit Propan und Xenon Kammern), die zusammen eine effektive Fläche von $6500\,\mathrm{cm}^2$ aufweisen. Das Gesichtsfeld des PCA wird von einem Kollimator auf 1° FWHM festgelegt, seine Zeitauflösung beträgt maximal $1\,\mu$s und er ist für Energien von 2–100 keV empfindlich. Im Unterschied zu den EXOSAT ME Lichtkurven für Energien von 1–20 keV, wurden die ZURAMO analysierten RXTE/PCA Lichtkurven von Cyg X-1 für einen ausgewählten Energiebereich von 20–30 keV erstellt. Ein Sample von 100 Lichtkurvenstücken mit einer Länge von je 18 s und einer Zeitauflösung von 10 ms wurde erzeugt, an das Modelle nullter bis dritter Ordnung angepaßt wurden.

In Übereinstimmung mit den Fitergebnissen für die EXOSAT Beobachtungen entsprechen die RXTE/PCA Lichtkurven ebenfalls den Realisierungen eines vom Beobachtungsrauschen überlagerten AR[1] Prozesses. Die 100 Ergebnisse der LSSM(AR[1]) Fits für τ_1 bilden eine Verteilung $h(\tau_1)$, die mit den im Anhang 7.2 aufgeführten Verteilungen für die EXOSAT Beobachtungen konsistent ist. Für die hier betrachteten härteren Energien sind die statistischen Fluktuationen in den PCA Lichtkurven bzw. in $h(\tau_1)$ wegen des zu höheren Energien hin abfallenden Spektrums der Quelle allerdings größer als im Falle der EXOSAT Analysen. Deshalb ist anhand der vorläufig 100 LSSM(AR[1]) Fits noch keine Aussage darüber möglich, ob für härtere Energien die im Bild der inversen Comptonisierung zu erwartende Erhöhung der charakteristischen Zeitskala vorliegt.

Last but not Least kann und soll das ZURAMO Programm auf die hochaufgelösten Lichtkurven anderer Röntgendoppelsterne angewendet werden. Es gilt zu prüfen, ob deren Kurzzeitvariabilität ebenfalls mit linearen Zustandsraummodellen beschrieben werden kann und ob aufgrund der gefundenen dynamischen Parameter eventuell sogar eine Klassifizierung der Systeme, z.B. nach der kompakten Komponente (Weißer Zwerg, Neutronenstern oder Schwarzes Loch), möglich ist.

Kapitel 7

Anhang

7.1 Lichtkurve und PSD für die ZURAMO analysierten Beobachtungen

Hier wird für jede der 9 Beobachtungen aus Tab. 5.2 die vollständige, mittelwertsubtrahierte Lichtkurve mit einer Zeitauflösung von 16 s und das aus der Lichtkurve berechnete Periodogramm gezeigt. Das Lichtkurvensignal ist in Counts pro Sekunde und pro halbem EXOSAT ME Detektorarray angegeben. Die Normierung der Periodogramme entspricht derjenigen aus Gl. (3.6).

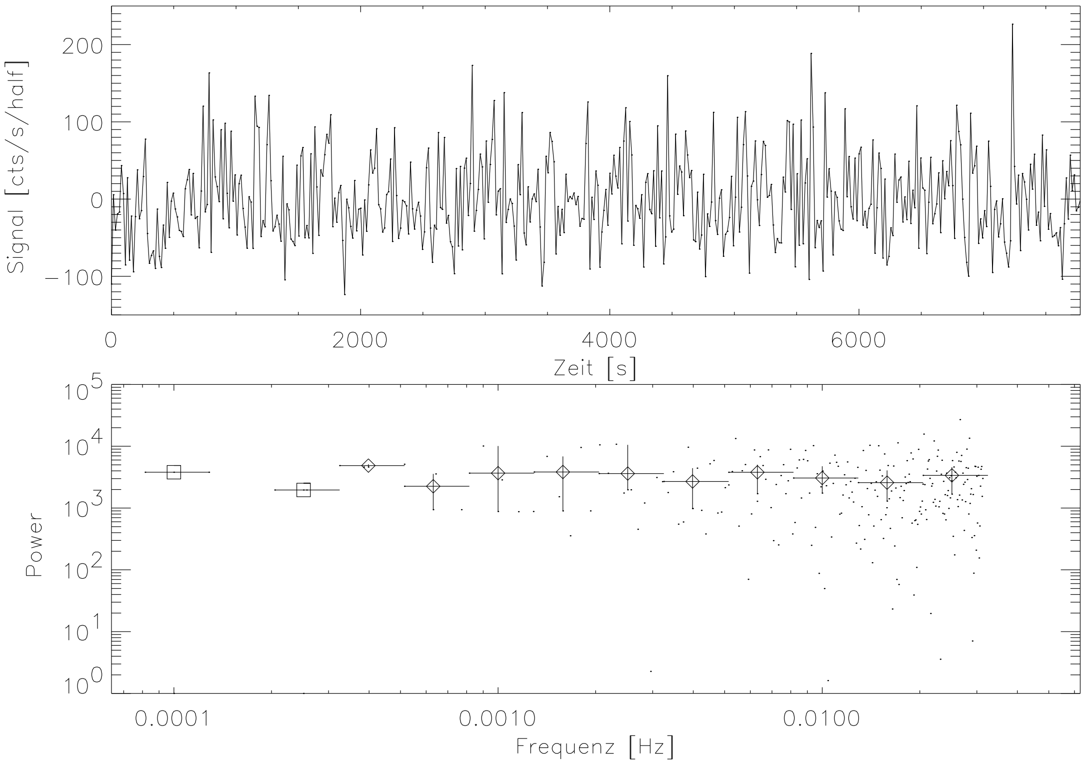

Abbildung 7.1: Final Observation Tape Nr.: EE8087, Beobachtung Nr.: 05, Mittelwert $\pm$ Standardabweichung der Lichtkurve: (573 ± 56) counts/sec/half.

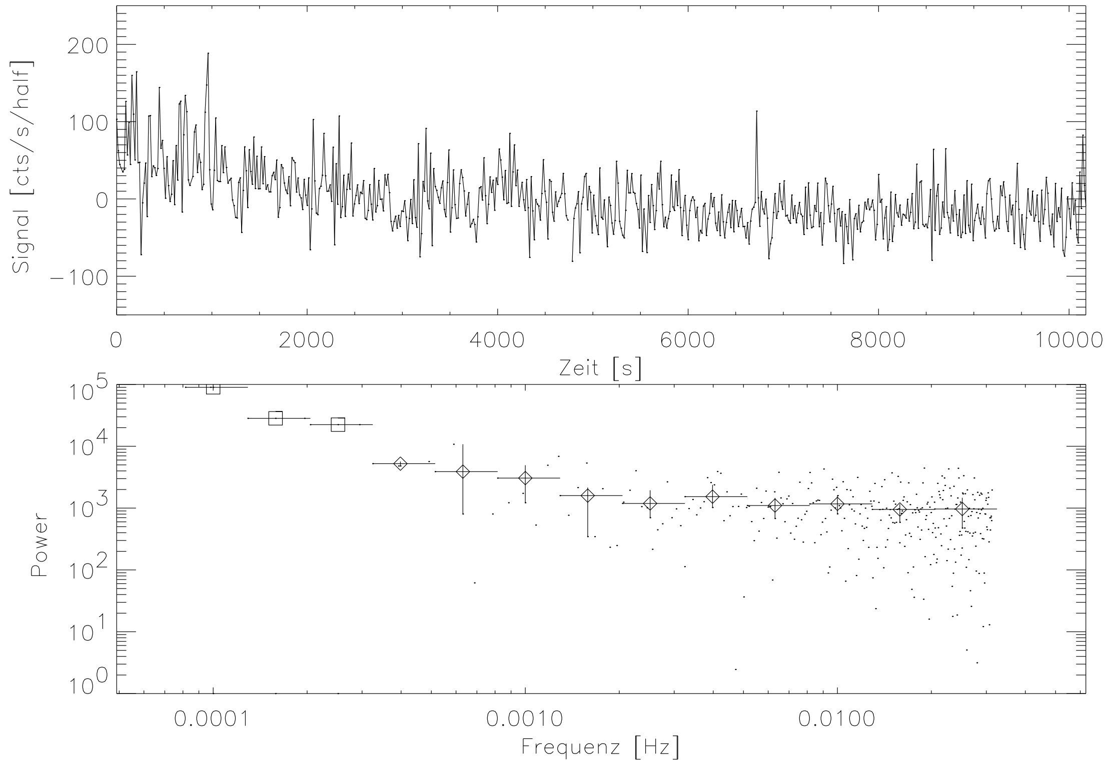

Abbildung 7.2: Final Observation Tape Nr.: EE1723, Beobachtung Nr.: 06, Mittelwert ± Standardabweichung der Lichtkurve: (542 ± 40) counts/sec/half.

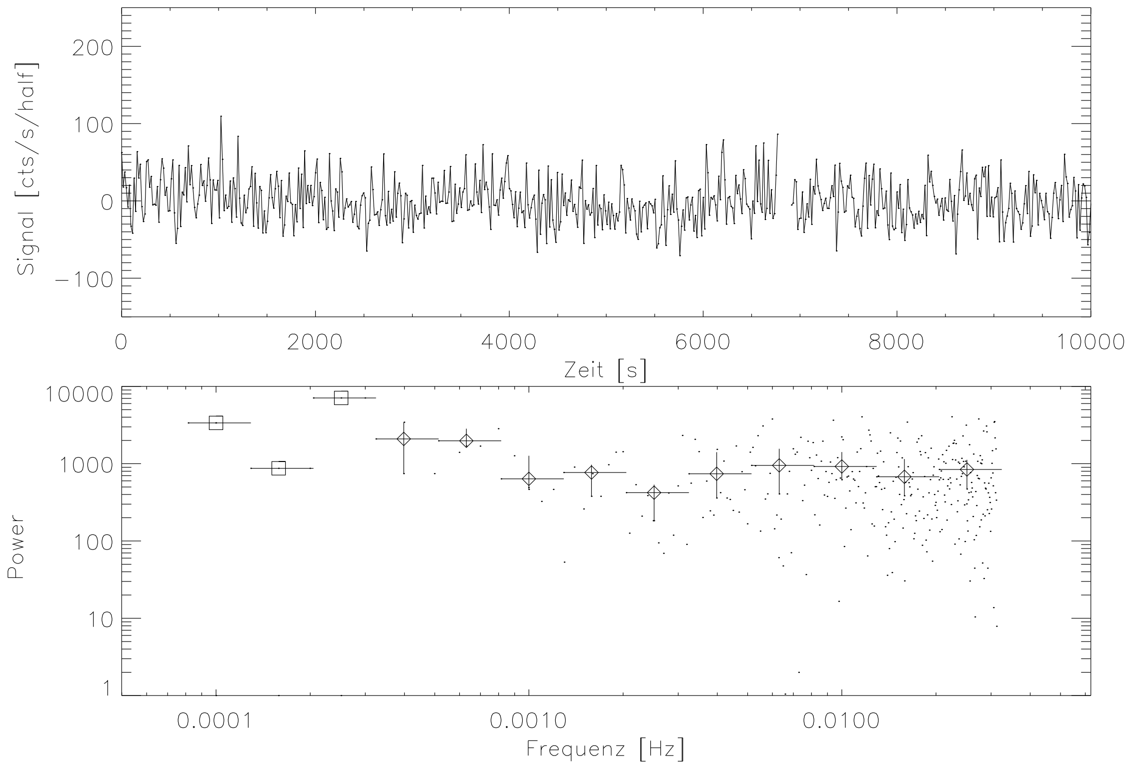

Abbildung 7.3: Final Observation Tape Nr.: EE2461, Beobachtung Nr.: 06, Mittelwert ± Standardabweichung der Lichtkurve: (536 ± 29) counts/sec/half.

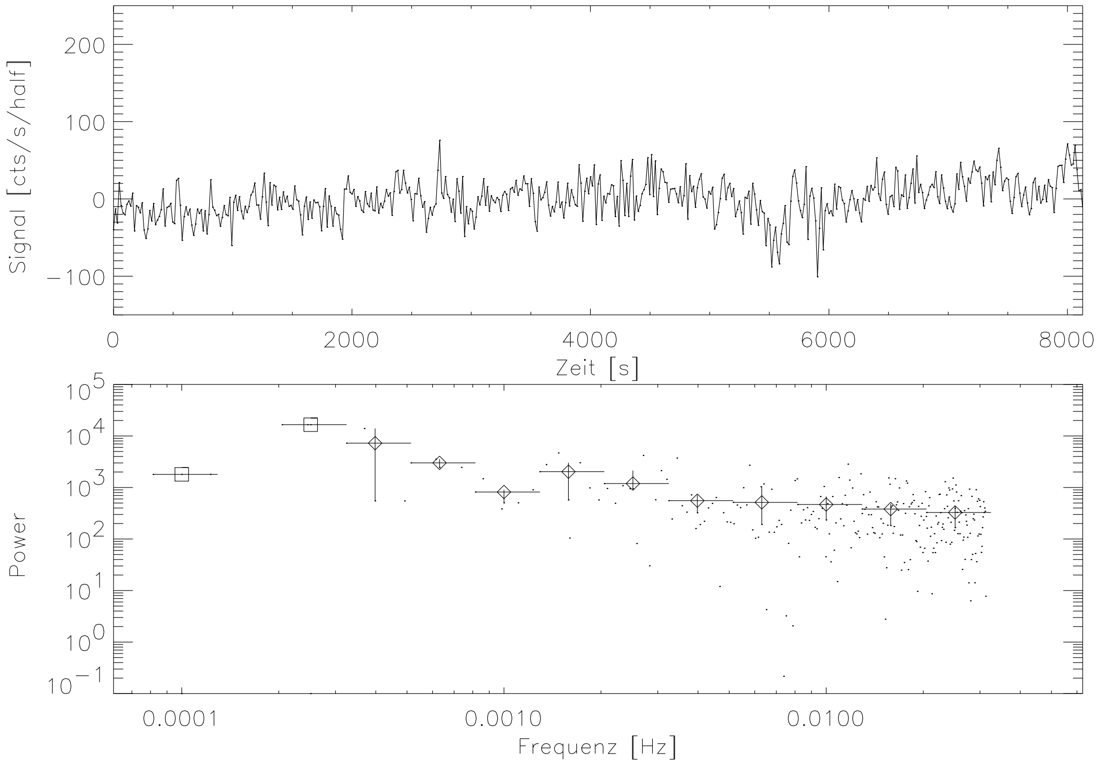

Abbildung 7.4: Final Observation Tape Nr.: EE2956, Beobachtung Nr.: 06, Mittelwert $\pm$ Standardabweichung der Lichtkurve: (401 ± 25) counts/sec/half.

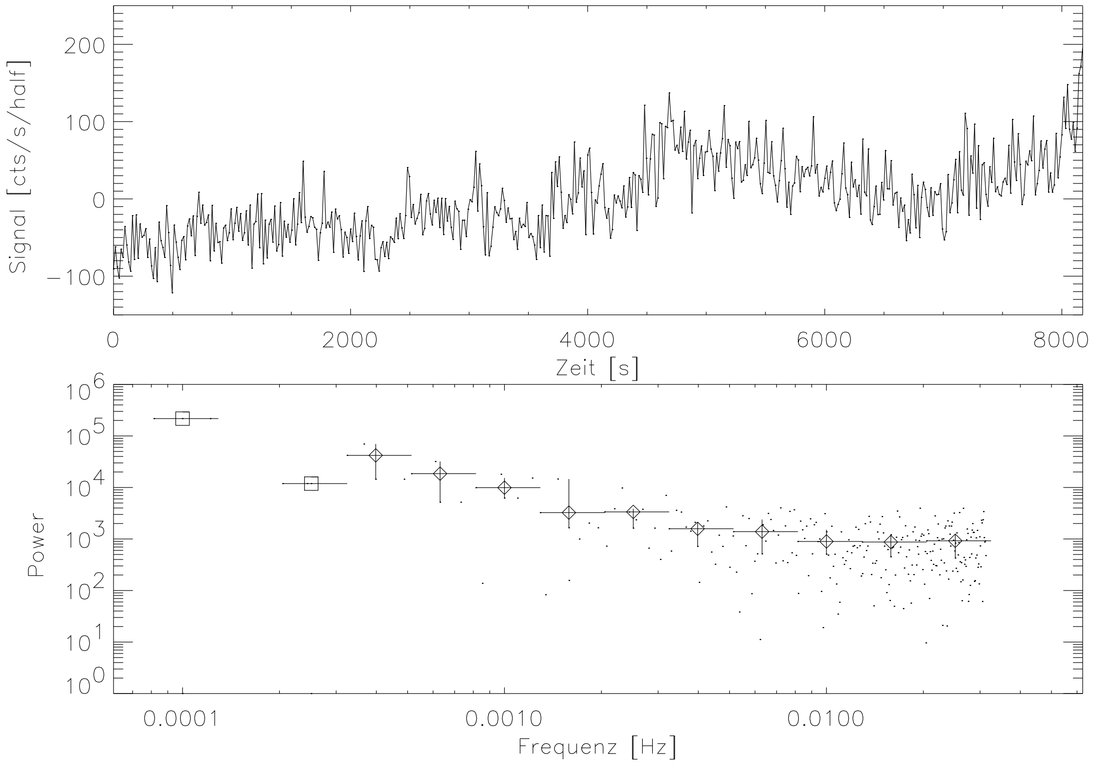

Abbildung 7.5: Final Observation Tape Nr.: EE2956, Beobachtung Nr.: 07, Mittelwert $\pm$ Standardabweichung der Lichtkurve: (505 ± 51) counts/sec/half.

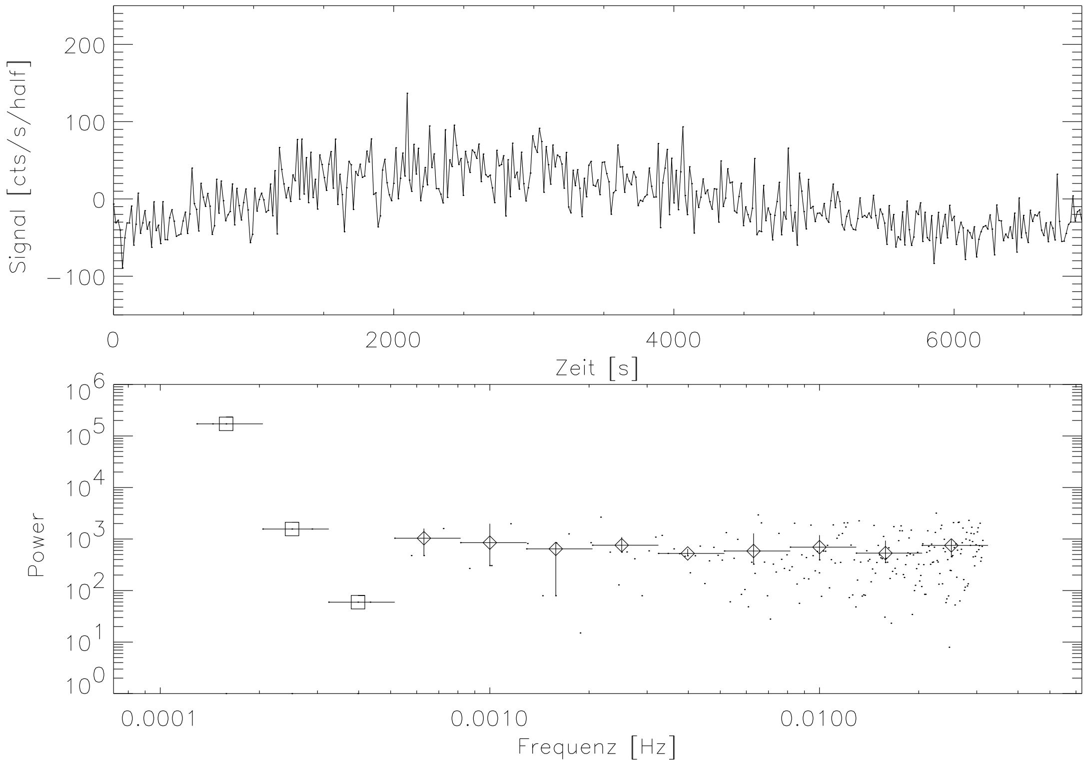

Abbildung 7.6: Final Observation Tape Nr.: EE2929, Beobachtung Nr.: 10, Mittelwert ± Standardabweichung der Lichtkurve: (508 ± 38) counts/sec/half.

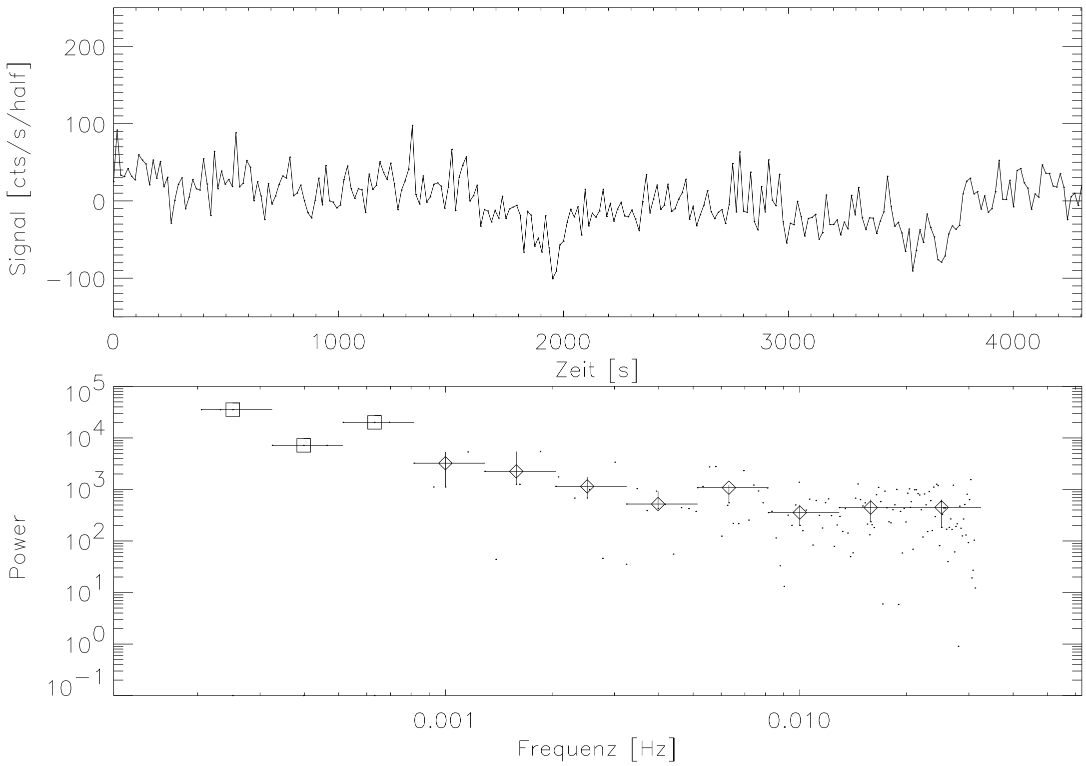

Abbildung 7.7: Final Observation Tape Nr.: EX3620, Beobachtung Nr.: 08, Mittelwert ± Standardabweichung der Lichtkurve: (367 ± 33) counts/sec/half.

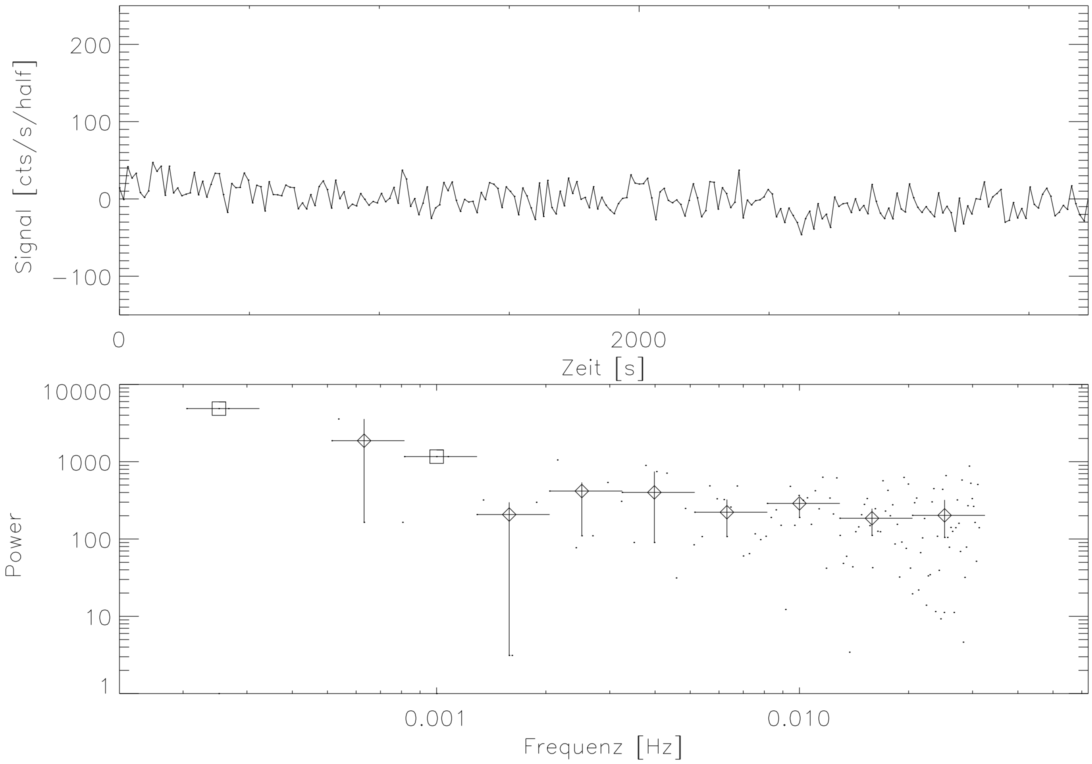

Abbildung 7.8: Final Observation Tape Nr.: EE3962, Beobachtung Nr.: 13, Mittelwert ± Standardabweichung der Lichtkurve: (352 ± 18) counts/sec/half.

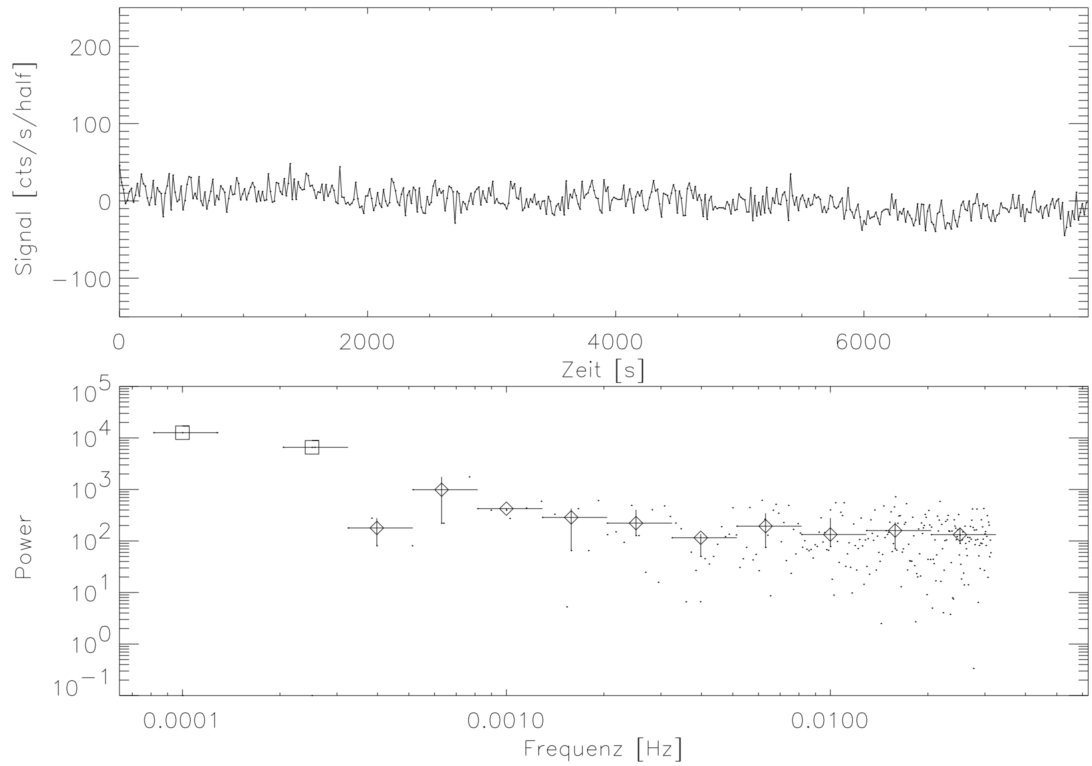

Abbildung 7.9: Final Observation Tape Nr.: EE3962, Beobachtung Nr.: 16, Mittelwert ± Standardabweichung der Lichtkurve: (309 ± 16) counts/sec/half.

7.2 Verteilung der Relaxationszeiten für die `ZURAMO` analysierten Beobachtungen

Für die 9 Beobachtungen aus Tab. 5.2 wurde jeweils ein Lichtkurvensample aus 100 Einzellichtkurven erzeugt (siehe Abschnitt 5.2.1). Hier wird für jedes dieser Lichtkurvensamples die Verteilung $h(\tau_1)$ der Relaxationszeiten τ_1 gezeigt, die durch die Anpassung linearer Zustandsraummodelle erster Ordnung an die 100 Lichtkurvenstücke gewonnen wurden. Die Verteilungen sind mit einer Auflösung von 0.048 s dargestellt. Zusätzlich ist in jedem der Histogramme der Mittelwert $\bar{\tau}_1$ (strichpunktierte Linie) und die empirische Standardabweichung s_{τ_1} (gestrichelte Linie) der Verteilung gekennzeichnet.

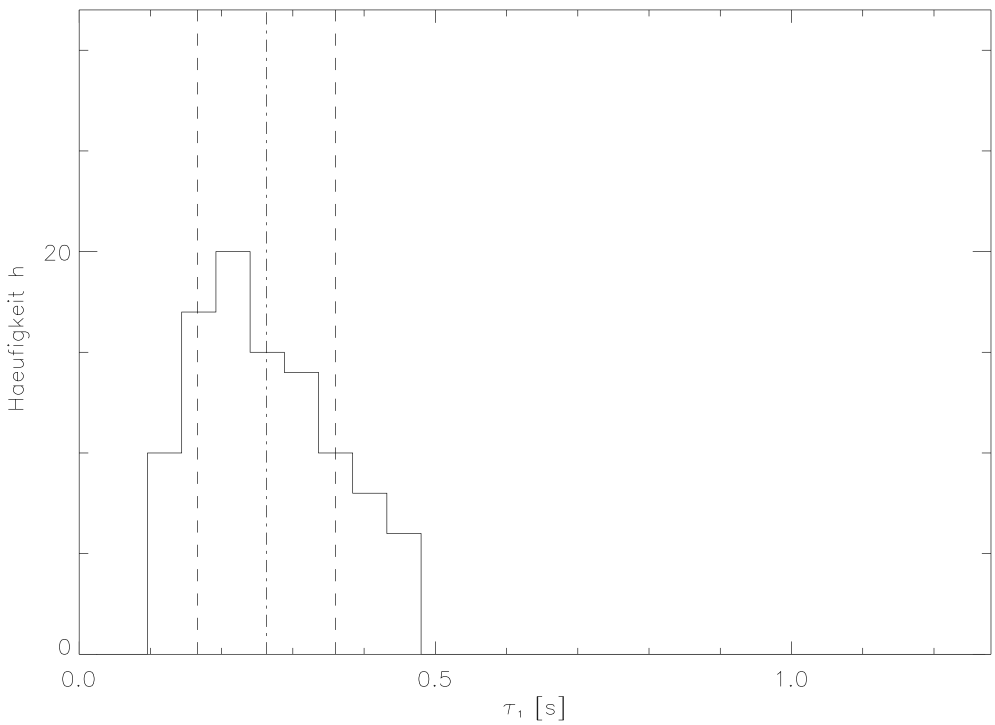

Abbildung 7.10: Final Observation Tape Nr.: EE8087, Beobachtung Nr.: 05, $\bar{\tau}_1 \pm s_{\tau_1} = (0.26 \pm 0.10)\,\mathrm{s}$, $\tau_{1,\max} = 0.22\,\mathrm{s}$.

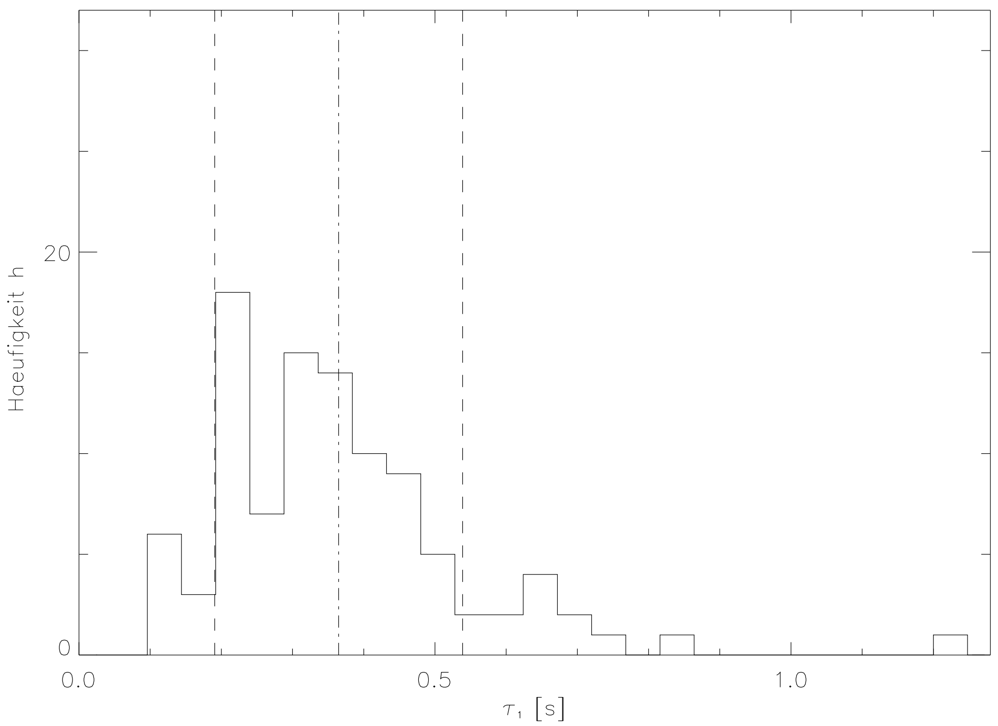

Abbildung 7.11: Final Observation Tape Nr.: EE1723, Beobachtung Nr.: 06, $\bar{\tau}_1 \pm s_{\tau_1} = (0.36 \pm 0.17)\,\mathrm{s}$, $\tau_{1,\mathrm{max}} = 0.22\,\mathrm{s}$.

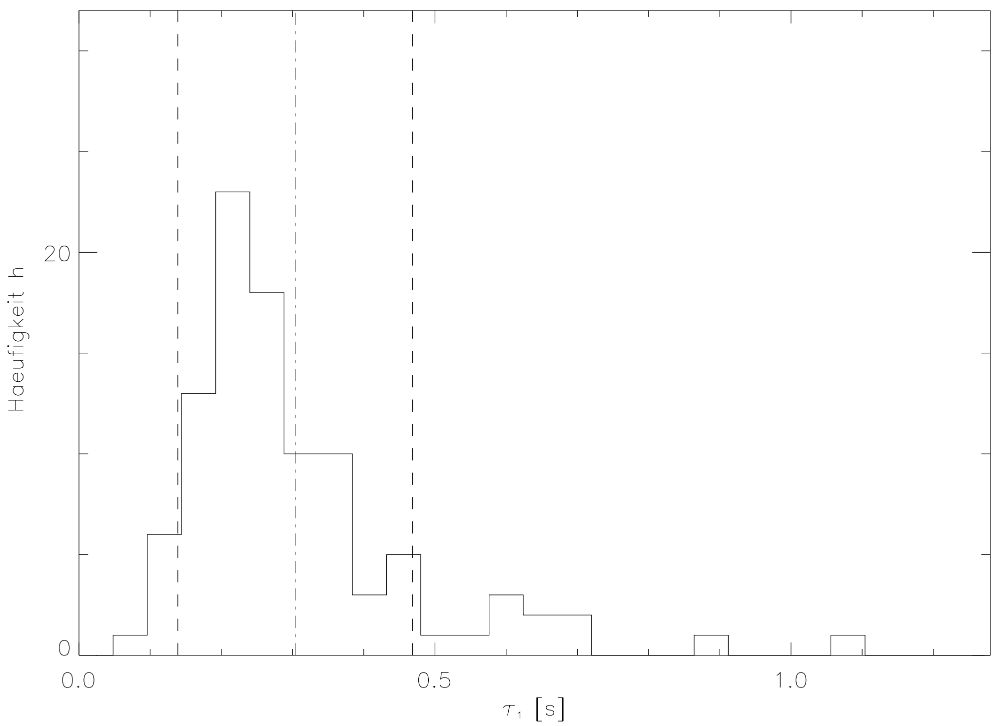

Abbildung 7.12: Final Observation Tape Nr.: EE2461, Beobachtung Nr.: 06, $\bar{\tau}_1 \pm s_{\tau_1} = (0.30 \pm 0.16)\,\mathrm{s}$, $\tau_{1,\mathrm{max}} = 0.22\,\mathrm{s}$.

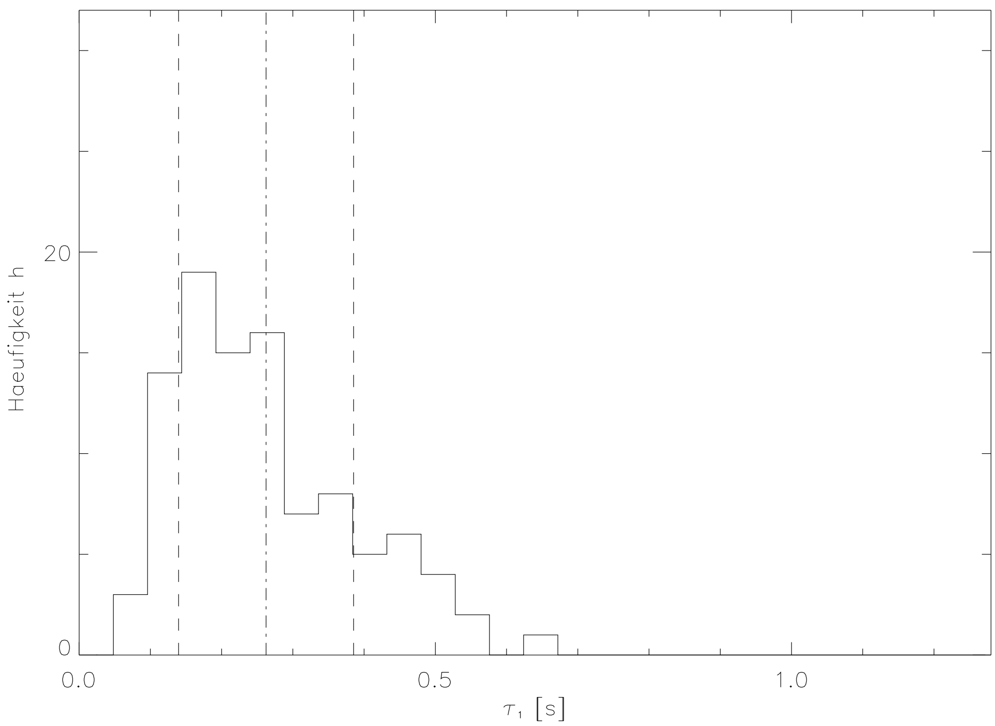

Abbildung 7.13: Final Observation Tape Nr.: EE2956, Beobachtung Nr.: 06, $\bar{\tau}_1 \pm s_{\tau_1} = (0.26 \pm 0.12)\,\mathrm{s}$, $\tau_{1,\mathrm{max}} = 0.17\,\mathrm{s}$.

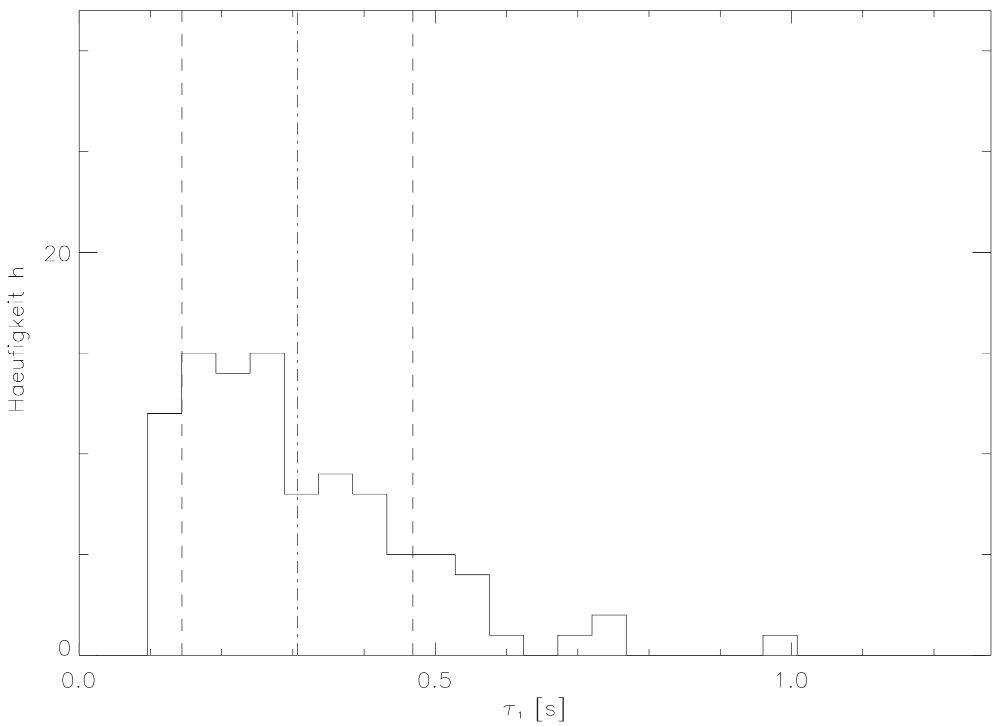

Abbildung 7.14: Final Observation Tape Nr.: EE2956, Beobachtung Nr.: 07, $\bar{\tau}_1 \pm s_{\tau_1} = (0.31 \pm 0.16)\,\mathrm{s}$, $\tau_{1,\mathrm{max}} = 0.17\,\mathrm{s}$.

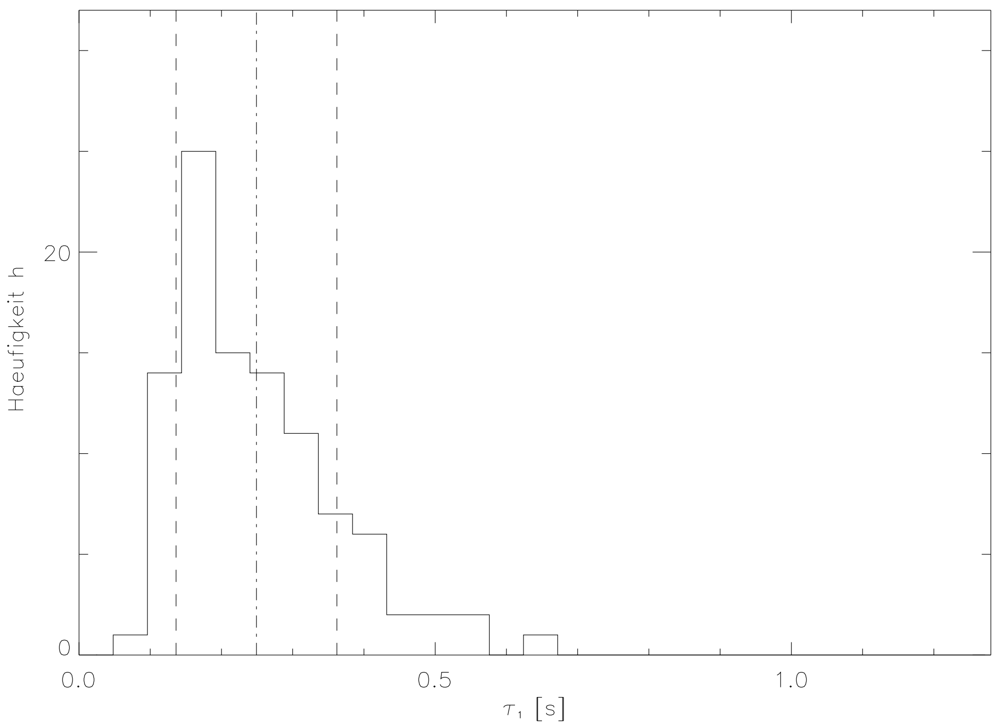

Abbildung 7.15: Final Observation Tape Nr.: EE2929, Beobachtung Nr.: 10, $\bar{\tau}_1 \pm s_{\tau_1} = (0.25 \pm 0.11)\,\mathrm{s}$, $\tau_{1,\mathrm{max}} = 0.17\,\mathrm{s}$.

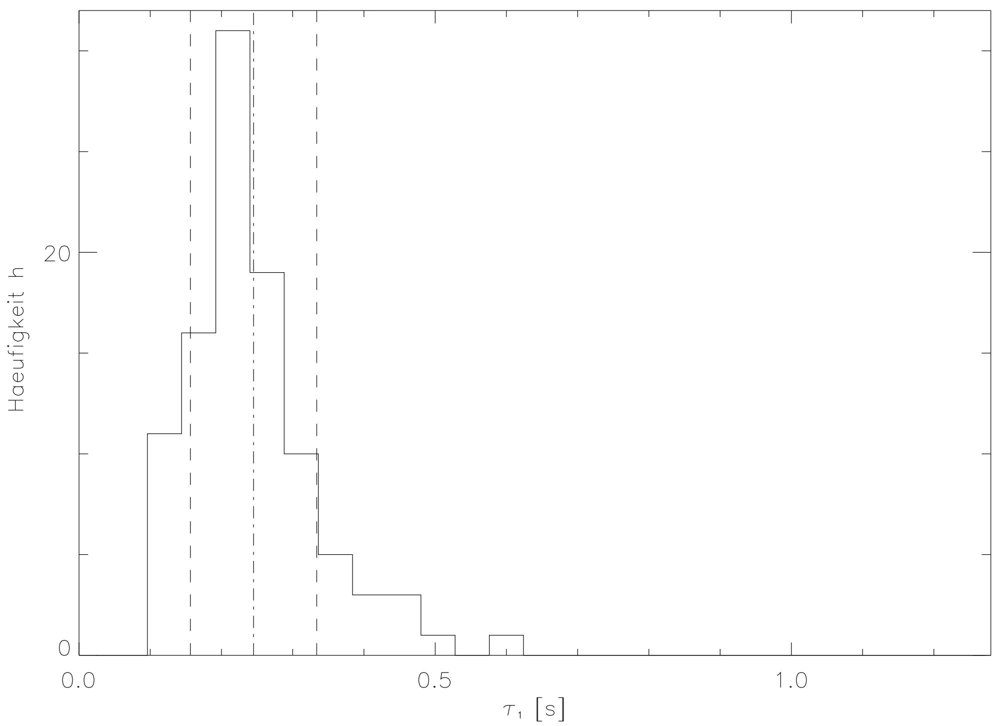

Abbildung 7.16: Final Observation Tape Nr.: EX3620, Beobachtung Nr.: 08, $\bar{\tau}_1 \pm s_{\tau_1} = (0.25 \pm 0.09)\,\mathrm{s}$, $\tau_{1,\mathrm{max}} = 0.22\,\mathrm{s}$.

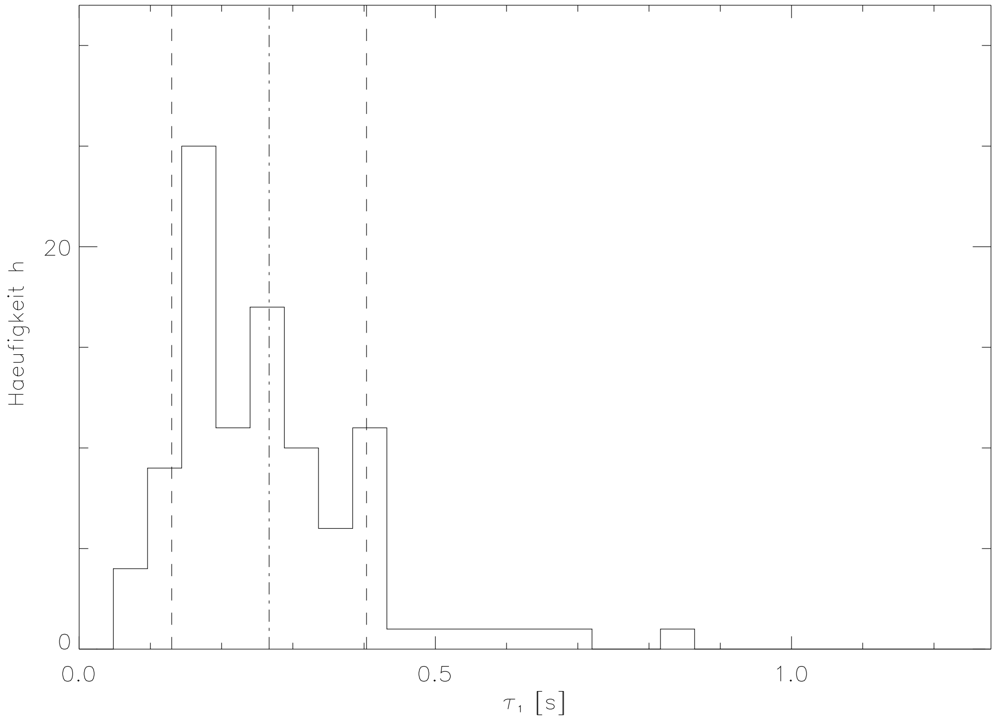

Abbildung 7.17: Final Observation Tape Nr.: EE3962, Beobachtung Nr.: 13, $\bar{\tau}_1 \pm s_{\tau_1} = (0.27 \pm 0.14)\,\mathrm{s}$, $\tau_{1,\max} = 0.17\,\mathrm{s}$.

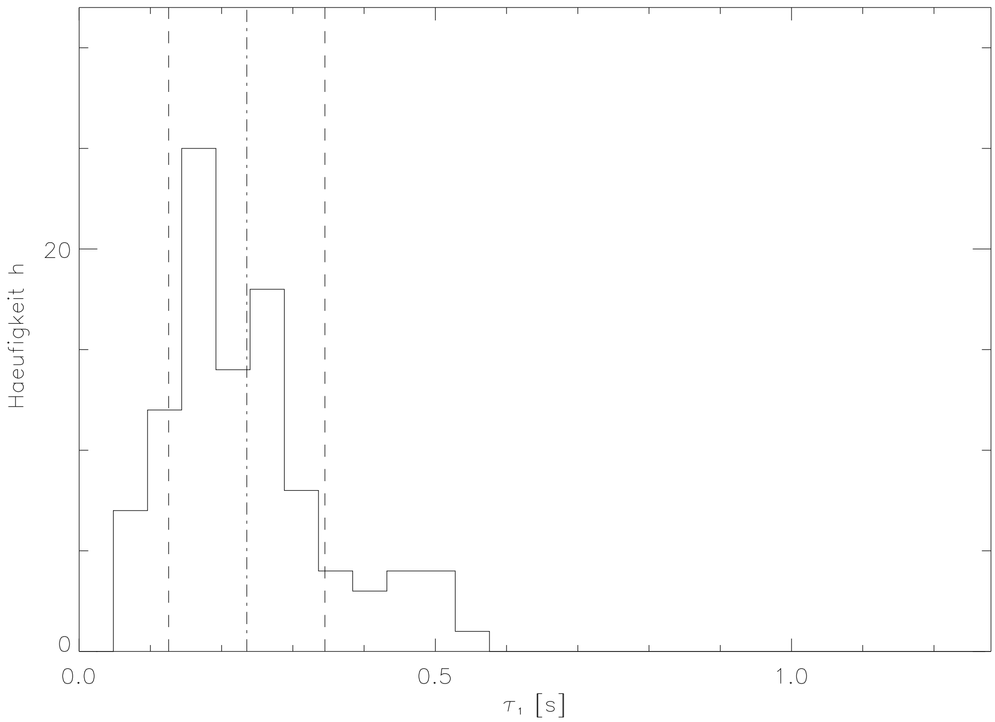

Abbildung 7.18: Final Observation Tape Nr.: EE3962, Beobachtung Nr.: 16, $\bar{\tau}_1 \pm s_{\tau_1} = (0.24 \pm 0.11)\,\mathrm{s}$, $\tau_{1,\max} = 0.17\,\mathrm{s}$.

7.3 Literatur

Angelini, L., White, N. E., 1992, IAU Circ. 5580

Angelini, L., White, N. E., Stella, L., 1994, in New Horizon of X-Ray Astronomy (F. Makino, T. Ohashi (eds.)), Tokyo: Universial Academy Press, 429

Avni, Y., Bahcall, J. N., 1975, ApJ, 197, 675

Bahcall, J. N., Dyson, F. J., Katz, J. I., Paczyński, B., 1974, ApJ, 189, L17

Balbus, S. A., Hawley, J. F., 1991, ApJ, 376, 214

Balog, N. I., Goncharskiĭ, A. V., Cherepashchuk, A. M., 1981, Sov. Astron. Lett., 7, 336

Bałucińska, M., Hasinger, G., 1991, A&A, 241, 439

Bałucińska-Church, M., Belloni, T., Church, M. J., Hasinger, G., 1995, A&A, 302, L5

Belloni, T., Hasinger, G., 1990a, A&A, 230, 103

Belloni, T., Hasinger, G., 1990b, A&A, 227, L33

Bolton, C. T., 1972, Nature, 235, 271

Bolton, C. T., 1975, ApJ, 200, 269

Borkus, V. V., Kaniovsky, A. S., Efremov, V. V., et al., 1995, Astron. Let., 21, 794

Bowyer, S., Byram, E. T., Chubb, T. A., Friedman, H., 1965, Science, 147, 394

Bradt, H. V. D., Ohashi, T., Pounds, K. A., 1992, A&AR, 30, 391

Braes, L. L. E., Miley, G. K., 1971, Nature, 232, 246

Conti, P. S., 1978, A&A, 63, 225

Cowley, A. P., 1992, ARA&A, 30, 287

Cui, W., Zhang, S. N., Jahoda, K., et al., 1997, in The Transparent Universe (C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, P. Durouchoux (eds.)), ESA SP-382, Noordwijk: ESA Publications Division, 209

de Korte, P. A. J., Bleeker, J. A. M., den Boggende, A. J. F., et al., 1981, Space Sci. Rev., 30, 495

Doi, K., 1978, Nature, 275, 197

Dolan, J. F., 1992, ApJ, 384, 249

Donati, T., Negoro, H., Mitsuda, K., et al., 1996, IAU Circ. 6415

Done, C., Mulchaey, J. S., Mushotzky, R. F., Arnaud, K. A., 1992, ApJ, 395, 275

Dove, J. B., Wilms, J., Begelman, M. C., 1997, ApJ, 487, in press

Dove, J. B., Wilms, J., Maisack, M., Begelman, M. C., 1997, ApJ, 487, in press

Ebisawa, K., 1997, Adv. Space Res., 19, 5

Fender, R. P., Brocksopp, C., 1997, IAU Circ. 6544

Frank, J., King, A., Raine, D., 1992, Accretion Power in Astrophysics, Cambridge: Univ. Cambridge Press, 2nd edition

Friend, D. B., Castor, J. I., 1982, ApJ, 261, 293

Frontera, F., Fuligni, F., 1975, ApJ, 198, L105

Galeev, A. A., Rosner, R., Vaiana, G. S., 1979, ApJ, 229, 318

Gantert, C., 1989, Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg im Breisgau

Gantert, C., 1993, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg im Breisgau

Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., Rossi, B. B., 1962, Phys. Rev. Lett., 9, 439

Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Done, C., et al., 1997, MNRAS, in press

Gies, D. R., Bolton, C. T., 1982, ApJ, 260, 240

Gies, D. R., Bolton, C. T., 1986a, ApJ, 304, 371

Gies, D. R., Bolton, C. T., 1986b, ApJ, 304, 389

Giles, A. B., 1981, MNRAS, 195, 721

Haardt, F., Done, C., Matt, G., Fabian, A. C., 1993, ApJ, 411, L95

Hamilton, D., Wu, K. H., 1987, J. Time Ser. Anal., 16, 249

Hamilton, J. D., 1994, Time Series Analysis, Princeton: Princeton University Press, 1st edition

Hasinger, G., van der Klis, M., 1989, A&A, 225, 79

Hawking, S. W., Ellis, G. F. R., 1973, The Large Scale Structure of Space-Time, Cambridge: Univ. Cambridge Press

Hawley, J. F., Balbus, S. A., 1991, ApJ, 376, 223

Herrero, A., Kudritzki, R. P., Gabler, R., et al., 1995, A&A, 297, 556

Herrero, A., Kudritzki, R. P., Vilchez, J. M., et al., 1992, A&A, 261, 209

Hjellming, R. M., Wade, C. M., 1971, ApJ, 168, L21

Holt, S. S., Boldt, E. A., Serlemitsos, P. J., Kaluzienski, L. J., 1976, ApJ, 203, L63

Honerkamp, J., 1994, Stochastic Dynamical Systems: Concepts, Numerical Methods, Data Analysis, Weinheim: VCH

Hua, X.-M., Titarchuk, L., 1995, ApJ, 449, 188

Hutchings, J. B., 1974, ApJ, 188, 341

Hutchings, J. B., Cowley, A. P., Crampton, D., et al., 1979, ApJ, 229, 1079

Kemp, J. C., 1983, IAU Circ. 3780

Kemp, J. C., Herman, L. C., Barbour, M. S., 1978, AJ, 83, 962

King, A. R., 1993, in Galactic High-Energy Astrophysics High-Accuracy Timing and Positional Astronomy (J. van Paradijs, H. M. Maitze (eds.)), Lecture Notes in Physics 418, Heidelberg: Springer, 161

Kitamoto, S., Miyamoto, S., Tanaka, Y., et al., 1984, PASJ, 36, 731

König, M., 1994, Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

König, M., 1997, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

König, M., Timmer, J., 1997, A&A, in press

König, M., Wilms, J., Staubert, R., 1997, Nature, in preparation

Kouveliotou, C., Finger, M. H., Fishman, G. J., et al., 1992, IAU Circ. 5576

Lamb, F. K., Shibazaki, N., Alpar, M. A., Shaham, J., 1985, Nature, 317, 681

Laplace, P. S., 1795, Le Système du Monde, Vol. II. Des Mouvements Réels des Corps Célestes, Paris

Laplace, P. S., 1799, in Allgemeine Geographische Ephemeriden, Vol. 4(1), Weimar, (engl. trans. in Hawking & Ellis 1973)

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

Liang, E. P., Nolan, P. L., 1984, Space Sci. Rev., 38, 353

Liang, E. P. T., Price, R. H., 1977, ApJ, 218, 247

Ling, J. C., Mahoney, W. A., Wheaton, W. A., Jacobsen, A. S., 1987, ApJ, 321, L117

Ling, J. C., Mahoney, W. A., Wheaton, W. A., et al., 1983, ApJ, 275, 307

Lochner, J. C., Swank, J. H., Szymkowiak, A. E., 1991, ApJ, 376, 295

Lutz, J. H., Lutz, T. E., 1972, AJ, 77, 376

Margon, B., Bowyer, S., Stone, R. P. S., 1973, ApJ, 185, L113

Marshall, F. E., Mushotzky, R. F., Petre, R., Serlemitsos, P. J., 1993, ApJ, 419, 301

Mauder, H., 1973, A&A, 28, 473

Meekings, J. F., Wood, K. S., Hedler, R. L., et al., 1984, ApJ, 278, 288

Michell, J., 1784, Phil. Trans. Roy. Soc. London, 74, 35, (presented 27 November 1783)

Miller, G. S., 1995, ApJ, 441, 770

Miyamoto, S., Kitamoto, S., 1989, Nature, 342, 773

Miyamoto, S., Kitamoto, S., Iga, S., et al., 1992, ApJ, 391, L21

Miyamoto, S., Kitamoto, S., Mitsuda, K., Dotani, T., 1988, Nature, 336, 450

Murdin, P., Webster, B. L., 1971, Nature, 233, 110

Narayan, R., 1996, ApJ, 462, 136

Ninkov, Z., Walker, G. A. H., Yang, S., 1987a, ApJ, 321, 438

Ninkov, Z., Walker, G. A. H., Yang, S., 1987b, ApJ, 321, 425

Nolan, P. L., Gruber, D. E., Matteson, J. L., et al., 1981, ApJ, 246, 494

Novikov, I. D., 1995, Black Holes and the Universe, Cambridge: Univ. Cambridge Press

Nowak, M. A., 1995, PASP, 107, 1207

Nowak, M. A., Vaughan, B. A., 1996, MNRAS, 280, 227

Oda, M., 1977, Space Sci. Rev., 20, 757

Oda, M., Gorenstein, P., Gursky, H., et al., 1971, ApJ, 166, L1

Oda, M., Takagishi, K., Matsuoka, M., et al., 1974, PASJ, 26, 303

Ogawara, Y., Mitsuda, K., Masai, K., et al., 1982, Nature, 295, 675

Oppenheimer, J. R., Snyder, H., 1939, Phys. Rev., 56, 455

Page, C. G., 1985, Space Sci. Rev., 40, 387

Papoulis, A. P., 1991, Probability, Random Variables and Stochastic Processes, New York: McGraw-Hill, 3rd edition

Payne, D. G., 1980, ApJ, 237, 951

Peacock, A., Andresen, R. D., Manzo, G., et al., 1981, Space Sci. Rev., 30, 525

Press, W. H., 1978, Comments Astrophys., 7, 103

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P., 1992, Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing, Cambridge: Univ. Cambridge Press, 2nd edition

Priedhorsky, W., Garmire, G. P., Rothschild, R., et al., 1979, ApJ, 233, 350

Priedhorsky, W. C., Brandt, S., Lund, N., 1995, A&A, 300, 415

Priedhorsky, W. C., Terrell, J., Holt, S. S., 1983, ApJ, 270, 233

Pudritz, R. E., Fahlman, G. G., 1982, MNRAS, 198, 689

Rappaport, S. A., Joss, P. C., 1983, in Accretion-driven stellar X-ray sources (W. H. G. Lewin, E. P. J. van den Heuvel (eds.)), Cambridge: Univ. Cambridge Press, 1st edition, Chapt. 1, 1

Roberts, D. H., Lehar, J., Dreher, J. W., 1987, ApJ, 93, 968

Robinson, E. L., Nather, R. E., 1979, ApJS, 39

Ross, R. R., Fabian, A. C., Mineshige, S., 1992, MNRAS, 258, 189

Rothschild, R. E., Boldt, E. A., Holt, S. S., Serlemitsos, P. J., 1974, ApJ, 189, L13

Scargle, J. D., 1981, ApJS, 45, 1

Scargle, J. D., 1982, ApJ, 263, 835

Scargle, J. D., 1989, ApJ, 343, 874

Schlittgen, R., Streitberg, B. H. J., 1995, Zeitreihenanalyse, München, Wien: R. Oldenbourg, 6th edition

Schwarzschild, K., 1916, Sitzber. Dtsch. Akad. Wiss. Berlin, Math. Phys. Tech. Kl., 189

Shaftner, A. W., Harms, R. J., Margon, B., Katz, J. I., 1980, ApJ, 240, 612

Shakura, N. I., Sunyaev, R. A., 1973, A&A, 24, 337

Shapiro, S. L., Lightman, A. P., Eardley, D. M., 1976, ApJ, 204, 187

Shapiro, S. L., Teukolsky, S. A., 1983, Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars, New York: Wiley

Slettebak, A., 1988, PASP, 100, 770

Steinle, H., 1980, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität, München

Steinle, H., Voges, W., Pietsch, W., et al., 1982, A&A, 107, 350

Stella, L., White, N. E., Davelaar, J., et al., 1985, ApJ, 288, L45

Sunyaev, R. A., Titarchuk, L. G., 1980, A&A, 86, 121

Sutherland, P. G., Weisskopf, M. C., Kahn, S. M., 1978, ApJ, 219, 1029

Tanaka, Y., Lewin, W. H. G., 1995, in X-ray Binaries (W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, E. P. J. van den Heuvel (eds.)), Cambridge: Univ. Cambridge Press, 126

Tannanbaum, H., Gursky, H., Kellog, E., Giacconi, R., 1972, ApJ, 177, L5

Taylor, B. G., Andresen, R. D., Peacock, A., Zobl, R., 1981, Space Sci. Rev., 30, 479

Tennant, A. F., Fabian, A. C., Shafer, R. A., 1986, MNRAS, 219, 871

Terrell, N. J., 1972, ApJ, 174, L35

Timmer, J., 1995, Vorverarbeitung, Modellierung und Klassifikation von Zeitreihen: eine mathematisch-physikalische Analyse, Frankfurt: Harri Deutsch, 1st edition

Timmer, J., König, M., 1995, A&A, 300, 707

Titarchuk, L., 1994, ApJ, 434, 570

Trimble, V., Rose, W. K., Weber, J., 1973, MNRAS, 162, 1p

Turner, M. J. L., Smith, A., 1981, Space Sci. Rev., 30, 513

Turon, C., Crézé, M., Egret, D., et al., 1992, The Hipparcos Input Catalogue, ESA-SP 1136, Noordwijk: ESA

Unno, W., Yoneyama, T., Urata, K., et al., 1990, PASJ, 42, 269

van der Klis, M., 1995, in X-ray Binaries (W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, E. P. J. van den Heuvel (eds.)), Cambridge: Univ. Cambridge Press, 252

van der Klis, M., Jansen, F., van Paradijs, J., et al., 1985, Nature, 316, 225

van der Klis, M., Swank, J. H., Zhang, W., et al., 1996, ApJ, 469, L1

Vikhlinin, A., Churazov, E., Gilfanov, M., et al., 1994, ApJ, 424, 395

Voges, W., Atmanspacher, H., Scheingraber, H., 1987, ApJ, 320, 794

Wade, C. M., Hjellming, R. M., 1972, Nature, 235, 271

Walborn, N. R., 1973, ApJ, 179, L123

Walborn, N. R., Lennon, D. J., Haser, S. M., et al., 1995, PASP, 107, 104

Webster, B. L., Murdin, P., 1972, Nature, 235, 37

Wei, W. W. S., 1990, Time Series Analysis: Univariate and Multivariate Methods, Redwood City, CA: Addison-Wesley, 1st edition

Weisskopf, M. C., Kahn, S. M., Sutherland, P. G., 1975, ApJ, 199, L147

Weisskopf, M. C., Sutherland, P. G., 1978, ApJ, 221, 228

Weisskopf, M. C., Sutherland, P. G., Katz, J. I., Canizares, C. R., 1978, ApJ, 223, L17

White, N. E., van Paradijs, J., 1996, ApJ, 473, L25

Wilms, J., 1996, Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Wilms, J., Dove, J., Staubert, R., Begelman, M. C., 1997, in The Transparent Universe (C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, P. Durouchoux (eds.)), ESA SP-382, Noordwijk: ESA Publications, 233

Wold, H. O. A., 1938, A Study in the Analysis of Stationary Time Series, Uppsala: Almquist and Wiksell

Wu, C.-C., Eaton, J. A., v. Holm, A., et al., 1982, PASP, 94, 149

Yule, G. U., 1927, Phil. Trans. R. Soc. A, 226, 304

Zel'dovich, Y. B., Guseynov, O. H., 1965, ApJ, 144, 840

Zhang, S. N., Cui, W., Harmon, B. A., et al., 1997, ApJ, 477, L95

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen herzlich danken, die mich im Laufe des letzten Jahres bei meiner Arbeit am Astronomischen Institut in Tübingen unterstützt und so zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben. Die stete Ansprechbarkeit und Hilfsbereitschaft der Institutsmitglieder hat mir sehr geholfen. Mein Dank gilt insbesondere:

Herrn Prof. Dr. R. Staubert für die Vergabe des interessanten Themas und die Korrektur dieser Arbeit.

Michael König für seine hervorragende Betreuung der Arbeit. Michael hat mir das ZURAMO Programm sowie viele weitere Zeitreihenanalyse Programme zur Verfügung gestellt und mir gezeigt wie man sie anwendet. Er hat zahlreiche Fragen zur Zeitreihenanalyse und zu anderen Themen beantwortet und mir viele Anregungen für meine Arbeit gegeben. Mit seiner Hilfe entstand auch ein Poster bzw. ein Konferenzbericht mit den ZURAMO Ergebnissen für Cyg X-1.

Jörn Wilms, der unter anderem *der* Ansprechpartner für Cygnus X-1 ist, sowie für UNIX-Rechner, Latex, ... Besonders danken möchte ich Jörn für die schwierige Installation der IA Software und für die inhaltliche und formale Korrektur meiner Diplomarbeit.

Susanne Schandl für das Korrekturlesen und die motivierenden Gespräche.

Susanne Friedrich für die Anfertigung der Karte von S. 44 und die gute aber leider kurze Nachbarschaft.

Ingo Kreykenbohm und Beate Stelzer, die angenehme und hilfsbereite Teamkollegen sind.

Michael Maisack, der mir besonders in der Einarbeitungsphase viel geholfen hat (EXOSAT Archiv, Beschaffung der FOTs).

Vielen weiteren Institutsmitgliedern, die mir im Laufe des Jahres geholfen haben.

Meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht und mich in jeder Hinsicht dabei unterstützt haben.

Katja Pottschmidt,
Mai 1997