



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21c/2021/02.14.13.46-TDI

**CONTRIBUIÇÕES AO DESENVOLVIMENTO DO
SISTEMA DE DETECÇÃO DO EXPERIMENTO
PROTOMIRAX E ESTUDOS DA NATUREZA DA
BINÁRIA DE RAIOS X 1E 1740.7–2942**

Paulo Eduardo Freire Stecchini

Tese de Doutorado do Curso de
Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelos Drs. Flavio
D'Amico, e João Braga, aprovada
em 26 de fevereiro de 2021.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/446NR8H>>

INPE
São José dos Campos
2021

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE
Coordenação de Ensino, Pesquisa e Extensão (COEPE)
Divisão de Biblioteca (DIBIB)
CEP 12.227-010
São José dos Campos - SP - Brasil
Tel.:(012) 3208-6923/7348
E-mail: pubtc@inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):

Presidente:

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Coordenação-Geral de Ciências da Terra (CGCT)

Membros:

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação (CPG)
Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia, Tecnologia e Ciência Espaciais (CGCE)
Dr. Rafael Duarte Coelho dos Santos - Coordenação-Geral de Infraestrutura e Pesquisas Aplicadas (CGIP)
Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon
Clayton Martins Pereira - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Divisão de Biblioteca (DIBIB)
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21c/2021/02.14.13.46-TDI

**CONTRIBUIÇÕES AO DESENVOLVIMENTO DO
SISTEMA DE DETECÇÃO DO EXPERIMENTO
PROTOMIRAX E ESTUDOS DA NATUREZA DA
BINÁRIA DE RAIOS X 1E 1740.7–2942**

Paulo Eduardo Freire Stecchini

Tese de Doutorado do Curso de
Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelos Drs. Flavio
D'Amico, e João Braga, aprovada
em 26 de fevereiro de 2021.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/446NR8H>>

INPE
São José dos Campos
2021

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Stecchini, Paulo Eduardo Freire.

St31c Contribuições ao desenvolvimento do sistema de detecção do experimento protoMIRAX e estudos da natureza da binária de raios X 1E 1740.7–2942 / Paulo Eduardo Freire Stecchini. – São José dos Campos : INPE, 2021.

xxii + 167 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2021/02.14.13.46-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2021.

Orientadores : Drs. Flavio D’Amico, e João Braga.

1. Astronomia de altas energias. 2. Detectores de raios X. 3. Binárias de raios X. 4. Buracos negros. 5. Análise espectral. I.Título.

CDU 52-735:524.882



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS
Serviço de Pós-Graduação

DEFESA FINAL DE TESE DE PAULO EDUARDO FREIRE STECCHINI

BANCA Nº 025/2021

No dia 26 de fevereiro de 2021, às 09h, por teleconferência, o(a) aluno(a) mencionado(a) acima defendeu seu trabalho final (apresentação oral seguida de arguição) perante uma Banca Examinadora, cujos membros estão listados abaixo. O(A) aluno(a) foi APROVADO(A) pela Banca Examinadora, por unanimidade, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de Doutor em Astrofísica. O trabalho precisa da incorporação das correções sugeridas pela Banca Examinadora e revisão final pelo(s) orientador(es).

Título: "Contribuições ao desenvolvimento do sistema de detecção do experimento protoMIRAX e estudos da natureza da binária de raios X 1E 1740.7-2942"

Eu, José Carlos Neves de Araújo, como Presidente da Banca Examinadora, assino esta ATA em nome de todos os membros.

Dr. José Carlos Neves de Araújo - Presidente - INPE

Dr. Flavio D'Amico - Orientador - INPE

Dr. João Braga - Orientador - INPE

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues - Membro da banca - INPE

Dr. Francisco José Jablonski - Membro da banca - INPE

Dr. Marcos Perez Diaz - Convidado - USP

Dr. Raymundo Baptista - Convidado - UFSC



Documento assinado eletronicamente por **José Carlos Neves de Araújo, Pesquisador**, em 05/03/2021, às 11:25 (horário oficial de Brasília), com fundamento no art. 6º do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).

A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <http://sei.mctic.gov.br/verifica.html>, informando o código verificador **6555264** e o código CRC **0D0001DB**.



Referência: Processo nº 01340.001200/2021-24

SEI nº 6555264

AGRADECIMENTOS

Agradeço a meus pais, Paulo e Dorinha, e minhas irmãs, Mônica e Cíntia, por todo o amor, compreensão e incentivo durante esses últimos quatro anos e durante, também, os 27 anos anteriores.

À Camila Porto, a melhor companheira e professora de português do mundo, pela imensa ajuda com este texto e, claro, por ter me apoiado, desde que nos conhecemos, de incontáveis maneiras.

Aos meus orientadores, Dr. João Braga e Dr. Flavio D'Amico, pelo acolhimento, pela amizade e por todo o conhecimento e direção passados, acadêmico ou não.

Ao meu grande amigo Dr. Francisco Jablonski, Chico, pelo companheirismo e pela ilimitada disposição em me ajudar com qualquer que fosse o meu contratempo.

Aos meus colegas e melhores amigos desde que ingressei na vida acadêmica, Lia e Rafael, por dividirem comigo praticamente todos os bons e maus momentos dos últimos anos.

Aos colegas de sala, Sr. Manuel e Sr. Jurandi, pelas discussões quase sempre produtivas sobre os mais variados assuntos.

A todos que participam dos projetos do Grupo de Altas Energias, pelos aprendizados que certamente tornaram menos complicadas as atividades que desenvolvi, principalmente as no laboratório.

Aos professores e professora da Divisão de Astrofísica, pelas contribuições positivas na minha formação acadêmica.

Aos funcionários do INPE, por proporcionarem a comodidade para a realização deste trabalho nas dependências do instituto, em especial à Glorinha, pelos cafés em tempos sem café e pelos abacates.

Às agências de fomento à pesquisa, CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) e, sobretudo, FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, processo nº 2017/13551-6), pelo apoio financeiro.

RESUMO

Este trabalho de doutorado está dividido em duas vertentes: uma experimental e uma observacional. O trabalho experimental concentra-se na caracterização do desempenho dos detectores de CdZnTe do sistema de detecção do experimento protoMIRAX, um imageador de raios X duros em desenvolvimento no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) a ser lançado em um balão estratosférico. O experimento final contará com 169 detectores, dos quais 25 já foram integrados à Câmara de Raios X (CRX) do protoMIRAX e submetidos a testes preliminares. Ademais, uma versão independente e reduzida do sistema de detecção, com 9 detectores idênticos aos que comporão o experimento, foi utilizada para a realização de testes com o intuito de determinar características pertinentes ao desempenho dos detectores, como a linearidade e a resolução espectral. Os procedimentos utilizados e descritos podem ser aplicados a quaisquer sistemas de detecção que façam uso dos mesmos detectores, como é o caso de dois outros projetos em desenvolvimento no INPE: o LECX, um experimento a ser lançado em um *cubesat*, e o MIRAX, uma missão de satélite. Na vertente observacional são apresentados dois estudos do candidato a buraco negro 1E 1740.7–2942, realizados a partir de observações disponíveis em bancos de dados públicos de missões espaciais de raios X. O primeiro estudo consiste na análise de um espectro de ampla cobertura em raios X (2–200 keV) composto por dados de três missões: XMM-Newton, NuSTAR e INTEGRAL. Tal cobertura em energia possibilita o estudo simultâneo das principais componentes espectrais de sistemas como os de 1E 1740.7–2942: o disco de acreção, a componente de reflexão e a coroa ou componente de comptonização. Por meio da aplicação de diversos modelos espectrais, parâmetros importantes do sistema puderam ser determinados, incluindo a primeira estimativa da massa do buraco negro em 1E 1740.7–2942 ($\sim 5 M_{\odot}$). As implicações deste e de outros resultados na compreensão da natureza do sistema são discutidas. O segundo estudo teve como principal finalidade examinar o comportamento, no tempo, de parâmetros físicos da coroa de elétrons de 1E 1740.7–2942. Para isso, realizou-se uma análise espectral sistemática de aproximadamente 400 observações em raios X duros (20–200 keV) do objeto obtidas pela missão INTEGRAL ao longo de 15 anos. Foi constatado que a coroa em 1E 1740.7–2942 encontra-se no chamado regime de comptonização não saturada para a maioria (cerca de 85%) dos espectros analisados. Esse estudo possibilitou ainda a construção da mais extensa curva de luz de 1E 1740.7–2942 nessa faixa de energia.

Palavras-chave: Astronomia de altas energias. Detectores de raios X. Binárias de raios X. Buracos negros. Análise espectral.

**CONTRIBUTIONS TO THE DEVELOPMENT OF THE
PROTOMIRAX EXPERIMENT'S DETECTION SYSTEM AND
STUDIES OF THE NATURE OF THE X-RAY BINARY 1E
1740.7–2942**

ABSTRACT

This doctorate thesis comprises two main aspects: an experimental work and an observational study. The experimental work focuses on characterizing the performance of the CdZnTe detectors that integrate the detection system of the protoMIRAX experiment, a hard X-ray imager under development at the Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) to be launched in a stratospheric balloon. The final experiment will feature 169 detectors, of which 25 have already been mounted in the protoMIRAX's X-ray Camera and subjected to preliminary tests. In addition, an independent and reduced version of the detection system, with 8 detectors identical to those that will compose the experiment, was used to carry out tests in order to determine relevant aspects to the detectors' performance, such as linearity and spectral resolution. The procedures used and described may be applied to any detection systems that use the same detectors, as it is the case of two other projects under development at INPE: LECX, a cubesat experiment, and MIRAX, a satellite mission. In the observational work, two studies of the black hole candidate 1E 1740.7–2942, carried out from X-ray space missions' public available data, are presented. The first study consists of the analysis of a broad band spectrum (2–200 keV) composed of data from three missions: XMM-NEWTON, NuSTAR and INTEGRAL. Such energy coverage allows the simultaneous study of the main spectral components of systems such as those of 1E 1740.7–2942: the accretion disk, the reflection component and the corona or comptonization component. From applying several spectral models, important parameters of the system could be determined, including the first estimate of the black hole mass in 1E 1740.7–2942 ($\sim 5 M_{\odot}$). Implications of this and other results in better comprehending the nature of the system are discussed. The second study aimed to examine the behavior, over time, of the physical parameters of the corona in 1E 1740.7–2942. For such, a systematic spectral analysis of approximately 400 hard X-rays (20–200 keV) observations of the object, provided by the INTEGRAL mission over 15 years, was performed. It was found that the corona in 1E 1740.7–2942 is in the so-called unsaturated comptonization regime for most (about 85%) of the analysed spectra. This study also enabled the construction of the most extensive light curve of 1E 1740.7–2942 in this energy range.

Keywords: High energy astronomy. X-ray detectors. X-ray binaries. Black holes. Spectrum analysis.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Absorção relativa devido à atmosfera terrestre em função do espectro eletromagnético.	2
1.2 Técnica de incidência rasante.	3
1.3 Técnica de incidência rasante com espelhos aninhados.	4
1.4 Método da máscara codificada.	5
1.5 Diagrama de um detector a cintilação.	7
1.6 Diagrama de um detector semiconductor.	8
2.1 Gôndola e CRX do experimento protoMIRAX.	14
2.2 Etapas básicas envolvidas no imageamento pelo método da máscara codificada.	16
2.3 Exemplo de máscara padrão URA.	19
2.4 Exemplo de padrão básico URA e máscara.	20
2.5 Exemplo de padrão básico MURA e máscara.	21
2.6 Três possíveis arranjos para o sistema detector-máscara.	23
2.7 Campos parcialmente e totalmente codificado.	24
2.8 Desenho da máscara que será utilizada no protoMIRAX.	25
2.9 Coeficiente de atenuação linear para alguns semicondutores.	28
2.10 Consequência do aprisionamento de cargas.	31
2.11 Efeito de cauda.	32
2.12 Um detector CZT.	33
2.13 Sistema de detecção do protoMIRAX.	34
2.14 Gôndola e câmara de raios X do protoMIRAX.	35
2.15 Plano de detectores do protoMIRAX.	35
2.16 Plano de detectores do LECX.	36
3.1 Espectros de ^{241}Am obtidos por 25 detectores do protoMIRAX.	37
3.2 Variação de temperatura na câmara térmica.	38
3.3 Comportamento do espectro obtido em função da variação de temperatura.	39
3.4 Arranjo 3×3 de detectores CZT para a realização dos testes.	41
3.5 Diagrama esquemático da aquisição de dados.	42
3.6 Efeito de cauda em função da tensão aplicada.	43
3.7 Espectro em canal obtido para fontes de amerício e európio simultaneamente.	44
3.8 Curvas e equações de linearização para os 9 detectores.	45
3.9 Definições de FWHM e resolução em energia.	46

3.10	Espectro em energia da emissão em $\sim 59,5$ keV do ^{241}Am	47
3.11	Espectro em energia do ^{152}Eu	48
3.12	Zoom na emissão de $\sim 121,8$ keV do ^{152}Eu	49
3.13	Variação da resolução em função da energia.	49
4.1	Mecanismos de transferência de massa.	54
4.2	Manutenção de um disco de acreção.	56
4.3	Raios importantes para buracos negros em função do <i>spin</i>	58
4.4	Sistema binário de raios X.	60
4.5	Formação de sistemas binários de raios X.	62
4.6	Distribuição de HMXBs e LMXBs na Galáxia.	64
4.7	Componentes de emissão em raios X de buracos negros em sistemas bi- nários.	66
4.8	Espectros simulados de comptonização térmica.	70
4.9	Espectro de reflexão.	72
4.10	Estados <i>high/soft</i> e <i>low/hard</i> de emissão.	75
4.11	Perfil da linha $K\alpha$ do ferro em função de diversos parâmetros.	77
4.12	Perfis do fluxo radial em função do <i>spin</i>	78
4.13	Fluxograma do processo de ajuste espectral com o XSPEC.	80
4.14	Região do centro Galáctico observada pela missão GRANAT.	82
4.15	Jatos em rádio emitidos por 1E 1740.7–2942.	83
5.1	Mapa de exposição de 1E 1740.7–2942 obtido pelo NuSTAR.	87
5.2	Espectro de 1E 1740.7–2942 obtido pelo NuSTAR.	88
5.3	Mapas de exposição de 1E 1740.7–2942 obtidos pelo PN e pelo ISGRI.	90
5.4	Curva de luz de 1E 1740.7–2942 fornecida pelo Swift/BAT.	91
5.5	Diagrama cor-cor para as duas observações INTEGRAL.	92
5.6	Espectro de 2 a 200 keV de 1E 1740.7–2942.	93
5.7	Resíduos antes e após a inclusão de um modelo de disco.	95
5.8	Qualidade de ajuste em função da variação de alguns parâmetros.	101
5.9	Distribuição da saída MCMC para os parâmetros <i>spin</i> e inclinação.	104
5.10	Melhor ajuste do Modelo 2 aos dados.	105
5.11	Distribuição conjunta para alguns parâmetros do Modelo 2.	106
5.12	Valores de massa do buraco negro para os Modelos 1*, 2* e 3*.	108
5.13	Valores de massa do buraco negro para os Modelos 0S*, 1S* e 2S*.	109
6.1	O conjunto de dados.	118
6.2	Histograma dos índices espectrais.	119
6.3	Curva de luz.	120
6.4	Zona de aplicabilidade do modelo <i>comptt</i>	121
6.5	Histogramas de kT_e e τ	122

6.6	Histograma do parâmetro Compton y	123
6.7	Relações de Γ com y	124
6.8	Relações $\Gamma - y$ e $\Gamma - \Gamma$ para os pontos selecionados.	125
6.9	Histogramas dos Γ para os pontos selecionados.	126
6.10	Correlação entre kT_e e τ para os pontos selecionados.	127
6.11	Curva de luz para os pontos selecionados.	128
6.12	Pontos selecionados na zona de aplicabilidade.	129

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Propriedades de alguns semicondutores.	26
4.1 Classificação de sistemas binários de raios X.	65
5.1 Sumário das observações.	90
5.2 Parâmetros dos ajustes espectrais	99
5.3 Inclinação e qualidade de ajuste para diferentes raios internos.	102
5.4 Parâmetros para os melhores ajustes com as combinações simpl.	110

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
I CONTRIBUIÇÕES PARA O EXPERIMENTO PROTOMIRAX	11
2 O EXPERIMENTO PROTOMIRAX	13
2.1 Visão geral	13
2.2 A máscara codificada	15
2.2.1 Processo de reconstrução do campo observado	15
2.2.2 Padrões de máscara codificada	17
2.2.2.1 URAs	18
2.2.2.2 MURAs	20
2.2.3 Geometria e resolução angular	22
2.2.4 O sistema de imageamento do protoMIRAX	24
2.3 Detectores semicondutores	26
2.3.1 Aprisionamento de cargas e o efeito de cauda	30
2.3.2 O plano de detectores do protoMIRAX	32
2.4 Estágio Atual	34
2.4.1 LECX/nanoMIRAX	34
3 TESTES COM O SISTEMA DE DETECÇÃO	37
3.1 Testes iniciais com a câmera de raios X	37
3.2 Testes com uma versão reduzida do sistema de detecção	40
3.2.1 O sistema reduzido	40
3.2.2 O efeito de cauda com a variação da tensão	41
3.2.3 Linearidade e curvas de linearização dos detectores	42
3.2.4 Resolução em energia	45
3.3 Considerações finais	47
II ESTUDOS DO OBJETO 1E 1740.7–2942	51
4 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	53
4.1 Introdução	53
4.2 Binárias de raios X com buracos negros	57
4.2.1 Classificação	61

4.2.1.1	Binárias de alta e de baixa massa	61
4.2.2	Espectro emitido	64
4.2.2.1	Componente do disco	65
4.2.2.2	Componente da coroa	68
4.2.2.3	Componente de reflexão	71
4.2.3	Estados de emissão	73
4.3	Métodos para a determinação de parâmetros com dados em raios X	75
4.3.1	Espectroscopia de reflexão relativística	76
4.3.2	Método do ajuste do contínuo	77
4.4	A suíte de análise de dados XSPEC	79
4.5	1E 1740.7–2942	81
5	ANÁLISE ESPECTRAL DE DADOS COM AMPLA COBERTURA EM RAIOS X DE 1E 1740.7–2942	85
5.1	Motivação	85
5.2	Seleção de dados	85
5.2.1	NuSTAR	86
5.2.2	XMM-Newton e INTEGRAL	89
5.3	Espectro composto: análise e resultados	93
5.3.1	Modelos de lei de potência	94
5.3.2	Modelos de comptonização	95
5.3.3	Modelos de reflexão não relativística	96
5.3.4	Modelos de reflexão relativística	98
5.3.5	Estimativa da massa do buraco negro	105
5.3.5.1	Ajustes com o modelo de comptonização <code>simpl</code>	107
5.4	Discussão e considerações finais	109
5.4.1	O estado de emissão	111
5.4.2	A relevância do disco e seu truncamento	111
5.4.3	A componente de reflexão	112
5.4.4	A massa	113
5.4.5	Sumário	114
6	UM ESTUDO DO COMPORTAMENTO DA COROA EM 1E 1740.7–2942	117
6.1	Uma breve contextualização	117
6.2	Seleção de dados e pré-análise	117
6.3	Análise e resultados	119
6.4	Discussão e considerações finais	127

7 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	131
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	135

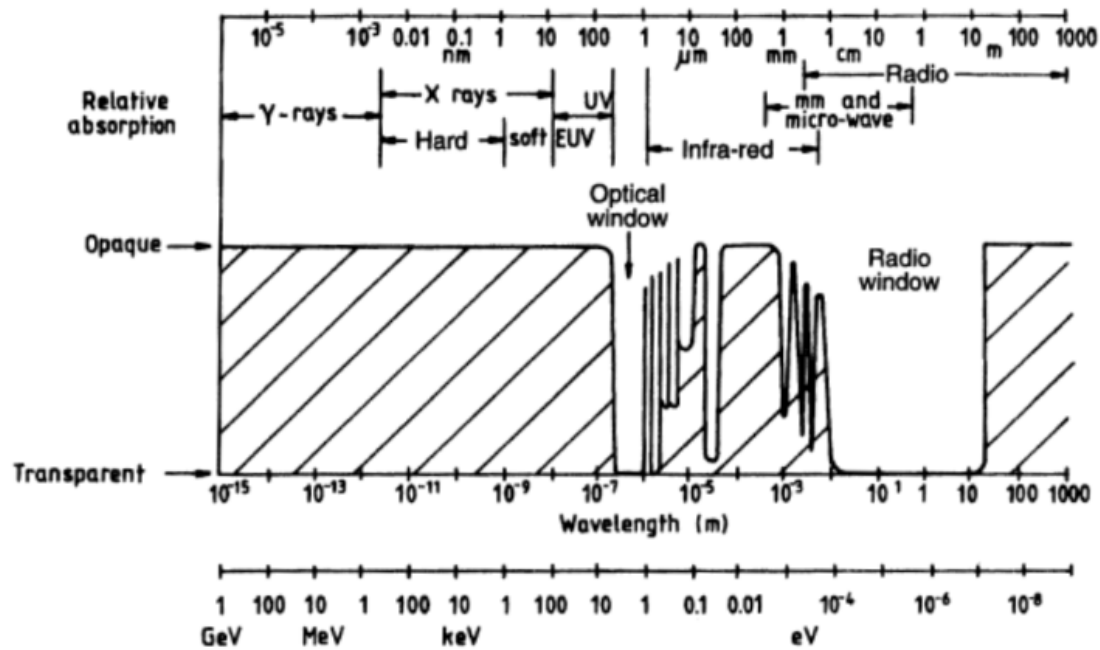
1 INTRODUÇÃO

A astrofísica de altas energias é o ramo da astronomia dedicado à detecção, observação e estudo de partículas e fótons altamente energéticos emitidos por objetos celestes. O termo “altas energias” pode referir-se a diferentes limites e intervalos, que dependem sobretudo do campo de aplicação; em astronomia, é habitualmente associado à faixa do espectro eletromagnético referente ao ultravioleta extremo, raios X e raios γ – além de integrar neutrinos e partículas carregadas, como raios cósmicos. Neste trabalho, o termo referir-se-á, salvo quando explicitado o contrário, a fótons compreendidos na faixa de energia correspondente aos raios X ($0,1 \text{ keV} \lesssim E \lesssim 300 \text{ keV}$) e γ ($\gtrsim 300 \text{ keV}$). O estudo e entendimento dos processos físicos responsáveis pela emissão dessa radiação eletromagnética são especialmente importantes para a astrofísica, como um todo, uma vez que muitos desses fenômenos originam-se em regiões em que as condições físicas são extremas, tais como a vizinhança de objetos compactos como anãs brancas, estrelas de nêutrons e buracos negros.

Comparada a outros ramos da astronomia, a astronomia de altas energias teve um desenvolvimento relativamente tardio. Isso se deve essencialmente ao fato de raios X e γ não alcançarem a superfície terrestre devido, principalmente, à absorção fotoelétrica atmosférica (Figura 1.1) – o que torna impraticáveis suas observações por telescópios terrestres. A primeira detecção de uma fonte emissora de raios X fora do Sistema Solar ocorreu somente em 1962, pelo foguete *Aerobee* 150 da *American Science and Engineering* (AS&E), equipado com detectores do tipo contador Geiger. O objeto descoberto em questão, denominado Scorpius X-1 (GIACCONI et al., 1962) por estar localizado na constelação de Escorpião (*Scorpion*), foi posteriormente identificado como uma estrela de nêutrons (SHKLOVSKY, 1967) – a primeira a ser detectada. Além de foguetes, a única outra opção à época para a coleta de dados de raios X de fontes celestes era o lançamento de detectores a bordo de balões estratosféricos. Com os avanços em tecnologia espacial, foi lançado em dezembro de 1970 o primeiro satélite abrigando um telescópio dedicado exclusivamente à detecção de fontes astrofísicas de raios X, o UHURU (GIACCONI et al., 1971). Essa missão proporcionou a descoberta de mais de 300 fontes, entre elas o primeiro pulsar de raios X, Centaurus X-3 (GIACCONI et al., 1971), e o primeiro objeto candidato a buraco negro, Cygnus X-1 (FORMAN et al., 1978).

O telescópio UHURU e alguns outros telescópios espaciais de raios X lançados subsequentemente (e.g. nas missões Ariel-V (SMITH; COURTIER, 1976) e HEAO-1 (WHEATON et al., 1977)) ainda não eram capazes de produzir imagens. Colimadores eram

Figura 1.1 - Absorção relativa devido à atmosfera terrestre em função do espectro eletromagnético.



Nota-se, à esquerda do espectro, que a atmosfera terrestre é opaca para fótons de energia equivalente desde o ultravioleta até raios γ .

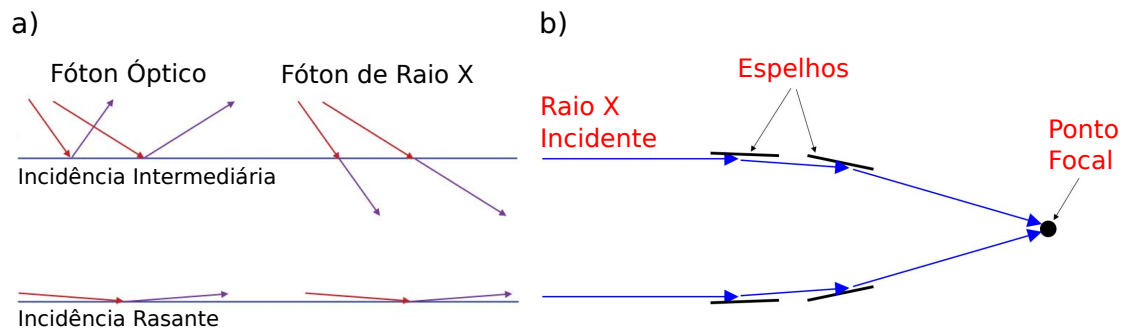
Fonte: Smith (1995).

utilizados a fim de restringir o campo de visada e minimizar a detecção de sinais não desejados, técnica utilizada até hoje para diminuir o ruído de fundo, mas que por si só não discerne a posição dos objetos presentes no campo de visada. Consequentemente, os dados fornecidos por esses telescópios pioneiros apresentavam ainda baixa resolução angular.

A natureza penetrante de fótons de raios X não permite que sejam construídos telescópios capazes de fornecer imagens fazendo uso das mesmas técnicas e geometrias adotadas em, por exemplo, telescópios ópticos. Diferentemente da luz visível, fótons de raios X só são refletidos quando incidem a ângulos muito pequenos em relação a uma superfície (Figura 1.2a). A abordagem que se utiliza, portanto, chama-se técnica de incidência ou reflexão rasante, proposta inicialmente pelo físico alemão Hans Wolter (WOLTER, 1952). O conceito básico é o de que superfícies de metal polido sejam arranjadas de forma que os fótons incidam com um ângulo suficientemente raso (tipicamente de $10'$ a 2°) para que possam ser refletidos e focalizados em direção ao detector (Figura 1.2b), possibilitando obter informações da localização da fonte

dentro do campo de visada do instrumento. Esse tipo de telescópio recebeu o nome Wolter em homenagem ao seu idealizador. Diversas superfícies refletoras podem ser agrupadas em configurações coaxiais e confocais (Figura 1.3) – em uma espécie de ninho de espelhos (*nested mirrors*) –, o que possibilita o aumento da área coletora do telescópio sem prejuízo total da resolução espacial. Na prática, há um compromisso entre a extensão do campo de visada e a resolução espacial: as mesmas superfícies refletoras podem ser aninhadas com maior proximidade, melhorando a resolução espacial, ou com maior afastamento, aumentando a área total coletora. A preferência por uma ou outra particularidade dependerá dos objetivos científicos específicos do telescópio.

Figura 1.2 - Técnica de incidência rasante.



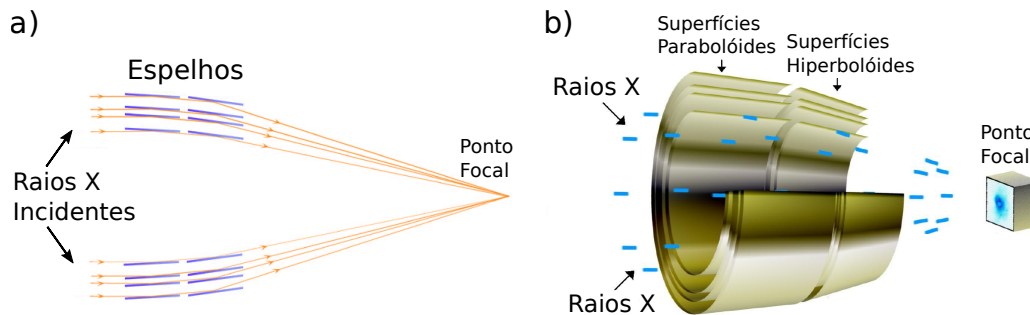
a) Comparação entre a incidência de um fóton de energia na faixa do óptico e na faixa de raios X em uma superfície refletora, para ângulos intermediários (acima) e para ângulos rasantes (abaixo). b) Diagrama esquemático de funcionamento da técnica. A luz incidente é refletida pelos espelhos e focalizada em direção ao detector.

Fonte: Adaptado de [National Aeronautics and Space Administration - NASA \(2013\)](#).

A primeira missão equipada com um telescópio de incidência rasante capaz de produzir imagens em raios X foi o Observatório HEAO-2, renomeado Einstein após o lançamento ([GIACCONI et al., 1979](#)). O observatório possibilitou a produção de um catálogo com mais de 5000 fontes e do primeiro mapeamento médio e profundo do centro Galáctico (CG) em raios X até 4,5 keV. O candidato a buraco negro 1E 1740.7–2942, objeto de estudo deste trabalho, foi descoberto em dados dessa missão.

Diversas outras missões, tais como EXOSAT ([MASON et al., 1984](#)), ROSAT ([TRUEMPER, 1990](#)), ASCA ([TANAKA et al., 1994](#)), BeppoSAX ([JAGER et al., 1997](#)), Chandra ([WEISSKOPF et al., 2000](#)), XMM-Newton ([JANSEN et al., 2001](#)), Swift ([BURROWS et al.,](#)

Figura 1.3 - Técnica de incidência rasante com espelhos aninhados.



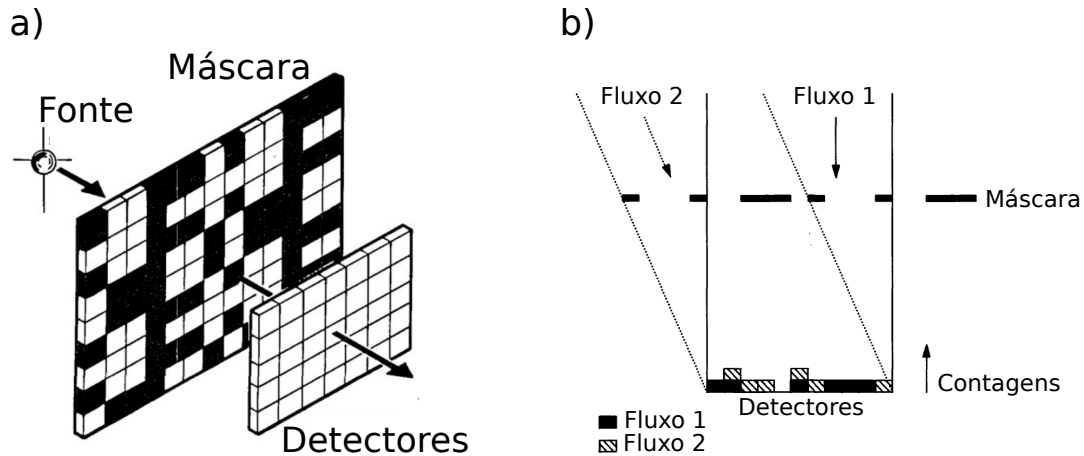
a) Diagrama exemplificando a utilização de um ninho de superfícies refletoras para telescópios de incidência rasante. b) Corte ilustrando o design e funcionamento do conjunto de espelhos em um dos telescópios da missão Chandra.

Fonte: Adaptado de Chandra X-ray Observatory (2009).

2005), Suzaku (KOYAMA et al., 2007), NuSTAR (HARRISON et al., 2013), ASTROSAT (SINGH et al., 2014) e eROSITA (MERLONI et al., 2020) lançaram ao espaço telescópios focalizadores com espelhos de variados materiais e configurações de aninhamento, oferecendo diferentes combinações de áreas efetivas e resoluções angulares. No entanto, com exceção dos instrumentos a bordo do NuSTAR – que utilizam superfícies multicamadas como espelhos e operam até 79 keV –, os telescópios de incidência rasante não conseguem focalizar fótons com energias acima de ~ 15 keV, deixando de fora de suas operações grande parte da faixa de raios X e todo o espectro de raios γ . Ademais, limitações tecnológicas e econômicas restringem a extensão do campo de visada dos telescópios focalizadores a poucos minutos de arco.

Uma alternativa à técnica de incidência rasante é o método de abertura (ou máscara) codificada, que permite a construção de imagens para fótons com energias de até centenas de MeVs e campos de visadas muito mais amplos. O método fundamenta-se em posicionar uma máscara – que consiste em uma matriz de elementos fechados e abertos – entre o fluxo incidente e o plano de detectores (Figura 1.4a). Os elementos fechados e abertos são, respectivamente, materiais opacos e transparentes à radiação de interesse, dispostos na máscara com determinado padrão previamente conhecido. Para uma única fonte puntiforme no campo de visada, a distribuição bidimensional de eventos registrada no plano de detectores – chamada mapa de contagens – reproduz o padrão da máscara ou parte dele, dependendo da localização da fonte em relação à posição central da máscara. Para mais de uma fonte no campo, o mapa de contagens deve compreender a soma dos padrões (Figura 1.4b).

Figura 1.4 - Método da máscara codificada.



a) Desenho esquemático do método da máscara codificada. A máscara, com elementos opacos e transparentes à radiação incidente, é posicionada à frente do plano detector. b) O plano detector registra as sombras em função do fluxo incidente e do padrão da máscara, criando um mapa de contagens.

Fonte: Adaptado de a) Gottesman e Fenimore (1989) e b) Caroli et al. (1987).

Uma vez que se conhece o padrão da máscara, as sombras sobrepostas são distinguíveis através de um algoritmo de decodificação, e a localização de cada objeto no campo pode ser determinada (DICKE, 1968). Assim, a produção de imagens através do método da máscara codificada é realizada em, pelo menos, duas etapas: observação e obtenção do mapa de contagens (em função dos detectores iluminados) e a reconstrução da imagem em si, através da correlação entre os padrões do mapa e da máscara. Com a aplicação do método, a faixa do espectro eletromagnético passível de observação e estudo foi estendida de raios X moles ($\lesssim 15$ keV) até raios X duros ($\lesssim 300$ keV) e γ ($\gtrsim 300$ keV). Além disso, os amplos campos de visada desses telescópios viabilizaram o monitoramento contínuo de diversas fontes astrofísicas simultaneamente, fornecendo, por exemplo, curvas de luz de longo prazo e com poucas interrupções.

O primeiro instrumento de máscara codificada embarcado em um satélite foi o XRT a bordo da missão STS-51-F, também conhecida como Spacelab 2 (WILLMORE et al., 1984). O XRT forneceu o primeiro mapeamento do CG para energias até 30 keV. Pouco tempo depois, a missão russa GRANAT (BRANDT et al., 1990) foi lançada com telescópios capazes de produzir imagens em raios γ de até 1,3 MeV. Outros observatórios espaciais lançados com telescópios de máscara codificada a bordo são

o BeppoSAX, o INTEGRAL (WINKLER et al., 2003), o Swift e o ASTROSAT. Como se pode notar, algumas das missões mencionadas possuem telescópios tanto de incidência rasante quanto de máscara codificada, tendo o potencial, assim, de fornecer dados simultâneos com grande cobertura espectral de um determinado objeto.

Outras técnicas foram desenvolvidas e utilizadas para a produção de imagens do céu nessas altíssimas energias. O instrumento COMPTEL (0,8–30 MeV) a bordo da missão CGRO (PENDLETON et al., 1991) possuía duas camadas de detectores; na técnica, fótons podem ser espalhados por efeito Compton ao interagir com a primeira camada e, subsequentemente, totalmente absorvidos pela segunda. As posições de interações em cada camada são utilizadas para determinar a direção original da incidência. Outro exemplo é o telescópio principal a bordo da missão FERMI (ATWOOD et al., 2009), projetado para detectar raios γ de 30 MeV até 300 GeV. O instrumento recupera a localização do objeto emissor ao rastrear e analisar a trajetória dos pares elétron-pósitron resultantes da interação do fóton incidente com placas finas de tungstênio presentes na câmara de detecção. Os telescópios a bordo da missão chinesa HMXT (ZHANG et al., 2019) também recuperam a localização das fontes sem um sistema óptico de imageamento propriamente dito: fazendo uso apenas de colimadores, a posição exata dos fótons incidentes dentro do campo de visada é determinada computacionalmente através de uma técnica chamada Método de Demodulação Direta (em inglês: *Direct Demodulation Method*).

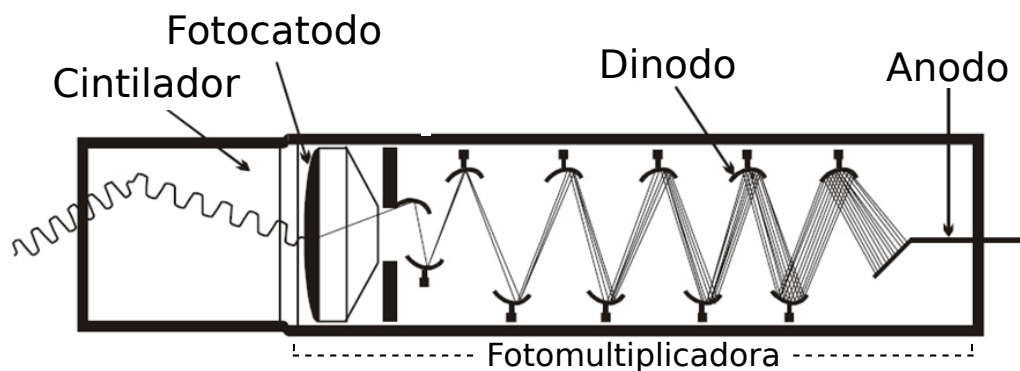
O desenvolvimento de técnicas para imageamento em raios X e γ trouxe contribuições importantes no que diz respeito à resolução angular e à cobertura do espectro eletromagnético. Concomitantemente, fez-se necessário o avanço dos sistemas de detecção para que se aumentasse a capacidade espectrométrica.

Os principais tipos de detectores de raios X e γ utilizam-se da propriedade ionizante que os fótons possuem nessas energias, isto é, os produtos da interação do fóton com determinado material são convertidos em sinais elétricos e posteriormente mensurados. Um dos primeiros tipos de detector a ser aplicado para fins astrofísicos foi o detector a gás. Nos contadores proporcionais a gás, por exemplo, a passagem de um fóton ioniza determinado gás (e.g. argônio, xenônio) contido em uma câmara e produz pares elétron-íon em quantidade proporcional à energia depositada inicialmente. Sendo a capacidade de interação do material com o fóton incidente (poder de parada ou *stopping power*) proporcional à densidade e espessura desse material, os contadores proporcionais a gás se limitavam a detectar apenas fótons de raios X moles, já que a construção (e lançamento) de detectores a gás com a profundidade e

pressão necessárias para “parar” fótons de energias a partir de raios X duros era impraticável. A utilização de detectores de estado sólido¹ trouxe, portanto, vantagens nesse quesito.

Os tipos de detectores de estado sólido mais utilizados são os cintiladores e os semicondutores. Materiais cintiladores (e.g. NaI, CsI, BGO) emitem fótons em comprimentos de onda na faixa do visível quando atingidos por radiação ionizante. Em um detector convencional, esses cristais cintiladores são acoplados a uma fotomultiplicadora, responsável por converter a luz visível emitida pelo cintilador em um sinal elétrico e posteriormente ampliá-lo (Figura 1.5).

Figura 1.5 - Diagrama de um detector a cintilação.



Quando atingidos por radiação ionizante, materiais cintiladores emitem fótons em comprimentos de onda na faixa do visível, que são detectados por um fotocátodo, produzindo um pulso de elétrons. Esse sinal é multiplicado em uma fotomultiplicadora e então medido em um circuito externo (não mostrado).

Fonte: Adaptado de Nuclear Security & Safeguards Education (2009).

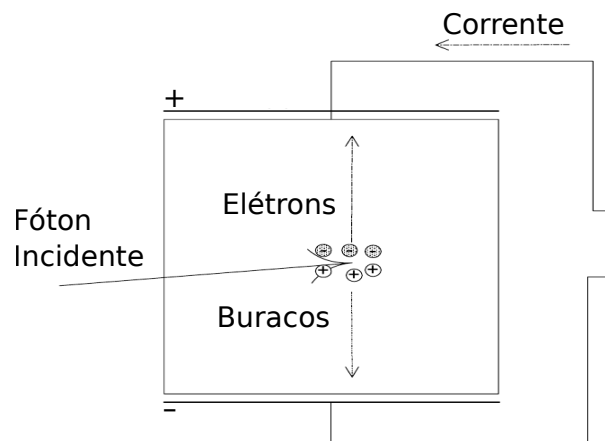
Os detectores a cintilação foram utilizados em missões espaciais importantes como GRANAT, CGRO e RXTE (LEVINE et al., 1996), que forneceram dados em energias que os detectores a gás da época não eram capazes de detectar. Um observatório de raios X e γ foi, inclusive, recentemente lançado com detectores a cintilação a bordo (GECAM, (LV et al., 2018)). No entanto, além de a sequência de eventos necessária para seu funcionamento envolver muitas etapas que podem comprometer a eficiência

¹Refere-se aqui ao estado *físico* sólido do material, em oposição ao estado gasoso. Em Eletrônica, o termo refere-se exclusivamente a materiais semicondutores.

da detecção, a variedade de materiais cintiladores adequados para fins de detecção é relativamente pequena. Assim, desde o desenvolvimento de materiais semicondutores para essa finalidade, as missões têm optado, em sua maioria, por utilizá-los. Uma de suas principais vantagens é que, para detectores de mesma relação área/volume, os semicondutores fornecem melhor resolução espectral; isso ocorre, essencialmente, pelo fato de que o número de portadores de carga criados por um fóton incidente em um semicondutor é maior do que em um material cintilador (e.g. (KNOLL, 2010)).

O princípio de funcionamento dos detectores semicondutores é semelhante ao de um contador proporcional a gás. O meio ionizável, porém, consiste em um cristal semicondutor e o produto da interação do fóton com esses cristais são pares elétron-buraco (Figura 1.6). Uma diferença de potencial é aplicada nos detectores para que um campo elétrico seja gerado; sob a influência desse campo, elétrons e buracos – resultantes da interação do fóton incidente com o semicondutor – movem-se para eletrodos opostos que envolvem o detector, produzindo uma corrente elétrica. A corrente, que é proporcional ao número de pares elétron-buraco, é amplificada e medida por circuitos eletrônicos externos.

Figura 1.6 - Diagrama de um detector semicondutor.



Pares elétron-buraco resultantes da interação do fóton com o material semicondutor são movidos para os eletrodos gerando uma corrente elétrica.

Fonte: Adaptado de Redus (2007).

Tanto semicondutores elementares (Si, Ge) quanto semicondutores compostos (e.g. CdTe, CdZnTe, Hg₂I) são utilizados para detecção em raios X e γ . A combinação de materiais para a confecção de semicondutores compostos possibilita que eles possuam ampla variedade de propriedades físicas e sejam, portanto, projetados para diversas aplicações. Com uma eletrônica associada adequada, dados com cobertura espectral e resoluções espectral e temporal sem precedentes foram obtidos com detectores semicondutores. Os semicondutores estão presentes em sistemas de detecção da maioria das missões espaciais em operação atualmente, como Chandra, XMM-Newton, INTEGRAL, Swift, NuSTAR, ASTROSAT, NICER (GENDREAU *et al.*, 2012), e integrarão telescópios previstos para lançamento, como é o caso do ECLAIRs (GODET *et al.*, 2014), a bordo da missão SVOM (lançamento previsto para 2021), e do WFI (MEIDINGER *et al.*, 2018) a bordo da missão ATHENA (lançamento previsto para 2031). O sistema de detecção do experimento protoMIRAX – abordado neste trabalho posteriormente – é, também, composto por detectores semicondutores.

Um outro tipo de detector cujo desenvolvimento tem se mostrado promissor – principalmente no que concerne à capacidade de resolução espectroscópica – é o microcalorímetro. O detector de microcalorímetro difere-se de outros detectores de raios X no sentido de que, no calorímetro, a energia de um fóton incidente é inicialmente convertida em calor. O sistema de detecção consiste em um material absorvedor, que sofre uma variação de temperatura quando da incidência de um fóton, e um termistor, que converte essa variação de temperatura em um sinal elétrico. Para que as variações de temperatura no material sejam mais pronunciadas, os microcalorímetros precisam operar a temperaturas criogênicas, da ordem de 0,5 K (JACH *et al.*, 2009). É desejável, também, que o material absorvedor tenha baixa capacidade térmica e seja suficientemente opaco para garantir, respectivamente, boa resolução espectral e máxima absorção da energia incidente. Exemplos de materiais que satisfazem esses critérios são os semicondutores compostos HgTe e HgCdTe (DREISKE *et al.*, 2010). O primeiro telescópio com detectores de microcalorímetro lançado ao espaço para detecção de altas energias foi o XRS a bordo do Suzaku. Devido a problemas com a criogenia do equipamento, no entanto, o XRS nunca entrou em operação. Insucesso semelhante ocorreu com o SXT a bordo da missão ASTRO-H, conhecida como Hitomi (TAKAHASHI *et al.*, 2016). Nesse caso, o satélite inteiro foi inutilizado devido a complicações no sistema de controle de atitude. Por fim, detectores microcalorímetros estão com lançamento programado em missões futuras, como o X-IFU (BARRET *et al.*, 2016) a bordo da missão ATHENA e o LXM (BANDLER *et al.*, 2019) a bordo da LYNX (lançamento previsto para 2036).

O contínuo desenvolvimento instrumental e o crescente número de missões lançadas têm contribuído para que cada vez mais objetos emissores de raios X e γ sejam observados e estudados em detalhe. Esta tese de doutorado abrange essas duas vertentes distintas, porém complementares, da astronomia de altas energias: a experimental/instrumental e a observacional. Na vertente experimental, são descritas as contribuições feitas ao desenvolvimento do sistema de detecção do experimento protoMIRAX (BRAGA et al., 2015). O experimento, que será lançado a bordo de balão estratosférico, carregará um imageador de raios X duros ($\sim 30\text{--}200\text{ keV}$) composto por uma máscara codificada e por detectores do semicondutor composto CdZnTe. A parte observacional tem como objetivo o estudo do candidato a buraco negro 1E 1740.7–2942, um objeto que, embora bastante estudado em diversos comprimentos de onda, tem muitos aspectos de sua natureza ainda desconhecidos. Nesse sentido, são apresentados e discutidos resultados relevantes acerca de parâmetros físicos e dinâmicos desse sistema, obtidos, sobretudo, por meio da análise de dados públicos de raios X.

Parte I

**CONTRIBUIÇÕES PARA O
EXPERIMENTO PROTOMIRAX**

2 O EXPERIMENTO PROTOMIRAX

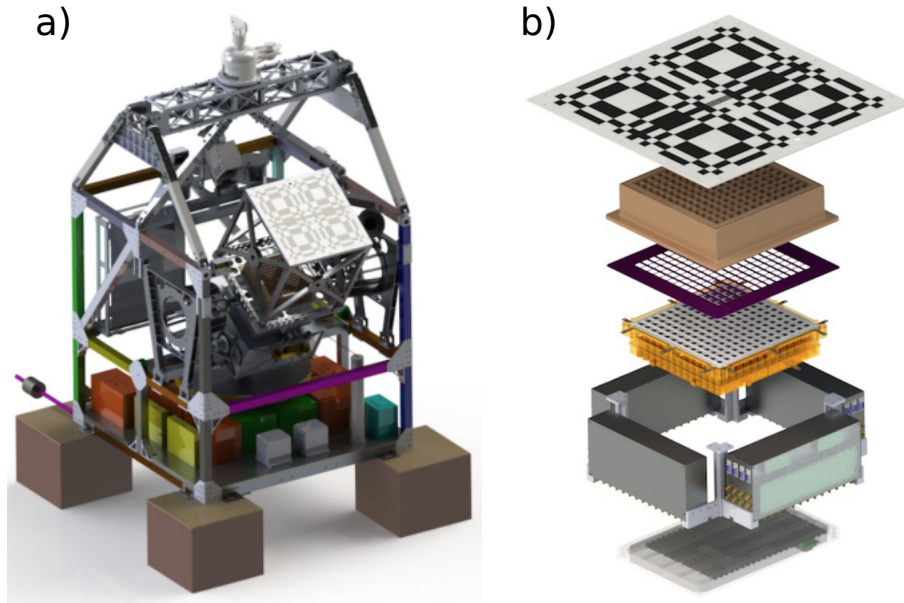
Neste primeiro capítulo da vertente instrumental do trabalho, será apresentada uma descrição do experimento protoMIRAX, um telescópio imageador de raios X duros em desenvolvimento no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). Será dada ênfase no sistema de detecção do experimento; detalhes acerca de todos os sistemas e subsistemas podem ser encontrados em Braga et al. (2015). O capítulo está dividido em quatro seções, que compreendem: uma visão geral do experimento, com a apresentação dos principais componentes (Seção 2.1); descrições mais detalhadas da técnica de imageamento utilizada e dos detectores que compõem o sistema de detecção (Seções 2.2 e 2.3); e o panorama do estágio atual do protoMIRAX, assim como o de outro projeto também em desenvolvimento pelo Grupo de Altas Energias (GAE, doravante) da Divisão de Astrofísica do INPE (Seção 2.4).

2.1 Visão geral

O protoMIRAX (BRAGA et al., 2015) é um experimento a ser lançado a bordo de um balão estratosférico cuja carga útil, um imageador de raios X duros ($\sim 30\text{--}200\text{ keV}$), está sendo desenvolvida pelo GAE. A condição de “experimento” refere-se ao fato de que, além dos objetivos científicos, o lançamento do protoMIRAX tem também a finalidade de testar os sistemas e subsistemas de detecção em ambiente quase-espacial para que sejam futuramente lançados a bordo de um satélite, na missão MIRAX (*Monitor e Imageador de RAios X* (BRAGA et al., 2004; BRAGA, 2006; BRAGA; MEJÍA, 2006)).

Os principais elementos que compõem a câmara de raios X (CRX) do protoMIRAX, responsáveis por fornecer o imageamento na faixa espectral de interesse do instrumento, são a máscara codificada e os detectores de CdZnTe. Fazem parte também da CRX um colimador, montado em frente ao plano de detectores para restringir o campo de visada (*field of view* – FOV), e elementos de blindagem passiva e elétrica, com os propósitos de absorver radiação proveniente de fora do FOV e evitar interferências no sistema eletrônico quando do processamento dos sinais, respectivamente. A CRX e outros subsistemas, tais como o de aquisição de dados, controle de atitude e voo, alimentação, etc, estarão dispostos na gondôla do balão como mostra a imagem renderizada na Figura 2.1a. A Figura 2.1b apresenta uma visão explodida da CRX, que exhibe, de cima para baixo: a máscara codificada, o colimador, uma placa de alumínio utilizada para suporte, o plano de detectores e as caixas que abrigam os componentes eletrônicos (e.g. conversores analógicos, conversores digitais, multiplexador).

Figura 2.1 - Gôndola e CRX do experimento protoMIRAX.



Imagens renderizadas de a) a gôndola do balão e b) visão explodida da câmara de raios X (CRX).

Fonte: Adaptado de Braga et al. (2015).

A altitude de voo prevista para o experimento é de aproximadamente 42 km, suficiente para que a transmissão de raios X a partir de ~ 30 keV provenientes do espaço seja superior a $\sim 70\%$. Devido à latitude de lançamento, de $\sim -23^\circ$, o protoMIRAX será capaz de realizar imagens de campos de fontes brilhantes em raios X duros na região do centro Galáctico ($\delta \sim -29^\circ$). Dentre outras binárias de raios X presentes nessa região, como GRS 1758–258 e GX 1+4, o objeto de estudo da parte observacional deste trabalho, 1E 1740.7–2942, também poderá ser observado. A extensão do campo de visada permitirá a obtenção de espectros da Nebulosa e Pulsar do Caranguejo ($\delta \sim 22^\circ$), uma das fontes mais brilhantes e permanentes em raios X duros do céu (e.g. (MADSEN et al., 2015)), cujos dados serão utilizados para calibração do fluxo durante o voo. Simulações do desempenho do sistema de detecção, inclusive para a observação dessas fontes, são apresentadas em Penacchioni et al. (2015) e Castro et al. (2016), para as condições em ambiente estratosférico (protoMIRAX) e espacial (MIRAX), respectivamente.

2.2 A máscara codificada

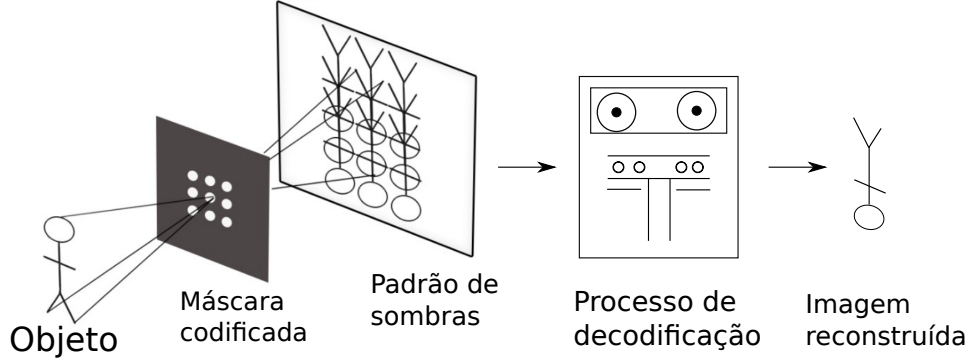
Como introduzido no Capítulo 1, o imageamento por meio da técnica de abertura ou máscara codificada pode ser entendido a partir do princípio de funcionamento de uma câmara *pinhole* simples. Nesta configuração, uma placa de material opaco à radiação de interesse com um pequeno orifício central (ou elemento aberto) é posicionada entre o campo a ser observado e um plano de detectores (PD), de modo que radiação proveniente de diferentes regiões incidam em diferentes posições do PD. O estudo desta distribuição espacial de eventos possibilita inferir a distribuição de fontes no céu e uma imagem do campo observado pode ser construída. O princípio do método da abertura codificada, concebido por Dicke (1968), é semelhante ao descrito mas que, ao invés de apenas um orifício, vários orifícios são feitos e arranjados de tal maneira que seja projetada no PD uma sombra diferente para cada fonte presente no FOV (ver, e.g., Figura 1.4). Com a superposição das sombras registradas, um processamento posterior permite reconstruir uma imagem do campo. As etapas básicas envolvidas no imageamento pelo método, desde a coleção de fótons até a obtenção de uma imagem, são ilustradas na Figura 2.2 e sumarizadas a seguir.

- (i) Fótons provenientes de determinada posição no céu são modulados espacialmente pela máscara e atingem a superfície do PD.
- (ii) Durante determinado tempo de observação, o PD registra, pixel a pixel, o número de fótons detectados.
- (iii) Com a distribuição de contagens em cada pixel, um processo de demodulação é feito para que a posição e a intensidade de cada fonte no FOV possa ser recuperada. Esse processo compara cada possível sombra registrada no PD com a presença unívoca de uma fonte em determinada porção do campo.

2.2.1 Processo de reconstrução do campo observado

Somente a distribuição bidimensional de eventos registrada no plano de detectores não distingue ainda as fontes presentes no campo de visada e portanto não caracteriza uma imagem; é necessário um método de reconstrução que permita determinar a localização e a intensidade de cada fonte no campo observado. O procedimento de reconstrução consiste basicamente em identificar os padrões da máscara projetados sobre o plano dos detectores e em converter essa informação em uma imagem que represente o céu observado. Dessa maneira, se o padrão da máscara (ou função de transmissão de abertura) for representado por A e o campo observado por

Figura 2.2 - Etapas básicas envolvidas no imageamento pelo método da máscara codificada.



Fótons passam pela máscara e atingem os detectores para formar um padrão de sombras no mapa de contagens. Esse mapa de contagens é decodificado para uma imagem reconstruída do céu observado após uma série de correlações que envolvem, essencialmente, o padrão da máscara e a distribuição espacial do fluxo detectado.

Fonte: Adaptado de [Fenimore e Cannon \(1978\)](#) e [Alnafea \(2018\)](#).

S , o mapa de contagens D registrado no plano dos detectores pode ser descrito matematicamente por ([FENIMORE; CANNON, 1978](#)):

$$D = S \star A + R, \quad (2.1)$$

em que \star é o operador de correlação e R é uma função que representa a contribuição de todo e qualquer ruído (e.g. erros sistemáticos, flutuações estatísticas, ruído de fundo). A função D ainda não reproduz a estrutura original da fonte observada, mas uma estimativa do campo reconstruído \hat{S} do campo observado S pode ser obtida ao correlacionar D com uma função apropriada G (e.g. ([BLAKE et al., 1974](#))):

$$\hat{S} = D \star G = S \star A \star G + G \star R. \quad (2.2)$$

A função G é uma função de pós-processamento ou de decodificação e deve ser escolhida de tal forma que o resultado da correlação $A \star G$ seja o mais próximo de uma função delta ([FENIMORE; CANNON, 1978](#)). Nessa condição ($A \star G = \delta$), a imagem do campo reconstruído torna-se simplesmente $\hat{S} = S + G \star R$, ou seja, o próprio campo observado com a exceção de um fator de ruído, que, em uma situação ideal,

será função apenas das flutuações estatísticas inerentes ao processo de contagem de fótons. Uma análise detalhada da influência dessas flutuações na relação sinal-ruído (*signal-to-noise ratio* – SNR) da imagem reconstruída, para diferentes padrões de máscaras, é apresentada em Braga (1990). Na prática, no entanto, o termo R incorporará desde erros sistemáticos da detecção, como ruídos eletrônicos ou diferenças na calibração dos detectores, até o ruído de fundo causado pela presença de outras fontes no campo de visada. Sobre este último, é importante reforçar que a obtenção de uma imagem do céu pelo método é realizada de maneira indireta e que o termo de ruído já está associado desde a construção do mapa de contagens (ver, e.g., Equação 2.1), antes do processo de reconstrução. Assim, todas as fontes no campo tornam-se ruído para a fonte de interesse (BROWN, 1972; BRAGA, 1990).

Isso posto, nota-se que a qualidade da imagem fornecida pelo método depende, entre outros fatores que serão apresentados posteriormente, da minimização dos erros sistemáticos durante a detecção e, principalmente, da escolha de um padrão de máscara e função de decodificação adequados, de modo que viabilizem a obtenção de reconstruções com o menor ruído possível.

2.2.2 Padrões de máscara codificada

Na prática, a modulação espacial de um campo observado, que é o objetivo primário do método da abertura codificada, pode ser obtida posicionando-se uma máscara com qualquer padrão à frente de um plano de detectores (ver, e.g., Figura 2 em Skinner (1995)). No entanto, alguns aspectos importantes devem ser ponderados na escolha do padrão da máscara que integrará um instrumento, tais como (i) as premissas científicas do experimento e (ii) as restrições práticas da sua implementação. O item (i) diz respeito às particularidades desejáveis do projeto, uma vez que haverá sempre um compromisso entre atributos: a escolha de uma determinada característica pode implicar na privação de outra. Por exemplo, um parâmetro a ser considerado na escolha do padrão é a fração de abertura ρ , definida como a razão entre a quantidade de elementos transparentes e opacos à radiação (GUNSON; POLYCHRONOPULOS, 1976). Conforme a fração de abertura aumenta em valor (i.e., mais elementos abertos do que fechados), mais fótons do objeto de interesse serão coletados; em contrapartida, mais fótons não desejados também serão coletados – acarretando uma relação sinal-ruído menor. Essa situação exemplifica um compromisso entre a sensibilidade, i.e. a capacidade de detecção de fontes menos intensas, e a qualidade da imagem reconstruída final. O item (ii) refere-se às limitações impostas à máscara pelo restante do sistema de detecção. A escolha das dimensões da

máscara, por exemplo, será regida não apenas pelo campo de visada almejado, mas também pela dimensão dos detectores disponíveis.

Em vista desses aspectos, máscaras com diferentes configurações e padrões foram desenvolvidas para fins de imageamento em raios X duros. Dois dos padrões mais utilizados em missões espaciais serão apresentados nas subseções seguintes.

2.2.2.1 URAs

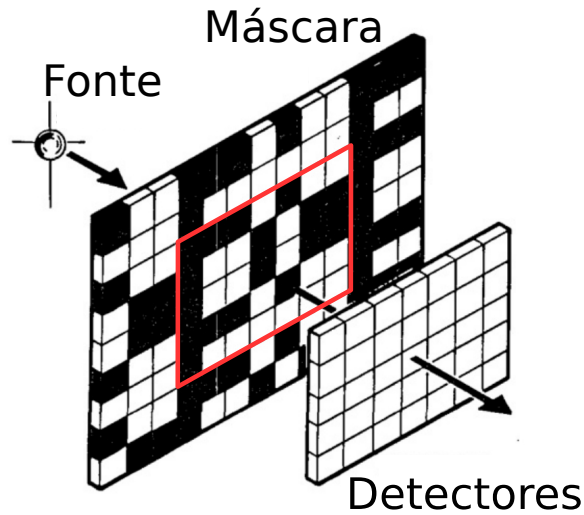
Propostos por Fenimore e Cannon (1978), os arranjos uniformemente redundantes (*uniformly redundant arrays* - URAs) utilizam padrões básicos bidimensionais com $r \times s$ elementos, sendo r e s números primos e $r = s + 2$. A propriedade mais importante desse padrão é que a função de abertura A é escolhida de tal maneira que existirá uma função de decodificação G que satisfaça $A \star G = \delta$. Um possível procedimento para a confecção de máscaras codificadas a partir de padrões básicos URAs baseia-se nas seguintes etapas:

- (i) o padrão básico de elementos $r \times s$ é escolhido de modo que sua função autocorrelação se aproxime de uma função delta;
- (ii) o padrão básico é repetido ciclicamente 4 vezes ($2 \times$ em cada direção); e
- (iii) uma linha e uma coluna são retiradas.

O item (i) estabelece que a função de decodificação G – que também deve ser escolhida de modo que a correlação com A seja uma função delta – seja praticamente idêntica ao padrão da máscara (será mostrado a seguir), o que facilita matematicamente a reconstrução. Os itens (ii) e (iii) são particularmente importantes para a configuração geométrica em que a máscara tem dimensões maiores que o PD. O padrão repetido ciclicamente garante que qualquer fonte presente no campo totalmente codificado registre no mapa de contagens uma permutação completa do padrão básico. No entanto, para uma máscara grande o suficiente (ou um padrão básico pequeno o suficiente), as permutações poderão se repetir em mais de um ciclo inteiro e causar ambiguidades sobre a direção de incidência do fluxo. Uma das maneiras de impedir que isso ocorra é repetir o padrão básico apenas 2 vezes em cada direção e, ao fim, retirar uma linha e uma coluna – evitando a possibilidade de fontes em direções distintas registrarem o mesmo padrão (BRAGA et al., 1991). Assim, a dimensão final do mosaico da máscara será $(2r - 1) \times (2s - 1)$. A Figura 2.3 (mesma imagem utilizada para exemplificar o método na Figura 1.4) mostra um

exemplo de máscara construída a partir de um padrão básico URA 5×7 – com este localizado no centro da máscara (e contornado em vermelho).

Figura 2.3 - Exemplo de máscara padrão URA.



Desenho esquemático de uma máscara com padrão básico URA 5×7 . A dimensão final do mosaico da máscara é $(2 \cdot 5 - 1) \times (2 \cdot 7 - 1) = 9 \times 13$. O padrão básico está contornado em vermelho.

Fonte: Adaptado de [Gottesman e Fenimore \(1989\)](#).

Para uma função de abertura A , representada por uma matriz binária $A_{(i,j)}$ em que $A_{(i,j)} = 1$ corresponda aos elementos transparentes e $A_{(i,j)} = 0$ aos elementos opacos à radiação incidente, o algoritmo de construção de um padrão básico URA é expresso por ([FENIMORE; CANNON, 1978](#)):

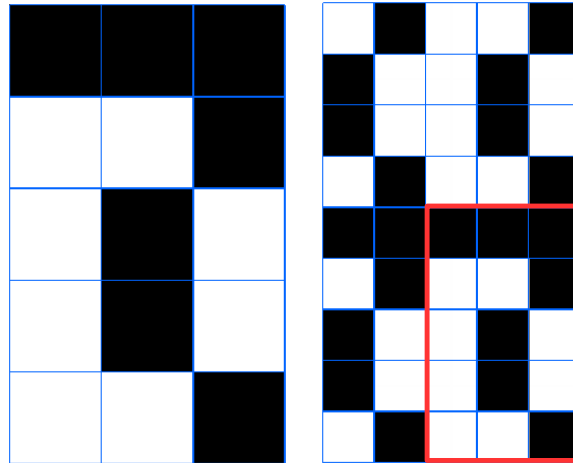
$$A(i, j) = \begin{cases} 0, & \text{se } i = r; \\ 1, & \text{se } j = s, i \neq r; \\ 1, & \text{se } C_r(i) \cdot C_s(j) = 1; \\ 0, & \text{em qualquer outro caso,} \end{cases} \quad (2.3)$$

onde

$$C_{r,s}(w) = \begin{cases} 1, & \text{se existe um inteiro } x, 1 \leq x \leq r, s \\ & \text{tal que } w = \text{mod}_{r,s} x^2; \\ -1, & \text{em qualquer outro caso.} \end{cases} \quad (2.4)$$

A função de decodificação G segue a mesma regra de formação de A (Equação 2.3), mas com os valores “0” substituídos por “-1”. É importante ressaltar que uma vez construído o padrão básico, a propriedade cíclica dos URAs permite que as repetições de tal padrão, para a confecção da máscara, ocorram a partir de e para qualquer direção. Para fins elucidativos, um padrão básico URA 3×5 e uma máscara confeccionada a partir de sua repetição cíclica 2×2 (com uma linha e coluna retiradas), são mostrados na Figura 2.4.

Figura 2.4 - Exemplo de padrão básico URA e máscara.



Padrão básico URA 3×5 (à esquerda) e máscara codificada construída a partir de sua repetição cíclica (à direita). O padrão básico está contornado em vermelho na máscara.

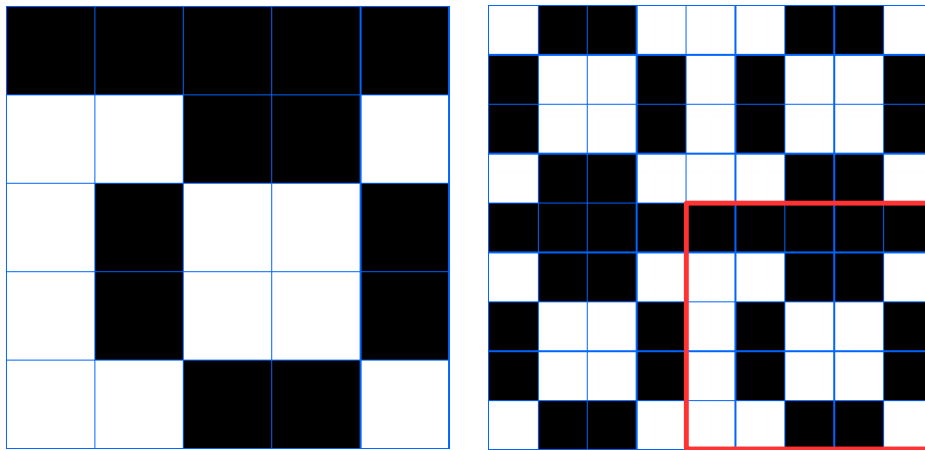
Fonte: Produção do autor.

2.2.2.2 MURAs

Introduzidos por Gottesman e Fenimore (1989), os MURAs (*modified uniformly redundant arrays*) são uma modificação do padrão URA. O padrão URA, anteriormente descrito, é apenas um dos possíveis padrões do que é, na realidade, uma ampla classe de arranjos cujos “membros” têm em comum o algoritmo de construção do padrão básico e, por consequência, a propriedade de que $A \star G$ resulta numa função

delta. Como os URAs, os MURAs são padrões bidimensionais de lados com números primos de elementos; no entanto, MURAs possuem dimensões quadradas. Essa característica amplia consideravelmente o número de padrões disponíveis, deixando de restringir a construção de PDs a dimensões retangulares (e.g. (CIEŚLAK et al., 2016)). Análogo aos URAs, uma possível configuração final de máscara é $(2r - 1) \times (2s - 1)$; como $r = s$, cada lado da máscara terá $2r - 1$ elementos. Isso é ilustrado na Figura 2.5, que apresenta um padrão básico MURA 5×5 e a máscara codificada construída a partir do padrão, com $(2 \cdot 5 - 1) = 9$ elementos em cada lado.

Figura 2.5 - Exemplo de padrão básico MURA e máscara.



Padrão básico MURA 5×5 (à esquerda) e máscara codificada construída a partir de sua repetição cíclica (à direita). O padrão básico está contornado em vermelho na máscara.

Fonte: Produção do autor.

Considerando $r = s$, o algoritmo de construção do padrão básico MURA é o mesmo que o apresentado na Equação 2.3, e a função de decodificação G é obtida da seguinte maneira:

$$G(i, j) = \begin{cases} 1, & \text{se } i + j = 0; \\ 1, & \text{se } A(i, j) = 1, (i + j \neq 0); \\ -1, & \text{se } A(i, j) = 0, (i + j \neq 0). \end{cases} \quad (2.5)$$

Uma outra característica interessante de mencionar sobre os padrões da classe URA é que a fração aberta ρ sempre assume um valor próximo de 0,5 – ou seja, os padrões básicos contêm quase a mesma quantidade de elementos abertos e fechados. No caso

dos URAs, os padrões terão um elemento aberto a mais: $(r \times s + 1)/2$; no caso dos MURAs, um elemento aberto a menos: $(r^2 - 1)/2$. Isso pode ser notado nas Figuras 2.4 e 2.5: 8 abertos em um total de 15 para o URA e 12 abertos em um total de 25 para o MURA, respectivamente.

Por completeza, menciona-se que existem arranjos da classe URA que utilizam padrões básicos hexagonais em suas montagens (*hexagonal uniformly redundant arrays* – HURAs (COOK et al., 1984)) ou também padrões aleatórios – estes não pertencentes à classe URA – que não seguem necessariamente uma regra específica de formação ou de repetição (DICKE, 1968; ABLES, 1968). Outros exemplos de padrões podem ser encontrados em Skinner e Rideout (1995); uma revisão dos fundamentos do método, que inclui uma compilação das principais missões lançadas com máscaras codificadas e os respectivos padrões adotados, é apresentada em Braga (2020).

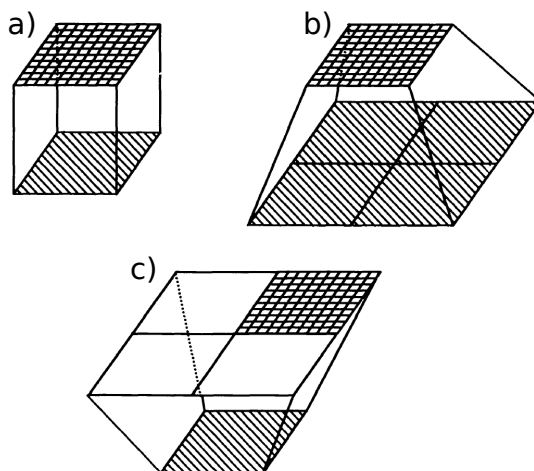
2.2.3 Geometria e resolução angular

Para qualquer telescópio que faz uso da técnica da máscara codificada, o campo de visada pode ser classificado em duas regiões geométricas distintas: o campo de visada totalmente codificado (*fully coded field of view* – FCFOV) e o campo de visada parcialmente codificado (*partially coded field of view* – PCFOV). O FCFOV é definido como a região onde qualquer fonte nela compreendida será totalmente codificada, ou seja, todo o fluxo detectado nessa região será modulado pela máscara e produzirá pelo menos uma repetição/permutação do padrão básico da máscara no PD. O PCFOV compreende uma região onde apenas parte do fluxo é modulado, produzindo repetições/permutações incompletas do padrão da máscara e dificultando a reconstrução posterior da imagem.

No que diz respeito ao conjunto máscara-detectores, três configurações geométricas são possíveis (Figura 2.6): máscara e PD com mesmas dimensões (a), PD com dimensões maiores (b) ou a máscara com dimensões maiores (c).

O arranjo com máscara e PD de mesmas dimensões (a) sofre com o fato de que o campo de visada será sempre apenas parcialmente codificado para qualquer fonte fora da direção do eixo. Os arranjos (b) e (c) possuem as mesmas porções de campo total ou parcialmente codificados, mas o último tem a vantagem de possuir um plano de detectores menor – sendo assim mais viável econômica e construtivamente. Por essa razão, a configuração (c) – com a máscara com dimensões maiores que o PD – tem sido a mais escolhida para a construção de telescópios imageadores de altas energias. A Figura 2.7 mostra um desenho esquemático desse arranjo, com as

Figura 2.6 - Três possíveis arranjos para o sistema detector-máscara.



a) Máscara e PD com mesmas dimensões. b) PD com dimensões maiores. c) Máscara com dimensões maiores.

Fonte: Adaptado de Caroli et al. (1987).

dimensões total da máscara (D_M), de cada elemento (H), do plano dos detectores (D_D) e da distância entre a máscara e o plano (L) indicadas.

Baseado nas dimensões apresentadas na Figura 2.7, o campo totalmente codificado (FCFOV), o campo parcialmente codificado (PCFOV) e a resolução angular (θ) podem ser representados matematicamente por:

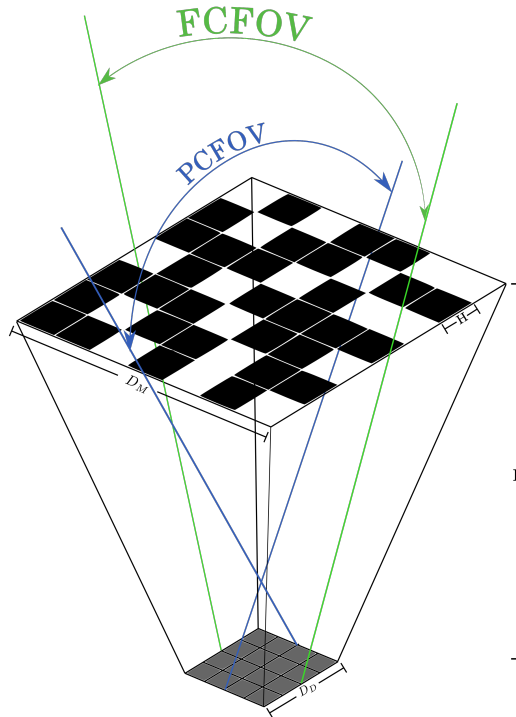
$$\text{FCFOV} = 2 \tan^{-1} \left(\frac{D_M - D_D}{2L} \right) \quad (2.6)$$

$$\text{PCFOV} = 2 \tan^{-1} \left(\frac{D_M + D_D}{2L} \right) \quad (2.7)$$

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{H}{L} \right) \quad (2.8)$$

Na prática, existem duas estratégias principais para definir o FOV do instrumento de máscara codificada. A maneira mais usual é a blindagem lateral, que consiste em cercar as laterais do PD com material opaco à radiação de interesse. Nessa disposição,

Figura 2.7 - Campos parcialmente e totalmente codificado.



Campo de visada totalmente codificado (FCFOV) e campo de visada parcialmente codificado (PCFOV) para um telescópio de máscara codificada com a configuração (c) da Figura 2.6.

Fonte: Castro (2015).

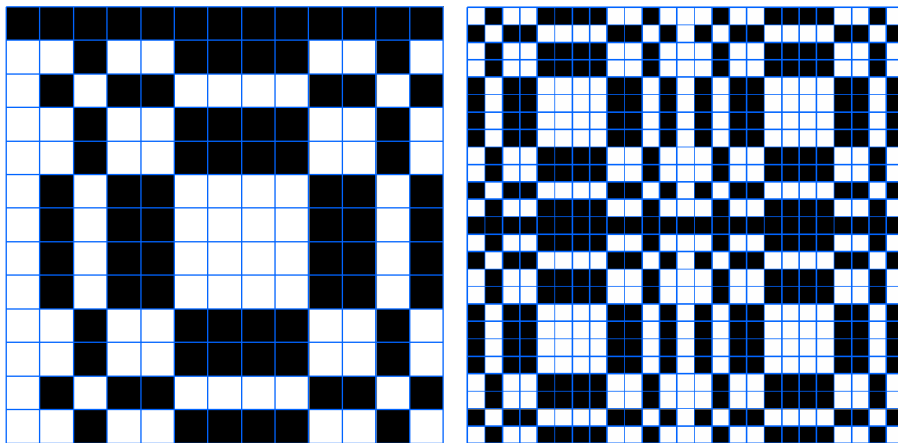
qualquer fluxo incidente além do campo parcialmente codificado (ver Figura 2.7) não atingiria os detectores e a sensibilidade seria máxima pra qualquer fonte dentro do campo de visada totalmente codificado. Fluxo proveniente da região para o qual o campo é parcialmente codificado ainda atingiria os detectores. Outra abordagem é implementar uma grade de lâminas de blindagem – um colimador – logo à frente do PD. Dessa forma, à medida que o ângulo de incidência aumenta em relação à direção vertical, as lâminas farão com que sombras iguais sejam projetadas em todos os detectores, garantindo que a codificação pela máscara permaneça completa para todos os ângulos dentro do FOV, isto é, para lâminas do colimador suficientemente altas, não haverá campo parcialmente codificado.

2.2.4 O sistema de imageamento do protoMIRAX

Uma máscara codificada, que tem como função proporcionar a codificação espacial do fluxo de raios X incidente, será montada a 650 mm do plano dos detectores

do protoMIRAX. A máscara a ser utilizada é uma extensão cíclica 2×2 de um padrão MURA de 13×13 elementos, cada um com dimensão $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$. Do total dos 169 elementos do padrão, 84 são abertos e 85 fechados, o que significa uma fração de abertura de 0,497. Para que sejam registradas sombras únicas no PD para qualquer direção de incidência – evitando ambiguidades na reconstrução da imagem (ver, e.g., Seção 2.2.2.1) –, uma coluna e uma linha são subtraídas do arranjo total, resultando em uma máscara com 25×25 elementos (Figura 2.8) e uma dimensão total de $500 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$. Para garantir que não haja contribuição do campo parcialmente codificado, um colimador será montado à frente do PD (a segunda estratégia apresentada no fim da Seção 2.7). Tanto os elementos fechados da máscara quanto o colimador são constituídos de folhas de chumbo, estanho e cobre; essa composição minimiza gradualmente os efeitos de fluorescência causados pela incidência de radiação ionizante nos materiais.

Figura 2.8 - Desenho da máscara que será utilizada no protoMIRAX.



À esquerda, o padrão básico MURA 13×13 . À direita, a máscara codificada construída a partir de sua repetição cíclica (2×2).

Fonte: Produção do autor.

Com essa configuração, a câmara do protoMIRAX terá um campo de visada de $20,8^\circ \times 20,8^\circ$ totalmente codificado pela máscara e uma resolução angular geométrica de $1^\circ 43'$. Devido ao espaçamento de 10 mm entre detectores adjacentes (a ser justificado adiante), a fração do FOV com melhor sensibilidade será de $7^\circ 03' \times 7^\circ 03'$, isto é, o colimador só começará a sombrear os detectores para radiação incidente além desse limite angular (BRAGA et al., 2015).

2.3 Detectores semicondutores

Um semicondutor pode ser definido como um material cujo valor da diferença de energia entre a banda de valência e a banda de condução (chamada energia de “band-gap”) situa-se entre o de um condutor e o de um isolante. Esse moderado valor de energia de band-gap possibilita que, sob determinadas condições, haja condução de eletricidade em materiais semicondutores (e.g. (SWART, 2008)). Como brevemente exposto na Seção 1, é baseando-se nesse princípio que operam os detectores semicondutores. De maneira geral, uma diferença de potencial (tensão) é aplicada entre o anodo e o catodo de um semicondutor de modo que o campo elétrico gerado deixe a energia de band-gap na iminência de ser superada. A tensão necessária para isso depende das dimensões do semicondutor mas é geralmente da ordem de algumas centenas de volts (e.g. (OUSEPH, 2012)). Nessa situação, um fóton de alta energia, ao incidir no material, é capaz de romper a ligação entre os elétrons da banda de valência e excitá-los para a banda de condução, deixando buracos – tratados como cargas positivas (i.e. e^+) – em igual número na banda de valência. O movimento das cargas em sentidos opostos gera uma corrente elétrica (ver, e.g., Figura 1.6) que é proporcional ao número de pares elétron-buraco criados que, por sua vez, é proporcional à energia do fóton incidente (e.g. (TSOULFANIDIS, 2010)).

Diversos materiais semicondutores, elementares ou compostos, podem ser utilizados para aplicações relacionadas à detecção de fótons ou partículas. A Tabela 2.1 apresenta algumas características relevantes, dentro desse contexto, para semicondutores já utilizados em missões astronômicas. As propriedades, os materiais e suas aplicações são discutidas a seguir.

Tabela 2.1 - Propriedades de alguns semicondutores.

	Si	Ge	CdTe	CdZnTe	HgI ₂
Número atômico	14	32	48, 52	48, 30, 52	80, 53
Densidade (g/cm ³)	2,33	5,32	5,85	5,78	6,4
Band-gap (eV)	1,12	0,67	1,44	1,57	2,13
$(\mu\tau)_e$ (cm ² /V)	>1	>1	10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻⁴
$(\mu\tau)_b$ (cm ² /V)	>1	>1	10 ⁻⁴	10 ⁻⁵	10 ⁻⁵

Valores retirados de Owens et al. (2003).

A densidade do semicondutor influencia diretamente no poder de parada (*stopping power*) do material, ou seja, na sua capacidade de interagir com fótons cada vez mais

energéticos. Assim, a relativamente baixa densidade do silício (Si) torna-o pouco adequado para a confecção de detectores de raios X duros ou γ para astronomia, uma vez que estes teriam que possuir volumes (profundidades) consideráveis para atingir o poder de parada necessário. O silício é, no entanto, de extrema importância para a astronomia de raios X moles, visto que é componente essencial na fabricação de detectores CCD (*charge-coupled device*), que compõem diversos telescópios que operam nessa faixa de energia, tais como PN e MOS (STRÜDER et al., 2001) a bordo do XMM-Newton, ACIS (GARMIRE et al., 2003) a bordo do Chandra e XRT (GODET et al., 2007) a bordo do Swift. Já foram lançados em missões também detectores de silício compensado (ou dopado) com lítio (Si(Li), e.g. (SERLEMITOSOS et al., 1984)) e os chamados detectores de deriva de silício (*silicon drift detectors* – SDDs), utilizados no telescópio XTI (PRIGOZHIN et al., 2012) a bordo do NICER. O sistema de detecção do XTI fornece, atualmente, a melhor resolução temporal até ~ 12 keV dentre os telescópios em operação. De fato, os SDDs têm se mostrado promissores, inclusive para uma eventual aplicação em astronomia de altíssimas energias; o detector ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*, e.g. (BRESKIN; VOSS, 2009)), do LHC, por exemplo, é capaz de rastrear partículas com energias de até TeVs com SDDs arranjados em grandes volumes.

Valores baixos de energia de band-gap implicam em uma maior sensibilidade à energia dos fótons incidentes, o que pode se traduzir em um detector com melhor resolução espectral (e.g. (SMITH, 2010)). Em contrapartida, semicondutores com essa característica estão sujeitos à criação de pares elétron-buraco por excitações térmicas, que acarretam correntes de fuga, e por isso precisam ser mantidos a temperaturas criogênicas ($\sim 5\text{--}70$ K, e.g. (VÉDOS et al., 2000)). Esse é o caso dos detectores baseados em germânio (Ge), que necessitam de refrigeração constante para garantir uma operação estável. Ainda assim, muitas missões astronômicas já utilizaram detectores de germânio, tanto em sua forma pura, HPGe (*high purity germanium*), ou compensada com lítio, Ge(Li). A relativa facilidade de construir cristais de germânio com grandes volumes faz com que esse semicondutor seja aplicado para detecção de fótons da ordem de centenas de keV até alguns MeV (e.g. (SANGSINGKEOW, 1999)). Exemplos de missões que utilizaram detectores baseados em germânio são os experimentos em balão GELI-1 (BRAGA, 1984) e GRIS (TEEGARDEN et al., 1985), o espectrógrafo a bordo do observatório solar RHESSI (SMITH et al., 2002) e o SPI (VEDRENNE et al., 2003) a bordo do INTEGRAL; este último ainda em operação.

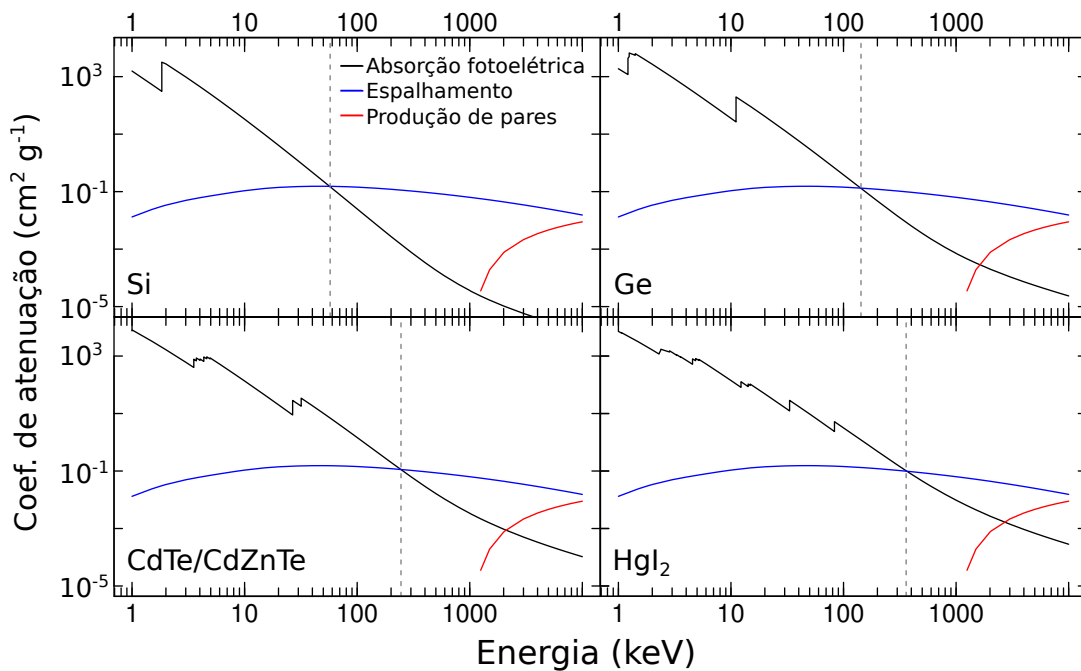
Um número atômico alto é importante quando a faixa de energia de operação desejada exige que o efeito fotoelétrico seja o meio de interação dominante no detector.

O coeficiente de atenuação linear da absorção fotoelétrica de um material é função da seção de choque σ , cujas dependências são (e.g. (KNOLL, 2010)):

$$\sigma \propto \rho \frac{Z^n}{E^3}, \quad 4 < n < 5 \quad (2.9)$$

em que ρ e Z são, respectivamente, a densidade e o número atômico do material, e E é a energia do fóton incidente. Nota-se que a eficiência da absorção fotoelétrica é altamente dependente do número atômico do material e que decresce com a energia. Para os semicondutores apresentados na Tabela 2.1, a absorção fotoelétrica deixa de ser dominante a partir de raios X duros, como pode ser visto na Figura 2.9, que mostra os coeficientes de atenuação linear desses materiais para os três principais processos de interação fóton-matéria: absorção fotoelétrica, espalhamento Compton e produção de pares.

Figura 2.9 - Coeficiente de atenuação linear para alguns semicondutores.



Coeficientes de atenuação linear em função da energia para os materiais semicondutores Si, Ge, CdTe/CdZnTe e HgI₂, computados para três processos de interação fóton-matéria: absorção fotoelétrica (linha pretas), espalhamento Compton (linhas azuis) e produção de pares (linhas vermelhas). As linhas tracejadas horizontais indicam os pontos em que o espalhamento passa a ser dominante em relação ao efeito fotoelétrico para cada material. Calculado com o XCOM (BERGER; HUBBELL, 1987).

Fonte: Produção do autor.

As linhas tracejadas na Figura 2.9 indicam a energia em que o espalhamento Compton torna-se o processo mais eficiente. Para os semicondutores elementares Si e Ge, isso ocorre em $E \approx 60$ keV e $E \approx 150$ keV, respectivamente. Devido a seus altos números atômicos, os compostos telureto de cádmio (CdTe) e telureto de cádmio zinco (CdZnTe ou CZT) garantem que o efeito fotoelétrico seja o dominante até ≈ 250 keV. Esses dois últimos foram mostrados juntos na Figura 2.9 em razão de seus números atômicos médios bastante similares: o CZT é uma liga de CdTe ($Z = 50$) com telureto de zinco (ZnTe), cuja composição estequiométrica padrão para confecção de detectores é $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ (e.g. (PROKESCH, 2015)), o que resulta em um número atômico médio de 49,1. Para o iodeto de mercúrio (HgI_2), que possui $Z = 62$, a absorção fotoelétrica domina até $E \approx 360$ keV. Naturalmente, e como pode ser constatado da Figura 2.9, a produção de pares só ocorre e pode passar a ser importante a partir de ~ 1 MeV.

Em geral, os compostos CdTe e CdZnTe apresentam propriedades muito semelhantes. A adição de uma pequena quantidade de zinco eleva a energia de band-gap que, como mencionado, minimiza as correntes de fuga causadas por excitações térmicas – permitindo operações em temperaturas mais elevadas. Efetivamente, os dois semicondutores são aptos para operar a temperaturas ambientes, sem qualquer tipo de resfriamento. Por outro lado, a adição de zinco compromete em aproximadamente uma ordem de grandeza a mobilidade dos buracos (última linha da Tabela 2.1, a ser discutido posteriormente). De qualquer modo, desde os progressos significativos no desenvolvimento desses dois compostos, ocorridos a partir da década de 90, eles têm sido, em função de suas propriedades, os principais escolhidos para integrar missões astronômicas de raios X duros (e.g. (TAKAHASHI; WATANABE, 2001)). Três telescópios cujos dados são utilizados na vertente observacional deste trabalho possuem detectores de CdTe ou CdZnTe: ISGRI (LEBRUN et al., 1996) a bordo do INTEGRAL (CdTe), o BAT (SATO et al., 2004) a bordo do Swift (CZT) e FPMA a bordo do NuSTAR (CZT). Ademais, instrumentos lançados mais recentemente incluem: ART-XC (PAVLINSKY et al., 2014) a bordo do eROSITA (CdTe), CZTI (BHALERAO et al., 2017) a bordo do ASTROSAT (CZT) e o HXCF (ZHOU et al., 2014) a bordo do HXMT (CdTe).

Apesar de também apresentar propriedades atrativas, o semicondutor HgI_2 é um composto quimicamente reativo e tóxico (e.g. (BOLOTNIKOV, 2012)). Já foi utilizado para fins de detecção astrofísica em experimentos de balão (e.g. (RICKER et al., 1983)) e em uma missão de satélite (LEGRI (BALLESTEROS et al., 1995)); desde então, o material não foi aplicado novamente no contexto astronômico.

Exemplos de outros semicondutores que, embora já tenham sido cogitados para detecção em astronomia de altas energias, não foram ainda utilizados para esse fim, são os compostos GaAs (arsenieto de gálio, e.g. (DUBECKÝ et al., 1997)), TlBr (brometo de tálio, e.g. (KOSTAMO et al., 2009)) e InP (fosforeto de índio, e.g. (JIANG et al., 2014)).

Como comentado no Capítulo 1, a possibilidade de combinar materiais para fabricar semicondutores compostos viabiliza que estes possuam uma variedade de propriedades e se adequem a diferentes requisitos de projeto. O processo de fabricação desses semicondutores, no entanto, envolve a introdução de demasiadas impurezas, acarretando adversidades que podem afetar o desempenho do detector (e.g. (HERMON et al., 1998)). Uma dessas adversidades, em particular do semicondutor CdZnTe, é apresentada na próxima subseção.

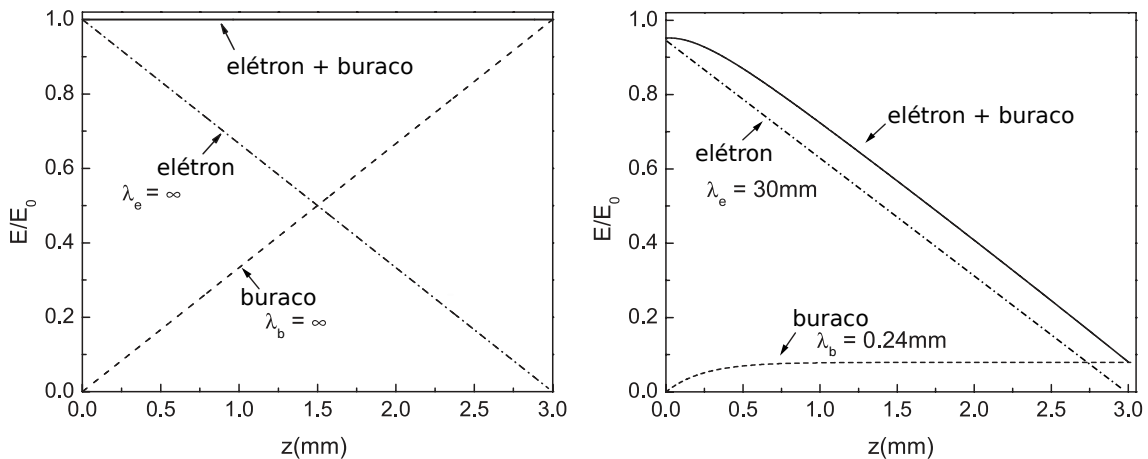
2.3.1 Aprisionamento de cargas e o efeito de cauda

As duas últimas linhas da Tabela 2.1 indicam a capacidade de transporte dos elétrons (subíndice e) e dos buracos (subíndice b) no semicondutor, expressa como o produto entre o tempo de vida τ (s) e a mobilidade μ ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$) das cargas. O tempo de vida e a mobilidade referem-se, respectivamente, ao tempo médio que elétrons e buracos levam para se recombinar após a perturbação do equilíbrio térmico (causado, e.g., pela incidência de um fóton) e à velocidade média com que se movem pelo material. Como pode ser notado dos valores da Tabela 2.1, os produtos $\mu\tau$ dos semicondutores compostos são de duas a cinco ordens de grandeza inferiores aos dos semicondutores elementares. Tal baixa capacidade de transporte é explicada pelas impurezas mencionadas, que agem como barreiras, no sentido de que impedem a mobilidade das cargas no material (e.g. (ROTHENBERGER et al., 1985)). A essa ocorrência dá-se o nome de aprisionamento de cargas (*charge trapping*).

O caminho livre médio da carga no material, λ , pode ser definido como o produto $(\mu\tau)\mathcal{E}$, em que \mathcal{E} (V cm^{-1}) é o campo elétrico gerado pela tensão aplicada ao semicondutor. Se a espessura de determinado semicondutor excede o valor do caminho livre médio das cargas, apenas uma fração do sinal gerado é induzida no eletrodo do detector, o que implica em uma coleção incompleta de cargas e, conseqüentemente, no registro incorreto da energia do fóton incidente (e.g. (BARRETT et al., 1995)). Essa situação é exemplificada na Figura 2.10, que mostra a razão das energias depositada e registrada (E/E_0) em função da distância percorrida (z) pelos elétrons e buracos em um detector ideal (painel à esquerda), em que não há aprisionamento de cargas, e em um detector CZT típico (painel à direita), em que há. É evidente, deste úl-

timo painel, a diminuição do valor de E/E_0 devido à baixa mobilidade dos buracos, aludida na imagem pelo baixo caminho livre médio ($\lambda_b = 0,24 \text{ mm}$) comparado à espessura do detector ($z = 3 \text{ mm}$).

Figura 2.10 - Consequência do aprisionamento de cargas.



Razão da energia registrada (E) para a energia originalmente depositada (E_0) para os casos de um detector ideal (painel à esquerda) e de um detector de CdZnTe típico (painel à direita).

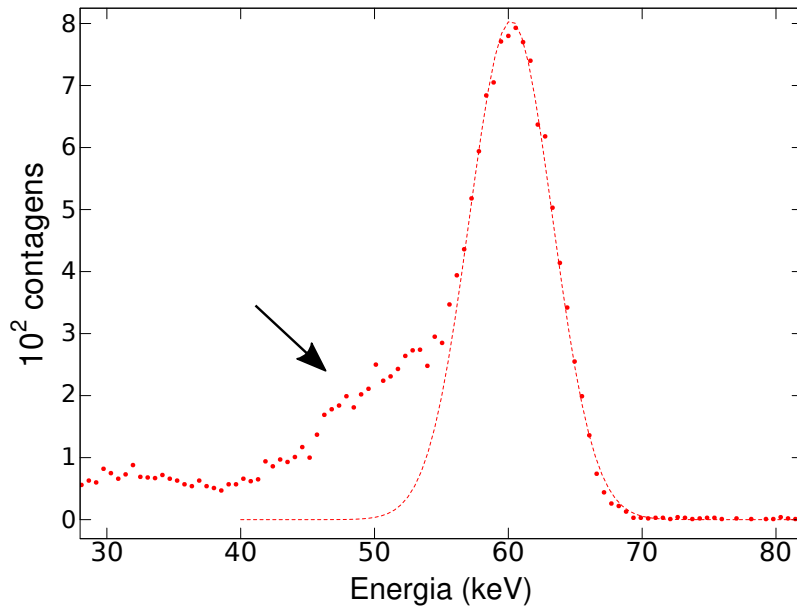
Fonte: Adaptado de Fritz e Shikhaliev (2009).

De maneira geral, a baixa mobilidade dos buracos em relação aos elétrons (ver, e.g., Tabela 2.1 e Figura 2.10) não impede que o evento da incidência de um fóton seja computado, isto é, não afeta necessariamente a eficiência da detecção. O que ocorre, como mencionado, é um registro errôneo do valor da energia depositada, causado pela contribuição deficiente dos buracos ao sinal. Mais especificamente, a energia registrada será menor do que a energia original do fóton incidente. Dessa forma, uma consequência imediata – e notável – dessa coleção incompleta de cargas é o chamado efeito de cauda (*tailing effect*, e.g. (SORDO et al., 2009)), caracterizado por um excesso de contagens à esquerda (no sentido de menor energia) dos picos de energia esperados.

O efeito de cauda pode ser notado na Figura 2.11, que apresenta o espectro de uma fonte radioativa de ^{241}Am obtido com um detector CZT no laboratório do GAE. O ^{241}Am , isótopo mais comum do elemento sintético amerício, emite, como um dos principais produtos de seu decaimento α , fótons de $\sim 59,5 \text{ keV}$ (e.g. (CHONG C. S., 1997)). Sobreposto ao pico, em linha tracejada, está um ajuste gaussiano; o excesso

de contagens imediatamente à esquerda do pico, assemelhando-se a uma cauda, é indicado com uma seta.

Figura 2.11 - Efeito de cauda.



Espectro registrado por um detector CZT para uma fonte de ^{241}Am (pico em $\sim 59,5$ keV). Uma curva gaussiana é mostrada sobreposta ao pico. O efeito de cauda, indicado por uma seta, é caracterizado pelo excesso de contagens à esquerda do pico.

Fonte: Adaptado de [Stecchini \(2017\)](#).

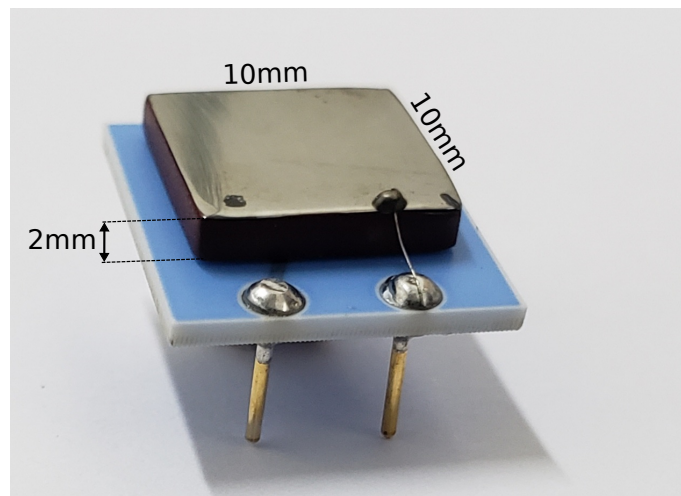
Procedimentos propostos para minimizar o efeito de cauda podem ser encontradas na literatura, especialmente no contexto de aplicações médicas de detectores compostos de CdZnTe (e.g. ([FRITZ et al., 2011](#); [HOLSTENSSON et al., 2015](#))). A maioria das soluções, na prática, demanda que haja certo controle sobre as posições relativas da fonte (objeto a ser observado) e do plano de detectores, o que não é, em geral, factível em condições de detecção para astronomia. Há, no entanto, uma estratégia baseada simplesmente na variação da tensão que se aplica aos detectores; essa questão será abordada no próximo capítulo.

2.3.2 O plano de detectores do protoMIRAX

Os detectores que serão utilizados no protoMIRAX são semicondutores compostos de CdZnTe, uma liga de 90% CdTe e 10% ZnTe. O experimento final possuirá 169 detectores de dimensões $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ (Figura 2.12), em uma configura-

ção 13×13 , totalizando uma área de 169 cm^2 . A escolha pelo uso de detectores CZT baseou-se em suas propriedades atrativas (ver, e.g., Tabela 2.1): densidade razoável e número atômico alto, para garantir detecção na faixa de operação pretendida do experimento ($\sim 30\text{--}200 \text{ keV}$, ver, e.g., Equação 2.9 e Figura 2.9), e relativamente alta energia de band-gap, para que o sistema de detecção opere convenientemente à temperatura ambiente. O limite inferior de operação (30 keV) é imposto pela absorção da atmosfera residual acima da altitude de voo ($\sim 42 \text{ km}$).

Figura 2.12 - Um detector CZT.

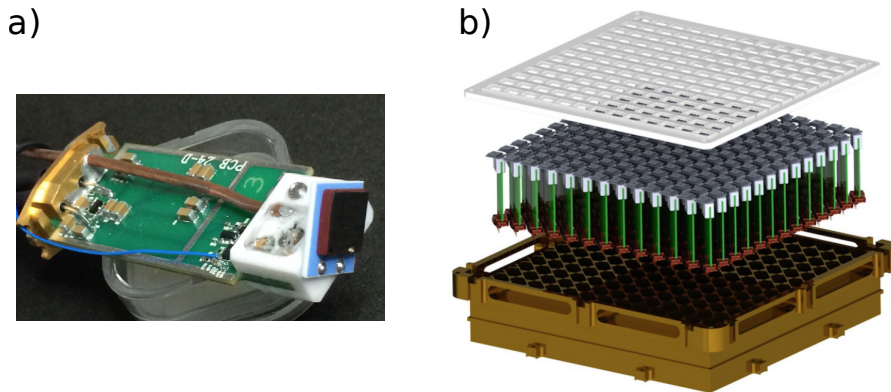


Detector CZT idêntico aos que serão utilizados no plano de detectores do experimento protoMIRAX. Imagem retirada de acervo pessoal.

Fonte: Produção do autor.

Cada detector é conectado diretamente a uma placa de circuito impresso (PCI, Figura 2.13a), composta de um preamplificador, um amplificador de baixo ruído (*low-noise amplifier* – LNA) e um modelador de pulso (*shaper*) – responsáveis pelo processamento eletrônico do sinal detectado. A tensão aplicada aos detectores é de 200 V. Os detectores são montados a ângulos de 45° em relação às placas eletrônicas com a finalidade de minimizar o espaço entre detectores adjacentes. A Figura 2.13b mostra uma visão explodida do sistema de detecção. Os elementos presentes na imagem, de cima para baixo, são: uma placa de alumínio para suporte; os 169 detectores e suas eletrônicas associadas; e a estrutura (colmeia) de latão que os comportará. Folhas de alumínio (não mostradas) serão dispostas entre a placa de alumínio superior e os detectores para que estes estejam protegidos de luz visível.

Figura 2.13 - Sistema de detecção do protoMIRAX.



a) Foto de um detector de CdZnTe e a eletrônica associada. b) Imagem renderizada de uma visão explodida do sistema de detecção.

Fonte: Adaptado de Braga et al. (2015).

2.4 Estágio Atual

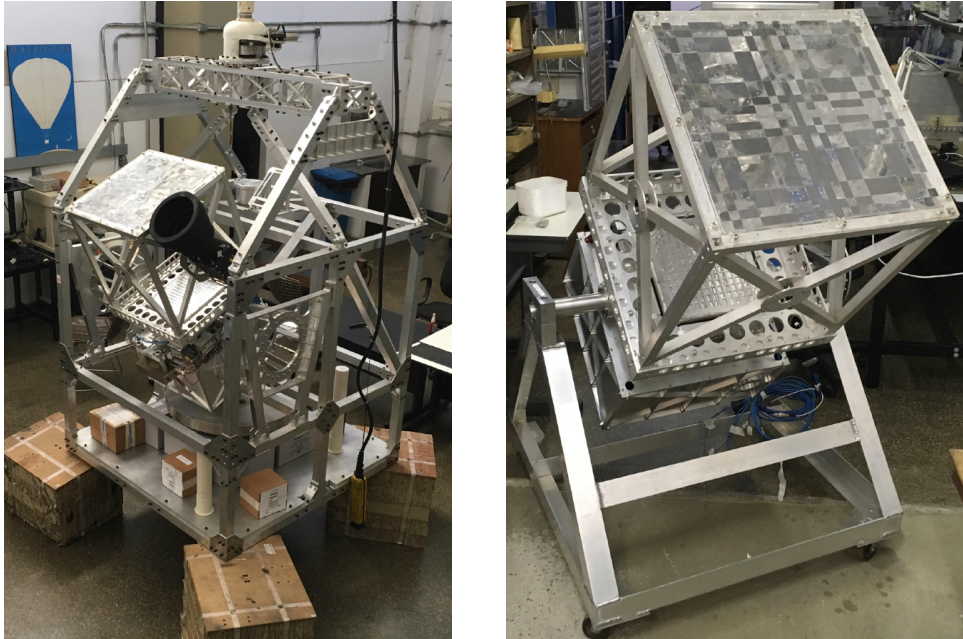
A gôndola do balão em que será lançado o protoMIRAX encontra-se completamente construída no laboratório do GAE e pronta para abrigar os sistemas e subsistemas do experimento. Dos elementos que fazem parte da CRX, já estão finalizados a máscara codificada, o colimador e todas as peças de suporte e/ou blindagem. Em relação aos detectores CZT, 30 já foram associados a suas respectivas PCIs e integrados ao PD.

A Figura 2.14 mostra toda a estrutura da gôndola, com a CRX já acomodada em sua posição correta para voo (imagem à esquerda) e a estrutura da CRX em detalhe (imagem à direita); nesta última imagem, vê-se a máscara codificada padrão MURA 13×13 montada a 650 mm do PD (ver, e.g., Seção 2.2.4). A Figura 2.15, por sua vez, mostra o PD com os 30 detectores prontos instalados, vistos de frente (imagem à esquerda) e vistos por trás (imagem à direita); esta última imagem evidencia as PCIs e a montagem a 45° que minimiza a distância entre detectores adjacentes.

2.4.1 LECX/nanoMIRAX

Concomitantemente ao desenvolvimento do protoMIRAX, o experimento LECX (*Localizador de Explosões Cósmicas de raios X*), a ser lançado em um nanossatélite (*cubesat*) chamado nanoMIRAX, foi concebido pelo GAE e encontra-se, também, em estágio avançado. A principal finalidade do LECX é a detecção e localização de GRBs (*Gamma-Ray Bursts*), especialmente aqueles que se constituem em contrapartidas

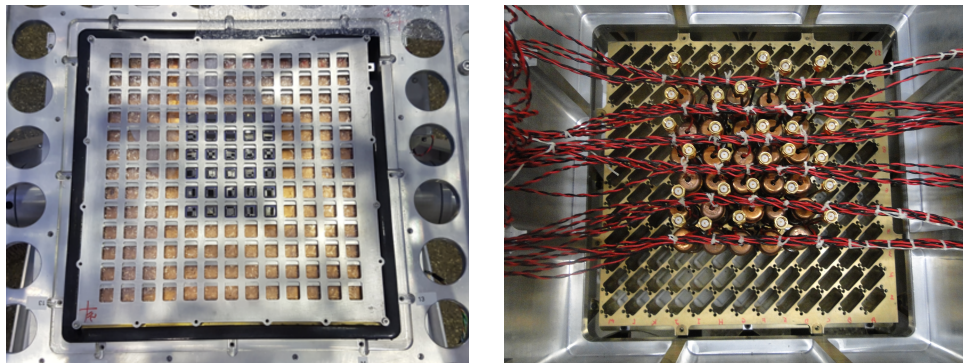
Figura 2.14 - Gôndola e câmara de raios X do protoMIRAX.



À esquerda: gôndola do balão que abrigará os sistemas e subsistemas do experimento protoMIRAX, já com a câmara de raios X alocada em seu devido lugar. À direita: CRX, fora da gôndola, em detalhe. Imagens retiradas de acervo pessoal.

Fonte: Produção do autor.

Figura 2.15 - Plano de detectores do protoMIRAX.

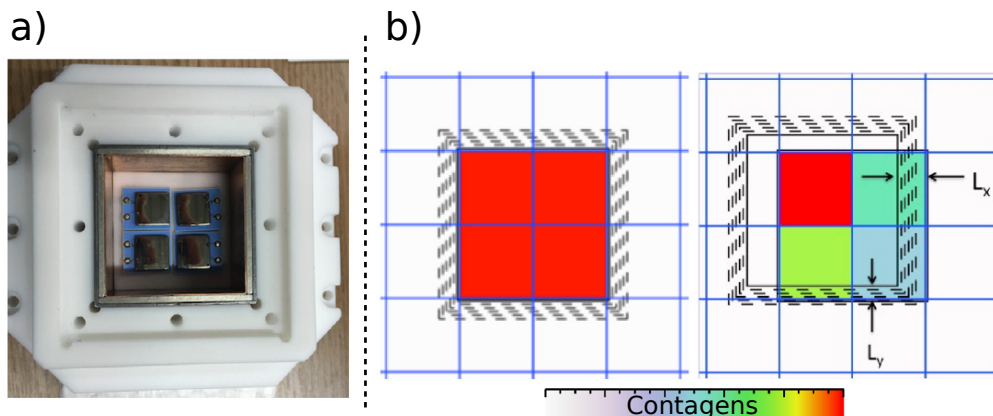


Os 30 detectores prontos instalados no plano de detectores do protoMIRAX, vistos de frente (imagem à esquerda) e vistos por trás (imagem à direita). Imagens retiradas de acervo pessoal.

Fonte: Produção do autor.

eletromagnéticas de surtos de ondas gravitacionais detectados pelos interferômetros a laser no solo, já que estes possuem uma pobre capacidade de localização dos eventos na esfera celeste. Assim como o protoMIRAX, o LECX também servirá como plataforma de teste para a tecnologia a ser utilizada no MIRAX. O plano de detecção do LECX é composto por quatro detectores CZT – idênticos aos utilizados e descritos na Seção 2.3.2 – em um arranjo 2×2 (Figura 2.16a). Os detectores são cercados por baixo e nas laterais por uma blindagem passiva (também da composição mencionada na Seção 2.2.4: chumbo, estanho e cobre), em uma espécie de caixa aberta. O sistema de localização do LECX não necessita de uma máscara codificada: as próprias paredes laterais garantem que as sombras projetadas no plano dos detectores possuam um padrão único para cada direção de incidência, possibilitando que a posição do evento seja determinada simplesmente em função da relação de contagens em cada um dos quatro detectores (Figura 2.16b). Uma descrição técnica completa do projeto pode ser encontrada em Braga et al. (2020).

Figura 2.16 - Plano de detectores do LECX.



a) Fotografia do plano de detectores. b) Princípio de funcionamento do localizador (ver texto para detalhes).

Fonte: Adaptado de Braga et al. (2020).

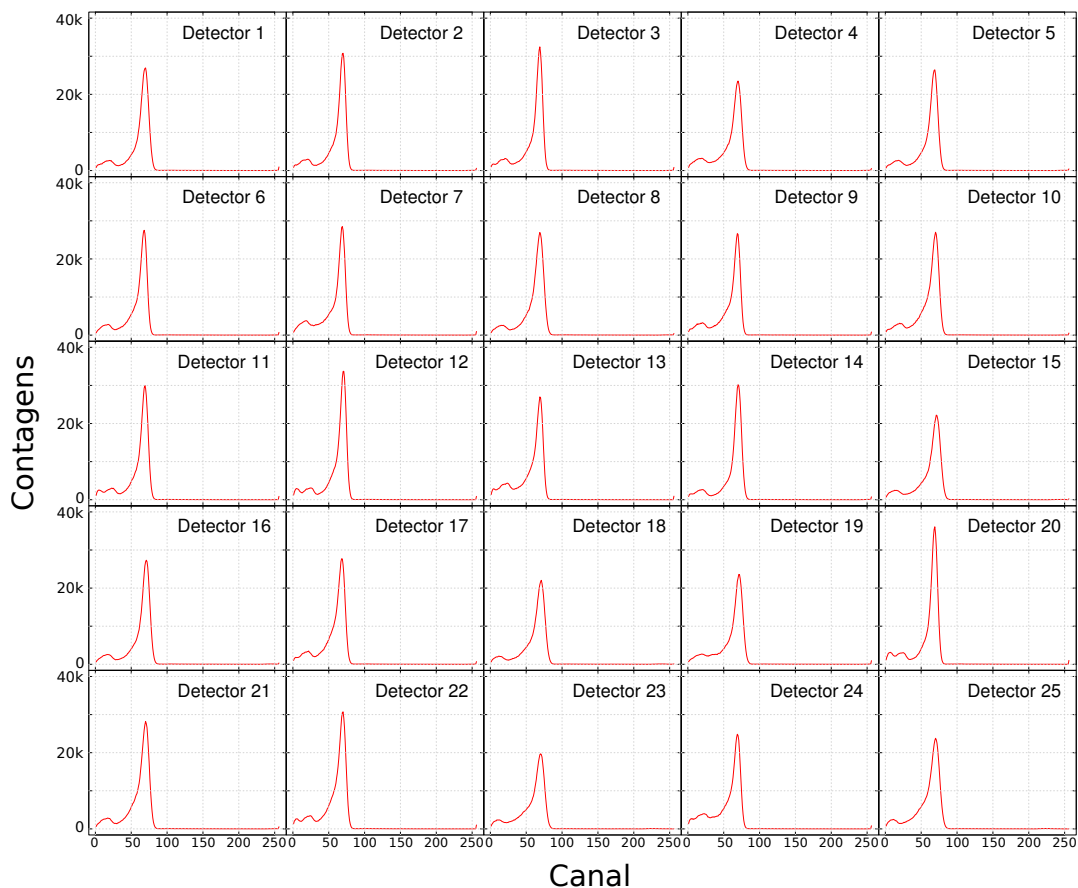
3 TESTES COM O SISTEMA DE DETECÇÃO

Neste capítulo serão reportados os testes realizados com a finalidade de estudar o desempenho dos detectores que integrarão o sistema de detecção do protoMIRAX.

3.1 Testes iniciais com a câmera de raios X

Como relatado na Seção 2.4, 30 detectores e suas eletrônicas estão prontos e montados na CRX. É possível que 25 desses 30 detectores sejam utilizados em um arranjo 5×5 para um primeiro voo de balão¹. O resultado de um dos primeiros testes realizados está na Figura 3.1, que mostra o espectro de uma de fonte ^{241}Am obtido pelos 25 detectores em uma integração de aproximadamente 20 horas.

Figura 3.1 - Espectros de ^{241}Am obtidos por 25 detectores do protoMIRAX.



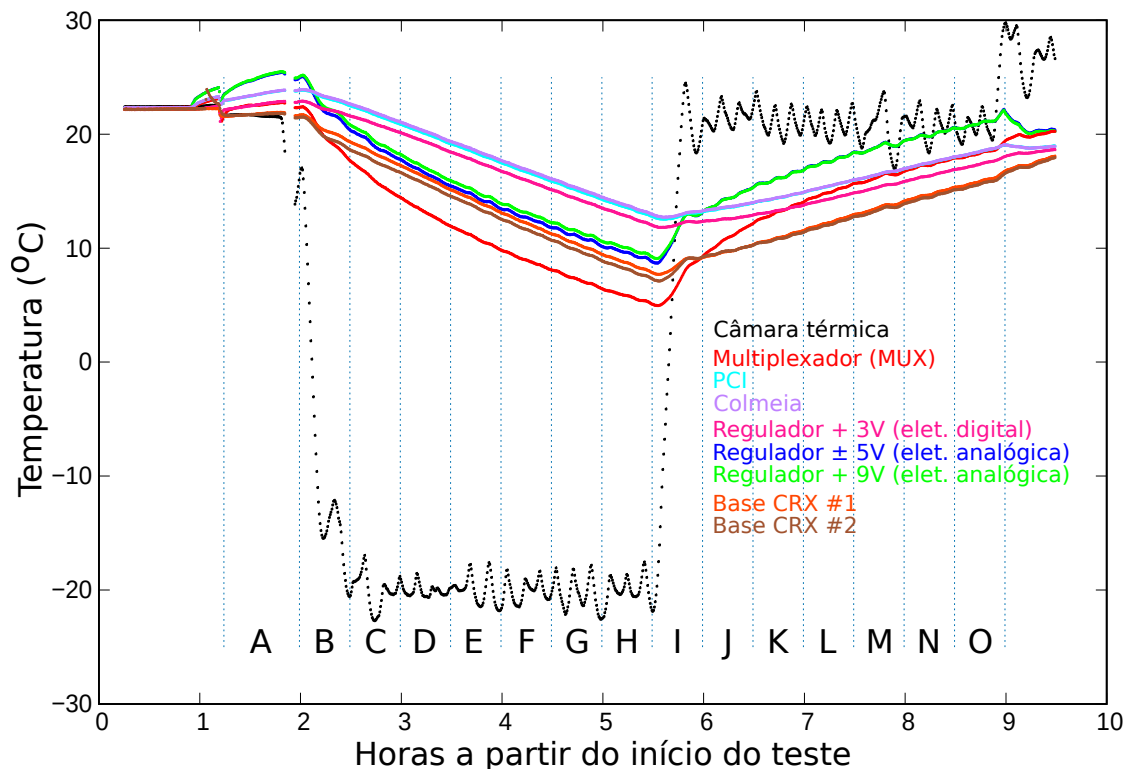
Os detectores foram ajustados para que o pico de $\sim 59,5$ keV da fonte de ^{241}Am ocorresse por volta do canal 70. Foram 20 horas de integração.

Fonte: Produção do autor.

¹Nesse caso, a máscara codificada teria o mesmo padrão que o mostrado na Figura 2.5.

Na integração apresentada na Figura 3.1, que ocorreu no laboratório do GAE, os detectores haviam sido ajustados para que o pico mais proeminente do amerício, em $\sim 59,5$ keV (ver, e.g., Seção 2.10), fosse registrado por volta do canal 70 (mais sobre como é feita a calibração adiante). Com essa mesma calibração, a CRX foi transportada e submetida a testes em uma câmara térmica, mantida à baixíssima pressão, do Laboratório de Integração e Testes (LIT) do INPE. Os testes consistem em variar a temperatura da câmara térmica com o propósito de simular as variações de temperatura às quais o experimento estará sujeito quando em voo. Com a CRX e uma fonte de ^{241}Am no interior da câmara, as contagens por canal registradas podem ser utilizadas para investigar o comportamento do sistema de detecção em função da variação de temperatura. A temperatura de diversos componentes e regiões da CRX também é monitorada por meio de sensores. A Figura 3.2 mostra como variou a temperatura interna da câmara (linha pontilhada preta) e dos sensores posicionados na CRX (linhas sólidas coloridas) para um teste de aproximadamente 10 horas.

Figura 3.2 - Variação de temperatura na câmara térmica.

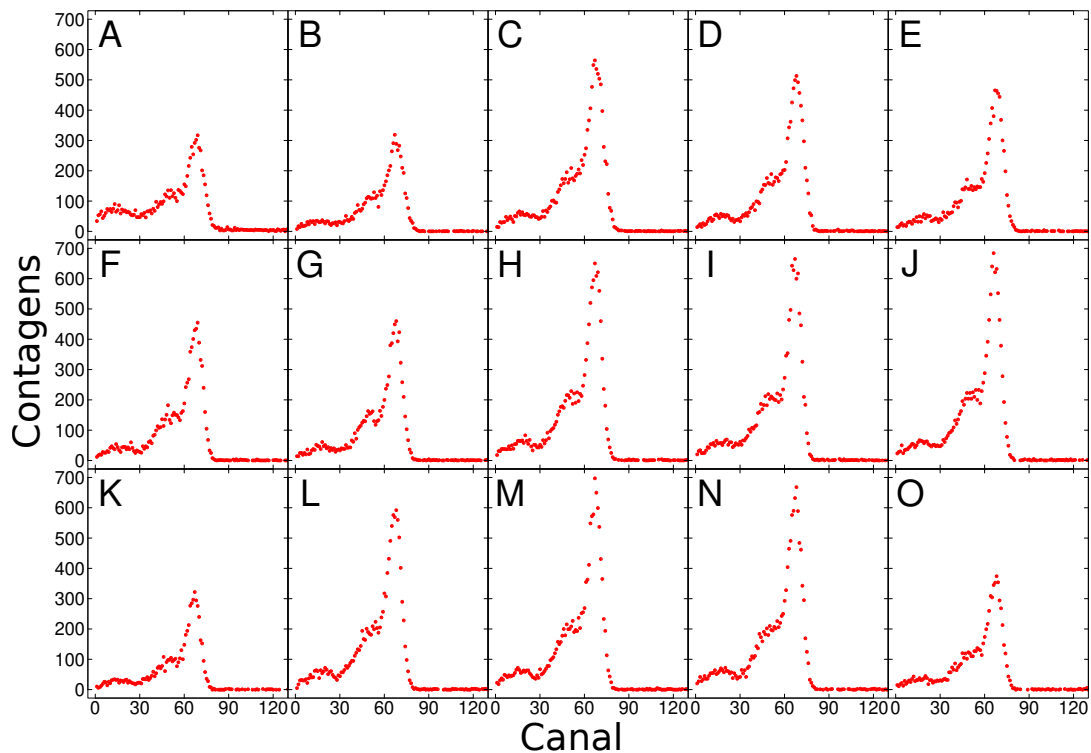


A linha pontilhada preta representa as variações da temperatura da câmara térmica e as linhas sólidas coloridas mostram a variação da temperatura dos sensores localizados em diversos componentes ou regiões da CRX.

Fonte: Produção do autor.

Como pode ser visto, a temperatura das componentes variou pouco e lentamente se comparada às mudanças abruptas da temperatura dentro da câmara térmica. As linhas pontilhadas azuis na vertical, demarcadas com as letras de A a O na Figura 3.2, representam, com exceção da A, tempos iguais de integração (aproximadamente 30 minutos) que foram utilizados para produzir espectros e verificar o comportamento das contagens. O resultado para um dos detectores é apresentado na Figura 3.3.

Figura 3.3 - Comportamento do espectro obtido em função da variação de temperatura.



Espectro de um dos detectores para diferentes momentos durante a variação da temperatura na câmara térmica. Cada espectro corresponde a aproximadamente 30 minutos de integração.

Fonte: Produção do autor.

Dois parâmetros importantes na especificação de um sistema de detecção, em que se espera influência da temperatura, são o ganho e a sensibilidade. O ganho é responsável pela escala em que a conversão energia–canal acontece e a sensibilidade refere-se à capacidade de registrar as contagens – o que, nesse contexto, se traduz na área abaixo das curvas na Figura 3.3. Dos espectros mostrados, obtidos para o mesmo detector ao longo do teste, nota-se que o canal designado a registrar o pico

do amerício não apresentou variações expressivas, o que significa que o ganho eletrônico manteve-se estável com as mudanças de temperatura. Por outro lado, houve, entre intervalos de integração, diferenças de sensibilidade que não aparentam ter qualquer relação óbvia com a variação da temperatura. Tal discrepância no número de contagens deve ter sido causada por outros fatores e será investigada em futuros testes com a CRX no LIT antes do primeiro voo com o sistema de detecção 5×5 .

3.2 Testes com uma versão reduzida do sistema de detecção

Por razões de praticidade, os testes de caracterização de desempenho dos detectores foram realizados com um sistema de detecção reduzido e independente da CRX.

O estudo a ser apresentado é a continuação do trabalho descrito em [Stecchini \(2017\)](#), em que os testes com a versão reduzida foram focados na obtenção de imagens de laboratório por meio do método da máscara codificada, com a principal finalidade de aplicar técnicas visando tanto a melhoria da qualidade das imagens reconstruídas (e.g. *flat-field*) quanto a atenuação das limitações impostas pelo método quando aplicado a um plano de detectores em que a distância entre estes é significativa em relação às suas dimensões – como é o caso do protoMIRAX. O presente trabalho dará ênfase à caracterização da capacidade espectrométrica dos detectores CZT (e suas eletrônicas) que compõem o PD do protoMIRAX e à descrição de procedimentos elementares que podem ser estendidos e aplicados a quaisquer sistemas de detecção que venham a fazer uso desses detectores, como os sistemas do LECX e do MIRAX.

3.2.1 O sistema reduzido

O sistema utilizado é composto por 9 detectores em um arranjo 3×3 (Figura 3.4). Os detectores e suas eletrônicas associadas são idênticos aos que serão utilizados no protoMIRAX e portanto reproduzem o desempenho que o sistema completo terá. As etapas envolvidas na aquisição de dados, que também se aplicam ao sistema completo, são ilustradas no diagrama da Figura 3.5 e resumidas a seguir.

- (i) O pulso elétrico resultante da interação do fóton com o detector alimenta a placa de circuito impresso (PCI), que acomoda um pré-amplificador sensível à carga, um amplificador de baixo ruído (LNA) e um *shaper* (ver Seção 2.3.2).
- (ii) A tensão de saída da PCI é utilizada para carregar um capacitor (conversor Wilkinson), cujo tempo de descarregamento é proporcional à tensão fornecida pela PCI. Esse equipamento é conhecido como conversor altura-tempo (CAT), uma vez que fornece um valor de tempo, na saída, em função de uma amplitude

Figura 3.4 - Arranjo 3×3 de detectores CZT para a realização dos testes.

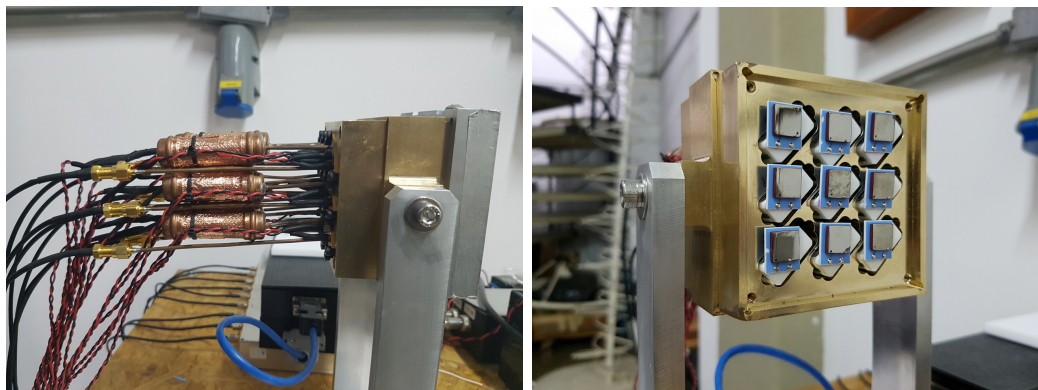


Imagem à esquerda: vista de lado do sistema 3×3 , mostrando as placas de circuito impresso (PCIs) conectadas aos detectores. Imagem à direita: os detectores CZT.

Fonte: [Stecchini \(2017\)](#).

de entrada. No CAT são feitos os ajustes manuais de ganho.

- (iii) O valor de saída do CAT alimenta um conversor analógico-digital que discretiza a duração do pulso resultante do CAT em 256 canais. Os sinais digitais são processados por um multiplexador (MUX), encarregado de registrar canal e contagem para cada evento em cada detector, datá-los, e enviar estas informações para o computador de aquisição.

3.2.2 O efeito de cauda com a variação da tensão

Dentre as técnicas empregadas para minimizar o efeito de cauda presente em espectros obtidos por detectores de CdZnTe (ver, e.g., Seção 2.3.1 e Figura 2.11), a mais plausível para fins de detecção em astrofísica é o aumento da tensão aplicada aos detectores (e.g. ([REDUS, 2007](#))). A melhoria em função da aplicação de uma tensão maior está relacionada ao aumento da mobilidade (i.e. velocidade média com que se movem no material) dos buracos e consequente diminuição do tempo que estes levam para alcançar o eletrodo. À medida que este tempo – chamado tempo de trânsito – aproxima-se do tempo de meia-vida τ dos buracos, a coleção incompleta destes, principal causa do efeito (ver, e.g., Figura 2.10), pode ser amenizada.

Com a finalidade de verificar o comportamento descrito, foi realizado um teste que consistiu em comparar os espectros registrados para diferentes tensões aplicadas aos detectores enquanto todas as demais condições (e.g. tempo de integração, distância

Figura 3.5 - Diagrama esquemático da aquisição de dados.

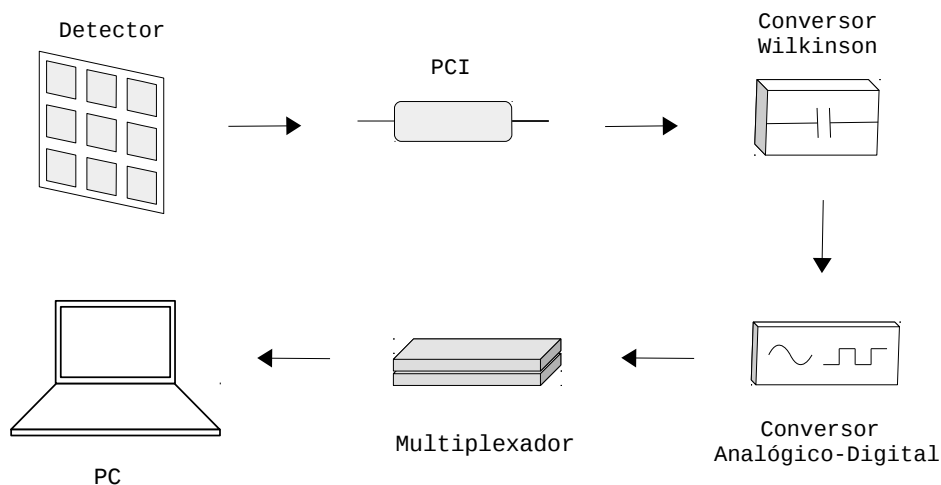


Diagrama simplificado mostrando as etapas envolvidas na aquisição de dados desde a interação do fóton com os detectores de CZT (ver texto para detalhes).

Fonte: [Stecchini \(2017\)](#).

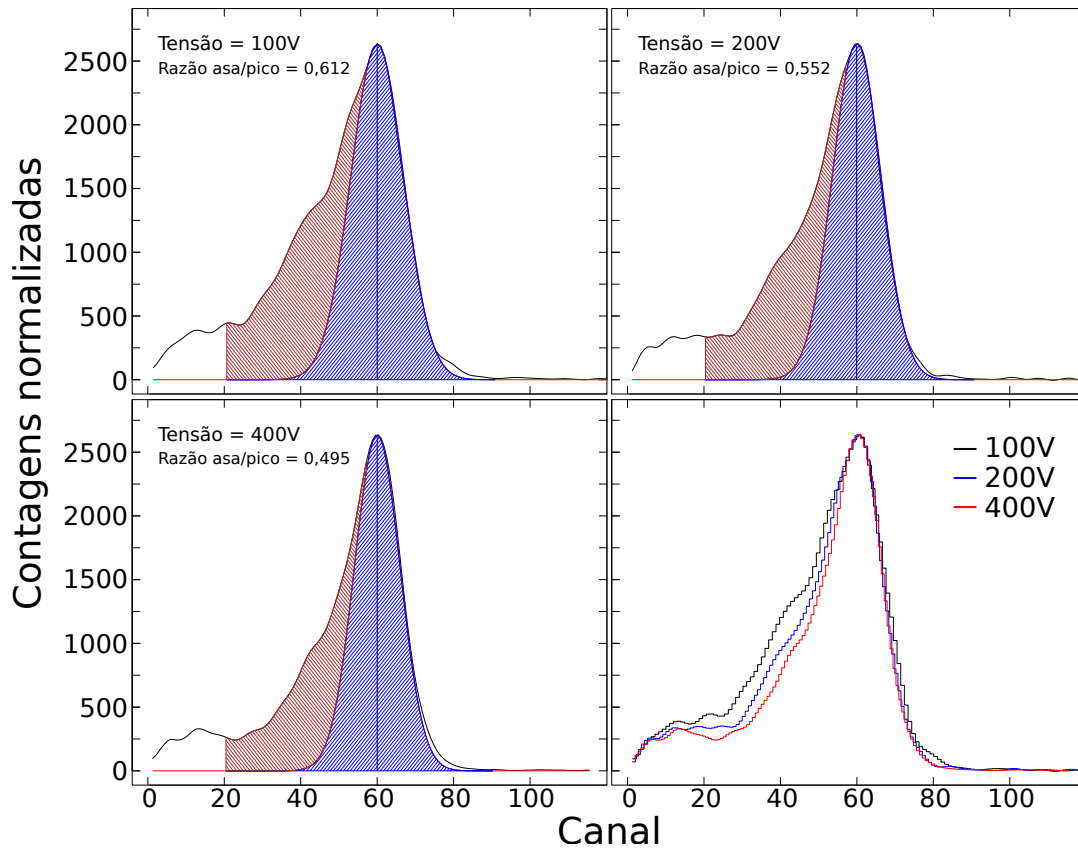
da fonte, etc) eram mantidas. Devido à limitação de tensão imposta pelos capacitores do circuito de leitura de cada detector do experimento – projetados para operar com 200 V (ver Seção 2.3.2) –, novos capacitores foram adquiridos e a eletrônica de um dos detectores do sistema reduzido 3×3 foi adaptada para a realização do teste.

Espectros obtidos do ^{241}Am , para tensões aplicadas aos detectores de 100, 200 e 400 V, são mostrados na Figura 3.6. O pico em 59,5 keV foi ajustado para que ocorresse no canal 60. Para uma comparação adequada e focada no comportamento da asa, as contagens foram normalizadas. Os três primeiros painéis destacam, separadamente, um ajuste de gaussiana em torno do pico (em azul), e a asa à esquerda que ocorre decorrente do efeito de cauda (em marrom). Em cada um desses painéis estão indicadas as tensões aplicadas e as razões da área da asa para a área da gaussiana. Dos valores dessas razões, constata-se que há, de fato, uma atenuação do efeito (i.e., menos contagens são registradas na asa) em função do aumento da tensão aplicada aos detectores. O último painel apresenta os três espectros sobrepostos para uma comparação visual.

3.2.3 Linearidade e curvas de linearização dos detectores

Para obter informações acerca da linearidade dos detectores, foi utilizada, além da fonte de amerício, uma fonte do elemento radioativo európio (^{152}Eu). O európio exibe

Figura 3.6 - Efeito de cauda em função da tensão aplicada.



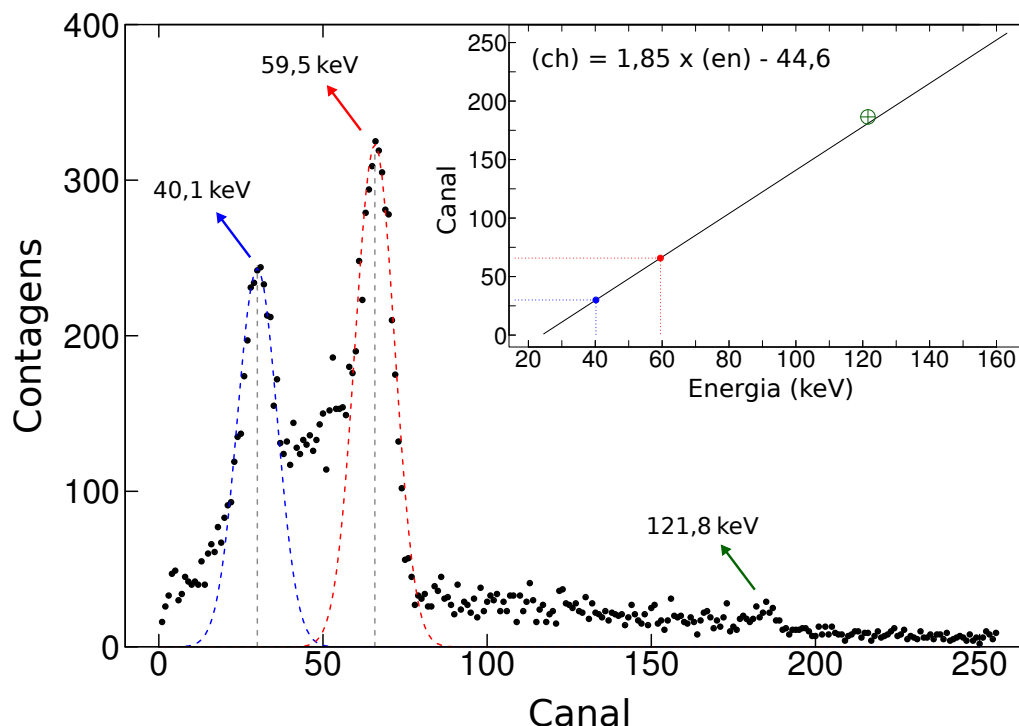
Resultados dos testes de variação da tensão. Os três primeiros painéis mostram os espectros de uma fonte de ^{241}Am (cujo pico ocorre em $\sim 59,5$ keV) para tensões aplicadas de 100, 200 e 400 V. O último painel apresenta a sobreposição desses mesmos três espectros.

Fonte: Produção do autor.

um complexo de linhas de emissão desde ~ 39 até ~ 50 keV, sendo a mais proeminente em torno de 40,1 keV; há também uma emissão, de menor intensidade, em 121,78 keV (e.g. (HELENE et al., 2007)). Com a presença das duas fontes radioativas foi feita uma integração de aproximadamente 30 minutos; o resultado é mostrado na Figura 3.7 para um dos detectores. Gaussianas foram sobrepostas aos picos principais do európio (em azul) e do amerício (em vermelho) para facilitar a identificação dos canais em que estes ocorrem, que são, respectivamente, ~ 30 e ~ 66 .

Com o conhecimento a priori da energia das linhas emitidas – no caso, 59,5 keV para o ^{241}Am e 40,1 keV para ^{152}Eu – é possível determinar a correspondência energia–canal do detector. A equação de correspondência e a reta são mostradas na imagem inserida da Figura 3.7 (ch \equiv canal; en \equiv energia). A emissão menos intensa em

Figura 3.7 - Espectro em canal obtido para fontes de amerício e európio simultaneamente.



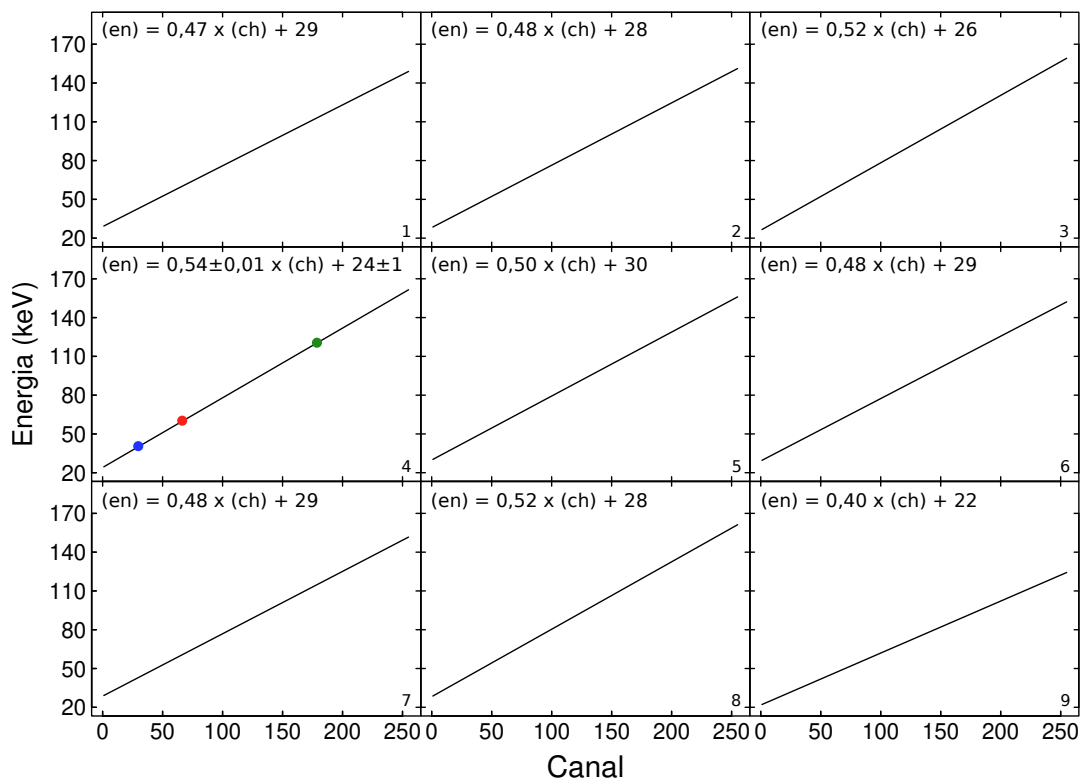
Curvas gaussianas foram ajustadas para facilitar a localização do canal correspondente ao pico do európio (azul, ~ 30) e do amerício (vermelho, ~ 66). A imagem inserida mostra a relação energia–canal calculada em função dos picos principais. Indicadas também estão a emissão em 121,8 keV da fonte de európio (imagem principal, seta verde) e sua localização na reta de correspondência (imagem inserida, círculo com sinal de mais verde).

Fonte: Produção do autor.

$\sim 121,8$ keV do európio, que foi registrada em torno dos canais 180–185, é indicada por uma seta verde na imagem principal. Esse terceiro par energia–canal pode ser utilizado para verificar a linearidade do detector. De fato, posicionando-o na reta da imagem inserida (círculo com sinal de mais verde), constata-se que a relação energia–canal do detector é linear.

Aplicou-se o procedimento descrito acima a todos os 9 detectores. Visto que nas circunstâncias de uma observação astrofísica o valor desconhecido é a energia do fóton incidente, é mais conveniente expressar a relação de correspondência em função do canal em que o evento é registrado. Essa curva, de conversão canal–energia, é denominada curva de linearização. As curvas de linearização – e suas equações – para os 9 detectores do sistema reduzido são apresentadas na Figura 3.8.

Figura 3.8 - Curvas e equações de linearização para os 9 detectores.



Para um dos detectores (pixel 4), são indicadas as incertezas de um ajuste linear aos 3 pontos; a dimensão das barras de erro é menor do que o símbolo que as representa.

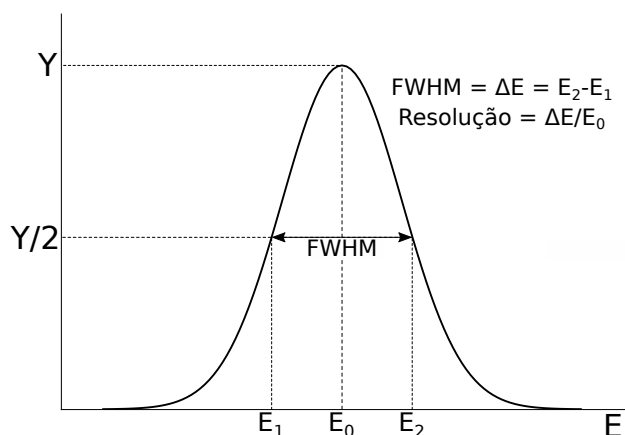
Fonte: Produção do autor.

3.2.4 Resolução em energia

Uma medida importante na caracterização do desempenho espectral de um detector (e sua eletrônica) é a resolução em energia ou resolução espectral fornecida. Para uma distribuição normal, a resolução é definida como a razão entre a largura total à meia altura (*full width at half maximum* – FWHM) e o centróide do pico (E_0). A FWHM, como o nome sugere, é a largura na metade do pico, isto é, a diferença entre os valores de energia E_2 e E_1 correspondentes ao valor de meia amplitude do pico em questão. Essas quantidades e suas relações são elucidadas na Figura 3.9. É interessante apontar que a largura à meia altura de uma distribuição normal relaciona-se com o desvio padrão (σ) desta por $FWHM \approx 2,35 \sigma$ (e.g. (KNOLL, 2010)).

Para avaliar a resolução espectral do sistema de detecção, foram feitas integrações de aproximadamente 2 horas para as fontes de amerício e európio individualmente. Os espectros correspondentes em função da energia foram, em seguida, obtidos por meio

Figura 3.9 - Definições de FWHM e resolução em energia.



As quantidades relevantes para o cálculo da largura total à meia altura (FWHM) e da resolução em energia são indicadas.

Fonte: Produção do autor.

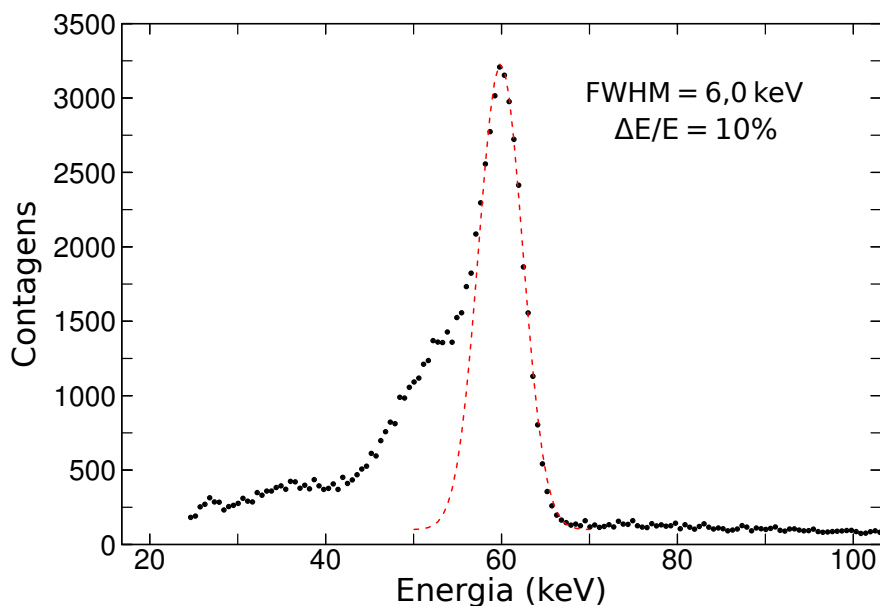
das equações de linearização indicadas na Figura 3.8. Tais espectros são mostrados nas Figuras 3.10 (^{241}Am) e 3.11 (^{152}Eu) para um dos detectores. Os valores da FWHM e da resolução em energia para as duas emissões mais proeminentes de cada fonte, calculados em função de uma gaussiana ajustada aos picos, estão indicados.

A região delimitada pela caixa pontilhada verde na Figura 3.11 é mostrada em maior detalhe no painel à esquerda da Figura 3.12. Para obter uma medida da resolução espectral na faixa da emissão em $\sim 121,8\text{keV}$, a linha de base em torno do pico correspondente foi removida. O resultado dessa subtração e os valores da FWHM e resolução são mostrados no painel à direita da Figura 3.12.

Com os três picos e suas respectivas medidas de resolução, é possível determinar a dependência da resolução espectral com a energia do fóton incidente. A posição dos três no plano energia–resolução, assim como a lei de potência que melhor os ajusta, são apresentados na Figura 3.13.

Menciona-se que a dependência esperada entre a resolução espectral e a energia, caso o alargamento dos picos observados fosse devido apenas a flutuações estatísticas, seria $R(E) = E^{-0,5}$ (e.g. (KNOLL, 2010)). A discrepância entre essa relação e a relação de melhor ajuste (indicada na Figura 3.13, $R(E) \propto E^{-0,76}$) pode ser decorrente do fato de que a largura do pico medido é também influenciada por diversos outros fatores, tais como: emissões não monoenergéticas das fontes radioativas, ruído

Figura 3.10 - Espectro em energia da emissão em $\sim 59,5$ keV do ^{241}Am .



Espectro em energia, convertido a partir da equação de linearização. Uma gaussiana (em vermelho) sobreposta ao pico também é mostrada. Valores da largura à meia altura (FWHM) e da resolução em energia ($\Delta E/E$) são indicados.

Fonte: Produção do autor.

eletrônico e coleção incompleta de cargas (e.g. (TSOULFANIDIS, 2010)).

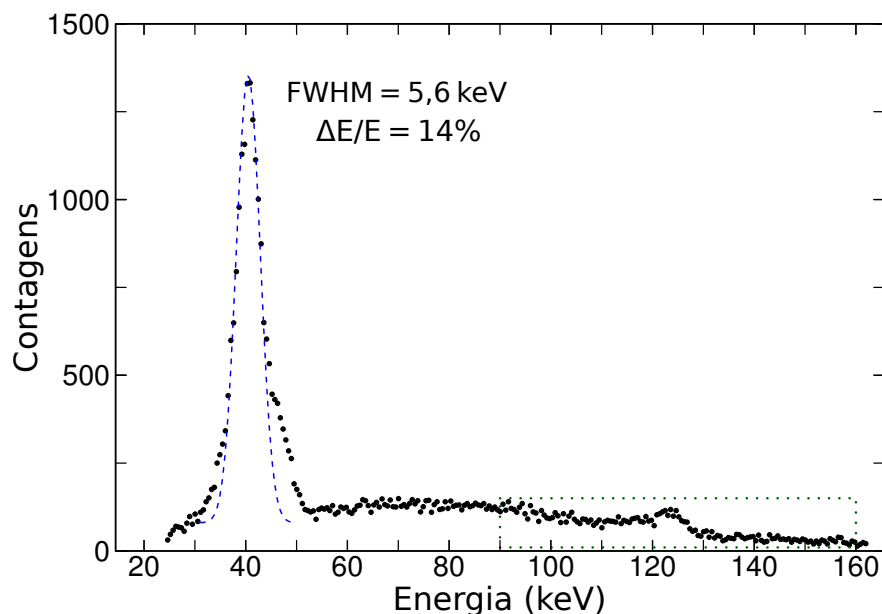
3.3 Considerações finais

Nesse capítulo foram descritos alguns testes de laboratório realizados com os detectores semicondutores de CdZnTe que compõem o sistema de detecção do experimento protoMIRAX. Os testes foram feitos tanto com 25 dos 30 detectores já montados e prontos na CRX do experimento (Figura 2.15) quanto com um protótipo do sistema de detecção, composto por 9 detectores (Figura 3.4).

A CRX com 25 detectores está completamente operacional (Figura 3.1) e, portanto, disponível para integrar a carga útil de um primeiro voo de balão. Inclusive, testes preliminares de variação de temperatura indicam que a CRX e seus principais componentes já estão aptos a suportar as condições de voo (Figura 3.2). Pode-se afirmar, portanto, que o sistema de detecção do protoMIRAX encontra-se pronto para o voo estreante.

Com o protótipo, um dos primeiros testes, realizado em caráter apenas elucidativo,

Figura 3.11 - Espectro em energia do ^{152}Eu .



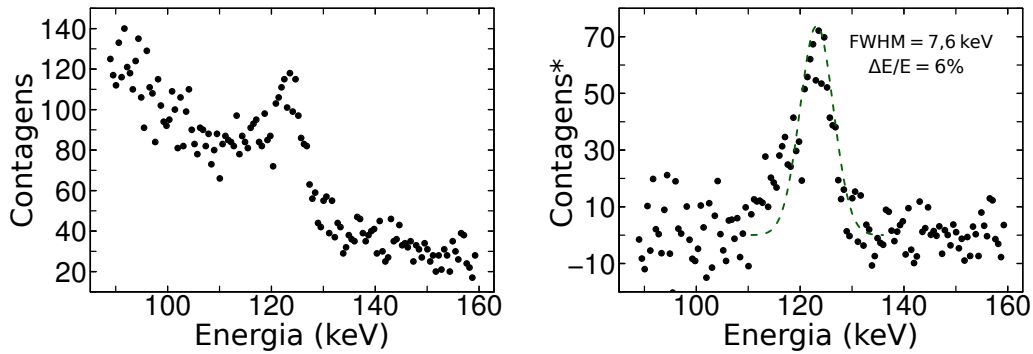
O mesmo que a Figura 3.10, agora para o pico de $\sim 40,1$ keV (em azul) do ^{152}Eu . A caixa pontilhada verde delimita a região do pico de $\sim 121,8$ keV (ver Figura 3.12).

Fonte: Produção do autor.

consistiu na averiguação da dependência do efeito de cauda, descrito na Seção 2.10, com a variação da diferença de potencial que se aplica aos detectores. Foi verificado que o aumento da tensão de fato reduz a razão entre as áreas da região da asa e da região do pico (Figura 3.6). No entanto, não se pretende, a princípio, alterar a tensão do projeto original do experimento protoMIRAX; apesar de atenuar o efeito de cauda, o aumento da tensão pode provocar degradações no sinal, como a amplificação do ruído eletrônico e a geração de corrente escura advinda dos detectores. Mais testes são, pois, necessários para quantificar o compromisso entre esses aspectos e assim avaliar se é vantajoso modificar as eletrônicas associadas aos detectores.

A partir da análise dos espectros de dois elementos radioativos distintos foi possível determinar algumas características importantes pertinentes ao desempenho de um detector, como a linearidade (Seção 3.2.3) e a resolução espectral (Seção 3.2.4). Informações acerca dessas duas quantidades são cruciais para a construção da função resposta de um sistema de detecção. Embora os resultados apresentados refiram-se a um sistema que não sairá do laboratório, os procedimentos descritos para a obtenção de curvas de linearização ou de parâmetros inerentes dos picos registrados podem ser aplicados a todos os detectores que integrarão o protoMIRAX, o LECX e o MIRAX.

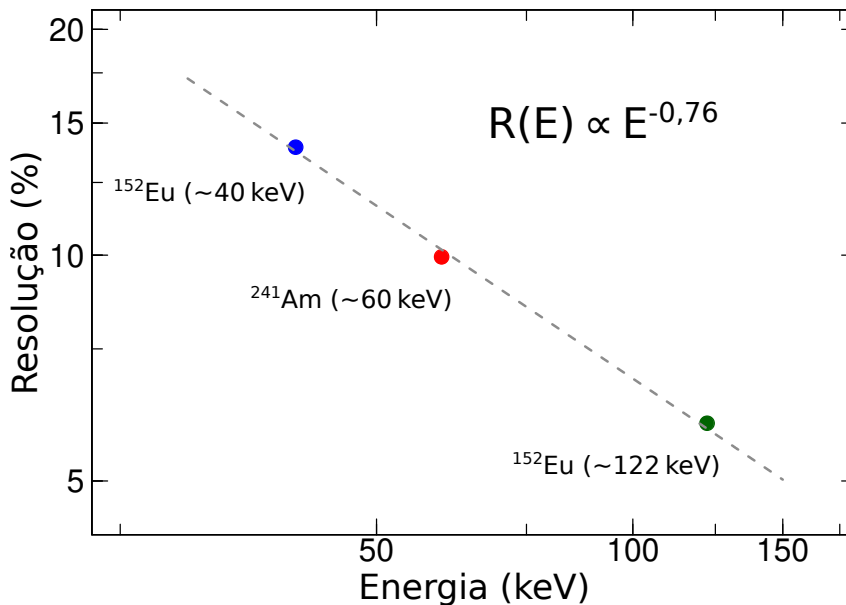
Figura 3.12 - Zoom na emissão de $\sim 121,8$ keV do ^{152}Eu .



Região do pico em $\sim 121,8$ keV mostrada em maior detalhe (à esquerda) e a mesma região após a subtração da linha de base em torno do pico (à direita). Nesta, indica-se também os valores de FWHM e da resolução calculados da gaussiana sobreposta ao pico.

Fonte: Produção do autor.

Figura 3.13 - Variação da resolução em função da energia.



Um ajuste de lei de potência (linha tracejada cinza) foi feito aos três pares energia–resolução. A dispersão dos valores em relação ao ajuste é menor do que o símbolo que os representa.

Fonte: Produção do autor.

Parte II

ESTUDOS DO OBJETO

1E 1740.7–2942

4 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo serão apresentados os fundamentos teóricos referentes à vertente observacional do trabalho. Na Seção 4.1 são definidos os elementos e conceitos básicos de sistemas binários em geral. Na Seção 4.2 é apresentada uma descrição mais específica de binárias de raios X, com ênfase em sistemas em que uma das componentes é um buraco negro. Nas Seções 4.3.1, 4.3.2 e 4.4 são descritos alguns dos métodos e ferramentas disponíveis na literatura para análise desses sistemas. Por fim, na Seção 4.5 apresenta-se uma revisão bibliográfica do objeto de estudo, o candidato a buraco negro 1E 1740.7–2942.

4.1 Introdução

Muitas das estrelas do Universo não estão isoladas como o nosso Sol; estudos indicam que cerca de 45 a 80% dos objetos estelares pertencem a sistemas múltiplos, entre os quais predominam os binários (e.g. (MARTYNOV, 1971; RAGHAVAN et al., 2010; SANA et al., 2012)). O estudo de sistemas binários desempenha um papel essencial para a astrofísica, uma vez que parâmetros importantes das estrelas (e.g. massa, raio), de difícil inferência para estrelas isoladas, podem ser determinados através da análise da órbita das componentes do sistema. Além disso, sistemas binários são laboratórios excepcionais para o estudo de acreção como fonte de energia: estima-se que, em até 50% desses sistemas, as componentes estão próximas o bastante para que haja interação na forma de transferência de matéria de uma para a outra (e.g. (SHORE, 1994; PODSIADLOWSKI, 2010)).

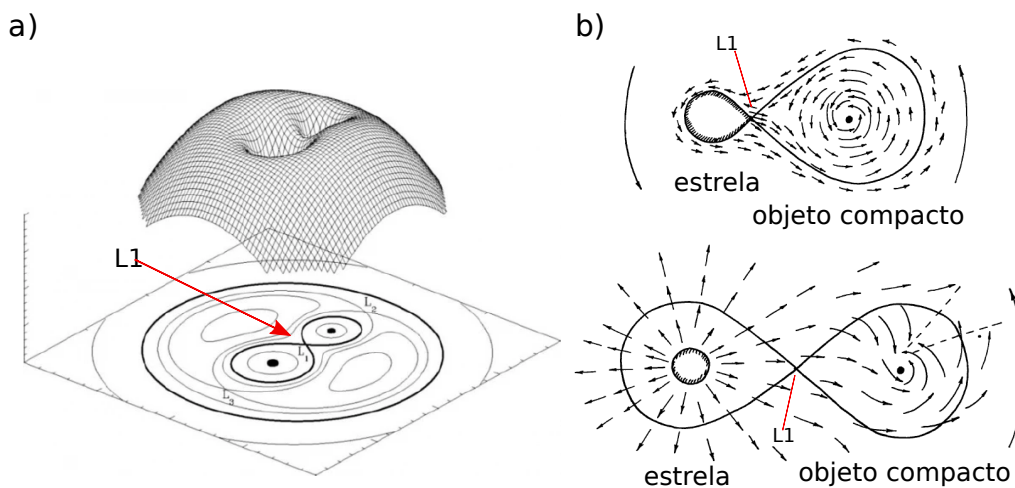
A transferência de massa entre componentes de um sistema binário ocorre por meio de dois mecanismos: por transbordamento do lóbulo de Roche e/ou devido a ventos estelares. O termo “lóbulo de Roche” é utilizado para designar a região volumétrica de influência gravitacional em torno de cada componente de uma binária; é o preenchimento dessa região por uma das componentes que possibilita a transferência de massa. O tamanho dos lóbulos de Roche de um sistema binário depende apenas da separação (A) e da razão de massa dos objetos ($q \equiv M_2/M_1$), como é indicado na equação analítica de Eggleton (1983) para o raio efetivo da região (R_L):

$$R_L = \frac{0,49 q^{-2/3}}{0,6 q^{-2/3} + \ln(1 + q^{-1/3})} A. \quad (4.1)$$

Assim, o preenchimento do lóbulo de Roche e seu conseqüente transbordamento pode acontecer tanto devido à expansão de uma das componentes quanto pela dimi-

nuição do volume a ser preenchido – causado por uma eventual aproximação entre os objetos. Na Figura 4.1a são mostradas as chamadas superfícies de Roche para o plano orbital de um sistema binário com razão de massa $q=2$. Os lóbulos das componentes estão delimitados pelas linhas mais escuras e o ponto interior de Lagrange, L1, é identificado. O ponto L1, também chamado de ponto de sela, é uma das equipotenciais da geometria, por onde matéria usualmente flui de um objeto para o outro quando do preenchimento do lóbulo de Roche por um deles (imagem superior da Figura 4.1b). A transferência de massa pode suceder-se também através de ventos estelares, mesmo que uma das componentes não preencha seu lóbulo de Roche. Esse mecanismo de transferência ocorre principalmente em sistemas nos quais um dos objetos é uma estrela massiva e luminosa de classe O, B, ou A (e.g. (NEGUE-RUELA, 2009)). Nessas estrelas, matéria das camadas superficiais pode ser ejetada e capturada pelo objeto companheiro – iniciando o processo de transferência (e.g. (NAGAE et al., 2004)). A imagem inferior da Figura 4.1b ilustra a transferência por vento estelar em um sistema binário. Por fim, a transferência de massa pode ocorrer também com contribuições concomitantes dos dois mecanismos (e.g. (BLONDIN; OWEN, 1997; PODSIADLOWSKI et al., 2003)).

Figura 4.1 - Mecanismos de transferência de massa.



a) Representações bi e tridimensional dos potenciais de Roche para um sistema binário. b) Diagrama ilustrativo da transferência de matéria por transbordamento do lóbulo de Roche (imagem acima) e por vento estelar (imagem abaixo) para um sistema binário composto de uma estrela “normal” e um objeto compacto. Em todas as imagens o ponto interior de Lagrange (L1) é indicado.

Fonte: Adaptado de a) Postnov e Yungelson (2014) e b) Shakura e Sunyaev (1973).

Independentemente da maneira como a transferência de massa em um sistema binário acontece, um disco de acreção pode ser formado em volta do objeto que está recebendo matéria (objeto primário, doravante). Uma descrição qualitativa da formação desse disco baseia-se em três principais postulados: (1) o fluxo de matéria acontece de maneira estável; (2) o material acretado segue órbitas descritas pelas leis de Kepler; e (3) o momento angular do disco é conservado. Nessas condições, e devido à rotação do sistema como um todo, uma partícula que deixa o objeto doador (objeto secundário, doravante) deverá seguir em direção ao objeto primário de massa M até estabelecer-se em uma órbita circular de raio r com velocidade angular $\Omega = \sqrt{GM/r^3}$ e momento angular específico $j = \sqrt{GM} r$, em que G é a constante gravitacional universal. Uma vez que partículas – que são, na realidade, fluxos de gás – possuirão diferentes velocidades para diferentes raios de órbita, existirá uma força de atrito (cisalhamento devido à viscosidade do gás, ver, e.g., (PRENDERGAST, 1960)) entre camadas de gás adjacentes, convertendo energia de movimento orbital em calor. Esse processo dissipativo diminui o momento angular específico da camada mais interna e aumenta o da camada mais externa, transferindo, radialmente, o momento angular para fora e o gás para dentro em relação ao objeto primário. O resultado é que o anel de gás inicial se espalha para ambas direções radiais, formando um disco (e.g. (SPRUIT, 2000)). A Figura 4.2 mostra, esquematicamente, algumas das etapas descritas.

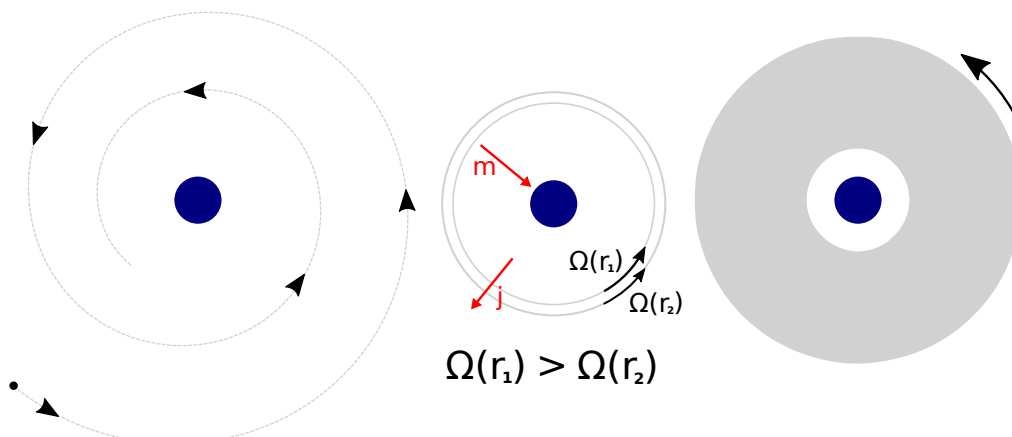
A energia potencial gravitacional liberada quando uma partícula de massa m espirala até a superfície¹ do objeto primário de massa M e raio R é

$$\Delta E_{\text{ac}} = \frac{GMm}{R}. \quad (4.2)$$

Dessa relação, nota-se que a quantidade de energia de acreção liberada está diretamente relacionada à compactidade, M/R , do objeto primário. Por conseguinte, a luminosidade $L_{\text{ac}} = dE_{\text{ac}}/dt = G(\frac{M}{R}) \dot{m}$, em que \dot{m} é a taxa de transferência de matéria, também dependerá da compactidade. Por essa razão, sistemas binários em que a componente acretante é um objeto compacto – i.e. anã branca, estrela de nêutrons ou buraco negro – têm extrema importância para o estudo da acreção como fonte de energia. Nesses sistemas, em especial para quando o objeto primário é uma estrela de nêutrons ou um buraco negro, a luminosidade observada, oriunda da extração da energia gravitacional do disco, pode superar em centenas de vezes a produzida pela

¹Ou, para o caso de um buraco negro, até a órbita circular estável de menor raio, que será definida posteriormente.

Figura 4.2 - Manutenção de um disco de acreção.



A matéria segue uma trajetória espiral em direção ao objeto primário até estabelecer-se em uma órbita circular; atrito entre material de camadas adjacentes, devido à rotação diferencial, transfere momento angular para fora e matéria para dentro e um disco pode ser formado e mantido (ver texto para detalhes).

Fonte: Produção do autor.

energia liberada devido às reações nucleares da estrela companheira (e.g. (FRANK et al., 1992)).

É comum referir-se à luminosidade desses sistemas em termos de frações da luminosidade padrão de Eddington, de valor

$$L_{\text{Edd}} \cong 1,3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad (4.3)$$

em que M_{\odot} é uma massa solar. Embora o conceito tenha sido introduzido originalmente no contexto de estrelas supermassivas, sob o entendimento de que há uma luminosidade máxima além da qual a pressão de radiação superará a atração gravitacional e haja discordância na literatura sobre a sua validade para discos de acreção (e.g. (HEINZELLER; DUSCHL, 2007)), o valor tem sido amplamente utilizado para impor um limite, em ordem de grandeza, na taxa com que a transferência de massa poderia ocorrer entre as componentes de um sistema binário.

4.2 Binárias de raios X com buracos negros

Binárias de raios X são sistemas binários que emitem radiação eletromagnética na faixa do espectro correspondente aos raios X. São sistemas compostos por uma estrela “normal” e um objeto compacto, que pode ser uma estrela de nêutrons ou um buraco negro². Nesta seção será dado maior destaque à descrição de sistemas com buraco negros, visto que o objeto de estudo pertence a essa categoria.

De acordo com o teorema da calvície ou da unicidade (*no-hair* ou *uniqueness theorem*, e.g. (MISNER et al., 1973; HEUSLER, 1996)), buracos negros são completamente caracterizados por apenas três quantidades externas: a massa (M), o momento angular (J) e a carga elétrica (Q). Desses três, o último é frequentemente considerado desprezível ($Q=0$) devido à presença de plasma circundante ao buraco negro (e.g. (BLANDFORD; ZNAJEK, 1977; ZAJAČEK et al., 2018)). A massa e o momento angular relacionam-se através da variável adimensional de rotação ou *spin*, a_* , por

$$a_* \equiv \frac{cJ}{GM^2}, \quad -1 \leq a_* \leq 1, \quad (4.4)$$

em que c é a velocidade da luz. Valores negativos de a_* significam que a rotação do buraco negro é retrógrada em relação à rotação do disco de acreção. Acredita-se, no entanto, que buracos negros não atinjam o valor de *spin* máximo, sendo concordado na literatura que os limites realistas são $-0,998 \leq a_* \leq 0,998$ (THORNE, 1974).

Embora não possua uma superfície material, o tamanho de um buraco negro pode ser expresso em função da distância entre seu centro e o horizonte de eventos. O horizonte de eventos é a região em volta de qualquer objeto aquém da qual a velocidade de escape supera a velocidade da luz e, portanto, não há interação com o universo externo. A distância de um objeto até o seu horizonte de eventos tem sido historicamente denotada como raio de Schwarzschild (R_S), de valor

$$R_S = \frac{2GM}{c^2}. \quad (4.5)$$

Por definição, objetos menores que seus próprios raios de Schwarzschild são buracos negros. A Equação 4.5 para o cálculo do horizonte de eventos é válida apenas para buracos negros sem rotação ($a_* = 0$), denominados buracos negros de Schwarzschild.

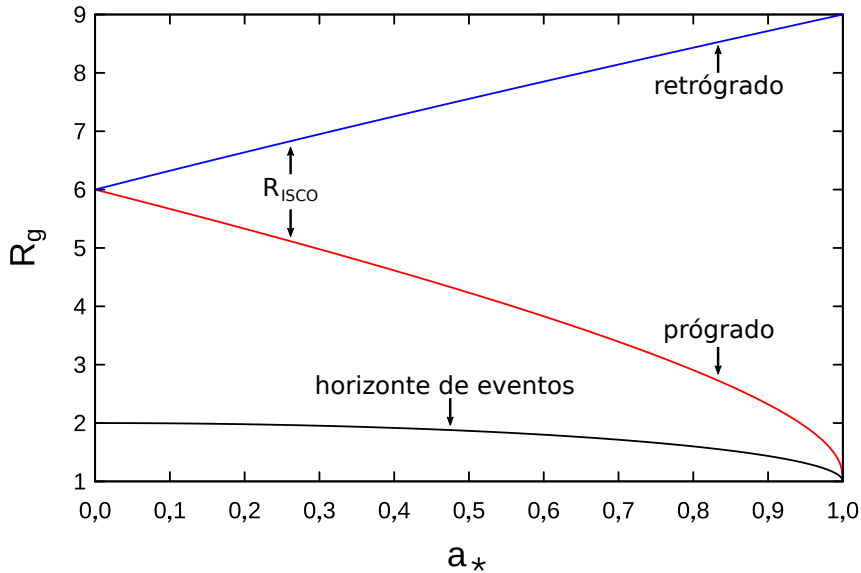
²Apesar de também integrarem a classe de objetos compactos, anãs brancas em sistemas binários são habitualmente denominadas variáveis cataclísmicas ou variáveis simbióticas.

Para um buraco negro com rotação, ou buraco negro de Kerr, o raio do horizonte de eventos depende também do valor do *spin* (e.g. (BARDEEN, 1970)), possibilitando, então, que buracos negros de mesma massa possuam valores de R_S diferentes. O valor mínimo de raio ocorre para um buraco negro com rotação máxima ($|a_*| = 0,998$) e equivale a $R_S/2$. Por generalidade, portanto, é conveniente referir-se aos valores de raio em função dessa menor medida, chamada raio gravitacional:

$$R_g = \frac{R_S}{2} = \frac{GM}{c^2}. \quad (4.6)$$

Outra quantidade importante, especialmente no contexto de discos de acreção, é a órbita circular estável de menor raio (*innermost stable circular orbit* – ISCO), que determina a localização do raio mais interno do disco em que pode haver material orbitando (e.g. (JEFREMOV et al., 2015)). O raio de ISCO (R_{ISCO}) depende tanto da magnitude quanto do sentido do *spin*, podendo assumir valores que variam de $\approx 1,23 R_g$ ($a_* = 0,998$) a $\approx 9 R_g$ ($a_* = -0,998$). Para um buraco negro de Schwarzschild, $R_{ISCO} = 6 R_g$ (e.g. (KAPLAN, 1949; RUFFINI; WHEELER, 1971)). A variação do raio do horizonte de eventos e do ISCO com o *spin* é mostrada na Figura 4.3.

Figura 4.3 - Raios importantes para buracos negros em função do *spin*.



Em preto: o raio do horizonte de eventos. Em vermelho e azul: localização do ISCO para buracos negros com rotação prógrada (vermelho) e retrógrada (azul). Os valores foram calculados seguindo as expressões em Bardeen et al. (1972).

Fonte: Produção do autor.

Buracos negros astrofísicos podem ser divididos em três classes³, de acordo com suas massas: buracos negros estelares, $M \lesssim 10^2 M_\odot$, buracos negros intermediários, $10^2 M_\odot \lesssim M \lesssim 10^6 M_\odot$, e buracos negros supermassivos, $10^6 M_\odot \lesssim M \lesssim 10^{10} M_\odot$ (e.g. (CELORIA et al., 2018)). Por concisão, o termo “buraco negro” referir-se-á, nos textos seguintes, a buracos negros estelares.

Um buraco negro é uma das possíveis etapas finais da evolução de uma estrela. Estrelas que durante a sequência principal tiverem massa superior a $\sim 8 M_\odot$ sofrerão uma explosão de supernova em que o objeto remanescente é uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. O valor exato de massa que determina um ou outro destino varia entre modelos de evolução estelar, mas é geralmente aceito que estrelas de massa superior a $\sim 20 M_\odot$ tornam-se, ao fim, buracos negros (e.g. (FRYER, 1999)).

Dado que um buraco negro não emite radiação eletromagnética, sua detecção e observação é realizada de forma indireta por meio da análise do comportamento da matéria ou de outros objetos que estão sob sua influência gravitacional. Como mencionado, o estudo da dinâmica orbital de sistemas binários pode revelar parâmetros importantes sobre suas componentes. Dessa forma, se o buraco negro pertence a um sistema binário, por exemplo, é possível estabelecer uma relação entre sua massa e a da estrela companheira por intermédio da chamada função de massa do sistema, $f(M)$, que se baseia apenas em efeitos newtonianos e órbitas keplerianas e depende somente de grandezas observáveis (e.g. (REMILLARD; MCCLINTOCK, 2006)):

$$f(M) \equiv \frac{P_{\text{orb}} K_2^3}{2\pi G} = \frac{M_1^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (4.7)$$

em que P_{orb} é o período orbital do sistema, K_2 é a semi-amplitude da curva de velocidade radial da estrela companheira, i é a inclinação do plano orbital em relação à linha de visada e M_1 e M_2 são as massas do objeto compacto e da estrela companheira, respectivamente. A importância da função de massa para binárias de raios X é que um limite inferior para a massa do objeto compacto (M_1) pode ser obtido mesmo que não se tenha informações sobre todos os parâmetros. Considerando o maior ângulo de inclinação possível, $i = 90^\circ$, e o menor valor de massa para a companheira, $M_2 = 0$, na Equação 4.7, obtém-se:

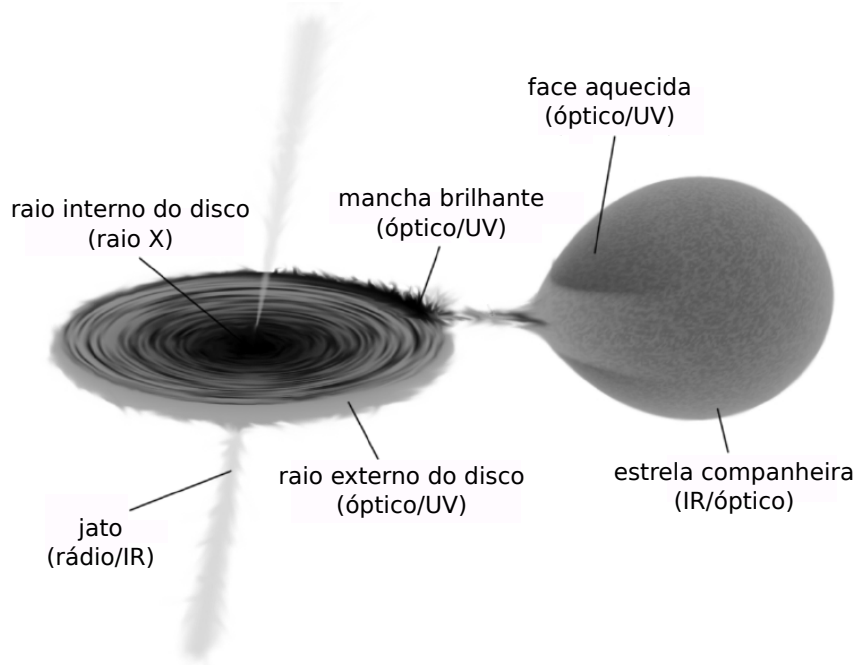
$$M_1 > \frac{P_{\text{orb}} K_2^3}{2\pi G}. \quad (4.8)$$

³Excluindo-se aqui os teóricos “mini buracos negros”.

Esse valor mínimo para a massa do objeto compacto, possível de ser inferido utilizando somente observações no óptico/infravermelho da estrela companheira, já permite que seja feita a distinção entre um buraco negro e uma estrela de nêutrons: visto que o limite de massa para a estabilidade de uma estrela de nêutrons é da ordem de $3\text{--}3,5 M_{\odot}$ (e.g. (BOMBACI, 1996; ZIÓŁKOWSKI, 2003)), valores maiores para M_1 indicarão que se trata de um buraco negro.

Uma vez que sistemas binários de raios X com buracos negros possuem elementos que emitem em diferentes faixas do espectro eletromagnético, diversas outras abordagens – além do estudo dinâmico orbital da companheira – podem ser utilizadas para identificá-los e caracterizá-los. Alguns dos principais elementos e suas respectivas bandas de emissão são indicados na Figura 4.4. Como pode ser notado, a emissão em raios X domina as partes internas do disco de acreção. Os processos radiativos que ocorrem nessas regiões mais próximas ao buraco negro, não somente na superfície do disco, são os de principal interesse deste trabalho e suas características serão apresentadas na Seção 4.2.2.

Figura 4.4 - Sistema binário de raios X.



Alguns dos elementos que compõem sistemas binários de raios X e suas respectivas faixas de emissão. Na imagem, cores mais escuras representam regiões mais brilhantes.

Fonte: Adaptado de Hynes (2014).

4.2.1 Classificação

A utilização de um único sistema hierárquico para classificar binárias de raios X é certamente insuficiente, dado que um sistema pode diferenciar-se de outro em diversos aspectos, tais como a natureza do objeto compacto ou da companheira, a forma como ocorre a transferência de massa, ou o espectro observado em determinada faixa de energia. Todavia, muitas das propriedades observacionais desses sistemas podem ser satisfatoriamente explicadas em função apenas da massa da estrela secundária. Essa forma de classificação tem sido, portanto, amplamente utilizada e será abordada nesta seção.

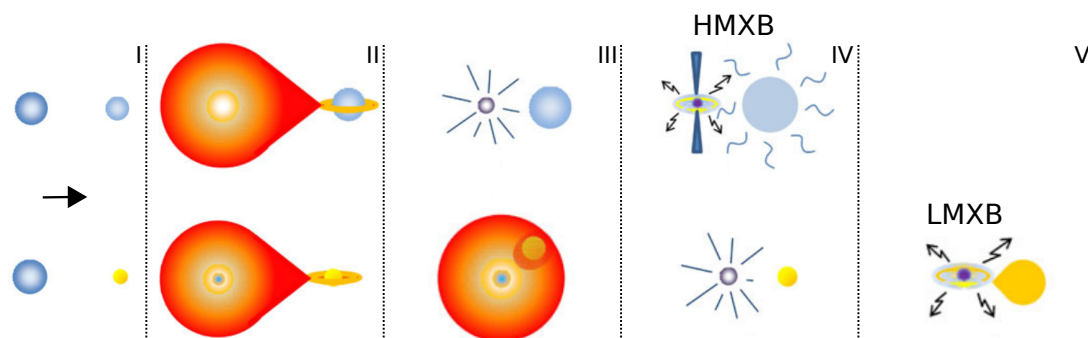
4.2.1.1 Binárias de alta e de baixa massa

Sistemas binários de raios X são historicamente divididos em dois grupos, de acordo com a massa da estrela companheira: binárias de raios X de alta massa (*high-mass X-ray binaries* – HMXBs) e binárias de raios X de baixa massa (*low-mass X-ray binaries* – LMXBs). O primeiro grupo consiste em sistemas cujo objeto compacto acreta material oriundo de uma estrela massiva, tipicamente de classe O ou B ($M_2 \gtrsim 10 M_\odot$); em sistemas do segundo grupo, a estrela doadora é do tipo G, K ou M ($M_2 \lesssim 1 M_\odot$). Um terceiro grupo, o das binárias de raios X de massa intermediária (*intermediate-mass X-ray binaries* – IMXB), é por vezes utilizado para abranger sistemas com secundárias do tipo A ou F (e.g. (PFAHL et al., 2003)).

Há, na literatura, diversos cenários para explicar a formação de HMXBs e LMXBs. Em um deles, binárias de raios X são uma das possíveis etapas da evolução de sistemas binários estelares nos quais uma das componentes é massiva o suficiente para sofrer uma explosão de supernova e tornar-se um objeto compacto. Para a formação de HMXBs, a outra componente (futura estrela secundária do sistema binário de raios X) deve ser uma estrela também massiva e, para LMXBs, uma estrela de baixa massa. Um possível cenário da evolução de sistemas inicialmente compostos por duas estrelas normais⁴ até a formação de uma HMXB ou LMXB é apresentado na Figura 4.5. Como é possível notar, transferência de matéria da estrela mais massiva para menos massiva precede a explosão de supernova nos dois casos (etapa II). A importância dessa etapa, especialmente para a formação de HMXBs, é que a transferência de matéria pode provocar uma diminuição considerável da razão de massa entre as componentes, reduzindo as chances de a estrela menos massiva ser ejetada do sistema quando a supernova ocorrer (e.g. (VERBUNT, 1993)).

⁴Referindo-se aqui a estrelas em qualquer fase evolutiva anterior à supernova.

Figura 4.5 - Formação de sistemas binários de raios X.



Exemplo de cenário evolutivo para a formação de uma binária de raios X a partir de um sistema de duas estrelas normais. Acima: I - sistema binário com duas estrelas massivas ($M_i > M_j$); II - a estrela mais massiva evolui, expande, e inicia-se a transferência de matéria; III - a estrela mais massiva explode em uma supernova e torna-se um objeto compacto; IV - uma HMXB é formada. Abaixo: I - sistema binário com uma estrela massiva e uma estrela de baixa massa ($M_i \gg M_j$); II - análogo à etapa II da HMXB; III - as componentes aproximam-se e dão início à fase de envelope comum; IV - análogo à etapa III da HMXB; V - uma LMXB é formada.

Fonte: Adaptado de Ivanova et al. (2013).

Para a formação de LMXBs, em que não é possível equiparar a massa das componentes, é necessário considerar que mais uma etapa ocorra antes da supernova. Nessa etapa, chamada de fase de envelope comum (e.g. (IBEN; LIVIO, 1993)), presume-se que em determinado momento a taxa de transferência de matéria – partindo da estrela massiva – torna-se tão alta que supera a capacidade que a estrela de baixa massa tem de acretá-la. A matéria acumulada na superfície da companheira eventualmente esquenta e expande, formando um “envelope comum” que engloba as duas estrelas (etapa III da formação de uma LMXB na Figura 4.5). O envelope pode ser formado também devido à expansão evolutiva da estrela massiva. Dissipações, causadas por forças de fricção e maré no envelope, diminuem o momento angular do sistema e causam a aproximação das componentes. A existência dessa fase, a de envelope comum, pode ser responsável tanto por diminuir o efeito disruptivo da supernova, decorrente da grande perda de matéria da estrela massiva, quanto para explicar as separações relativamente pequenas encontradas entre as componentes de LMXBs (e.g. (KALOGERA; WEBBINK, 1998)).

Reitera-se que esses trajetos evolutivos, descritos aqui de maneira sucinta e apenas qualitativa, são somente exemplos de como binárias de raios X podem ser formadas

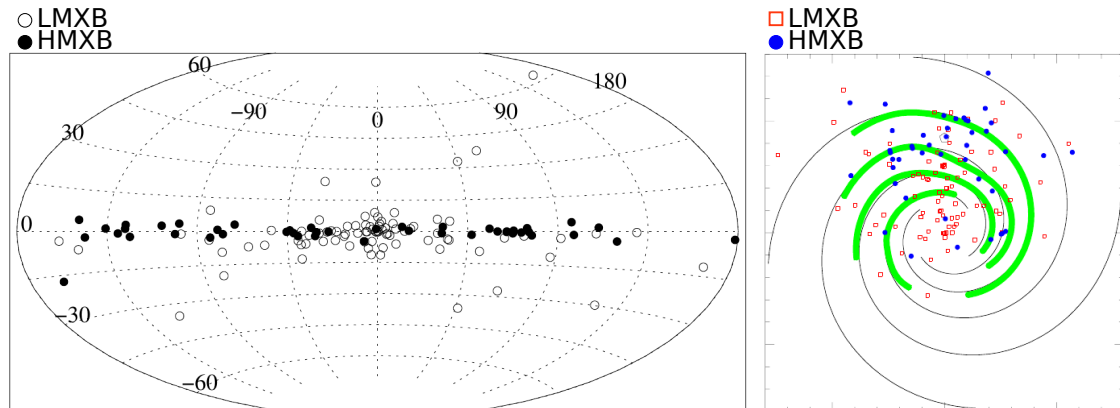
a partir da evolução de uma binária composta por estrelas normais. Modelos na literatura apontam para a formação de binárias de raios X também em sistemas triplos (e.g. (EGGLETON; VERBUNT, 1986; NAOZ et al., 2016)) e em aglomerados estelares, por meio da captura de uma estrela por um objeto compacto (e.g. (FABIAN et al., 1975; GAROFALI et al., 2012; MICHAELY; PERETS, 2016)).

O relativamente curto tempo de evolução de estrelas massivas sugere que as HMXBs observadas são sistemas jovens ($< 10^7$ anos), em que o objeto compacto tenha sido recentemente formado; analogamente, LMXBs são sistemas muito mais antigos ($> 10^9$ anos) e que permanecerão na fase de binária de raios X por muito mais tempo (e.g. (TAURIS; HEUVEL, 2006)). Essa escala de tempo evolutiva das doadoras acarreta, portanto, um efeito observacional seletivo para cada grupo: entre as binárias de raios X observadas, o número de LMXBs supera em aproximadamente 70% o de HMXBs (e.g. (LIU et al., 2006; LIU et al., 2007; MALKOV et al., 2015)); para sistemas binários de raios X com buracos negros, a diferença é ainda maior: apenas 5 dos mais de 60 sistemas conhecidos têm uma estrela companheira massiva (e.g. (CORRAL-SANTANA et al., 2016; HEUVEL, 2018)). A distribuição espacial de binárias de raios X na Galáxia também está relacionada com a idade de cada grupo. Por serem sistemas mais antigos (População II), LMXBs estão concentradas no bojo e halo Galácticos, enquanto HMXBs ocupam regiões onde a população-mãe é predominantemente jovem (População I), como ao longo do plano do disco, espalhadas nos braços espirais da Galáxia (Figura 4.6).

O mecanismo de transferência de matéria entre as componentes de um sistema binário depende da massa da estrela secundária; assim, o principal processo de acreção em LMXBs e HMXBs deve ser por preenchimento do lóbulo de Roche e vento estelar, respectivamente. Isso reflete na extensão típica do possível disco formado e, conseqüentemente, na sua contribuição para a emissão. O espectro no visível de LMXBs, por exemplo, é predominantemente oriundo do disco. Em HMXBs, o espectro visível é dominado pela emissão da estrela companheira massiva (e.g. (LIU et al., 2001)). Para sistemas cujo objeto compacto é uma estrela de nêutrons, em que o campo magnético é importante, este pode influenciar significativamente a emissão em raios X (e.g. (WOLFF et al., 2019)). Para sistemas com buracos negros, há outros fatores – além da massa da companheira e do processo de acreção – que determinam o espectro da emissão em raios X (serão apresentados na Seção 4.2.2).

Devido à separação entre as componentes – consequência do processo de formação – os períodos orbitais encontrados em HMXBs (grandes separações) são tipicamente

Figura 4.6 - Distribuição de HMXBs e LMXBs na Galáxia.



Distribuição de aproximadamente 140 binárias de raios X na Galáxia. A imagem à direita é uma vista de cima, com origem no centro Galáctico; as marcações nos eixos indicam distâncias de 2 kpc.

Fonte: Adaptado de Grimm et al. (2003).

da ordem de dias a meses e, em LMXBs (pequenas separações), da ordem de horas a dias (e.g. (DEUTSCH et al., 2000; CHOU, 2014)). Por fim, uma vez que se observava grande variabilidade na emissão em raios X de LMXBs, como a ocorrência de explosões (*outbursts*) e as chamadas oscilações quase periódicas (*quasi-periodic oscillations* – QPOs), esses sistemas foram classificados como transientes. HMXBs, que não apresentavam tais características, foram chamadas de fontes persistentes. Hoje já se tem conhecimento de LMXBs permanentes e HMXBs transientes, em especial para sistemas com estrelas de nêutrons (e.g. (REIG, 2011; INGRAM; MOTTA, 2019)). No caso de sistemas com buracos negros, continua-se utilizando essa classificação e atribuindo a causa das variabilidades observadas à massa da estrela companheira. As características predominantes observadas e apresentas nesta seção – e que são comuns para sistemas com estrelas de nêutrons ou com buracos negros – estão resumidas na Tabela 4.1

4.2.2 Espectro emitido

O comportamento espectral em raios X observado em buracos negros pertencentes a sistemas binários é atribuído a emissões provenientes de duas principais regiões: a do disco de acreção e a de uma coroa quente de elétrons. A formação do disco foi discutida na Seção 4.1. Embora a formação, geometria e localização exatas da região da coroa ainda sejam assuntos em debate na literatura, sua presença nes-

Tabela 4.1 - Classificação de sistemas binários de raios X.

	HMXB	LMXB
Estrela companheira	O, B ($\gtrsim 10 M_{\odot}$)	G, K, M ($\lesssim 1 M_{\odot}$)
Mecanismo de acreção	vento estelar	lóbulo de Roche
População	I ($\lesssim 10^7$ anos)	II ($\gtrsim 10^9$ anos)
Distribuição Galáctica	disco, braços	bojo, halo
L_{opt}/L_x^a	$\gtrsim 1$	$\ll 0,1$
Período orbital	dias, meses	horas, dias

^aLuminosidade óptica/Luminosidade em raios X (e.g. (TAURIS; HEUVEL, 2006)).

ses sistemas é amplamente aceita, visto que é fundamental para explicar diversos dos fenômenos observados (e.g. (SUNYAEV; TITARCHUK, 1979; HAARDT; MARASCHI, 1991; KAWABATA; MINESHIGE, 2010)).

Se observados diretamente, os fótons originados no disco de acreção contribuem para a chamada componente do disco do espectro; quando o destino intermediário é a coroa, processos radiativos que ali ocorrem modificam o espectro e o que se observa é a chamada componente da coroa. Fótons na coroa podem ainda interagir com o disco novamente antes de seguir para o observador, dando origem a uma terceira componente de emissão, chamada de componente de reflexão. A Figura 4.7 mostra um diagrama esquemático dessas três componentes, cujas propriedades de emissão serão discutidas nas próximas subseções.

4.2.2.1 Componente do disco

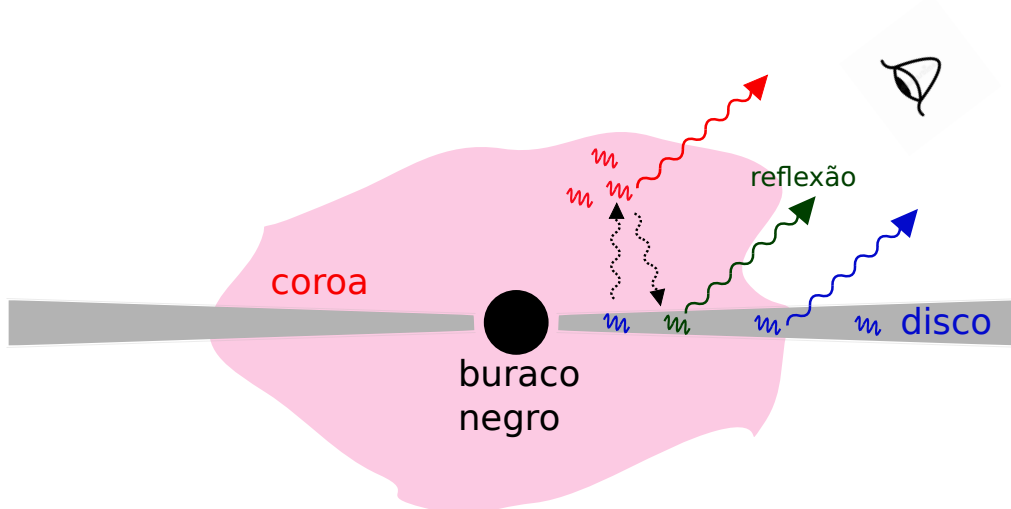
Uma partícula do disco de massa m que espirala desde um raio r até a superfície de um objeto compacto (R_*) pode liberar, em forma de radiação eletromagnética, uma máxima energia potencial dada por (e.g. (PRINGLE, 1981))

$$\Delta K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\Omega^2 R_*^2 = \frac{1}{2} \frac{GMm}{R_*}. \quad (4.9)$$

Das Equações 4.2 e 4.9 constata-se, então, que metade da energia potencial de uma partícula pode ser dissipada antes de atingir o objeto compacto; a essa energia é atribuída a luminosidade do disco de acreção, i.e:

$$L_{\text{disco}} = \frac{1}{2}L_{\text{acc}}. \quad (4.10)$$

Figura 4.7 - Componentes de emissão em raios X de buracos negros em sistemas binários.



Componente do disco (azul): fótons do disco são observados. Componente da coroa (vermelha): fótons, originados no disco, interagem com a coroa antes de serem observados. Componente de reflexão (verde): fótons da coroa interagem novamente com o disco antes de seguir para o observador.

Fonte: Produção do autor.

Um dos primeiros modelos propostos para descrever discos de acreção foi o chamado modelo do disco de Shakura-Sunyaev (SHAKURA; SUNYAEV, 1973). Mesmo não considerando os efeitos relativísticos que podem ocorrer nas regiões mais internas de discos em volta de buracos negros, o modelo descreve satisfatoriamente a emissão nessas regiões e tem sido extensivamente corroborado observacionalmente. No modelo, assume-se que o disco formado em torno do objeto compacto é (i) geometricamente fino e (ii) opticamente espesso.

A premissa (i) significa que $h(r) \ll r$, em que h é a espessura local no raio r . Um valor muito pequeno de h determina que a viscosidade do disco, $\nu \propto h$, ocorra – e tenha importância – somente no sentido da transferência de momento angular, de modo a não influenciar, localmente, o espectro emitido (e.g. (KING et al., 2007)). Essa condição implica também em $r\Omega(r) \gg V(r)$, com $V(r)$ sendo a velocidade radial, o que permite assumir que as órbitas da matéria no disco mantêm-se keplerianas.

A premissa (ii) estabelece que a energia irradiada localmente no disco pode ser aproximada por aquela emitida por um corpo negro. Dessa forma, para uma porção anular do disco de área $2 \times 2\pi r dr$, a luminosidade emitida será

$$L = 4\pi r dr \sigma T(r)^4, \quad (4.11)$$

em que σ é a constante de Stefan-Boltzmann. Igualando esse valor com o valor da luminosidade emitida quando matéria do disco percorre uma distância dr em direção ao objeto compacto, i.e. $\frac{1}{2}G\dot{M}M_*dr/r^2$ (e.g. Equações 4.2 e 4.10), obtém-se o perfil radial de temperatura do disco (para raios a partir do raio mais interno):

$$T(r) = \left(\frac{3G\dot{M}M_*}{8\pi\sigma r^3} \right)^{1/4}. \quad (4.12)$$

Desse perfil, nota-se que a temperatura assume valores maiores em regiões mais internas do disco e decresce com $T \propto r^{-3/4}$. É interessante apontar que apesar da dependência positiva de T com a massa ($T \propto M_*^{1/4}$), os valores típicos de taxa de acreção e raio para objetos supermassivos faz com que estes apresentem temperaturas internas de disco menores do que as temperaturas internas de discos em volta de objetos menos massivos. Aplicando a Equação 4.12 para buracos negros com massas de $10\text{--}20 M_\odot$ e $10^7\text{--}10^9 M_\odot$, acretando a 10% de seus correspondentes limites de Eddington, as temperaturas do raio interno⁵ fornecidas são da ordem de $10^6\text{--}10^7$ K ($\sim 0,1\text{--}1$ keV⁶) e $0,5\text{--}2 \times 10^5$ K ($\sim 0,8\text{--}25$ eV), respectivamente. De fato, essas faixas de energia são compatíveis com as de emissões observadas nas regiões mais internas de discos de acreção de diversos buracos negros estelares (raios X moles, e.g. (MUKAI et al., 2003)) em sistemas binários de raios X, e de buracos negros supermassivos (ultravioleta, e.g. (SAXTON et al., 2011)) em Núcleos Ativos de Galáxias (*active galactic nuclei* – AGN).

Com as premissas feitas, o espectro total emitido de um disco Shakura-Sunyaev será, então, uma superposição de emissões de corpo negro,

$$f(E) \propto \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{ex}}} 2\pi r B[E, T(r)] dr, \quad (4.13)$$

em que $B[E, T(r)]$ é a função de Planck. A energia equivalente das temperaturas nas partes mais externas do disco estão, geralmente, muito abaixo da faixa de energia de interesse (e.g., Figura 4.4); por essa razão, costuma-se parametrizar a emissão do

⁵Foi considerado que o disco se estende até R_{ISCO} para buracos negros sem rotação (ver, e.g., Equação 4.6 e as relações com ISCO).

⁶ $E = kT$, em que k é a constante de Boltzmann.

disco pelo valor da temperatura mais interna, T_{in} (e.g. (MAKISHIMA et al., 1986)).

É necessário enfatizar que muitas aproximações foram feitas na descrição do disco de Shakura-Sunyaev aqui apresentada; descrições mais completas, que tratam devidamente de parâmetros como a viscosidade, espessura do disco e campos magnéticos podem ser encontradas, não somente no estudo original (SHAKURA; SUNYAEV, 1973), como também em, e.g., Stella e Rosner (1984) e Kubsch et al. (2016). Ademais, existem modelos alternativos aos de Shakura-Sunyaev propostos para explicar o comportamento de discos sob diferentes aspectos e condições, tais como os modelos dos discos geometricamente não tão finos (*slim disks*, e.g. (JAROSZYNSKI et al., 1980)) e espessos (*thick disks*, e.g. (ABRAMOWICZ et al., 1987)), o modelo de discos dominados por advecção (*advection-dominated accretion flows – ADAF*, e.g. (NARAYAN; YI, 1995)) ou o modelo de rosca polonesa (*polish doughnut accretion disk*, e.g. (PUGLIESE et al., 2013)).

Qualquer que seja o modelo utilizado para fornecer detalhes de discos em volta de objetos compactos, apenas o espectro observado até a faixa de raios X moles pode ser explicado. Por essa razão, é comum referir-se à componente do disco como componente mole ou *soft* de binárias de raios X.

4.2.2.2 Componente da coroa

As altíssimas temperaturas correspondentes às energias detectadas em binárias de raios X estão muito além das temperaturas máximas que as partes internas de discos de acreção podem alcançar. É axiomático, então, que outros processos radiativos estejam ocorrendo.

O cenário mais aceito para explicar os espectros observados é o de que fótons do disco são comptonizados por uma região opticamente fina de elétrons, isto é, por um plasma ionizado dominado por íons de hidrogênio. Comptonização, nesse contexto, refere-se ao efeito Compton inverso, em que um fóton, ao interagir com um elétron, tem sua energia aumentada. À região opticamente fina, atribui-se o nome coroa.

No modelo de comptonização, a coroa é totalmente descrita pela sua energia térmica kT_e e pela sua profundidade óptica τ_e ; esta função da seção de choque de Thomson e integrada na banda espectral considerada. O primeiro parâmetro determina quanto a energia de um fóton aumenta ao interagir com a coroa: para uma distribuição maxwelliana (i.e. térmica) de elétrons, o fator de amplificação média para um fóton inicial de energia E é dado por (e.g. (WARDZINSKI; ZDZIARSKI, 2000))

$$A = \frac{\Delta E}{E} = \begin{cases} 4 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right), & kT_e \ll m_e c^2; \\ 16 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2, & kT_e \gg m_e c^2, \end{cases} \quad (4.14)$$

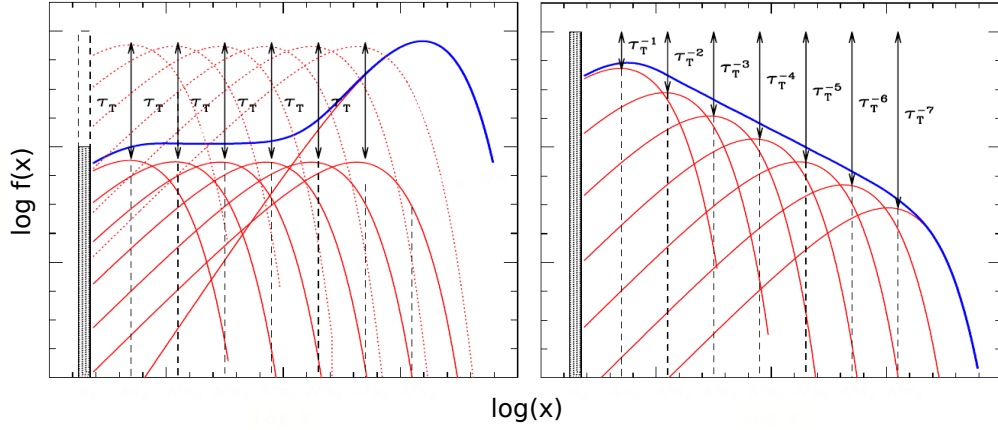
em que $m_e c^2$ é a energia de repouso do elétron. O segundo parâmetro determina o número de interações, N , que um fóton experimentará na coroa antes de deixá-la: para meios opticamente finos ($\tau_e \ll 1$), $N \approx \tau_e$, e para meios opticamente espessos ($\tau_e \gg 1$), $N \approx \tau_e^2$ (e.g. (RYBICKI; LIGHTMAN, 1979)). O fator de amplificação A e o número de interações N – e, por conseguinte, kT_e e τ_e – estão relacionados pelo parâmetro Compton y , que, em sua forma generalizada, é definido por (e.g. (PETRUCCI et al., 2001))

$$y = A \times N = 4 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right) \left[1 + 4 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right) \right] \tau_e (1 + \tau_e). \quad (4.15)$$

O valor de y reflete quanto o espectro incidente, proveniente do disco, é modificado pela comptonização que ocorre na coroa, sendo assim um parâmetro de quantificação da importância desse processo para o sistema. Dessa maneira, três regimes principais de comptonização térmica, responsáveis por explicar o espectro final formado, podem ser identificados em função do valor de y :

- $y \ll 1$: o espectro primário incidente na coroa permanece praticamente o mesmo, uma vez que poucos fótons provenientes do disco interagem na coroa e são comptonizados. O espectro observado pode ser uma lei de potência extremamente íngreme (*steep power-law*);
- $y \gg 1$: quase todos os fótons interagem inicialmente e são comptonizados até a saturação da coroa, i.e., até que elétrons e fótons entrem em equilíbrio térmico. O espectro observado é um platô seguido de um espectro de Wien (painel à esquerda da Figura 4.8);
- $y \sim 1$: o espectro comptonizado final é uma superposição de espectros formados por interações subsequentes e tem, portanto, um formato de lei de potência (painel à direita da Figura 4.8). Tipicamente, o índice dessa lei de potência depende quase que exclusivamente dos valores de kT_e e τ_e , sendo pouco influenciado pelo espectro primário do disco.

Figura 4.8 - Espectros simulados de comptonização térmica.



Espectro final formado para uma coroa no regime saturado ($y \gg 1$, painel à esquerda) e não saturado ($y \sim 1$, painel à direita). No primeiro caso, o número de fótons escapando a cada espalhamento (ou interação, $N \propto \tau_T$) é da mesma ordem ($f(x) = x^0$). No segundo caso, apenas uma fração dos fótons da interação anterior sofre um novo espalhamento ($f(x) = x^{-\alpha}$, $\alpha > 0$). O eixo horizontal mostra $x \equiv h\nu/mc^2$. Detalhes podem ser encontrados nas Figuras 5.10 e 5.11 de Ghisellini (2013).

Fonte: Adaptado de Ghisellini (2013).

Esse último regime ($y \sim 1$), também chamado de comptonização não saturada, é o de maior interesse neste trabalho, visto que os espectros em raios X duros de buracos negros no estado de emissão *low/hard* (Seção 4.2.3), estado em que o objeto 1E 1740.7–2942 passa a maior parte do tempo, são provavelmente compatíveis com esse cenário. O índice da lei de potência, Γ , esperado para um espectro comptonizado nesse regime, pode ser computado em função de y (e.g. (SHAPIRO et al., 1976; RYBICKI; LIGHTMAN, 1979)):

$$\Gamma = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{4}{y}}, \quad (4.16)$$

em que Γ relaciona-se com o espectro de energia como $f(E) \propto E^{-\Gamma}$. Mais precisamente, o formato do espectro será $f(E) \propto E^{-\Gamma} e^{-\left(\frac{E}{E_c}\right)}$, com E_c sendo a energia de corte, além da qual o processo deixa de ser eficiente.

Por completeza, menciona-se que comptonização de origem não térmica também ocorre em coroas de binárias de raios X. Para uma coroa com uma população eletrô-

nica caracterizada por um fator de Lorentz⁷, $n(\gamma) \propto \gamma^{-s}$, a amplificação da energia pode ser da ordem de até $\frac{\Delta E}{E} \approx \gamma^2$, e o espectro produzido será $f(E) \propto E^{-\frac{s-1}{2}}$ (e.g. (RYBICKI; LIGHTMAN, 1979; PETRUCCI, 2008)). Modelos híbridos, que consideram as contribuições da comptonização tanto por elétrons térmicos quanto não térmicos na coroa, têm sido eficazes em explicar os espectros observados em alguns sistemas (e.g. (SANTO et al., 2008; KAWANO et al., 2017)).

Em oposição ao nome atribuído à componente do disco, a componente da coroa é comumente chamada de dura ou *hard*, devido à faixa de energia que fótons comptonizados podem atingir.

4.2.2.3 Componente de reflexão

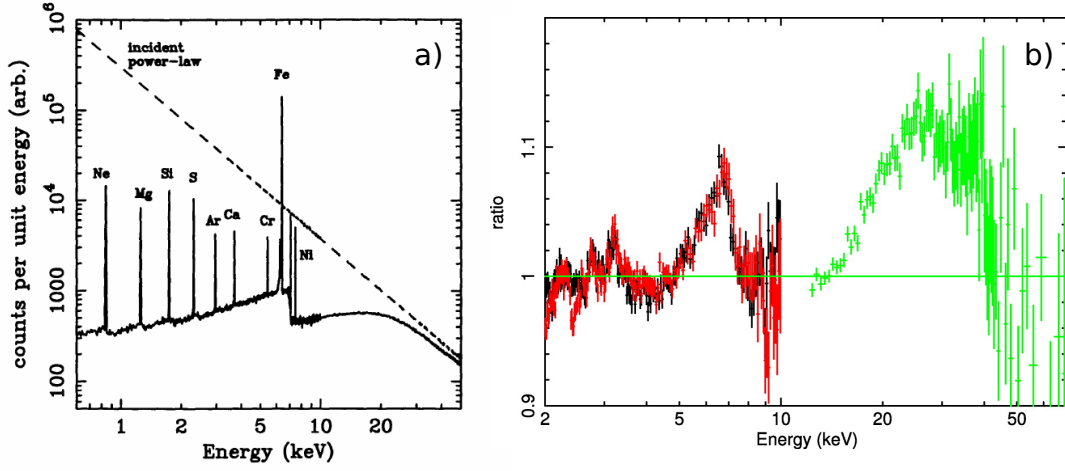
A observação de algumas AGNs e binárias de raios X com espectros no contínuo cujas formas se desviavam notadamente de leis de potência suscitou a necessidade de admitir outra componente de emissão nesses sistemas (e.g. (FABIAN et al., 1989; PIRO et al., 1990)). A interpretação proposta para explicar os espectros foi a de que uma fração dos fótons comptonizados pela coroa pode ser interceptada e reprocessada – ou “refletida” – pelo disco de acreção, dando origem à chamada componente de reflexão (e.g. (LIGHTMAN; WHITE, 1988; GUILBERT; REES, 1988)).

Ao retornar ao disco, os fótons comptonizados interagem de duas maneiras principais: por absorção fotoelétrica ou por espalhamento Compton. Devido à dependência energética da absorção fotoelétrica, fótons de menor energia ($\lesssim 10$ keV) estão mais suscetíveis a serem absorvidos. A princípio, a absorção provoca uma diminuição do fluxo observado até essa faixa; no entanto, se seguida de fluorescência, pode dar origem à emissão de linhas dos metais mais abundantes do disco – sendo o complexo do Fe K ($\sim 6\text{--}7$ keV), devido ao potencial de ionização, o mais notável (e.g. (REYNOLDS, 1999)). O espalhamento Compton no disco começa a ser importante a partir de ~ 10 keV e deixa de ser eficiente em ~ 100 keV, causando, assim, um aumento do fluxo observado nessa faixa de energia por um observador na direção dos fótons espalhados (e.g. (KONTAR et al., 2006)).

Os efeitos combinados da absorção, fluorescência e espalhamento superpõem-se no contínuo incidente, podendo acrescentar ao espectro assinaturas atômicas, um achatamento em ~ 10 keV (faixa em que há uma competição entre os processos supracitados) e um aumento no fluxo – com um pico tipicamente por volta de 30–40 keV –, denominado Compton *hump* ou corcova de Compton (ver Figura 4.9).

⁷ $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta = \frac{v}{c}$ em que v é a velocidade do elétron.

Figura 4.9 - Espectro de reflexão.



a) Simulação de um espectro refletido (linhas contínuas) para um contínuo incidente de lei de potência (linha pontilhada). b) Resíduos para um ajuste de disco multitemperatura + lei de potência em dados do objeto GX 339–4. Nota-se as assinaturas de reflexão: emissões na região do complexo do ferro e a corcova de Compton.

Fonte: Adaptado de a) Reynolds (1999) e b) Miller et al. (2008).

A ocorrência dos processos descritos, em especial na região $\lesssim 20$ keV, depende particularmente da abundância de metais e do grau de ionização da matéria no disco. Um valor alto de abundância de ferro (A_{Fe}), por exemplo, aumenta a opacidade e a absorção como um todo, diminuindo o fluxo observado; ao mesmo tempo, favorece a ocorrência de fluorescência e a emissão de linhas do complexo do ferro (e.g. (TOMSICK et al., 2018)). Já o grau de ionização do material do disco influencia diretamente na formação do espectro refletido, sendo esse mais pronunciado em discos menos ionizados. É comum expressar o grau de ionização do disco em termos do parâmetro de ionização (TARTER et al., 1969)

$$\xi = 4\pi \frac{F_{\text{inc}}}{n_{\text{H}}}, \quad (4.17)$$

em que F_{inc} é o fluxo incidente e n_{H} é a densidade numérica de hidrogênio no disco. Para ξ crescente, o espectro refletido é cada vez menos influenciado pelo espectro incidente; para um disco totalmente ionizado, $\log \xi \gtrsim 4,5$, não haveria mais qualquer modificação do espectro comptonizado pelo disco (e.g. (ŻYCKI; CZERNY, 1994; GARCIA et al., 2013)).

Parâmetros geométricos do sistema também influenciarão na ocorrência e no formato observado do espectro de reflexão. Como a geometria exata da coroa é desconhecida, uma maneira conveniente de quantificar a porção do sistema responsável pela reflexão é por meio de um parâmetro denominado fração de reflexão (*reflection fraction* – R_f), definido por (e.g. (MAGDZIARZ; ZDZIARSKI, 1995))

$$R_f = \frac{\text{fótons comptonizados interceptados pelo disco}}{\text{fótons comptonizados que vão direto para o observador}} \approx \Omega/2\pi, \quad (4.18)$$

em que Ω é o ângulo sólido subtendido pelo disco. Naturalmente, valores maiores de R_f expressam uma componente de reflexão mais notável. Além disso, mesmo que reflexão esteja ocorrendo, a intensidade das assinaturas do espectro refletido dependerá da inclinação do sistema, uma vez que o valor desta delimita a parte do disco – e por conseguinte, do fluxo de fótons – que pode ser observada. Em discos com inclinações muito altas ($\theta \approx 90^\circ$, *edge-on disk*), por exemplo, a componente refletida pode não ser detectável.

Por fim, se reflexão ocorre nas regiões mais internas do disco, que estão mais próximas ao objeto compacto, efeitos relativísticos (e.g. *redshift* gravitacional, Doppler) podem distorcer o espectro, em especial o perfil da linha $K\alpha$ do ferro com pico em 6,4 keV, que é a linha mais proeminente (e.g. (FABIAN et al., 1989; ROSS et al., 1999)).

A compreensão de como cada parâmetro afeta o formato do espectro refletido possibilita a modelagem da componente de reflexão, que tem sido importante ferramenta de diagnóstico dos fenômenos que ocorrem nas regiões mais extremas de binárias de raios X e AGNs. Na Seção 4.3.1 será apresentado um dos métodos mais utilizados na determinação de parâmetros desses sistemas por meio do estudo dessa componente.

4.2.3 Estados de emissão

Em função da parcela de contribuição das componentes de origem direta no disco e na coroa, binárias de raios X com buracos negros têm sido classificadas em dois estados de emissão (ou estados espectrais) principais: o estado *high/soft* (HSS) e o estado *low/hard* (LHS). O *soft* e o *hard* da nomenclatura referem-se ao nome da componente dominante, que, como mencionado, foi atribuído em razão da faixa de energia em que a emissão se concentra (i.e. *soft X-rays* e *hard X-rays*). O *high* e o *low* (alto e baixo) referem-se à luminosidade de raios X moles historicamente observada em sistemas nesses estados. Embora já se tenha observado fontes no estado *low/hard*

com luminosidades de até $20\% L_{\text{Edd}}$ (e.g. (MIYAKAWA et al., 2008))⁸, a maioria dos objetos nesse estado é observada com luminosidades $\lesssim 1\% L_{\text{Edd}}$ e a nomenclatura continua sendo aplicada.

No HSS o espectro de raios X é dominado pela emissão térmica do disco de acreção. Nesse estado, são observadas as maiores temperaturas internas de disco, o que se acredita ser consequência de um disco que se estende até a órbita de menor raio, R_{ISCO} (e.g. (TANAKA, 1997)). Apesar de haver um espectro de comptonização, a coroa atinge temperaturas apenas moderadas, sendo a contribuição dessa componente ao fluxo total muito menor que a contribuição térmica do disco (que pode chegar a ser $\gtrsim 75\%$, e.g. (REMILLARD; MCCLINTOCK, 2006)). No LHS, a componente comptonizada é responsável por quase todo o fluxo observado ($\gtrsim 80\%$, e.g. (REMILLARD; MCCLINTOCK, 2006)), podendo a energia térmica da coroa chegar a ser até uma ordem de grandeza superior a de coroas no HSS (e.g. (ZDZIARSKI, 2000)). O disco apresenta temperaturas internas relativamente baixas, usualmente atribuídas ao truncamento desse a uma grande distância do objeto compacto. Não obstante, objetos nesse estado com raios internos próximos ao buraco negro já foram reportados (e.g. (TOMSICK et al., 2008; PARKER et al., 2015; XU et al., 2018)). Para ilustrar, a Figura 4.10 apresenta o espectro de Cyg X-1 nos dois estados de emissão.

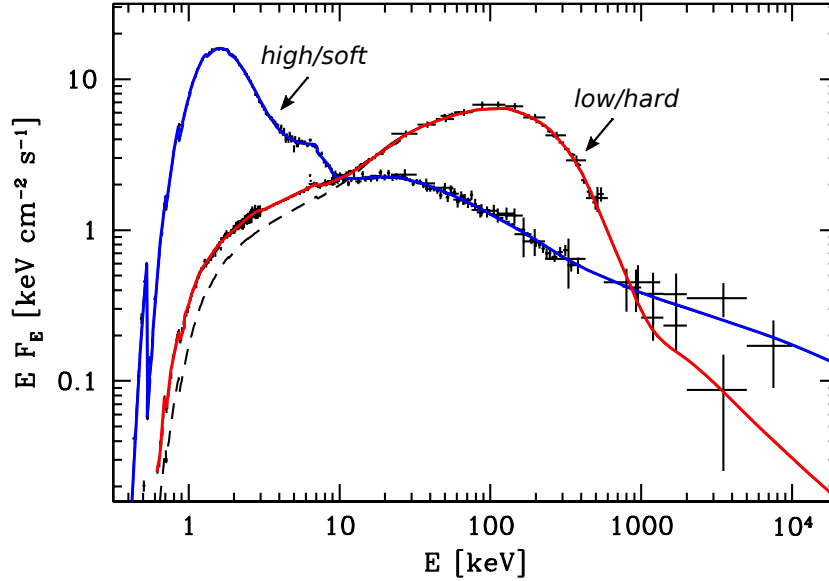
A identificação do estado de emissão de binárias de raios X pode ser feita, portanto, por meio da análise de parâmetros do disco e da coroa. Uma maneira convencional de classificação é utilizar o índice de lei de potência que melhor descreve os espectros em raios X duros⁹ desses sistemas. Valores típicos do índice da lei de potência encontrados são $\Gamma \approx 1,4-1,8$ para objetos no estado *hard* e $\Gamma \approx 2-2,4$ para objetos no estado *soft* (e.g. (NOWAK, 1995; MILLER et al., 2006; YANG et al., 2015)).

A fonte pode estar também em estados extremos, quando há uma discrepância ainda maior entre as contribuições das componentes, ou em estados intermediários, atribuídos a períodos transitórios entre o HSS e LHS (e.g. (DUNN et al., 2010)). A relação entre os estados espectrais e as transições entre eles foram, durante muito tempo, justificadas exclusivamente pela taxa de acreção de matéria da estrela companheira para o objeto compacto. No entanto, mudanças entre os estados em escalas de tempo de dias ou semanas sem alterações na taxa de acreção já foram observadas, o que sugere que outros fatores também influenciam na caracterização do ciclo dos estados (e.g., (HOMAN; BELLONI, 2005; BELLONI, 2010)).

⁸Alguns autores adotaram o termo *bright hard state* para sistemas com essas características.

⁹Ou simplesmente a partir da faixa de emissão do disco.

Figura 4.10 - Estados *high/soft* e *low/hard* de emissão.



Espectro de Cyg X-1 durante os estados de emissão HSS (*high/soft*, azul) e LHS (*low/hard*, vermelho).

Fonte: Adaptado de McConnell et al. (2002).

4.3 Métodos para a determinação de parâmetros com dados em raios X

Como exposto na Seção 4.2, um buraco negro sem carga pode ser completamente caracterizado pela sua massa e pelo seu parâmetro *spin*. A massa de um buraco negro pertencente a uma binária de raios X pode ser inferida por meio de observações, no óptico ou infravermelho, do comportamento orbital da estrela companheira (e.g. Equação 4.7). Estimativas do *spin*, no entanto, requerem informações acerca de regiões muito próximas ao objeto compacto.

Até o momento, duas técnicas têm se mostrado capazes de fornecer medidas de valores de *spin* de buracos negros com dados em raios X¹⁰: a espectroscopia de reflexão relativística e o método do ajuste do contínuo. Em ambas, assume-se, naturalmente, que o objeto compacto é um buraco negro com rotação, i.e. um buraco negro de Kerr. Ademais, uma importante premissa para a validade das técnicas é de que o raio interno do disco se estenda até distâncias próximas do buraco negro, para que o espectro observado esteja suficientemente modificado devido ao *spin* e seus conse-

¹⁰Outra técnica, promissora porém apenas recentemente aplicável, é o método de mapeamento de reverberação relativística (e.g. (REYNOLDS et al., 1999)).

quentes efeitos relativísticos. Uma breve descrição qualitativa desses dois métodos é apresentada a seguir.

4.3.1 Espectroscopia de reflexão relativística

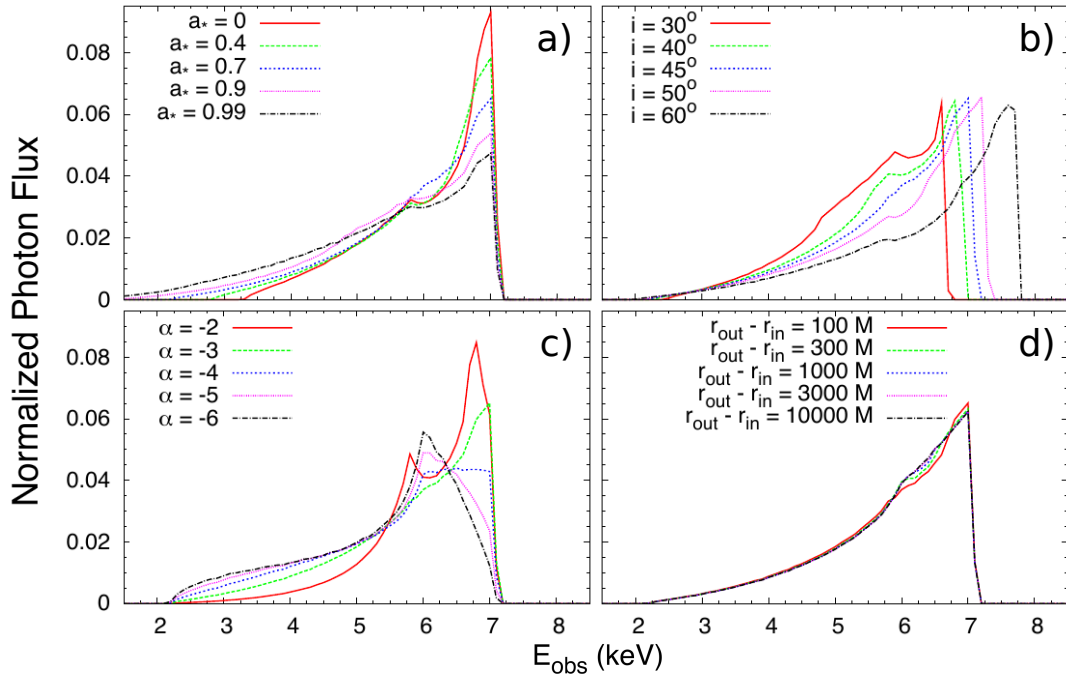
Espectroscopia de reflexão relativística em raios X, ou método da linha do ferro, refere-se ao estudo da componente de reflexão, descrita na Seção 4.2.2.3. O método tem sido aplicado para estimar o *spin* de buracos negros tanto estelares quanto supermassivos, sendo que para o segundo caso era a única maneira possível até recentemente (e.g. (BRENNEMAN, 2013; PASHAM et al., 2019)).

Como mencionado, uma das assinaturas mais proeminentes do espectro de reflexão é a linha $K\alpha$ do ferro. Sendo essa linha intrinsecamente estreita em energia, as deformações (e.g. alargamento, distorção) observadas podem informar sobre os processos físicos que ocorrem nas partes internas do disco, próximas ao buraco negro.

Além da composição do disco, os modelos que descrevem a componente de reflexão dependem principalmente de quatro parâmetros: a geometria da região emissora, o perfil de emissividade, a inclinação do disco e o *spin*, valor geralmente desejado (e.g. (REYNOLDS, 2014)). A geometria da região emissora pode ser parametrizada pelos raios internos R_{in} e externos R_{ex} do disco. O perfil de emissividade, também chamado de padrão de iluminação, está relacionado à geometria da coroa (i.e. localização, extensão) – cujos detalhes não são unanimemente concordados na literatura. Adota-se, geralmente, um perfil $\epsilon \propto r^{-\alpha}$, em que r é o raio do disco e α é o índice de emissividade. A inclinação refere-se à inclinação do disco em relação ao observador. A estratégia dos modelos baseados no método da linha do ferro é computar as distorções previstas devido às variações desses parâmetros e encontrar os valores permitidos de *spin* (nos dados observados) para tais deformações (e.g. (BAMBI, 2013a)). Exemplos de distorções no perfil da linha $K\alpha$ do ferro em função de diferentes valores dos quatro parâmetros são mostrados na Figura 4.11.

Uma vantagem do método da linha do ferro em relação ao método do ajuste do contínuo (que será discutido em seguida), é que o primeiro, sendo baseado apenas no perfil do espectro de reflexão, é completamente independente da massa do buraco negro e da distância até o sistema. Além disso, não é necessário também qualquer conhecimento prévio acerca da inclinação do disco, uma vez que essa é uma quantidade medida junto ao *spin* pelo método (e.g. (REYNOLDS; NOWAK, 2003)).

Figura 4.11 - Perfil da linha $K\alpha$ do ferro em função de diversos parâmetros.



Perfis calculados em função da variação de a) *spin*, b) inclinação, c) índice de emissividade e d) extensão da região emissora.

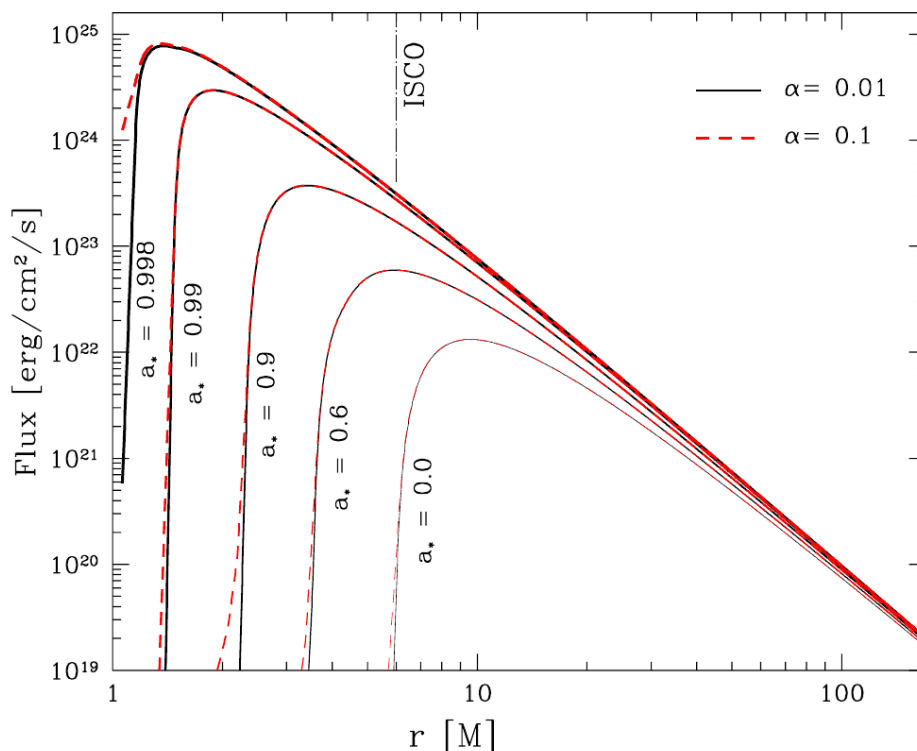
Fonte: Adaptado de [Bambi \(2013b\)](#).

4.3.2 Método do ajuste do contínuo

O método do ajuste do contínuo consiste na análise do espectro térmico de discos de acreção em volta de buracos negros de Kerr ([ZHANG et al., 1997](#)). Atualmente, a técnica é aplicável apenas a buracos negros estelares, uma vez que os espectros de discos de buracos negros supermassivos são predominantemente brilhantes em óptico ou ultravioleta (e.g. Seção 4.2.2.1), bandas cuja absorção de poeira dificulta a obtenção de dados precisos (e.g. ([BRENNEMAN, 2013](#))).

Para a aplicação do método, assume-se que os discos são descritos pelo modelo de [Novikov e Thorne \(1973\)](#). Nesse modelo, assim como no modelo de Shakura-Sunyaev, os discos são geometricamente finos e opticamente espessos. No entanto, no modelo de Novikov-Thorne, leva-se em consideração os efeitos relativísticos que ocorrem na borda interna do disco devido à rotação do buraco negro. Em discos Novikov-Thorne, o pico do perfil radial de luminosidade é alterado pelo valor do *spin*, uma vez que este determina a localização do raio de menor órbita estável (Figura 4.12).

Figura 4.12 - Perfis do fluxo radial em função do *spin*.



Na imagem, α é o índice de emissividade e a_* é o valor do *spin*. O eixo horizontal está em unidades de R_g . O valor de ISCO para um buraco negro sem rotação é assinalado. Todos os perfis são apresentados para a mesma taxa de acreção ($0,1 \dot{M}_{\text{Edd}}$) e massa de buraco negro ($10 M_\odot$).

Fonte: Sadowski (2011).

A determinação do *spin* pode ser feita, portanto, ao admitir que a borda interna do disco está muito próxima do ISCO, de tal modo que a aproximação $R_{\text{in}} \approx R_{\text{ISCO}}$ seja válida. Nessa condição, uma medida de R_{in} , obtida por meio da análise do fluxo do disco, pode ser atribuída ao valor de R_{ISCO} e, sendo a quantidade R_{ISCO}/M uma função monotônica de a_* (BARDEEN et al., 1972; SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983), uma estimativa do *spin* pode ser obtida. O procedimento é análogo ao de inferir o raio de uma estrela da qual o fluxo, a temperatura e a distância são conhecidos. Sendo assim, pela mesma analogia, para a determinação do *spin* de buracos negros pelo método do ajuste do contínuo, é necessário que se tenha conhecimento prévio da massa, distância e inclinação do sistema (e.g. (MCCLINTOCK et al., 2011)).

4.4 A suíte de análise de dados XSPEC

Ao observar uma fonte de raios X, o que um telescópio obtém é uma distribuição de contagens em canais do sistema eletrônico do instrumento. Assim, o espectro em energia observado, P , é, na realidade, função de uma energia prevista E' , obtida após a conversão canal-energia. O verdadeiro espectro em energia da fonte, $f(E)$, relaciona-se com esse espectro observado – ou previsto – $P(E')$, por meio da convolução

$$P(E') = R * f = \int_0^{\infty} R(E', E)f(E)dE, \quad (4.19)$$

em que a função de transferência $R(E', E)$ é chamada de função resposta do instrumento. A função resposta contém as informações de mapeamento das correspondências entre as propriedades físicas dos fótons incidentes e as características específicas de um determinado detector. Ela é responsável, por exemplo, pela conversão canal-energia.

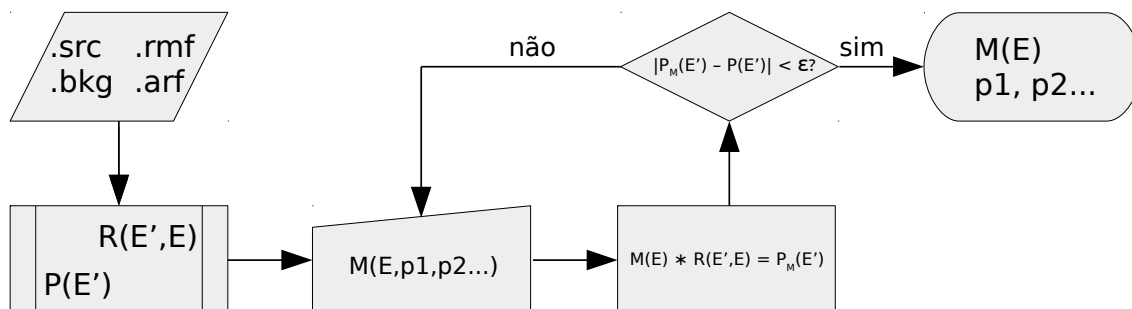
Embora a Equação 4.19 possa ser resolvida por uma operação de deconvolução direta, essa abordagem é, na prática, inadequada nesse contexto: as significativas flutuações estatísticas dos valores de $P(E')$ causadas pelas baixas contagens registradas em determinados canais – algo não incomum em dados de raios X – não possibilitam que uma solução única para $f(E)$ seja obtida (e.g. (BOUCHET, 1995; KAASTRA; BLEEKER, 2016)). Uma abordagem alternativa e amplamente utilizada na análise de dados em raios X consiste em comparar, iterativamente, o espectro incidente observado com espectros construídos por modelos teóricos até que esses se assemelhem. Ou seja: os parâmetros de um determinado modelo $M(E, p_1, p_2, \dots)$ – escolhido com algum conhecimento a priori – são ajustados até que se encontre, de acordo com alguma figura de mérito estatístico, uma representação satisfatória de $f(E)$. Na prática, um modelo é calculado e convoluído com a função resposta do instrumento e o resultado, que é um espectro do modelo, $P_M(E')$, é comparado com o espectro observado $P(E')$.

O XSPEC (*X-ray SPECTral fitting program* (ARNAUD, 1996)) é um programa interativo de ajuste espectral, um dos primeiros a ser desenvolvido para analisar dados de raios X e γ com procedimentos semelhantes ao descrito acima. Com relação a outros programas de mesma finalidade, como SHERPA (FREEMAN et al., 2001) ou ISIS (HOUCK et al., 2013), o XSPEC possui a vantagem de disponibilizar uma maior quantidade de modelos e de ter compatibilidade com um maior número de telescópios

utilizados em missões observacionais em raios X.

Para iniciar uma análise, o XSPEC precisa – utilizando as notações da Equação 4.19 – das informações de $P(E')$ e de $R(E', E)$. As informações para a construção de P são fornecidas geralmente pela entrada de dois arquivos, um contendo o espectro do objeto de interesse e, o outro, o espectro do ruído de fundo da região observada¹¹. O cálculo de P é então realizado internamente¹². A função resposta R também é, usualmente, fornecida pela entrada de dois arquivos: um arquivo matriz conhecido como RMF (*Redistribution Matrix File*), que contém as informações específicas sobre os detectores e é responsável pela conversão canal–energia mencionada, e um arquivo chamado ARF (*Ancillary Response File*), que contém elementos auxiliares para compor a função resposta e inclui informações mais voltadas para as características do sistema óptico do instrumento (e.g. área efetiva, resposta de colimadores, filtros). Alguns telescópios produzem um único arquivo (denominado, e.g., RSP) com todas essas informações. Carregados P e R , o processo iterativo de ajuste pode começar: escolhe-se um modelo ou uma combinação de modelos, $M(E, p1, p2\dots)$, e modifica-se seus parâmetros, $p1, p2\dots$, até que um espectro, $P_M(E')$, construído pela convolução do modelo com a função resposta, seja comparável ao espectro observado, $P(E')$. Um fluxograma com essas etapas é apresentado na Figura 4.13.

Figura 4.13 - Fluxograma do processo de ajuste espectral com o XSPEC.



No bloco de dados de entrada, .src e .bkg representam os espectros da fonte e do ruído de fundo, respectivamente. No bloco de decisão, ϵ representa a tolerância para determinado critério de comparação. As demais variáveis estão explicadas no texto.

Fonte: Produção do autor.

¹¹Em telescópios de máscara codificada, apenas um arquivo precisa ser fornecido dado que ruído e fonte são assimilados durante a reconstrução da imagem do campo observado.

¹²Ver <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/manual/> para detalhes.

No XSPEC, a figura de mérito padrão utilizada para determinar a qualidade de ajuste é o chi-quadrado, definido por:

$$\chi^2 = \sum_1^n \left(\frac{P_M(E') - P(E')}{\sigma(E')} \right)^2, \quad (4.20)$$

em que n é o número de pontos ou bins de energia e σ é o erro associado a E' . O chi quadrado é frequentemente apresentado em sua forma normalizada ou reduzida,

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{\chi^2}{\nu}, \quad (4.21)$$

com ν sendo os graus de liberdade, calculado pela diferença entre o número de pontos, n , e o número de parâmetros do modelo. Via de regra, valores de χ_{red}^2 muito diferentes da unidade indicam que o modelo não ajustou bem os dados observados (e.g. (BEVINGTON et al., 1993)). As incertezas, ou erros, fornecidas para determinado parâmetro do modelo de melhor ajuste são computadas em função do quanto o valor desse parâmetro pode variar sem que a alteração correspondente do χ^2 supere determinado limite previamente estabelecido, referido como intervalo de confiança. É costumeiro, no campo da análise de dados de raios X, a apresentação de erros com o intervalo de confiança de 90%, o que equivale a um $\Delta\chi^2$ de $\sim 2,706$ ou, em uma distribuição normal, a um desvio padrão de $\sim 1,65\sigma$. O XSPEC disponibiliza outros recursos para verificação da qualidade do ajuste ou para a exploração do espaço de parâmetros. Alguns desses recursos serão apresentados nos Capítulos 5 e 6, conforme forem sendo aplicados nas análises.

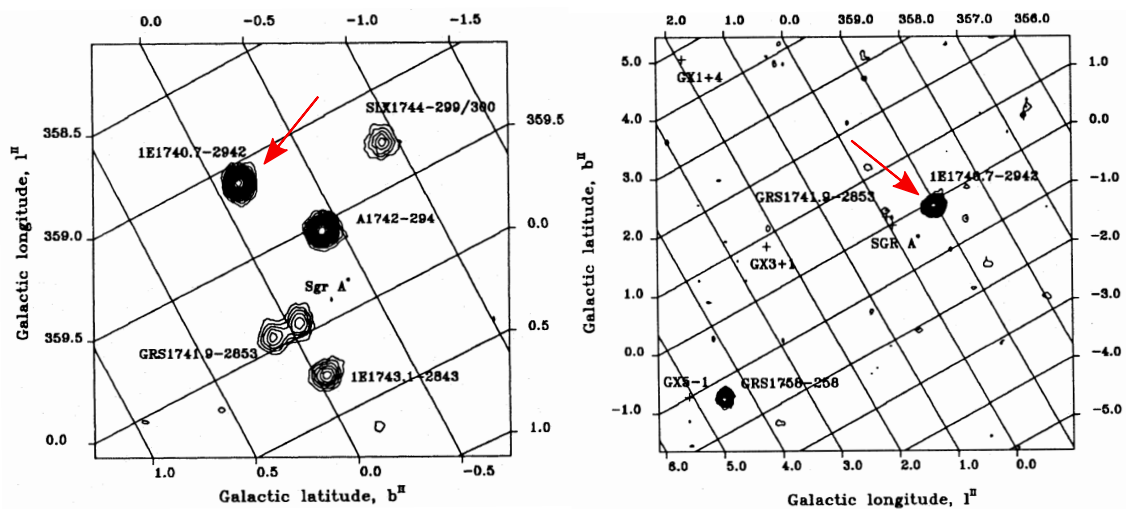
4.5 1E 1740.7–2942

A fonte 1E 1740.7–2942 (ou apenas 1E), popularmente conhecida como *The Great Annihilator*¹³, foi descoberta em raios X moles no levantamento do plano Galáctico conduzido pelo instrumento IPC a bordo do Observatório Einstein (HERTZ; GRINDLAY, 1984). Desde a produção das primeiras imagens em raios X duros do centro Galáctico (CG), 1E é conhecida por ser uma das fontes mais brilhante nessas energias da região (e.g. (SKINNER et al., 1987)). A predominância em raios X duros do objeto foi verificada por Sunyaev et al. (1991) quando imagens simultâneas do CG, obtidas tanto em raio X moles quanto em raios X duros, foram analisadas e

¹³Apelido atribuído em razão de uma suposta detecção da linha de aniquilação (511 keV) no espectro de 1E 1740.7–2942; já desconsiderada (BOUCHET et al., 1991; BOUCHET et al., 2009).

comparadas (Figura 4.14). Esse mesmo estudo classificou 1E 1740.7–2942 como um candidato a buraco negro devido às suas similaridades espectrais com Cygnus X-1, um buraco negro já conhecido. A observação de jatos em rádio provenientes da região central emissora de raios X (Figura 4.15) corroborou a hipótese do objeto ser um buraco negro e classificou-o também como um microquasar, inaugurando a classe (MIRABEL et al., 1992). Em função da posição angular dos jatos, os autores desse trabalho sugeriram que o sistema tivesse uma alta inclinação (e.g. $\gtrsim 60^\circ$).

Figura 4.14 - Região do centro Galáctico observada pela missão GRANAT.



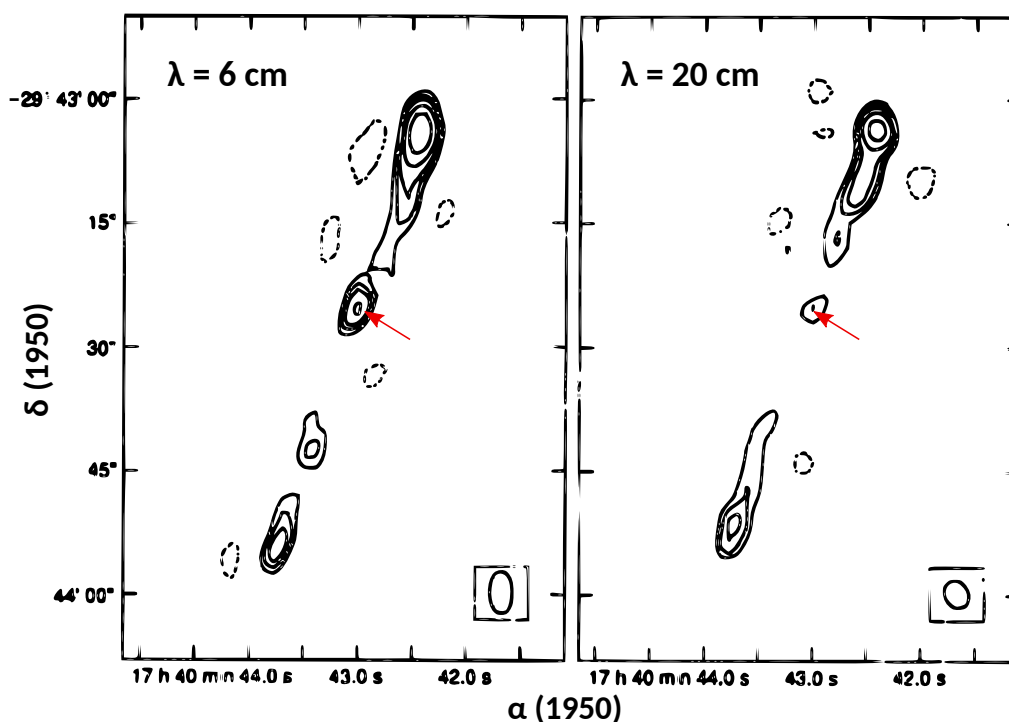
À esquerda: imagem em raios X obtida pelo telescópio ART-P (3–15 keV). À direita: imagem obtida pelo telescópio SIGMA (35–120 keV). Nas duas imagens, o objeto 1E 1740.7–2942 é indicado.

Fonte: Adaptado de Sunyaev et al. (1991).

Estudos em raios X realizados com ampla cobertura temporal de dados do INTEGRAL indicam que 1E passa a maior parte do tempo no estado *low/hard* de emissão (CASTRO et al., 2015; STECCHINI et al., 2017). A permanência nesse estado já foi reportada por análises anteriores com dados de RXTE + INTEGRAL (SANTO et al., 2005), dos telescópios a bordo do Suzaku (REYNOLDS; MILLER, 2010) e NuSTAR + INTEGRAL (NATALUCCI et al., 2013). Esses últimos dois trabalhos não identificaram a presença de uma componente de reflexão relevante nos espectros de 1E.

Até o momento nenhuma contrapartida no óptico ou infravermelho foi confirmada, o que pode ser atribuído à alta extinção Galáctica para esses comprimentos de onda na

Figura 4.15 - Jatos em rádio emitidos por 1E 1740.7–2942.



Mapas em rádios feitos pelo VLA em comprimentos de onda de 6 cm e 20 cm. 1E 1740.7–2942 está indicado nas duas imagens.

Fonte: Adaptado de [Mirabel et al. \(1992\)](#).

direção de 1E 1740.7–2942 (e.g. ([GALLO; FENDER, 2002](#))). Já foi, inclusive, sugerido que o objeto não necessariamente acretasse matéria de uma estrela companheira – e que a matéria pudesse ser oriunda de uma nuvem molecular próxima ([BALLY; LEVENTHAL, 1991](#)). Em uma busca realizada no óptico e infravermelho próximo, [Chen et al. \(1994\)](#) sugeriram a presença de uma secundária e que essa deveria ter uma massa inferior a $9 M_{\odot}$. Também em investigação no infravermelho próximo, com o VLT, [Martí et al. \(2000\)](#) indicaram que os prováveis tipos estelares da estrela secundária seriam ou tipo espectral superior a B8 – para o caso de uma estrela da sequência principal – ou inferior a G5, para o caso de uma estrela gigante. O mesmo grupo identificou posteriormente a primeira candidata à contrapartida de 1E ([MARTÍ et al., 2010](#)). O levantamento sugeria duas hipóteses antagônicas para explicar a contrapartida em infravermelho detectada: a de 1E ser um Núcleo Ativo de Galáxia projetado na linha de visada, ou a de ser um sistema binário de alta massa. A primeira hipótese, de o objeto ser extragaláctico, foi descartada por [Luque-Escamilla et al. \(2015\)](#) após análise da evolução dos jatos em rádio de 1E. O mesmo estudo

sugeriu que a companheira de 1E fosse uma estrela tipo B na sequência principal. Estudos temporais com dados em raios X revelaram uma modulação periódica de $\sim 12,6$ dias (SMITH et al., 2002; STECCHINI et al., 2017), valor que, se atribuído ao período orbital do sistema, também sustenta a proposição de que 1E faça parte de um sistema binário de alta massa – uma vez que essa modulação é relativamente mais longa que períodos orbitais conhecidos da maioria de binárias de raios X de baixa massa com buracos negros (e.g. (CORRAL-SANTANA et al., 2016; STECCHINI, 2017)).

Como pode ser notado, 1E 1740.7–2942 tem sido, desde a sua primeira detecção, objeto de estudo de muitos trabalhos em diferentes comprimentos de onda. Ainda assim, pouco se conhece acerca de diversas de suas propriedades ou do sistema a que pertence. Nesse âmbito, a vertente observacional desta tese consistiu no estudo de 1E 1740.7–2942 sob variadas abordagens, com o objetivo de revelar características ainda desconhecidas do objeto e propiciar uma melhor compreensão de aspectos de sua natureza.

5 ANÁLISE ESPECTRAL DE DADOS COM AMPLA COBERTURA EM RAIOS X DE 1E 1740.7–2942

Neste capítulo serão apresentados os resultados do principal estudo da vertente observacional desta tese, que teve como objetivo a determinação de parâmetros dinâmicos do objeto candidato a buraco negro 1E 1740.7–2942 por meio da modelagem de um espectro com ampla cobertura em raios X. Conteúdo parcial do capítulo está publicado em [Stecchini et al. \(2020\)](#).

5.1 Motivação

A ausência de informações conclusivas sobre a estrela companheira em uma binária de raios X, como é a situação para 1E 1740.7–2942, impede que a função de massa do sistema $f(M)$ seja estabelecida. Maneiras alternativas para a determinação de parâmetros dos objetos compactos pertencentes a esses sistemas têm sido, portanto, discutidas na literatura. Recentemente, estimativas da massa e da distância de um também candidato a buraco negro, GX 339–4, puderam ser feitas por meio da análise de dados apenas em raios X. Nesse trabalho, realizado por [Parker et al. \(2016\)](#) com dados do Swift-XRT e do NuSTAR, o método da linha do ferro (Seção 4.3.1) foi aplicado para a determinação do *spin* e da inclinação e , de posse desses valores, uma abordagem ligeiramente diferente do método do ajuste do contínuo (Seção 4.3.2) foi empregada para inferir a massa do buraco negro e a distância ao sistema. Os valores encontrados são compatíveis com os limites obtidos posteriormente em um estudo no infravermelho da estrela secundária em GX 339–4 ([HEIDA et al., 2017](#)).

Em virtude dos resultados atingidos no trabalho supracitado, buscou-se dados de raios X de 1E 1740.7–2942 para construir um espectro de ampla cobertura em energia de modo que fosse possível analisar simultaneamente as componentes do disco, de reflexão e também de comptonização. Baseado em parte na metodologia aplicada em [Parker et al. \(2016\)](#) para GX 339–4, aplicou-se no espectro resultante de 1E diversos modelos, disponíveis no XSPEC, com a principal finalidade de obter valores de parâmetros ainda não conhecidos para o objeto.

5.2 Seleção de dados

A primeira etapa do trabalho consistiu na pesquisa de dados públicos disponíveis em raios X de 1E 1740.7–2942. Por se tratar de uma fonte bem conhecida e estudada, as principais missões com telescópios imageadores em raios X (ver, e.g., Seção 1) possuem em seus bancos de dados observações de 1E. No entanto, a ampla cobertura

espectral exigida para o estudo simultâneo das três componentes (disco, reflexão e comptonização) não é oferecida por nenhum instrumento individualmente – o que torna necessária a combinação de dados de diferentes telescópios. Assim, para construir um espectro de ampla cobertura, foram utilizados dados dos seguintes instrumentos: câmera PN ($\sim 0,2\text{--}12\text{ keV}$) a bordo do XMM-Newton (*X-ray Multi-Mirror*), câmera FPMA ($\sim 3\text{--}79\text{ keV}$) a bordo do NuSTAR (*Nuclear Spectroscopic Telescope ARray*) e dados do plano de detectores ISGRI ($\sim 20\text{--}500\text{ keV}$), que faz parte da câmera IBIS a bordo da missão INTEGRAL (*INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*).

Um empecilho observacional para o estudo da componente de reflexão é que a região espectral em que algumas de suas características se manifestam – desde o complexo do Fe (e.g. $\sim 6\text{--}7\text{ keV}$) até o fim da corcova ($\sim 50\text{ keV}$) – ocorre onde há um hiato operacional dos telescópios imageadores em raios X: telescópios de incidência rasante operam efetivamente até $\sim 10\text{ keV}$ e telescópios de máscara codificada a partir de $\sim 20\text{ keV}$. Portanto, um possível espectro refletido de 1E 1740.7–2942 poderia ser identificado na sua totalidade somente em dados do NuSTAR, o único instrumento capaz de imagear, com ótima resolução espectral, desde raios X moles até parte da região de raios X duros. Uma vez que é a componente de reflexão que tem o maior potencial de revelar informações do sistema, buscou-se primeiro por observações do NuSTAR. Dados do XMM-Newton e INTEGRAL foram selecionados posteriormente para compor o espectro. Os critérios de seleção, para os dados dos três instrumentos, são detalhados nas subseções seguintes.

5.2.1 NuSTAR

As três ocasiões em que 1E 1740.7–2942 foi observada pelos instrumentos a bordo do NuSTAR ocorreram poucos meses após o seu lançamento (2012), para fins de calibração. Duas das observações, de 2 ks e 6 ks de tempo de exposição, foram analisadas por Natalucci et al. (2013), que não reportaram a presença de uma componente de reflexão nos espectros. Por essa razão, concentrou-se, neste presente trabalho, na outra observação (ObsID: 10002012001), a mais longa disponível – de 10 ks – e que ainda não havia sido objeto de nenhum estudo encontrado na literatura.

Os dados dessa observação foram reduzidos com os pacotes de análise padrão do telescópio, o NuSTARDAS (*NuSTAR Data Analysis Software*), para ambas as câmeras a bordo da missão, FPMA e FPMB. A Figura 5.1 mostra o mapa de exposição obtido pela câmera FPMA para 1E, assim como as regiões selecionadas para a extração dos espectros da fonte ($\sim 90\text{ arcsec}$) e do ruído de fundo ($\sim 150\text{ arcsec}$). Devido a algum

problema de transcrição durante a observação, a câmera FPMB exibiu aproximadamente 20% menos tempo de exposição que a FPMA e não foi, portanto, incluída na análise.

Figura 5.1 - Mapa de exposição de 1E 1740.7–2942 obtido pelo NuSTAR.

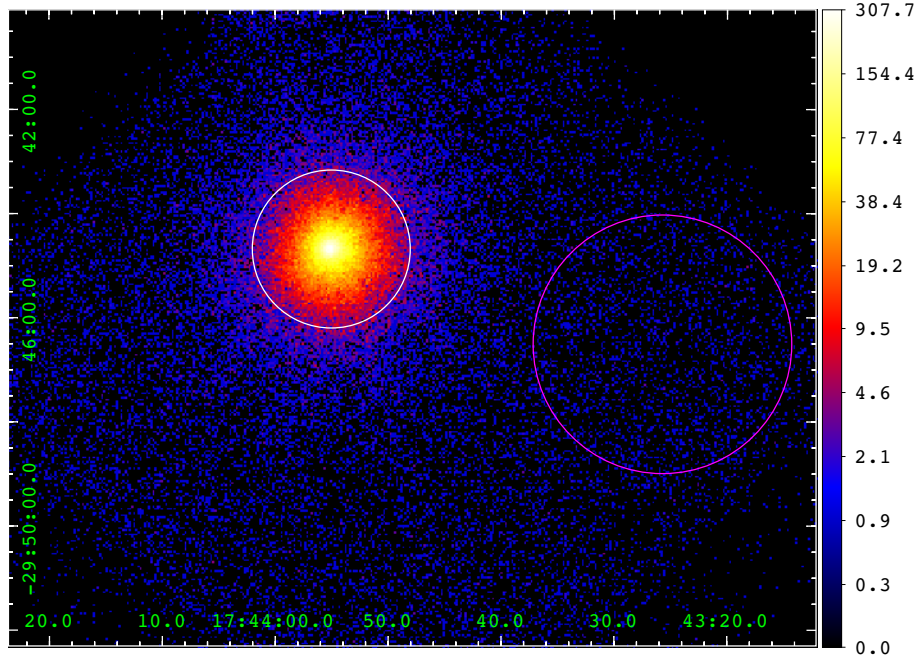
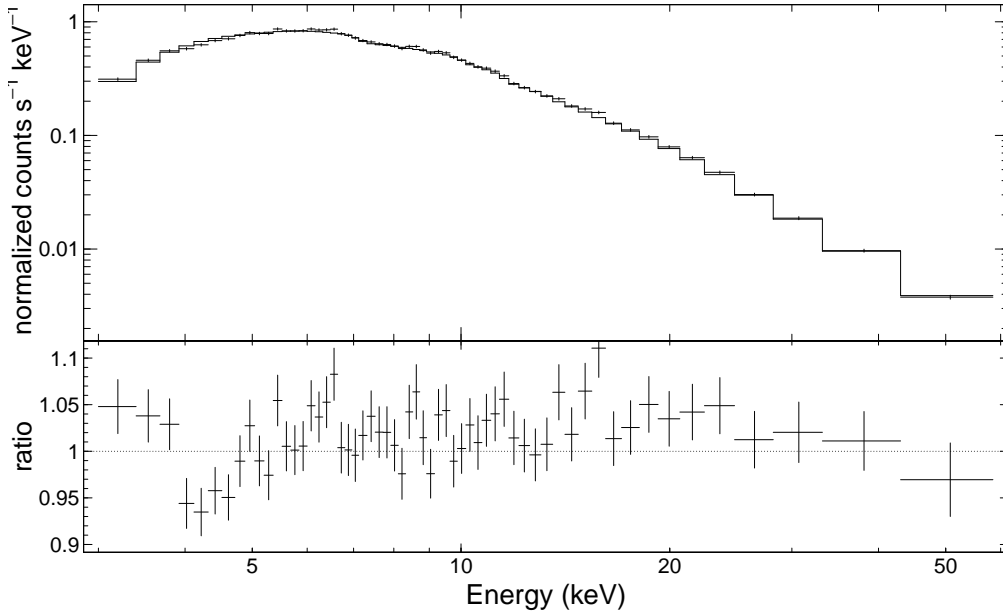


Imagem em escala logarítmica. Os valores da legenda estão em contagens/pixel. As regiões da fonte e do ruído estão indicadas por círculos branco e rosa, respectivamente.

Fonte: Produção do autor.

No ambiente XSPEC, um modelo de lei de potência absorvida (notação: `phabs*powerlaw`) foi aplicado ao espectro reduzido. O modelo multiplicativo, `phabs`, leva em consideração a absorção fotoelétrica até o objeto e é parametrizado apenas por uma coluna equivalente de hidrogênio N_{H} . Os valores do índice de lei de potência e da coluna de hidrogênio fornecidos para o melhor ajuste ($\chi^2_{\text{red}} = 1,11$) foram $\Gamma = 1,76 \pm 0,03$ e $N_{\text{H}} (\times 10^{22}) = 13,2 \pm 1,5 \text{ cm}^{-2}$. Esses valores diferem ligeiramente dos valores reportados por Natalucci et al. (2013) para as duas outras observações (e.g., $N_{\text{H}} > 18 \times 10^{22}$ e $\Gamma \lesssim 1,7$), mas estão de acordo com os de outros estudos (e.g. (GALLO; FENDER, 2002; REYNOLDS; MILLER, 2010)). O espectro ajustado e os resíduos (dados/modelo) para tal ajuste são mostrados na Figura 5.2. Dados a partir de 60 keV foram ignorados devido ao alto ruído de fundo identificado.

Figura 5.2 - Espectro de 1E 1740.7–2942 obtido pelo NuSTAR.



Espectro e ajuste para uma lei de potência absorvida (acima) e os resíduos para tal ajuste (abaixo). Os dados estão binados (agrupados) para melhor visualização apenas.

Fonte: [Stecchini et al. \(2020\)](#).

Nota-se, dos resíduos em baixas energias ($\lesssim 5$ keV), que a inclusão de uma componente mais *soft* é provavelmente necessária para ajustar o espectro nessa faixa. De fato, um ajuste consideravelmente melhor é fornecido quando um modelo para descrever a emissão do disco de acreção (que será definido posteriormente) é adicionado. A melhoria na qualidade do ajuste pode ser verificada com o auxílio da ferramenta F-test (`ftest` na notação do XSPEC), que avalia os valores de χ^2 e ν antes e depois da adição de uma componente ao modelo e fornece a probabilidade (*F-probability* – F-prob) da hipótese nula (i.e. sem adição) ser verdadeira (e.g. ([PROTASSOV et al., 2002](#))). Valores pequenos de F-prob indicam que é razoável adicionar uma componente extra. No caso em questão, computando para os ajustes antes e depois da inclusão da componente do disco, o valor fornecido pelo F-test foi $\sim 10^{-6}$.

Também notável dos resíduos são as possíveis assinaturas de um espectro de reflexão: o excesso em ~ 15 – 30 keV e uma possível linha em torno de ~ 6 – 7 keV. Presumindo que esta última fosse uma linha Fe $K\alpha$ alargada, adicionou-se ao modelo uma gaussiana (`gaussian`) centrada inicialmente em 6,4 keV. O melhor ajuste a posicionou em $6,44 \pm 0,15$ keV. O outro parâmetro da gaussiana, a largura à meia altura (FWHM),

pode ser variado para obter informações da largura equivalente (*equivalent width* – EW, e.g. (STAHLER; PALLA, 2008)) da linha. Para FWHMs fixados em 0,25, 0,5 e 1,0 keV, as EWs fornecidas foram, respectivamente, 49, 58 e 72 eV; valores que podem ser indicativos de uma linha relativamente intensa (e.g. (MATT et al., 1997)).

Por fim, um teste simples adicional foi feito para verificar se a linha não é consequência de algum efeito espúrio nos dados. Baseado nos resíduos da Figura 5.2, expressos em dado/modelo, aplicou-se, apenas para a região da linha, a estatística de χ^2 , definida por

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^4 \left(\frac{bin_i - 1}{\sigma_8} \right)^2, \quad (5.1)$$

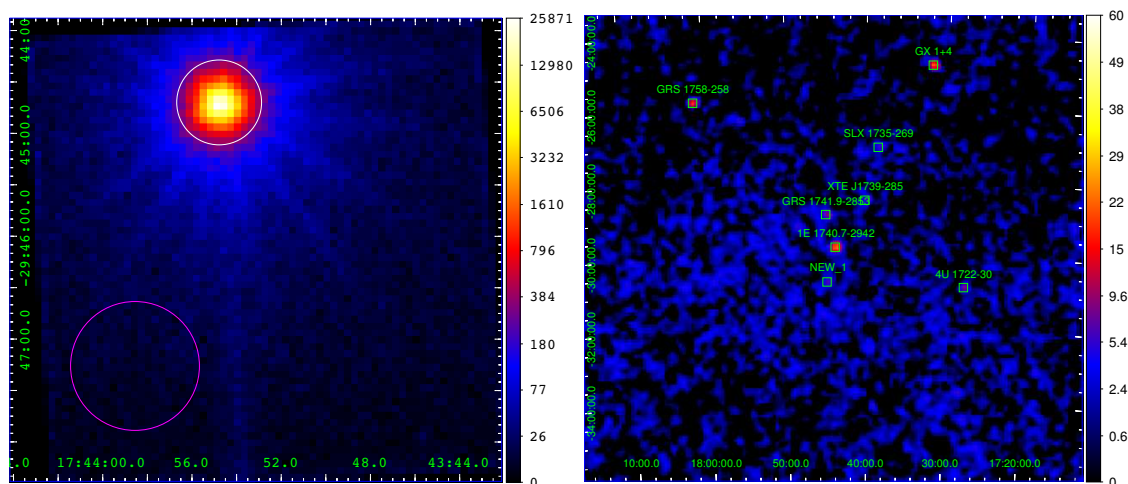
em que bin_i refere-se aos quatro bins da linha, centrados em 6,08, 6,24, 6,40 e 6,56 keV, e σ_8 , o mesmo para todos, é estimado pelos quatro bins imediatamente antes e depois a esses. O valor calculado para os dados reais é $\chi^2 = 41,54$ ($\chi^2_{\text{red}} = 13,8$), enquanto que o valor mediano calculado para 10^6 grupos de quatro bins gerados aleatoriamente (a partir de média 1 e dispersão σ_8) é $\chi^2 = 3,35$ ($\chi^2_{\text{red}} = 1,11$). Isso sugere que a estrutura vista em $\sim 6,4$ keV tem uma probabilidade de 10^{-8} de ser um evento puramente estocástico.

5.2.2 XMM-Newton e INTEGRAL

Em função do índice de lei de potência que melhor ajustou os dados do NuSTAR, foram escolhidas duas observações – do PN, a bordo do XMM-Newton (ObsID 0303210201) e do IBIS/ISGRI, a bordo do INTEGRAL (Revolução 1200) – para compor o espectro. Os dados foram reduzidos com os procedimentos e pacotes padrões de cada missão: o XMM-SAS (*XMM-Newton Science Analysis System*) e o INTEGRAL OSA (*INTEGRAL Off-line Scientific Analysis*). Os mapas de exposição para o campo do PN e para um zoom do campo do IBIS/ISGRI são mostrados na Figura 5.3. Para o PN (à esquerda) são indicadas também as regiões utilizadas para a extração da fonte (~ 25 arcsec) e do ruído (~ 40 arcsec). No caso do IBIS/ISGRI (à direita), que é um instrumento de máscara codificada, a região de extração da fonte é selecionada pelas coordenadas do objeto e o ruído de fundo já é considerado no processo de reconstrução da imagem. Um sumário das observações (incluindo a do NuSTAR) é mostrado na Tabela 5.1.

Como pode ser notado, os dados não foram obtidos contemporaneamente; as obser-

Figura 5.3 - Mapas de exposição de 1E 1740.7–2942 obtidos pelo PN e pelo ISGRI.



Os valores das legendas estão em contagens/pixel. À esquerda: imagem obtida pelo PN, em escala de cores logarítmica. As regiões da fonte e do ruído estão indicadas por círculos branco e rosa, respectivamente. À direita: zoom em imagem obtida pelo IBIS/ISGRI, em escala de cores proporcional à raiz quadrada das contagens/pixel.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 5.1 - Sumário das observações.

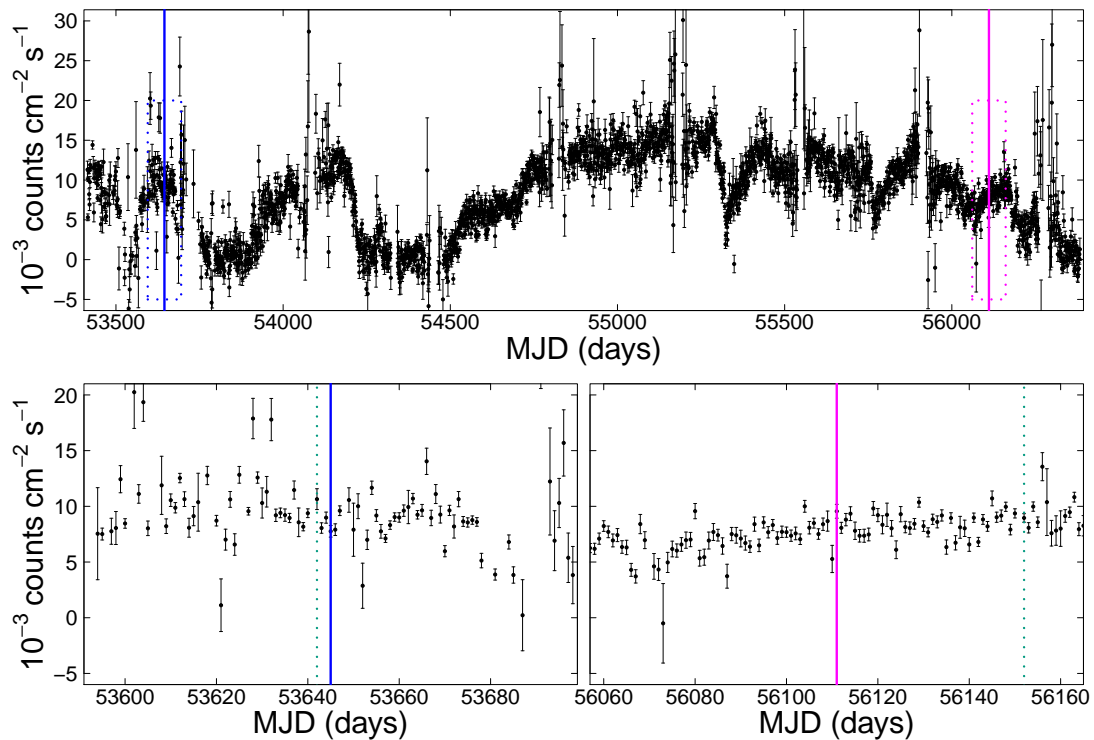
Telescópio	Data da observação	Tempo de exposição (s)	Γ
XMM - PN	02/10/2005	16.040	$1,77 \pm 0,04$
NuSTAR - FPMA	03/07/2012	10.970	$1,76 \pm 0,03$
INTEGRAL - ISGRI	13/08/2012	9.332	$1,79 \pm 0,10$

vações do XMM e do NuSTAR estão separadas por quase sete anos. O argumento fundamental para realizar ajustes simultâneos aos espectros é que os índices de lei de potência similares indicam que 1E 1740.7–2942 estava no mesmo estado espectral nas três ocasiões.

Suporte adicional para corroborar a combinação dos espectros pode ser obtido pela curva de luz de longo prazo do BAT (*Burst Alert Telescope* (GEHRELS et al., 2004)) a bordo do Swift, que permite que se compare o fluxo de contagens de 1E 1740.7–2942 durante as épocas em que foi observado pelo XMM e pelo NuSTAR. O BAT monitora o céu desde 2005 e fornece taxas de contagens diárias para várias fontes astrofísicas na faixa de 15–50 keV. O painel superior da Figura 5.4 mostra os fluxos diários (em data juliana modificada; *modified julian date* – MJD) de 1E 1740.7–2942 desde 14 de fevereiro de 2005 (MJD 53415) até primeiro de abril de 2013 (MJD 56383). As datas

das observações XMM (MJD 53645) e NuSTAR (MJD 56111) são indicadas pelas linhas sólidas azul e magenta, respectivamente. As caixas pontilhadas de mesma cor delimitam 50 dias antes e depois dessas datas; esse intervalo é mostrado em maior detalhe no painel inferior. Durante todo o período exibido, o fluxo mediano de 1E na banda 15–50 keV foi $8,9 \times 10^{-3}$ contagens $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ com um desvio padrão de $5,4 \times 10^{-3}$ contagens $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, enquanto o fluxo nas datas XMM e NuSTAR foram $7,7 \pm 1,0 \times 10^{-3}$ e $9,0 \pm 0,8 \times 10^{-3}$ contagens $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, respectivamente. Esses valores expressam que, apesar do grande intervalo entre as observações, seus fluxos são não apenas consistentes com o fluxo mediano da fonte (dentro de 1σ), mas também comparáveis entre si.

Figura 5.4 - Curva de luz de 1E 1740.7–2942 fornecida pelo Swift/BAT.



Painel superior: contagens diárias de 2005 a 2013. Linhas azul e magenta indicam as datas das observações XMM e NuSTAR, respectivamente. Painel inferior: um zoom da região delimitada pelas caixas pontilhadas do painel superior (± 50 dias). As linhas pontilhadas em verde mostram as datas das observações INTEGRAL mais próximas.

Fonte: [Stecchini et al. \(2020\)](#).

No painel inferior da Figura 5.4, as linhas pontilhadas em verde indicam as duas observações do INTEGRAL mais próximas em tempo às observações do XMM (Re-

volução 0361) e do NuSTAR (Revolução 1200). Como uma maneira complementar de verificar o comportamento espectral semelhante da fonte, é apresentado na Figura 5.5 o diagrama cor-cor para essas duas observações INTEGRAL. O diagrama é construído, para cada observação, extraindo-se a curva de luz para três diferentes bandas de energia – nomeadamente uma banda 1 (definida aqui de 20 a 40 keV), uma banda 2 (40 a 60 keV) e uma banda 3 (65 a 80 keV) – e plotando a razão $3/2$ contra a razão $2/1$. Na Figura 5.5, os símbolos abertos representam as cores das observações INTEGRAL próximas às observações do XMM (quadrados) e do NuSTAR (círculos), e os símbolos fechados ligeiramente maiores expõem seus valores medianos. Também mostradas (como sinais de mais), são as razões dos fluxos – nas mesmas bandas de energia mencionadas – para cada um dos espectros INTEGRAL, calculadas após ajustes de leis de potência. Suas proximidades no diagrama são mais um indicativo de que a fonte estava em um estado bastante similar nas duas ocasiões. A observação INTEGRAL mais próxima àquela do NuSTAR foi escolhida para compor o espectro, uma vez que esses telescópios possuem uma faixa de energia em comum.

Figura 5.5 - Diagrama cor-cor para as duas observações INTEGRAL.

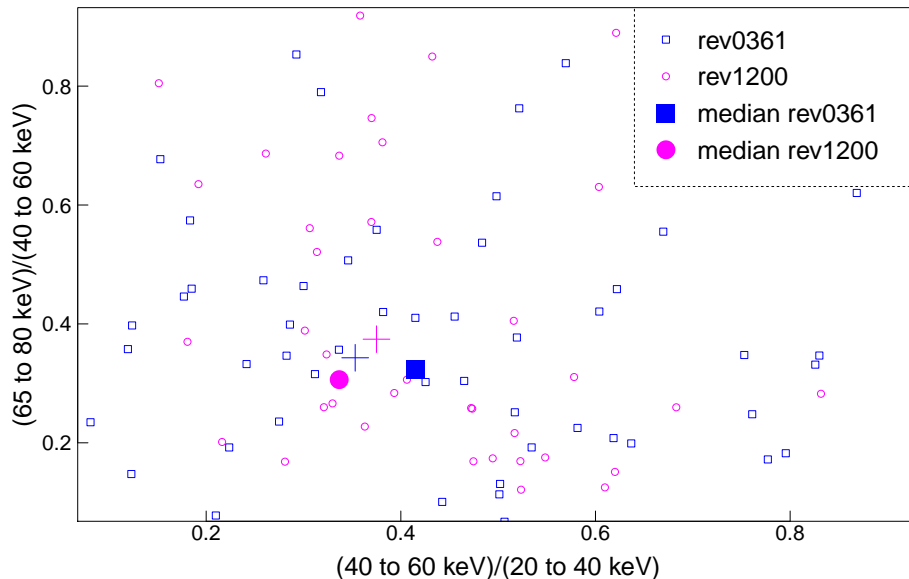


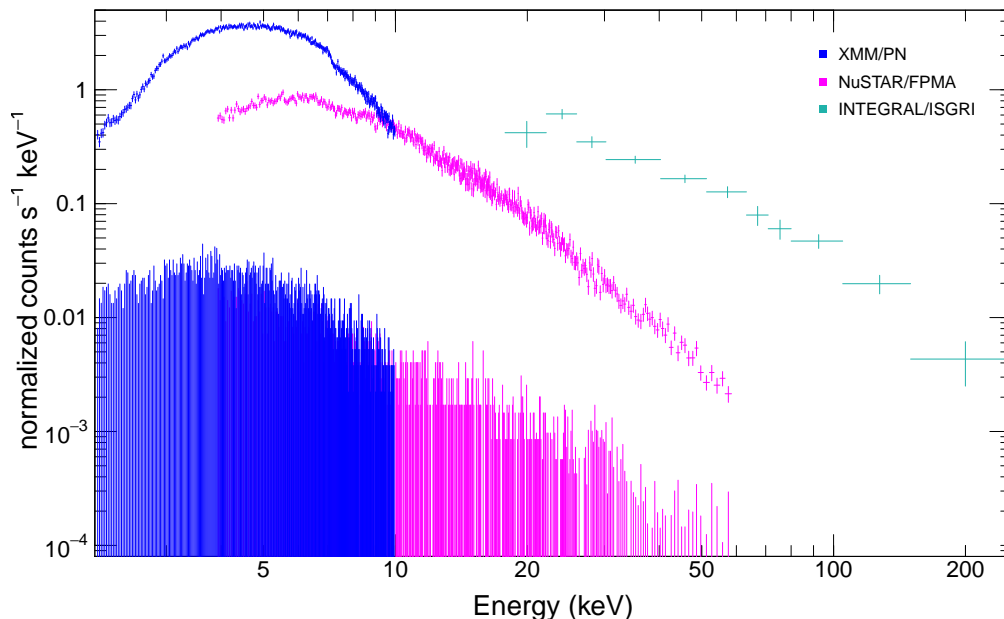
Diagrama cor-cor para as observações INTEGRAL. Os sinais de mais, não mostrados na legenda, são as razões de fluxo de cada espectro (ver texto para detalhes).

Fonte: [Stecchini et al. \(2020\)](#).

5.3 Espectro composto: análise e resultados

De posse dos três espectros, foi construído um espectro combinado com a cobertura total em energia de 2 a 200 keV (Figura 5.6). Os limites de energia selecionados para cada instrumento e os motivos para as devidas supressões são descritos a seguir.

Figura 5.6 - Espectro de 2 a 200 keV de 1E 1740.7–2942.



Espectro composto com dados de 1E 1740.7–2942 dos instrumentos XMM-Newton/PN, NuSTAR/FPMA e INTEGRAL/ISGRI. O ruído de fundo também é mostrado.

Fonte: [Stecchini et al. \(2020\)](#).

- XMM-Newton: 2–10 keV. *Corte inferior*: pile-up. Pile-up ocorre em detectores CCD quando dois ou mais fótons incidem no mesmo pixel durante a leitura e são registrados como um único evento de energia maior ([DAVIS, 2001](#)). *Corte superior*: baixa eficiência nas extremidades operacionais.
- NuSTAR: 4–60 keV. *Corte inferior*: minimizar a sobreposição com o XMM, que pode ser influenciada pelas diferenças de calibração entre os instrumentos (e.g. ([FÜRST et al., 2016](#))). *Corte superior*: alto ruído de fundo a partir dessas energias.
- INTEGRAL: 20–200 keV. *Corte superior*: baixa eficiência dos detectores CZT do ISGRI a partir dessa faixa ([LEBRUN et al., 2003](#)).

Todas as combinações de modelos a serem apresentadas incluem o modelo de absorção `phabs` e uma constante multiplicativa para corrigir a diferença de fluxo entre os telescópios. Por concisão, ao longo do texto, as qualidades de ajuste serão apresentadas na forma simplificada χ_{red}^2 e somente os parâmetros mais relevantes de cada modelo serão indicados. Os valores de χ^2 e dos graus de liberdade ν , além dos valores de todos os parâmetros fornecidos por cada combinação (aplicada até a Seção 5.3.4), são mostrados na Tabela 5.2. Ademais, a não ser que indicado de outra forma, os erros quotados referem-se a um intervalo de confiança estatística de 90%.

5.3.1 Modelos de lei de potência

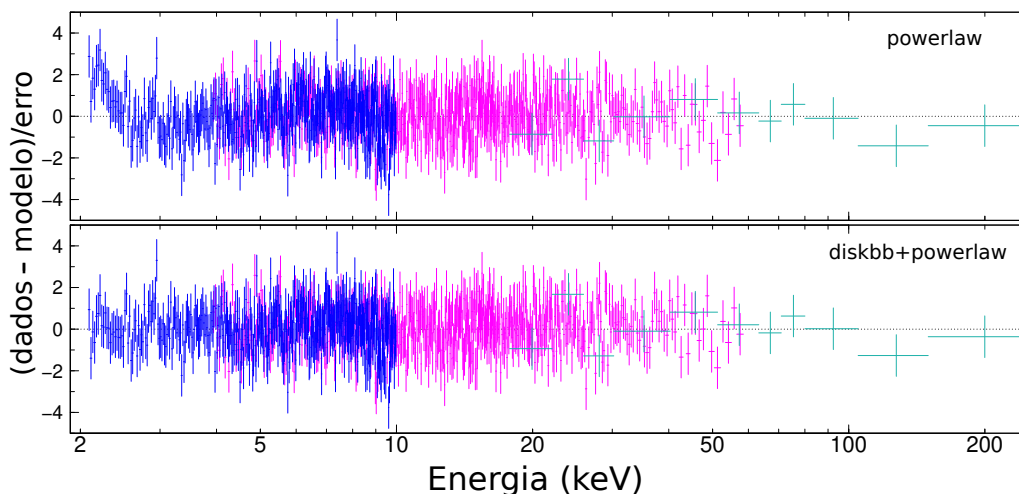
Inicia-se a análise do espectro composto com modelos simples e gradativamente adiciona-se componentes mais complexas. Assim como para o espectro individual do NuSTAR, um modelo fenomenológico de lei de potência fornece uma qualidade de ajuste relativamente ruim ($\chi_{\text{red}}^2 = 1,11$), com resíduos notáveis em baixas energias (painel superior da Figura 5.7). Os valores, tanto para a absorção quanto para o índice, permanecem na mesma faixa: $N_{\text{H}} (\times 10^{22}) = 12,8 \pm 0,1 \text{ cm}^{-2}$ e $\Gamma = 1,75 \pm 0,01$. Modelos de uma lei de potência dobrada em altas energias (*folded power-law*), como o `cutoffpl` ou a combinação `highcut*powerlaw`, fornecem valores similares de Γ e de χ_{red}^2 e impõem limites mínimos para a energia de corte: $\sim 215\text{--}230 \text{ keV}$. Um modelo com duas leis de potência (*broken power-law*, notação: `bknpo`) melhora o ajuste ($\chi_{\text{red}}^2 = 1,06$) e fornece índices $\Gamma = 1,51 \pm 0,10$ e $1,75 \pm 0,02$ com uma energia de quebra (*break energy*) em $5,4 \pm 0,5 \text{ keV}$, o que reforça que uma única lei de potência não é suficiente para ajustar todo o espectro, especialmente em energias mais baixas.

Uma melhoria significativa ($\chi_{\text{red}}^2 = 1,04$; painel inferior da Figura 5.7) é então alcançada quando o modelo `diskbb` (MITSUDA et al., 1984; MAKISHIMA et al., 1986) é incluído (F-prob $\sim 10^{-13}$). Esse modelo – o mesmo aplicado anteriormente aos dados individuais do NuSTAR – descreve um disco multitemperatura e é parametrizado apenas pela temperatura interna do disco de acreção, T_{in} (expressa pela energia equivalente, em keV), e por um fator de normalização. O valor encontrado para o primeiro parâmetro é $0,19 \pm 0,05 \text{ keV}$, que é compatível com valores reportados anteriormente para 1E (e.g. (CASTRO et al., 2014)). Do fator de normalização, o raio interno do disco, R_{in} , pode ser estimado, visto que (MITSUDA et al., 1984)

$$norm \equiv \frac{R_{\text{in}}}{D_{10}} \cos \theta, \quad (5.2)$$

em que R_{in} é calculado em km, D_{10} é a distância até o objeto em unidades de 10 kpc e θ é o ângulo de inclinação do disco. Assumindo a distância ao CG como a distância para 1E 1740.7–2942 e uma inclinação de 60° , os limites inferiores e superiores da normalização do `diskbb` equivalem a raios internos que variam de ~ 20 a $35 R_g$ para um buraco negro de $10 M_\odot$ (ver, e.g., Equação 4.6). Esses limites estão de acordo com os raios internos reportados por Reynolds e Miller (2010) e Natalucci et al. (2013) para 1E e corroboram o crescente número de evidências contradizendo a ideia padrão de que o disco é truncado em raios muito grandes para fontes no estado *low/hard*. Para a mesma combinação (`diskbb+powerlaw`), calculou-se também um fluxo $F_{2-200 \text{ keV}} \approx 3,2 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ que, para a mesma distância e massa assumidas previamente, corresponde a $\sim 2\%$ da luminosidade de Eddington (e.g. $L = 4\pi D^2 F$ e Equação 4.3).

Figura 5.7 - Resíduos antes e após a inclusão de um modelo de disco.



Resíduos após aplicação do modelo `powerlaw` (painel acima) e após aplicação da combinação `diskbb+powerlaw` (painel abaixo) ao espectro composto. O número de bins e o padrão de cores são os mesmos que os mostrados na Figura 5.6.

Fonte: Produção do autor.

5.3.2 Modelos de comptonização

Mantendo-se a componente do disco sendo descrita pelo `diskbb`, substituiu-se a lei de potência fenomenológica por modelos de comptonização. O primeiro modelo aplicado foi o `comptt` (TITARCHUK, 1994), que descreve a comptonização de fótons provenientes de um disco tipo corpo negro por uma coroa de elétrons térmicos.

Além da energia térmica kT_e e da profundidade óptica τ_e da coroa, `comptt` depende também da temperatura dos fótons de origem T_0 . Dado que esse parâmetro possui o mesmo significado físico do T_{in} do `diskbb`, os dois parâmetros foram vinculados durante os ajustes, i.e. $T_0 = T_{\text{in}}$. O melhor ajuste ($\chi_{\text{red}}^2 = 1,04$) fornece um valor de temperatura de plasma muito alta, $kT_e > 276$ keV, e uma profundidade óptica muito baixa, $\tau_e = 0,08 \pm 0,02$. Embora esses valores ainda sejam consistentes com a degenerescência característica de τ - kT para um espectro de comptonização térmica (e.g. (PETRUCCI, 2008)), não são valores típicos para buracos negros no LHS e nem concordam com valores previamente reportados para 1E 1740.7–2942 (i.e. $kT_e \sim 50$ keV e $\tau_e \sim 1$, e.g. (BOUCHET et al., 2009; CASTRO et al., 2014)). O modelo `nthcomp` (ZDZIARSKI et al., 1996), que também descreve um espectro de comptonização térmica mas que é parametrizado pelo índice da lei de potência e pela temperatura da coroa, fornece uma qualidade de ajuste semelhante e valores $\Gamma = 1,77 \pm 0,01$ e $kT_e > 114$ keV.

Adicionalmente, aplicou-se o modelo `compps` (POUTANEN; SVENSSON, 1996), que computa o espectro de comptonização para diferentes geometrias e inclui uma componente de reflexão não relativística. Assim, o modelo depende, além de parâmetros da coroa, de alguns dos parâmetros apresentados na Seção 4.2.2.3. Para a componente da coroa, foi assumida uma distribuição esférica e maxwelliana de elétrons, ou seja, uma distribuição térmica. Para o espectro refletido, considerou-se inicialmente um disco não ionizado ($\xi = 0$), uma abundância (relativa à Solar) de ferro podendo variar de 1 a 3 – baseado em estudos anteriores de Sakano et al. (1999) e Reynolds e Miller (2010) – e um ângulo de inclinação de 60° . Os valores para o melhor ajuste ($\chi_{\text{red}}^2 = 1,03$) foram $222 \text{ keV} \leq kT_e \leq 426$ e $0,19 \leq \tau_e \leq 0,48$, além de uma fração de reflexão $\Omega/2\pi \approx 0,38$. Dentre os modelos aplicados até então, `compps` apresentou o melhor ajuste, que fica ainda melhor ($\chi_{\text{red}}^2 = 1,02$) se um disco parcialmente ionizado ($\xi = 1000 \text{ erg cm s}^{-1}$) é considerado. Os valores dos parâmetros da coroa obtidos nesta última condição são mais próximos dos valores esperados para uma fonte no estado de 1E: $48 \text{ keV} \leq kT_e \leq 282 \text{ keV}$ e $0,67 \leq \tau_e \leq 2,89$. O modelo não forneceu qualidades de ajuste satisfatórias (i.e. $\chi_{\text{red}}^2 < 2$) quando uma coroa com distribuição não térmica de elétrons foi considerada.

5.3.3 Modelos de reflexão não relativística

Reflexão não relativística, nesse contexto, refere-se àquela que ocorre em uma região do disco relativamente distante do buraco negro e que, portanto, não é notadamente afetada por efeitos relativísticos.

O fato de que o melhor ajuste para os modelos de comptonização ocorreu para

`compps`, um modelo que inclui reflexão, sugere que essa componente está presente nos dados e precisa ser considerada. O modelo `compps` segue o método computacional dos modelos pioneiros de reflexão não relativística `pexrav` e `pexriv` (MAGDZIARZ; ZDZIARSKI, 1995). A única diferença entre estes dois últimos é que o `pexrav` calcula o espectro refletido apenas para discos neutros e, no `pexriv`, o grau de ionização do disco pode ser variado. De maneira geral, os modelos propostos a descrever simultaneamente as componentes comptonizada e refletida consideram que o contínuo emitido diretamente da coroa (que dá origem ao espectro de comptonização) possui o mesmo formato do contínuo que incide no disco (que dá origem ao espectro refletido). Posto isso, o que difere o `pexriv` ou o `pexrav` do `compps` é que, para os dois primeiros, o contínuo é descrito por uma lei de potência fenomenológica. Ao aplicá-los para as mesmas condições iniciais (referentes à componente refletida) consideradas para o `compps`, valores de fração de reflexão por volta de 20% são obtidos, tanto para um disco neutro (`pexrav`) ou parcialmente ionizado (`pexriv`, $\xi = 1000 \text{ erg cm s}^{-1}$). Assim como para o `compps`, o cenário com um disco parcialmente ionizado melhora o ajuste ($\chi_{\text{red}}^2 = 1,02$ contra $\chi_{\text{red}}^2 = 1,04$). Se o parâmetro de ionização é deixado livre (no `pexriv`), seu valor atinge o limite máximo permitido pelo modelo, $5000 \text{ erg cm s}^{-1}$. Os valores dos índices da lei de potência mantiveram-se $\Gamma \sim 1,75$ em qualquer caso.

Para o modelo `reflionx` (ROSS; FABIAN, 2005), um parâmetro de ionização de $\approx 6500 \text{ erg cm s}^{-1}$ é obtido. O `reflionx` é um modelo de reflexão pura e não fornece um valor de fração de reflexão. Por essa razão também, foi necessário adicionar ao modelo uma lei de potência para representar o contínuo comptonizado (i.e. `reflionx+powerlaw`), cujo índice foi vinculado ao do contínuo incidente no disco. O código de reflexão `xillver` (GARCIA et al., 2013), mais recentemente desenvolvido, fornece $\Omega/2\pi \approx 0,25$ e $\xi \approx 4900 \text{ erg cm s}^{-1}$. Este último considera o espectro contínuo como uma lei de potência dobrada. Uma variação desse modelo, o `xillvercp`, permite que o espectro contínuo seja internamente calculado pelo modelo de comptonização térmica `nthcomp`. No entanto, a energia dos fótons de origem no disco não é um parâmetro livre e tem como valor padrão $T_0 = 0,05 \text{ keV}$. Sendo esse valor muito diferente do fornecido pelo `diskbb` para os dados, em vez de aplicar o `xillvercp`, adicionou-se o modelo `comptt` para descrever o contínuo de comptonização e determinou-se que `xillver` retornasse apenas a componente de reflexão. Esse é um recurso que alguns modelos de reflexão oferecem, geralmente ajustado ao fixar o parâmetro de fração de reflexão em -1 . Os valores fornecidos para a componente de comptonização com a combinação `xillver+comptt` são consistentes com aqueles encontrados para o `comptt` aplicado sozinho. Ao comparar especificamente

essas duas combinações, nota-se que a qualidade de ajuste melhora após o modelo para descrever a reflexão ter sido considerado (F-prob $\sim 10^{-5}$). Os resultados para todos os modelos aplicados até aqui são apresentados na Tabela 5.2.

5.3.4 Modelos de reflexão relativística

Para avaliar o parâmetro *spin* e a inclinação do disco, testou-se alguns modelos de reflexão relativística, que configuram o método da linha do ferro per se. Reitera-se que o `diskbb` ainda está sendo utilizado para ajustar a componente do disco mas que, por concisão, poderá ser omitido das notações indicadas no texto a seguir. Primeiro, aplicou-se novamente a combinação `reflionx+powerlaw`, dessa vez com a componente de reflexão convoluída com o modelo `relconv` (DAUSER et al., 2010) para que efeitos relativísticos fossem levados em conta (`relconv(reflionx)+powerlaw` na notação do XSPEC). Acerca das variáveis do modelo `relconv`, o raio da borda externa do disco foi deixado em seu valor padrão ($R_{\text{ex}} = 400 R_{\text{g}}$) e o perfil de emissividade foi assumido constante com índice $\alpha = 3$ (ver, e.g., Seção 4.3.1). O raio interno do disco, R_{in} , foi inicialmente fixado em -1 , o que significa – na convenção do modelo – que ele estende-se até a órbita circular estável de menor raio, R_{ISCO} . O *spin* e a inclinação foram deixados livres para variar a partir dos valores padrões $a_* = 0,998$ e $i = 30^\circ$. Embora o melhor ajuste ($\chi^2/\nu = \frac{897}{881} = 1,02$) para essa configuração forneça um *spin* de 0,998, o parâmetro atinge ambos os valores máximos permitidos ($-0,998$ e $0,998$) quando se intenta calcular os intervalos de 90% de confiança. O valor da inclinação, no entanto, é bem definido em $63,7_{-7,9}^{+4,6}$ graus.

Com a finalidade de investigar como esses parâmetros comportam-se para diferentes valores de raio interno do disco, foram feitos ajustes para R_{in} fixado a distâncias (em unidades de R_{ISCO}) de 10, 20, 50 e também deixado livre para variar. Conforme o raio aumenta (i.e. se distancia da borda interna), a qualidade do ajuste piora marginalmente ($\chi^2 = 899, 903$ e 909 , respectivamente) e a inclinação assume valores maiores e menos restringidos ($75,2_{-18,9}^{+10,6}$, $77,0_{-22,9}^{+10,4}$ e $79,1_{-52,3}^{+9,5}$ graus, respectivamente). O parâmetro *spin* permanece $a_* \simeq 0,998$ nos três cenários mas falha ainda em fornecer os limites de 90%. Quando o raio é deixado livre, o melhor ajuste ($\chi^2/\nu = \frac{896}{880} = 1,02$) o posiciona em $\sim 2,5$ ($\lesssim 6 R_{\text{ISCO}}$ para 90% de confiança) e fornece uma inclinação de $61,2_{-4,9}^{+3,9}$; o *spin* permanece em 0,998 mas novamente não é bem definido. Para compreender melhor como a variação do raio interno, da inclinação e do *spin* influem na qualidade do ajuste, foi aplicado o comando `steppar` do XSPEC para cada um desses parâmetros. O `steppar` executa ajustes enquanto determinado parâmetro varia dentro de um intervalo previamente estabelecido. Em cada passo, o parâmetro

Tabela 5.2 - Parâmetros dos ajustes espectrais

Modelo/Parâmetros	N_{H} ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	Γ	T_{in} (keV)	Γ_2	$E_{\text{do bra/quebra}}$ (keV)	kT_e (keV)	τ_e	ξ (erg cm s^{-1})	Fração de reflexão ($\Omega/2\pi$)	$\chi^2/\nu/\chi_{\text{red}}$
powerlaw	$12,8 \pm 0,1$	$1,75 \pm 0,01$	-	-	-	-	-	-	-	986/888/1,11
cutoffpl	$12,7 \pm 0,1$	$1,72 \pm 0,02$	-	-	> 233	-	-	-	-	978/887/1,10
highcut*powerlaw	$12,7 \pm 0,1$	$1,71 \pm 0,02$	-	-	> 215	-	-	-	-	973/886/1,10
bknpo	$11,9 \pm 0,3$	$1,51 \pm 0,01$	-	$1,75 \pm 0,02$	$5,43^{+0,71}_{-0,20}$	-	-	-	-	939/886/1,06
diskbb+powerlaw	$13,3 \pm 0,2$	$1,77 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,05$	-	-	> 276	$< 0,1$	-	-	923/886/1,04
diskbb+comptt	$13,2 \pm 0,2$	-	$0,18 \pm 0,05$	-	-	> 114	-	-	-	924/885/1,04
diskbb+nthcomp	$13,3 \pm 0,2$	$1,77 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,05$	-	-	-	-	-	-	923/885/1,04
diskbb+compps	$12,4 \pm 0,2$	-	$0,15 \pm 0,05$	-	-	325^{+146}_{-63}	$0,30^{+0,22}_{-0,13}$	0^*	$0,27^{+0,21}_{-0,06}$	911/882/1,03
diskbb+compps	$13,2 \pm 0,2$	-	$0,17 \pm 0,05$	-	-	82^{+200}_{-34}	$1,69^{+1,2}_{-0,9}$	1000^*	$0,13^{+0,05}_{-0,03}$	901/882/1,02
diskbb+pexrav	$13,2 \pm 0,3$	$1,75 \pm 0,03$	$0,19 \pm 0,05$	-	-	-	-	a_{-}	$0,12^{+0,08}_{-0,06}$	920/882/1,04
diskbb+pexriv	$13,1 \pm 0,2$	$1,75 \pm 0,02$	$0,18 \pm 0,05$	-	-	-	-	1000^*	$0,16^{+0,06}_{-0,03}$	904/882/1,02
diskbb+pexriv	$12,9 \pm 0,2$	$1,74 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,05$	-	-	-	-	5000^{+0}_{-3592}	$0,12^{+0,09}_{-0,03}$	899/881/1,02
diskbb+powerlaw+reflionx	$13,0 \pm 0,2$	$1,71 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,05$	-	-	-	-	6480^{+0}_{-3703}	-	904/883/1,02
diskbb+xillver	$12,9 \pm 0,1$	$1,70 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,05$	-	-	-	-	$b_{,4897^{+2513}_{-1878}}$	$0,25^{+0,14}_{-0,06}$	904/882/1,02
diskbb+xillver+comptt	$13,0 \pm 0,2$	-	$0,16 \pm 0,05$	$c_{,1,85^{+0,22}_{-0,14}}$	-	327^{+163}_{-54}	$0,10^{+1,58}_{-0,01}$	$d_{,5248^{+2880}_{-2493}}$	-1^*	900/881/1,02

Erros foram determinados pelo comando **error** do XSPEC e referem-se a um intervalo de 90% de confiança. Todos os modelos incluem uma constante multiplicativa e o modelo de absorção **phabs**. As abundâncias relativas de ferro e metal foram restringidas para variar entre 1–3 e a inclinação foi fixada em 60° nos modelos em que esses valores são parâmetros livres (ver texto para detalhes). Parâmetros congelados (fixados) são indicados com um asterisco (*). Erros +0 indicam que o parâmetro atingiu o limite superior máximo permitido pelo modelo.

^apexrav descreve reflexão em um disco neutro, sendo equivalente ao pexriv para $\xi = 0$.

^{b,d}O parâmetro de ionização é fornecido como $\log \xi$ pelo xillver; os valores originais são $3,69^{+0,18}_{-0,21}$ e $3,72^{+0,28}_{-0,28}$, respectivamente.

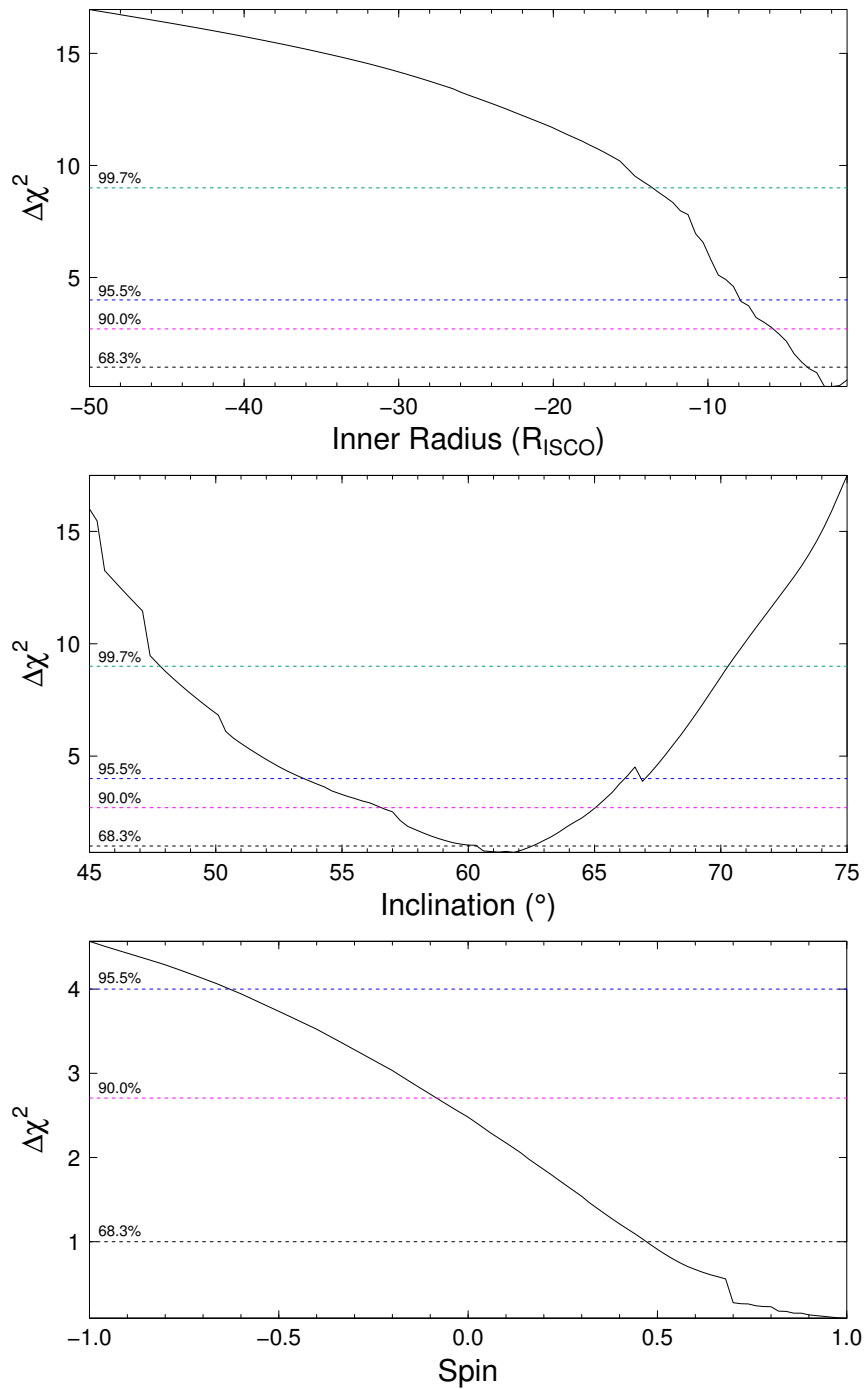
^cUma vez que para essa combinação o modelo xillver foi ajustado para retornar somente a componente de reflexão, esse Γ refere-se ao índice de lei de potência refletido.

em questão é congelado, um ajuste é realizado e o valor de χ^2 é fornecido. Em conformidade com os valores analisados e obtidos para esse modelo até aqui, escolheu-se os seguintes intervalos para serem examinados: $1 \leq R_{\text{in}} (R_{\text{isco}}) \leq 50$, $45 \leq i (^{\circ}) \leq 75$ e $-0,998 \leq a_* \leq 0,998$. A variação da qualidade de ajuste, $\Delta\chi^2$, calculada em relação ao χ^2 do melhor ajuste geral, é mostrada na Figura 5.8 para cada parâmetro. Além do nível de confiança para 90% ($1,6\sigma$; linha pontilhada em magenta), estão indicados também, em linhas pontilhadas, os níveis de confiança para 68,3% (1σ , em preto), 95,5% (2σ , em azul) e 99,7% (3σ , em verde). Dos valores de $\Delta\chi^2$ obtidos para a variação de cada parâmetro, nota-se que, para esse modelo, uma distância do raio interno superior a $\sim 15 R_{\text{ISCO}}$ e uma inclinação de disco inferior a $\sim 48^{\circ}$ podem ser descartadas com um nível de 3σ de confiança; o parâmetro *spin*, que notadamente favorece o limite máximo, assume valores acima de 0,5 para um intervalo de 1σ mas poderia ainda admitir qualquer valor dentro de 3σ .

Complementarmente, foi testado se o contínuo incidente no disco de acreção é diferente do contínuo que segue diretamente da coroa para o observador. Tal questão foi levantada por Fürst et al. (2015) e Parker et al. (2016) quando, ao analisarem o espectro de reflexão em GX 339–4, qualidades de ajuste aceitáveis só foram alcançadas para índices de leis de potência (i.e. do incidente no disco e do observado diretamente) diferentes. Dessa forma, para verificar se esse é o caso para os dados de 1E 1740.7–2942 analisados neste trabalho, repetiu-se o último ajuste da combinação `relconv(reflionx)+powerlaw` deixando os índices de `reflionx` e `powerlaw` livres para variar independentemente. A lei de potência como “vista” pelo disco de fato assume um índice ligeiramente diferente mas também menos definido, permanecendo, ainda, na mesma faixa ($1,5 \lesssim \Gamma \lesssim 2,5$). Ademais, esse parâmetro livre adicional não melhorou a qualidade de ajuste ($\chi^2/\nu = \frac{896}{879}$) nem provocou diferenças significativas nos resultados suprarrelatados.

Para dar continuidade à análise do *spin* e da inclinação, dois modelos de reflexão relativística da família `relxill` (DAUSER et al., 2014; GARCÍA et al., 2014) foram aplicados. Os modelos diferem-se na geometria adotada para a coroa de elétrons, o que, na prática, afeta a porção do disco em que pode haver reflexão. Um deles, o próprio modelo `relxill`, considera uma coroa extensa cuja emissão atinge o disco de acreção desde raios próximos ao buraco negro até raios mais externos. Esse cenário, comumente referenciado como geometria coronal padrão, é o que os modelos de reflexão aplicados até aqui empregam. O outro modelo, `relxilllp` (“lp” de *lamp-post*, em alusão à geometria) considera que a região de origem dos fótons comptonizados que retornam ao disco está localizada a uma determinada altura h

Figura 5.8 - Qualidade de ajuste em função da variação de alguns parâmetros.



$\Delta\chi^2$ em função do raio interno do disco (painel acima), da inclinação (painel do meio) e do *spin* (painel abaixo) para o modelo `relconv(reflionx)+powerlaw`. Níveis de confiança são indicados em linhas pontilhadas. Os valores negativos no painel acima são apenas uma convenção do modelo para indicar que o raio está em unidades de R_{ISCO} .

Fonte: [Stecchini et al. \(2020\)](#).

ao longo do eixo de rotação do buraco negro. Nessa geometria do “poste de luz”, a incidência de fótons no disco ocorre preferencialmente em raios mais internos, o que acarreta uma contribuição de efeitos relativísticos no espectro refletido mais pronunciada (e.g. (MARTOCCHIA; MATT, 1996)).

Para os resultados apresentados adiante, os erros correspondentes foram calculados por um algoritmo de cadeia de Markov Monte Carlo (*Markov Monte Carlo Chain* – MCMC) desenvolvido por Foreman-Mackey et al. (2013) e implementado para o ambiente XSPEC por Jeremy Sanders¹. Como feito anteriormente para a versão não relativística *xillver*, incluiu-se o modelo *comptt* para descrever o contínuo comptonizado e determinou-se que os modelos de reflexão retornassem apenas a componente refletida. Por possuírem a mesma geometria coronal, adotou-se para o *relxill* as mesmas condições iniciais adotadas para os ajustes com *relconv(reflionx)*. No caso do modelo *relxilllp*, a altura h da localização da coroa foi deixada livre para variar a partir do valor padrão, $6 R_g$. Novamente, foram feitos ajustes para raios internos de disco a distâncias (em unidades de R_{ISCO}) de 1, 10, 20, 50 e livre para variar. O comportamento geral da qualidade de ajuste, da inclinação e do *spin* com o aumento do raio, para as duas combinações, é semelhante tanto entre os dois modelos quanto se comparado ao que foi obtido com o *relconv(reflionx)*: a qualidade de ajuste deteriora, a inclinação assume valores maiores e o *spin* – ainda não bem definido – aproxima-se do valor máximo. Os valores de ajuste e inclinação fornecidos são mostrados na Tabela 5.3 para os dois modelos (Modelo 1: *diskbb+relxill+comptt*; Modelo 2: *diskbb+relxilllp+comptt*).

Tabela 5.3 - Inclinação e qualidade de ajuste para diferentes raios internos.

Modelo	Parâmetro	$R_{\text{in}} (R_{\text{ISCO}})$			
		1	10	20	50
1	Inclinação ($^\circ$)	$60,8^{+18,3}_{-5,7}$	$72,5^{+11,3}_{-12,8}$	$77,8^{+9,1}_{-25,4}$	$84,9^{+1,5}_{-63,8}$
	χ^2/ν	897/879	899/879	906/879	915/879
2	Inclinação ($^\circ$)	$66,2^{+8,2}_{-10,2}$	$71,3^{+9,4}_{-12,5}$	$72,7^{+6,6}_{-8,6}$	$78,4^{+4,7}_{-9,7}$
	χ^2/ν	899/878	901/878	906/878	907/878

Em relação aos outros parâmetros, não houve diferenças notáveis entre os valores fornecidos pelos Modelos 1 e 2: o parâmetro de ionização admite uma relativamente ampla faixa de valores, $2,3 \lesssim \log \xi \lesssim 3,7$ ($\log \text{ erg cm s}^{-1}$), para qualquer raio

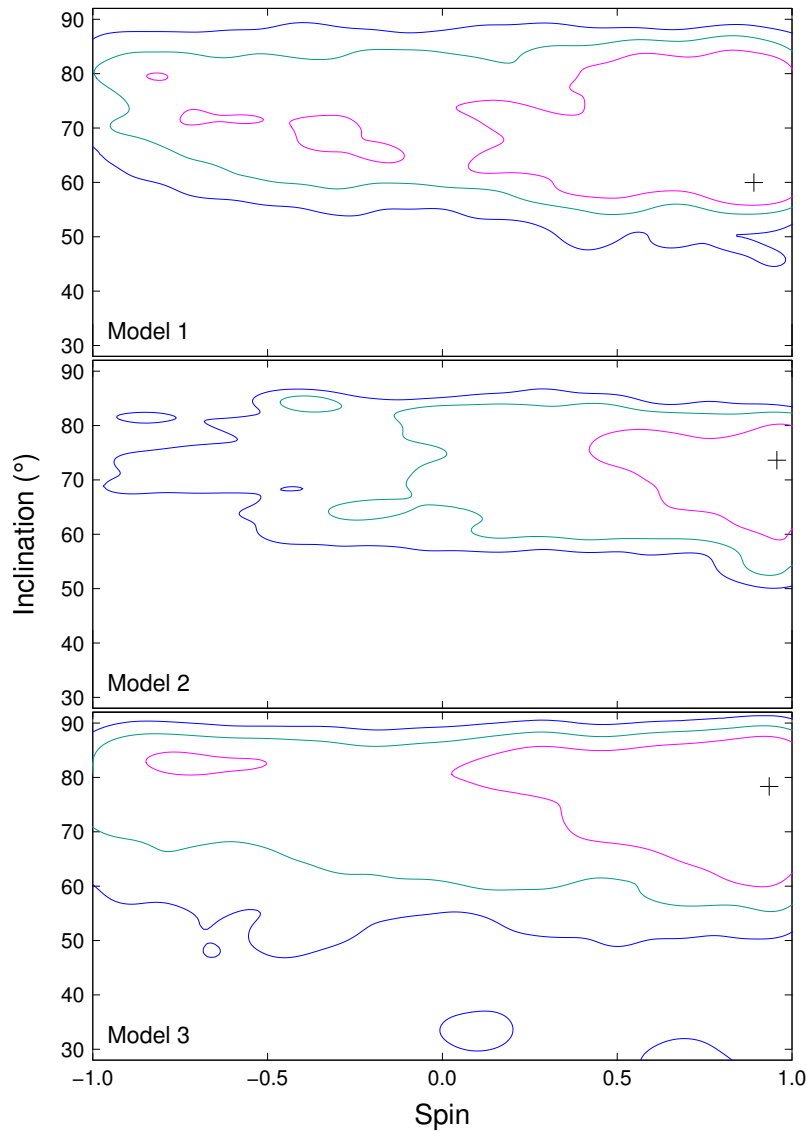
¹https://github.com/jeremysanders/xspec_emcee.

e para ambos os modelos e o valor da abundância de ferro aumenta, dentro do limite imposto (1 a 3), de acordo com o aumento do raio. Para `relxilllp`, a altura da coroa assume $4 R_g \lesssim h \lesssim 13 R_g$ (incluindo os erros para 90%), com os maiores valores ocorrendo para raios maiores. Os índices de leis de potência, que se referem nesse caso aos índices como “vistos” pelo disco, permanecem na mesma faixa obtida com `relconv(reflionx)` quando esse parâmetro foi deixado livre. Não há qualquer tendência aparente na variação no índice com a mudança de raio para a geometria coronal padrão e, para a geometria do poste, a lei de potência torna-se mais dura (i.e. se aproxima do índice como “visto” pelo observador) conforme R_{in} aumenta. É interessante mencionar que, para o Modelo 2, obteve-se valores de comptonização próximos aos esperados para 1E 1740.7–2942, i.e., $30 \text{ keV} \lesssim kT_e \lesssim 80 \text{ keV}$ e $0,5 \lesssim \tau_e \lesssim 2,2$ para qualquer raio. Nos casos com R_{in} livre, os melhores ajustes para o Modelo 1 ($\chi^2/\nu = \frac{896}{878} = 1,02$) e Modelo 2 ($\chi^2/\nu = \frac{897}{877} = 1,02$) forneceram raios de $2,1_{-0,3}^{+4,2}$ e $5,2_{-3,1}^{+4,0} R_{\text{ISCO}}$, respectivamente.

Um ajuste adicional (a ser chamado de Modelo 3) foi feito, permitindo que o modelo `relxilllp` representasse, sozinho, tanto a componente refletida quanto a comptonizada, de modo que o parâmetro de fração de reflexão pudesse ser deixado livre para variar. Para o melhor ajuste ($\chi^2/\nu = \frac{897}{879} = 1,02$), obteve-se um valor de $\Omega/2\pi = 0,26_{-0,15}^{+0,27}$. O raio interno do disco e o índice da lei de potência – este último agora único – foram $R_{\text{in}} = 1,7_{-0,6}^{+9,2} R_{\text{ISCO}}$ e $\Gamma = 1,78_{-0,05}^{+0,02}$. Os demais parâmetros, que são comuns com os Modelos 1 e 2, pouco variaram em relação aos valores previamente indicados. No que diz respeito ao *spin* e à inclinação, são apresentadas na Figura 5.9 as distribuições de saída de MCMCs para esses dois parâmetros nos casos em que R_{in} foi deixado livre nos Modelos 1, 2 e 3. Nota-se que o comportamento do *spin*, para os três modelos, difere muito pouco daquele exibido para o `relconv(reflionx)` (painel inferior da Figura 5.8): o parâmetro atinge o limite máximo, é apenas sugestivo que $a_* > 0,5$ (1σ) e qualquer valor é possível dentro de 3σ . Quanto aos valores de inclinação, todos coincidem estar em $\sim 60\text{--}85^\circ$ (2σ); inclinações abaixo de $\sim 55^\circ$ podem ser descartadas com 3σ de confiança para os Modelos 1 e 2, enquanto que, para o Modelo 3, o mesmo intervalo de confiança abrange uma faixa marginalmente mais ampla, permitindo valores de inclinação menores.

As componentes, o modelo ajustado aos dados e os resíduos para o melhor ajuste do Modelo 2 são mostrados na Figura 5.10. Além de ter fornecido os limites mais restringidos para o *spin* e a inclinação, a razão para a escolha dessa combinação é que ela inclui a componente de comptonização, cujos valores de kT_e e τ_e – como mencionado anteriormente – estão em um intervalo mais compatível com o esperado

Figura 5.9 - Distribuição da saída MCMC para os parâmetros *spin* e inclinação.

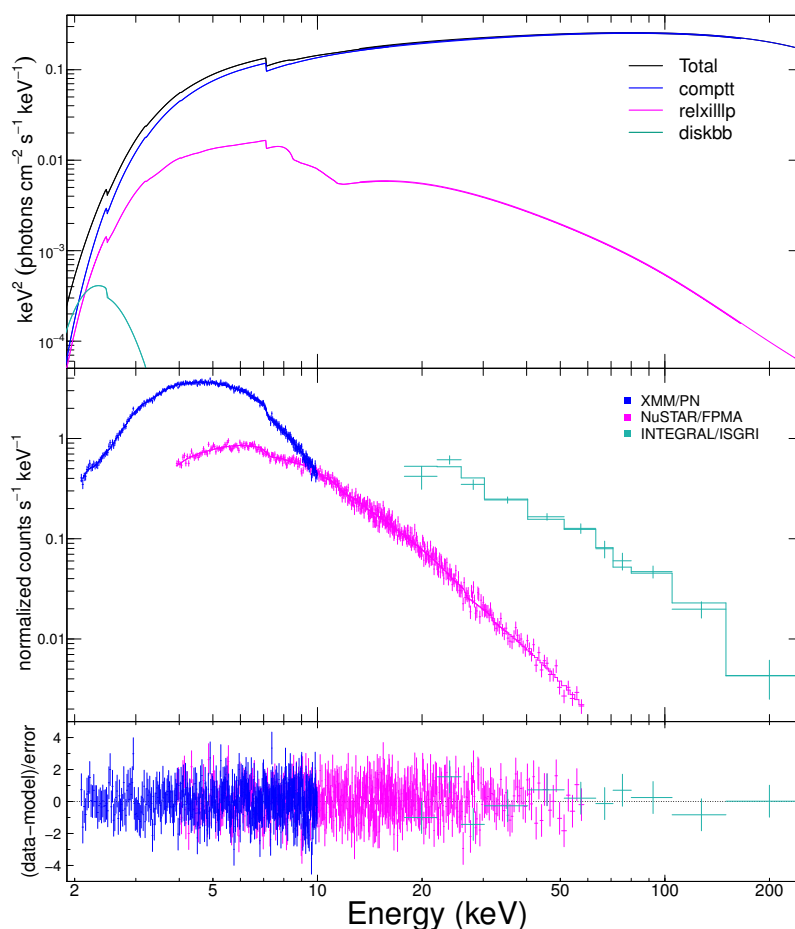


Valores de *spin* e inclinação calculados por um MCMC para as combinações `diskbb+relxill+comptt` (Modelo 1, painel superior), `diskbb+relxillp+comptt` (Modelo 2, painel do meio) e `diskbb+relxillp` (Modelo 3, painel inferior). Os símbolos de mais pretos indicam os valores de melhor ajuste. Contornos para 1 (magenta), 2 (verde) e 3 (azul) σ de confiança são indicados.

Fonte: [Stecchini et al. \(2020\)](#).

para 1E. Para uma descrição mais compreensiva das variáveis do modelo e suas correlações, apresenta-se, na Figura 5.11, a distribuição conjunta para parâmetros selecionados do Modelo 2.

Figura 5.10 - Melhor ajuste do Modelo 2 aos dados.



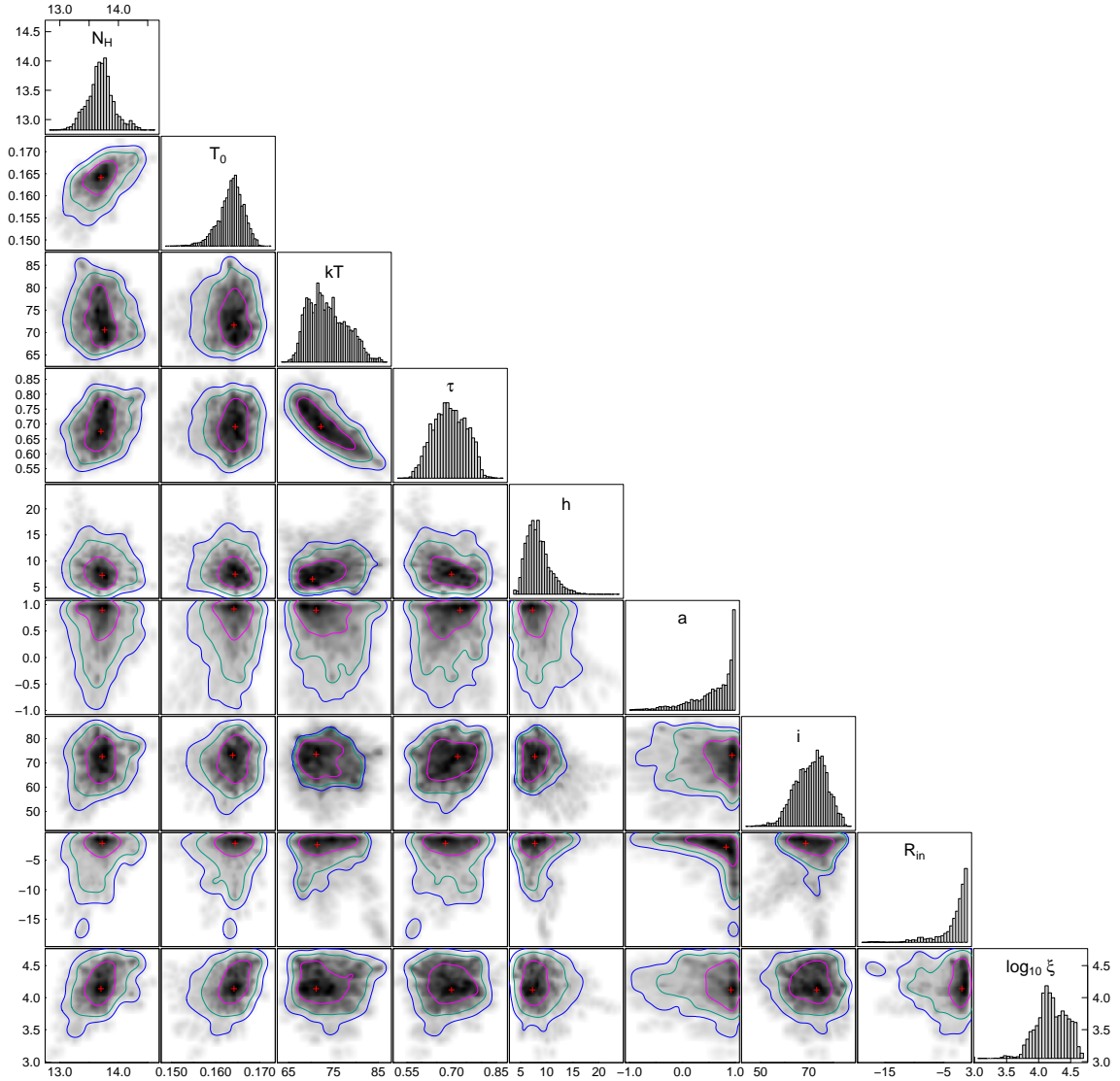
Componentes do modelo (painel superior), ajuste aos dados (painel do meio) e resíduos (painel inferior) para o melhor ajuste do Modelo 2. O eixo vertical do painel inferior está em $(\text{dados} - \text{modelo})/\text{erro}$, equivalente a $\Delta\chi$, para que as magnitudes dos resíduos do XMM (azul), NuSTAR (magenta) e INTEGRAL (verde) fossem comparáveis.

Fonte: Stechchini et al. (2020).

5.3.5 Estimativa da massa do buraco negro

Em uma tentativa de estimar a massa do buraco negro em 1E 1740.7–2942, alterou-se, para essas três últimas combinações, o modelo que caracteriza a componente do disco de acreção de `diskbb` para `kerrbb` (LI et al., 2005). O `kerrbb` descreve um disco tipo Novikov-Thorne e representa o método do ajuste do contínuo, usualmente aplicado para inferir o *spin* de buracos negros quando se tem conhecimento a priori de parâmetros como a inclinação, a distância, a taxa de acreção e a massa (ver, e.g., Seção 4.3.2). No entanto, uma vez que a massa é o parâmetro de interesse, seguiu-se uma abordagem semelhante àquela aplicada por Parker et al. (2016) para GX 339–4

Figura 5.11 - Distribuição conjunta para alguns parâmetros do Modelo 2.



Valores foram calculados pela saída de um MCMC. Os símbolos de mais vermelhos indicam os valores de melhor ajuste. Contornos para 1 (magenta), 2 (verde) e 3 (azul) σ de confiança são mostrados. Parâmetros e suas unidades são: N_{H} ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$), $T_0 \equiv T_{\text{in}}$ (keV), kT_e (keV), h (R_{g}), i (graus), R_{in} (R_{ISCO}), $\log \xi$ ($\log \text{ erg cm s}^{-1}$). τ_e e a são adimensionais.

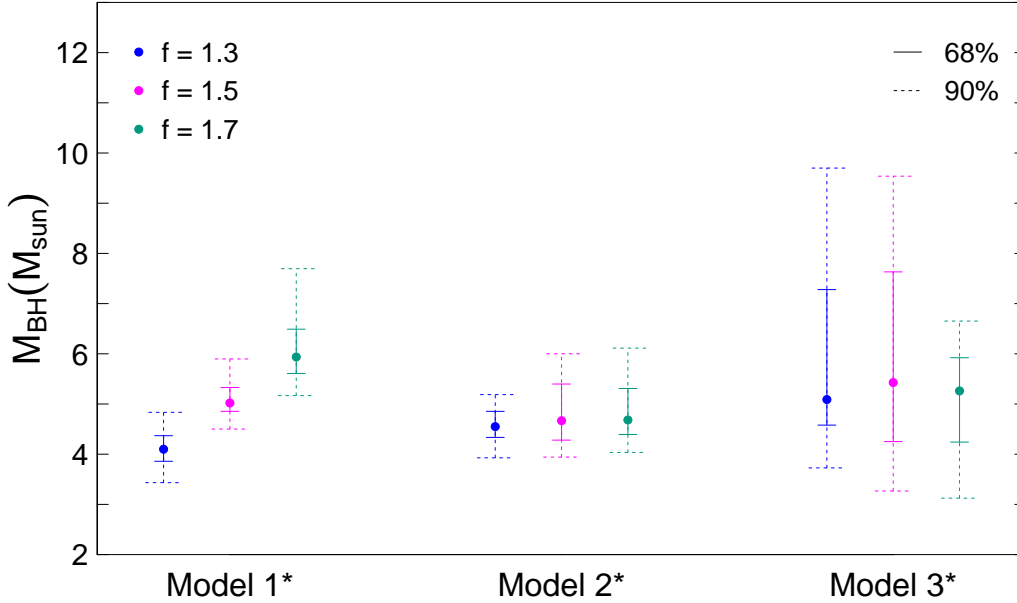
Fonte: Stecchini et al. (2020).

(Seção 5.1) e inverteu-se o procedimento convencional do método ao utilizarem-se os valores de inclinação e de *spin* fornecidos pelos modelos de reflexão como valores de entrada para o `kerrbb`. Especificamente, os parâmetros *spin* e inclinação do `kerrbb` foram vinculados àqueles dos modelos `relxill`. Acerca dos outros parâmetros, a distância foi fixada em 8,5 kpc e, em função da luminosidade calculada para o espectro composto ($L \approx 2,2\% L_{\text{Edd}}$), a taxa de acreção de matéria foi deixada livre para variar a partir de um valor inicial de 10^{17} g s^{-1} , que corresponde a aproximadamente $\sim 2\%$ da luminosidade de acreção de Eddington para um buraco negro de $10 M_{\odot}$ com $\eta = 0,1$ ($\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/\eta c^2$, em que η é a eficiência de acreção; e.g. (WATARAI et al., 2000; BIAN; ZHAO, 2003)). Outro parâmetro importante do modelo é o fator de correção de cor, f , que representa a razão entre a temperatura de cor e a temperatura efetiva ($T_{\text{in}}/T_{\text{ef}}$). O valor padrão de $f = 1,7$ é geralmente uma boa aproximação para fontes com luminosidades de $\approx 10\% L_{\text{Edd}}$ (e.g. (SHIMURA; TAKAHARA, 1995)); visto que para a luminosidade de $1E$ o fator possivelmente assume valores menores (ver, e.g., Tabela 1 de Davis et al. (2005)), foram realizados ajustes com f fixo em 1,3, 1,5 e 1,7. Os resultados são apresentados na Figura 5.12 para as três combinações de modelos (Modelo 1*: `kerrbb+relxill+comptt`; Modelo 2*: `kerrbb+relxillp+comptt`; Modelo 3*: `kerrbb+relxilllp`). As massas indicadas (M_{BH}) são os valores medianos das distribuições de densidade de probabilidade fornecidas por MCMCs calculados a partir dos valores de melhor ajuste; os níveis de confiança de 68 e 90% mostrados também foram calculados a partir de tais valores. Da Figura 5.12 pode-se afirmar, conservativamente, que os valores de massa variam de 3 a $10 M_{\odot}$, sendo que o Modelo 2* fornece os intervalos mais restringidos: $3,9 M_{\odot} \lesssim M_{\text{BH}} \lesssim 6,1 M_{\odot}$. Nota-se, também, que além de pequenas diferenças nos valores de massa para o Modelo 1*, não houve variações significativas na massa em função do parâmetro f . Isso se estende à qualidade do ajuste e aos outros parâmetros, tanto entre o mesmo modelo para diferentes valores de f , quanto para os modelos antes e depois da componente do disco ser substituída. Em outras palavras, os parâmetros foram insensíveis ao fator de cor e o modelo `kerrbb` ajustou a componente do disco tão bem quanto o `diskbb`. Por fim, o valor para a taxa de acreção variou de 0,002 a 0,04 ($\times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$), independentemente do modelo ou fator f .

5.3.5.1 Ajustes com o modelo de comptonização simpl

Foi apontado por Steiner et al. (2009a) que, para a aplicação do método do ajuste do contínuo, a utilização de combinações aditivas (e.g. um modelo de disco mais uma lei de potência ou mais um modelo de comptonização) é inadequada, uma vez que – devido à autonomia dos modelos – a interdependência que existe en-

Figura 5.12 - Valores de massa do buraco negro para os Modelos 1*, 2* e 3*.

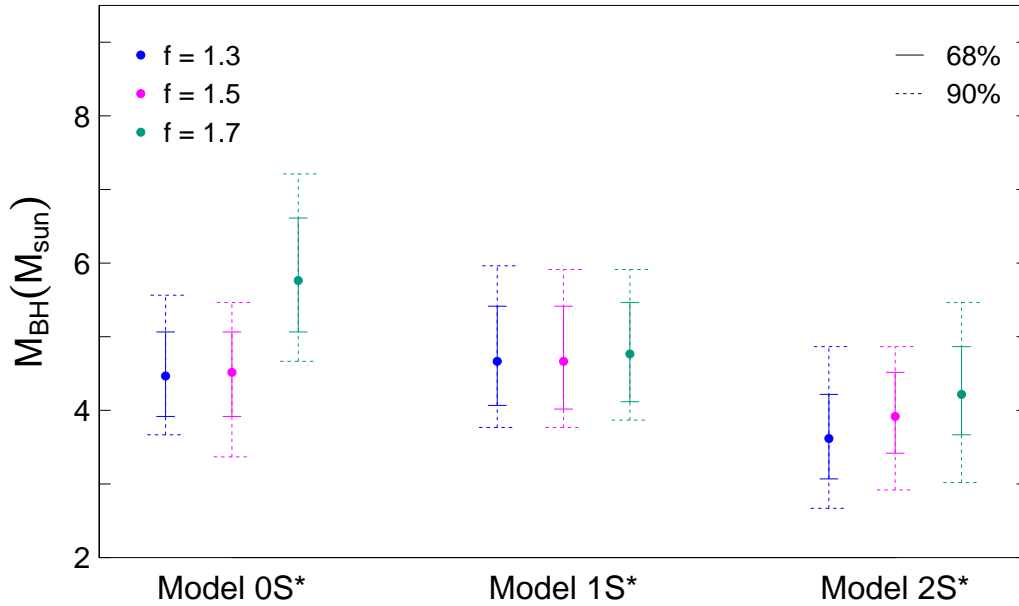


Valores de massa do buraco negro (em unidades de massas solares) para os Modelos 1*, 2* e 3* para fatores $f = 1,3$ (azul), $1,5$ (magenta) e $1,7$ (verde). As barras sólidas e tracejadas indicam níveis de confiança de 68 e 90%, respectivamente (ver texto para detalhes).

Fonte: Stechini et al. (2020).

tre as contribuições das componentes do disco e de comptonização pode não ser corretamente ponderada. Como alternativa, o modelo convolutivo `simpl` (STEINER et al., 2009b), que gera de forma auto-consistente a componente comptonizada a partir dos fótons do disco, deveria ser aplicado. Dessa forma e por completeza, foram refeitos os ajustes dos Modelos 1* e 2* – a serem chamados agora de Modelo 1S* e Modelo 2S* –, substituindo a combinação aditiva `kerrbb+comptt` pela convolução `simpl(kerrbb)`. Também foi utilizado `simpl(kerrbb)` no ajuste do `relconv(reflionx)`, i.e. `simpl(kerrbb)+relconv(reflionx)` – nomeado Modelo 0S*. O modelo `simpl` é parametrizado apenas pelo índice da lei de potência e pelo parâmetro de espalhamento f_{SC} que, por padrão, fornece a fração de fótons do disco que têm suas energias aumentadas pela coroa. Como antes, foram feitos – para cada modelo – ajustes com o fator de cor f fixado em 1,3, 1,5 e 1,7. Novamente, a escolha do valor desse fator não causou nenhuma diferença substancial e os parâmetros fornecidos para os melhores ajustes de cada modelo permaneceram na mesma faixa daquelas previamente citadas. As massas resultantes para todas as combinações são mostradas na Figura 5.13 e alguns parâmetros de interesse são apresentados na Tabela 5.4 para o caso intermediário com $f = 1,5$.

Figura 5.13 - Valores de massa do buraco negro para os Modelos 0S*, 1S* e 2S*.



O mesmo que a Figura 5.12, agora para os Modelos 0S*, 1S* e 2S*.

Fonte: [Stecchini et al. \(2020\)](#).

5.4 Discussão e considerações finais

Nas seções anteriores foram indicados os resultados da aplicação de diversos modelos em um espectro (2–200 keV) do candidato a buraco negro 1E 1740.7–2942 composto por dados das missões XMM-Newton, NuSTAR e INTEGRAL. Uma vez que as observações não ocorreram contemporaneamente, argumentos que justificassem uma análise simultânea foram apresentados. Os modelos foram aplicados em ordem crescente de complexidade, com o principal objeto de encontrar uma combinação que caracterizasse as três principais componentes desse tipo de sistema: a componente do disco, de reflexão e de comptonização. Um ajuste relativamente bom ($\chi^2/\nu \sim 1,04$) já pôde ser alcançado com um simples modelo de disco + uma lei de potência. Foi mostrado, no entanto, que a inclusão de modelos para descrever a componente de reflexão melhorou, em geral, as qualidades de ajuste ($\chi^2/\nu \sim 1,02$); quando aplicável, valores de F-test expressaram tal melhoria. Visto que foram utilizadas diferentes combinações de modelos – muitas das quais não são hierárquicas –, uma maneira mais sofisticada de comparar as relativas qualidades de ajuste é por meio do chamado critério de informação de Akaike (*Akaike information criterion* – AIC (AKAIKE, 1974)). O valor AIC para cada modelo i pode ser calculado por

Tabela 5.4 - Parâmetros para os melhores ajustes com as combinações **simpl**.

Parâmetro	Modelo 0S*	Modelo 1S*	Modelo 2S*
$N_{\text{H}} (\times 10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$13,4_{-0,3}^{+0,1}$	$13,3_{-0,3}^{+0,2}$	$13,3_{-0,2}^{+0,1}$
Γ	$1,78_{-0,3}^{+0,2}$	$1,79_{-0,5}^{+0,3}$	$1,77_{-0,8}^{+0,3}$
f_{SC}	$0,04 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$
$R_{\text{in}} (R_{\text{ISCO}})$	$2,3_{-1,2}^{+6,2}$	$1,8_{-0,7}^{+4,2}$	$2,45_{-1,0}^{+7,5}$
Inclinação ($^{\circ}$)	$70,4_{-9,2}^{+9,1}$	$74,3_{-12,0}^{+8,5}$	$73,1_{-12,9}^{+7,5}$
$Spin$	$0,90_{-1,31}^{+0,07}$	$0,87_{-1,25}^{+0,11}$	$0,87_{-1,55}^{+0,12}$
$\log \xi$	$2,41_{-0,19}^{+0,15}$	$2,47_{-1,49}^{+0,98}$	$2,74_{-0,69}^{+0,85}$
Abundância Fe/Solar*	1,14	1,9	2,6
Altura da coroa (R_{g})	-	-	$9,7_{-4,0}^{+8,5}$
$\chi^2/\nu/\chi_{\text{red}}^2$	900/879/1,02	897/879/1,02	898/878/1,02

Valores para o caso em que $f = 1,5$. Erros referem-se a um intervalo de 90% de confiança.

*Esse parâmetro foi deixado livre para variar mas limitado a assumir valores entre 1–3.

$$AIC_i = 2m - C + \chi^2 + \frac{2m(m+1)}{n-m-1}, \quad (5.3)$$

em que m é o número de parâmetros livres, n é o número de bins e C é um valor que depende apenas dos dados e é, portanto, o mesmo para todos os casos. De maneira geral, entre dois modelos, o que melhor descrever os dados fornecerá um valor menor de AIC . Ademais, a probabilidade p_i de determinado modelo i ser o que melhor ajusta os dados entre um conjunto de k modelos pode ser computada pela média ponderada de Akaike (*Akaike weights* (AKAIKE, 1979)), definida por

$$p_i = \frac{\exp(-\Delta AIC_i/2)}{\sum_{i=1}^k \exp(-\Delta AIC_i/2)}, \quad (5.4)$$

em que $\sum p_k = 1$ e $\Delta AIC_i = AIC_i - \min(AIC)$. Ao computar os valores de p para todas as combinações de modelos aplicadas, a soma das probabilidades daqueles com uma componente de reflexão serem os modelos corretos para representar os dados ultrapassa 99,5%. Isso evidencia que, embora os valores de χ_{red}^2 entre ajustes difiram-se apenas na segunda casa decimal para modelos sem e com reflexão, considerar a componente refletida é necessário para descrever adequadamente os dados. Nas subseções a seguir são discutidos os principais resultados mencionados ao longo do texto. Um sumário com as conclusões é apresentado na última subseção.

5.4.1 O estado de emissão

Estados de emissão de buracos negros em sistemas binários têm sido historicamente discriminados em função do índice de lei de potência que ajusta a parte de maior energia de seus espectros em raios X; valores de índice maiores (leis de potência mais íngremes) são indicativos de um estado mais mole, o HSS, e valores de índice menores (leis de potência menos íngremes) são indicativos de um estado mais duro, o LHS (ver, e.g., Seção 4.2.3). Os índices encontrados para os espectros analisados neste trabalho – individualmente ou combinados – são relativamente mais íngremes do que os índices previamente reportados para 1E 1740.7–2942. Também diferente do que se reportou na maioria dos estudos anteriores é a ausência de uma energia de corte até ~ 200 keV. Conquanto, de posse de dados com cobertura espectral comparável, fornecidos pelos telescópios a bordo do Suzaku, Reynolds e Miller (2010) reportaram índices ($\Gamma \sim 1,8$) e energias de corte semelhantes aos aqui encontrados e sugeriram que 1E estivesse em um período de transição do LHS para o HSS. Visto que não há, na literatura, nenhum estudo indicativo de que 1E tenha sido observada no estado mole, é provável que os autores tenham feito essa classificação baseado no fato de que suas observações ocorreram pouco após um período de virtualmente nenhuma detecção de fluxo na banda 15–50 keV, de acordo com as medidas diárias fornecidas pelo BAT. Assim, apesar da semelhança entre os parâmetros reportados, como os dados analisados aqui não são contemporâneos, a única afirmação que pode ser feita a respeito do estado de emissão de 1E 1740.7–2942 durante as observações é que a fonte estava, talvez, em um estado ligeiramente mais mole que o tradicional estado duro – mas ainda dentro do intervalo que define este último. A luminosidade calculada de $\sim 2\%$ L_{Edd} (ou, até mesmo, de $\sim 4\%$, para um objeto compacto de $5 M_{\odot}$) também corrobora um buraco negro no LHS.

5.4.2 A relevância do disco e seu truncamento

Estudos com dados do Suzaku (REYNOLDS; MILLER, 2010) e do NuSTAR (NATALUCCI et al., 2013) já haviam demonstrado a necessidade de levar em conta uma componente de disco para ajustar espectros de 1E 1740.7–2942 a partir de ~ 2 – 3 keV. Para os dados deste trabalho, uma melhoria significativa na qualidade de ajuste foi de fato alcançada quando se adicionou o modelo `diskbb`, tanto para ajustar somente o espectro do NuSTAR (> 3 keV, F-prob $\sim 10^{-6}$) quanto para ajustar o espectro composto, com dados do XMM-Newton incluídos (> 2 keV, F-prob $\sim 10^{-13}$). Isso revela que um modelo de disco de acreção é requerido para descrever o espectro de 1E acima de poucos keV. Também em concordância com os estudos mencionados

são os valores encontrados para o raio interno do disco, que não ultrapassam $70 R_g$ (para um buraco negro de $5 M_\odot$) quando computados pela normalização do modelo `diskbb`. Resultados da modelagem da componente de reflexão para diferentes valores de raio interno apontam para um disco ainda menos truncado: a qualidade de ajuste piora categoricamente conforme R_{in} varia de 1 a $50 R_{\text{ISCO}}$ ($\sim 60 R_g$ para um buraco negro de Kerr). Quando esse parâmetro é deixado livre, os melhores ajustes sugerem que a distância entre o raio interno e o buraco negro não é maior que $\sim 15 R_{\text{ISCO}}$ ($\sim 20 R_g$) dentro de um intervalo de confiança de 3σ . De acordo com esses valores e com o estado de emissão que a fonte se encontrava, discutido na subseção anterior, 1E 1740.7–2942 pode ser mais um exemplo evidenciando que discos de acreção em buracos negros no LHS não estão necessariamente truncados a distâncias muito grandes do objeto central (ver Tomsick et al. (2008) para GX 339–4, Parker et al. (2015) para Cyg X-1 e Xu et al. (2018) para MAXI J1535–571).

5.4.3 A componente de reflexão

De uma linha do ferro e de uma corcova de Compton aparentes no espectro do NuSTAR, presumiu-se que uma componente refletida estivesse presente e que modelos para descrevê-la deveriam ser incluídos. Por certo, como mostrado (e.g. Equação 5.4), combinações de modelos que levam em conta o espectro de reflexão representaram muito mais precisamente os dados, endossando a presença dessa componente no espectro de 1E 1740.7–2942. Baseado na possibilidade de um raio interno de disco próximo ao buraco negro, foram aplicados modelos de reflexão relativística, cujos parâmetros de interesse principais são o *spin* do buraco negro e a inclinação do disco. Os melhores ajustes fornecem valores de *spin* próximos do valor máximo ($a_* = 0,998$), alguns com restrição de que $a_* \gtrsim 0,5$ dentro de 1σ . Valores altos de *spin* são reportados com frequência na literatura, em particular quando o procedimento de análise empregado é o método da linha do ferro (ver, e.g., Tabela 2 de Bambi (2018)). Apesar dessa tendência, a avaliação que se faz neste trabalho é que os modelos aplicados aqui não foram capazes de restringir adequadamente o *spin*. Em relação à inclinação do disco, os valores variam de 60° até quase 80° entre os modelos; todavia, todos concordam, dentro de 3σ , que $i \gtrsim 50^\circ$. Esses valores de inclinação são compatíveis com a presença dos jatos bipolares em rádio observados e reportados por Mirabel et al. (1992); mais recentemente, Luque-Escamilla et al. (2015) obtiveram limites na inclinação de tais jatos, cujos valores – se assumida a perpendicularidade disco-jato – também são consistentes com uma inclinação relativamente alta para o disco de acreção. Discos tão inclinados deveriam favorecer a ocorrência de eclipses detectáveis. No entanto, ambos os estudos que reportaram o

período orbital ($\sim 12,6$ dias) de 1E – a partir da análise de dados de longo prazo em diferentes bandas de raios X (2,5–12,5 keV (SMITH et al., 2002) e 15–50 keV (STECCHINI et al., 2017)) – não identificaram nenhuma forma óbvia de eclipse. A ausência de um eclipse acentuado pode ser devido a uma fonte emissora de raios X duros extensa que é apenas parcialmente obscurecida pela estrela companheira. No cenário de uma coroa extensa, seja em comprimento ou em altura, os fótons reprocessados no disco estariam sujeitos a reincidirem na coroa e terem suas energias aumentadas novamente, o que estaria de acordo, por exemplo, com as não tão pronunciadas características de reflexão presentes no espectro de 1E 1740.7–2942 e com os pequenos valores de fração de reflexão obtidos (e.g. (WILKINS; GALLO, 2015)).

5.4.4 A massa

Um ajuste virtualmente idêntico foi alcançado quando o modelo simples de disco multitemperatura `diskbb` – parametrizado apenas pela temperatura interna – foi substituído pelo `kerrbb`, um modelo muito mais complexo que depende de diversos parâmetros. Escolhas diferentes para o valor do fator de cor não causaram mudanças significativas nos valores da massa, do *spin*, da taxa de acreção e nem da inclinação. Essa fraca correlação entre f e tais parâmetros já havia sido demonstrada por Shimura e Takahara (1995) e foi, por exemplo, recentemente verificada em um estudo semelhante conduzido por Sridhar et al. (2019) para estimar a massa e *spin* de MAXI J1535–571. As pequenas taxas de acreção encontradas aqui para 1E 1740.7–2942 (equivalentes a $\sim 10^{-11} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) já foram reportadas para buracos negros nos chamados estados “quiescentes” (ver Pal e Chakrabarti (2004) e referências). É argumentado em Narayan et al. (1998) que taxas de acreção tão baixas podem ser indicativas de discos radiativamente ineficientes e que esses seriam melhor descritos por modelos de discos dominados por advecção (ADAF); essa questão está, no entanto, além do escopo desta tese.

Por fim, os resultados sugerem uma relativamente baixa massa de buraco negro em 1E 1740.7–2942, com um valor mediano de $4,7 M_{\odot}$ entre todas as 18 combinações de modelos aplicadas; em apenas duas delas um buraco negro com massa de até $10 M_{\odot}$ é permitido dentro de um intervalo de 90% de confiança. Uma inspeção no BlackCAT (CORRAL-SANTANA et al., 2016), um catálogo para buracos negros em LMXBs, mostra que – até o momento de sua publicação – em 18 sistemas as massas dos buracos negros possuíam estimativas dinâmicas (i.e. por meio da função de massa). Dentro das incertezas, praticamente todos os valores de massa estão contidos no intervalo $5 M_{\odot} \lesssim M_{\text{BH}} \lesssim 12 M_{\odot}$. Uma busca adicional na literatura acrescenta seis

LMXBs com estimativas de massa, das quais quatro, por exemplo, foram obtidas por métodos baseados na análise de espectros de raios X: 4U 1630–47, $10 \pm 0,1 M_{\odot}$ (SEIFINA et al., 2014); MAXI J1659–152, $4,7\text{--}7,8 M_{\odot}$ (MOLLA et al., 2016); H 1743–322, $10,31\text{--}14,07 M_{\odot}$ (BHATTACHARJEE et al., 2017) e IGR J17091–3624, $10,62\text{--}12,33 M_{\odot}$ (RADHIKA et al., 2018). No caso das HMXBs, todos os 5 sistemas conhecidos possuem estimativas da massa do buraco negro: M33 X-7, $15,7 \pm 1,5 M_{\odot}$ (OROSZ et al., 2007); LMC X-1, $10,9 \pm 1,4 M_{\odot}$ (OROSZ et al., 2009); LMC X-3, $6,98 \pm 0,56 M_{\odot}$ (OROSZ et al., 2014); MWC 656, $3,8\text{--}5,6 M_{\odot}$ (CASARES et al., 2014) e Cyg X-1, $14,8 \pm 1 M_{\odot}$ (OROSZ et al., 2011). Em relação às estrelas de nêutrons, para apenas dois objetos valores de massa superiores a $2 M_{\odot}$ foram reportados (LINARES et al., 2018; CROMARTIE et al., 2020); o objeto secundário em GW190814, com $\sim 2,6 M_{\odot}$ e de natureza ainda desconhecida, provavelmente tornar-se-á mais um exemplo (VATTIS et al., 2020; HUANG et al., 2020). Esses números revelam que há uma escassez de objetos compactos conhecidos com massas entre $\sim 2\text{--}5 M_{\odot}$, faixa que foi batizada de “*mass gap*” – ou hiato de massa – por Bailyn et al. (1998). As possíveis razões para a ausência de objetos nesse intervalo – que variam desde questões evolutivas, observacionais ou devido a incertezas sistemáticas nos métodos de análise – ainda são assunto de amplo debate na literatura. (e.g. (ÖZEL et al., 2010; KREIDBERG et al., 2012; CASARES et al., 2017)). Se a estimativa apresentada aqui – de um buraco negro com massa de aproximadamente $4\text{--}5 M_{\odot}$ (i.e. considerando os valores medianos fornecidos pelos melhores ajustes) – for confirmada, 1E 1740.7–2942 se uniria ao seletivo grupo de objetos compactos conhecidos que populam essa lacuna. É necessário mencionar que ao fixar o parâmetro de taxa de acreção do modelo a valores mais altos (e.g. o valor inicial), o valor fornecido para a massa do buraco negro aumenta conformemente; não obstante, as qualidades de ajuste obtidas não são estatisticamente aceitáveis nessas circunstâncias.

5.4.5 Sumário

As principais conclusões acerca dos resultados apresentados e discutidos nesse capítulo são resumidas abaixo.

- (i) 1E 1740.7–2942 estava em um estado de emissão bastante similar durante as três observações. Embora marginalmente mais “mole” que a maioria dos valores reportados anteriormente, os índices de lei de potência encontrados aqui – tanto para os espectros individuais (Tabela 5.1) quanto para o espectro composto (Tabela 5.2) – ainda estão dentro dos limites aceitos para buracos negros no chamado estado duro (LHS). A luminosidade de Eddington calculada pelo

fluxo da fonte de 2 a 200 keV também é compatível com um buraco negro nesse estado.

- (ii) Estimativas da localização do raio interno do disco – através do valor da normalização do modelo de disco ($\lesssim 70 R_g$) ou por meio da análise da componente de reflexão ($\lesssim 20 R_g$) – apontam para um disco de acreção não tão distante do objeto compacto. Isso é conflitante com o cenário padrão de discos muito truncados, usualmente considerado ser o caso para buracos negros no LHS.
- (iii) Os valores computados da média ponderada de Akaike para todas as combinações de modelos aplicadas mostram que aquelas que incluem uma componente de reflexão são 99,5% mais prováveis de estarem ajustando corretamente os dados. Resultados da análise dessa componente indicam que o valor da inclinação do disco de acreção é de pelo menos 50° (3σ), o que está de acordo com estudos prévios de 1E 1740.7–2942 em rádio. O parâmetro *spin* assume valores próximos ao máximo permitido ($a_* = 0,998$) para todo melhor ajuste mas é restringido a ser $> 0,5$ com apenas 1σ de confiança.
- (iv) Ao modelar a componente do disco com o modelo **kerrbb**, que representa o método do ajuste do contínuo, valores não maiores que $10 M_\odot$ são obtidos para a massa do buraco negro. Na realidade, em apenas duas das 18 combinações de modelos aplicadas a massa fornecida pode ser tão alta quanto esse valor; o valor mediano da massa de todos os melhores ajustes é de apenas $4,7 M_\odot$. Essa é a primeira vez que uma estimativa da massa do buraco negro em 1E 1740.7–2942 é feita; se o valor aqui apresentado for confirmado, 1E 1740.7–2942 será um dos primeiros buracos negros a preencher o hiato que existe de objetos compactos observados com massas entre ~ 2 e $5 M_\odot$.

6 UM ESTUDO DO COMPORTAMENTO DA COROA EM 1E 1740.7–2942

Neste capítulo será apresentado um estudo do comportamento da coroa em 1E 1740.7–2942 realizado a partir da análise de espectros de raios X duros obtidos ao longo de ~ 15 anos pelo instrumento IBIS/ISGRI a bordo da missão INTEGRAL. Conteúdo parcial do capítulo está publicado em [Stecchini et al. \(2021\)](#).

6.1 Uma breve contextualização

Uma das maneiras mais diretas para explicar os espectros em raios X duros de binárias de raios X é admitir que fótons moles, originados no disco de acreção, sofrem comptonização e têm suas energias elevadas. A região onde esse processo ocorre, uma coroa de elétrons, é comumente caracterizada por apenas dois parâmetros: sua energia térmica kT e sua profundidade óptica τ (ver, e.g., Seção 4.2.2.2). Espectros de raios X duros são, portanto, recursos cruciais para o diagnóstico dessa região, visto que sua análise possibilita que se determine essas duas quantidades.

Com a finalidade de estudar a região da coroa de elétrons em 1E 1740.7–2942, analisou-se, neste trabalho, um grande conjunto de dados de raios X duros do objeto. Diante da cobertura espectral e da quantidade de espectros que tal análise demanda, foram utilizados dados do telescópio IBIS/ISGRI a bordo do INTEGRAL, que monitora o céu nessas energias desde 2003 e que oferece, atualmente, a maior base de espectros de raios X duros de 1E. De posse dos espectros, aplicou-se, no ambiente XSPEC, modelos simples e de ampla utilização na literatura, na tentativa de compreender melhor como a coroa em 1E se comporta, tanto ao longo do tempo quanto em relação a outros parâmetros do sistema.

6.2 Seleção de dados e pré-análise

O IBIS é um telescópio de máscara codificada e possui um amplo campo de visada: a cada órbita – ou revolução – do satélite INTEGRAL (~ 3 dias), o IBIS observa uma porção de $29,1^\circ \times 29,1^\circ$ do céu, sendo que $8,3^\circ \times 8,3^\circ$ desse campo é totalmente codificado pela máscara (ver, e.g., [Lebrun et al. \(2003\)](#) e Seção 2.2.3). O estudo a ser descrito a seguir refere-se a 479 revoluções que continham 1E 1740.7–2942 no campo totalmente codificado durante o período de março de 2003 (\sim MJD 52700) a setembro de 2017 (\sim MJD 58000). Detalhes acerca da redução dos dados podem ser encontrados em [Santos \(2020\)](#), um trabalho recente do GAE que analisou – com um propósito ligeiramente diferente – parte desse conjunto de dados (314 revoluções

que compreendem de 2003 a 2012).

Os espectros fornecidos pelo plano de detectores ISGRI cobrem a faixa de 20 a 500 keV; no entanto, pelas razões expostas na Seção 5.3, utilizou-se a faixa de 20 a 200 keV para a análise. Do número total de espectros (479), 87 foram descartados por apresentarem uma relação sinal-ruído (SNR) nas contagens de 20 a 200 keV menor que 5. Aos 392 espectros remanescentes, foram aplicados dois modelos já introduzidos no Capítulo 5: o modelo fenomenológico de lei de potência `powerlaw` e o modelo de comptonização `comptt`. Recordar-se que o primeiro depende apenas do índice espectral (Γ) e o segundo é parametrizado pela energia térmica (kT_e) e pela profundidade óptica (τ) da coroa de elétrons, onde ocorre o processo de comptonização, e pela temperatura interna do disco de acreção (T_{in}). Este último parâmetro foi deixado livre para variar entre 0,1 e 0,4 keV, baseado em valores reportados em estudos anteriores (e.g. (REYNOLDS; MILLER, 2010; CASTRO et al., 2014) e, inclusive, o apresentado no Capítulo 5).

Considerando um ajuste aceitável aquele em que $\chi_{red}^2 < 2$, 283 espectros foram ajustados pelo modelo `powerlaw`, 284 pelo modelo `comptt` e 250 por ambos simultaneamente. Um diagrama de Venn com todo o conjunto de dados utilizado é mostrado na Figura 6.1.

Figura 6.1 - O conjunto de dados.

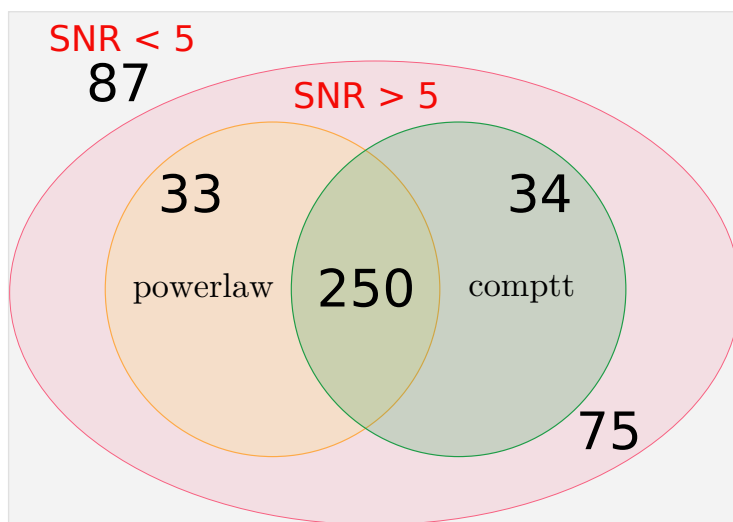


Diagrama de Venn indicando o número de espectros remanescentes conforme critérios de seleção foram sendo aplicados às 479 revoluções iniciais.

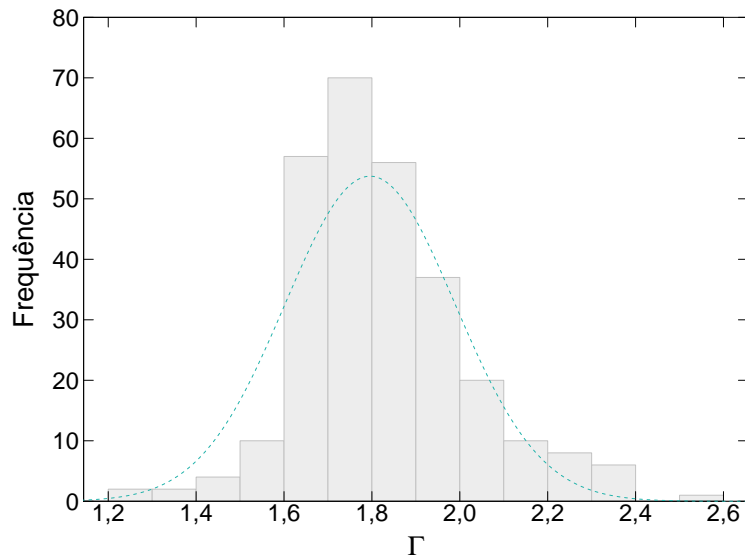
Fonte: Produção do autor.

6.3 Análise e resultados

Para o texto a seguir, todas as incertezas associadas aos valores medianos mencionados referem-se, salvo quando especificado de outra maneira, a um desvio padrão (1σ) de uma distribuição normal.

Embora o objetivo principal deste estudo seja a caracterização da coroa em 1E 1740.7–2942 por meio de seus parâmetros físicos, os dados foram ajustados também – por motivos que se tornarão claros ao longo do texto – por um modelo puramente matemático: uma lei de potência dependente apenas de seu índice, como é o caso do modelo `powerlaw`. Assim, apresenta-se primeiramente, na Figura 6.2, a distribuição de frequências dos índices espectrais Γ fornecidos para os 283 espectros ajustados pelo `powerlaw`. Sobreposta ao histograma é exibida uma curva gaussiana, ou normal, construída a partir dos valores da mediana e do desvio padrão da distribuição – que são, respectivamente, 1,79 e 0,19.

Figura 6.2 - Histograma dos índices espectrais.



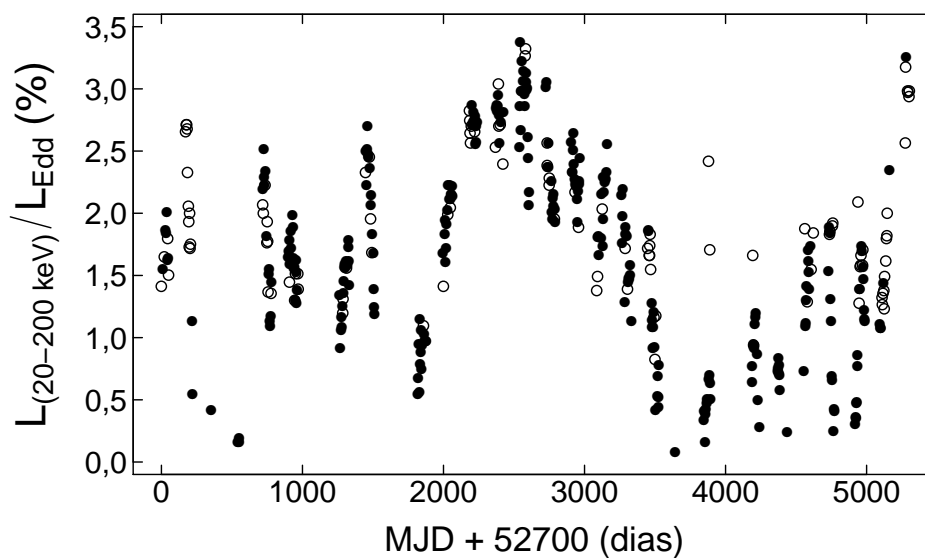
Distribuição de frequências dos valores de Γ fornecidos pelo modelo `powerlaw` para 283 espectros. A curva em verde é uma gaussiana construída a partir da mediana e dispersão dos valores. A largura dos bins foi escolhida convenientemente.

Fonte: Produção do autor.

Em função dos fluxos de 20–200 keV, computados após os ajustes do `powerlaw` aos 283 espectros, calculou-se as relações $L_{(20-200)}/L_{\text{Edd}}$; foi assumida, novamente, a

distância ao CG (8,5 kpc) como sendo a distância para 1E e, em concordância com os valores obtidos no estudo apresentado no Capítulo 5, considerou-se agora uma massa de $5 M_{\odot}$ para o buraco negro. Aos 109 espectros não ajustados por uma única lei de potência foram feitos ajustes polinomiais para que os fluxos pudessem ser computados e uma curva de luminosidades mais completa pudesse ser construída. Dessa forma, a variação dos valores $L_{(20-200)}/L_{\text{Edd}}$ (em %) ao longo do tempo (em dias), para os 392 espectros, é apresentada na Figura 6.3.

Figura 6.3 - Curva de luz.



Variação de L/L_{Edd} de 1E 1740.7–2942 ao longo do tempo. As luminosidades foram calculadas com base no fluxo de 20 a 200 keV, computados após um ajuste de lei de potência (283 pontos fechados) ou após um ajuste polinomial (109 pontos abertos). Para o cálculo das luminosidades e da luminosidade de Eddington foram consideradas, respectivamente, uma distância de 8,5 kpc e, conforme estimado no Capítulo 5, um objeto com massa de $5 M_{\odot}$.

Fonte: Produção do autor.

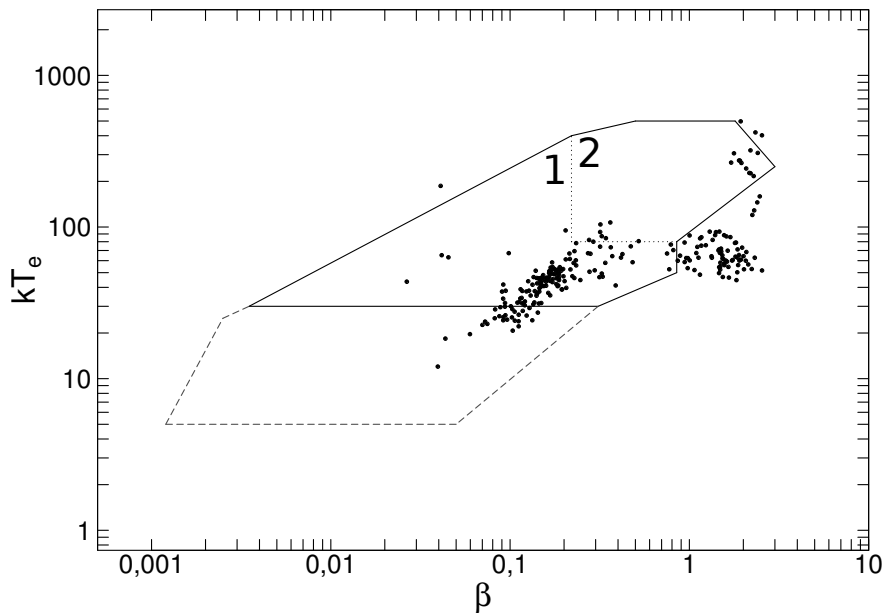
O estudo da coroa baseou-se na exploração das possíveis correlações existentes entre os valores de kT_e e τ fornecidos pelo `comptt` e os índices de lei de potência fornecidos pelo `powerlaw`. Por essa razão, prosseguiu-se a análise com os 250 espectros que foram ajustados tanto pelo `powerlaw` quanto pelo `comptt`. Um critério de seleção adicional foi empregado nesses 250 espectros: é apontado em Hua e Titarchuk (1995) e Titarchuk e Lyubarskij (1995) que os pares kT_e e τ fornecidos pelo `comptt` devem satisfazer determinadas relações para que a solução de comptonização utilizada no

modelo produza espectros que sejam fisicamente aceitáveis. Mais especificamente, que existe uma zona de aplicabilidade além da qual os valores de kT_e e τ obtidos da aplicação do modelo não deveriam ser utilizados ou, ao menos, deveriam ser utilizados com ponderações. A localização dos pares dentro de tal região é determinada em função de kT_e e de um parâmetro β , definido por (HUA; TITARCHUK, 1995)

$$\beta = \frac{\pi^2}{12(\tau + 2/3)^2}(1 - e^{-1,35\tau}) + 0,45e^{-3,7\tau}\ln\frac{10}{3\tau}. \quad (6.1)$$

Com o intuito de evitar o uso incorreto dos valores fornecidos pelo modelo, computou-se β para os 250 espectros de modo que estes pudessem ser posicionados no plano $\beta - kT_e$ (ver, e.g., Figura 7 de Hua e Titarchuk (1995)). As localizações dos 250 espectros em tal plano são mostradas na Figura 6.4. Valores dentro das regiões 1 e 2 correspondem a espectros característicos de coroas opticamente espessas e finas, respectivamente; na região demarcada com linhas tracejadas, a dependência com a profundidade óptica é menor e a classificação torna-se menos clara. Pontos dentro de qualquer uma dessas regiões estão da zona de aplicabilidade.

Figura 6.4 - Zona de aplicabilidade do modelo `comptt`.

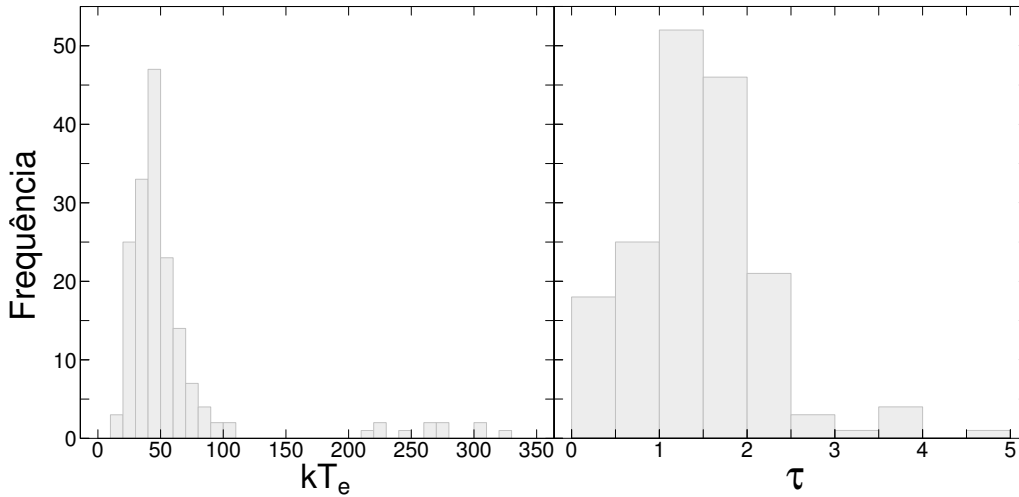


Localização dos 250 espectros na zona de aplicabilidade do modelo `comptt`. Valores de kT_e estão em keV. Os valores de β (adimensional) foram calculados pela Equação 6.1. Os limites das regiões são indicados seguindo Hua e Titarchuk (1995).

Fonte: Produção do autor.

Ao todo, 171 dos 250 espectros estavam localizados dentro da zona de aplicabilidade do modelo e continuaram, portanto, na análise. A distribuição de frequências dos valores de kT_e e τ fornecidos pelo `comptt` para esses espectros é apresentada na Figura 6.5. Os valores medianos e as incertezas, calculadas a partir das medianas dos desvios absolutos¹, são: $kT_e = 45 \pm 25$ keV e $\tau = 1,4 \pm 0,9$.

Figura 6.5 - Histogramas de kT_e e τ .



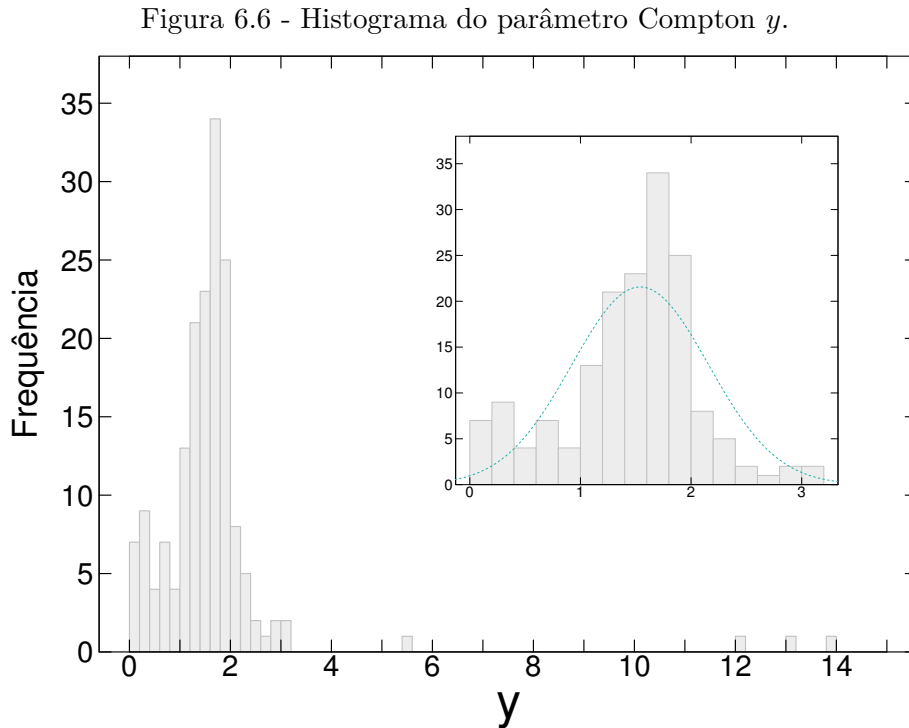
Distribuição de frequências dos valores da energia térmica kT_e (à esquerda, em keV) e da profundidade óptica τ (à direita, adimensional) da coroa para os 171 espectros dentro da região de aplicabilidade do modelo `comptt`. A largura dos bins, para os dois casos, segue o critério de [Freedman e Diaconis \(1981\)](#).

Fonte: Produção do autor.

Recapitula-se, da Seção 4.2.2.2, que o parâmetro Compton y – cujo valor depende apenas de kT_e e τ (ver Equação 4.15) – pode ser utilizado para classificar o regime de comptonização da coroa. Além disso, no caso de um regime não saturado ($y \sim 1$), pode-se calcular, em função exclusiva do valor de y , o índice previsto da lei de potência que descreve o formato do espectro (ver Equação 4.16). Para explorar, nesse contexto, a natureza da comptonização nos espectros de 1E, computou-se, primeiramente, os valores de y em função dos pares kT_e – τ fornecidos pelo `comptt` para os 171 espectros dentro da zona de aplicabilidade mencionada. A distribuição de frequências de y é apresentada na Figura 6.6. Um zoom, excluindo as ocorrências esparsas acima de $y \approx 3$ também é mostrado. Nesse zoom, a curva normal sobreposta foi

¹*Median absolute deviation* – MAD. A equivalência para uma distribuição normal é $1\sigma \approx 1,48$ MAD (e.g. (ROUSSEEUW; CROUX, 1993)).

construída a partir do valor mediano e do desvio padrão nessa faixa: $y = 1,54 \pm 0,59$ (a mediana de toda a distribuição é 1,57).



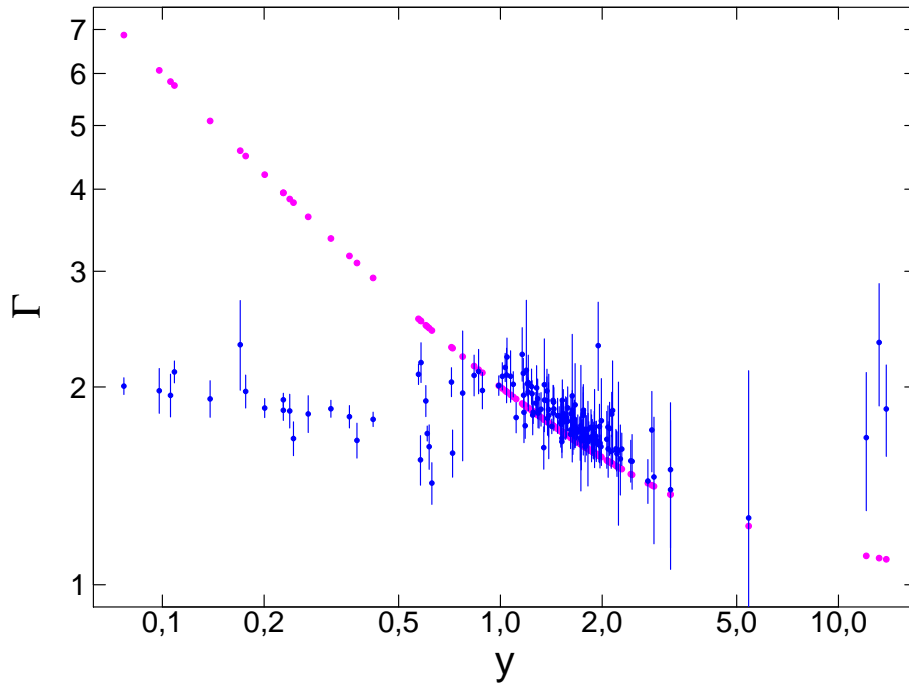
Distribuição de frequências dos valores de y calculados pela Equação 4.15 para os 171 espectros. Um zoom para $0 \lesssim y \lesssim 3$ é mostrado, assim como uma distribuição gaussiana construída a partir da mediana e da dispersão dos valores nessa faixa específica. A largura dos bins segue o critério de [Freedman e Diaconis \(1981\)](#).

Fonte: Produção do autor.

Apesar dos valores medianos de y supramencionados já sugerirem que o regime de comptonização não saturada é dominante, a distribuição inteira apresentada na Figura 6.6 mostra que y assume uma ampla faixa de valores, cujos mínimo e máximo são $\sim 0,08$ e ~ 14 , respectivamente. Uma vez que é um pouco vago estabelecer quais valores de y podem ser considerados próximos da unidade, calculou-se os índices previstos (que serão chamado de Γ_c ao longo do texto para diferenciar dos índices Γ obtidos dos ajustes do modelo `powerlaw` aos espectros) para todos os 171 casos. Os valores resultantes de Γ_c , plotados contra y , são mostrados, em magenta, na Figura 6.7. Também plotados, em azul, estão os índices espectrais Γ (e seus erros para 90%) fornecidos pelo `powerlaw` para os respectivos espectros.

É possível notar, da Figura 6.7, que há uma concentração em torno de $y \sim 1-3$ de valores de Γ_c que concordam relativamente bem com os índices Γ obtidos pelos ajustes da lei de potência. Conforme y se distancia em relação à unidade (e.g. $y \lesssim 0,5$ e $y \gtrsim 10$), os valores dos índices se tornam claramente discrepantes. Tal constatação não é surpreendente visto que a condição de validade da Equação 4.16 é que y seja próximo de 1.

Figura 6.7 - Relações de Γ com y .



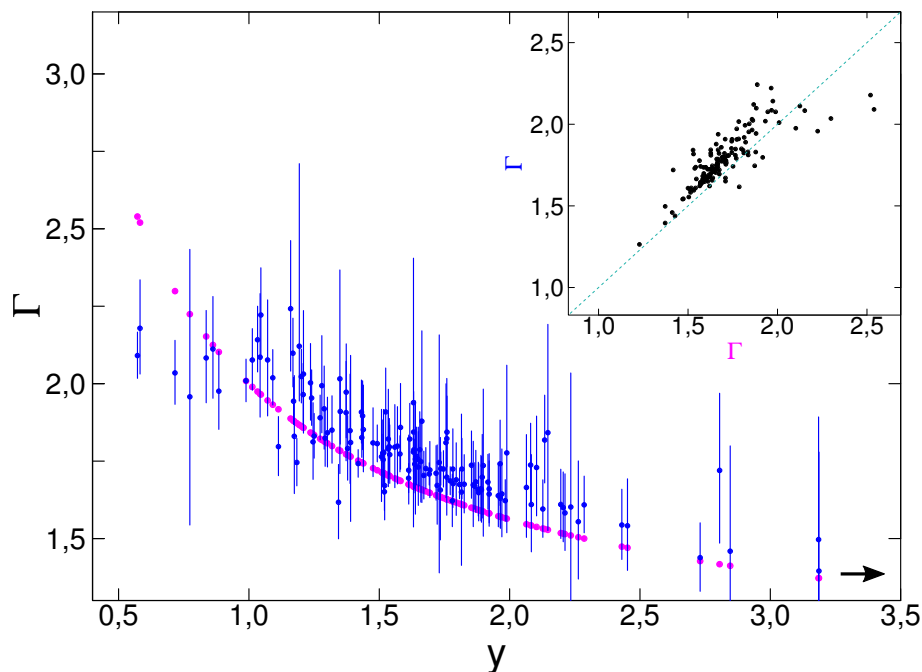
Valores de Γ_c calculados pela Equação 4.16 (magenta). Sobrepostos estão os valores e incertezas para 90% dos índices fornecidos pelos ajustes do modelo `powerlaw` (azul). Os valores estão plotados em escala logarítmica para melhor visualização.

Fonte: Produção do autor.

Levando ainda em consideração a condição de validade da Equação 4.16, é possível inverter a argumentação e utilizar Γ , obtido do ajuste do modelo `powerlaw`, como valor fiducial para avaliar em quais casos a aproximação de Γ_c foi válida e, assim, determinar a faixa de valores de y que representa o regime de comptonização não saturada de 1E. Para isso, considerou-se somente os casos em que os índices ajustado e calculado concordaram em 20%. Mais especificamente, foram selecionados apenas aqueles espectros cujos valores de kT_e e τ fornecidos pelo `comptt` implicaram, após a aplicação das Equações 4.15 e 4.16, em um índice Γ_c que concorda, dentro de um

intervalo de 20%, com o valor de melhor ajuste do índice Γ fornecido pelo `powerlaw`. O resultado desse procedimento, que selecionou 144 espectros, é apresentado (de maneira semelhante à Figura 6.7) na Figura 6.8. O valor mediano (e a dispersão) de y após a seleção é $y = 1,63 \pm 0,55$; os valores mínimo e máximo são $y = 0,57$ e $y = 5,42$ (este último não mostrado na imagem principal da Figura 6.8). Para destacar a correlação entre os valores dos índices, são mostrados, na imagem inserida, os valores de Γ (pontos azuis na imagem principal) plotados contra os valores de Γ_c (pontos magentas na imagem principal), assim como uma reta de referência que passa pela origem e possui inclinação 1 (verde).

Figura 6.8 - Relações $\Gamma - y$ e $\Gamma - \Gamma$ para os pontos selecionados.



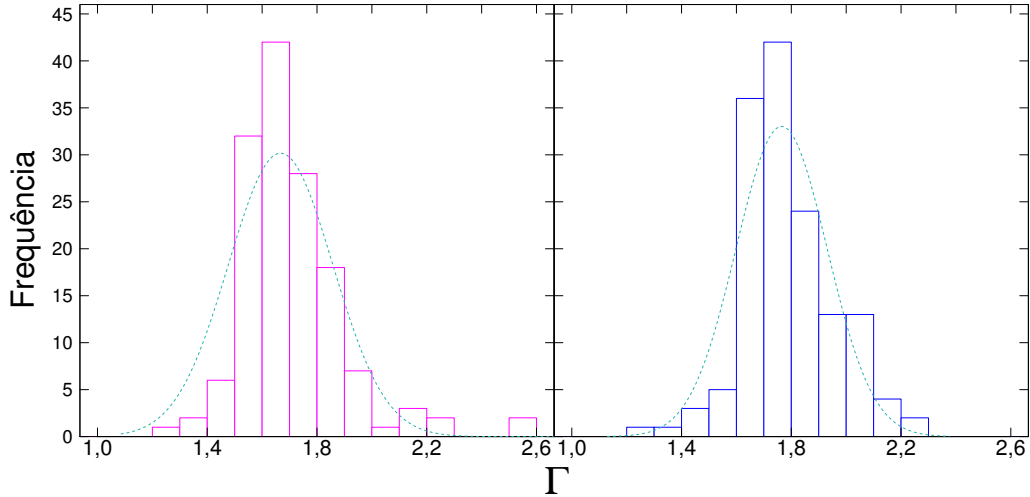
Semelhante à Figura 6.7, agora com os 144 pontos selecionados e em escala normal. A seta no canto inferior direito indica que há uma medida adicional em $y = 5,4$, cujos Γ calculado e fornecido pelo ajuste são 1,23 e 1,26, respectivamente. O gráfico inserido no canto superior direito mostra a correlação entre os Γ calculado (eixo horizontal, magenta) e fornecido pelo ajuste (eixo vertical, azul). É indicada também, para referência, uma reta que passa pela origem e possui coeficiente angular 1.

Fonte: Produção do autor.

Como uma maneira adicional de evidenciar a correspondência entre os valores dos índices, as distribuições de frequências de Γ_c e de Γ para os 144 espectros selecionados são apresentadas na Figura 6.9. Os valores medianos e as dispersões das distribuições

são $\Gamma_c = 1,67 \pm 0,19$ e $\Gamma = 1,76 \pm 0,17$. Novamente, uma curva normal, construída a partir dos valores da distribuição, é sobreposta a cada histograma.

Figura 6.9 - Histogramas dos Γ para os pontos selecionados.



Distribuição de frequências do Γ_c calculado (à esquerda, magenta) e do Γ fornecido pelo ajuste com o modelo `powerlaw` (à direita, azul). Em verde são mostradas as gaussianas construídas a partir da mediana e da dispersão de cada histograma. A largura dos bins, para os dois casos, foi escolhida convenientemente.

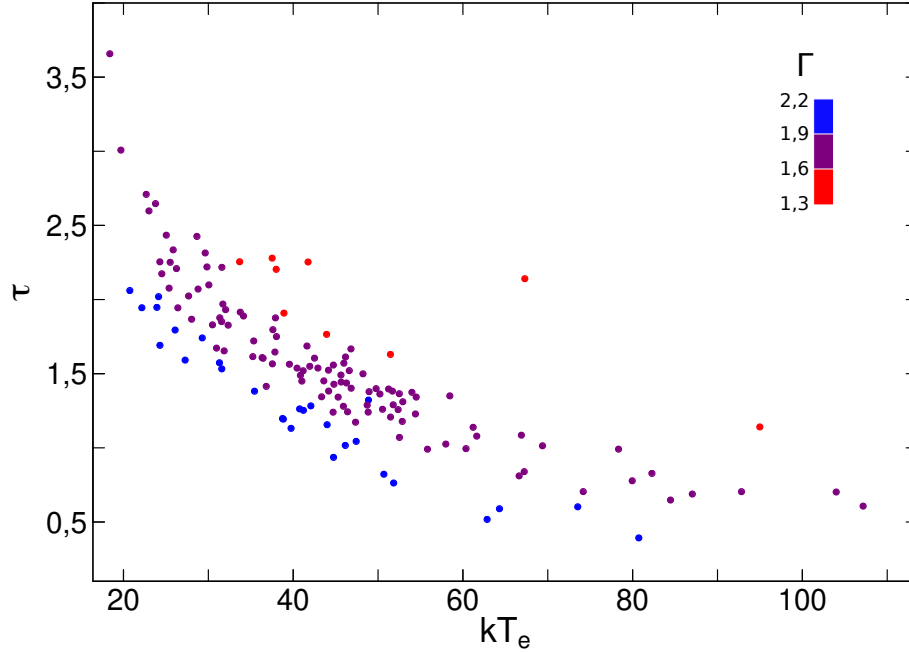
Fonte: Produção do autor.

Nota-se, da imagem inserida na Figura 6.8, que, excetuando-se alguns poucos pontos, há um pequeno deslocamento entre a reta de referência com inclinação 1 e os valores de $\Gamma_c \times \Gamma$. Essa tendência é perceptível também nos histogramas da Figura 6.9, que estão deslocados um do outro aproximadamente 0,1. Na imagem principal da Figura 6.8, no entanto, constata-se que, dentro das incertezas (para 90%) de Γ , os dois índices são estatisticamente compatíveis. É necessário esclarecer que, para o cálculo de y e posteriormente Γ_c , foram utilizados apenas os valores de melhor ajuste fornecidos para kT_e e τ . A justificativa é que para alguns espectros não foi possível computar os intervalos de 90% de confiança dos parâmetros. Em razão do exposto e também do fato de que as equações utilizadas são aproximações, é compreensível que haja certo deslocamento (no caso, de $\sim 5\%$) entre os valores calculados e ajustados.

A Figura 6.10 apresenta os pares de valores kT_e e τ fornecidos pelos `comptt` para os 144 espectros em que o índice previsto Γ_c – calculado a partir desses pares – coincidiram com o índice obtido do ajuste com o `powerlaw`. Os valores medianos e

as dispersões são: $kT_e = 43 \pm 17$ keV e $\tau = 1,5 \pm 0,5$.

Figura 6.10 - Correlação entre kT_e e τ para os pontos selecionados.



Correlação entre os pares de valores kT_e e τ fornecidos pelo `comptt` para os 144 espectros selecionados. A degenerescência entre os dois parâmetros é coerente com simulações apresentadas em, e.g., Petrucci (2008). As cores indicam a faixa do valor de Γ (ajustado) correspondente.

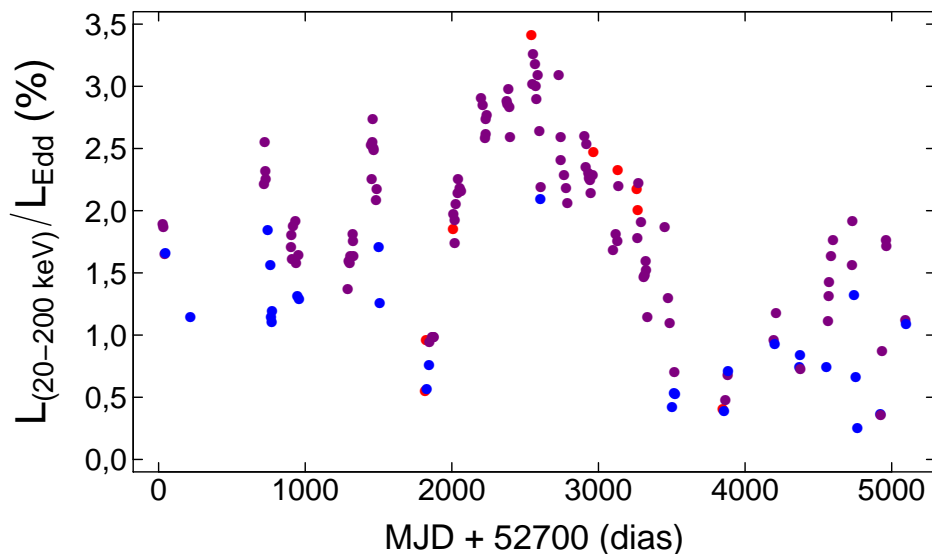
Fonte: Produção do autor.

Por último, apresenta-se, respectivamente, a curva de luminosidades para os 144 espectros entendidos como representativos do regime de comptonização não saturada de 1E (Figura 6.11) e, novamente, o diagrama da zona de aplicabilidade do modelo `comptt` – desta vez com os 144 casos destacados em vermelho (Figura 6.12).

6.4 Discussão e considerações finais

Nesse capítulo foram apresentados os resultados de uma análise sistemática de um grande número de espectros (479 iniciais) de raios X duros (20–200 keV) do objeto 1E 1740.7–2942 fornecidos pelo telescópio IBIS/ISGRI a bordo da missão INTEGRAL. Com a principal finalidade de entender o comportamento da coroa de elétrons em 1E, foram aplicados aos espectros um modelo fenomenológico de lei de potência (`powerlaw`), que fornece a inclinação do formato do espectro, e um modelo

Figura 6.11 - Curva de luz para os pontos selecionados.



Variação de L/L_{Edd} ao longo do tempo para os 144 casos. As luminosidades foram calculadas da mesma forma descrita para a Figura 6.3. As cores, que indicam a faixa do valor de Γ (ajustado), seguem a legenda mostrada na Figura 6.10.

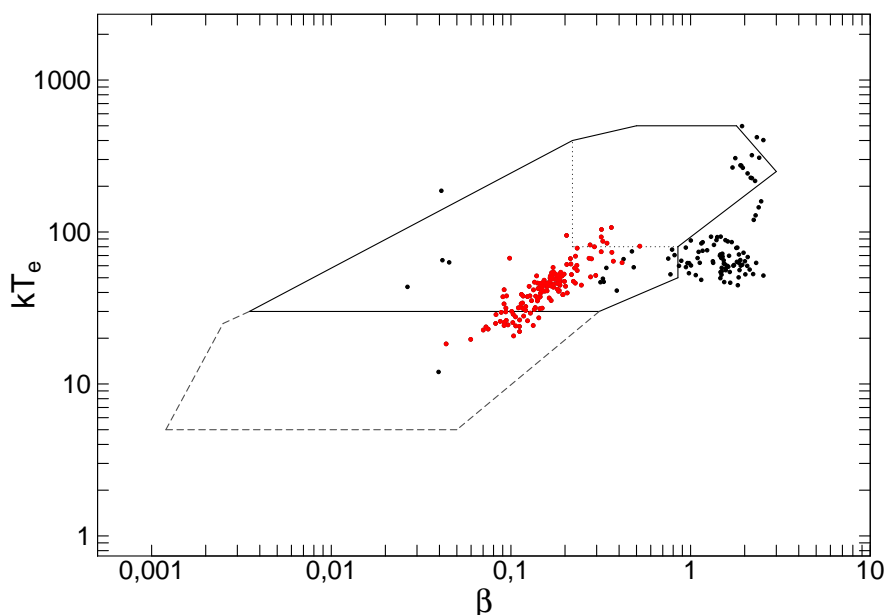
Fonte: Produção do autor.

de comptonização (`comptt`), que depende de quantidades físicas da coroa. Um resultado imediato deste trabalho é que a ampla cobertura temporal da base de dados utilizada (aproximadamente 15 anos) possibilitou a construção do que é, provavelmente, a mais extensa curva de luz de 1E 1740.7–2942 nessa faixa de energia (Figura 6.3).

Os valores do índice da lei de potência, Γ , obtidos da aplicação do modelo `powerlaw` a 283 espectros, variaram de $\sim 1,3$ – $2,4$, com um valor mediano e desvio de $\sim 1,8 \pm 0,2$ (Figura 6.2). Esses valores estão de acordo com valores reportados em estudos anteriores, também realizados com longas bases de dados (SANTOS, 2020; STECCHINI, 2017), e reafirmam a permanência dos índices espectrais de 1E na faixa que caracteriza o estado de emissão *low/hard* (e.g. (REMILLARD; MCCLINTOCK, 2006)). Também corrobora a permanência neste estado (ver, e.g., Seção 4.2.3) o valor mediano da temperatura da coroa, $kT_e \sim 50 \text{ keV}$, que, pela primeira vez, foi calculado para uma amostra tão ampla de espectros de 1E 1740.7–2942.

Após o emprego de alguns critérios de seleção para evitar o uso indevido dos resultados fornecidos pelo `comptt` (Figura 6.4), um total de 171 espectros remaneceram para a análise da coroa. Em 144 desses 171, o índice da lei de potência previsto

Figura 6.12 - Pontos selecionados na zona de aplicabilidade.



A mesma região mostrada na Figura 6.4, agora com os pontos correspondentes aos 144 espectros selecionados em vermelho.

Fonte: Produção do autor.

Γ_c , calculado a partir dos parâmetros físicos da coroa por meio das Equações 4.15 e 4.16, foi compatível, dentro de 20%, com o índice Γ obtido do ajuste do modelo `powerlaw` aos espectros (Figura 6.8). Isso sugere que, em aproximadamente 85% dos casos, as variações observadas no formato dos espectros de 1E podem ser explicadas a partir de apenas kT_e e τ . Lembrando que a aproximação utilizada para obter Γ_c é válida apenas para o regime de comptonização não saturada, pode-se afirmar, então, que esse cenário é o mais recorrente para a coroa em 1E. Além disso, a posição dos espectros no diagrama da Figura 6.12 indica, segundo a classificação determinada em Hua e Titarchuk (1995), que a coroa é predominantemente opticamente espessa. Uma análise mais minuciosa dos espectros que desviaram de uma lei de potência e dos poucos cujos índices Γ e Γ_c não concordaram entre si é necessária para uma caracterização mais completa da coroa de 1E 1740.7–2942.

É proposto em Banerjee et al. (2020) que um diagrama $kT_e \times y$ pode ser utilizado para distinguir se o objeto compacto em um sistema binário de raios X é uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. Levando em consideração a provável natureza de 1E e os valores de kT_e e y apresentados neste capítulo, pode-se afirmar que os resultados aqui obtidos corroboram a assertiva dos autores de que buracos negros

ocupam uma região ligeiramente superior em tal diagrama (ver, e.g., a Figura 1 de Banerjee et al. (2020)). Sob outra perspectiva, pode-se alegar, também, que os resultados combinados do estudo mencionado e deste trabalho certificam a presença de um buraco negro em 1E 1740.7–2942.

Por fim, comenta-se brevemente sobre as correlações entre os parâmetros da coroa e o fluxo de 20–200 keV observado. A relação dos pares de valores kT_e e τ com o índice da lei de potência ajustado aos espectros, como já discutido, é muito bem definida. Isso é especialmente notável na Figura 6.10, que mostra que é possível, em função de intervalos de valores de Γ , identificar claramente três regiões preferenciais no diagrama de correlação kT_e e τ . Da Figura 6.11, nota-se que espectros mais moles (Γ maior, lei de potência mais íngreme) traduzem-se em fluxos preferencialmente menores (pontos azuis), enquanto espectros mais duros (Γ menor, lei de potência menos íngreme), em valores maiores de fluxo (pontos vermelhos). Essa correlação não é, no entanto, tão evidente: valores semelhantes de Γ visitam, ainda, valores bem distintos de fluxo na curva de luz. Isso indica que a variação dos valores de kT_e e τ – e, por sua vez, de Γ – pode não ser a única razão para a variação do fluxo em raios X duros observado em 1E. Não sendo essa a única razão, pode-se conjecturar que as variações observadas no fluxo tenham, por exemplo, uma origem geométrica, como uma coroa geometricamente estável que é eventualmente obscurecida ou uma coroa cuja configuração geométrica está de fato mudando. De qualquer modo, os dados analisados e apresentados aqui não permitem, além dessas especulações, que quaisquer afirmações conclusivas sejam feitas acerca da dimensão da coroa em 1E 1740.7–2942.

7 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Nesta tese de doutorado, organizada em duas partes, foram apresentados estudos que compreendem duas importantes áreas da astrofísica de altas energias: a experimental/instrumental e a observacional. A primeira parte baseou-se na realização de testes com detectores de raios X duros que integrarão, em breve, os sistemas de detecção de um experimento de balão (protoMIRAX) e de um *cubesat* (LECX), ambos em desenvolvimento no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). Na segunda parte foram descritos dois estudos do objeto candidato a buraco negro 1E 1740.7–2942, realizados por meio da análise de dados públicos de missões de raios X. Considerações acerca das implicações dos resultados obtidos podem ser encontradas nas seções finais dos capítulos correspondentes a cada estudo; não obstante, as principais conclusões – assim como algumas perspectivas de cada vertente – são apresentadas a seguir.

Na atividade experimental, foram realizados testes no laboratório do Grupo de Altas Energias (GAE) do INPE com a principal finalidade de caracterizar o desempenho dos detectores do material semiconductor composto CdZnTe. Os resultados desses testes, feitos com um protótipo do sistema de detecção do experimento protoMIRAX, permitiram verificar a linearidade e a boa resolução espectral dos detectores para aplicação na faixa de raios X duros (e.g. $\Delta E/E = 10\%$ a 60 keV). Tais informações são fundamentais para que a função resposta de qualquer detector ou sistema de detecção seja construída e certamente serão utilizadas para esse fim, uma vez que os procedimentos adotados e descritos poderão ser aplicados aos detectores que de fato comporão o sistema de detecção que voará com o experimento. O mesmo é válido para os detectores que integrarão o LECX.

Os resultados do primeiro teste em uma câmara térmica do Laboratório de Integração e Testes (LIT) do INPE, que teve como objetivo simular as condições de temperatura e pressão às quais o experimento estará sujeito quando em voo, já atestam que a carga útil do protoMIRAX – i.e., o sistema de detecção – está apta a suportar o ambiente quase-espacial. Dessa forma, espera-se que o lançamento do protoMIRAX ocorra em breve. É importante ressaltar que esse experimento será capaz de fornecer dados como alguns dos utilizados para as análises descritas na vertente observacional da tese. É interessante apontar, também, que atualmente apenas 3 missões com telescópios imageadores de máscara codificada, que se dedicam a observar o céu na faixa de raios X duros, estão em operação¹, o que salienta

¹https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/missions_tables.html.

a importância do desenvolvimento e lançamento do experimento protoMIRAX e subsequentemente do satélite MIRAX.

Os estudos da parte observacional foram focados na análise de dados públicos de raios X do candidato a buraco negro 1E 1740.7–2942. Como já mencionado, embora estudado em diversos comprimentos de onda, esse objeto possui aspectos essenciais para a compreensão de sua natureza – e do possível sistema do qual faz parte – ainda não conhecidos. Posto isso, o objetivo primário dos trabalhos aqui apresentados foi, por meio de análise espectral em raios X, determinar alguns desses parâmetros ainda desconhecidos e contribuir para um melhor entendimento da natureza de 1E 1740.7–2942. Esforços nesse âmbito iniciaram-se no trabalho de mestrado (STECCHINI, 2017) do autor desta tese, em que um estudo temporal, realizado com dados de 1E 1740.7–2942 fornecidos pelas missões INTEGRAL e Swift, levou à confirmação de uma modulação periódica de $\sim 12,6$ dias que, mesmo não havendo uma contrapartida, foi atribuída ao período orbital do sistema, e à descoberta de uma acentuada modulação de ~ 170 dias, nomeada período superorbital e atribuída à precessão do disco de acreção (STECCHINI et al., 2017).

A ausência de uma contrapartida conhecida em 1E 1740.7–2942 – que impede, por exemplo, a determinação da função de massa do sistema – foi uma das motivações do principal estudo observacional (Capítulo 5) desta tese. Outra motivação foi o crescente número de métodos e modelos de análise disponíveis que têm se mostrado capazes de revelar parâmetros dinâmicos de binárias com buracos negros utilizando-se apenas dados de raios X. Após uma extensiva busca por dados públicos do objeto, um espectro composto foi construído a partir de dados das missões XMM-Newton, NuSTAR e INTEGRAL, de modo que a cobertura espectral ao final (2–200 keV) abrangesse as faixas de emissão das principais componentes de sistemas como os de 1E 1740.7–2942, que são as componentes do disco, de reflexão e comptonização. A aplicação de diversos modelos ao espectro composto propiciou tanto a confirmação de valores já reportados na literatura (referentes principalmente ao disco e à coroa) quanto a obtenção de algumas novas informações de 1E 1740.7–2942, sendo a massa do objeto compacto ($\sim 5 M_{\odot}$) – pela primeira vez estimada – a mais relevante para a caracterização do sistema. A análise possibilitou também estabelecer limites para a inclinação do disco ($\gtrsim 50^{\circ}$) e discorrer sobre a extensão da borda interna do disco e sobre o valor do *spin* do buraco negro.

O segundo estudo da vertente observacional (Capítulo 6) teve como objetivo examinar o comportamento, no tempo e em relação a outros parâmetros, da coroa de

elétrons em 1E 1740.7–2942. Após uma análise sistemática de uma ampla base de dados (aproximadamente 15 anos) de raios X duros, fornecida pela missão INTEGRAL, foi possível verificar que, em 1E 1740.7–2942, as variações observadas nos valores dos índices das leis de potência (Γ) – usualmente correferidas a mudanças de estados espectrais – podem ser explicadas por meio da variação de apenas dois parâmetros físicos da coroa do sistema: kT e τ . As faixas de valores que esses dois parâmetros (e conseqüentemente os índices) assumem ao longo da amostra de 15 anos corroboram a afirmação de que 1E 1740.7–2942 passa a maior parte do tempo no estado duro de emissão e indicam que esse estado é compatível com o chamado regime de comptonização não saturada. Ademais, a ampla cobertura temporal da base de dados viabilizou a construção de uma extensa curva de luz de 1E 1740.7–2942 que, em função do valor da massa do objeto compacto obtida no primeiro estudo da vertente observacional, pôde ser apresentada convenientemente em termos da luminosidade de Eddington.

Na intenção de continuar contribuindo para o entendimento de 1E 1740.7–2942, um pedido de tempo foi submetido ao observatório Gemini South para observar a região do objeto no infravermelho próximo com o telescópio de óptica adaptativa GSAOI (*Gemini South Adaptive Optics Imager* (MCGREGOR et al., 2004)). Pretende-se, com essa observação, confirmar a presença da contrapartida em 1E 1740.7–2942, uma vez que uma possível razão para o insucesso das tentativas anteriores de identificá-la univocamente (ver, e.g., Seção 4.5) foi o fato de as observações não terem feito uso de telescópios com óptica adaptativa, técnica que confere maior capacidade de resolver fontes em campos densos, como é o caso da região do centro Galáctico. O pedido de tempo foi aceito e a observação deve ocorrer por volta do meio deste ano (2021), quando 1E 1740.7–2942 poderá ser observado próximo ao zênite da localização do observatório.

Por fim, chama-se a atenção ao fato de que os resultados apresentados na parte observacional foram obtidos por meio da análise de observações de raios X disponíveis publicamente, algumas das quais já haviam sido objeto de estudo de outros trabalhos na literatura. Isso reforça a importância tanto da revisitação de dados, no caso das observações “pontuais” (i.e. XMM-Newton, NuSTAR), quanto da exploração dos bancos de dados que as missões monitoras (i.e. de amplo campo: INTEGRAL, Swift) oferecem.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABLES, J. G. Fourier transform photography: a new method for X-ray astronomy. **Proceedings of the Astronomical Society of Australia**, v. 1, p. 172, dez. 1968. 22

ABRAMOWICZ, M.; CALVANI, M.; MADAU, P. Thick accretion disks-theory vs. observations. **Comments on Astrophysics**, v. 12, p. 67–85, 1987. 68

AKAIKE, H. A new look at the statistical model identification. **IEEE Transactions on Automatic Control**, v. 19, n. 6, p. 716–723, 1974. 109

_____. A bayesian extension of the minimum aic procedure of autoregressive model fitting. **Biometrika**, v. 66, n. 2, p. 237–242, 1979. 110

ALNAFEA, M. A review of coded aperture families having perfect mathematical imaging properties used for near field imaging application. **Asian Journal of Medical and Health Research**, p. 1–18, 07 2018. 16

ARNAUD, K. A. XSPEC: The first ten years. In: JACOBY, G. H.; BARNES, J. (Ed.). **Astronomical data analysis software and systems V**. [S.l.: s.n.], 1996. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 101), p. 17. 79

ATWOOD, W. B.; ABDO, A. A.; ACKERMANN, M.; ALTHOUSE, W.; ANDERSON, B.; AXELSSON, M.; BALDINI, L.; BALLETT, J.; BAND, D. L.; BARBIELLINI, G.; BARTELT, J.; BASTIERI, D.; BAUGHMAN, B. M.; BECHTOL, K.; BÉDÉREDE, D.; BELLARDI, F.; BELLAZZINI, R.; BERENJI, B.; BIGNAMI, G. F.; BISELLO, D.; BISSALDI, E.; BLANDFORD, R. D.; BLOOM, E. D.; BOGART, J. R.; BONAMENTE, E.; BONNELL, J.; BORGLAND, A. W.; BOUVIER, A.; BREGEON, J.; BREZ, A.; BRIGIDA, M.; BRUEL, P.; BURNETT, T. H.; BUSETTO, G.; CALIANDRO, G. A.; CAMERON, R. A.; CARAVEO, P. A.; CARIUS, S.; CARLSON, P.; CASANDJIAN, J. M.; CAVAZZUTI, E.; CECCANTI, M.; CECCHI, C.; CHARLES, E.; CHEKHTMAN, A.; CHEUNG, C. C.; CHIANG, J.; CHIPAUX, R.; CILLIS, A. N.; CIPRINI, S.; CLAUS, R.; COHEN-TANUGI, J.; CONDAMOR, S.; CONRAD, J.; CORBET, R.; CORUCCI, L.; COSTAMANTE, L.; CUTINI, S.; DAVIS, D. S.; DECOTIGNY, D.; DEKLOTZ, M.; DERMER, C. D.; ANGELIS, A. de; DIGEL, S. W.; SILVA, E. do Couto e; DRELL, P. S.; DUBOIS, R.; DUMORA, D.; EDMONDS, Y.; FABIANI, D.; FARNIER, C.; FAVUZZI, C.; FLATH, D. L.; FLEURY, P.; FOCKE, W. B.; FUNK, S.; FUSCO,

P.; GARGANO, F.; GASPARRINI, D.; GEHRELS, N.; GENTIT, F. X.;
GERMANI, S.; GIEBELS, B.; GIGLIETTO, N.; GIOMMI, P.; GIORDANO, F.;
GLANZMAN, T.; GODFREY, G.; GRENIER, I. A.; GRONDIN, M. H.; GROVE,
J. E.; GUILLEMOT, L.; GUIRIEC, S.; HALLER, G.; HARDING, A. K.; HART,
P. A.; HAYS, E.; HEALEY, S. E.; HIRAYAMA, M.; HJALMARSDOTTER, L.;
HORN, R.; HUGHES, R. E.; JÓHANNESSEN, G.; JOHANSSON, G.;
JOHNSON, A. S.; JOHNSON, R. P.; JOHNSON, T. J.; JOHNSON, W. N.;
KAMAE, T.; KATAGIRI, H.; KATAOKA, J.; KAVELAARS, A.; KAWAI, N.;
KELLY, H.; KERR, M.; KLAMRA, W.; KNÖDLSIEDER, J.; KOCIAN, M. L.;
KOMIN, N.; KUEHN, F.; KUSS, M.; LANDRIU, D.; LATRONICO, L.; LEE, B.;
LEE, S. H.; LEMOINE-GOUMARD, M.; LIONETTO, A. M.; LONGO, F.;
LOPARCO, F.; LOTT, B.; LOVELLETTE, M. N.; LUBRANO, P.; MADEJSKI,
G. M.; MAKEEV, A.; MARANGELLI, B.; MASSAI, M. M.; MAZZIOTTA,
M. N.; MCENERY, J. E.; MENON, N.; MEURER, C.; MICHELSON, P. F.;
MINUTI, M.; MIRIZZI, N.; MITTHUMSIRI, W.; MIZUNO, T.; MOISEEV,
A. A.; MONTE, C.; MONZANI, M. E.; MORETTI, E.; MORSELLI, A.;
MOSKALENKO, I. V.; MURGIA, S.; NAKAMORI, T.; NISHINO, S.; NOLAN,
P. L.; NORRIS, J. P.; NUSS, E.; OHNO, M.; OHSUGI, T.; OMODEI, N.;
ORLANDO, E.; ORMES, J. F.; PACCAGNELLA, A.; PANEQUE, D.;
PANETTA, J. H.; PARENT, D.; PEARCE, M.; PEPE, M.; PERAZZO, A.;
PESCE-ROLLINS, M.; PICOZZA, P.; PIERI, L.; PINCHERA, M.; PIRON, F.;
PORTER, T. A.; POUPARD, L.; RAINÒ, S.; RANDO, R.; RAPPOSELLI, E.;
RAZZANO, M.; REIMER, A.; REIMER, O.; REPOSEUR, T.; REYES, L. C.;
RITZ, S.; ROCHESTER, L. S.; RODRIGUEZ, A. Y.; ROMANI, R. W.; ROTH,
M.; RUSSELL, J. J.; RYDE, F.; SABATINI, S.; SADROZINSKI, H. F. W.;
SANCHEZ, D.; ER, A. S.; SAPOZHNIKOV, L.; PARKINSON, P. M. S.;
SCARGLE, J. D.; SCHALK, T. L.; SCOLIERI, G.; SGRÒ, C.; SHARE, G. H.;
SHAW, M.; SHIMOKAWABE, T.; SHRADER, C.; SIERPOWSKA-BARTOSIK,
A.; SISKIND, E. J.; SMITH, D. A.; SMITH, P. D.; SPANDRE, G.; SPINELLI, P.;
STARCK, J. L.; STEPHENS, T. E.; STRICKMAN, M. S.; STRONG, A. W.;
SUSON, D. J.; TAJIMA, H.; TAKAHASHI, H.; TAKAHASHI, T.; TANAKA, T.;
TENZE, A.; TETHER, S.; THAYER, J. B.; THAYER, J. G.; THOMPSON, D. J.;
TIBALDO, L.; TIBOLLA, O.; TORRES, D. F.; TOSTI, G.; TRAMACERE, A.;
TURRI, M.; USHER, T. L.; VILCHEZ, N.; VITALE, V.; WANG, P.; WATTERS,
K.; WINER, B. L.; WOOD, K. S.; YLINEN, T.; ZIEGLER, M. The Large Area
Telescope on the Fermi gamma-ray space telescope mission. **The Astrophysical
Journal**, v. 697, n. 2, p. 1071–1102, jun. 2009. 6

BAILYN, C. D.; JAIN, R. K.; COPPI, P.; OROSZ, J. A. The mass distribution of stellar black holes. **The Astrophysical Journal**, v. 499, n. 1, p. 367, 1998. 114

BALLESTEROS, F. et al. Low energy gamma ray imager (legri). In: BASSANI, L.; COCCO, G. (Ed.). **Imaging in high energy astronomy**. [S.l.]: Springer, 1995. p. 183–187. 29

BALLY, J.; LEVENTHAL, M. Is the Galactic Centre gamma-ray source 1E1740.7 - 2942 accreting from a molecular cloud? **Nature**, v. 353, p. 234–237, set. 1991. 83

BAMBI, C. Measuring the kerr spin parameter of a non-kerr compact object with the continuum-fitting and the iron line methods. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2013, n. 08, p. 055, 2013. 76

_____. Testing the space-time geometry around black hole candidates with the analysis of the broad $k\alpha$ iron line. **Physical Review D**, v. 87, n. 2, p. 023007, 2013. 77

_____. Astrophysical black holes: a compact pedagogical review. **Annalen der Physik**, v. 530, n. 6, p. 1700430, 2018. 112

BANDLER, S. R. et al. Lynx x-ray microcalorimeter. **Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems**, v. 5, n. 2, p. 021017, 2019. 9

BANERJEE, S.; GILFANOV, M.; BHATTACHARYYA, S.; SUNYAEV, R. Observing imprints of black hole event horizon on x-ray spectra. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 498, n. 4, p. 5353–5360, 2020. 129, 130

BARDEEN, J. M. Kerr metric black holes. **Nature**, v. 226, n. 5240, p. 64–65, 1970. 58

BARDEEN, J. M.; PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A. Rotating black holes: locally nonrotating frames, energy extraction, and scalar synchrotron radiation. **The Astrophysical Journal**, v. 178, p. 347–370, 1972. 58, 78

BARRET, D.; TRONG, T. L.; HERDER, J.-W. D.; PIRO, L.; BARCONS, X.; HUOVELIN, J.; KELLEY, R.; MAS-HESSE, J. M.; MITSUDA, K.; PALTANI, S. et al. The athena x-ray integral field unit (x-ifu). In: SPACE TELESCOPES AND INSTRUMENTATION 2016: ULTRAVIOLET TO GAMMA RAY. [S.l.], 2016. v. 9905, p. 99052F. 9

- BARRETT, H. H.; ESKIN, J.; BARBER, H. Charge transport in arrays of semiconductor gamma-ray detectors. **Physical Review Letters**, v. 75, n. 1, p. 156, 1995. 30
- BELLONI, T. M. Spectral/timing evolution of black-hole binaries. In: AIP CONFERENCE, 2010. [S.l.], 2010. v. 1248, n. 1, p. 107–110. 74
- BERGER, M. J.; HUBBELL, J. **XCOM: photon cross sections on a personal computer**. National Bureau of Standards, Washington, DC (USA). Center for Radiation: [s.n.], 1987. 28
- BEVINGTON, P. R.; ROBINSON, D. K.; BLAIR, J. M.; MALLINCKRODT, A. J.; MCKAY, S. Data reduction and error analysis for the physical sciences. **Computers in Physics**, v. 7, n. 4, p. 415–416, 1993. 81
- BHALERAO, V. et al. The cadmium zinc telluride imager on astrosat. **Journal of Astrophysics and Astronomy**, v. 38, n. 2, p. 31, 2017. 29
- BHATTACHARJEE, A.; BANERJEE, I.; BANERJEE, A.; DEBNATH, D.; CHAKRABARTI, S. K. The 2004 outburst of bhc h1743-322: analysis of spectral and timing properties using the tcdf solution. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 466, n. 2, p. 1372–1381, 2017. 114
- BIAN, W.-H.; ZHAO, Y.-H. Accretion rates and the accretion efficiency in agns. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 55, n. 3, p. 599–603, 2003. 107
- BLAKE, R.; BUREK, A.; FENIMORE, E.; PUETTER, R. Solar x-ray photography with multiplex pin-hole camera. **Review of Scientific Instruments**, v. 45, n. 4, p. 513–516, 1974. 16
- BLANDFORD, R. D.; ZNAJEK, R. L. Electromagnetic extraction of energy from kerr black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 179, n. 3, p. 433–456, 1977. 57
- BLONDIN, J. M.; OWEN, M. P. Wind accretion vs roche lobe overflow in hmxbs. In: WICKRAMASINGHE, D. T.; BICKNELL, G. V.; FERRARIO, L. (Ed.). **Accretion phenomena and related outflows**. [S.l.: s.n.], 1997. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 121), p. 361. 54
- BOLOTNIKOV, A. **New developments in wide bandgap CdZnTe (CZT) semiconductors detectors**. Brookhaven National Laboratory: [s.n.], 2012.

Disponível em: <http://enpl.mephi.ru/download/seminars/2012-05-20_02-39-09_A.Bolotnikov_2012_05_18.pdf>. Acesso em: 22 fev. 2016. 29

BOMBACI, I. The maximum mass of a neutron star. **Astronomy & Astrophysics**, v. 305, p. 871, jan. 1996. 60

BOUCHET, L. A comparative study of deconvolution methods for gamma-ray spectra. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, v. 113, p. 167, 1995. 79

BOUCHET, L.; MANDROU, P.; ROQUES, J. P.; VEDRENNE, G.; CORDIER, B.; GOLDWURM, A.; LEBRUN, F.; PAUL, J.; SUNYAEV, R.; CHURAZOV, E.; GILFANOV, M.; PAVLINSKY, M.; GREBENEV, S.; BABALYAN, G.; DEKHANOV, I.; KHAVENSON, N. Sigma discovery of variable $e^{(+)}e^{(-)}$ annihilation radiation from the near Galactic center variable compact source 1E 1740.7 - 2942. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 383, p. L45–L48, dez. 1991. 81

BOUCHET, L.; SANTO, M. D.; JOURDAIN, E.; ROQUES, J.; BAZZANO, A.; CESARE, G. D. Unveiling the high energy tail of 1e 1740.7-2942 with integral. **The Astrophysical Journal**, v. 693, n. 2, p. 1871, 2009. 81, 96

BRAGA, J. **Medidas de linhas nucleares com um telescópio Ge(Li) duplo a bordo de balão estratosférico**. 83 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 1984. 27

BRAGA, J. **Técnicas de imageamento em raios-X duros com máscaras codificadas**. 134 p. Tese (Doutorado em Astronomia) — Universidade de São Paulo (USP), São Paulo, 1990. 17

BRAGA, J. MIRAX Mission overview and status. In: D'AMICO, F.; BRAGA, J.; ROTHSCHILD, R. E. (Ed.). **The transient Milky Way: a perspective for MIRAX**. [S.l.: s.n.], 2006. (American Institute of Physics Conference Series, v. 840), p. 3–7. 13

_____. Coded aperture imaging in high-energy astrophysics. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 132, n. 1007, p. 012001, 2020. 22

BRAGA, J.; D'AMICO, F.; AVILA, M. A. C.; PENACCHIONI, A. V.; SACAHI, J. R.; SANTIAGO, V. A. de; MATTIELLO-FRANCISCO, F.; STRAUSS, C.; FIALHO, M. A. A. The protoMIRAX hard X-ray imaging balloon experiment. **Astronomy & Astrophysics**, v. 580, p. A108, ago. 2015. 10, 13, 14, 25, 34

BRAGA, J.; DURÃO, O. S. C.; CASTRO, M.; D'AMICO, F.; STECCHINI, P. E.; AMIRÁBILE, S.; BLANCO, F. G.; STRAUSS, C.; SILVA, W.; SCHAD, V. R.; REITANO, L. A. LECX: a cubesat experiment to detect and localize cosmic explosions in hard X-rays. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 493, n. 4, p. 4852–4860, abr. 2020. 36

BRAGA, J.; MEJÍA, J. The mirax x-ray astronomy transient mission. In: SPACE TELESCOPES AND INSTRUMENTATION II: ULTRAVIOLET TO GAMMA RAY, 2006. [S.l.], 2006. v. 6266, p. 62660M. 13

BRAGA, J.; ROTHSCHILD, R.; HEISE, J.; STAUBERT, R.; REMILLARD, R.; D'AMICO, F.; JABLONSKI, F.; HEINDL, W.; MATTESON, J.; KUULKERS, E.; WILMS, J.; KENDZIORRA, E. MIRAX: a Brazilian X-ray astronomy satellite mission. **Advances in Space Research**, v. 34, p. 2657–2661, jan. 2004. 13

BRAGA, J.; VILLELA, T.; JAYANTHI, U. B.; D'AMICO, F.; NERI, J. A. A new mask-antimask coded-aperture telescope for hard X-ray astronomy. **Experimental Astronomy**, v. 2, p. 101–113, mar. 1991. 18

BRANDT, S.; LUND, N.; RAO, A. R. The Watch all-sky monitor for the GRANAT project. **Advances in Space Research**, v. 10, p. 239–242, 1990. 5

BRENNEMAN, L. **Measuring the angular momentum of supermassive black holes**. [S.l.: s.n.], 2013. 76, 77

BRESKIN, A.; VOSS, R. **The CERN large hadron collider: accelerator and experiments**. [S.l.]: Cern Geneva, 2009. 27

BROWN, C. **Multiplex imaging with random arrays**. 162 p. Thesis (PhD) — University of Chicago, Illinois, 1972. Disponível em: <<http://hdl.handle.net/1802/1111>>. 17

BURROWS, D. N. et al. The swift x-ray telescope. **Space Science Reviews**, v. 120, n. 3-4, p. 165–195, 2005. 4

CAROLI, E.; STEPHEN, J. B.; COCCO, G. D.; NATALUCCI, L.; SPIZZICHINO, A. Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy. **Space Science Reviews**, v. 45, p. 349–403, set. 1987. 5, 23

CASARES, J.; JONKER, P. G.; ISRAELIAN, G. X-Ray Binaries. In: _____. **Handbook of Supernovae**. [S.l.: s.n.], 2017. p. 1499. 114

CASARES, J.; NEGUERUELA, I.; RIBÓ, M.; RIBAS, I.; PAREDES, J. M.; HERRERO, A.; SIMÓN-DÍAZ, S. A be-type star with a black-hole companion. *Nature*, v. 505, n. 7483, p. 378–381, 2014. 114

CASTRO, M.; BRAGA, J.; PENACCHIONI, A.; D'AMICO, F.; SACAHUI, R. Background and imaging simulations for the hard X-ray camera of the MIRAX mission. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 459, p. 3917–3928, jul. 2016. 14

CASTRO, M.; D'AMICO, F.; BRAGA, J.; MAIOLINO, T.; POTTSCHMIDT, K.; WILMS, J. Confirming the thermal comptonization model for black hole x-ray emission in the low-hard state. *Astronomy & Astrophysics*, v. 569, p. A82, 2014. 94, 96, 118

CASTRO, M.; D'AMICO, F.; JABLONSKI, F.; BRAGA, J. Flux and spectral variations of 1E 1740.7-2942 over the years 2003-2012. In: **INTEGRAL WORKSHOP: A SYNERGISTIC VIEW OF THE HIGH ENERGY SKY-INTEGRAL**, 10., 2015. [S.l.: s.n.], 2015. 82

CASTRO, M. A. **Simulações do desempenho do experimento Mirax e estudo de 1E 1740-2942 com os satélites INTEGRAL e XMM-NEWTON**. 29 p. (INPE-14794-TDI/1237). Tese (Doutorado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2015. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3HT5Q42>>. Acesso em: 5 abr. 2016. 24

CELORIA, M.; OLIVERI, R.; SESANA, A.; MAPELLI, M. Lecture notes on black hole binary astrophysics. **arXiv preprint arXiv:1807.11489**, 2018. 59

CHANDRA X-RAY OBSERVATORY. **Telescope system: telescope schematic illustrations**. 2009. Disponível em: <<https://chandra.si.edu/resources/illustrations/teleSchem.html>>. Acesso em: 07 abr. 2020. 4

CHEN, W.; GEHRELS, N.; LEVENTHAL, M. On the optical counterparts, long-term variabilities, radio jets, and accretion sources in 1E 1740.7-2942 and GRS 1758-258. *The Astrophysical Journal*, v. 426, p. 586–598, maio 1994. 83

CHONG C. S., E. I. S. A. T. A. Gamma ray spectrum of am-241 in a back scattering geometry using a high purity germanium detector. *International Atomic Energy Agency*, v. 29, p. 255–264, out. 1997. 31

CHOU, Y. Measuring the orbital periods of low mass x-ray binaries in the x-ray band. **Research in Astronomy and Astrophysics**, v. 14, n. 11, p. 1367, 2014. 64

CIEŚLAK, M. J.; GAMAGE, K. A.; GLOVER, R. Coded-aperture imaging systems: past, present and future development—a review. **Radiation Measurements**, v. 92, p. 59–71, 2016. 21

COOK, W.; FINGER, M.; PRINCE, T.; STONE, E. Gamma-ray imaging with a rotating hexagonal uniformly redundant array. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 31, n. 1, p. 771–775, 1984. 22

CORRAL-SANTANA, J. M.; CASARES, J.; MUÑOZ-DARIAS, T.; BAUER, F. E.; MARTINEZ-PAIS, I. G.; RUSSELL, D. M. Blackcat: a catalogue of stellar-mass black holes in x-ray transients. **Astronomy & Astrophysics**, v. 587, p. A61, 2016. 63, 84, 113

CROMARTIE, H. T. et al. Relativistic shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar. **Nature Astronomy**, v. 4, n. 1, p. 72–76, 2020. 114

DAUSER, T.; GARCÍA, J.; PARKER, M.; FABIAN, A.; WILMS, J. The role of the reflection fraction in constraining black hole spin. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 444, n. 1, p. L100–L104, 2014. 100

DAUSER, T.; WILMS, J.; REYNOLDS, C.; BRENNEMAN, L. Broad emission lines for a negatively spinning black hole. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 409, n. 4, p. 1534–1540, 2010. 98

DAVIS, J. E. Event pileup in charge-coupled devices. **The Astrophysical Journal**, v. 562, n. 1, p. 575, 2001. 93

DAVIS, S. W.; BLAES, O. M.; HUBENY, I.; TURNER, N. J. Relativistic accretion disk models of high-state black hole x-ray binary spectra. **The Astrophysical Journal**, v. 621, n. 1, p. 372, 2005. 107

DEUTSCH, E. W.; MARGON, B.; ANDERSON, S. F. Ultracompact x-ray binaries in globular clusters: variability of the optical counterpart of x1832–330 in ngc 6652. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 530, n. 1, p. L21, 2000. 64

DICKE, R. H. Scatter-hole cameras for x-rays and gamma rays. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 153, p. L101, ago. 1968. 5, 15, 22

DREISKE, P.; CARMODY, M.; GREIN, C. H.; ZHAO, J.; BOMMENA, R.; KILBOURNE, C. A.; KELLEY, R.; MCCAMMON, D.; BRANDL, D. Molecular beam epitaxially grown hgte and hgcdte-on-silicon for space-based x-ray calorimetry applications. **Journal of Electronic Materials**, v. 39, n. 7, p. 1087–1096, jul. 2010. 9

DUBECKÝ, F.; KREMPASKÝ, M.; PELFER, P.; DARMO, J.; PIKNA, M.; ŠATKA, A.; SEKÁCOVÁ, M.; RUCEK, M. Gaas detectors for hard x-ray astronomy. **Nuclear Physics B-Proceedings Supplements**, v. 54, n. 3, p. 368–371, 1997. 30

DUNN, R.; FENDER, R.; KÖRDING, E.; BELLONI, T.; CABANAC, C. A global spectral study of black hole x-ray binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 403, n. 1, p. 61–82, 2010. 74

EGGLETON, P.; VERBUNT, F. Triple star evolution and the formation of short-period, low mass x-ray binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 220, n. 1, p. 13P–18P, 1986. 63

EGGLETON, P. P. Aproximations to the radii of Roche lobes. **The Astrophysical Journal**, v. 268, p. 368–369, maio 1983. 53

FABIAN, A.; PRINGLE, J.; REES, M. Tidal capture formation of binary systems and x-ray sources in globular clusters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 172, n. 1, p. 15P–18P, 1975. 63

FABIAN, A. C.; REES, M. J.; STELLA, L.; WHITE, N. E. X-ray fluorescence from the inner disc in Cygnus X-1. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 238, p. 729–736, maio 1989. 71, 73

FENIMORE, E. E.; CANNON, T. M. Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays. **Applied Optics**, v. 17, p. 337–347, fev. 1978. 16, 18, 19

FOREMAN-MACKEY, D.; HOGG, D. W.; LANG, D.; GOODMAN, J. Emcee: the mcmc hammer. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 125, n. 925, p. 306, 2013. 102

FORMAN, W.; JONES, C.; COMINSKY, L.; JULIEN, P.; MURRAY, S.; PETERS, G.; TANANBAUM, H.; GIACCONI, R. The fourth Uhuru catalog of X-ray sources. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 38, p. 357–412, dez. 1978. 1

FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. **Accretion power in astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1992. 56

FREEDMAN, D.; DIACONIS, P. On the histogram as a density estimator: L 2 theory. **Zeitschrift für Wahrscheinlichkeitstheorie und Verwandte Gebiete**, v. 57, n. 4, p. 453–476, 1981. 122, 123

FREEMAN, P.; DOE, S.; SIEMIGINOWSKA, A. Sherpa: a mission-independent data analysis application. In: STARCK, J.-L.; MURTAGH, F. D. (Ed.). **Astronomical data analysis**. [S.l.: s.n.], 2001. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, v. 4477), p. 76–87. 79

FRITZ, S. G.; SHIKHALIEV, P. M. Czt detectors used in different irradiation geometries: simulations and experimental results. **Medical Physics**, v. 36, n. 4, p. 1098–1108, 2009. 31

FRITZ, S. G.; SHIKHALIEV, P. M.; II, K. L. M. Improved x-ray spectroscopy with room temperature czt detectors. **Physics in Medicine & Biology**, v. 56, n. 17, p. 5735, 2011. 32

FRYER, C. L. Mass limits for black hole formation. **The Astrophysical Journal**, v. 522, n. 1, p. 413, 1999. 59

FÜRST, F. et al. The complex accretion geometry of gx 339–4 as seen by nustar and swift. **The Astrophysical Journal**, v. 808, n. 2, p. 122, 2015. 100

_____. Nustar and xmm-newton observations of the hard x-ray spectrum of centaurus a. **The Astrophysical Journal**, v. 819, n. 2, p. 150, 2016. 93

GALLO, E.; FENDER, R. P. Chandra imaging spectroscopy of 1E 1740.7-2942. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 337, p. 869–874, dez. 2002. 83, 87

GARCIA, J.; DAUSER, T.; REYNOLDS, C.; KALLMAN, T.; MCCLINTOCK, J.; WILMS, J.; EIKMANN, W. X-ray reflected spectra from accretion disk models. iii. a complete grid of ionized reflection calculations. **The Astrophysical Journal**, v. 768, n. 2, p. 146, 2013. 72, 97

GARCÍA, J. et al. Improved reflection models of black hole accretion disks: treating the angular distribution of x-rays. **The Astrophysical Journal**, v. 782, n. 2, p. 76, 2014. 100

GARMIRE, G. P.; BAUTZ, M. W.; FORD, P. G.; NOUSEK, J. A.; JUNIOR, G. R. R. Advanced ccd imaging spectrometer (acis) instrument on the chandra x-ray observatory. In: X-RAY AND GAMMA-RAY TELESCOPES AND INSTRUMENTS FOR ASTRONOMY, 2003. [S.l.], 2003. v. 4851, p. 28–44. 27

GAROFALI, K.; CONVERSE, J. M.; CHANDAR, R.; RANGELOV, B. On the dynamical formation of very young, x-ray emitting black hole binaries in dense star clusters. **The Astrophysical Journal**, v. 755, n. 1, p. 49, 2012. 63

GEHRELS, N.; CHINCARINI, G.; GIOMMI, P.; MASON, K. O.; NOUSEK, J. A.; WELLS, A. A.; WHITE, N. E.; BARTHELMY, S. D.; BURROWS, D. N.; COMINSKY, L. R.; HURLEY, K. C.; MARSHALL, F. E.; MESZAROS, P.; ROMING, P. W. A.; ANGELINI, L.; BARBIER, L. M.; BELLONI, T.; CAMPANA, S.; CARAVEO, P. A.; CHESTER, M. M.; CITTERIO, O.; CLINE, T. L.; CROPPER, M. S.; CUMMINGS, J. R.; DEAN, A. J.; FEIGELSON, E. D.; FENIMORE, E. E.; FRAIL, D. A.; FRUCHTER, A. S.; GARMIRE, G. P.; GENDREAU, K.; GHISELLINI, G.; GREINER, J.; HILL, J. E.; HUNSBERGER, S. D.; KRIMM, H. A.; KULKARNI, S. R.; KUMAR, P.; LEBRUN, F.; LLOYD-RONNING, N. M.; MARKWARDT, C. B.; MATTSO, B. J.; MUSHOTZKY, R. F.; NORRIS, J. P.; OSBORNE, J.; PACZYNSKI, B.; PALMER, D. M.; PARK, H.-S.; PARSONS, A. M.; PAUL, J.; REES, M. J.; REYNOLDS, C. S.; RHOADS, J. E.; SASSEEN, T. P.; SCHAEFER, B. E.; SHORT, A. T.; SMALE, A. P.; SMITH, I. A.; STELLA, L.; TAGLIAFERRI, G.; TAKAHASHI, T.; TASHIRO, M.; TOWNSLEY, L. K.; TUELLER, J.; TURNER, M. J. L.; VIETRI, M.; VOGES, W.; WARD, M. J.; WILLINGALE, R.; ZERBI, F. M.; ZHANG, W. W. The swift gamma-ray burst mission. **The Astrophysical Journal**, v. 611, p. 1005–1020, ago. 2004. 90

GENDREAU, K. C.; ARZOUMANIAN, Z.; OKAJIMA, T. The neutron star interior composition explorer (nicer): an explorer mission of opportunity for soft x-ray timing spectroscopy. In: SPACE TELESCOPES AND INSTRUMENTATION: ULTRAVIOLET TO GAMMA RAY, 2012. [S.l.], 2012. v. 8443, p. 844313. 9

GHISELLINI, G. **Radiative Processes in High Energy Astrophysics**. [S.l.]: Springer-Verlag, Berlin, 2013. 70

GIACCONI, R.; BRANDUARDI, G.; BRIEL, U.; EPSTEIN, A.; FABRICANT, D.; FEIGELSON, E.; FORMAN, W.; GORENSTEIN, P.; GRINDLAY, J.; GURSKY, H.; HARNDEN, F. R.; HENRY, J. P.; JONES, C.; KELLOGG, E.;

KOCH, D.; MURRAY, S.; SCHREIER, E.; SEWARD, F.; TANANBAUM, H.; TOPKA, K.; SPEYBROECK, L. V.; HOLT, S. S.; BECKER, R. H.; BOLDT, E. A.; SERLEMITSOS, P. J.; CLARK, G.; CANIZARES, C.; MARKERT, T.; NOVICK, R.; HELFAND, D.; LONG, K. The Einstein (HEAO 2) X-ray Observatory. **The Astrophysical Journal**, v. 230, p. 540–550, jun. 1979. 3

GIACCONI, R.; GURSKY, H.; KELLOGG, E.; SCHREIER, E.; TANANBAUM, H. Discovery of periodic x-ray pulsations in centaurus x-3 from uhuru. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 167, p. L67, jul. 1971. 1

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

GIACCONI, R.; KELLOGG, E.; GORENSTEIN, P.; GURSKY, H.; TANANBAUM, H. An x-ray scan of the galactic plane from uhuru. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 165, p. L27, abr. 1971. 1

GODET, O. et al. The in-flight spectroscopic performance of the swift xrt ccd camera during 2006-2007. In: UV, X-RAY, AND GAMMA-RAY SPACE INSTRUMENTATION FOR ASTRONOMY, 15., 2007. [S.l.], 2007. v. 6686, p. 66860A. 27

_____. The x-/gamma-ray camera eclairs for the gamma-ray burst mission svom. In: ISPACE TELESCOPES AND INSTRUMENTATION: ULTRAVIOLET TO GAMMA RAY, 2014. [S.l.], 2014. v. 9144, p. 914424. 9

GOTTESMAN, S. R.; FENIMORE, E. E. New family of binary arrays for coded aperture imaging. **Applied Optics**, v. 28, p. 4344–4352, out. 1989. 5, 19, 20

GRIMM, H.-J.; GILFANOV, M.; SUNYAEV, R. X-ray binaries in the milky way and other galaxies. **Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics**, v. 3, n. S1, p. 257, 2003. 64

GUILBERT, P. W.; REES, M. J. 'Cold' material in non-thermal sources. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 233, p. 475–484, jul. 1988. 71

GUNSON, J.; POLYCHRONOPULOS, B. Optimum design of a coded mask x-ray telescope for rocket applications. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 177, n. 3, p. 485–497, 1976. 17

HAARDT, F.; MARASCHI, L. A two-phase model for the x-ray emission from seyfert galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 380, p. L51–L54, 1991. 65

HARRISON, F. A.; CRAIG, W. W.; CHRISTENSEN, F. E.; HAILEY, C. J.; ZHANG, W. W.; BOGGS, S. E.; STERN, D.; COOK, W. R.; FORSTER, K.; GIOMMI, P.; GREFFENSTETTE, B. W.; KIM, Y.; KITAGUCHI, T.; KOGLIN, J. E.; MADSEN, K. K.; MAO, P. H.; MIYASAKA, H.; MORI, K.; PERRI, M.; PIVOVAROFF, M. J.; PUC CETTI, S.; RANA, V. R.; WESTERGAARD, N. J.; WILLIS, J.; ZOGLAUER, A.; AN, H.; BACHETTI, M.; BARRIÈRE, N. M.; BELLM, E. C.; BHALERAO, V.; BREJNHOLT, N. F.; FUERST, F.; LIEBE, C. C.; MARKWARDT, C. B.; NYNKA, M.; VOGEL, J. K.; WALTON, D. J.; WIK, D. R.; ALEXANDER, D. M.; COMINSKY, L. R.; HORNSCHEMEIER, A. E.; HORNSTRUP, A.; KASPI, V. M.; MADEJSKI, G. M.; MATT, G.; MOLENDI, S.; SMITH, D. M.; TOMSICK, J. A.; AJELLO, M.; BALLANTYNE, D. R.; BALOKOVIĆ, M.; BARRET, D.; BAUER, F. E.; BLANDFORD, R. D.; BRANDT, W. N.; BRENNEMAN, L. W.; CHIANG, J.; CHAKRABARTY, D.; CHENEVEZ, J.; COMASTRI, A.; DUFOUR, F.; ELVIS, M.; FABIAN, A. C.; FARRAH, D.; FRYER, C. L.; GOTTHELF, E. V.; GRINDLAY, J. E.; HELFAND, D. J.; KRIVONOS, R.; MEIER, D. L.; MILLER, J. M.; NATALUCCI, L.; OGLE, P.; OFEK, E. O.; PTAK, A.; REYNOLDS, S. P.; RIGBY, J. R.; TAGLIAFERRI, G.; THORSETT, S. E.; TREISTER, E.; URRY, C. M. The nuclear spectroscopic telescope array (nustar) high-energy x-ray mission. **The Astrophysical Journal**, v. 770, p. 103, jun. 2013. 4

HEIDA, M.; JONKER, P.; TORRES, M.; CHIAVASSA, A. The mass function of gx 339–4 from spectroscopic observations of its donor star. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 846, n. 2, p. 132, 2017. 85

HEINZELLER, D.; DUSCHL, W. J. On the Eddington limit in accretion discs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 374, p. 1146–1154, jan. 2007. 56

HELENE, O. A.; VANIN, V. R.; HELMER, R. G.; SCHÖNFELD, E.; DERSCH, R.; BAGLIN, C. M.; BROWNE, E.; CASTRO, R. M.; PASCHOLATI, P. R. Update of x-ray and gamma-ray decay data standards for detector calibration and other applications. **International Atomic Energy Agency: Vienna**, v. 210, 2007. 43

HERMON, H.; HACKETT, C.; TARVER, E.; CROSS, E. S.; YANG, N.; JAMES, R. B.; SCHIEBER, M. M.; KOMAR, V. K.; KOLESNIKOV, N. N. Structural defects and impurities on czts crystals. In: **HARD X-RAY AND GAMMA-RAY DETECTOR PHYSICS AND APPLICATIONS**, 1998. [S.l.], 1998. v. 3446, p. 55–62. 30

- HERTZ, P.; GRINDLAY, J. E. The Einstein galactic plane survey - statistical analysis of the complete X-ray sample. **The Astrophysical Journal**, v. 278, p. 137–149, mar. 1984. 81
- HEUSLER, M. **Black hole uniqueness theorems**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1996. 57
- HEUVEL, E. P. van den. High-mass x-ray binaries: progenitors of double compact objects. **Proceedings of the International Astronomical Union**, v. 14, n. S346, p. 1–13, 2018. 63
- HOLSTENSSON, M.; ERLANDSSON, K.; POLUDNIOWSKI, G.; BEN-HAIM, S.; HUTTON, B. F. Model-based correction for scatter and tailing effects in simultaneous 99mTc and 123I imaging for a CdZnTe cardiac spect camera. **Physics in Medicine & Biology**, v. 60, n. 8, p. 3045, 2015. 32
- HOMAN, J.; BELLONI, T. The evolution of black hole states. **Astrophysics and Space Science**, v. 300, p. 107–117, nov. 2005. 74
- HOUCK, J. C.; DAVIS, J. E.; HUENEMOERDER, D.; DEWEY, D.; NOWAK, M.; DAVIS, D. S. **ISIS: Interactive Spectral Interpretation System for high resolution X-ray spectroscopy**. fev. 2013. ascl:1302.002 p. 79
- 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. **The Astrophysical Journal**, v. 449, p. 188, 1995. 120, 121, 129
- HUANG, K.; HU, J.; ZHANG, Y.; SHEN, H. The possibility of the secondary object in gw190814 as a neutron star. **arXiv preprint arXiv:2008.04491**, 2020. 114
- HYNES, R. I. Multi-wavelength observations of accretion in low-mass x-ray binary systems. **Accretion Processes in Astrophysics**, v. 21, p. 117–150, 2014. 60
- IBEN, I.; LIVIO, M. Common envelopes in binary star evolution. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 105, n. 694, p. 1373, 1993. 62
- INGRAM, A. R.; MOTTA, S. E. A review of quasi-periodic oscillations from black hole x-ray binaries: observation and theory. **New Astronomy Reviews**, v. 85, p. 101524, 2019. 64

IVANOVA, N. et al. Common envelope evolution: where we stand and how we can move forward. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 21, n. 1, p. 59, 2013. 62

JACH, T.; ULLOM, J.; ELAM, W. The microcalorimeter x-ray detector: a true paradigm shift in x-ray spectroscopy. **The European Physical Journal Special Topics**, v. 169, n. 1, p. 237–242, 2009. 9

JAGER, R.; MELS, W. A.; BRINKMAN, A. C.; GALAMA, M. Y.; GOULOOZE, H.; HEISE, J.; LOWES, P.; MULLER, J. M.; NABER, A.; ROOK, A.; SCHUURHOF, R.; SCHUURMANS, J. J.; WIERSMA, G. The wide field cameras onboard the bepposax x-ray astronomy satellite. v. 125, p. 557–572, nov. 1997. 3

JANSEN, F. et al. Xmm-newton observatory-i. the spacecraft and operations. **Astronomy & Astrophysics**, v. 365, n. 1, p. L1–L6, 2001. 3

JAROSZYNSKI, M.; ABRAMOWICZ, M.; PACZYNSKI, B. Supercritical accretion disks around black holes. **Acta Astronomica**, v. 30, p. 1–34, 1980. 68

JEFREMOV, P. I.; TSUPKO, O. Y.; BISNOVATYI-KOGAN, G. S. Innermost stable circular orbits of spinning test particles in schwarzschild and kerr space-times. **Physical Review D**, v. 91, n. 12, p. 124030, 2015. 58

JIANG, X.; ITZLER, M.; O'DONNELL, K.; ENTWISTLE, M.; OWENS, M.; SLOMKOWSKI, K.; RANGWALA, S. Inp-based single-photon detectors and geiger-mode apd arrays for quantum communications applications. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 21, n. 3, p. 5–16, 2014. 30

KAASTRA, J.; BLEEKER, J. Optimal binning of x-ray spectra and response matrix design. **Astronomy & Astrophysics**, v. 587, p. A151, 2016. 79

KALOGERA, V.; WEBBINK, R. F. Formation of low-mass x-ray binaries. ii. common envelope evolution of primordial binaries with extreme mass ratios. **The Astrophysical Journal**, v. 493, n. 1, p. 351, 1998. 62

KAPLAN, S. A. On circular orbits in einsteinian gravitation theory. **ZhPmR**, v. 19, p. 951–952, 1949. 58

KAWABATA, R.; MINESHIGE, S. Radiative spectra from disk corona and inner hot flow in black-hole x-ray binaries. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 62, n. 3, p. 621–633, 2010. 65

KAWANO, T.; DONE, C.; YAMADA, S.; TAKAHASHI, H.; AXELSSON, M.; FUKAZAWA, Y. Black hole spin of Cygnus X-1 determined from the softest state ever observed. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 69, n. 2, 03 2017. ISSN 0004-6264. 36. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/pasj/psx009>>. 71

KING, A.; PRINGLE, J.; LIVIO, M. Accretion disc viscosity: how big is alpha? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 376, n. 4, p. 1740–1746, 2007. 66

KNOLL, G. F. **Radiation detection and measurement**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2010. 8, 28, 45, 46

KONTAR, E. P.; MACKINNON, A. L.; SCHWARTZ, R. A.; BROWN, J. C. Compton backscattered and primary x-rays from solar flares: angle dependent green's function correction for photospheric albedo. **Astronomy & Astrophysics**, v. 446, n. 3, p. 1157–1163, 2006. 71

KOSTAMO, P. et al. Characterization of tlbr for x-ray and γ -ray detector applications. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 607, n. 1, p. 129–131, 2009. 30

KOYAMA, K. et al. X-ray imaging spectrometer (xis) on board suzaku. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 59, n. sp1, p. S23–S33, 2007. 4

KREIDBERG, L.; BAILYN, C. D.; FARR, W. M.; KALOGERA, V. Mass measurements of black holes in x-ray transients: is there a mass gap? **The Astrophysical Journal**, v. 757, n. 1, p. 36, 2012. 114

KUBSCH, M.; ILLENSEER, T. F.; DUSCHL, W. J. Accretion disk dynamics- α -viscosity in self-similar self-gravitating models. **Astronomy & Astrophysics**, v. 588, p. A22, 2016. 68

LEBRUN, F.; BLONDEL, C.; FONDEUR, I.; GOLDWURM, A.; LAURENT, P.; LERAY, J. P. ISGRI: a CdTe array imager for INTEGRAL. In: Ramsey, B. D.; Parnell, T. A. (Ed.). **Gamma-Ray and cosmic-Ray detectors, techniques, and missions**. [S.l.: s.n.], 1996. (Proc. SPIE, v. 2806), p. 258–268. 29

LEBRUN, F. et al. Isgri: The integral soft gamma-ray imager. **Astronomy & Astrophysics**, v. 411, n. 1, p. L141–L148, 2003. 93, 117

LEVINE, A. M.; BRADT, H.; CUI, W.; JERNIGAN, J. G.; MORGAN, E. H.; REMILLARD, R.; SHIREY, R. E.; SMITH, D. A. First results from the all-sky monitor on the rossi x-ray timing explorer. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 469, p. L33, set. 1996. 7

LI, L.-X.; ZIMMERMAN, E. R.; NARAYAN, R.; MCCLINTOCK, J. E. Multitemperature blackbody spectrum of a thin accretion disk around a kerr black hole: model computations and comparison with observations. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 157, n. 2, p. 335, 2005. 105

LIGHTMAN, A. P.; WHITE, T. R. Effects of cold matter in active galactic nuclei—a broad hump in the x-ray spectra. **The Astrophysical Journal**, v. 335, p. 57–66, 1988. 71

LINARES, M.; SHAHBAZ, T.; CASARES, J. Peering into the dark side: magnesium lines establish a massive neutron star in psr j2215+ 5135. **The Astrophysical Journal**, v. 859, n. 1, p. 54, 2018. 114

LIU, Q.; PARADIJS, J. V.; HEUVEL, E. V. D. A catalogue of low-mass x-ray binaries. **Astronomy & Astrophysics**, v. 368, n. 3, p. 1021–1054, 2001. 63

_____. Catalogue of high-mass x-ray binaries in the galaxy. **Astronomy & Astrophysics**, v. 455, n. 3, p. 1165–1168, 2006. 63

_____. A catalogue of low-mass x-ray binaries in the galaxy, lmc, and smc. **Astronomy & Astrophysics**, v. 469, n. 2, p. 807–810, 2007. 63

LUQUE-ESCAMILLA, P. L.; MARTÍ, J.; MARTÍNEZ-AROZA, J. The precessing jets of 1e 1740.7- 2942. **Astronomy & Astrophysics**, v. 584, p. A122, 2015. 83, 112

LV, P.; XIONG, S.; SUN, X.; LV, J.; LI, Y. A low-energy sensitive compact gamma-ray detector based on labr3 and sipm for gecam. **Journal of Instrumentation**, v. 13, n. 08, p. P08014, 2018. 7

MADSEN, K. K. et al. Broadband x-ray imaging and spectroscopy of the crab nebula and pulsar with nustar. **The Astrophysical Journal**, v. 801, n. 1, p. 66, 2015. 14

MAGDZIARZ, P.; ZDZIARSKI, A. A. Angle-dependent compton reflection of x-rays and gamma-rays. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 273, n. 3, p. 837–848, 1995. 73, 97

MAKISHIMA, K.; MAEJIMA, Y.; MITSUDA, K.; BRADT, H.; REMILLARD, R.; TUOHY, I.; HOSHI, R.; NAKAGAWA, M. Simultaneous x-ray and optical observations of gx 339-4 in an x-ray high state. **The Astrophysical Journal**, v. 308, p. 635–643, 1986. [68](#), [94](#)

MALKOV, O. Y.; TESSEMA, S. B.; KNIAZEV, A. Y. Binary star database: binaries discovered in non-optical bands. **Open Astronomy**, v. 24, n. 4, p. 395–402, 2015. [63](#)

MARTÍ, J.; LUQUE-ESCAMILLA, P.; SÁNCHEZ-SUTIL, J.; MUÑOZ-ARJONILLA, A.; SÁNCHEZ-AYASO, E.; COMBI, J. A.; GARCÍA-HERNÁNDEZ, M. An apparently extended infrared counterpart to 1e 1740.7–2942. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 721, n. 2, p. L126, 2010. [83](#)

MARTÍ, J.; MIRABEL, I. F.; CHATY, S.; RODRIGUEZ, L. F. VLT search for the infrared counterpart of 1E 1740.7-2942. **Astronomy & Astrophysics**, v. 363, p. 184–187, nov. 2000. [83](#)

MARTOCCHIA, A.; MATT, G. Iron $k\alpha$ line intensity from accretion discs around rotating black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 282, n. 4, p. L53–L57, 1996. [102](#)

MARTYNOV, D. Y. **Course of general astrophysics**. [S.l.: s.n.], 1971. [53](#)

MASON, I. M.; BRANDUARDI-RAYMONT, G.; CULHANE, J. L.; CORBET, R. H. D.; IVES, J. C.; SANFORD, P. W. The EXOSAT imaging X-ray detectors. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 1, p. 795–800, fev. 1984. [3](#)

MATT, G.; FABIAN, A.; REYNOLDS, C. Geometrical and chemical dependence of k-shell x-ray features. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 289, n. 1, p. 175–184, 1997. [89](#)

MCCLINTOCK, J. E.; NARAYAN, R.; DAVIS, S. W.; GOU, L.; KULKARNI, A.; OROSZ, J. A.; PENNA, R. F.; REMILLARD, R. A.; STEINER, J. F. Measuring the spins of accreting black holes. **Classical and Quantum Gravity**, v. 28, n. 11, p. 114009, 2011. [78](#)

MCCONNELL, M. L. et al. The soft gamma-ray spectral variability of cygnus x-1. **The Astrophysical Journal**, v. 572, n. 2, p. 984, 2002. [75](#)

- MCGREGOR, P.; HART, J.; STEVANOVIC, D.; BLOXHAM, G.; JONES, D.; HARMELEN, J. V.; GRIESBACH, J.; DAWSON, M.; YOUNG, P.; JARNYK, M. A. Gemini south adaptive optics imager (gsaoi). In: GROUND-BASED INSTRUMENTATION FOR ASTRONOMY, 2004. [S.l.], 2004. v. 5492, p. 1033–1044. [133](#)
- MEIDINGER, N.; NANDRA, K.; PLATTNER, M. Development of the wide field imager instrument for athena. In: SPACE TELESCOPES AND INSTRUMENTATION: ULTRAVIOLET TO GAMMA RAY, 2018. [S.l.], 2018. v. 10699, p. 106991F. [9](#)
- MERLONI, A.; NANDRA, K.; PREDEHL, P. eROSITA’s X-ray eyes on the Universe. **Nature Astronomy**, jun. 2020. [4](#)
- MICHAELY, E.; PERETS, H. B. Tidal capture formation of low-mass x-ray binaries from wide binaries in the field. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 458, n. 4, p. 4188–4197, 2016. [63](#)
- MILLER, J.; HOMAN, J.; STEEGHS, D.; RUPEN, M.; HUNSTEAD, R.; WIJNANDS, R.; CHARLES, P.; FABIAN, A. A long, hard look at the low/hard state in accreting black holes. **The Astrophysical Journal**, v. 653, n. 1, p. 525, 2006. [74](#)
- MILLER, J.; REYNOLDS, C.; FABIAN, A.; CACKETT, E.; MINIUTTI, G.; RAYMOND, J.; STEEGHS, D.; REIS, R.; HOMAN, J. Initial measurements of black hole spin in gx 339–4 from suzaku spectroscopy. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 679, n. 2, p. L113, 2008. [72](#)
- MIRABEL, I. F.; RODRIGUEZ, L. F.; CORDIER, B.; PAUL, J.; LEBRUN, F. A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E1740.7-2942. **Nature**, v. 358, p. 215–217, jul. 1992. [82](#), [83](#), [112](#)
- MISNER, C. W. et al. **Gravitation**. [S.l.]: Macmillan, 1973. 876 p. [57](#)
- MITSUDA, K.; INOUE, H.; KOYAMA, K.; MAKISHIMA, K.; MATSUOKA, M.; OGAWARA, Y.; SHIBAZAKI, N.; SUZUKI, K.; TANAKA, Y.; HIRANO, T. Energy spectra of low-mass binary X-ray sources observed from Tenma. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 36, p. 741–759, jan. 1984. [94](#)
- MIYAKAWA, T.; YAMAOKA, K.; HOMAN, J.; SAITO, K.; DOTANI, T.; YOSHIDA, A.; INOUE, H. Luminosity dependence of the electron temperature in

the bright hard state of the black hole candidate gx 339–4. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 60, n. 3, p. 637–651, 2008. 74

MOLLA, A. A.; DEBNATH, D.; CHAKRABARTI, S. K.; MONDAL, S.; JANA, A. Estimation of the mass of the black hole candidate maxi j1659- 152 using tcdf and pos models. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 460, n. 3, p. 3163–3169, 2016. 114

MUKAI, K.; PENCE, W. D.; SNOWDEN, S. L.; KUNTZ, K. D. Chandra Observation of Luminous and Ultraluminous X-Ray Binaries in M101. **The Astrophysical Journal**, v. 582, n. 1, p. 184–189, jan. 2003. 67

NAGAE, T.; OKA, K.; MATSUDA, T.; FUJIWARA, H.; HACHISU, I.; BOFFIN, H. Wind accretion in binary stars-i. mass accretion ratio. **Astronomy & Astrophysics**, v. 419, n. 1, p. 335–343, 2004. 54

NAOZ, S.; FRAGOS, T.; GELLER, A.; STEPHAN, A. P.; RASIO, F. A. Formation of black hole low-mass x-ray binaries in hierarchical triple systems. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 822, n. 2, p. L24, 2016. 63

NARAYAN, R.; MAHADEVAN, R.; QUATAERT. Advection-dominated accretion around black holes. In: _____. **Theory of Black Hole Accretion Disks**. [S.l.: s.n.], 1998. 113

NARAYAN, R.; YI, I. Advection-dominated accretion: Underfed black holes and neutron stars. **The Astrophysical Journal**, v. 452, p. 710, out. 1995. 68

NATALUCCI, L. et al. Nustar and integral observations of a low/hard state of 1e1740. 7-2942. **The Astrophysical Journal**, v. 780, n. 1, p. 63, 2013. 82, 86, 87, 95, 111

NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION - NASA. **X-ray telescopes**. 2013. Disponível em: <http://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/xray_telescopes1.html>. Acesso em: 29 fev. 2016. 3

NEGUERUELA, I. Stellar wind accretion in high-mass x-ray binaries. **arXiv preprint arXiv:0907.2883**, 2009. 54

NOVIKOV, I.; THORNE, K. S. Astrophysics of black holes. **Black Holes**, p. 343–450, 1973. 77

- NOWAK, M. A. Toward a unified view of black-hole high-energy states. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 107, n. 718, p. 1207, 1995. 74
- NUCLEAR SECURITY & SAFEGUARDS EDUCATION. **Semiconductor detectors**. 2009. Disponível em: <<http://nsspi.tamu.edu/nssep/courses/basic-radiation-detection/semiconductor-detectors>>. Acesso em: 01 mar. 2016. 7
- OROSZ, J. A.; MCCLINTOCK, J. E.; AUFDENBERG, J. P.; REMILLARD, R. A.; REID, M. J.; NARAYAN, R.; GOU, L. The mass of the black hole in cygnus x-1. **The Astrophysical Journal**, v. 742, n. 2, p. 84, dez. 2011. 114
- OROSZ, J. A. et al. A 15.65-solar-mass black hole in an eclipsing binary in the nearby spiral galaxy m 33. **Nature**, v. 449, n. 7164, p. 872–875, 2007. 114
- _____. A new dynamical model for the black hole binary lmc x-1. **The Astrophysical Journal**, v. 697, n. 1, p. 573, 2009. 114
- OROSZ, J. A.; STEINER, J. F.; MCCLINTOCK, J. E.; BUXTON, M. M.; BAILYN, C. D.; STEEGHS, D.; GUBERMAN, A.; TORRES, M. A. The mass of the black hole in lmc x-3. **The Astrophysical Journal**, v. 794, n. 2, p. 154, 2014. 114
- OUSEPH, P. **Introduction to nuclear radiation detectors**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012. 26
- OWENS, A. et al. Development of compound semiconductor detectors for x-and gamma-ray spectroscopy. In: X-RAY AND GAMMA-RAY DETECTORS AND APPLICATIONS, 2003. [S.l.], 2003. v. 4784, p. 244–258. 26
- ÖZEL, F.; PSALTIS, D.; NARAYAN, R.; MCCLINTOCK, J. E. The black hole mass distribution in the galaxy. **The Astrophysical Journal**, v. 725, n. 2, p. 1918, 2010. 114
- PAL, S.; CHAKRABARTI, S. K. Mass accretion rate of the galactic black hole a0620-00 in its quiescent state. **Astronomy & Astrophysics**, v. 421, n. 1, p. 13–15, 2004. 113
- PARKER, M. et al. Nustar and suzaku observations of the hard state in cygnus x-1: locating the inner accretion disk. **The Astrophysical Journal**, v. 808, n. 1, p. 9, 2015. 74, 112

_____. Nustar and swift observations of the very high state in gx 339-4: weighing the black hole with x-rays. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 821, n. 1, p. L6, 2016. 85, 100, 105

PASHAM, D. R. et al. A loud quasi-periodic oscillation after a star is disrupted by a massive black hole. **Science**, v. 363, n. 6426, p. 531–534, 2019. 76

PAVLINSKY, M. et al. Status of art-xc/srg instrument. In: SPACE TELESCOPES AND INSTRUMENTATION: ULTRAVIOLET TO GAMMA RAY, 2014. [S.l.], 2014. v. 9144, p. 91441U. 29

PENACCHIONI, A. V.; BRAGA, J.; CASTRO, M. A.; D'AMICO, F. Telescope performance and image simulations of the balloon-borne coded-mask protoMIRAX experiment. **Journal of High Energy Astrophysics**, v. 5, p. 22–29, mar. 2015. 14

PENDLETON, G. N.; PACIESAS, W. S.; LESTRADE, J. P.; FISHMAN, G. J.; WILSON, R. B.; MEEGAN, C. A.; ROBERTS, F. E.; HORACK, J. M.; BROCK, M. N. Preliminary burst location calibration results for the BATSE instrument on CGRO. **AIP Conference Proceedings**, v. 265, p. 395–398, set. 1991. 6

PETRUCCI, P.; MERLONI, A.; FABIAN, A.; HAARDT, F.; GALLO, E. The effects of a comptonizing corona on the appearance of the reflection components in accreting black hole spectra. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 328, n. 2, p. 501–510, 2001. 69

PETRUCCI, P. O. Models of comptonization. **Memorie della Societa Astronomica Italiana**, v. 79, p. 118, jan. 2008. 71, 96, 127

PFAHL, E.; RAPPAPORT, S.; PODSIADLOWSKI, P. The galactic population of low-and intermediate-mass x-ray binaries. **The Astrophysical Journal**, v. 597, n. 2, p. 1036, 2003. 61

PIRO, L.; YAMAUCHI, M.; MATSUOKA, M. X-ray spectral signatures of very thick cold matter in the spectra of the seyfert 1 galaxies ngc 7469 and ic 4329a. **The Astrophysical Journal**, v. 360, p. L35–L38, 1990. 71

PODSIADLOWSKI, P. Massive binary evolution. **New Astronomy Reviews**, v. 54, n. 3, p. 39 – 44, 2010. ISSN 1387-6473. Proceedings: A Life With Stars.

Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1387647310000667>>. 53

PODSIADLOWSKI, P.; RAPPAPORT, S.; HAN, Z. On the formation and evolution of black hole binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 341, n. 2, p. 385–404, 2003. 54

POSTNOV, K. A.; YUNGELSON, L. R. The evolution of compact binary star systems. **Living Reviews in Relativity**, v. 17, n. 1, p. 3, 2014. 54

POUTANEN, J.; SVENSSON, R. The two-phase pair corona model for active galactic nuclei and x-ray binaries: How to obtain exact solutions. **The Astrophysical Journal**, v. 470, p. 249, out. 1996. 96

PRENDERGAST, K. H. The motion of gas streams in close binary systems. **The Astrophysical Journal**, v. 132, p. 162, jul. 1960. 55

PRIGOZHIN, G.; GENDREAU, K.; FOSTER, R.; JR, G. R.; VILLASENOR, J.; DOTY, J.; KENYON, S.; ARZOUMANIAN, Z.; REDUS, R.; HUBER, A. Characterization of the silicon drift detector for nicer instrument. In: HIGH ENERGY, OPTICAL AND INFRARED DETECTORS FOR ASTRONOMY, 2012. [S.l.], 2012. v. 8453, p. 845318. 27

PRINGLE, J. E. Accretion discs in astrophysics. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 19, p. 137–162, jan. 1981. 65

PROKESCH, M. **CdZnTe for Gamma and X-Ray Applications**. [S.l.]: CRC Press, 2015. 29

PROTASSOV, R.; DYK, D. A. V.; CONNORS, A.; KASHYAP, V. L.; SIEMIGINOWSKA, A. Statistics, handle with care: detecting multiple model components with the likelihood ratio test. **The Astrophysical Journal**, v. 571, n. 1, p. 545, 2002. 88

PUGLIESE, D.; MONTANI, G.; BERNARDINI, M. On the polish doughnut accretion disc via the effective potential approach. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 428, n. 2, p. 952–982, 2013. 68

RADHIKA, D.; SREEHARI, H.; NANDI, A.; IYER, N.; MANDAL, S. Broad-band spectral evolution and temporal variability of igr j17091-3624 during its 2016 outburst: swift and nustar results. **Astrophysics and Space Science**, v. 363, n. 9, p. 189, 2018. 114

RAGHAVAN, D.; MCALISTER, H. A.; HENRY, T. J.; LATHAM, D. W.; MARCY, G. W.; MASON, B. D.; GIES, D. R.; WHITE, R. J.; THEO, A. A

- survey of stellar families: multiplicity of solar-type stars. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 190, n. 1, p. 1, 2010. [53](#)
- REDUS, R. Charge trapping in xr-100t-cdte and-czt detectors. **Application Note ANCZT-2 Rev**, v. 3, 2007. [8](#), [41](#)
- REIG, P. Be/x-ray binaries. **Astrophysics and Space Science**, v. 332, n. 1, p. 1–29, 2011. [64](#)
- REMILLARD, R. A.; MCCLINTOCK, J. E. X-ray properties of black-hole binaries. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 44, p. 49–92, set. 2006. [59](#), [74](#), [128](#)
- REYNOLDS, C. Compton reflection and iron fluorescence in active galactic nuclei and galactic black hole candidates. In: POUTANEN J.; SVENSSON, R. (Ed.). **High Energy Processes in Accreting Black Holes**. [S.l.: s.n.], 1999. v. 161, p. 178. [71](#), [72](#)
- REYNOLDS, C. S. Measuring black hole spin using x-ray reflection spectroscopy. **Space Science Reviews**, v. 183, p. 277–294, set. 2014. [76](#)
- REYNOLDS, C. S.; NOWAK, M. A. Fluorescent iron lines as a probe of astrophysical black hole systems. **Physics Reports**, v. 377, n. 6, p. 389–466, 2003. [76](#)
- REYNOLDS, C. S.; YOUNG, A. J.; BEGELMAN, M. C.; FABIAN, A. C. X-ray iron line reverberation from black hole accretion disks. **The Astrophysical Journal**, v. 514, n. 1, p. 164, 1999. [75](#)
- REYNOLDS, M. T.; MILLER, J. M. Suzaku observations of the galactic center microquasar 1e 1740.7–2942. **The Astrophysical Journal**, v. 716, n. 2, p. 1431, 2010. [82](#), [87](#), [95](#), [96](#), [111](#), [118](#)
- RICKER, G.; VALLERGA, J. V.; WOOD, D. A mercuric iodide detector system for x-ray astronomy: I. design considerations and predictions of background and sensitivity. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research**, v. 213, n. 1, p. 133–144, 1983. [29](#)
- ROSS, R.; FABIAN, A. A comprehensive range of x-ray ionized-reflection models. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 358, n. 1, p. 211–216, 2005. [97](#)

ROSS, R. R.; FABIAN, A. C.; YOUNG, A. J. X-ray reflection spectra from ionized slabs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 306, p. 461–466, jun. 1999. 73

ROTHENBERGER, G.; MOSER, J.; GRAETZEL, M.; SERPONE, N.; SHARMA, D. K. Charge carrier trapping and recombination dynamics in small semiconductor particles. **Journal of the American Chemical Society**, v. 107, n. 26, p. 8054–8059, 1985. 30

ROUSSEEUW, P. J.; CROUX, C. Alternatives to the median absolute deviation. **Journal of the American Statistical association**, v. 88, n. 424, p. 1273–1283, 1993. 122

RUFFINI, R.; WHEELER, J. **Proceedings of the Conference on Space Physics**. [S.l.]: Paris: European Space Research Organization, 1971. 58

RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. [S.l.: s.n.], 1979. 69, 70, 71

SADOWSKI, A. Slim accretion disks around black holes. **arXiv e-prints**, p. arXiv:1108.0396, ago. 2011. 78

SAKANO, M.; IMANISHI, K.; TSUJIMOTO, M.; KOYAMA, K.; MAEDA, Y. Further studies of 1e 1740.7–2942 with asca. **The Astrophysical Journal**, v. 520, n. 1, p. 316, 1999. 96

SANA, H.; MINK, S. E. de; KOTER, A. de; LANGER, N.; EVANS, C. J.; GIELES, M.; GOSSET, E.; IZZARD, R. G.; BOUQUIN, J. B. L.; SCHNEIDER, F. R. N. Binary interaction dominates the evolution of massive stars. **Science**, v. 337, n. 6093, p. 444, jul. 2012. 53

SANGSINGKEOW, P. Recent developments in hpge material and detectors for gamma-ray spectroscopy. In: **HARD X-RAY, GAMMA-RAY, AND NEUTRON DETECTOR PHYSICS**, 1999. [S.l.], 1999. v. 3768, p. 204–211. 27

SANTO, M. D.; BAZZANO, A.; ZDZIARSKI, A. A.; SMITH, D. M.; BEZAYIFF, N.; FARINELLI, R.; CESARE, G. D.; UBERTINI, P.; BIRD, A. J.; BEL, M. C.; CAPITANIO, F.; GOLDWURM, A.; MALIZIA, A.; MIRABEL, I. F.; NATALUCCI, L.; WINKLER, C. 1E 1740.7-2942: temporal and spectral evolution from INTEGRAL and RXTE observations. **Astronomy & Astrophysics**, v. 433, p. 613–617, abr. 2005. 82

- SANTO, M. D.; MALZAC, J.; BELLONI, T.; BAZZANO, A.; HOMAN, J.; JOURDAIN, E.; MÉNDEZ, M.; UBERTINI, P. Spectral state transitions in gx 339-4. **Proceedings of Science**, 01 2008. 71
- SANTOS, J. L. **Estudo e reclassificação dos estados espectrais da binária de raios X 1E 1740.7-2942**. 81 p. (sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/03.04.20.39-TDI). Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2020. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/424CTAB>>. Acesso em: 02 out. 2020. 117, 128
- SATO, G. et al. Properties of cdznte detectors in the burst alert telescope (bat) array. In: **HARD X-RAY AND GAMMA-RAY DETECTOR PHYSICS**, 2004. [S.l.], 2004. v. 5198, p. 209–216. 29
- SAXTON, R.; READ, A.; ESQUEJ, P.; MINIUTTI, G.; ALVAREZ, E. Long-term agn variability and the case of gsn 069. **arXiv preprint arXiv:1106.3507**, 2011. 67
- SEIFINA, E.; TITARCHUK, L.; SHAPOSHNIKOV, N. Black hole mass determination in the x-ray binary 4u 1630-47: Scaling of spectral and variability characteristics. **The Astrophysical Journal**, v. 789, n. 1, p. 57, 2014. 114
- SERLEMITSOS, P.; PETRE, R.; GLASSER, C.; BIRSA, F. Broad band x-ray astronomical spectroscopy. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 31, n. 1, p. 786–790, 1984. 27
- SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. observational appearance. **Astronomy & Astrophysics**, v. 24, p. 337–355, 1973. 54, 66, 68
- SHAPIRO, S. L.; LIGHTMAN, A. P.; EARDLEY, D. M. A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1: structure and spectrum. **The Astrophysical Journal**, v. 204, p. 187–199, fev. 1976. 70
- SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **The physics of compact objects**. [S.l.]: New York: John Wiley & Sons, 1983. 78
- SHIMURA, T.; TAKAHARA, F. On the spectral hardening factor of the x-ray emission from accretion disks in black hole candidates. **The Astrophysical Journal**, v. 445, p. 780–788, 1995. 107, 113
- SHKLOVSKY, I. S. On the Nature of the Source of X-Ray Emission of Sco XR-1. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 148, p. L1, abr. 1967. 1

- SHORE, S. N. Observations and physical processes in binary stars. In: _____. **Interacting binaries**. Berlin, Heidelberg: Springer, 1994. p. 1–133. ISBN 978-3-540-31626-8. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/3-540-31626-4_1>. 53
- SINGH, K. P. et al. Astrosat mission. In: SPACE TELESCOPES AND INSTRUMENTATION: ULTRAVIOLET TO GAMMA RAY, 2014. [S.l.], 2014. v. 9144, p. 91441S. 4
- SKINNER, G. Coding (and decoding) coded mask telescopes. In: BASSANI L.; COCCO, G. (Ed.). **Imaging in high energy astronomy**. [S.l.]: Springer, 1995. p. 1–7. 17
- SKINNER, G.; RIDEOUT, R. A compendium of coded mask designs. In: BASSANI L.; COCCO, G. (Ed.). **Imaging in high energy astronomy**. [S.l.]: Springer, 1995. p. 177–182. 22
- SKINNER, G. K.; WILLMORE, A. P.; EYLES, C. J.; BERTRAM, D.; CHURCH, M. J. Hard X-ray images of the Galactic centre. **Nature**, v. 330, p. 544–547, dez. 1987. 81
- SMITH, D. et al. The rhessi spectrometer. **Solar Physics**, v. 210, n. 1-2, p. 33–60, 2002. 27
- SMITH, D. M. Hard X-ray and γ -ray detectors. **ISSI Scientific Reports Series**, v. 9, p. 345–364, jan. 2010. 27
- SMITH, D. M.; HEINDL, W. A.; SWANK, J. H. Orbital and superorbital periods of 1e 1740.7-2942 and grs 1758-258. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 578, p. L129–L132, out. 2002. 84, 113
- SMITH, J.; COURTIER, G. The ariel 5 programme. **Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences**, v. 350, n. 1663, p. 421–439, 1976. 1
- SMITH, R. C. **Observational astrophysics**. [S.l.: s.n.], 1995. 467 p. 2
- SORDO, S. D.; ABBENE, L.; CAROLI, E.; MANCINI, A. M.; ZAPPETTINI, A.; UBERTINI, P. Progress in the development of cdte and cdznte semiconductor radiation detectors for astrophysical and medical applications. **Sensors**, v. 9, n. 5, p. 3491–3526, 2009. 31

SPRUIT, H. Accretion disks. In: _____. **Encyclopedia of astronomy and astrophysics**. [S.l.: s.n.], 2000. p. 2124. 55

SRIDHAR, N.; BHATTACHARYYA, S.; CHANDRA, S.; ANTIA, H. Broad-band reflection spectroscopy of maxi j1535–571 using astrosat: estimation of black hole mass and spin. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 487, n. 3, p. 4221–4229, 2019. 113

STAHLER, S. W.; PALLA, F. **The formation of stars**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2008. 89

STECCHINI, P. E. **Caracterização do sistema imageador do experimento protoMIRAX e busca por assinaturas periódicas do candidato a buraco negro 1E 1740.7-2942**. 71 p. (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/03.07.18.48-TDI). Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2017. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NFLPDL>>. Acesso em: 25 out. 2018. 32, 40, 41, 42, 84, 128, 132

STECCHINI, P. E.; CASTRO, M.; JABLONSKI, F.; D’AMICO, F.; BRAGA, J. Tandem swift and integral data to revisit the orbital and superorbital periods of 1e 1740.7–2942. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 843, n. 1, p. L10, 2017. 82, 84, 113, 132

STECCHINI, P. E.; D’AMICO, F.; JABLONSKI, F.; CASTRO, M.; BRAGA, J. Broadband x-ray analysis of 1e 1740.7–2942: constraints on spin, inclination, and a tentative black hole mass. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 493, n. 2, p. 2694–2705, 2020. 85, 88, 91, 92, 93, 101, 104, 105, 106, 108, 109

STECCHINI, P. E.; LEAO, J.; CASTRO, M.; D’AMICO, F. On the behavior of the black hole candidate 1e 1740.7-2942’s corona based on long-term integral database. **Astronomische Nachrichten**, v. 342, p. 315–319, 2021. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/asna.202113926>>. 117

STEINER, J. F.; MCCLINTOCK, J. E.; REMILLARD, R. A.; NARAYAN, R.; GOU, L. Measuring black hole spin via the x-ray continuum-fitting method: beyond the thermal dominant state. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 701, n. 2, p. L83, 2009. 107

STEINER, J. F.; NARAYAN, R.; MCCLINTOCK, J. E.; EBISAWA, K. A simple comptonization model. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 121, n. 885, p. 1279, 2009. 108

STELLA, L.; ROSNER, R. Magnetic field instabilities in accretion disks. **The Astrophysical Journal**, v. 277, p. 312–321, fev. 1984. 68

STRÜDER, L. et al. The european photon imaging camera on xmm-newton: the pn-ccd camera. **Astronomy & Astrophysics**, v. 365, n. 1, p. L18–L26, 2001. 27

SUNYAEV, R.; CHURAZOV, E.; GILFANOV, M.; PAVLINSKY, M.; GREBENEV, S.; BABALYAN, G.; DEKHAVANOV, I.; YAMBURENKO, N.; BOUCHET, L.; NIEL, M.; ROQUES, J. P.; MANDROU, P.; GOLDWURM, A.; CORDIER, B.; LAURENT, P.; PAUL, J. Two hard X-ray sources in 100 square degrees around the Galactic Center. **Astronomy & Astrophysics**, v. 247, p. L29–L32, jul. 1991. 81, 82

SUNYAEV, R.; TITARCHUK, L. Compton shift of x-rays in plasma clouds: typical radiation spectra. **STIN**, v. 80, p. 14000, 1979. 65

SWART, J. W. **Semicondutores: fundamentos, técnicas e aplicações**. [S.l.]: Campinas: UNICAMP, 2008. 26

TAKAHASHI, T. et al. The astro-h (hitomi) x-ray astronomy satellite. In: **SPACE TELESCOPES AND INSTRUMENTATION: ULTRAVIOLET TO GAMMA RAY**, 2016. [S.l.], 2016. v. 9905, p. 99050U. 9

TAKAHASHI, T.; WATANABE, S. Recent progress in CdTe and CdZnTe detectors. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 48, p. 950–959, ago. 2001. 29

TANAKA, Y. Black-hole x-ray binaries. In: WINKLER, C.; COURVOISIER, T. J. L.; DUROUCHOUX, P. (Ed.). **The transparent universe**. [S.l.: s.n.], 1997. (ESA Special Publication, v. 382), p. 145. 74

TANAKA, Y.; INOUE, H.; HOLT, S. S. The x-ray astronomy satellite asca. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 46, p. L37–L41, jun. 1994. 3

TARTER, C. B.; TUCKER, W. H.; SALPETER, E. E. The interaction of x-ray sources with optically thin environments. **The Astrophysical Journal**, v. 156, p. 943, 1969. 72

TAURIS, T.; HEUVEL, E. V. D. Formation and evolution of compact stellar x-ray sources. **Csxs**, v. 39, p. 623–665, 2006. 63, 65

TEEGARDEN, B.; CLINE, T.; GEHRELS, N.; PORRECA, G.; TUELLER, J.; LEVENTHAL, M.; HUTERS, A.; MACCALLUM, C.; STANG, P. The gamma-ray imaging spectrometer (gris): a new balloon-borne experiment for gamma-ray line astronomy. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 19., 1985. [S.l.], 1985. v. 3. 27

THORNE, K. S. Disk-accretion onto a black hole. ii. evolution of the hole. **The Astrophysical Journal**, v. 191, p. 507–520, 1974. 57

TITARCHUK, L. Generalized comptonization models and application to the recent high-energy observations. **The Astrophysical Journal**, v. 434, p. 570, out. 1994. 95

TITARCHUK, L.; LYUBARSKIJ, Y. Power-law spectra as a result of comptonization of the soft radiation in a plasma cloud. **The Astrophysical Journal**, v. 450, p. 876, set. 1995. 120

TOMSICK, J. A.; KALEMCI, E.; KAARET, P.; MARKOFF, S.; CORBEL, S.; MIGLIARI, S.; FENDER, R.; BAILYN, C. D.; BUXTON, M. M. Broadband x-ray spectra of gx 339–4 and the geometry of accreting black holes in the hard state. **The Astrophysical Journal**, v. 680, n. 1, p. 593, 2008. 74, 112

TOMSICK, J. A. et al. Alternative explanations for extreme supersolar iron abundances inferred from the energy spectrum of cygnus x-1. **The Astrophysical Journal**, v. 855, n. 1, p. 3, 2018. 72

TRUEMPER, J. The ROSAT mission. In: GORENSTEIN, P.; ZOMBECK, M. (Ed.). **IAU Colloq. 115: high resolution x-ray spectroscopy of cosmic plasmas**. [S.l.: s.n.], 1990. p. 291–294. 3

TSOULFANIDIS, N. **Measurement and detection of radiation**. [S.l.]: CRC press, 2010. 26, 47

VATTIS, K.; GOLDSTEIN, I. S.; KOUSHIAPPAS, S. M. Could the 2.6 m object in gw190814 be a primordial black hole? **Physical Review D**, APS, v. 102, n. 6, p. 061301, 2020. 114

VEDRENNE, G. et al. Spi: the spectrometer aboard integral. **Astronomy & Astrophysics**, v. 411, n. 1, p. L63–L70, 2003. 27

- VÉNOS, D.; GEERT, A. V. A.-V.; SEVERIJNS, N.; SRNKA, D.; ZÁKOUCÝ, D. The behaviour of hpge detectors operating at temperatures below 77 k. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, Elsevier, v. 454, n. 2-3, p. 403–408, 2000. 27
- VERBUNT, F. Origin and evolution of x-ray binaries and binary radio pulsars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 31, n. 1, p. 93–127, 1993. 61
- WARDZINSKI, G.; ZDZIARSKI, A. A. Thermal synchrotron radiation and its comptonization in compact x-ray sources. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 314, n. 1, p. 183–198, 2000. 68
- WATARAI, K.-y.; FUKUE, J.; TAKEUCHI, M.; MINESHIGE, S. Galactic black-hole candidates shining at the eddington luminosity. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 52, n. 1, p. 133–141, 2000. 107
- WEISSKOPF, M. C.; TANANBAUM, H. D.; SPEYBROECK, L. P. V.; O'DELL, S. L. Chandra x-ray observatory (cxo): overview. In: X-RAY OPTICS, INSTRUMENT AND MISSION, 3., 2000. [S.l.], 2000. v. 4012, p. 2–17. 3
- WHEATON, W. A.; HOFFMAN, J. A.; PRIMINI, F. A.; SCHEEPMAKER, A.; LEWIN, W. H. G.; MATTESON, J. L.; BAITY, W. A.; GRUBER, D.; PELLING, M.; PETERSON, L. E. Preliminary hard x-ray results from heao-1. **Bulletin of the American Astronomical Society**, v. 9, p. 610, set. 1977. 1
- WILKINS, D.; GALLO, L. C. The comptonization of accretion disc x-ray emission: consequences for x-ray reflection and the geometry of agn coronae. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 448, n. 1, p. 703–712, 2015. 113
- WILLMORE, A.; SKINNER, G.; EYLES, C.; RAMSEY, B. A coded mask telescope for the spacelab 2 mission. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research**, v. 221, n. 1, p. 284–287, mar. 1984. 5
- WINKLER, C. et al. The integral mission. **Astronomy & Astrophysics**, v. 411, n. 1, p. L1–L6, 2003. 6
- WOLFF, M. T. et al. The physics of accretion onto highly magnetized neutron stars. **arXiv preprint arXiv:1904.00108**, 2019. 63

WOLTER, H. Glancing incidence mirror systems as imaging optics for x-rays. **Annalen der Physik**, v. 10, n. 94, 1952. 2

XU, Y. et al. Reflection spectra of the black hole binary candidate maxi j1535-571 in the hard state observed by nustar. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 852, n. 2, p. L34, 2018. 74, 112

YANG, Q.-X.; XIE, F.-G.; YUAN, F.; ZDZIARSKI, A. A.; GIERLIŃSKI, M.; HO, L. C.; YU, Z. Correlation between the photon index and x-ray luminosity of black hole x-ray binaries and active galactic nuclei: observations and interpretation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 447, n. 2, p. 1692–1704, 2015. 74

ZAJAČEK, M.; TURSUNOV, A.; ECKART, A.; BRITZEN, S. On the charge of the galactic centre black hole. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 480, n. 4, p. 4408–4423, 2018. 57

ZDZIARSKI, A. A. Radiative processes and geometry of spectral states of black-hole binaries. In: MARTENS, P. C. H.; TSURUTA, S.; WEBER, M. A. (Ed.). **Highly energetic physical processes and mechanisms for emission from astrophysical plasmas**. [S.l.: s.n.], 2000. (IAU Symposium, v. 195), p. 153. 74

ZDZIARSKI, A. A.; JOHNSON, W. N.; MAGDZIARZ, P. Broad-band γ -ray and x-ray spectra of ngc 4151 and their implications for physical processes and geometry. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 283, n. 1, p. 193–206, 1996. 96

ZHANG, S.; LI, T.; LU, F.; SONG, L.; XU, Y.; LIU, C.; CHEN, Y.; CAO, X.; BU, Q.-c.; CAI, C.; CHANG, Z.; CHEN, G.; CHEN, L.; CHEN, T.; CHEN, W.; CHEN, Y.; CHEN, Y.-P.; CUI, W.; CUI, W. Overview to the hard x-ray modulation telescope (insight-hxmt) satellite. **Science China: Physics, Mechanics and Astronomy**, 10 2019. 6

ZHANG, S. N.; CUI, W.; CHEN, W. Black hole spin in x-ray binaries: observational consequences. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 482, n. 2, p. L155, 1997. 77

ZHOU, X. et al. Introduction to a calibration facility for hard x-ray detectors. **Experimental Astronomy**, v. 38, n. 3, p. 433–441, 2014. 29

ZIÓŁKOWSKI, J. Black hole candidates. **arXiv preprint astro-ph/0307307**, 2003. 60

ŻYCKI, P.; CZERNY, B. The iron line from a partially ionized reflecting medium in an active galactic nucleus. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 266, n. 3, p. 653–668, 1994. 72

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). Contam 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.