



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.13.16.01-TDI

UM ESTUDO EM RAIOS X DE SCO X-1 UTILIZANDO DADOS DO INTEGRAL

Taís Michele Maiolino

Dicertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. João Braga,
aprovada em 29 de fevereiro de
2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BC3TTH>>

INPE
São José dos Campos
2012

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):

Presidente:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.13.16.01-TDI

UM ESTUDO EM RAIOS X DE SCO X-1 UTILIZANDO DADOS DO INTEGRAL

Taís Michele Maiolino

Dicertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. João Braga,
aprovada em 29 de fevereiro de
2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BC3TTH>>

INPE
São José dos Campos
2012

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Maiolino, Taís Michele.

M285u Um estudo em raios X de Sco X-1 utilizando dados do INTEGRAL / Taís Michele Maiolino. – São José dos Campos : INPE, 2012.

xxii + 79 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.13.16.01-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012.

Orientador : Dr. João Braga.

1. SCO X-1. 2. Binários de raios X de baixa massa. 3. Satélite INTEGRAL. 4. ajuste espectral. 5. raios X. 6. correlação. 7. diafragma cor-cor. 8. diafragma cor-intersidade duro. I.Título.

CDU 52-735

Copyright © 2012 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2012 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Mestre em
Astrofísica

Dr. Deonísio Cieslinski



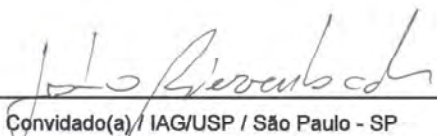
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. João Braga



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Gastão Cesar Bierrenbach Lima Neto



Convidado(a) / IAG/USP / São Paulo - SP

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

Aluno (a): Tais Michele Maiolino

São José dos Campos, 29 de fevereiro de 2012

*“A ciência serve para nos dar uma idéia de quão extensa é a nossa
ignorância”*

FÉLICITÉ ROBERT DE LAMENNAIS

*A meus pais Gilson e Mônica, a meus irmãos Maicon,
Paula, Naira, Victor e Bruna e a meu noivo Bruno.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador Dr. João Braga e ao Dr. Flávio D'Amico por todo o conhecimento passado, apoio, paciência, atenção e ajuda.

A todos meus professores da pós-graduação, Dr. Carlos Alexandre Wuenche, Dr. Joaquim Costa, Dr. Francisco Jablonski, Dr. Odylio Denys de Aguiar, Dr. João Braga, Dr. Willians Vilas Boas e Dr. Tobias Frederico.

Também agradeço à Dra. Cláudia Vilega Rodrigues, ao Dr. Deonísio Cieslinski e ao Dr. Oswaldo Miranda Duarte.

Aos meus professores da graduação Dr. Manfredo Tabacniks, Dr. Fernando Brenha e Dr. Augusto Damineli.

Agradeço imensamente ao meu pai Gilson Braz Maiolino, à minha mãe Mônica V. L. Maiolino e à família que sempre me apoiou incondicionalmente, com muito, muito amor e carinho.

Ao meu noivo Bruno Nunes Vaz, também com muito, muito amor e carinho, pela ajuda nos mínimos detalhes, pela compreensão e respeito ao meu trabalho e pelo companheirismo.

Agradeço também ao Dr. Célio Costa Vaz e à família Vaz.

Aos meus amigos do INPE, Carlos Cedeño Montana, Manuel Castro Ávila, Mariana Cunha Costa, Camila Paiva Novais, Márcia Guedes, Victor Souza Magalhães, Karleyne Medeiros Gomes da Silva, Teresa Satiko, Patrick da Rosa Silveira e Leonardo Almeida.

RESUMO

Sco X-1 é uma binária de raios X de baixa massa do tipo Z e a fonte persistente mais brilhante em raios X moles do céu. Neste trabalho fizemos um estudo de longo termo desta fonte utilizando 13 observações distribuídas entre os anos de 2003 e 2010 com o satélite INTEGRAL. Estudamos o espectro emitido na faixa de energia de 20 a 200 keV, buscando encontrar correlações entre os parâmetros dos ajustes e também entre o estágio da fonte no diagrama cor-cor e o diagrama cor-intensidade duro (produzido em raios X duros na faixa de 20 a 60 keV com dados do HEXTE). Utilizamos o modelo de comptonização (*compTT* no XSPEC) para ajustar o espectro até ~ 40 -50 keV e uma lei de potência (PEGPWRLW no XSPEC) para ajustar a parte não térmica de ~ 40 -50 keV até 200 keV. Somente em uma das observações a componente não térmica não foi detectada. O índice da lei de potência médio obtido correspondente às outras observações em que a componente não térmica é detectada é igual a $3,06 \pm 0,21$. Da correlação entre os parâmetros dos ajustes encontramos evidências de que a componente não térmica tem origem do processo de Comptonização. Não encontramos uma maneira eficiente de determinar todos os três estágios da fonte no caminho Z no diagrama cor-cor em raios X moles através do diagrama cor-intensidade duro. Porém, encontramos uma característica no diagrama cor-intensidade duro que permita talvez (porque há a necessidade de mais investigação) inferir que a fonte está em um estágio de acreção de massa de moderada a alta.

A STUDY OF SCO X-1 USING X-RAY DATA FROM INTEGRAL

ABSTRACT

Sco X-1 is a low mass x ray binary (also a Z source) and it is the brightest persistent soft X ray source in the sky. In this work we did a long term study of this source using 13 observations between the years 2003 and 2010 provided by the INTEGRAL satellite. We studied the spectra (20-200 keV) searching for correlations between the parameters of the spectral fits and between the stage of source in the Z-track of color-color diagram and the hard hardness-intensity diagram (produced with X ray in the range of 20 to 60 keV, with RXTE/HEXTE data). We used the compTT model (XSPEC) for fit the spectra to ~ 40 -50 keV and one power law (PEGPWRLW model) to fit the non-thermal part of the spectrum, ~ 40 -50 keV to 200 keV. Only in one observation the non-thermal component wasn't detected. The mean powerlaw index obtained for the other observations where the non-thermal component was detected is $3,06 \pm 0,21$. From the correlation between the fit parameters we found strong evidences that the non-thermal component is originated by the Comptonization process. We didn't find an efficient way to determine the Z-track of source in the color-color diagram through the hard hardness-intensity diagram. However, we found a behavior in the hard hardness-intensity diagram that maybe allow us to infer (although a detailed investigation is still needed) that the source is at a stage of mass accretion from moderate to high.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Figura artística e esquemática de uma binária de raios X de baixa massa.	3
1.2 Distribuição das binárias de raios X de baixa massa (círculos abertos) e binárias de raios X de alta massa (círculos preenchidos) em coordenadas galácticas. A seta indica a fonte Sco X-1.	4
1.3 Figura esquemática apresentando a coroa do disco de acreção CDA quente e ionizada, esta região é responsável pelo espalhamento dos fótons de raios X.	6
1.4 Efeitos da inclinação. Os diferentes ângulos em que podemos observar a binária produzem uma variedade de efeitos. Uma inclinação perto de 90° (isto é, no mesmo plano da órbita e do disco) faz com que a fonte central não seja visível e somente raios X espalhados por um vento ou coroa do disco de acreção (CDA) podem ser vistos (e são parcialmente eclipsados pela estrela companheira). Entre inclinações de cerca de 60° a 80° a fonte central é visível, mas com <i>dips</i> e outras modulações sobrepostas pela estrutura do disco. Abaixo de 60° a fonte central é sempre visível e pouquíssima modulação orbital pode ser detectada.	7
1.5 Diagramas cor-cor (DCC) em raios X. DCC de uma fonte Z típica (à esquerda) e DCC de uma fonte Atoll típica (à direita). A fonte Z apresenta os ramos horizontal, normal e fulgurante, indicados na figura pelas siglas HB, NB e FB. A fonte Atoll também apresenta seus ramos banana superior, banana inferior e ilha, indicados pelas siglas UB, LB e I.	9
1.6 Aumento monotônico da taxa de acreção de massa de HB para FB de uma fonte Z.	10
1.7 Diagrama cor-cor das principais fontes tipo Z. Na coluna da direita encontram-se as principais fontes tipo Sco X-1 e na coluna da esquerda as principais fontes tipo Cyg X-2.	11
2.1 INTEGRAL.	23
2.2 Disposição dos instrumentos do INTEGRAL.	26
2.3 Divisões em módulos e submódulos dos detectores ISGRI e do PICsIT	28
2.4 Corte do desenho das várias componentes do IBIS, junto com o colimador (Hopper).	30
2.5 O padrão da máscara codificada do IBIS.	31

3.1	Imagem da observação de Sco X-1 do dia 12/03/2005.	41
3.2	Espectro da observação de Sco X-1 do dia 31/07/2003.	42
4.1	Gráfico do espectro de Sco X-1 de 12,137/08/2003 ajustado com o modelo compTT. Acima: a linha contínua em vermelho corresponde ao modelo compTT. Abaixo: resíduos em unidades de σ em relação ao modelo ajustado (linha contínua vermelha). Repare que os resíduos acima de ~ 50 keV indicam a necessidade de inclusão de mais uma componente no ajuste.	52
4.2	Gráfico do espectro de Sco X-1 de 12,137/08/2003 (o mesmo da figura anterior) ajustado com o modelo COMP TT+PEGPWRLW. Acima: as componentes individuais e o ajuste total. Abaixo: resíduos em unidades de σ em relação ao modelo ajustado.	53
4.3	Gráfico do espectro de Sco X-1 (dia 19/09/2005) ajustado com o modelo compTT. Acima: a linha contínua corresponde ao modelo COMP TT. Abaixo: resíduos em unidades de σ	54
4.4	Os gráficos estão em função da data juliana modificada de observação menos 50000. A: fluxo térmico (azul) na faixa de energia de 20 a 50 keV. B: fluxo não térmico (vermelho) na faixa de energia de 50 a 200 keV.	60
4.5	Gráfico de kT_e versus o índice da lei de potência.	61
4.6	Gráfico do índice da lei de potência versus o parâmetro de normalização da componente não térmica (pegpwr1w).	62
4.7	Gráfico do parâmetro de normalização da componente não térmica (Npeg) versus o fluxo não térmico (50-200 keV).	63
4.8	Gráfico do índice da lei de potência versus o fluxo não térmico (50-200 keV).	63
4.9	Gráfico do parâmetro de normalização da componente térmica (compTT) versus o parâmetro de normalização da componente não térmica (pegpwr1w).	64
4.10	Gráfico do parâmetro de normalização da componente térmica (Ncom) versus o fluxo não térmico (50-200 keV).	64
4.11	Gráfico de kT_e versus o parâmetro de normalização da componente não térmica (pegpwr1w).	65
4.12	Gráfico do fluxo térmico (20-50 keV) versus o fluxo não térmico (50-200 keV). A seta indica o limite superior (3σ) do fluxo não térmico do dia de observação 19/09/2005.	65
4.13	Gráfico do índice da lei de potência versus o fluxo térmico (20-50 keV).	66

4.14	Gráfico do parâmetro de normalização da componente térmica (N_{com}) versus o fluxo térmico (20-50 keV).	67
4.15	Gráfico de kT_e versus o fluxo térmico (20-50 keV).	67
4.16	Gráfico de kT_e versus o fluxo não térmico (50-200 keV).	68
4.17	Diagrama cor intensidade duro	70

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Características da missão INTEGRAL	25
2.2 Características dos Formatos de Telemetria do IBIS.	34
3.1 Datas dos dias de observações de Sco X-1. (a) dia de observação baixado do site do ISDC como referente ao dia 01/08/2003. A conversão do Dia Juliano do INTEGRAL, que identifica a data da observação no cabeçalho do arquivo, para a data do calendário gregoriano acusou que esta data de observação na verdade é referente ao dia 12/08/2003. Como temos duas observações referentes ao dia 12/08/2003, apresentamos a fração destes dias. O tempo de observação corresponde ao tempo de observação útil (corrigido para o tempo morto).	36
3.2 $\Delta \chi^2$ crítico	45
3.3 Parâmetros de entrada do modelo COMPTT. O parâmetro 5 (também chamado de Approx) deve necessariamente ser congelado.	48
3.4 Parâmetros de entrada do modelo PEGPWRLW. Os parâmetros 2 e 3 são congelados automaticamente pelo XSPEC.	49
4.1 Parâmetros do ajuste espectral de cada dia de observação. O parâmetro kT_0 e kT_e correspondem aos valores da energia dos fótons incidentes e a dos elétrons, o parâmetro τ corresponde à profundidade óptica, N_{com} e N_{peg} correspondem às normalizações dos modelos COMPTT e PEGPWRLW. As incertezas nos parâmetros são dadas com o nível de confiança igual a 90 %. (a) parâmetro livre.	55
4.2 Ajustes COMPTT+PEGPWRLW com geometria esférica e cilíndrica.	56
4.3 Parâmetros estatísticos dos ajustes espectrais. Para a data 19/09/2005 o valor do χ^2 -reduzido e o número de graus de liberdade (gdl) correspondem ao ajuste da componente COMPTT somente. Para todos os outros dias de observações os dados da tabela correspondem ao ajuste espectral com a utilização das duas componentes.	57

4.4 Fluxos de 20-50 keV e de 50-200 keV.

As incertezas são dadas com o nível de confiança de 90 %. O fluxo de 50-200 keV do dia de observação 19/09/2005 corresponde a um limite superior (3σ). 58

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Binárias de raios X	2
1.1.1 Binárias de raios X de baixa massa	5
1.1.1.1 Fontes do tipo Z e fontes do tipo Atoll	8
1.2 Acreção esfericamente simétrica	12
1.2.1 Balanço de energia	12
1.2.2 O limite de Eddington	14
1.3 Mecanismos de emissão em raios X de BXBMs	16
1.3.1 O espalhamento compton inverso	16
1.3.2 Emissão síncrotron	17
1.3.3 Bremsstrahlung	17
1.3.4 Radiação de corpo negro	18
1.4 Ajustes espectrais de binárias de raios X de baixa massa com estrelas de nêutrons	20
1.5 Por que estudar uma binária de raios X de baixa massa e do tipo Z?	20
2 O OBSERVATÓRIO INTEGRAL	23
2.1 Introdução	23
2.2 Os instrumentos	24
2.2.1 O JEM-X	24
2.2.2 O OMC	26
2.2.3 O SPI	26
2.2.4 O IBIS	27
2.2.4.1 Os detectores do IBIS	27
2.2.5 Descrição detalhada do IBIS	29
2.2.5.1 Pixeis com ruído	29
2.2.5.2 Blindagem (veto)	29
2.2.5.3 A máscara codificada	29
2.2.5.4 Unidade de calibração a bordo	31
2.2.5.5 Funcionamento	32
2.2.5.6 Modos de observação	33

3	REDUÇÃO DE DADOS E SOFTWARES UTILIZADOS	35
3.1	Redução dos dados	35
3.1.1	Visão geral dos passos da redução dos dados do IBIS	36
3.1.2	Reconstrução das imagens com o ISGRI	38
3.1.3	Construção dos espectros	40
3.1.4	Extração da curva de luz e criação do diagrama cor-intensidade	43
3.2	XSPEC	43
3.2.1	O ajuste espectral	43
3.2.2	Os parâmetros do modelo	45
3.2.3	$R(I, E)$: a função resposta do instrumento	45
3.2.4	$M(E)$: o modelo espectral	46
3.2.4.1	O modelo COMPTT	46
3.2.4.2	O cenário do modelo COMPTT	47
3.2.4.3	A fonte de fótons de baixa frequência para o modelo COMPTT	49
3.2.4.4	O modelo PEGPWRLW	49
4	ANÁLISE DE DADOS E DISCUSSÕES	51
4.1	Análise espectral	51
4.1.1	Parâmetros dos ajustes	53
4.1.2	Parâmetros estatísticos	57
4.1.3	Fluxos	58
4.2	Correlações entre os parâmetros dos ajustes	61
4.3	Diagrama cor intensidade duro e os possíveis estágios da fonte no diagrama cor-cor	68
5	CONCLUSÃO	71
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	73

1 INTRODUÇÃO

Sco X-1 é uma binária de raios X de baixa massa (BXBM), que é uma das classes existentes de sistemas binários de raios X. BXBMs são laboratórios cósmicos importantes, constituídos por uma estrela compacta, que pode ser um buraco negro (BN) ou uma estrela de nêutrons (EN) fracamente magnetizada ($B \sim 10^{8-10}$ G), que acreta massa de sua estrela companheira principalmente através de um disco de acreção. Esses sistemas liberam raios X (ver seção 1.2.1) tipicamente do disco de acreção interno e/ou da camada limite (situada entre o disco e a superfície da estrela de nêutrons) e/ou da superfície da estrela de nêutrons (neste caso os raios X são produzidos pelo impacto do fluxo de acreção com esta superfície).

Sco X-1 foi a primeira fonte de raios X extrasolar a ser descoberta (GIACCONI *et al.*, 1962), e é a fonte persistente mais brilhante do céu em raios X moles. Porém, foi somente após 5 anos de sua descoberta que I.S. SHKLOVSKY, examinando a emissão no óptico e em raios X, modelou corretamente que a radiação observada vinha de uma estrela de nêutrons acretando matéria de uma estrela companheira (SHKLOVSKY, 1967).

Sco X-1 é portanto o protótipo de BXBMs com estrela de nêutrons e, depois de sua descoberta, cerca de 98 binárias de raios X foram encontradas (HEASARC DATABASE, 2011). A estrela de nêutrons de Sco X-1 possui massa de $\sim 1,4 M_{\odot}$ e a estrela companheira, uma subgigante evoluída, possui massa de $\sim 0,42 M_{\odot}$ (STEEGHS; CASARES, 2002). Este sistema está localizado na constelação do Escorpião a $2,8 \pm 0,3$ kpc de distância da Terra (BRADSHAW *et al.*, 1999), com coordenadas $\alpha=16^h 19^m 55,07^s$ $\delta=-15^{\circ} 38' 25,0''$ ($J2000.0$), $l=359,0942^{\circ}$ $b=+23,7844^{\circ}$ (ver Figura 1.2), e período orbital de $\sim 18,9$ horas (GOTTLIEB *et al.*, 1975).

Sco X-1 é também a fonte mais brilhante em rádio entre as BXBMs com estrelas de nêutrons, com fluxo médio em rádio igual a 10 ± 3 mJy, que é cerca de 10 vezes maior do que qualquer outra fonte tipo Z (FENDER; HENDRY, 2000). Esta fonte também foi amplamente estudada na faixa do óptico e do rádio (ver, por exemplo, CANIZARES *et al.* 1975; ILOVAISKY *et al.* 1980), com observações também simultâneas nestas bandas de energia com a banda de raios X.

Nesta introdução nós primeiramente descreveremos as propriedades gerais das binárias de raios X, que se dividem em binárias de raios X de alta massa (BXAM) e

binárias de raios X de baixa massa. Damos ênfase maior para as BXBM (categoria à qual Sco X-1 pertence), e descrevemos as diferentes classes de BXBM (com enfoque para fontes do tipo Z), a acreção de matéria esfericamente simétrica, o limite de Eddington, os mecanismos de emissão em raios X e ajustes espectrais de BXBMs com estrelas de nêutrons.

1.1 Binárias de raios X

Os objetos compactos, como as estrelas de nêutrons, buracos negros e as anãs brancas, podem se tornar fortes emissores de radiação através do processo de acreção de massa de uma estrela próxima o suficiente para gerar um sistema gravitacionalmente ligado.

Como já mencionado, as binárias de raios X são a classe de objetos emissores de raios X que estão associadas com EN ou BN acretando matéria de uma estrela companheira. Neste processo de acreção de matéria, uma quantidade significativa de energia gravitacional é transformada em energia térmica. Observações de binárias de raios X com discos de acreção mostram que a temperatura da parte mais interna do disco é > 1 keV, e a maioria dos fótons emitidos são fótons de raios X. Uma descrição mais quantitativa deste cenário é apresentada na seção 1.2.1.

O entendimento dessas fontes teve aumento significativo nas duas últimas décadas devido ao lançamento de observatórios espaciais, tais como o *Rossi X-ray Timing Explorer* (RXTE), *BeppoSAX*, *Chandra X-ray observatory*, XMM-NEWTON, *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO), *Suzaku*, *Swift* e o *INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (INTEGRAL).

Estudos no óptico das binárias de raios X podem revelar as propriedades físicas da estrela companheira (CHARLES; COE, 2006). A massa da estrela companheira é um dos fatores mais relevantes pois dita uma das propriedades mais importantes das binárias de raios X: se o modo de acreção é dado via transbordamento do lobo de Roche ou via vento estelar, dando origem às duas categorias de binárias de raios X; se a massa da estrela companheira é massiva ($\gtrsim 10M_{\odot}$), de tipo espectral O ou B, o sistema é classificado como binária de raios X de alta massa (BXAM, com acréscimo de matéria via vento); se a massa da estrela companheira é $\lesssim 2M_{\odot}$, e se a estrela é de tipo espectral posterior ao tipo A, a binária é chamada de binária de raios X de baixa massa (BXBM, com acréscimo de massa via transbordamento do lobo de

Roche). Os casos em que a estrela companheira tem massa compreendida entre 2 e $10 M_{\odot}$ são raros e pouco relevantes. A Figura 1.1 representa um exemplo de BXBM.

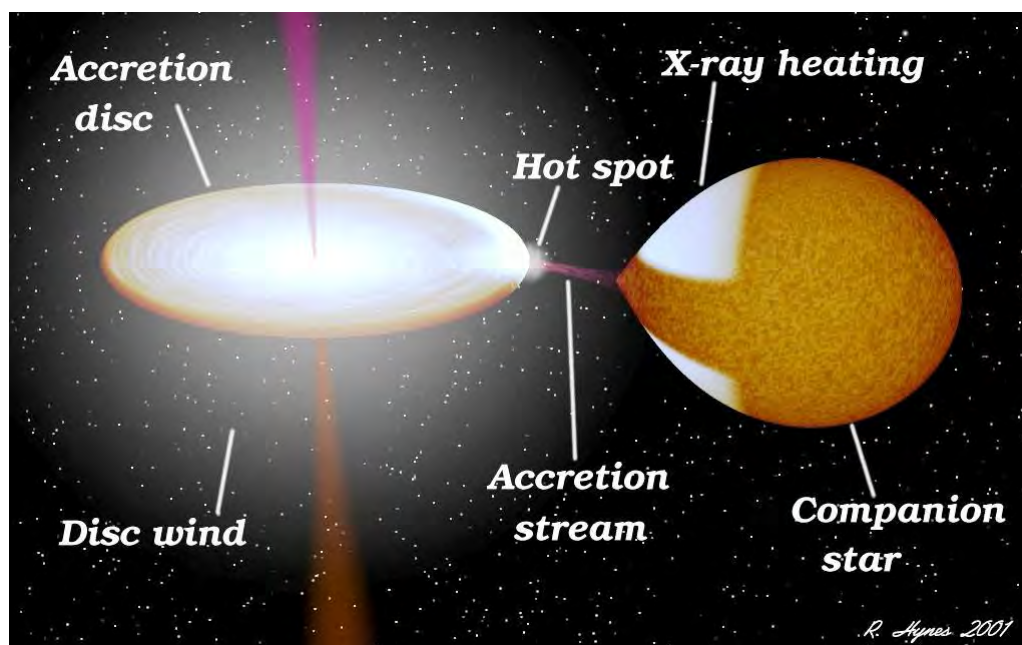


Figura 1.1 - Figura artística e esquemática de uma binária de raios X de baixa massa. Fonte: Hynes (2001).

Como mencionado anteriormente, geralmente BXAMs apresentam acreção através de vento (por exemplo Vela X-1), porém em algumas destas fontes um disco de acreção pode se formar (por exemplo, Cen X-3).

A maioria das BXAMs apresenta pulsos de raios X regulares (que as classificam como pulsares de acréscimo), (NAGASE, 1989), pois as estrelas de nêutrons presentes nestes sistemas apresentam alto campo magnético ($B \sim 10^{12}$ G). Nestes casos a acreção de massa ocorre somente por uma pequena área da estrela de nêutrons próxima ao pólo magnético, devido ao afunilamento da matéria pelo campo magnético da estrela. O eixo do campo magnético é inclinado em relação ao eixo de rotação da estrela de nêutrons. Das 114 BXAMs presentes na nossa galáxia, 66 pertencem a esta classe (LIU et al., 2006).

As BXAMs apresentam mais duas subclasses: as chamadas binárias de raios X supergigantes (SgXBs) e uma nova subclasse, descoberta pelo INTEGRAL, as tran-

sientes rápidas supergigantes de raios X (*supergiant fast X-ray transients*, SFXTs) (ver SIDOLI 2011).

Nas BXBMs, como as duas estrelas estão muito próximas, a massa da estrela companheira pode preencher o lobo de Roche. Assim, transferência de matéria sem perda de momento angular pode acontecer através do ponto Lagrangiano interno, e a acreção é realizada via um disco de acreção em torno do objeto compacto (ver seção 1.1.1). A maioria destes sistemas não apresentam pulsações em raios X. Muitas BXBMs apresentam *bursts* de raios X do tipo I, que são “*flashes*” termonucleares deflagrados na superfície da estrela de nêutrons (LEWIN et al. 1993 e referências ali citadas). A ausência de pulsos de raios X e a presença de *bursts* indicam que o campo magnético na maioria das estrelas de nêutrons de BXBMs é muito menor do que o de pulsares de raios X (tipicamente, $B \sim 10^{8-10}$ G).

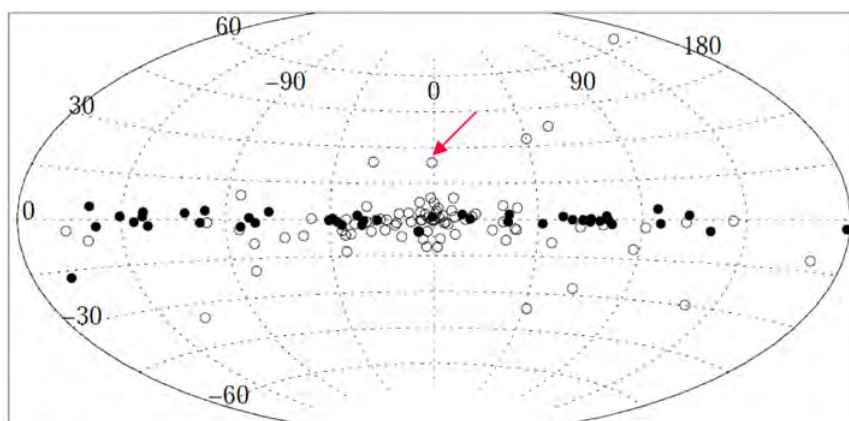


Figura 1.2 - Distribuição das binárias de raios X de baixa massa (círculos abertos) e binárias de raios X de alta massa (círculos preenchidos) em coordenadas galácticas. A seta indica a fonte Sco X-1.

Fonte: Grimm et al. (2002).

O tempo de vida das BXAMs ($\sim 10^5 - 10^7$ anos) é mais curto do que o tempo de vida das BXBMs ($\sim 10^7 - 10^9$), pois é determinado pela escala de tempo de evolução da estrela companheira massiva, enquanto que o tempo de vida das BXBMs é determinado pelo processo de transferência de massa, que é governado pela evolução da binária (TAURIS; HEUVEL, 2006). Assim, as BXAMs são encontradas principalmente no plano Galáctico, onde estão presente estrelas jovens e massivas, enquanto que as BXBMs são encontradas principalmente na direção do Centro Galáctico e em

aglomerados globulares (ver Figura 1.2).

Acredita-se que as BXAMs são formadas quando a estrela companheira massiva sobrevive a explosão de supernova da outra estrela, que evolui para um objeto compacto, enquanto que as BXBMs são provavelmente formadas via captura gravitacional de uma estrela de nêutrons ou buraco negro em uma região com grande densidade de estrelas, tal como o Centro Galáctico e os aglomerados globulares.

1.1.1 Binárias de raios X de baixa massa

Nas BXBMs o momento angular da matéria, ao deixar a estrela companheira, não permite que esta caia diretamente sobre o objeto compacto. Assim, a matéria entra em movimento orbital em torno do objeto central.

O atrito viscoso e a conservação do momento angular são os responsáveis pela expansão do anel de matéria acretada em ambas as direções, formando um disco de acreção (Figura 1.1).

BXBMs apresentam menos eclipses de raios X do que poderia ser esperado se o sistema consistisse simplesmente de uma estrela companheira pouco massiva preenchendo o lobe de Roche e transferindo matéria para o objeto compacto via um disco de acreção geometricamente fino (JOSS; RAPPAPORT, 1979). Milgrom (1978) sugeriu que essa discrepância poderia ser resolvida se a BXBM possuir um disco de acreção geometricamente espesso que pode esconder a fonte compacta de raios X em sistemas que são vistos perto do plano orbital (com inclinação ligeiramente alta), porém os raios X destes sistemas ainda poderiam ser vistos porque os fótons são espalhados por elétrons presentes em uma coroa quente e ionizada chamada coroa do disco de acreção (CDA) muito maior do que a estrela companheira e localizada acima e abaixo do disco de acreção (Figura 1.3) (BERTOUT et al., 1990). Isto faz a fonte parecer estendida e o resultado da passagem da estrela companheira é num eclipse parcial.

A descoberta, feita com o satélite HEAO-1, de eclipses parciais em X1822-371, que é vista próximo ao plano orbital, provou que o modelo do disco espesso de Milgrom está essencialmente correto (WHITE et al., 1981); (HELLIER; MASON, 1989).

Vemos que o ângulo de inclinação da fonte em relação à linha de visada do observador é responsável pelas propriedades observadas na curva de luz de uma BXBM. Em

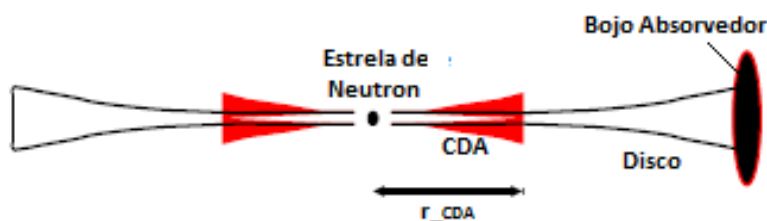


Figura 1.3 - Figura esquemática apresentando a coroa do disco de acreção CDA quente e ionizada, esta região é responsável pelo espalhamento dos fótons de raios X. Fonte: Church e Balucinska-Church (2011).

suma, para uma inclinação baixa ($\lesssim 60^\circ$) quase nenhuma modulação de raios X e nenhum eclipse serão observados; já no caso de uma inclinação intermediária, depressões periódicas em raios X (dips) ocorrerão, sendo causadas por estruturas na borda do disco de acreção (o bojo absorvedor), e, em poucos casos, um breve eclipse pela companheira pode ser visto. Por último, como já dito, em sistemas com alta inclinação ($\gtrsim 80^\circ$) a fonte de raios X é escondida atrás da borda do disco, mas os raios X espalhados pela CDA ainda são vistos, dando origem ao eclipse parcial (Figura 1.4).

Sco X-1 possui baixa amplitude na modulação óptica, com uma variação de brilho de 0,2 magnitudes em um período de $\sim 18,9$ horas (GOTTLIEB et al., 1975). Há falta de modulação em raios X, o que indica que este sistema é de baixa inclinação.

Existem vários tipos de fontes que pertencem à classe das binárias de raios X de baixa massa: candidatos a buracos negros transientes e persistentes (TANAKA; LEWIN, 1995), *bursters* transientes e persistentes (LEWIN et al., 1993), fontes brilhantes e persistentes do bojo como Sco X-1, pulsares de raios X como a fonte GX 1+4 (LEWIN et al., 1993).

A taxa de transferência de massa da estrela companheira da sequência principal para o objeto compacto é baixa devido ao encolhimento da órbita causado pela emissão de ondas gravitacionais e/ou pela frenagem magnética, mas se a estrela companheira for ligeiramente evoluída a taxa de transferência de massa é geralmente alta devido à expansão evolutiva da estrela (VERBUNT; HEUVEL, 1995). É portanto considerado que estas diferenças no tipo da estrela companheira afetam a luminosidade das BXBMs, sendo em média maior no caso da estrela companheira ser evoluída.

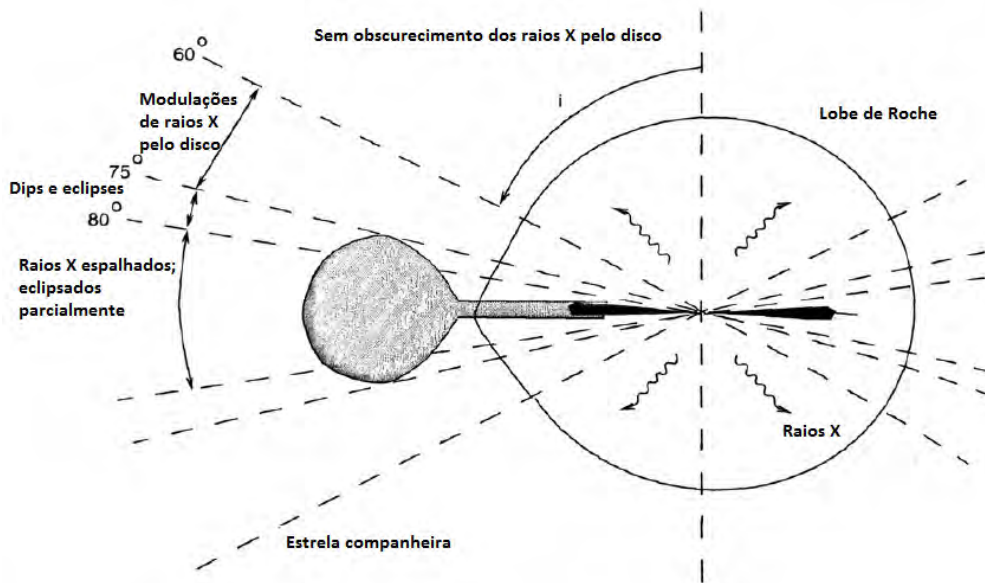


Figura 1.4 - Efeitos da inclinação. Os diferentes ângulos em que podemos observar a binária produzem uma variedade de efeitos. Uma inclinação perto de 90° (isto é, no mesmo plano da órbita e do disco) faz com que a fonte central não seja visível e somente raios X espalhados por um vento ou coroa do disco de acreção (CDA) podem ser vistos (e são parcialmente eclipsados pela estrela companheira). Entre inclinações de cerca de 60° a 80° a fonte central é visível, mas com *dips* e outras modulações sobrepostas pela estrutura do disco. Abaixo de 60° a fonte central é sempre visível e pouquíssima modulação orbital pode ser detectada.

Fonte: PADMANABHAN (2001)

A diferença no tipo da companheira também leva à diferenças no período orbital. Se a companheira é evoluída, o período orbital da BXB é geralmente maior do que meio dia, e menor do que isso se a companheira for da sequência principal. Por exemplo, Cyg X-2 possui um período orbital de $\sim 9,8$ dias (COWLEY et al., 1979), então provavelmente este sistema contém uma companheira evoluída, já 4U 1636-53 tem um período orbital de $\sim 4,0$ horas (PEDERSEN et al., 1981) e portanto é provável que este sistema possua uma estrela companheira da sequência principal.

Bursts de raios X regulares são frequentemente encontrados em estrelas de nêutrons com baixa luminosidade e baixo campo magnético. Acredita-se que a taxa de acreção de massa é o fator responsável pela ocorrência destes *bursts* (LEWIN et al., 1993). A baixas taxas de acreção de massa o combustível nuclear pode acumular na superfície da estrela de nêutrons de forma que explosões termonucleares podem ocorrer, for-

mando os chamados *bursts* de raios X do tipo I. A altas taxas de acreção de massa a queima na superfície da estrela de nêutrons é estável, e *bursts* não são esperados. Algumas fontes ainda mostram *bursts* de raios X irregulares (como Cyg X-2). Estes *bursts* irregulares são conhecidos como do tipo II e são considerados como sendo originados por instabilidades do disco de acreção.

Como o campo magnético da estrela de nêutrons é moderado/fraco em uma BXB, o disco de acreção pode se estender até muito perto da estrela. Assim, torques exercidos pela matéria acretada na estrela de nêutrons são considerados como os responsáveis pelo *spin-up* da estrela, ou seja, pelo aumento da rotação da estrela. Este aumento da taxa de rotação pode levar a períodos de milisegundos (especialmente se a taxa de acreção for alta). Rádio pulsares de milisegundos também possuem campos magnéticos da ordem de 10^{8-10} G. Por esta razão e pela alta incidência de binárias entre esses pulsares foi cogitada a hipótese de que uma grande parte desses objetos seja produzida também por BXBs que sofreram *spin-up* (BHATTACHARYA; HEUVEL, 1991). Este modelo foi magnificamente demonstrado com a observação de SAX 1808.4-3658 (WIJNANDS; KLIS, 1998).

1.1.1.1 Fontes do tipo Z e fontes do tipo Atoll

Duas ferramentas úteis para analisar os espectros em raios X passaram a ser amplamente utilizadas. A primeira consiste em dividir o espectro de raios X moles em bandas de energias e investigar como uma cor em raios X (a razão entre taxas de contagens de fótons entre bandas de energia consecutivas) se correlaciona com a intensidade da fonte (a taxa de contagens de fótons em toda a banda de energia estudada), formando o que é chamado de diagrama cor-intensidade (DCI). A segunda ferramenta consiste no diagrama cor-cor (DCC), que investiga a correlação entre duas cores, uma dura e uma mole. Este último diagrama é feito separando a banda de energia de raios X moles estudada em três faixas de energia (A, B e C) contínuas e crescentes. A cor dura é a razão C/B e a cor mole B/A, e no diagrama cor-cor a cor dura é graficada versus a cor mole.

Hasinger e van der Klis (1989), utilizando dados do EXOSAT, produziram DCC para 16 BXBs e encontraram que as fontes mais luminosas produziam padrões diferentes das fontes menos luminosas (na maioria *bursters*). As 6 fontes mais brilhantes apresentaram um padrão parecido com um Z (ou parte dele) no diagrama, enquanto que as outras fontes mostraram-se um pouco mais fragmentadas no di-

agrama (ver Figura 1.5). Assim, devido à forma do caminho gerado no diagrama cor-cor, as BXBMs foram divididas em duas classes, as do tipo Z ou fontes Z, e as do tipo Atoll ou fontes Atoll.

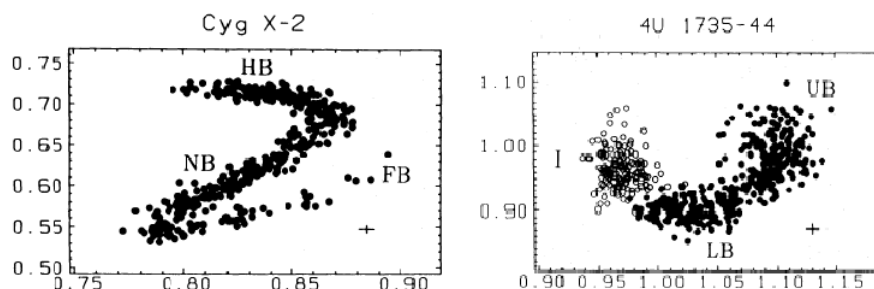


Figura 1.5 - Diagramas cor-cor (DCC) em raios X. DCC de uma fonte Z típica (à esquerda) e DCC de uma fonte Atoll típica (à direita). A fonte Z apresenta os ramos horizontal, normal e fulgurante, indicados na figura pelas siglas HB, NB e FB. A fonte Atoll também apresenta seus ramos banana superior, banana inferior e ilha, indicados pelas siglas UB, LB e I.
Fonte: [Hasinger e van der Klis \(1989\)](#).

Fontes Atoll mostram apenas dois tipos de ramos: o ramo banana (nome devido à forma) é dividido em dois estágios, o UB e o LB (das siglas em inglês de *upper banana*, banana superior, e *lower banana*, banana inferior), e o outro ramo é chamado de estado de ilha, no qual as cores da fonte não mudam muito numa escala de tempo de horas a dias (ver Figura 1.5).

Fontes Z apresentam três estados, correspondentes aos três ramos do Z, designados como *horizontal branch* **HB** (ramo horizontal, a parte superior do Z), *normal branch* **NB** (ramo normal, parte intermediária do Z) e *flaring branch* **FB** (ramo fulgurante, a parte inferior do Z). O nome de cada ramo é meramente histórico: ramo horizontal foi baseado no fato de que as primeiras fontes estudadas apresentaram-se horizontalmente orientadas no diagrama cor-intensidade, o ramo normal devido ao fato das fontes permanecerem neste estado na maior parte do tempo e o ramo fulgurante devido às fontes mostrarem flares intensos, quando neste ramo.

Os diferentes estados das fontes Z e Atoll são governados pela taxa de acreção de massa. Para as fontes Atoll, essa taxa aumenta do estado ilha para a banana inferior, e da banana inferior para a superior. Nas fontes tipo Z a taxa cresce monotonicamente.

mente de HB para NB e de NB para FB (PRIEDHORSKY et al., 1986a); (HASINGER, 1990), ver Figura 1.6. Esse aumento da taxa de acreção de massa de HB para FB foi sugerido a partir de um aparente aumento de radiação UV nos três ramos do Z, e este comportamento tem sido adotado como padrão (CHURCH; BALUCINSKA-CHURCH, 2011).

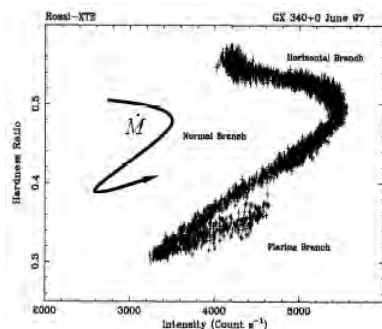


Figura 1.6 - Aumento monotônico da taxa de acreção de massa de HB para FB de uma fonte Z.

Fonte: Church e Balucinska-Church (2011).

A divisão de fontes tipo Z e Atoll foi proposta também como sendo devida à diferenças no campo magnético e na taxa de acreção de massa (Hasinger; van der Klis, 1989). As fontes Z são consideradas de campos magnéticos maiores ($\sim 10^9-10^{10}$ G) do que as fontes Atoll ($\sim 10^8-9$ G) e taxa de acreção de massa próximas (e superiores) às taxas de Eddington, enquanto que as fontes tipo Atoll possuem taxas de acreção inferiores à taxa de Eddington. Tudo isso é possivelmente causado pelo processo evolucionário onde há a presença de estrelas companheiras mais evoluídas nas fontes tipo Z, e se isto estiver correto, os períodos das fontes tipo Z são maiores do que os da Atoll (ver seção 1.1.1).

Fontes do tipo Z dão origem à classe mais brilhante das binárias de raios X de baixa massa. Estas se movem suavemente através do diagrama cor-cor, de HB para FB, passando necessariamente por NB e vice-versa. Correlação entre os três estágios (HB, NB e FB) dessas fontes e variabilidades temporais como QPOs (*quasi-periodic oscillations*) têm sido amplamente estudadas (ver, por exemplo, KUULKERS 1995). As mudanças físicas que ocorrem nos diferentes ramos ainda não são bem entendidas.

Quase todas as fontes Z observadas têm exibido o ramo normal. Somente a fonte

GX 394+2 apresenta um NB não muito desenvolvido (e não apresenta o HB), como mostra a Figura 1.7, que contém as principais fontes Z (Hasinger; van der Klis, 1989).

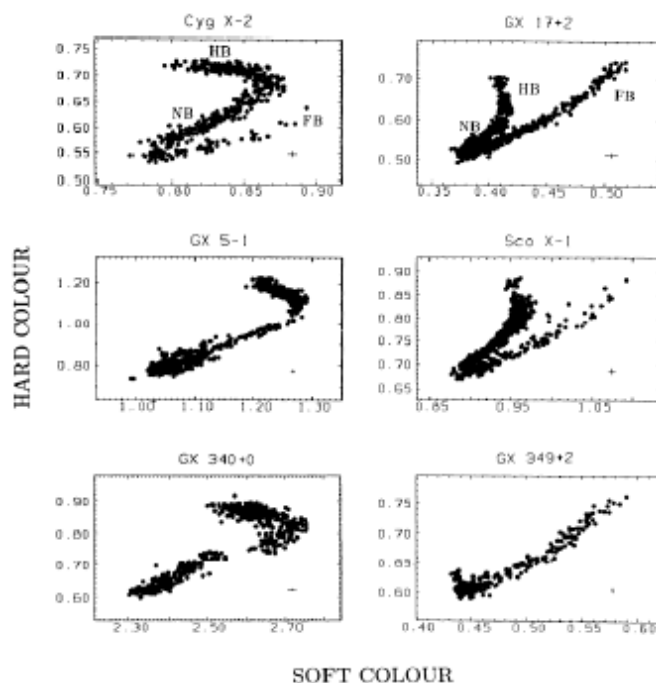


Figura 1.7 - Diagrama cor-cor das principais fontes tipo Z. Na coluna da direita encontram-se as principais fontes tipo Sco X-1 e na coluna da esquerda as principais fontes tipo Cyg X-2.

Fonte: Hasinger e van der Klis (1989).

Quando uma fonte é comparada com outra, o FB mostra-se com diferentes comportamentos. As fontes Sco X-1, GX 17+2 e GX 349+2 mostram *0 bursts* de alta intensidade correspondendo à movimentação rápida, sem paradas, ao longo do FB. Entretanto, em Cyg X-2 e em GX 340+0 o FB é fraco. GX 5-1 apresenta comportamento similar ao das fontes Cyg X-2 e GX 340+0 no FB (KUULKERS, 1995).

Assim, devido ao comportamento dos diferentes ramos apresentados nos diagramas cor-cor, as fontes tipo Z foram separadas em dois sub-grupos: as fontes Z como Cyg X-2, possuindo todos os três ramos, e as fontes Z como Sco X-1, que possuem fortes FBs e fracos HBs.

É sugerido também que o comportamento do FB das fontes como Sco X-1 observados com o RXTE sejam explicados pela medida de temperaturas mais altas das estrelas

de nêutrons (~ 2 keV) quando comparadas com as fontes como Cyg X-2 (~ 1 keV). Church e Balucinska-Church (2011) propuseram que os FBs de fontes tipo Sco X-1 consistem de uma queima nuclear instável combinada com o aumento da taxa de acreção de massa, o que causaria o aquecimento da estrela de nêutrons, enquanto que em fontes tipo Cyg X-2 o FB consiste apenas de queima nuclear instável.

1.2 Acreção esfericamente simétrica

1.2.1 Balanço de energia

Usando a aproximação Newtoniana, dado um corpo de massa M e raio R , o potencial gravitacional liberado pela acreção da massa m até a superfície do corpo de massa M será:

$$\Delta E_{ac} = GMm/R, \quad (1.1)$$

onde G é a constante gravitacional. Para uma EN com massa $M = 1,4M_{\odot}$ e $R = 10$ km, $\Delta E_{ac} = 0,21mc^2$, onde c é a velocidade da luz no vácuo. Comparando com a energia nuclear liberada pela queima do hidrogênio em hélio:

$$\Delta E_{nu} = 0,007mc^2, \quad (1.2)$$

ΔE_{nu} é cerca de um trigésimo da energia potencial gravitacional liberada. A queima de elementos mais pesados como o Fe aumenta um pouco mais a energia nuclear liberada, de $0,007mc^2$ para $0,009mc^2$, mas ainda assim ΔE_{ac} é muito maior do que ΔE_{nu} . Portanto, estrelas de nêutrons ou buracos negros (ou ainda anãs brancas) acretando matéria são emissores intensos de radiação, com luminosidade L_{ac} dada pela equação 1.3, se toda a energia potêncial é convertida de alguma forma em radiação eletromagnética,

$$L_{ac} \sim GMM\dot{M}/R \quad (1.3)$$

onde \dot{M} é a taxa de acreção de massa.

A faixa de energia da radiação eletromagnética emitida pode ser estimada. Con-

siderando ainda a fonte de massa M , raio R e luminosidade de acreção L_{ac} , a temperatura T_{bb} de corpo negro se a fonte emitisse como tal, seria:

$$T_{bb} = \left(\frac{L_{ac}}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1.4)$$

Se a energia potencial gravitacional se converte totalmente em energia térmica, uma temperatura térmica T_{th} é atingida. Para cada par próton-elétron acretado, a energia gravitacional liberada é dada por:

$$GM \left(\frac{m_p + m_e}{R} \right) \cong \frac{GMm_p}{R} \quad (1.5)$$

E a energia térmica seria $2 \times \frac{3}{2} k T_{th}$. Igualando as duas últimas equações, tem-se:

$$T_{th} = \frac{GMm_p}{3kR} \quad (1.6)$$

Agora, se o fluxo de acreção é opticamente espesso (a radiação atinge o equilíbrio térmico com o material acretado antes de escapar em direção ao observador) então $T_{rad} \approx T_{bb}$. Sob outras condições (meios opticamente finos) temos (em primeira aproximação) $T_{rad} \approx T_{th}$, e a radiação emitida é, obviamente, máxima.

$$T_{bb} \lesssim T_{rad} \lesssim T_{th}$$

Fazendo uma estimativa da faixa de energia emitida equivalente a este intervalo de temperatura possível para o caso de uma estrela de nêutrons de $1,4 M_{\odot}$ e raio R de 10 km, o limite superior da temperatura, dado pela equação (1.6) é $T_{th} \sim 7,7 \times 10^{11} \text{K}$. Em termos de energia isto é $3/2 k T_{th} \sim 105 \text{MeV}$. Agora, para avaliar o limite inferior, T_{bb} , equação (1.4), é preciso ter uma ideia da luminosidade de acreção. Para uma estimativa pode-se usar a equação (1.3) colocando \dot{M} igual a $\sim 10^{-08} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ (que é um valor típico). Então tem-se $T_{bb} \sim 2 \times 10^7 \text{K}$, ou, $3/2 k T_{bb} \sim 3 \text{keV}$. Portanto, a faixa de energia correspondente é:

$$3 \text{ keV} \lesssim h\nu \lesssim 105 \text{ MeV}$$

onde h é a contante de Planck.

Portanto sistemas binários com estrelas de nêutrons podem irradiar por toda a faixa de raios X moles, raios X duros e raios γ .

Fazendo o mesmo raciocínio acima para as anãs brancas (ABs) com parâmetros típicos de massa, raio e L_{acc} , resulta que a faixa de emissão nestes sistemas é muito menos energética, $6 \text{ eV} \lesssim h\nu \lesssim 100 \text{ keV}$, o que está na faixa do óptico, ultra-violeta e raios X (FRANK et al.,).

Neste trabalho chamamos de raios X moles fótons com $E \lesssim 20 \text{ keV}$, raios X duros com $20 \text{ keV} \lesssim E \lesssim 200 \text{ keV}$ e raios gama fótons com energia acima deste último valor.

1.2.2 O limite de Eddington

Existe um limite superior na luminosidade emitida por sistemas com acreção de massa. Nesse limite muitos fótons sofrem espalhamento Thomson com as partículas em queda (em acreção), principalmente elétrons (pois a seção de choque dos prótons é 10^4 vezes menor do que a dos elétrons para $h\nu \ll mc^2$), e a força da radiação pode parar o processo de acreção. Assumindo que o material em acreção é constituído principalmente de hidrogênio totalmente ionizado, a força eletromagnética atrativa entre os prótons e os elétrons é grande o suficiente para que as partículas de acreção possam ser consideradas como pares de elétron-próton. Assim, cada par a uma distância r (radial) do centro da estrela de massa M sofre uma força gravitacional total tal que $GM(m_p + m_e)/r^2 \approx GMm_p/r^2$ (onde m_e e m_p correspondem à massa do elétron e do próton) e também uma força de radiação igual à taxa na qual o momento é absorvido $\sigma_T S/c$ (onde σ_T é a seção de espalhamento Thomson e igual a $6,7 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$, e S é o fluxo radiante). Assumindo a geometria esférica, S é igual a $L/4\pi r^2$. Assim, a condição mínima para que o processo de acreção seja cessado pela radiação emitida devido à acreção de matéria é a força de radiação se igualar a força gravitacional, isto é, $GMm_p/r^2 = \sigma_T L_{ac}/4\pi cr^2$, e desta forma a luminosidade de Eddington (L_{Edd}) é encontrada isolando L_{ac} desta última expressão:

$$L_{Edd} = 4\pi GMm_p c / \sigma_T \approx 1,3 \times 10^{38} (M/M_\odot) \text{ erg.s}^{-1} \quad (1.7)$$

A luminosidade de Eddington relativística para um observador local em r no caso de um objeto compacto sem rotação é dada pela equação 1.8 (SHAPIRO; TEUKOLSKY,

1983).

$$\begin{aligned} L_{Edd,rel}(r) &= [8\pi GMm_p c / (X + 1)\sigma_T][1 - 2GM/rc^2]^{-\frac{1}{2}} = \\ &= [8\pi GMm_p c / (X + 1)\sigma_T](1 + z) , \end{aligned} \quad (1.8)$$

onde X é a fração de hidrogênio (já que há também acréscimo de He) e o fator extra $1 + z = [1 - 2GM/rc^2]^{-\frac{1}{2}}$ é o fator de *redshift*, que vem de correções relativísticas; este valor é cerca de 1,3 na superfície de uma EN com $M=1,4M_\odot$ e $R = 10$ km. A medida da luminosidade de Eddington para um observador distante é:

$$\begin{aligned} L_{Edd,rel,\infty} &= [8 \pi GMm_p c / (X + 1)\sigma_T][1 - 2GM/R^2]^{\frac{1}{2}} = \\ &= [8\pi GMm_p c / (X + 1)\sigma_T]/(1 + z) \end{aligned} \quad (1.9)$$

onde R corresponde ao raio da EN.

O limite de Eddington também pode se referir à taxa de acreção de massa \dot{M} , ao fluxo e à temperatura nos quais a luminosidade de Eddington é atingida. O fluxo de Eddington, F_{Edd} , é portanto igual a $L_{Edd}/4 \pi r^2$, ou igual a $L_{Edd,rel}/4 \pi r^2$ no caso relativístico de um observador em r , e, ou ainda no caso relativístico o fluxo de Eddington medido por um observador distante é $L_{Edd,rel,\infty}/4\pi D^2$ (onde D é a distância do observador a fonte). A temperatura de Eddington em uma superfície esférica de raio r recebendo a radiação do sistema binário é a temperatura correspondente ao fluxo de Eddington, isto é, $\sigma T_{Edd} = F_{Edd}$, ou $\sigma T_{Edd,rel} = F_{Edd,rel}$. A temperatura de Eddington relativística para um observador distante da fonte está apresentada na equação 1.10 e contém correções devido ao *redshift* dos fótons (LIN, 2009),

$$\begin{aligned} T_{Edd,rel,\infty} &= f_c \left[\frac{1}{4\pi\sigma R^2} \frac{8\pi GMm_p c}{(X+1)\sigma_T} (1+z)^{-3} \right]^{\frac{1}{4}} = \\ &= (2,10keV) f_c \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{R}{10km} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{M}{M_\odot} \frac{2,95km}{R} \right)^{\frac{3}{8}} (1+X)^{-\frac{1}{4}} \end{aligned} \quad (1.10)$$

onde foi incluído o fator de correção de cor f_c devido ao espalhamento Compton normalmente observado em binárias de raios X. Usando $R = 10$ km, $M = 1,4M_\odot$ e $f_c = 1,4$, obtêm-se $T_{Edd,rel,\infty} = 2,20, 2,28$ e $2,61$ keV para $X = 1,0, 0,7$ e $0,0$ (LIN, 2009).

1.3 Mecanismos de emissão em raios X de BXBMs

A seguir descrevem-se os principais modelos de produção dos espectros de raios X usados para explicar a emissão de raios X de binárias de raios X. Esta seleção de modelos é pessoal e limitada no sentido que inclui apenas modelos com fundamentos físicos. Por este motivo o modelo de lei de potência, que também foi utilizado neste trabalho, não está presente nesta seção, mas na seção 3.2.4.4. Dentre os modelos apresentados a seguir somente o espectro produzido por efeito Compton inverso é utilizado neste trabalho; porém, os outros mecanismos são introduzidos para fornecer uma visão mais geral dos possíveis mecanismos de emissão em raios X.

1.3.1 O espalhamento Compton inverso

O espalhamento Compton é o processo em que fótons de altas energias ($h\nu$ comparável ou igual a $m_e c^2 = 511$ keV, onde m_e é igual a massa do elétron) transfere uma porção de sua energia e momento para um elétron. Ao contrário, no espalhamento Compton inverso os elétrons de altas energias transferem energia e momento a fótons de mais baixas energias. O processo pelo qual os fótons de um gás aumentam suas energias através de espalhamento Compton inverso é chamado de Comptonização.

Assim, quando os elétrons possuem temperatura, em relação aos fótons incidentes, tal que $E_f < 4kT_e$ (onde E_f corresponde à energia do fóton e T_e à temperatura do elétron), a Comptonização ocorre, e estes fótons ganham energia. Caso contrário, quando $E_f > 4kT_e$, ocorre o espalhamento Compton direto (RYBICKI; LIGHTMAN, 1979).

O espectro de emissão Compton inverso é bastante complexo e, sobretudo, depende da temperatura ou energia de distribuição dos fótons incidentes, da temperatura dos elétrons, do comprimento óptico (τ) e da geometria do plasma.

A energia do fóton é aumentada por um fator chamado de parâmetro Compton (y), que é uma descrição média da energia adquirida em cada espalhamento vezes o número de espalhamentos que o fóton sofre. Em geral, quando $y \gtrsim 1$ a energia total do fóton e o espectro serão significativamente alterados, e se $y \lesssim 1$, a energia total não é muito alterada. Para o caso de elétrons térmicos não relativísticos este parâmetro (y_{NR}) é dado pela equação 1.11, e no caso de uma distribuição de elétrons relativísticos o parâmetro Compton (y_R) é dado pela equação 1.12.

$$y_{NR} = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \max(\tau, \tau^2) , \quad (1.11)$$

$$y_R = 16 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \max(\tau, \tau^2) , \quad (1.12)$$

onde o fator $\max(\tau, \tau^2)$ é aproximadamente o número médio de espalhamentos (RYBICKI; LIGHTMAN, 1979).

A Comptonização é esperada em binárias de raios X devido ao disco de acreção ser geralmente acompanhado por uma coroa onde elétrons quentes estão presentes. Neste trabalho, a Comptonização é aproximada pelo modelo de Titarchuk (1994) (COMPTT do XSPEC). Este modelo calcula a Comptonização de fótons incidentes com espectro de Wien por elétrons de um plasma quente (com uma única temperatura) em uma geometria uniforme. Mais detalhes sobre este modelo encontram-se no capítulo 3.2.4.1.

1.3.2 Emissão síncrotron

A radiação eletromagnética síncrotron é similar à radiação cíclotron, e é gerada pela aceleração de partículas carregadas ultra-relativísticas em um campo magnético \vec{B} . A emissividade volumétrica no caso de uma distribuição de elétrons dada por uma lei de potência (com índice I), é dada pela equação 1.13 (LIN, 2009):

$$j(\nu)d\nu \propto B^{(1-I)/2} \nu^{(1+I)/2} \quad (1.13)$$

Este tipo de emissão de radiação é utilizada para descrever a emissão de pulsares.

1.3.3 Bremsstrahlung

O espectro Bremsstrahlung na faixa de raios X é observado em gases quentes (plasmas) que envolvem aglomerados de galáxias e também já foi usado para modelar a emissão espectral de Sco X-1 na faixa de energia de 20-50 (D'AMICO et al., 2001a); (D'AMICO et al., 2001b).

Este tipo de radiação emerge da colisão elétron-íon, onde os elétrons, sendo muito menos massivos, são altamente acelerados no espalhamento e conseqüentemente ir-

radiam uma parte de sua energia emitindo fótons. A emissividade Bremsstrahlung em unidades de $\text{W Hz}^{-1} \text{m}^{-3}$ é dada pela equação 1.14:

$$j(\nu, T) = C_1 g(\nu, T, Z) Z^2 n_e n_i \frac{e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{T^{\frac{1}{2}}} \quad (1.14)$$

onde $C_1 = 6,8 \times 10^{-51} \text{ J m}^3 \text{ K}^{\frac{1}{2}}$, n_e e n_i correspondem às densidades de elétrons e íons, e Z ao número atômico do íon. O fator $g(\nu, T, Z)$, chamado de fator de Gaunt, é derivado por cálculos de mecânica quântica da colisão elétron-íon (RYBICKI; LIGHTMAN, 1979).

A intensidade da radiação emitida no caso de uma nuvem de plasma uniforme opticamente fina e com $Z=1$ é:

$$I(\nu, T) = \frac{C_1 g(\nu, T)}{4\pi} \frac{e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{T^{\frac{1}{2}}} n_e^2 \Lambda, \quad (1.15)$$

onde Λ é a extensão da nuvem de plasma ao longo da linha de visada (LIN, 2009).

1.3.4 Radiação de corpo negro

A radiação de corpo negro é uma forma de radiação térmica muito comum em astrofísica. O material presente no corpo emissor opticamente espesso espalha, absorve e re-emite os fótons muitas vezes antes destes conseguirem escapar da superfície do corpo emissor. Isso faz com que o próprio campo de radiação atinja equilíbrio térmico. A intensidade específica da emissão de um corpo negro é dada pela equação 1.16:

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.16)$$

onde k é a constante de Boltzmann. Vê-se que a forma e a magnitude da intensidade específica são especificadas unicamente pela temperatura.

O fluxo emitido por um corpo negro de superfície unitária é:

$$F = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\nu=0}^{\infty} I(\nu, T) \cos\theta \sin\theta d\nu d\theta d\phi = \sigma T^4, \quad (1.17)$$

onde σ é igual a constante de Stefan-Boltzmann ($5,670^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$).

A relação conhecida como Lei de Deslocamento de Wien fornece a energia correspondente ao pico da intensidade específica, e é dada por:

$$h\nu_{pico} = 2,82kT \quad (1.18)$$

Para frequências significativamente menores do que ν_{pico} ($h\nu \ll kT$), a função intensidade específica do corpo negro é conhecida como Lei de Raleygh-Jeans e varia linearmente com a temperatura e quadraticamente com a frequência:

$$I(\nu, T) \approx \frac{2k}{c^2} \nu^2 T \quad (1.19)$$

Para o caso em que $h\nu \gg kT$ a função intensidade específica é conhecida como Lei de Wien:

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (1.20)$$

A intensidade específica (ou o fluxo) emitido por um corpo negro é a máxima(o) que pode ser emitida(o) por uma fonte em equilíbrio térmico.

A emissão da camada limite de uma estrela de nêutrons com acreção de matéria se assemelha ao espectro de corpo negro quando a taxa de acreção não é tão baixa. O espectro de *bursts* de raios X do tipo I também podem ser descritos por um corpo negro, mas com a temperatura variando no tempo. A emissão espectral de disco de acreção padrão, geometricamente fino ou opticamente espesso, também pode ser modelada por diversos discos de corpo negro cada qual com uma temperatura dependente do raio do disco. Esse modelo é chamado de disco de corpo negro multicolor (DISK ou DISKBB no XSPEC). A versão mais elaborada (KERRBB), considerando efeitos relativísticos, está também disponível no XSPEC (ver seção 3.2).

1.4 Ajustes espectrais de binárias de raios X de baixa massa com estrelas de nêutrons

Observações de binárias de raios X de baixa massa com estrelas de nêutrons como objeto compacto mostraram que a larga faixa de energia em raios X dessas fontes pode ser geralmente ajustada pela soma de três a quatro componentes. A primeira contribui para a parte com energia mais baixa do espectro, até cerca de 10 keV. Nesta banda de energia o espectro pode ser modelado por um corpo negro multicolor ou ainda por um meio com uma única temperatura. Essa radiação é interpretada como vinda do disco de acreção, da superfície da estrela de nêutrons, ou da camada limite opticamente espessa (BARRET et al., 2000). Em alguns casos, uma linha $K\alpha$ do Fe (6,4 keV) relativamente forte é também observada acima do contínuo (ver, por exemplo, WHITE et al. 1986). De 10 até aproximadamente 50 keV o modelo Bremsstrahlung (D'AMICO et al., 2001b) ou o de Comptonização fornecem um bom ajuste, por exemplo (GUAINAZZI et al., 1998); (ZAND et al., 1999). Este último processo, como já mencionado anteriormente, é especulado como devido a espalhamentos de fótons por uma coroa quente localizada em algum lugar do sistema: em torno da EN (por exemplo, a camada limite opticamente fina), ou acima e abaixo do disco de acreção. Por fim, quando detectadas na faixa de energia de ~ 50 keV até ~ 200 keV o espectro geralmente é bem ajustado por uma simples lei de potência. Essa componente dura, detectada em BXBMs brilhantes, pode ser ajustada com um índice espectral na faixa de 1,9 a 3,3, contribuindo de 1% até 10% da luminosidade da fonte observada (entre 0,1 e 200 keV) (Di Salvo et al., 2006). A componente dura foi detectada em quase todas as fontes Z conhecidas (ver, por exemplo, ASAI et al. 1994; Di Salvo et al. 2001; IARIA et al. 2001; Di Salvo et al. 2002; LAVAGETTO et al. 2004; IARIA et al. 2004). O fato dessa componente dura, cuja origem é ainda pouco entendida (Di Salvo et al., 2006), ter sido observada em diversas fontes Z indica que essa é provavelmente uma característica comum dessas fontes.

1.5 Por que estudar uma binária de raios X de baixa massa e do tipo Z?

BXBMs fornecem um laboratório natural para o estudo da acreção de massa via disco de acreção. As características da emissão das binárias de raios X, desde rádio até raios gama, variam com a taxa de acreção de massa (\dot{M}), e dependem de muitos parâmetros físicos, especialmente da natureza do objeto compacto (EN ou BN), sua massa, campo magnético e rotação. Infelizmente, o entendimento completo da física

de acreção ainda não foi atingido, e existe uma variedade de fenômenos interessantes provocados pela acreção, como jatos e oscilações quase periódicas (OQP) em raios X.

O processo de acreção por objetos compactos fornece também uma janela única para o estudo da dinâmica da matéria em uma região de forte campo gravitacional. Assim, observações diretas do movimento de partículas próximas a essas regiões de forte campo gravitacional podem fornecer um teste para a relatividade geral, que somente foi testada em campos gravitacionais fracos ($GM/R \ll c^2$) (LEWIN; van der Klis, 2006).

O estudo dos efeitos causados nas BXBMs devido às mudanças dos parâmetros físicos contribui para um maior conhecimento sobre estes sistemas. As BXBMs do tipo Z, em particular, são indispensáveis para uma compreensão geral das BXBMs. Estas são caracterizadas por emitirem taxas de radiação próximas (e eventualmente superiores) à taxa de Eddington e por possuírem o objeto compacto com campo magnético intermediário. Assim, as fontes tipo Z são importantes para o estudo da interação entre o campo magnético do objeto compacto com a parte mais interna do disco de acreção, fornecendo material para testar modelos de disco. Este cenário de acreção de massa pode ser estudado através dos espectros emitidos, e um estudo de longo termo ajuda para o conhecimento da história de acreção da fonte. Já a geometria do sistema pode ser verificada através do estudo de pelo menos um período orbital completo do sistema binário.

As fontes tipo Z são importantes também para o entendimento dos jatos, já que a detecção destes ocorre geralmente quando a fonte se apresenta no vértice entre o NB e FB do diagrama cor-cor, o que permite a investigação do lançamento de jatos através de estudos espectrais em raios X (CHURCH; BALUCINSKA-CHURCH, 2011).

A correlação entre os estados da fonte tipo Z e as características espectrais da mesma ajudam a entender melhor a relação entre o espectro, sua dureza e os parâmetros correlacionados com a posição no diagrama Z, como a taxa de acreção de massa.

O alvo do nosso trabalho foi a correlação entre os parâmetros dos ajustes espectrais da fonte tipo Z Sco X-1 e entre os parâmetros do ajuste e a taxa de acreção de massa. A verificação da correlação entre os parâmetros espectrais é importante para uma modelagem posterior da emissão da fonte.

2 O OBSERVATÓRIO INTEGRAL

2.1 Introdução

Lançado em 17 de outubro de 2002, o *INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*, INTEGRAL (Figura 2.1), da Agência Espacial Européia (*European Space Agency, ESA*) decolou de Baikonur Cosmodrome no Casaquistão a bordo de um foguete lançador russo, Proton. Esse satélite tem como características especiais a alta resolução espacial e espectral, com observações do céu nas bandas de energia do óptico, raios X e raios γ . A missão possui colaboração internacional com a participação dos Estados Unidos, da Rússia, da República Tcheca e da Polônia além de todos os países membros da ESA.

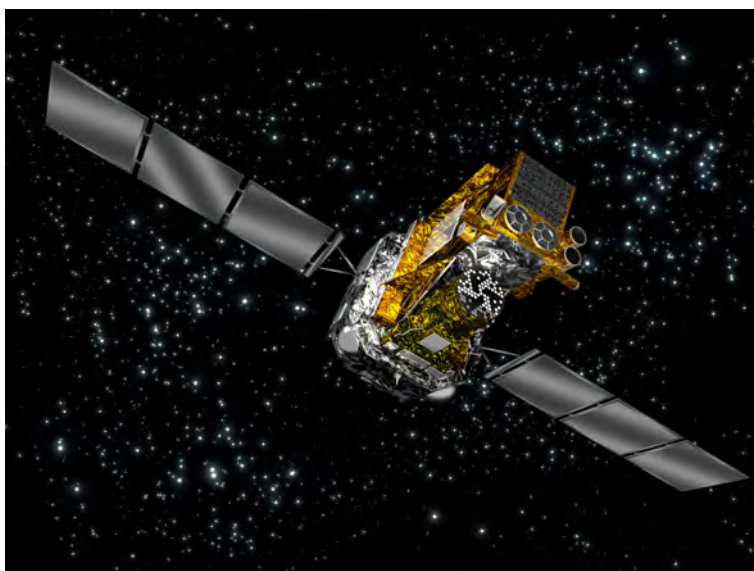


Figura 2.1 - INTEGRAL.

Fonte: [ESA \(2010\)](#)

A cada 3 dias (72 horas) o Integral orbita uma vez a Terra em uma órbita altamente elíptica. O satélite gasta a maior parte do tempo na parte da órbita mais distante da Terra, a uma altitude maior do que 60.000 km, longe dos cinturões de radiação da Terra. A órbita alta e excêntrica garante longos períodos ininterruptos de observações com um ruído de fundo aproximadamente constante.

Os instrumentos de raios X e raios γ do INTEGRAL fazem uso da técnica de abertura

codificada. Nesta técnica, uma máscara codifica espacialmente o fluxo de fótons (de raios X e γ das fontes do campo de visada, CDV) incidente em um detector sensível à posição (DSP) de forma que se pode recuperar de forma unívoca, através de uma decodificação matemática, a posição e a intensidade do campo de radiação do CDV (BRAGA, 1990) ; (BRAGA et al., 1990).

A resolução angular $d\theta$ de um telescópio de máscara codificada é dada pela configuração do conjunto detector, sendo definida pela razão entre o tamanho de uma célula da máscara (C) e a distância (D) entre a máscara e o plano detector:

$$d\theta = \arctan\left(\frac{C}{D}\right) \quad (2.1)$$

2.2 Os instrumentos

O INTEGRAL é composto por dois instrumentos principais e dois instrumentos auxiliares. Todos estes instrumentos estão co-alinhados para observar a mesma região do céu simultaneamente.

Abaixo há uma descrição sucinta sobre os dois instrumentos auxiliares do INTEGRAL, o JEM-X (*Joint European X-ray Monitor*) e o OMC (*Optical Monitoring Camera*), e sobre um dos instrumentos principais, o SPI (*Spectrometer on INTEGRAL*). O outro instrumento principal, o IBIS (*Imager on-Board INTEGRAL Satellite*), é apresentado por último com mais detalhes, já que os dados obtidos pelos detectores deste instrumento foram utilizados neste trabalho para a observação de Sco X-1.

A Tabela 2.1 possui as propriedades resumidas de todos os instrumentos presentes no INTEGRAL. A Figura 2.2 mostra um esquema da disposição dos diversos instrumentos.

2.2.1 O JEM-X

O instrumento JEM-X (*Joint European X-ray Monitor*) é um dos instrumentos auxiliares da missão INTEGRAL. Tem um papel importante na determinação e identificação das fontes de raios gama estudadas pelos instrumentos principais, visto que as mesmas em geral emitem raios X. O JEM-X realiza observações simultâneas com os instrumentos principais, fornecendo imagens na banda entre 3 e 35 keV, com

Tabela 2.1 - Características da missão INTEGRAL

Tempo de operação	17 de outubro de 2002 - 31 dezembro de 2014 (missão estendida, sujeita a revisão em 2012)
Faixa de energia	3 keV - 10 MeV
Características especiais	Alta resolução espectral e espacial Observações simultâneas no óptico, raios X e raios gama
Massa	4 toneladas
Carga	<p>2 instrumentos de raios gama:</p> <p>-Espectrômetro (SPI; 20 keV - 8 MeV) Imageador por abertura codificada. Campo de visada de $16^\circ \times 16^\circ$, detector de Germânio, área detectora de 500 cm^2 e resolução espacial de 2°.</p> <p>-<i>Imager on Board the Integral Satellite</i> (IBIS; 15 keV - 10 MeV) Imageador por abertura codificada. Campo de visada totalmente codificado de $9^\circ \times 9^\circ$, parcialmente codificado de $19^\circ \times 19^\circ$ e resolução angular de $12'$. Possui dois detectores, o ISGRI e o PICsIT: ISGRI: detector de CdTe, operando na faixa de energia de 15 keV - 1 MeV, com área detectora de 2621 cm^2. PICsIT: detector de CsI, operando na faixa de energia de 175 keV - 10 MeV, com área detectora de 3318 cm^2.</p> <p>1 instrumento de raios X:</p> <p>-<i>Join European X-ray Monitor</i> (JEM-X; 3 - 35 keV) Imageador por abertura codificada Campo de visada de $4,8^\circ \times 4,8^\circ$, área de cada detector (dois) de 500 cm^2 e resolução espacial de $3'$.</p> <p>1 instrumento óptico:</p> <p>-<i>Optical Monitoring Camera</i> (OMC; 500 - 850 nm) Lente de 50 mm com CCD. Campos de visada de $5^\circ \times 5^\circ$</p>

Fonte: <http://heasarc.nasa.gov/docs/integral/integral.html>, Chernyakova e Neronov (2010).

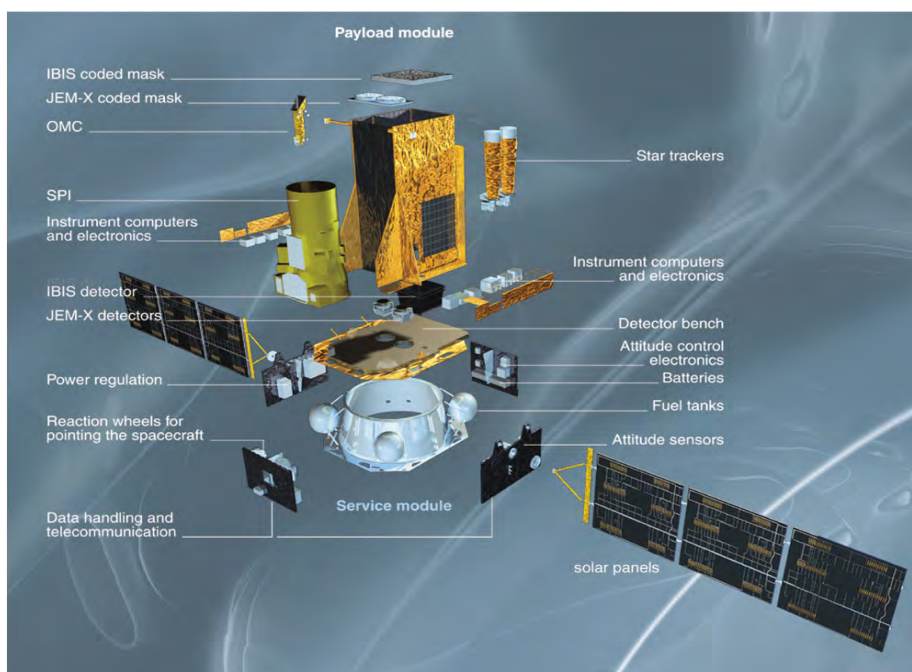


Figura 2.2 - Disposição dos instrumentos do INTEGRAL.
 Fonte: ESA (2011)

uma resolução angular de 3 minutos de arco. É composto por dois detectores gasosos idênticos que contêm uma mistura de xenônio (Xe) e metano a 1,5 atmosferas, onde microfita cruzadas de Ge são os elementos responsáveis pela determinação da posição de interação. A área total de detecção é de cerca de 1000 cm^2 . O JEM-X utiliza duas máscaras codificadas idênticas colocadas 3,2 m acima do plano de detecção.

2.2.2 O OMC

A câmara óptica OMC (*Optical Monitoring Camera*) é outro dos instrumentos auxiliares da missão INTEGRAL cujo objetivo é o de efetuar observações simultâneas no óptico emitida pelas fontes de raios gama. O OMC opera numa banda com comprimentos de onda entre 500 e 850 nm (ver Tabela 2.1).

2.2.3 O SPI

O espectrômetro SPI (*S*Pectrometer on *I*NTTEGRAL) tem a capacidade de obter espectros de raios γ com uma resolução cerca de 100 vezes melhor do que os instru-

mentos precedentes que foram colocados no espaço para a detecção de raios γ . Esse instrumento realiza análise espectral de 20 keV até 8 MeV, com resoluções da ordem de 2,2 keV (FWHM, *Full Width at Half Maximum*, largura à meia altura) em 1,33 MeV.

O SPI é constituído por um conjunto de 19 detectores hexagonais de germânio (Ge) de alto grau de pureza, operando a uma temperatura de -188°C (85 K)¹. Este material semiconductor é um dos que apresenta melhor resolução espectral na detecção de raios gama. No entanto, detectores de Ge devem operar a baixas temperaturas devido ao alto ruído térmico.

A área de detecção total do SPI é de cerca de 500 cm^2 e está equipado com uma máscara codificada hexagonal colocada a 1,70 m do plano de detecção.

Este instrumento, assim como o IBIS, é blindado com detectores de cristais de BGO que cobrem o fundo e as paredes laterais do espectrômetro quase até à máscara codificada, auxiliando na redução do ruído de fundo.

2.2.4 O IBIS

O IBIS (*Imager on-Board INTEGRAL Satellite*) é um instrumento imageador de raios γ operando na faixa de 15 keV a 10 MeV. Possui dois conjuntos de detectores que operam simultaneamente, cobrindo a faixa de energia mencionada. Ambos os detectores estão dispostos paralelamente um em relação ao outro, com uma distância de 90 mm entre os dois planos de detecção.

2.2.4.1 Os detectores do IBIS

O plano superior, ISGRI (*Integral Soft Gamma-Ray Imager*), tem como função a detecção de raios gama de baixa energia e raios X de alta energia, entre 15 keV e 1 MeV (ver Tabela 2.1). Este plano é constituído por 16384 pixels do semiconductor telureto de cádmio (CdTe)² dispostos numa matriz de 128×128 elementos. Porém, a camada de CdTe é dividida em 8 unidades de detecção modular, cada uma com 2

¹Por este motivo, o SPI teve que ser equipado com um sistema de arrefecimento que torna o espectrômetro extremamente pesado (1300 kg). Embora a utilização de detectores de germânio permita a obtenção de um desempenho espectroscópico melhor, em geral o Ge constitui uma solução cara quando comparada com outros tipos de detectores que funcionam à temperatura ambiente ou numa faixa de temperatura maior.

²O telureto de cádmio (CdTe) é um semiconductor que opera em temperatura ambiente. A faixa ótima de operação deste detector é $0^{\circ} \pm 20^{\circ}\text{C}$.

mm de espessura e contendo 32×64 pixels (ver Figura 2.3). Cada um dos pixels tem as dimensões de $4 \times 4 \text{ mm}^2$, perfazendo cerca de 2621 cm^2 de superfície ativa de detecção.

O plano de detecção inferior, PICsIT (*PIxellated CsI Telescope*), é constituído por 4096 (64×64) pixels do cintilador iodeto de céσιο dopado com tálio, CsI(Tl). A camada de CsI(Tl) está dividida em 8 módulos retangulares de 16×32 elementos detectores (ver Figura 2.3). Em cada módulo existem 2 semimódulos, cada um com sua eletrônica independente. Cada pixel possui a espessura de 30 mm e $9 \times 9 \text{ mm}^2$ de área, o que totaliza cerca de 3318 cm^2 de área de detecção. Este plano de detecção inferior tem como função a detecção de raios gama de energias mais elevadas, de 175 keV até 10 MeV (ver Tabela 2.1).

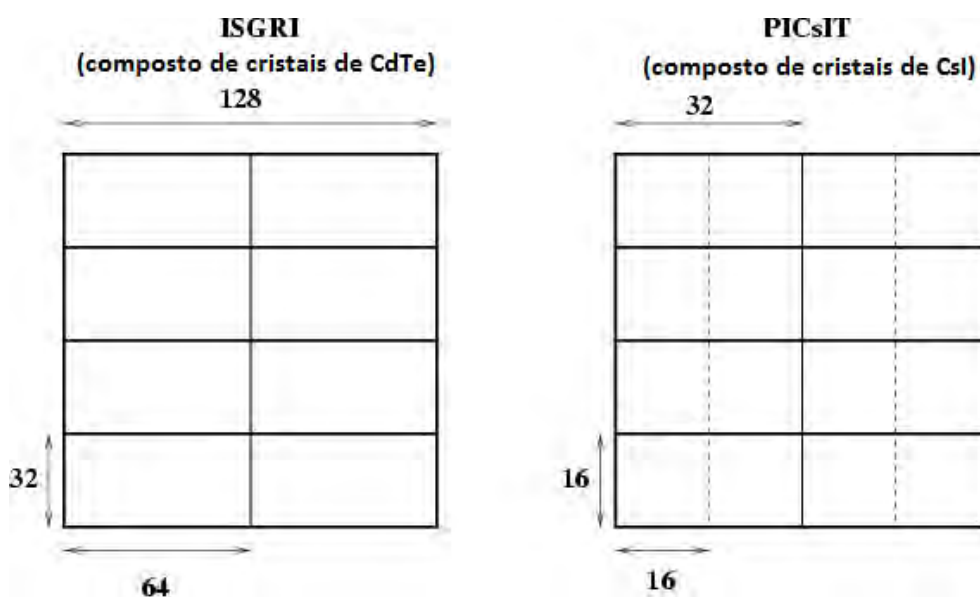


Figura 2.3 - Divisões em módulos e submódulos dos detectores ISGRI e do PICsIT
 Fonte: Chernyakova e Neronov (2010).

2.2.5 Descrição detalhada do IBIS

2.2.5.1 Pixeis com ruído

É possível que com o tempo alguns dos pixeis dos detectores se danifiquem. Se a taxa de contagem para um pixel particular é muito alta relativamente à contagem do módulo, então a eletrônica embarcada o desliga. No caso do ISGRI os pixeis ruidosos podem se recuperar depois de terem sido desligados por algum tempo, assim os pixeis desativados são periodicamente reativados para que suas condições sejam avaliadas novamente. Já no caso do PICsIT os pixeis não podem ser recuperados tão facilmente. Os pixeis ruidosos do PICsIT permanecerão desligados, e somente se metade (ou mais) dos detectores estiverem desligados haverá uma tentativa de ligá-los novamente. Até 19 de julho de 2010, somente 1% dos pixeis do PICsIT estavam fora de operação, (CHERNYAKOVA; NERONOV, 2010).

2.2.5.2 Blindagem (veto)

Uma blindagem dos planos de detecção está presente no IBIS para evitar, dentre outras componentes do ruído de fundo, que a radiação difusa atinja os detectores. Essa blindagem é crucial para a operação do instrumento e é feita por paredes de chumbo (cobrindo a distância entre as bordas da máscara e as bordas do plano detector) e por um sistema de veto feito com detectores cintiladores de BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) que cercam a parte inferior do PICsIT e as laterais dos detectores (ver Figura 2.4).

Os altos valores de densidade e número atômico do BGO permitem que a espessura de 20 mm seja o suficiente para reduzir a radiação difusa nos detectores do IBIS, descontando quase todas as interações que ocorrem nos detectores produzidas pela radiação indesejável, como raios gama cósmicos difusos que atravessam a blindagem, raios gama produzidos no próprio satélite e outras componentes.

2.2.5.3 A máscara codificada

A máscara codificada do IBIS foi otimizada para fornecer alta resolução angular, com tamanho do elemento de máscara C de 11,2 mm e distância H entre a máscara e o plano detector de 3133 mm, resultando numa resolução angular de 12 minutos de arco (ver equação 2.1), igual à maior resolução angular obtida até hoje para estes tipos de telescópios.

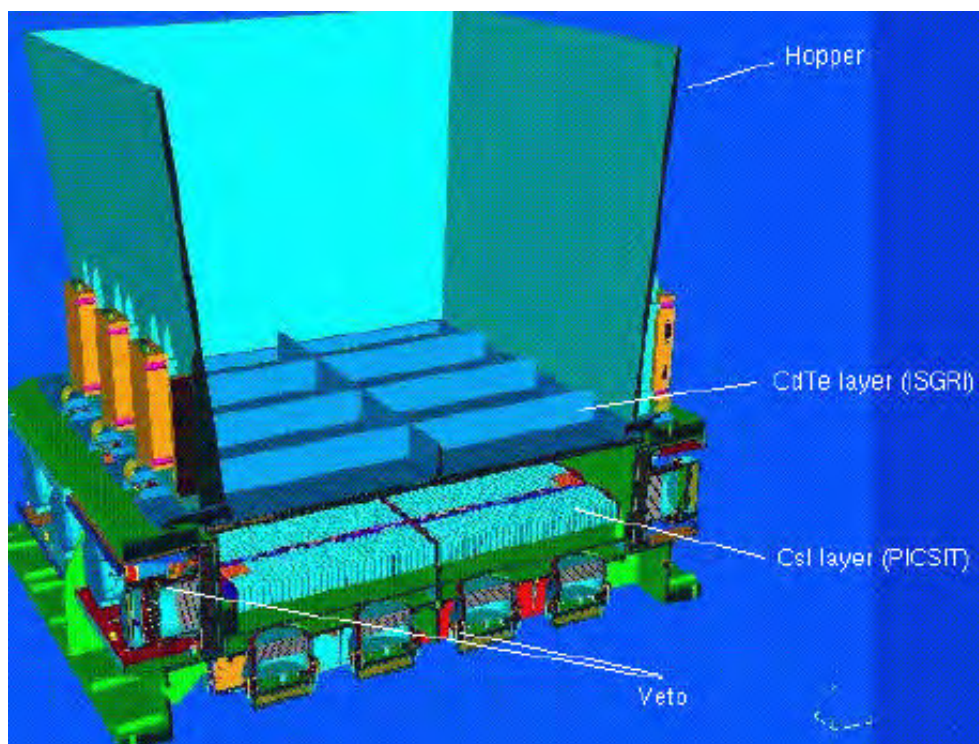


Figura 2.4 - Corte do desenho das várias componentes do IBIS, junto com o colimador (Hopper).

Fonte: CHERNYAKOVA; NERONOV (2010).

A máscara é feita de tungstênio e possui o formato retangular, com dimensões de $1180 \times 1142 \times 114$ mm.

A parte da máscara responsável pela codificação da imagem é um arranjo quadrado com dimensões de $1064 \times 1064 \times 16$ mm, feita de 95×95 células quadradas individuais com dimensões de $11,2 \times 11,2$ mm (ver Figura 2.5). O padrão da máscara escolhida para o IBIS é baseada em uma replicação cíclica do MURA (*Modified Uniformly Redundant Array*) de ordem 53. As propriedades dos padrões do MURA são descritas, por exemplo, em D'Amico (1997). Aproximadamente metade das células da máscara são opacas a fótons na faixa de energia operacional do IBIS.

A técnica de correlação-cruzada (SKINNER; CONNELL, 2003) permite que uma imagem seja reconstruída em cada ponto do campo de visada totalmente codificado ($9^\circ \times 9^\circ$). Para o campo parcialmente codificado ($19^\circ \times 19^\circ$) uma técnica especial de limpeza é aplicada aos dados para que a imagem seja construída corretamente.

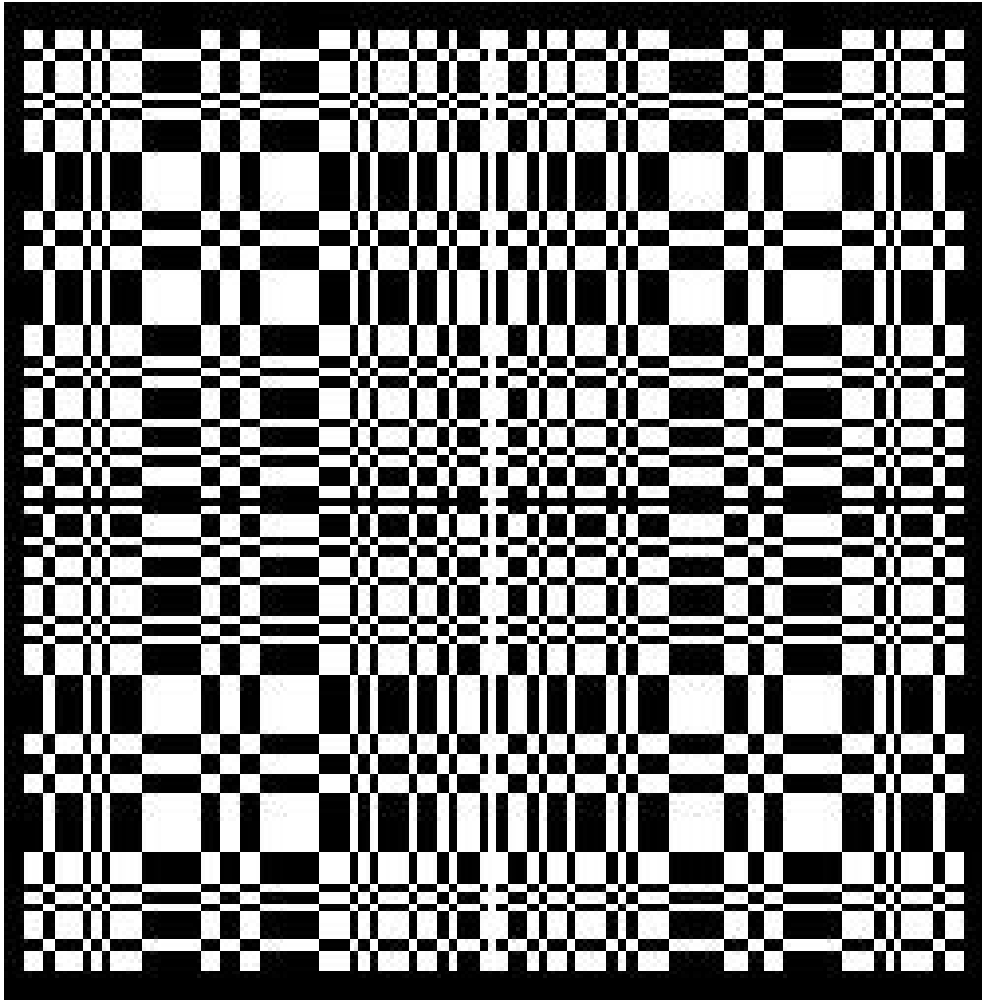


Figura 2.5 - O padrão da máscara codificada do IBIS.
Fonte: [CHERNYAKOVA; NERONOV \(2010\)](#).

Um painel de suporte inclui elementos adicionais para suportar a máscara codificada, fornecendo rigidez e resistência necessárias para a superação das condições durante o lançamento e as temperaturas operacionais na órbita. Este painel é feito de um material conhecido como “nomex”, e sua transparência é levada em conta na redução dos dados, devido ao fato do painel absorver parte do fluxo.

2.2.5.4 Unidade de calibração a bordo

O IBIS possui a bordo uma fonte radioativa colimada de ^{22}Na . Isto permite uma calibração regular do PICsIT com as linhas de 511 keV (calibração melhor do que 1% em 4 horas) e 1275 keV (1% em 1 hora). O ISGRI também usa a linha de 511

keV, embora com baixa eficiência. Esta calibração é fundamental para a obtenção da função resposta do IBIS.

2.2.5.5 Funcionamento

TIPOS DE EVENTOS

A eletrônica de bordo classifica os eventos registrados de acordo com a camada de detector ativada e o número de eventos simultâneos detectados por cada um submódulo. Eventos detectados por diferentes submódulos são tratados como independentes um do outro.

Existem cinco principais tipos de eventos:

- *Eventos únicos no ISGRI*

Um fóton é absorvido em um único pixel do ISGRI, gerando um pulso elétrico. Em princípio, a amplitude do pulso fornece a energia do fóton incidente. Entretanto, acima de 50 keV a energia não é uma função somente da altura do pulso, mas também do tempo de subida do pulso, então ambos são usados para determinar a energia do fóton incidente, (CHERNYAKOVA; NERONOV, 2010). Além disso, o perfil de linha resultante (resolução em energia) não é uma Gaussiana, e está mais para um perfil Lorentziano. (CHERNYAKOVA; NERONOV, 2010).

A resolução em energia depende da temperatura de operação e também da voltagem, que tem que ser otimizada para um equilíbrio entre o aumento da resolução e o aumento do ruído (altas voltagens), e a diminuição do ruído, mas também a diminuição da resolução (baixa voltagem).

- *Eventos únicos no PICsIT*

Neste caso um fóton passa através do ISGRI e é parado por um único pixel do PICsIT, gerando um pulso elétrico.

- *Múltiplos eventos no PICsIT*

Diversos pixels em um submódulo do PICsIT são excitados durante um evento.

Neste caso a energia do fóton primário é determinada pela soma das

energias de todos os eventos detectados. A posição do fóton incidente é atribuída como sendo a posição do evento mais energético.

- *Único evento Compton*

Fótons que chegam nos detectores ISGRI produzem fótons secundários via espalhamento Compton, detectados no outro detector. A posição do fóton incidente é atribuída à posição do evento mais energético, e a energia é determinada pela soma das energias dos eventos.

- *Múltiplos eventos Compton*

Uma unidade de detecção do ISGRI e diversas unidades de detecção do PICsIT em um módulo são excitadas. Como no caso anterior a posição do fóton incidente também é atribuída à posição do evento mais energético, e a energia é determinada pela soma das energias dos eventos detectados.

2.2.5.6 Modos de observação

O IBIS possui diversos modos de observação para propósitos de engenharia e calibração. Entretanto, para o uso científico só há um modo de operação, o chamado modo científico.

No modo científico, o ISGRI registra e transmite eventos fóton por fóton, isto é, a cada evento é associado sua posição (X,Y) do plano detector, sua energia (a partir da altura e do tempo de subida do pulso) e o tempo em que o evento ocorreu (CHERNYAKOVA; NERONOV, 2010).

Em princípio o PICsIT também pode operar no modo fóton por fóton. Porém, devido ao alto ruído de fundo comparado com o ISGRI, poderia haver perdas de dados inaceitáveis com este modo de observação. Por este motivo, o modo padrão do PICsIT é o de histograma, onde imagens e espectros são acumulados por cerca de 30 minutos antes de serem transmitidos para a estação do solo. Além disso, espectros grosseiros sem formação de imagens são acumulados pelo PICsIT e transmitidos com resolução temporal muito melhor. O tempo de resolução e o número de canais de energia, para curvas de luz no PICSIT, podem ser comandados do solo.

As propriedades de todos os modos estão resumidas na Tabela 2.2.

Tabela 2.2 - Características dos Formatos de Telemetria do IBIS.

Detector	Modo de Observação	Resolução da Imagem (pixels)	Tempo de Resolução	Cobertura Espectral (canais)
ISGRI	fóton por fóton	128 x 128	61,035 μs	2048
PICsIT	fóton por fóton	64 x 64	64 μs	1024
	espectral-imageamento	64 x 64	$\leq \sim 30 min$	256
	espectral-temporal	Nenhuma	1 - 500 ms	2 - 8

Fonte: CHERNYAKOVA; NERONOV 2010.

3 REDUÇÃO DE DADOS E SOFTWARES UTILIZADOS

Neste capítulo primeiramente descrevemos a redução de dados do INTEGRAL, feita com a utilização do *software Off-line Science Analysis* (OSA) versão 9.0, que permitiu a extração dos espectros e das curvas de luz utilizadas neste trabalho. Por último descrevemos uma visão geral do *software “An X-Ray Spectral Fitting Package”* (XSPEC) e dos dois modelos (COMP_{TT} e PEGPWRLW) utilizados para ajustar os espectros de Sco X-1.

3.1 Redução dos dados

Cada fóton detectado pelo IBIS é discriminado pela eletrônica de bordo e, então, um pacote de dados é montado com o tempo de chegada, tipo (ISGRI, PICsIT, Compton, etc), energia, posição, conforme o modo de operação (isto é, fóton por fóton, padrão ou calibração). Os dados são então enviados para a Terra via telemetria.

Durante o pré-processamento, já então em Terra, a informação do pacote de telemetria é decodificada adequadamente e reescrita em um conjunto de arquivos FITS (dados brutos). Estes passos são feitos pelo Centro de Dados Científicos do INTEGRAL (*INTEGRAL Science Data Centre, ISDC*).

Os dados de cada dia de observação vêm separados nas janelas científicas, que são devidamente tratadas e integradas pelo *software Off-line Scientific Analysis, OSA*¹ responsável pela redução dos dados do INTEGRAL, gerando a imagem, o espectro e a curva de luz da observação escolhida. Durante uma análise científica, todas as janelas científicas pertencentes à mesma observação são colocadas juntas para formar o “Grupo de Observação”.

Assim, depois de devidamente instalado o *software OSA 9.0*² e feito o teste para verificar o bom funcionamento do *software* na redução dos dados coletados pelo IBIS, foram baixados os dados dos dias de interesse das observações de Sco X-1 a partir do site www.isdc.unige.ch/integral/archive. Os dias dos dados utilizados neste trabalho foram escolhidos a partir de três critérios:

- obter os mesmos dias de dados escolhidos por Di Salvo et al. (2006), para atestar a validade da redução de dados feita neste trabalho;

¹Disponível em http://heasarc.nasa.gov/docs/integral/inthp_analysis.html

²Versão utilizada neste trabalho.

- obter os dias de dados que possuíssem os maiores tempo de observação;
- obter os dias de dados tal que se obtenha um conjunto final de observações com dados públicos de todos os anos disponíveis pelo ISDC até hoje.

Com os critérios citados acima treze dias de observações foram escolhidos, estes encontram-se listados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Datas dos dias de observações de Sco X-1. (a) dia de observação baixado do site do ISDC como referente ao dia 01/08/2003. A conversão do Dia Juliano do INTEGRAL, que identifica a data da observação no cabeçalho do arquivo, para a data do calendário gregoriano acusou que esta data de observação na verdade é referente ao dia 12/08/2003. Como temos duas observações referentes ao dia 12/08/2003, apresentamos a fração destes dias. O tempo de observação corresponde ao tempo de observação útil (corrigido para o tempo morto).

Data Calendário Gregoriano	Data Data Juliana Modificada	Tempo de Observação segundos
31/07/2003	52852,008	4,925E+04
12,008/08/2003	52864,008	4,943E+04
12,137/08/2003 (a)	52864,137	1,552E+04
13/08/2003	52865,010	4,382E+04
15/02/2004	53051,100	9,417E+03
27/08/2004	53245,377	1,644E+04
12/03/2005	53442,603	1,222E+04
19/09/2005	53633,054	1,212E+04
21/02/2006	53788,124	3,800E+04
22/02/2006	53789,041	4,211E+04
20/03/2006	53815,102	3,756E+04
08/02/2010	55236,060	3,527E+04
09/02/2010	55237,176	3,603E+04

3.1.1 Visão geral dos passos da redução dos dados do IBIS

A redução dos dados foi feita seguindo o *IBIS Analysis User Manual*, (CHERNYAKOVA; NERONOV, 2010).

A seguir são mostrados os detalhes dos diferentes passos do *script scientific analysis*, necessário para extrair as imagens, os espectros e as curvas de luz. Esse *script* é composto por três *scripts menores*: *ibis_scw1_analysis*, *ibis_obs1_-*

`analysis` e `ibis_scw2_analysis`. O `ibis_scw1_analysis` e o `ibis_scw2_analysis` trabalham com as janelas científicas enquanto que o `ibis_obs1_analysis` trabalha com o Grupo de Observação. Cada *script* executa determinadas tarefas.

O primeiro *script*, `ibis_scw1_analysis`, executa as seguintes tarefas:

COR - Correção dos Dados

Marca os píxeis ruins, corrige a energia dos fótons através da informação do tempo de subida do sinal e das variações temporal do ganho e transforma os canais em energia.

GTI - Tratamento do Tempo Útil

Gera, seleciona e funde os intervalos de tempo bom, *Good Time Intervals* (GTI), para produzir um GTI único que é então usado pelo *software* para selecionar os eventos bons.

DEAD - Cálculo do Tempo Morto

Calcula o tempo morto total durante o qual fótons recebidos no detector podem ser perdidos devido ao processamento de eventos anteriores. Os sinais gerados pela blindagem de BGO, pela fonte de calibração e por eventos Compton são também levados em conta.

BIN_I - Armazenagem para criação de Imagem

Ordena os dados nos bins de energia e, para cada faixa de energia, são criados a intensidade e mapas de eficiência do diagrama de sombra.

BKG_I - Correção do Ruído

Cria mapas de intensidade com o ruído de fundo subtraído e faz as correções devidas considerando a absorção causada pelo suporte da máscara codificada. Corrige também a eficiência dos diagramas de sombra.

O segundo script `ibis_obs1_analysis` utiliza todo o Grupo de Observação previamente criado como entrada e executa as seguintes tarefas:

CAT_I - Seleção do Catálogo de Fontes para a Formação da Imagem

Seleciona a partir de um catálogo a lista de fontes do campo de visada e cria uma lista de saída com as localizações e os fluxos esperados das fontes do campo.

IMA - Reconstrução da Imagem

Os diagramas de sombra no detector ISGRI são deconvoluídos e as imagens contendo a fonte pesquisada, assim como a imagem mosaico (combinação das imagens das diferentes Janelas Científicas), são criadas em cada faixa de energia selecionada. É criada uma lista com as todas as fontes detectadas (fontes conhecidas juntamente com fontes novas, chamadas de fontes fantasmas, ver seção 3.1.2).

O terceiro *script* `ibis_scw2_analysis` trabalha novamente com cada Janela Científica e executa as seguintes tarefas:

BIN_S - Armazenamento para Espectros

Cria mapas corrigidos para o ruído de fundo e faz as correções devidas às absorções causadas pelo suporte da máscara codificada. Ordena os dados nas faixas de energia. Para cada faixa de energia são criadas a intensidade do diagrama de sombra e a eficiência do diagrama.

SPE - Extração do Espectro (ISGRI)

Para cada fonte de interesse um PIF é produzido. O PIF (*Pixel Illumination Factor*) é um número entre 0 e 1 que expressa o grau teórico de iluminação de cada pixel do detector para uma dada fonte do céu. A extração espectral do ISGRI é feita para todas as fontes do catálogo com a utilização destes PIFs.

3.1.2 Reconstrução das imagens com o ISGRI

Para extrair as imagens obtidas pelo ISGRI é necessário executar os passos do *script* `scientific analysis` de redução de dados do IBIS desde o passo COR (que corrige a energia) até o passo IMA (que faz a deconvolução dos diagramas de sombra e

produz as imagens), (ver seção anterior 3.1.1).

Para a execução de tais passos é utilizada a Interface Gráfica do Usuário IBIS (IGUI) que chama o *script*. Porém antes de dar início, é necessário definir algumas opções de entrada para o *software*. Assim, foram selecionadas na IGUI:

- a opção que faz com que o software utilize o catálogo padrão no passo CAT_I, que contém todas as fontes que foram detectadas pelo ISGRI nos dados públicos até fevereiro de 2009;
- a opção de ser processado somente os arquivos de dados do ISGRI;
- a opção de utilizar o GTI padrão;
- a opção de levar em conta os seguintes problemas para exclusão de janelas científicas: *flares* solares, reinicializações inesperadas do IBIS, taxas de contagens do veto muito mais baixas ou muito mais altas do que o normal, mudança de tensão, passagem pelo cinturão de radiação da Terra visto pelo veto ou pelo ISGRI e o intervalo muito curto de tempo (a bordo) do aumento do pulso;
- a opção da utilização de quatro bandas de energia para a geração de quatro imagens, uma em cada banda: de 20 a 40 keV, de 40 a 60 keV, de 60 a 100 keV e de 100 a 200 keV;
- a opção para que o *software* olhe para as 15 fontes mais brilhantes do CDV, com a significância estatística de detecção maior do que 6σ para as fontes do catálogo e 7σ para as fontes novas;
- a opção da utilização dos mapas padrões de ruído fornecidos pela equipe IBIS onde a normalização do ruído é calculada do diagrama de sombra, e os pixels afetados por fótons de todas as fontes previamente detectadas (presentes no catálogo IBIS) com fluxos maiores do que 100 contagens por segundo na faixa de energia entre 20-60 keV são removidos;
- a opção de que, na imagem mosaico formada depois da produção das imagens de cada janela científica, os fótons pertencentes à fonte sejam espalhados em torno de um único pico central;

- a opção que despreza os pixels que foram afetados devido a uma cola presente em algumas aberturas da máscara, pois a presença desta cola faz com que o diagrama de sombra formado próximo a região da cola não seja totalmente o correto, criando artefatos na imagem (fantasmas); porém esta opção só descarta pixels afetados por fontes fortes; se a fonte é fraca para ser detectada em uma única janela científica então os fantasmas não serão retirados, e estes poderão aparecer como fontes novas na imagem mosaico.

Após terem sido selecionadas todas as opções para a extração das imagens citadas acima, os passos da redução de dados foram executados. As imagens obtidas foram visualizadas com a utilização do programa DS9, e uma delas é mostrada na figura 3.1 como exemplo.

3.1.3 Construção dos espectros

O método de abertura codificada obriga que os espectros de todas as fontes presentes no CDV sejam extraídos simultaneamente. Não é boa prática, assim, a extração espectral de apenas uma fonte de interesse do CDV.

Para que os passos da redução espectral possam ser iniciados é necessário que os passos da redução da imagem estejam feitos, ver seção 3.1.2. O passo inicial da extração espectral é o BIN_S e o passo final é o SPE. Antes de executar estes passos, como no caso da redução das imagens, é necessário especificar algumas entradas para o *software*, como:

- o mapa de ruído;
- a especificação da faixa espectral desejada da matriz resposta;
- o catálogo de entrada

O mapa de ruído utilizado foi o padrão (o mesmo utilizado na extração da imagem e da curva de luz produzida posteriormente), recomendado pelo manual do IBIS, assim como a especificação da faixa espectral desejada na matriz resposta.

O catálogo de entrada, usado tanto para a extração espectral como para a extração da curva de luz, é gerado pelo passo IMA e um espectro será gerado para cada fonte presente neste catálogo. Entretanto, o catálogo escolhido para a análise foi

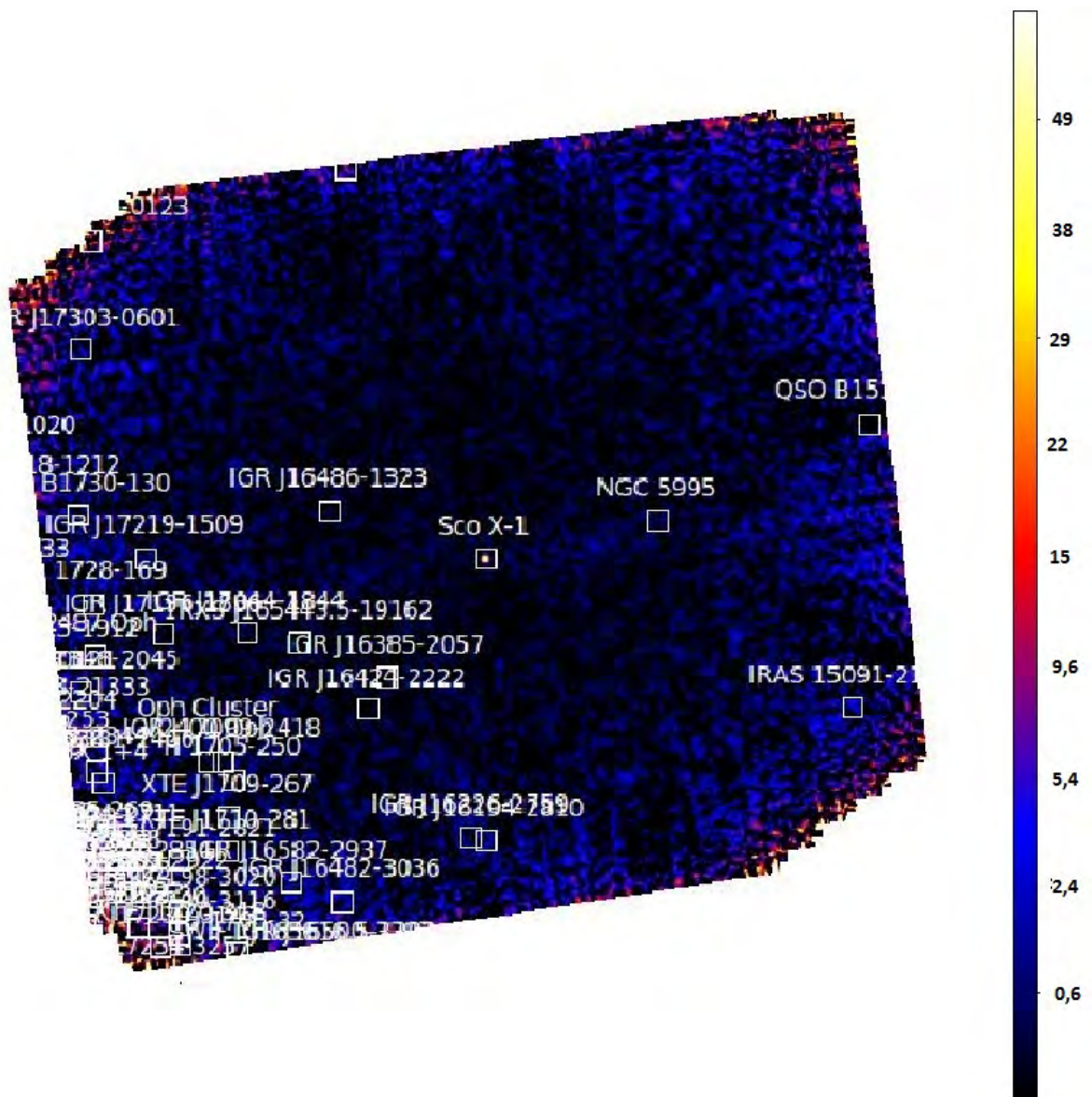


Figura 3.1 - Imagem da observação de Sco X-1 do dia 12/03/2005.

modificado para possuir todas as fontes com nível de detecção maior do que 2σ ao invés de 6σ (sugerido pelo manual); este limite inferior foi estabelecido de forma que as fontes do campo de visada aparecessem em todas as análises além da fonte Sco X-1, e assim tivéssemos a certeza de que obteríamos o espectro de Sco X-1 sem a contaminação por outras fontes do campo. Neste catálogo também foram subtraídas as fontes fantasmas quando estas apareceram na imagem mosaico do dia de observação.

Depois de executados os passos da extração espectral citados acima, os espectros das fontes para cada janela científica ficam disponíveis.

Para melhorar a relação sinal/ruído, é conveniente somar o espectro da fonte de interesse de cada janela científica. Isto foi feito com a ajuda da ferramenta *spe_pick*, e como resultado dois arquivos de interesse foram criados: o *sco_sum pha.fits* que contém o espectro de Sco X-1 somado, e o arquivo *sco_sum arf.fits* que contém a função resposta resultante.

Por último é necessário aplicar a correção do erro sistemático aos dados. Acredita-se que o erro sistemático do ISGRI seja igual a 2 % (CHERNYAKOVA; NERONOV, 2010).

Um dos espectros obtidos depois de todos os passos da extração espectral e da adição do erro sistemático de 2 % é mostrado na figura 3.2.

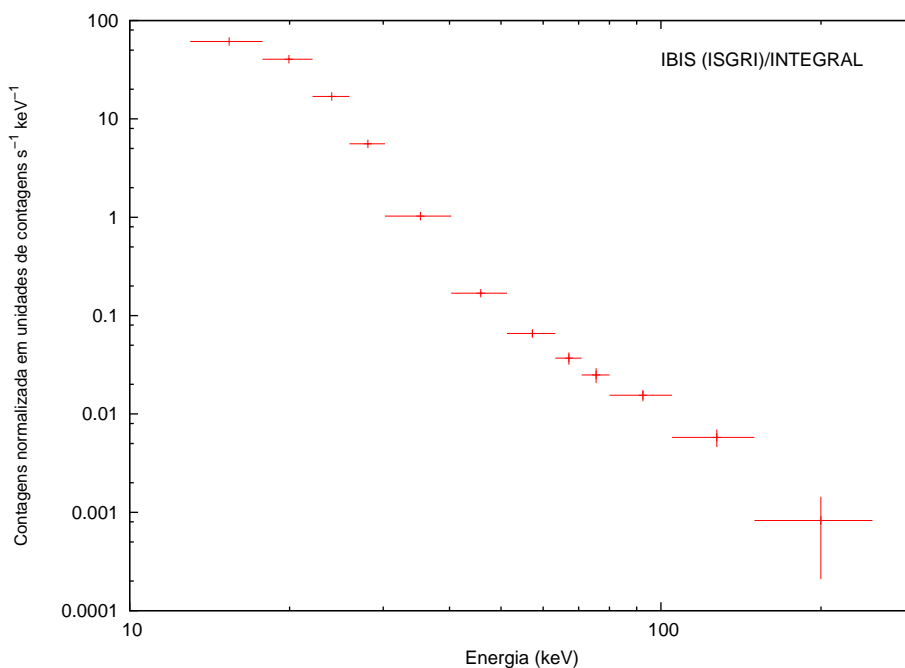


Figura 3.2 - Espectro da observação de Sco X-1 do dia 31/07/2003.

3.1.4 Extração da curva de luz e criação do diagrama cor-intensidade

Para extrair uma curva de luz de uma fonte é necessário que o mapa do PIF esteja disponível. Este é produzido no último passo da redução espectral. Portanto, para se extrair uma curva de luz é necessário que o espectro, e portanto também as imagens, tenham sido produzidos anteriormente.

Para obter as curvas de luz é necessário apenas executar o passo LCR. Assim, tanto o passo inicial como o final colocado na IGUI é o LCR. Depois de executado este passo da redução para cada janela científica quatro curvas de luz serão criadas para cada fonte presente no catálogo especificado anteriormente na IGUI (o mesmo da extração espectral).

As quatro curvas de luz estão separadas em quatro faixas de energia: de 20 a 40 keV, de 40 a 60 keV, de 60 a 100 keV e de 100 a 200 keV, com contagens de fótons em um *bin* de 100 segundos.

Para obter a curva de luz em uma determinada faixa de energia para uma determinada fonte (no nosso caso Sco X-1) foi usada a ferramenta *lc_pick*, e com esta as curvas de luz de Sco X-1 nas faixas de energia de 20 a 40 keV e de 40 a 60 keV foram extraídas.

Posteriormente, com as curvas de luz já extraídas, o diagrama de cor-intensidade foi obtido facilmente: a cada 100 segundos a contagem de fótons da curva de luz de 40 a 60 keV foi dividida pela contagem de fótons da curva de luz de 20 a 40 keV e graficada em função da contagem da curva de luz de 20 a 40 keV neste mesmo intervalo de tempo.

3.2 XSPEC

3.2.1 O ajuste espectral

Um detector usado, por exemplo, para medir o espectro de uma fonte não obtém o espectro real, mas sim contagens de fótons (C) dentro de um canal específico (I). Assim, o espectro observado está relacionado com o espectro real da fonte, $f(E)$, através da relação:

$$C(I) = \int_{E_1}^{E_2} f(E)R(I, E)dE \quad (3.1)$$

onde $R(I, E)$ é a função resposta do instrumento, que fornece a energia E de um fóton detectado no canal I .

Seria ideal se fosse possível resolver $f(E)$ da equação 3.1 derivando $f(E)$ para um dado conjunto de $C(I)$, mas infelizmente isso geralmente não é possível pois a solução tende a ser instável para pequenas mudanças no valor de $C(I)$ e não única (ver, por exemplo, BLISSETT; CRUISE 1979, KAHN; BLISSETT 1980 e LOREDO; EPSTEIN 1989).

A solução alternativa então é escolher um modelo espectral, $f_p(E)$, que pode ser descrito em termos de poucos parâmetros, $f(E, p_1, p_2, \dots)$, e combinar com a resposta instrumental do espectrômetro $R(I, E)$. Assim, para cada $f_p(E)$ uma contagem espectral prevista, $C_p(I)$, é calculada e comparada com o dado observado $C(I)$. Um teste estatístico então é usado para julgar se o modelo espectral escolhido se ajusta aos dados obtidos.

No XSPEC, o simples teste de χ^2 (equação 3.2) é utilizado como padrão para determinar se um ajuste é válido.

$$\chi^2 = \sum \frac{(C(I) - C_p(I))^2}{(\sigma(I))^2} \quad (3.2)$$

onde $\sigma(I)$ é o erro do canal I , geralmente desconhecido, e normalmente estimado por $\sqrt{C(I)}$ (admitindo-se uma distribuição normal ou poissônica).

Para um bom ajuste é necessário que o χ^2 reduzido (χ^2/ν , onde ν é o número de graus de liberdade, calculado como sendo o número de canais menos o número de parâmetros livres do modelo) seja aproximadamente igual a 1 (portanto, $\chi^2 \sim \nu$). Um χ^2 reduzido que possui valor muito maior do que 1 indica um modelo espectral pobre. Já um χ^2 reduzido com valor um pouco acima de 1 pode indicar que as incertezas dos dados foram subestimadas, e um valor menor do que 1 pode indicar que as incertezas foram superestimadas.

Se o modelo $f_p(E)$ passa no teste estatístico do χ^2 , isto não quer dizer que esse seja

o único modelo aceitável. Cabe, portanto, ao observador a tarefa de testar vários modelos, obter os respectivos χ^2 e justificar a escolha final com base em argumentos físicos e não puramente estatísticos.

3.2.2 Os parâmetros do modelo

Dado os parâmetros iniciais do modelo escolhido, estes podem ser variados para encontrar o conjunto de parâmetros que fornecem o ajuste estatístico mais desejável. Os valores deste conjunto são chamados de *valores de melhor ajuste*, e o modelo espectral encontrado com os valores de melhor ajuste é chamado de *melhor ajuste espectral*.

Para um dado parâmetro de melhor ajuste (por exemplo p_1) se define, no ambiente do XSPEC, um “intervalo de confiança”. Este é o intervalo de valor dentro do qual se encontra, com um certo nível de confiança, o valor verdadeiro do parâmetro. Este intervalo é calculado variando o valor do parâmetro até que o χ^2 aumente uma quantidade particular acima do valor obtido no melhor ajuste espectral (valor mínimo). A quantidade de χ^2 que é permitida aumentar ($\Delta \chi^2$ crítico) depende do nível de confiança requerido e do número de parâmetros cujo espaço de confiança se quer calcular. O $\Delta \chi^2$ crítico para casos comuns são dados na Tabela 3.2.2.

Tabela 3.2 - $\Delta \chi^2$ crítico

Nível de Confiança	Número de Parâmetros de Interesse		
	1	2	3
%			
68	1,00	2,30	3,50
90	2,71	4,61	6,25
99	6,63	9,21	11,30

Fonte: Avni (1976)

3.2.3 $R(I, E)$: a função resposta do instrumento

Para construir o espectro de uma fonte, o XSPEC faz uso da função resposta do detector $R(E, I)$, que fornece a probabilidade de um fóton de energia E ser detectado no canal I . Assim, a função resposta é uma função contínua de E , que pode ser

convertida em uma função discreta pela criação de uma matriz resposta $M_R(I, J)$, a qual define a faixa de energia E_j tal que:

$$M_R(I, J) = \frac{\int_{E_{j-1}}^{E_j} R(I, E)dE}{E_j - E_{j-1}} \quad (3.3)$$

Convencionalmente, a resposta está em unidades de cm^2 , caracterizando a área efetiva de detecção em cada intervalo de energia.

3.2.4 $M(E)$: o modelo espectral

Para calcular o modelo espectral, $M(E)$ (equação 3.4, em unidade de fótons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) o XSPEC usa as faixas de energia definidas na matriz resposta.

$$M(J) = \int_{E_{J-1}}^{E_J} M(E)dE \quad (3.4)$$

O XSPEC permite a construção de modelos compostos para representar as fontes de raios X: é possível somar componentes (por exemplo: lei de potência, corpo negro, etc), multiplicar componentes (o que modifica a componente que está sendo multiplicada por um fator dependente da energia - por exemplo: absorção fotoelétrica, borda de absorção, etc), bem como fazer uma mistura de componentes usando as duas operações anteriores. Neste trabalho foi utilizado somente a soma de duas componentes (COMP TT e PEGPWRLW) para ajustar o espectro da fonte Sco X-1 (ver seções 3.2.4.1 e 3.2.4.4).

3.2.4.1 O modelo compTT

O COMP TT é um modelo espectral desenvolvido por L.Titarchuk (TITARCHUK, 1994; HUA; TITARCHUK, 1995; TITARCHUK; LYUBARSKIJ, 1995) e baseado no processo de Comptonização, onde fótons de baixas frequências (do disco de acreção) são espalhados por elétrons quentes presentes em uma nuvem de plasma (coroa). Esse modelo substitui o modelo de Comptonização Sunyaev-Titarchuk (SUNYAEV; TITARCHUK, 1980; SUNYAEV; TITARCHUK, 1985), no sentido que a teoria é estendida para incluir o caso de altas temperaturas e energias relativísticas. O COMP TT é usado tanto para modelar espectros de binárias de raios X como os de AGNs.

Katz (1976) e Shapiro et al. (1976) foram os primeiros a mostrar que o espectro de lei de potência poderia ser o resultado da Comptonização da radiação de baixa frequência em torno de uma nuvem de plasma, assumindo que $E < kT_e$ (onde T_e é a temperatura eletrônica).

Titarchuk e Lyubarskij (1995) mostram que tal espectro de lei de potência é a solução exata da equação cinética radiativa (TITARCHUK; LYUBARSKIJ 1995, equação [1]) com a suposição (já descrita acima) de injeção de fótons de energia E menor do que a energia de repouso do elétron $m_e c^2$ (onde m_e corresponde à massa de repouso do elétron) e também menor do que kT_e . Assim, o problema da determinação do espectro de Comptonização foi reduzido à determinação do índice da lei de potência.

A fórmula exata para o índice de lei de potência encontrada e verificada por cálculos de Monte Carlo é mostrada na Equação [24] de Titarchuk e Lyubarskij (1995), e é válida para uma ampla faixa de valores dos parâmetros da nuvem de plasma (temperatura e profundidade óptica) e para ambas as geometrias (disco e esférica). Essa equação fornece a relação do índice espectral com a temperatura do elétron e com a taxa de escape adimensional de fótons, β . Porém, ela pode ser reduzida a uma relação entre o índice espectral, a temperatura eletrônica e a profundidade óptica, já que β tem relação direta com a profundidade óptica através das Equações [13]-[17] de Titarchuk e Lyubarskij (1995) para uma dada geometria. Portanto, para uma dada geometria, a forma do espectro emergente depende somente de dois parâmetros: a temperatura do plasma, kT_e , e a profundidade óptica (ou a taxa β de escape).

Os parâmetros de entrada do modelo COMPTT no XSPEC estão apresentados na Tabela 3.3.

3.2.4.2 O cenário do modelo compTT

O espectro Comptonizado é criado por fótons que sofrem um número muito maior de espalhamentos na nuvem de plasma do que a média. Isso ocorre porque se a temperatura do plasma kT_e é alta o suficiente e a energia característica dos fótons fontes é baixa, os fótons têm que se submeter a um número grande de espalhamentos (por difusão na nuvem de plasma) para atingir energias altas ($h\nu \sim kT_e$), e produzem um campo de radiação específico com distribuição angular e espacial que são determinadas somente pela profundidade óptica da nuvem de plasma, sendo independentes da energia.

Tabela 3.3 - Parâmetros de entrada do modelo COMPTT. O parâmetro 5 (também chamado de Approx) deve necessariamente ser congelado.

Parâmetro	Valores
1	Redshift
2	Temperatura dos fótons de baixas frequências [keV]
3	Temperatura do plasma [keV]
4	Profundidade óptica do plasma
5	Geometria (o sinal denota a técnica de aproximação e a magnitude determina a geometria): ≤ 1 disco > 1 esfera $\geq 0 \beta$ vs τ é determinado por aproximação analítica $< 0 \beta$ vs τ (com $0, 1 < \tau < 10$) é determinado por interpolação
6	Normalização

Fonte: disponível em <http://heasarc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XSmodelComptt.html>, e acessada em 26/08/2011.

Para o plasma relativístico, quando a temperatura do plasma kT_e é da ordem da energia da massa de repouso do elétron ($m_e c^2$), ou maior, o cenário físico para a formação do espectro de altas energias é um pouco diferente: para ganhar energia, os fótons primários têm que se submeter a um certo número de colisões n no gás de elétrons quentes. No espalhamento, o ganho de energia do fóton é máximo quando o elétron move em direção ao fóton e o espalha para trás (ou seja, o fóton depois da colisão se move no sentido contrário ao movimento do mesmo quando este estava a caminho do encontro com o elétron), neste caso $\theta_1 = -\pi$ e $\theta_2 = 0$, onde $\theta_{1,2}$ são os ângulos entre a velocidade do elétron e a direção de propagação do fóton antes e depois do espalhamento. A última condição não é muito restrita devido ao fato de que elétrons mesmo levemente relativísticos espalham fótons predominantemente na direção de seus movimentos. Em um meio com profundidade óptica moderada, a probabilidade de um fóton ser espalhado n vezes decresce rapidamente com n . Consequentemente, somente fótons que são espalhados de forma suficientemente eficaz ($\theta_1 \approx -\pi$, $\theta_2 \approx 0$) contribuem para a cauda de altas energias do espectro, já que eles adquiriram energia depois de um número mínimo de espalhamentos. Já os fótons que são espalhados ineficientemente escapam antes de atingir altas energias.

3.2.4.3 A fonte de fótons de baixa frequência para o modelo compTT

O espectro fonte que fornece os fótons de baixas energias para interagir com os elétrons quentes da nuvem de plasma é considerado como uma lei de Wien, pois este espectro fornece simplicidade analítica para o modelo. Isso não representa um problema significativo já que os resultados são pouco dependentes do espectro fonte.

Esses fótons de baixas frequências podem ser produzidos nas camadas frias do disco de acreção devido ao aquecimento do material frio pelos fótons de altas energias que emergem da região quente, mais interna do disco, pois, alguma fração da luminosidade L irradiada para fora é depositada no material frio devido ao efeito de recuo dos elétrons e absorção fotoelétrica.

3.2.4.4 O modelo PEGPWRLW

O modelo PEGPWRLW (Equação 3.5) é similar ao modelo de lei de potência simples; a diferença neste caso está na presença de dois parâmetros E_{min} e E_{max} (ver Tabela 3.4) que juntos indicam a faixa de energia do parâmetro de normalização (parâmetro 4).

$$F(E) = K \left(\frac{E}{1keV} \right)^{-\alpha} \quad (3.5)$$

Tabela 3.4 - Parâmetros de entrada do modelo PEGPWRLW. Os parâmetros 2 e 3 são congelados automaticamente pelo XSPEC.

Parâmetro	Valores
1	Índice da lei de potência (α)
2	Energia mínima (E_{min})
3	Energia máxima (E_{max})
4	Normalização (K) = fluxo sobre a faixa de energia (E_{min}, E_{max}) em unidade de $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, se o parâmetro 2 for igual ao parâmetro 3 então K é igual ao parâmetro 2 em unidades de micro-Jy

Fonte: disponível em <http://heasarc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XSmodelPegpwlw.html>, e acessada em 26/08/2011.

4 ANÁLISE DE DADOS E DISCUSSÕES

A proposta inicial deste trabalho era utilizar dados do INTEGRAL (sendo o primeiro grupo brasileiro a utilizá-lo na faixa de energia de raios X) para fazer um estudo de longo termo de Sco X-1 usando tanto raios X na faixa de 20 a 200 keV para estudar o espectro da fonte, como os raios X de mais baixa energia, <20 keV, para analisar o diagrama cor-cor dos mesmos dias de observações dos espectros de 20 a 200 keV, tentando assim encontrar correlações entre os parâmetros dos ajustes espectrais e a taxa de acreção de massa, bem como correlação entre os próprios parâmetros dos ajustes. Como só descobrimos posteriormente que a radiação de Sco X-1 de raios X <20 keV satura o detector JEM-X (responsável pela detecção nesta faixa de energia), pudemos somente analisar a correlação entre os parâmetros dos ajustes espectrais (presente na seção 4.1), mas buscamos uma maneira de encontrar a posição da fonte no diagrama cor-cor através do diagrama cor-intensidade duro (feito com a cor em raios-X duros). Não encontramos uma maneira eficiente de determinar todos os três estágios da fonte no caminho Z do diagrama cor-cor em raios X moles, mas encontramos uma característica no diagrama cor-intensidade duro que permita talvez (porque sua validade necessita de mais investigação) inferir que a fonte se encontra em estágios de taxa de acreção de massa moderada ou alta, ou seja, informa que a fonte está no NB ou no FB (ou ainda no vértice NB/FB) do caminho Z e não no HB (presente na seção 4.3). Os resultados apresentados neste capítulo são os primeiros na literatura com uma base de dados de cerca de 7 anos de observação de Sco X-1 com o INTEGRAL.

4.1 Análise espectral

Devido ao conhecimento insuficiente da calibração do instrumento (ISGRI) abaixo de 18 keV (CHERNYAKOVA; NERONOV, 2010) todos os espectros de Sco X-1 utilizados em nossa análise estão compreendidos na faixa de energia de 20 a 200 keV, garantindo assim a ausência do erro de calibração.

Para ajustar esses espectros utilizamos a soma de dois modelos espectrais, COMPTT e PEGPWRLW (ver seções 3.2.4.1 e 3.2.4.4). A escolha dos modelos foi feita com base no que tem sido feito para BXBMs com fontes do tipo Z (BARRET et al., 2000); (D'AMICO et al., 2001a); (D'AMICO et al., 2001b); (Di Salvo et al., 2006). Este modelo foi utilizado no trabalho de Di Salvo et al. (2006).

Chamamos a componente COMP TT do modelo de componente térmica, e a componente de lei de potência (PEGPWRLW) de componente não térmica, de acordo com o jargão utilizado pela comunidade científica.

O modelo COMP TT fornece um bom ajuste para a parte do espectro com energia mais baixa, de 20 até ~ 40 -50 keV, e, para energias maiores, de ~ 40 -50 até ~ 200 keV, vê-se claramente através dos resíduos (ver Figura 4.1) e pela relação sinal/ruído dos canais acima de ~ 50 keV que uma segunda componente é realmente necessária para um bom ajuste.

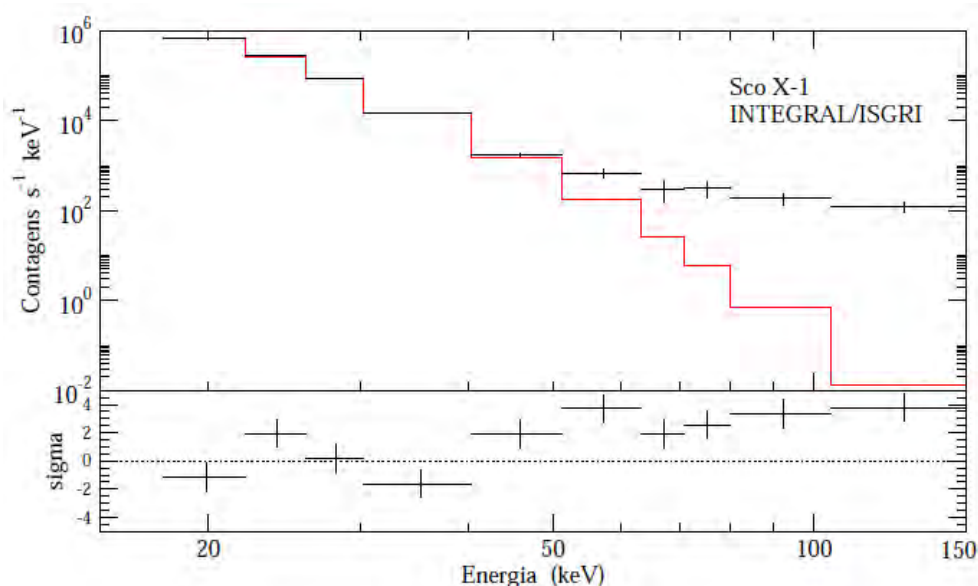


Figura 4.1 - Gráfico do espectro de Sco X-1 de 12,137/08/2003 ajustado com o modelo compTT. **Acima:** a linha contínua em vermelho corresponde ao modelo compTT. **Abaixo:** resíduos em unidades de σ em relação ao modelo ajustado (linha contínua vermelha). Repare que os resíduos acima de ~ 50 keV indicam a necessidade de inclusão de mais uma componente no ajuste.

A adição da segunda componente (PEGPWRLW) diminuiu significativamente o χ^2 -reduzido nas 12 observações em que esta foi necessária para o ajuste. A Figura 4.2 abaixo mostra um dos ajustes espectrais de Sco X-1 com o uso das duas componentes.

Apenas em um dos espectros observados a segunda componente não foi necessária para o ajuste. Este espectro corresponde ao dia de observação 19/09/2005 (ver Figura 4.3). A taxa de contagens de fótons para este dia na faixa de energia de 70 até 200 keV

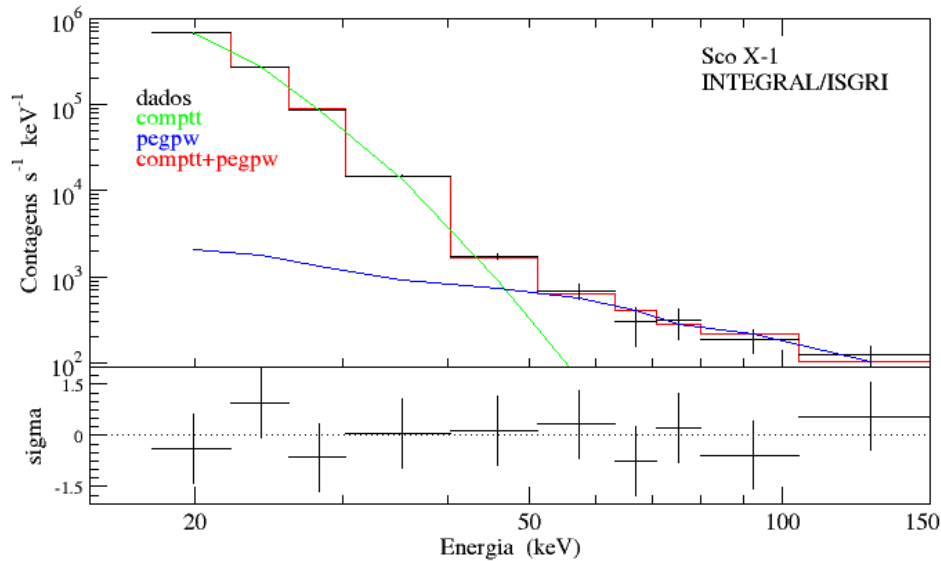


Figura 4.2 - Gráfico do espectro de Sco X-1 de 12,137/08/2003 (o mesmo da figura anterior) ajustado com o modelo COMPTT+PEGPWRLW. **Acima:** as componentes individuais e o ajuste total. **Abaixo:** resíduos em unidades de σ em relação ao modelo ajustado.

(canais 7 a 12) é de $0,1 \pm 0,3$ contagens por segundo. A ausência da segunda componente nesta análise mostra a variabilidade da componente não térmica e concorda com análises anteriores do espectro de Sco X-1 que também apresentaram a ausência da componente não térmica em alguns dos ajustes espectrais feitos (D'AMICO et al., 2001a); (D'AMICO et al., 2001b).

Dois dias de observações, além do dia 19/09/2005, apresentaram relação sinal/ruído (RSR) menor do que 3 para a faixa de energia entre 70 e 200 keV. Porém para estes dois dias (15/02/2004, com RSR $\sim 2,2$, e 12/03/2005, com RSR $\sim 1,7$) a segunda componente foi necessária para o ajuste.

O erro sistemático foi aumentado para 3% no caso dos dados de 2010. Isso foi feito para uniformizar o modelo utilizado aos dados.

4.1.1 Parâmetros dos ajustes

Em todos os ajustes os valores dos parâmetros E_{min} e E_{max} da componente PEGPWRLW e os valores dos parâmetros Redshift e Approx (parâmetros 2 e 3 da Tabela 3.4 e parâmetros 1 e 5 da Tabela 3.3) da componente COMPTT foram mantidos

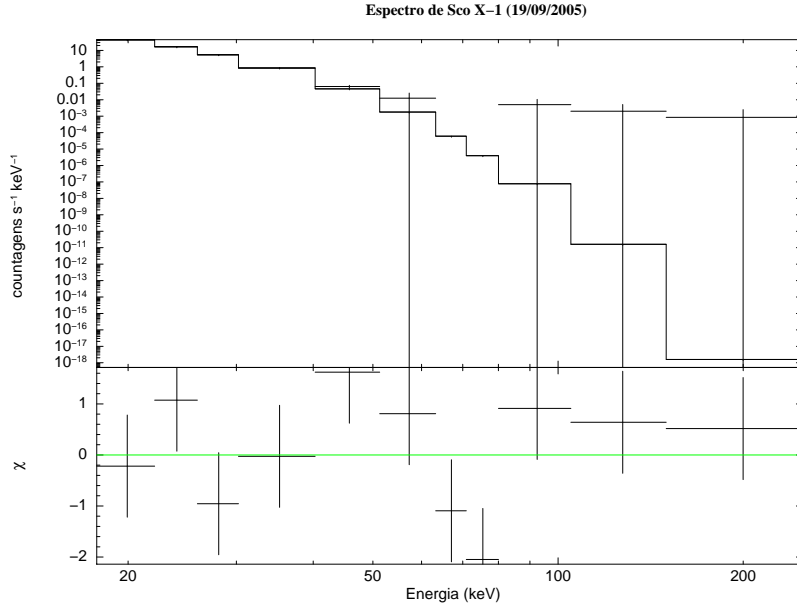


Figura 4.3 - Gráfico do espectro de Sco X-1 (dia 19/09/2005) ajustado com o modelo compTT. **Acima:** a linha contínua corresponde ao modelo COMP TT. **Abaixo:** resíduos em unidades de σ .

constantes, e iguais à 20 keV, 50 keV, 0 e 1, respectivamente. O valor deste último parâmetro implica no uso da geometria de disco.

Os outros parâmetros de melhor ajuste que apresentaram variações a cada dia de observação do espectro estão apresentados na Tabela 4.1.

Os valores dos parâmetros kT_0 e τ foram mantidos congelados nas análises pois desta forma os valores do χ^2 -reduzido e do F-teste tornavam-se melhores, e também os erros dos parâmetros eram fornecidos mais facilmente pelo XSPEC.

Neste trabalho, como já mencionado, foi adicionado aos dados um erro sistemático de 2 %, seguindo as instruções explícitas do manual de redução de dados do IBIS (CHERNYAKOVA; NERONOV, 2010), e utilizado a geometria de disco. Nós fizemos o uso do mesmo modelo que Di Salvo et al. (2006), que também utiliza dados de Sco X-1 do satélite INTEGRAL, para ajustar os espectros. Porém Di Salvo et al. (2006) fazem uso de um erro sistemático igual a 1%, geometria esférica, e garantem de que a mudança para a geometria de disco somente afeta os valores da profundidade óptica derivados nos ajustes. Isto se mostrou verdadeiro também para os nossos ajustes

Tabela 4.1 - Parâmetros do ajuste espectral de cada dia de observação.

O parâmetro kT_0 e kT_e correspondem aos valores da energia dos fótons incidentes e a dos elétrons, o parâmetro τ corresponde à profundidade óptica, Ncom e Npeg correspondem às normalizações dos modelos COMPTT e PEGPWRLW. As incertezas nos parâmetros são dadas com o nível de confiança igual a 90 %.

(a) parâmetro livre.

Início da Observação	COMPTT				PEGPWRLW		χ^2 -reduzido
	kT_0	kT_e	τ	Ncom	α	Npeg	
	(keV)	(keV)				(10^{-12} erg.cm $^{-2}$.s $^{-1}$)	
	congelado	livre	congelado	livre	livre	livre	
31/07/2003	1,60	$2,86^{+0,04}_{-0,04}$	9,00	$4,28^{+0,42}_{-0,38}$	$2,62^{+0,29}_{-0,26}$	411^{+85}_{-69}	0,573
12,008/08/2003	1,60	$2,81^{+0,05}_{-0,05}$	9,18	$3,30^{+0,35}_{-0,31}$	$2,90^{+0,44}_{-0,38}$	332^{+103}_{-74}	0,502
12,137/08/2003	1,60	$2,85^{+0,04}_{-0,04}$	8,41	$5,17^{+0,49}_{-0,44}$	$1,87^{+0,58}_{-0,48}$	160^{+75}_{-52}	0,586
13/08/2003	1,60	$2,80^{+0,04}_{-0,04}$	9,17	$4,29^{+0,42}_{-0,37}$	$2,69^{+0,59}_{-0,48}$	216^{+93}_{-61}	0,375
15/02/2004	2,93	$2,66^{+0,08}_{-0,01}$	11,48	$2,28^{+0,35}_{-0,28}$	$3,60^{+1,56}_{-1,21}$	338^{+470}_{-175}	0,502
27/08/2004	2,96	$2,71^{+0,06}_{-0,07}$	10,00	$3,42^{+0,46}_{-0,37}$	$2,78^{+0,50}_{-0,42}$	459^{+154}_{-110}	1,400
12/03/2005	2,73	$2,60^{+0,08}_{-0,09}$	10,00	$2,61^{+0,43}_{-0,64}$	$4,75^{+1,06}_{-1,17}$	672^{+469}_{-321}	0,984
19/09/2005	3,00	$2,36^{+0,27}_{-0,03}$	$7,05^{+1,79}_{-0,85}$ (a)	$6,27^{+3,68}_{-2,13}$			1,421
21/02/2006	3,13	$2,61^{+0,06}_{-0,07}$	14,00	$2,93^{+0,43}_{-0,34}$	$3,41^{+0,68}_{-0,56}$	398^{+183}_{-115}	1,110
22/02/2006	3,64	$2,48^{+0,07}_{-0,09}$	21,00	$3,74^{+0,80}_{-0,55}$	$2,83^{+0,43}_{-0,37}$	338^{+90}_{-68}	1,645
20/03/2006	2,95	$2,65^{+0,05}_{-0,06}$	16,00	$2,54^{+0,30}_{-0,25}$	$3,51^{+0,77}_{-0,64}$	387^{+209}_{-125}	1,020
08/02/2010	3,83	$2,73^{+0,07}_{-0,08}$	25,00	$1,88^{+0,32}_{-0,26}$	$2,20^{+0,72}_{-0,58}$	153^{+88}_{-56}	1,611
09/02/2010	3,37	$2,74^{+0,08}_{-0,09}$	17,00	$1,90^{+0,34}_{-0,26}$	$3,55^{+1,07}_{-0,86}$	365^{+320}_{-157}	0,995

referentes às observações de 2003 (os mesmos dias analisados por Di Salvo et al. 2006). Porém, em ajustes posteriores ao ano de 2003, o uso da geometria de disco ao invés da esférica implicou na mudança do valor de kT_e ou de kT_0 , com uma aparente diminuição do valor de kT_e em relação a kT_0 (ver Tabela 4.1 ou 4.2). Para observar mais claramente estas mudanças, a Tabela 4.2 apresenta os valores de kT_e e kT_0 para dois dias de observações onde foram feitos os ajustes com a geometria esférica e de disco. Vê-se portanto a partir dessa tabela que para o dia de observação 15/02/2004 o valor de kT_e muda com a mudança da geometria, mas aparentemente kT_0 muda pouco, e, para o dia de observação 20/03/2006 o valor de kT_e praticamente não muda e o valor de kT_0 mostra, aparentemente, mudança significativa.

Usamos a palavra aparente porque como o parâmetro kT_0 é congelado não há como realmente comparar os valores entre os dois parâmetros em questão (dois valores de kT_0 de diferentes dias de observações ou o valor de kT_0 com o valor kT_e)

Tabela 4.2 - Ajustes COMP TT+PEGPWRLW com geometria esférica e cilíndrica.

Início da observação	Geometria Esférica		Geometria Cilíndrica	
	kT_e	kT_0	kT_e	kT_0
15/02/2004	$3,73^{+0,11}_{-0,16}$	2,50	$2,66^{+0,08}_{-0,01}$	2,93
20/03/2006	$2,76^{+0,05}_{-0,05}$	2,15	$2,65^{+0,05}_{-0,06}$	2,95

Entretanto, independente da geometria utilizada no modelo COMP TT+PEGPWRLW vê-se que kT_e e kT_0 são da mesma ordem, o que está de acordo com a condição para que a Comptonização ocorra (RYBICKI; LIGHTMAN, 1979).

Di Salvo et al. (2006) encontraram que a emissão de raios X duros acima de cerca de 30 keV de Sco X-1 é dominada pela componente da lei de potência α igual a $3,31^{+0,08}_{-0,17}$. Nosso valor médio de α para os mesmos dias de observações de Di Salvo et al. (2006) ¹ é igual a $2,54 \pm 0,16$ e concorda dentro de 3σ com o valor de Di Salvo et al. (2006).

Já o valor médio de α referente a todos os dias de observações da nossa análise

¹Os dias de observações foram: 31/07/2003, 01/08/2003, 11/08/2003, 12/08/2003 e 13/08/2003. Consideramos que o dia 01/08/2003 de Di Salvo et al. (2006) também corresponda ao dia 12/08/2003. Os dados do dia 11/08/2003 foram especialmente analisados por nós para esta comparação.

(Tabela 4.1) é igual a $3,06 \pm 0,21$, com a lei de potência dominando o espectro acima de ~ 40 - 50 keV. Este valor concorda com o trabalho de Di Salvo et al. (2006) e com o intervalo esperado para o índice de lei de potência para BXBMs brilhantes, porém, não corrobora a média encontrada por D’Amico et al. (2001b).

4.1.2 Parâmetros estatísticos

Os valores do χ^2 -reduzido, do número de graus de liberdade (gdl) e do F-teste de cada ajuste encontram-se na Tabela 4.3 abaixo.

Tabela 4.3 - Parâmetros estatísticos dos ajustes espectrais.

Para a data 19/09/2005 o valor do χ^2 -reduzido e o número de graus de liberdade (gdl) correspondem ao ajuste da componente COMP TT somente. Para todos os outros dias de observações os dados da tabela correspondem ao ajuste espectral com a utilização das duas componentes.

Início da Observação	χ^2 -reduzido	gdl	F-teste
31/07/2003	0,573	7	$6,15 \times 10^{-8}$
12,008/08/2003	0,502	7	$6,91 \times 10^{-7}$
12,137/08/2003	0,586	7	$1,39 \times 10^{-5}$
13/08/2003	0,375	7	$1,21 \times 10^{-6}$
15/02/2004	0,502	7	$5,64 \times 10^{-4}$
27/08/2004	1,400	7	$7,70 \times 10^{-6}$
12/03/2005	0,984	7	$2,75 \times 10^{-4}$
19/09/2005	1,421	8	
21/02/2006	1,110	7	$3,28 \times 10^{-6}$
22/02/2006	1,645	7	$2,80 \times 10^{-5}$
20/03/2006	1,020	7	$4,39 \times 10^{-4}$
08/02/2010	1,611	7	$3,52 \times 10^{-4}$
09/02/2010	0,995	7	$9,03 \times 10^{-5}$

O F-teste, obtido com o XSPEC em cada ajuste, é utilizado para rejeitar (ou não) a hipótese nula. A maioria dos pesquisadores aceita o modelo mais complexo (rejeitando a hipótese nula) se o F-teste for menor ou da ordem de 10^{-9} (ver, por exemplo, D’AMICO et al. 2001b).

Embora os valores dos F-testes obtidos tenham sido de uma até cinco ordens de grandeza maiores do que os normalmente aceitáveis pela comunidade científica, a necessidade da segunda componente para o ajuste do espectro é fortemente evidenciada pelos resíduos e pela RSR, como já mencionado anteriormente.

4.1.3 Fluxos

O fluxo médio de 20 a 200 keV da componente lei de potência encontrado através dos ajustes espectrais feitos por Di Salvo et al. (2006) foi igual a $(6,27 \pm 0,35) \times 10^{-10}$ erg cm⁻² s⁻¹. O fluxo médio encontrado através de nossas análises para os mesmos dias de observações é igual a $(5,90 \pm 0,89) \times 10^{-10}$ erg cm⁻² s⁻¹ e concorda dentro de 1 σ com o valor de Di Salvo et al. (2006).

Os fluxos obtidos em cada ajuste espectral em todos os dias de observações feitos neste trabalho, nas faixas de energia de 20 até 50 keV e de 50 até 200 keV, estão disponíveis na Tabela 4.4.

Tabela 4.4 - Fluxos de 20-50 keV e de 50-200 keV.

As incertezas são dadas com o nível de confiança de 90 %. O fluxo de 50-200 keV do dia de observação 19/09/2005 corresponde a um limite superior (3 σ).

Início da Observação	Fluxo térmico	Fluxo não térmico
	20-50 keV 10 ⁻⁹ erg.s ⁻¹ .cm ⁻²	50-200 keV 10 ⁻¹⁰ erg.s ⁻¹ .cm ⁻²
31/07/2003	5,43 ^{+0,13} _{-0,14}	3,11 ^{+0,45} _{-0,43}
12,008/08/2003	3,83 ^{+0,11} _{-0,13}	1,86 ^{+0,42} _{-0,38}
12,137/08/2003	5,80 ^{+0,12} _{-0,13}	2,82 ^{+0,89} _{-0,83}
13/08/2003	4,86 ^{+0,11} _{-0,13}	1,50 ^{+0,45} _{-0,40}
15/02/2004	3,43 ^{+0,21} _{-0,44}	0,901 ^{+0,877} _{-0,505}
27/08/2004	5,49 ^{+0,17} _{-0,20}	2,92 ^{+0,78} _{-0,70}
12/03/2005	2,96 ^{+0,36} _{-0,52}	0,576 ^{+0,45} _{-0,25}
19/09/2005	5,69 ^{+0,12} _{-0,12}	< 0,05
21/02/2006	4,36 ^{+0,16} _{-0,22}	1,29 ^{+0,44} _{-0,37}
22/02/2006	4,75 ^{+0,13} _{-0,14}	2,02 ^{+0,50} _{-0,45}
20/03/2006	4,07 ^{+0,17} _{-0,24}	1,13 ^{+0,44} _{-0,36}
08/02/2010	4,24 ^{+0,13} _{-0,15}	1,84 ^{+0,69} _{-0,63}
09/02/2010	4,11 ^{+0,22} _{-0,37}	1,03 ^{+0,55} _{-0,40}

Para obter o fluxo em uma dada faixa de energia o XSPEC utiliza o modelo espectral ajustado. Então, para obter o limite superior (3σ) do fluxo de 50 até 200 keV do dia de observação 19/09/2005 (observação em que só o modelo COMPTT ajusta o espectro) forçamos um ajuste com as duas componentes, fornecendo assim um limite superior para este fluxo.

O gráfico do fluxo de Sco X-1 em função da data juliana modificada de observação se encontra na Figura 4.4. Observamos uma correlação positiva entre o fluxo térmico e não térmico.

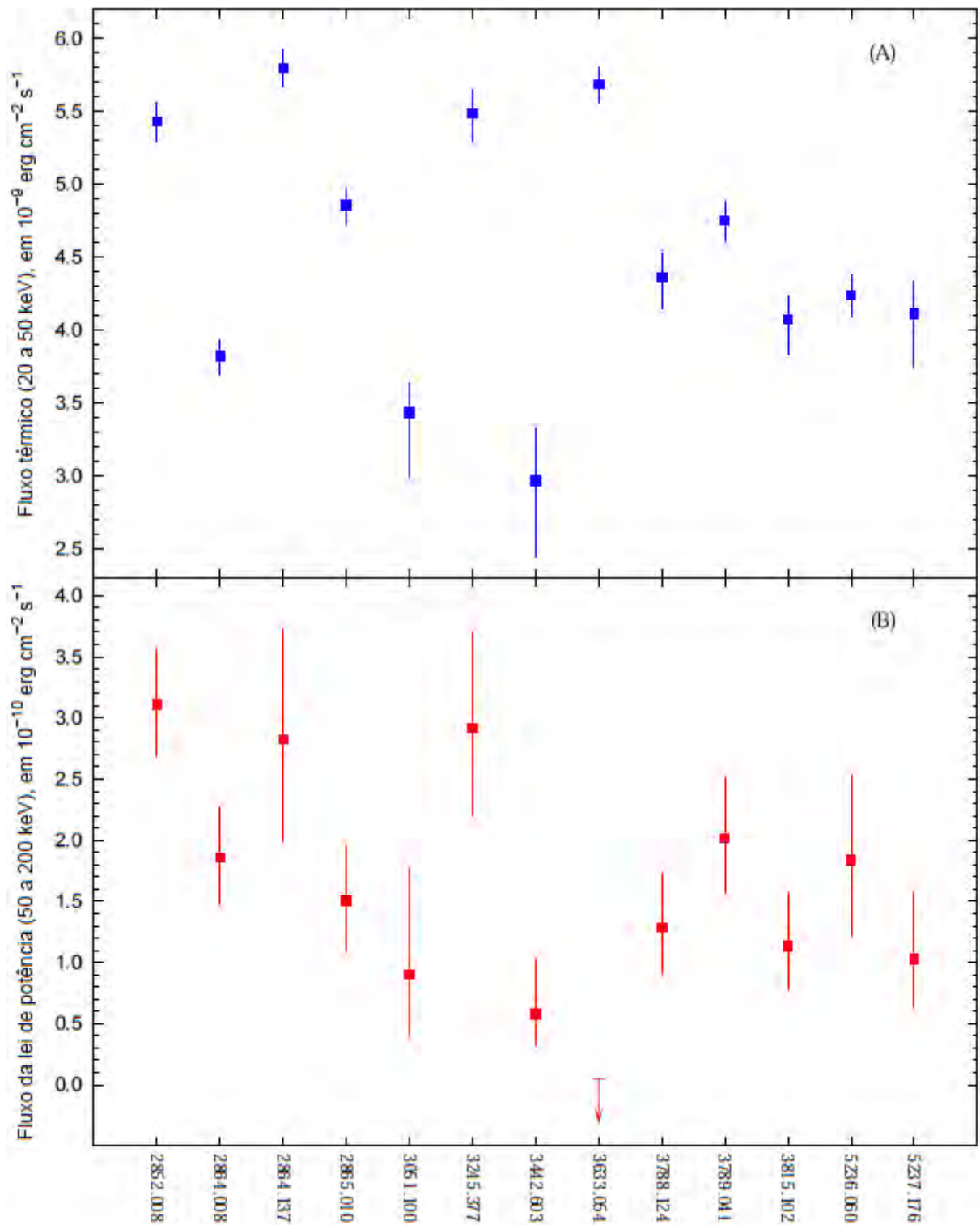


Figura 4.4 - Os gráficos estão em função da data juliana modificada de observação menos 50000. **A:** fluxo térmico (azul) na faixa de energia de 20 a 50 keV. **B:** fluxo não térmico (vermelho) na faixa de energia de 50 a 200 keV.

4.2 Correlações entre os parâmetros dos ajustes

De posse de todos os parâmetros (livres) de melhor ajuste de cada dia de observação, tentamos encontrar correlações entre estes parâmetros. Abaixo encontram-se os gráficos feitos com este intuito. A partir destes (em que pesam as grandes incertezas associada aos dados) acreditamos que, em média:

1) O índice da lei de potência diminui linearmente com o aumento de kT_e (ver Figura 4.5), ou seja; quanto maior a temperatura dos elétrons maior será a energia máxima atingida no espectro visto que α diminui, ou, em outras palavras, mais duro será o espectro.

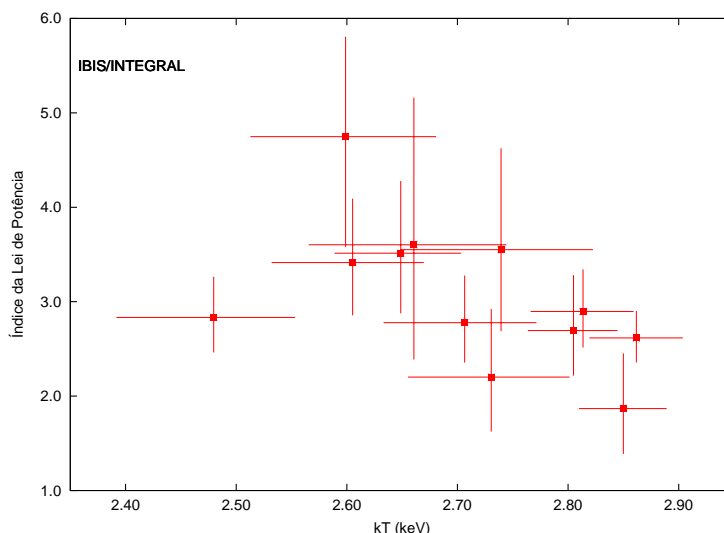


Figura 4.5 - Gráfico de kT_e versus o índice da lei de potência.

2) A normalização da componente não térmica (N_{peg}) cresce com o índice da lei de potência (ver Figura 4.6). Consequentemente, o fluxo não térmico (de 50 a 200 keV) deve diminuir com o aumento da normalização PEGPWRLW (N_{peg}), já que este fluxo, obviamente, diminui com o aumento de α (ver Figura 4.8).

3) O fato obviamente esperado do fluxo não térmico diminuir com o aumento do índice da lei de potência α (ver Figura 4.8) e o fato de N_{peg} aumentar com o aumento de α sugerem que o fluxo não térmico diminui com o aumento de N_{peg} . Embora este

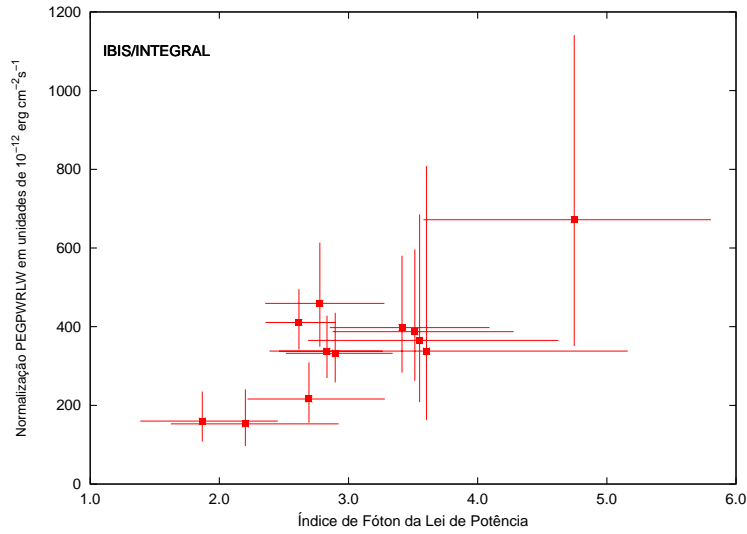


Figura 4.6 - Gráfico do índice da lei de potência versus o parâmetro de normalização da componente não térmica (pegpwrllw).

comportamento seja esperado, o gráfico mostrado na Figura 4.7 não permite que tal correlação seja corroborada.

4) Aparentemente, a normalização da componente não térmica aumenta conforme o aumento da normalização da componente térmica (N_{com}). Este comportamento parece ocorrer até que N_{com} atinja o valor de aproximadamente 2,6. Após este valor, N_{peg} decresce com o aumento de N_{comp} (ver Figura 4.9). O decréscimo de N_{peg} com o aumento de N_{comp} é condizente com o caso do fluxo não térmico aumentar com o aumento de N_{comp} (ver Figura 4.10), pois: se N_{peg} diminui o fluxo não térmico aumenta (ver item 2 acima), e se N_{peg} diminui com o aumento de N_{comp} então o fluxo não térmico aumenta com N_{comp} .

5) kT_e não apresenta um comportamento bem definido com N_{peg} devido às incertezas das medidas (como na maioria dos casos), porém, aparentemente, kT_e decresce com o aumento de N_{peg} (ver Figura 4.11), o que é esperado, pois: se o índice da lei de potência diminui com o aumento de kT_e (ver item 1) e aumenta com N_{peg} (ver item 2), então α diminui com N_{peg} e portanto N_{peg} diminui com o aumento de kT_e e vice-versa, ou seja, N_{peg} aumenta com a diminuição de kT_e .

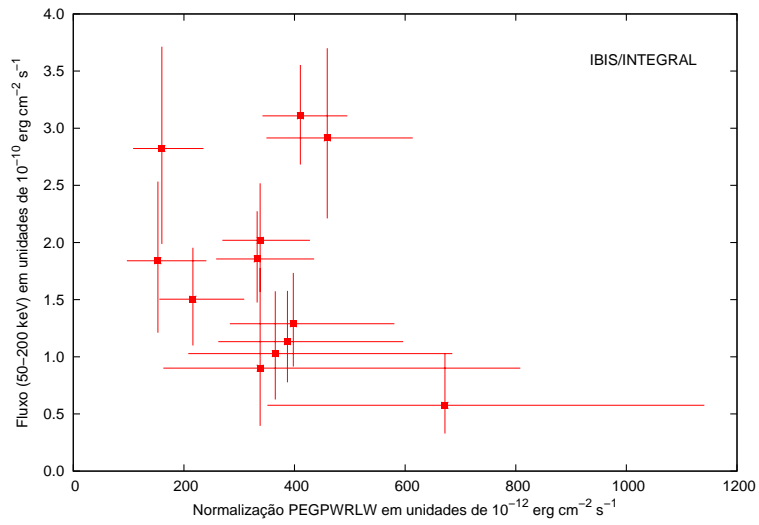


Figura 4.7 - Gráfico do parâmetro de normalização da componente não térmica (N_{peg}) versus o fluxo não térmico (50-200 keV).

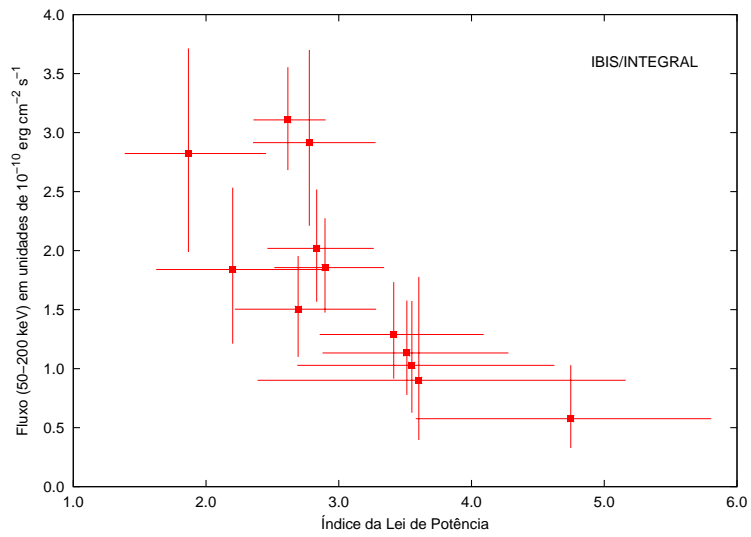


Figura 4.8 - Gráfico do índice da lei de potência versus o fluxo não térmico (50-200 keV).

6) Corroborando o que já foi visto na Figura 4.4, o fluxo não térmico (quando presente) cresce com o aumento do fluxo térmico e vice versa (ver Figura 4.12).

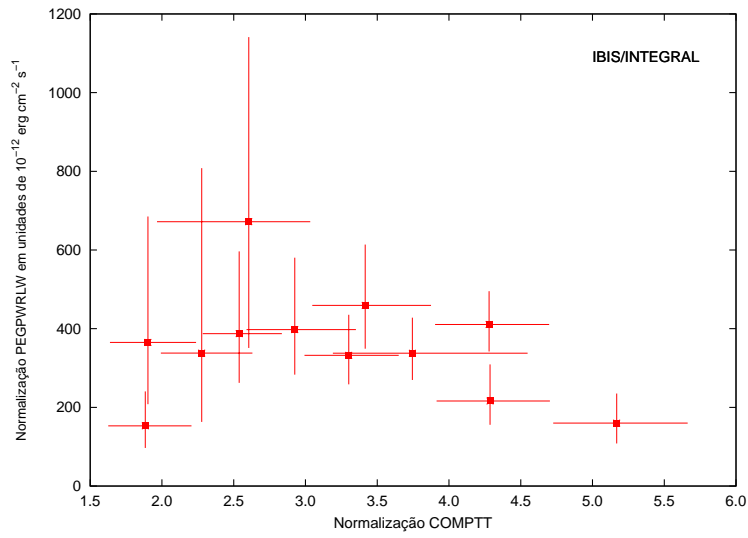


Figura 4.9 - Gráfico do parâmetro de normalização da componente térmica (compTT) versus o parâmetro de normalização da componente não térmica (pegpirlw).

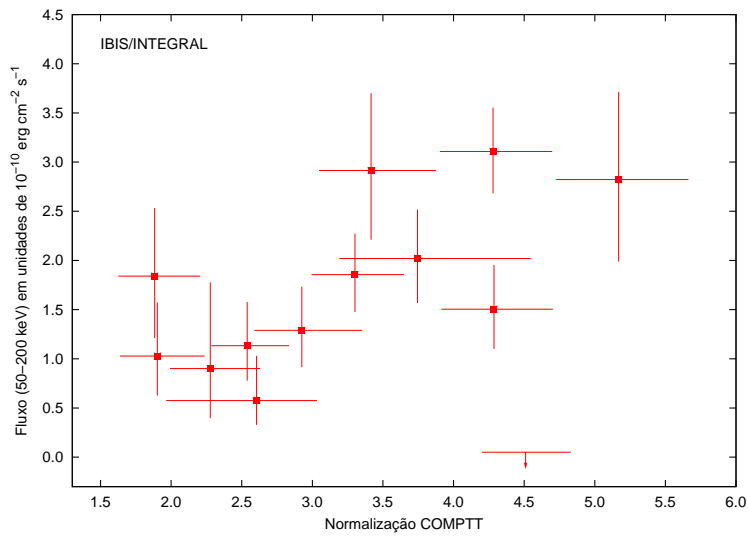


Figura 4.10 - Gráfico do parâmetro de normalização da componente térmica (Ncom) versus o fluxo não térmico (50-200 keV).

7) O fluxo térmico também diminui com o aumento do índice da lei de potência

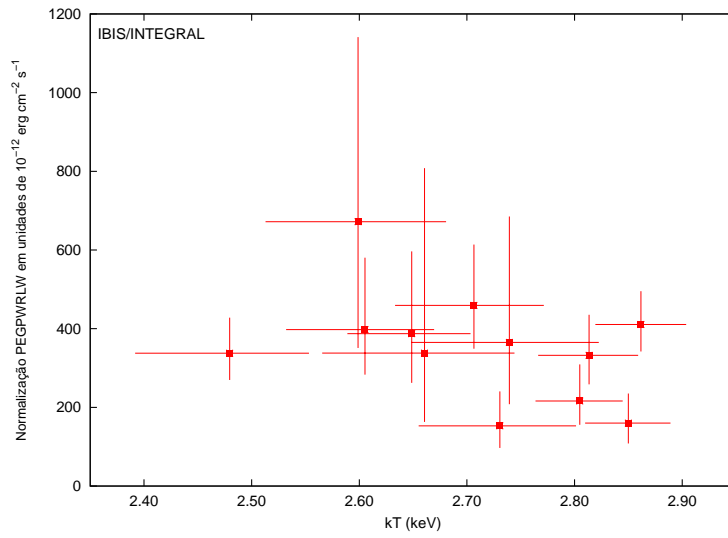


Figura 4.11 - Gráfico de kT_e versus o parâmetro de normalização da componente não térmica (pegpwrlw).

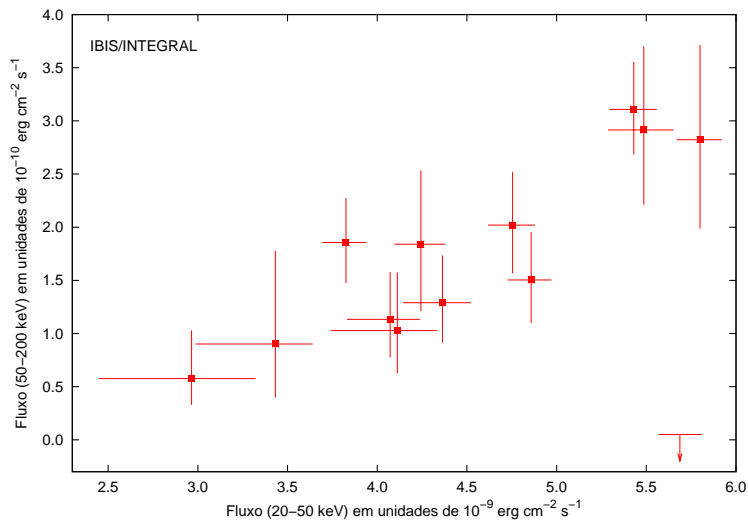


Figura 4.12 - Gráfico do fluxo térmico (20-50 keV) versus o fluxo não térmico (50-200 keV). A seta indica o limite superior (3σ) do fluxo não térmico do dia de observação 19/09/2005.

(ver Figura 4.13), o que é esperado já que em média o fluxo térmico diminui com a diminuição do fluxo não térmico (ver Figura 4.4 e/ou 4.8);

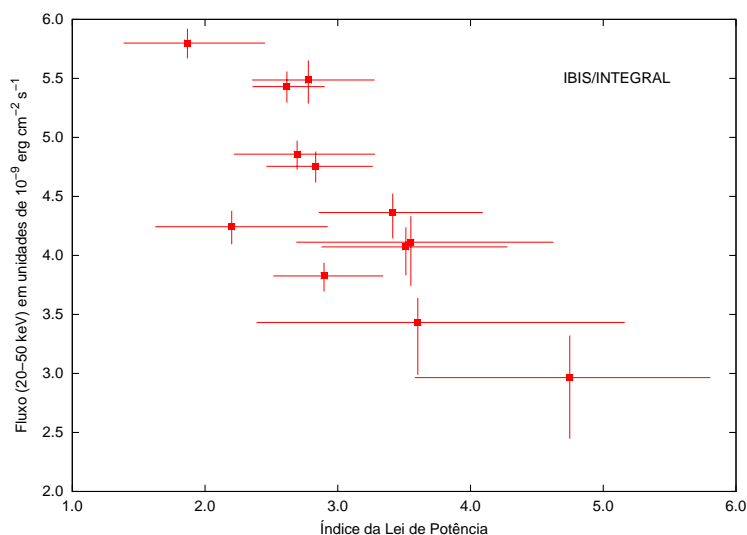


Figura 4.13 - Gráfico do índice da lei de potência versus o fluxo térmico (20-50 keV).

8) O fluxo térmico (20-50 keV) cresce (aparentemente linearmente) com N_{comp} (ver Figura 4.14).

9) É possível que o fluxo térmico bem como o fluxo não térmico aumentem com o aumento da temperatura dos elétrons kT_e , embora estas correlações não sejam conclusivas devido às grandes incertezas associadas ao fluxo (ver Figuras 4.15 e 4.16). Esse aumento dos fluxos térmico e não térmico com kT_e é evidenciado também pelo fato que, se o índice da lei de potência diminui em média com o aumento de kT_e (ver Figura 4.5), e o fluxo não térmico diminui com o aumento do índice da lei de potência (ver Figura 4.8), então se o índice da lei de potência diminuir, o fluxo não térmico irá aumentar e, portanto, o fluxo não térmico aumenta com o aumento de kT_e . E o mesmo ocorrerá para o fluxo térmico já que este aumenta em média com o aumento do fluxo não térmico (ver Figura 4.12). Estes resultados evidenciam que a origem da componente não térmica é devida à Comptonização, o que contradiz D'Amico et al. (2001a) e D'Amico et al. (2001b). Os fótons de 20 a ~ 50 keV pertencentes à parte térmica do espectro podem estar sofrendo Comptonização por uma população

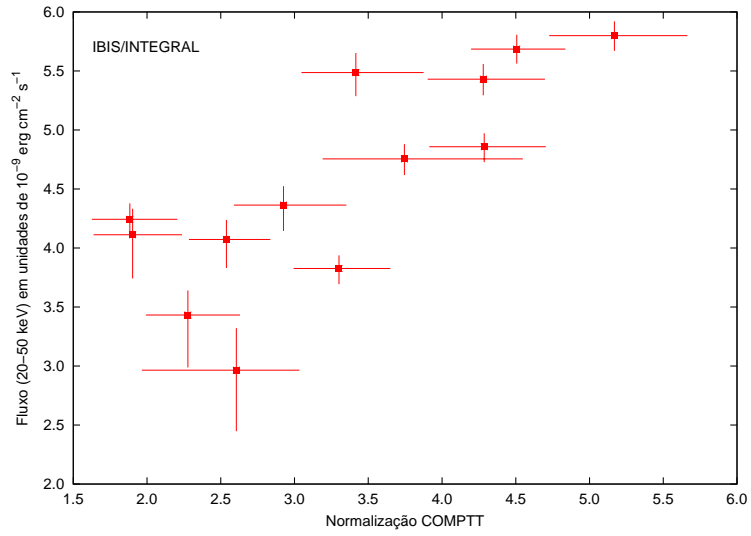


Figura 4.14 - Gráfico do parâmetro de normalização da componente térmica (Ncom) versus o fluxo térmico (20-50 keV).

de elétrons, originando o espectro não térmico.

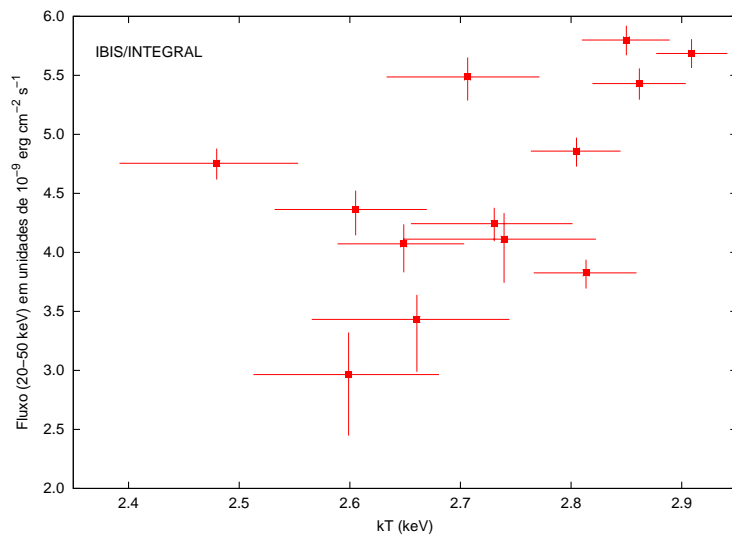


Figura 4.15 - Gráfico de kT_e versus o fluxo térmico (20-50 keV).

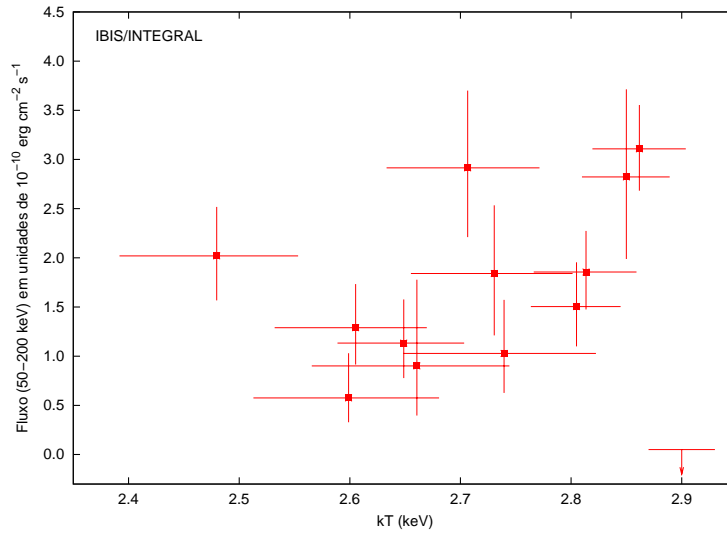


Figura 4.16 - Gráfico de kT_e versus o fluxo não térmico (50-200 keV).

4.3 Diagrama cor intensidade duro e os possíveis estágios da fonte no diagrama cor-cor

Como o detector JEM-X do INTEGRAL é saturado pela intensa radiação em raios X moles ($\lesssim 15$ keV) de Sco X-1 (aliás, a fonte do céu mais brilhante nesta faixa de energia), tentamos encontrar outra maneira de identificar os estágios da fonte no diagrama cor-cor.

Assim, inferimos **os possíveis** estágios da fonte no Z (HB, NB e FB) no diagrama cor-cor de raios X moles de cada dia de observação através de uma característica encontrada em um diagrama cor-intensidade produzido com dados de raios X duros do detector HEXTE (*The High Energy X-ray Timing Experiment*) do satélite RXTE (*The Rossi X-ray Timing Explorer Mission*). Para produzir este diagrama foram utilizadas 42 observações de Sco X-1 dentro de 10 anos, em que a componente não térmica foi detectada. A primeira observação possui a data de 18/04/1997 e a última 15/06/2007. Este diagrama cor intensidade foi feito por D'Amico 2012² e utiliza a faixa de energia de raios X de 20 até 60 keV e, por este motivo, chamamos este de diagrama cor-intensidade duro. A cor utilizada é a razão entre as contagens nas faixas

²Comunicação pessoal de Flávio D'Amico: damico@das.inpe.br .

de energia de 40 a 60 keV e 20 a 40 keV e a intensidade utilizada corresponde a faixa de energia de 20 a 40 keV (ver Figura 4.17). Para discriminar as posições no Z de cada ponto do diagrama cor-intensidade duro os dados do PCA (*Proportional Counter Array*, outro telescópio do RXTE) dos mesmos dias de observações foram analisados de forma que o diagrama cor-cor em raios X moles de cada dia de observação foi produzido, a cor mole utilizada neste caso corresponde à razão entre as contagens de fótons nas faixas de energia de 7 a 10 keV e 5 a 7 keV, e a cor dura corresponde à razão de fótons entre 10 e 20 keV e 7 e 10 keV.

O diagrama cor-intensidade duro nos informa que possivelmente o estágio da fonte no diagrama cor-cor (em raios X moles) está correlacionado com a região de ocupação dos dados no diagrama cor-intensidade duro, de forma que (ver Figura 4.17):

- dados que ocupem uma região no diagrama cor-intensidade duro onde a intensidade é maior do que 280 contagens/s devem pertencer ao estágio FB ou NB, ou ainda estar no vértice NB/FB.
- dados que ocupem apenas a região correspondente à intensidade menor do que 280 contagens/s podem estar em qualquer estágio: HB, NB ou FB.

Dessa forma, inferimos **os possíveis** estágios da fonte Sco X-1 para cada dia de observação com o INTEGRAL/ISGRI utilizado em nossas análises observando os diagramas cor-intensidade duro gerados com a mesma cor e intensidade que o diagrama cor-intensidade duro de D'Amico 2012.

Somente três dias das observações feitas de Sco X-1 apresentaram a característica no diagrama cor-intensidade duro de forma que possivelmente podemos descartar que a fonte esteja no estágio HB do diagrama cor-cor. Estes dias foram: 13/08/2003, 19/09/2005, 21/02/2006, e portanto podem estar no NB ou no FB, ou ainda no vértice NB/FB. Assumindo a aproximação padrão (como foi proposto por [PRIEDHORSKY et al. 1986b](#) e por [HASINGER 1990](#)) de que a taxa de acreção de massa aumenta monotonicamente de HB para NB e de NB para FB, temos então que estes três dias de observações podem estar em um estágio de acreção de massa moderada ou alta (moderada/alta).

O dia de observação 08/02/2010 é o único dia com dados simultâneos RXTE e INTEGRAL em nosso conjunto de dias de observações. Neste dia a fonte se encontra na posição HB do caminho Z (D'Amico 2012).

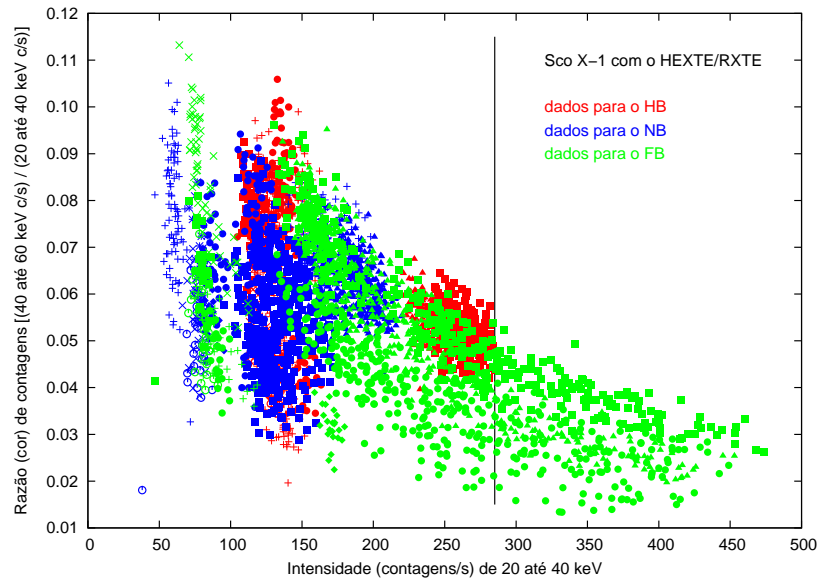


Figura 4.17 - Diagrama cor intensidade duro
 Fonte: D'Amico 2012.

A validade desta correlação entre a disposição dos dados no diagrama cor-intensidade duro e o estágio da fonte Z no diagrama cor-cor ainda necessita ser verificada através de outros meios.

O diagrama cor-intensidade dura da figura Figura 4.17 nos mostra ainda em contraste a [Sturner e Shrader \(2008\)](#) que o FB de Sco X-1 não ocupa preferencialmente uma razão de dureza inferior que NB (ou mesmo HB) no diagrama cor intensidade duro; o que ocorre é que FB atinge (também) valores de cor inferiores a qualquer outra posição do diagrama cor-cor.

5 CONCLUSÃO

Os dados de Sco X-1 utilizados neste trabalho estão compreendidos dentro de sete anos de observações com o satélite INTEGRAL (de 2003 até 2010). Todos os dias de observações utilizados correspondem a dados públicos e podem compor a base de dados com maior exposição já estudada.

A imagem de Sco X-1 gerada na Figura 3.1 mostra uma das primeiras imagens geradas por observações do INTEGRAL por pesquisadores brasileiros. Somos o primeiro grupo a utilizar dados públicos do INTEGRAL para analisar uma fonte em raios X, e esperamos que este trabalho incentive o aumento da pesquisa no país feita através da exploração de dados públicos de observatórios espaciais.

Um erro no planejamento deste trabalho acarretou na ausência do estudo das correlações entre as posições da fonte no caminho Z (a taxa de acreção de massa) e os parâmetros dos ajustes espectrais, que estava proposto inicialmente. Houve um esforço para contornar a ausência dos diagramas cor-cor em raios X moles, <20 keV, devido à saturação do JEM-X nesta faixa de energia. Tentamos encontrar correlações entre a posição da fonte no caminho Z e o diagrama cor-intensidade duro (produzido por D'Amico 2012, com raios X duros de 20 até 60 keV) com ajuda de dados do HXTE, porém não encontramos uma maneira eficiente de determinar todos os três estágios da fonte no caminho Z no diagrama cor-cor em raios X moles. No entanto, encontramos uma característica no diagrama cor-intensidade duro que permita talvez inferir que a fonte está num estágio de acreção de massa de moderada a alta, ou seja, que a fonte se encontra no NB ou no FB, ou ainda no vértice NB/FB e não no HB do diagrama cor-cor. A característica encontrada é particular, ou seja, depende do diagrama cor-intensidade duro utilizado, e no nosso caso a característica corresponde à presença (ou não) de pontos com intensidade maior do que 280 contagens/s: se há pontos acima deste limiar a fonte não pode estar no HB. Esta característica ainda necessita de mais investigação, pois, infelizmente, nossa base de dados não possui uma quantidade suficiente de observações simultâneas com o RXTE para a verificação da posição da fonte no caminho Z. A verificação deste método, assim como o estudo da correlação do estágio Z da fonte e os parâmetros espectrais, podem ser feitos com a utilização de uma base de dados que possui observações simultâneas RXTE/INTEGRAL.

No ajuste espectral, a necessidade da segunda componente foi evidenciada através

dos resíduos e da relação sinal/ruído nos canais com energia entre $\sim 40\text{-}50$ keV e 200 keV. Somente o dia de observação 19/09/2005 não apresentou a segunda componente (lei de potência), corroborando a variabilidade desta componente dura.

O valor médio do índice da lei de potência encontrado por nós ($3,06 \pm 0,21$), dominando o espectro acima de $\sim 40\text{-}50$ keV, está de acordo com a faixa esperada para BXBMs de 1,9 a 3,3. Porém, é altamente discrepante com [D'Amico et al. \(2001b\)](#), onde foram encontrados índices da lei de potência compatíveis com zero.

Das correlações encontradas entre os parâmetros dos ajustes, a correlação entre o índice da lei de potência α e kT_e e a correlação entre o fluxo térmico com o fluxo não térmico, obtivemos evidência de que a origem da componente não térmica é devida à Comptonização. Esta é uma das poucas vezes que a componente não térmica é evidenciada como devido à Comptonização, o que contradiz [D'Amico et al. \(2001a\)](#) e [D'Amico et al. \(2001b\)](#).

Uma modelagem futura da emissão em raios X de Sco X-1 na faixa de 20 a 200 keV deve apresentar as correlações obtidas neste trabalho.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ASAI, K.; DOTANI, T.; MITSUDA, K.; NAGASE, F.; KAMADO, Y.; KUULKERS, E.; BREEDON, L. M. Spectral variations along the branches in gx 5-1. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 46, p. 479–491, oct 1994. 20
- AVNI, Y. Energy spectra of x-ray clusters of galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 210, p. 642–646, dec 1976. 45
- BARRET, D.; OLIVE, J. F.; BOIRIN, L.; DONE, C.; Skinner, G. K.; Grindlay, J. E. Hard x-ray emission from low-mass x-ray binaries. **Astrophysical Journal**, v. 533, p. 329–351, apr 2000. 20, 51
- BERTOUT, C.; COLLIN, S.; LASOTA, J.-P.; Tran Thanh Van, J. Iap astrophysics meeting / iau colloquium. In: IAP ASTROPHYSICS MEETING / IAU COLLOQUIUM, 6/129., 1990, Paris, France. **Structure and emission properties of accretion disks**. Paris: Frontières, 1990. p. 19–32. ISBN 2-86332-093-9. 5
- BHATTACHARYA, D.; HEUVEL, E. P. J. van den. Formation and evolution of binary and millisecond radio pulsars. **Physics Reports**, v. 203, p. 1–124, 1991. 8
- BLISSETT, R. J.; CRUISE, A. M. The restoration of astronomical x-ray spectra. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 186, p. 45–57, jan 1979. 44
- BRADSHAW, C. F.; FOMALONT, E. B.; GELDZAHLER, B. J. High-resolution parallax measurements of scorpius x-1. **Astrophysical Journal Letter**, v. 512, p. L121–L124, feb 1999. 1
- BRAGA, J. **Técnicas de imageamento em raios X duros com máscaras**. 146 p. Tese (Doutorado em Astrofísica) — Universidade de São Paulo (USP), São Paulo, 1990. 24
- BRAGA, J.; GRINDLAY, J. E.; COVAULT, C. E. Técnicas de otimização de imagens em raios-x duros utilizando máscaras codificadas. In: **Anais da Reunião da Sociedade Astronômica Brasileira**. Matão: SAB: Reunião da Sociedade Astronômica Brasileira, 1990. p. 95–95. 24

CANIZARES, C. R.; CLARK, G. W.; LI, F. K.; MURTHY, G. T.; Bardas, D.; Sprott, G. F.; Spencer, J. H.; Mook, D. E.; Hiltner, W. A.; Williams, W. L. The x-ray, optical, and radio behavior of scorpius x-1 - the 1972 coordinated observations. **Astrophysical Journal**, v. 197, p. 457–466, apr 1975. 1

CHARLES, P. A.; COE, M. J. Optical, ultraviolet and infrared observations of x-ray binaries. In: _____. **Compact stellar X-ray sources**. [S.l.: s.n.], 2006. p. 215–265. 2

CHERNYAKOVA, M.; NERONOV, A. **IBIS Analysis User Manual**. [S.l.: s.n.], 2010. 15-16, 31 p. 25, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 36, 42, 51, 54

CHURCH, M. J.; BALUCINSKA-CHURCH, M. A review of the z-track sources. **ArXiv e-prints**, oct 2011. 6, 10, 12, 21

COWLEY, A. P.; CRAMPTON, D.; HUTCHINGS, J. B. The halo population x-ray source cygnus x-2. **Astrophysical Journal**, v. 231, p. 539–550, jul 1979. 7

D'AMICO, F. **Desenvolvimento dos sistemas detector e de imageamento do telescópio Masco**. 28 p. Tese (Doutorado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1997. 30

D'AMICO, F.; HEINDL, W. A.; ROTHSCHILD, R. E.; Peterson, L. E.; Gruber, D. E.; Pelling, M.; Tomsick, J. A. Hexte studies of sco x-1 spectra: Detections of hard x-ray tails beyond 200 keV. **Advances in Space Research**, v. 28, p. 389–394, 2001. 17, 51, 53, 66, 72

D'AMICO, F.; HEINDL, W. A.; ROTHSCHILD, R. E.; Gruber, D. E. High-energy x-ray timing experiment detections of hard x-ray tails in scorpius x-1. **Astrophysical Journal Letter**, v. 547, p. L147–L150, feb 2001. 17, 20, 51, 53, 57, 66, 72

Di Salvo, T.; FARINELLI, R.; BURDERI, L.; FRONTERA, F.; Kuulkers, E.; Masetti, N.; Robba, N. R.; Stella, L.; van der Klis, M. On the spectral evolution of cygnus x-2 along its color-color diagram. **Astronomy and Astrophysics**, v. 386, p. 535–547, may 2002. 20

Di Salvo, T.; GOLDONI, P.; STELLA, L.; KLIS, M. van der; BAZZANO, A.; BURDERI, L.; FARINELLI, R.; FRONTERA, F.; ISRAEL, G. L.; MENDEZ, M.; MIRABEL, I. F.; ROBBA, N. R.; SIZUN, P.; UBERTINI, P.; LEWIN, W. H. G. A

- hard x-ray view of scorpius x-1 with integral: Nonthermal emission?
Astrophysical Journal Letter, v. 649, p. L91–L94, oct 2006. 20, 35, 51, 54, 56, 57, 58
- Di Salvo, T.; ROBBA, N. R.; IARIA, R.; STELLA, L.; BURDERI, L.; ISRAEL, G. L. Detection of a hard tail in the x-ray spectrum of the z source gx 349+2.
Astrophysical Journal, v. 554, p. 49–55, jun 2001. 20
- ESA. INTEGRAL. 2010. Figura, acessada em 25/05/2010. Disponível em: <<http://www.esa.int/esaCP/index.html>>. 23
- _____. Disposição dos instrumentos do INTEGRAL. 2011. Figura, acessada em 09/10/2011. Disponível em: <<http://www.esa.int/esaCP/index.html>>. 26
- FENDER, R. P.; HENDRY, M. A. The radio luminosity of persistent x-ray binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 317, p. 1–8, sep 2000. 1
- FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. J. **Accretion Power in Astrophysics: Third Edition**. [S.l.: s.n.]. 14
- GIACCONI, R.; GURSKY, H.; PAOLINI, F. R.; ROSSI, B. B. Evidence for x rays from sources outside the solar system. **Physical Review Letters**, v. 9, p. 439–443, dec 1962. 1
- GOTTLIEB, E. W.; WRIGHT, E. L.; LILLER, W. Optical studies of uhuru sources. xi. a probable period for scorpius x-1 = v818 scorpii. **Astrophysical Journal Letter**, v. 195, p. L33–L35, jan 1975. 1, 6
- GRIMM, H.-J.; GILFANOV, M.; SUNYAEV, R. The milky way in x-rays for an outside observer. log(n)-log(s) and luminosity function of x-ray binaries from rxte/asm data. **Astronomy and Astrophysics**, v. 391, p. 923–944, sep 2002. 4
- GUAINAZZI, M.; PARMAR, A. N.; SEGRETO, A.; STELLA, L.; dal Fiume, D.; Oosterbroek, T. The comptonized x-ray source x 1724-308 in the globular cluster terzan 2. **Astronomy and Astrophysics**, v. 339, p. 802–810, nov 1998. 20
- HASINGER, G. X-ray diagnostics of accretion disks. In: G. Klare (Ed.). **Reviews in Modern Astronomy**. [S.l.: s.n.], 1990. (Reviews in Modern Astronomy, v. 3), p. 60–73. 10, 69

Hasinger, G.; van der Klis, M. Two patterns of correlated x-ray timing and spectral behaviour in low-mass x-ray binaries. **Astronomy and Astrophysics**, v. 225, p. 79–96, nov 1989. 8, 9, 10, 11

HEASARC DATABASE. **RITTERLMXB - Ritter Low-Mass X-Ray Binaries Catalog**. 2011. (7th Edition, Rev. 7.16). Disponível em: <<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/all/ritterlmb.html>>. 1

HELLIER, C.; MASON, K. O. Exosat observations of x1822-371 - modelling of the accretion disc rim. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 239, p. 715–732, aug 1989. 5

HUA, X.-M.; TITARCHUK, L. Comptonization models and spectroscopy of x-ray and gamma-ray sources: A combined study by monte carlo and analytical methods. **Astrophysical Journal**, v. 449, p. 188, aug 1995. 46

IARIA, R.; BURDERI, L.; Di Salvo, T.; BARBERA, A. L.; Robba, N. R. A hard tail in the x-ray broadband spectrum of circinus x-1 at the periastron: A peculiar z source. **Astrophysical Journal**, v. 547, p. 412–419, jan 2001. 20

IARIA, R.; Di Salvo, T.; ROBBA, N. R.; BURDERI, L.; LAVAGETTO, G.; STELLA, L.; FRONTERA, F.; KLIS, M. van der. A new bepposax observation of the z source gx 349+2. **Nuclear Physics B Proceedings Supplements**, v. 132, p. 608–611, jun 2004. 20

ILOVAISKY, S. A.; CHEVALIER, C.; WHITE, N. E.; Mason, K. O.; Sanford, P. W.; Delvaile, J. P.; Schnopper, H. W. Simultaneous x-ray and optical observations of rapid variability in scorpius x-1. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 191, p. 81–93, apr 1980. 1

JOSS, P. C.; RAPPAPORT, S. Highly compact binary x-ray sources. **Astronomy and Astrophysics**, v. 71, p. 217–220, jan 1979. 5

KAHN, S. M.; BLISSETT, R. J. The direct deconvolution of x-ray spectra. **Astrophysical Journal**, v. 238, p. 417–431, may 1980. 44

KATZ, J. I. Nonrelativistic compton scattering and models of quasars. **Astrophysical Journal**, v. 206, p. 910–916, jun 1976. 47

- KUULKERS, E. **EXOSAT observations of Z sources**. 89, 155 p. Thesis — Instituto Astronômico Anton Pannekoek, Universidade de Amsterdam, Amsterdam, 1995. [10](#), [11](#)
- LAVAGETTO, G.; IARIA, R.; Di Salvo, T.; BURDERI, L.; ROBBA, N. R.; FRONTERA, F.; STELLA, L. A bepposax study of the galactic z-source gx 340+0. **Nuclear Physics B Proceedings Supplements**, v. 132, p. 616–619, jun 2004. [20](#)
- LEWIN, W.; van der Klis, M. **Rapid X-ray variability**. [S.l.: s.n.], 2006. [21](#)
- LEWIN, W. H. G.; PARADIJS, J. van; TAAM, R. E. X-ray bursts. **Space Science Reviews**, v. 62, p. 223–389, sep 1993. [4](#), [6](#), [7](#)
- LIN, D. **The Accretion Process in Neutron-star Low-mass X-ray Binaries**. 43 p. Thesis — Massachusetts Institute of Technology, Massachusetts, 2009. [15](#), [17](#), [18](#)
- LIU, Q. Z.; PARADIJS, J. van; HEUVEL, E. P. J. van den. Catalogue of high-mass x-ray binaries in the galaxy (4th edition). **Astronomy and Astrophysics**, v. 455, p. 1165–1168, sep 2006. [3](#)
- LOREDO, T. J.; EPSTEIN, R. I. Analyzing gamma-ray burst spectral data. **Astrophysical Journal**, v. 336, p. 896–919, jan 1989. [44](#)
- NAGASE, F. Accretion-powered x-ray pulsars. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 41, p. 1–79, 1989. [3](#)
- PADMANABHAN, T. **Theoretical Astrophysics - Volume 2, Stars and Stellar Systems**. [S.l.: s.n.], 2001. [7](#)
- PEDERSEN, H.; PARADIJS, J. van; LEWIN, W. H. G. A four-hour orbital period of the x-ray burster 4u/mxb1636-53. **Nature**, v. 294, p. 725–727, dec 1981. [7](#)
- PRIEDHORSKY, W.; HASINGER, G.; LEWIN, W. H. G.; MIDDLEDITCH, J.; PARMAR, A.; STELLA, L.; WHITE, N. Bimodal quasi-oscillatory and spectral behavior in scorpius x-1. **Astrophysical Journal Letter**, v. 306, p. L91–L95, jul 1986. [10](#)
- PRIEDHORSKY, W.; HASINGER, G.; LEWIN, W. H. G.; MIDDLEDITCH, J.; PARMAR, A.; STELLA, L.; WHITE, N. Bimodal quasi-oscillatory and spectral behavior in scorpius x-1. **Astrophysical Journal Letter**, v. 306, p. L91–L95, jul 1986. [69](#)

- RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. [S.l.: s.n.], 1979. 16, 17, 18, 56
- SHAPIRO, S. L.; LIGHTMAN, A. P.; EARDLEY, D. M. A two-temperature accretion disk model for cygnus x-1 - structure and spectrum. **Astrophysical Journal**, v. 204, p. 187–199, feb 1976. 47
- SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects**. [S.l.: s.n.], 1983. 15
- SHKLOVSKY, I. S. On the nature of the source of x-ray emission of sco xr-1. **Astrophysical Journal Letter**, v. 148, p. L1+, apr 1967. 1
- SIDOLI, L. Review on latest progress on supergiant fast x-ray transients and future direction. **Advances in Space Research**, v. 48, p. 88–94, jul 2011. 4
- SKINNER, G.; CONNELL, P. The spiros imaging software for the integral spi spectrometer. **Astronomy and Astrophysics**, v. 411, p. L123–L126, nov 2003. 30
- STEEGHS, D.; CASARES, J. The mass donor of scorpius x-1 revealed. **Astrophysical Journal**, v. 568, p. 273–278, mar 2002. 1
- STURNER, S. J.; SHRADER, C. R. The hard x-ray emission from scorpius x-1 as seen by integral. In: **Proceedings of the 7th INTEGRAL Workshop**. [S.l.: s.n.], 2008. 70
- SUNYAEV, R. A.; TITARCHUK, L. G. Comptonization of x-rays in plasma clouds - typical radiation spectra. **Astronomy and Astrophysics**, v. 86, p. 121–138, jun 1980. 46
- _____. Comptonization of low-frequency radiation in accretion disks angular distribution and polarization of hard radiation. **Astronomy and Astrophysics**, v. 143, p. 374–388, feb 1985. 46
- TANAKA, Y.; LEWIN, W. H. G. Black hole binaries. In: W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, & E. P. J. van den Heuvel (Ed.). **X-ray Binaries**. [S.l.: s.n.], 1995. p. 126–174. 6
- TAURIS, T. M.; HEUVEL, E. P. J. van den. Formation and evolution of compact stellar x-ray sources. In: _____. **Compact stellar X-ray sources**. [S.l.: s.n.], 2006. p. 623–665. 4

TITARCHUK, L. Generalized comptonization models and application to the recent high-energy observations. **Astrophysical Journal**, v. 434, p. 570–586, oct 1994. 46

TITARCHUK, L.; LYUBARSKIJ, Y. Power-law spectra as a result of comptonization of the soft radiation in a plasma cloud. **Astrophysical Journal**, v. 450, p. 876, sep 1995. 46, 47

VERBUNT, F.; HEUVEL, E. P. J. van den. Formation and evolution of neutron stars and black holes in binaries. In: W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, & E. P. J. van den Heuvel (Ed.). **X-ray Binaries**. [S.l.: s.n.], 1995. p. 457–494. 6

WHITE, N. E.; BECKER, R. H.; BOLDT, E. A.; HOLT, S. S.; Serlemitsos, P. J.; Swank, J. H. A 5.57 hour modulation of the x-ray flux from 4u 1822-37. **Astrophysical Journal**, v. 247, p. 994–1002, aug 1981. 5

WHITE, N. E.; PEACOCK, A.; HASINGER, G.; MASON, K. O.; Manzo, G.; Taylor, B. G.; Branduardi-Raymont, G. A study of the continuum and iron k line emission from low-mass x-ray binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 218, p. 129–138, jan 1986. 20

WIJNANDS, R.; KLIS, M. van der. A millisecond pulsar in an x-ray binary system. **Nature**, v. 394, p. 344–346, jul 1998. 8

ZAND, J. J. M. in 't; VERBUNT, F.; STROHMAYER, T. E.; Bazzano, A.; Cocchi, M.; Heise, J.; van Kerkwijk, M. H.; Muller, J. M.; Natalucci, L.; Smith, M. J. S.; Ubertini, P. A new x-ray outburst in the globular cluster ngc 6440: Sax j1748.9-2021. **Astronomy and Astrophysics**, v. 345, p. 100–108, may 1999. 20

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.